

THERMIQUE ET MIX ENERGÉTIQUE

FRANÇOIS LANZETTA
PHILIPPE BAUCOUR, SYLVIE BÉGOT, VALÉRIE LEPILLER

ACTES

DU

CONGRÈS ANNUEL DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE THERMIQUE

SFT 2021

1^{ER} – 3 JUIN 2021
BELFORT, WEB CONFÉRENCE

ORGANISÉ PAR

INSTITUT FEMTO-ST, UNIV. BOURGOGNE FRANCHE-COMTÉ, CNRS
DÉPARTEMENT ENERGIE
BELFORT

Première partie

Préface

Parrainages

Le Congrès Français de Thermique, SFT 2021, organisé par l'Institut FEMTO-ST département Energie à Belfort a bénéficié du parrainage et du soutien des institutions et des organismes suivants :

Université de Franche-Comté

1 rue Claude Goudimel
25030 Besançon Cedex
www.univ-fcomte.fr



CNRS

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



Comue Université Bourgogne Franche-Comté

32, avenue de l'observatoire
25000 Besançon
www.ubfc.fr



Institut FEMTO-ST

15B avenue des Montboucons
25030 Besançon cedex
www.femto-st.fr



Fédération de recherche FCLAB

Rue Thierry Mieg
F-90010 Belfort
www.fclab.fr



Ecole Universitaire de Recherche EIPHI

32 avenue de l'Observatoire
25044 Besançon Cedex
<https://gradschool.eiphi.univ-bfc.fr>



ANR-17-EURE-0002

UFR Sciences Techniques et Gestion de l'Industrie

4 Place Tharradin
BP 71427
25211 Montbéliard Cedex
<http://stgi.univ-fcomte.fr>



IUT Belfort-Montbéliard

19 av. du Maréchal Juin
BP 527
90016 Belfort cedex
www.iut-bm.univ-fcomte.fr



Université de Technologie de Belfort Montbéliard

Techn'Hom
13 rue Thierry Mieg
90000 Belfort
www.utbm.fr



Région Bourgogne Franche-Comté

Hôtel de Région
4 sq Castan, CS 51857
25031 Besançon Cedex
www.bourgognefranche-comte.fr



Conseil départemental du Territoire de Belfort

6 Place de la Révolution française
90020 Belfort cedex
www.territoiredebelfort.fr



Ville de Belfort

Mairie de Belfort
Place d'Armes
90000 Belfort
www.belfort.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



Teledyn FLIR

40, av de Lingenfeld
77200 Torcy, France

www.flir.fr

Contact : Patrice BALCON

☎ 06 26 26 85 75

✉ patrice.balcon@flir.fr



PHOT'Innov

1 Avenue Neil ARMSTRONG
BAT C - Clément Ader CS 10076
33700 Mérignac, France

www.photinnov.com

Contact : Laurent GREULICH

☎ 07 85 83 46 47

✉ l.greulich@photinnov.fr



INNOVATION IN PHOTONICS

ANANKE

14 Rue des Entrepreneurs,
Parc Technologique, 90000 Belfort, France

www.ananke.eu

Contact : Brice BRYON

☎ 07 79 43 56 77

✉ contact@ananke.eu



Comité d'organisation

Équipe locale

Le congrès de la SFT 2021¹ s'est déroulé sous la forme d'une web-conférence du 1^{er} au 3 juin 2021 sur le thème **THERMIQUE et MIX ENERGETIQUE**. Il a été organisé par les personnels des équipes de recherche THERMIE et SHARPAC du département Energie² de l'Institut FEMTO-ST et de la fédération de recherche FCLAB³.

Président :	François Lanzetta
Comité scientifique :	Philippe Baucour, Sylvie Bégot, Valérie Lepiller
Secrétariat et organisation locale :	Isabelle Christen, Karine Diez
Support Informatique :	Jean-Michel Carirand, Jérôme Rabouille
Support Web :	Audrey Dupuis de la société Insight-Outside ⁴
Site web-conférence :	Amélie Sonzogni-Girardot, TNT Events ⁵

Membres : Dimitri Bonnet, Philippe Désévaux, Eric Gavignet, Théo Kziazyk, David Ramel, Jean-Claude Roy, Nadia Steiner, Yacine Aït Oumeziane, Daniel Hissel, Guillaume Layes.

Comité Scientifique de la SFT

Christophe Le Niliot (président)	IUSTI, Marseille	Nadine Allanic	GEPEA, Nantes
Jérôme Bellettre	LTeN, Nantes	Jocelyn Bonjour	CETHIL, Lyon
Didier Delaunay	LTeN, Nantes	Bernard Desmet	LAMIH, Valenciennes
Stéphane Gibout	LATEP, Pau	Patrick Glouannec	LIMATB, Lorient
Michel Gradeck	LEMETA, Nancy	Souad Harmand	LAMIH, Valenciennes
Christophe Journeau	CEA, Cadarache	Joël Lallier	THALES, Elancourt
François Lanzetta	FEMTO-ST, Belfort	Najib Laraqi	LTIE, Ville d'Avray
Philippe Le Masson	LIMATB, Lorient	Pierre Millan	ONERA, Toulouse
Céline Morin	LAMIH, Valenciennes	Michel Pons	LIMSI, Orsay
Fabrice Rigollet	IUSTI, Marseille	Benoît Rousseau	LTeN, Nantes
Patrick Salagnac	LASIE, La Rochelle	Didier Sauray	Pprime, Poitiers
Franck Vouzelaud	THALES, Elancourt		
Fabrice Laturelle	Ariane Group, Saint Médard en Jalles		

1. www.congres-sft.fr/2021/

2. www.femto-st.fr/fr/Departements-de-recherche/ENERGIE/Presentation

3. www.fclab.fr/

5. www.insight-outside.fr/

5. <http://www.tnt-events.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.

Nadine Allanic	Vincent Ayel	Jean-Luc Bailleul
Francoise Bataille	Philippe Baucour	Jean-Pierre Bedecarrats
Sylvie Begot	André Bergeron	Jean Jacques Bezian
Nicolas Blet	Rodolphe Bolot	Dimitri Bonnet
Daniel Bougeard	Pascale Bouvier	Nicolas Boyard
Cyril Caliot	Didier Chamagne	Victorin Chegnimonhan
Xavier Chesneau	Eric Chénier	Benedicte Cuenot
Alain Degiovanni	Eric Delacourt	Fabien Delaleux
Didier Delaunay	Agnès Andrée Delmas	Philippe Desevaux
David Donjat	Eva Dorignac	Marie-Christine Duluc
Jean Pierre Dumas	François Durier	Claude-Gilles Dussap
Yann Favennec	Stéphane Fohanno	Jean-Pierre Fradin
Gilles Fraise	Jean-Laurent Gardarein	Bertrand Garnier
Rémi Gautier	Eric Gavignet	Stéphane Gibout
Rémi Gilblas	Florine Giraud	Patrick Glouannec
Michel Gradeck	Xiaofeng Guo	Philippe Haberschill
Jean-Luc Harion	Jean-Francois Hetet	Nicolas Horny
Laurent Ibos	Patrice Joubert	Christophe Journeau
Mohammed Lachi	Sylvain Lalot	Francois Lanzetta
Najib Laraqi	Guillaume Layes	Yves Lecointe
Damien Lecointe	Renan Leon	Valérie Lepiller
Tahar Loulou	Denis Maillet	Damien Meresse
Johann Meulemans	Ghislain Michaux	Mohammed Mobtil
Marie-Catherine Mojtabi	Pierre Mousseau	Christophe Le Niliot
Yacine Ait Oumeziane	Jacques Padet	Julien Pellé
Laetitia Perez	Benjamin Piaud	Thomas Pierre
Vincent Platel	Jean-Pierre Ploteau	Michel Pons
Catalin Popa	Hervé Pron	Mourad Rebay
Jean-Michel Reneaume	Philippe Reulet	Fabrice Rigollet
Simon Rouchier	Yassine Rouizi	Sebastien Rouquette
Stéphane Roux	Jean-Claude Roy	Serge Russeil
Jean-François Sacadura	Mohamed Sadli	Patrick Salagnac
Sylvain Serra	Monica Siroux	Vincent Sobotka
Jérôme Soto	Pascal Stouffs	Lounès Tadrift
Jules Voguelin Simo Tala	Cédric Thiebaut	Karim Touati
Adrien Toutant	Brice Tremeac	Benoit Trouette
Marielle Varenne-Pellegrini	Etienne Videcoq	Gerard Vignoles
Franck Vouzelaud	Belkacem Zeghmati	

Le mot du comité d'organisation

Pour la deuxième année consécutive, compte tenu de la situation exceptionnelle causée par l'épidémie de Coronavirus (covid 19), le 29^e congrès français de thermique a été annulé en présentiel.

Cependant, le Conseil Scientifique de la Société Française de Thermique, en étroite collaboration avec le Comité d'Organisation et le Conseil Scientifique de la conférence, ont décidé d'organiser cette manifestation sous la forme d'une web-conférence qui se déroulera du 1^{er} au 3 juin 2021 sur le thème **THERMIQUE et MIX ENERGETIQUE**.

Les pays du monde se sont engagés, par l'accord de Paris, à réduire fortement leurs émissions de gaz à effet de serre afin de limiter l'impact du changement climatique sur nos sociétés. Le changement climatique trouve sa cause dans la production de gaz à effet de serre dont environ 70% résulte de notre consommation d'énergies fossiles et l'utilisation du charbon, du pétrole et du gaz rend la croissance non soutenable. La Programmation Pluriannuelle de l'Energie (PPE) et la Stratégie Nationale Bas-Carbone (SNBC) permettront d'inscrire la transition énergétique de la France dans un mouvement national mais également dans le cadre du développement du marché intérieur européen et de la transition énergétique européenne. La PPE décrit ainsi les mesures qui permettront à la France de décarboner l'énergie afin d'atteindre la neutralité carbone en 2050. En Europe, le secteur des transports est le premier consommateur d'énergie, devant ceux du bâtiment, de l'industrie et des services. La consommation énergétique de l'Europe s'est élevée à environ 1 352 millions de tonnes d'équivalent pétrole (Mtep) en 2019 pour environ 447 millions d'habitants, contre environ 2 264 Mtep aux États-Unis pour environ 333 millions d'habitants, selon l'Agence internationale de l'énergie.

Le thème **THERMIQUE et MIX ENERGETIQUE** sera l'occasion de mettre l'accent sur des sujets de recherche industriels et académiques à travers cinq conférences plénières :

- M. Pierre Montagne (General Electric, Gas Power) présentera les problématiques de combustion au sein des auxiliaires de turbines à gaz ;
- M. Charles Foulquié (SAFRAN) abordera la conception des turbofans dans le domaine de l'aviation ;
- Mme. Zlatina Dimitrova (Stellantis) exposera les activités de recherche opérées dans le domaine de l'efficacité énergétique des véhicules automobiles ;
- M. Franck David (EDF R&D) balaira le panorama des activités du groupe industriel face aux enjeux énergétiques et à la nécessaire réduction des émissions de gaz à effets de serre ;
- Mme. Sylvie Lorente (Villanova university, USA) clôturera le congrès en présentant l'application de la loi constructale au stockage thermique.

Lors de ce congrès, quatre ateliers permettront des échanges sur des thématiques transversales :

- le groupe thématique « Transfert thermique atmosphérique et adaptation aux changements climatiques » créé en 2020 aura pour objectifs l'animation scientifique d'activités associant la thermique aux problématiques liées au climat. Cet atelier sera animé par Frédéric André, Cyril Caliot et Nicolas Ferlay ;

- les concours de l'enseignement supérieur et du CNRS feront l'objet d'une animation par Souad Harmand, pour le CNU 62, et Jean-Luc Battaglia, pour le CNRS section 10. Ces présentations, à destination notamment des jeunes chercheurs, permettront d'apporter quelques clés de compréhension et des conseils pour la préparation des concours d'enseignants-chercheurs et de chercheurs,
- l'atelier Hydrogène-énergie, à travers des exemples d'activités industrielles et de recherche, sera animé par Nadia Steiner et Olivier Joubert. Cet atelier exposera les enjeux scientifiques et technologiques de cette alternative aux énergies carbonées que représente l' ;
- Bernard Desmet présentera la banque de données thermophysiques.

Nous avons ainsi reçu 86 propositions de résumés. 50 communications ont été finalement acceptées pour publication dans les Actes du congrès annuel de la SFT 2021 et bénéficient dorénavant d'un DOI. 30 communications ont été retenues pour être présentées sous forme d'affiche uniquement. L'ensemble des travaux, représentant un total de 152 expertises, font ainsi l'objet d'une publication sur le site internet de la Société Française de Thermique.

Le Conseil Scientifique de la Société Française de Thermique a classé 6 communications pour le Prix Biot-Fourier et seront proposées pour publication dans la revue *Entropie : thermodynamique – énergie – environnement – économie (ISTE)*. Le Comité local d'organisation du congrès attribuera également le Prix du meilleur poster.

La web-conférence sera l'occasion d'organiser, pour la première fois de son histoire, le 29^e congrès français de thermique de Belfort de manière totalement dématérialisée. Ainsi, toutes les 80 communications feront l'objet d'une présentation orale qui seront transmises en simultané sur des plateformes (Teams et/ou Youtube).

Le Comité d'Organisation du congrès remercie très sincèrement le Conseil d'Administration et le Conseil Scientifique de la Société Française de Thermique pour leur soutien renouvelé et leur confiance dans l'organisation du 29^e congrès.

A toutes et à tous, nous vous souhaitons un très bon congrès 2021 !

François Lanzetta

Philippe Baucour, Sylvie Bégot et Valérie Lepiller

Programme

Conférences plénières

Contraintes de manipulation des « nouveaux » combustibles dans les auxiliaires de turbines à gaz

Mardi 1^{er} juin 2021 – 10h

PIERRE MONTAGNE

General Electric, Division Gas Power, Belfort

Originaire de Nancy, Pierre Montagne devient Ingénieur en mécanique diplômé de Supméca Paris en 2008. Après un projet de fin d'étude dans les moteurs d'avions au sein de Rolls-Royce, a intégré GE en 2008 dans les auxiliaires turbines à gaz de la division Gas Power. Il est spécialisé dans les systèmes auxiliaires de conditionnement et d'injection de combustibles alternatifs dans le cadre de projets complexes (gaz de synthèse, hydrogène, traitement de combustibles liquides contaminés). Il enseigne aussi la combustion au sein du Master Ingénierie Thermique et Energie à Belfort depuis 2018-2019.

La turbine à gaz est un convertisseur d'énergie réputé pour être capable de fonctionner avec un panel de combustibles très vaste, aussi bien liquides que gazeux. Dans le cadre des engagements de la lutte contre le changement climatique, les ambitions de décarbonation de l'industrie et de la production électrique vont ouvrir des perspectives d'utilisation d'une part croissante de « nouveaux » combustibles, d'hydrogène, d'ammoniac, de biogaz et de biocarburants. Ces « nouveaux » combustibles ne sont pas nouveaux par leur formulation, mais plutôt par l'ampleur de leur possible démocratisation et de l'opportunité qu'ils représentent, notamment pour alimenter des centrales thermiques. Ils ont des compositions chimiques différentes des carburants traditionnels et leur utilisation pure ou bien diluée dans ces derniers vont faire apparaître des propriétés physiques et des risques propres qu'il s'agit d'étudier en vue de préparer les adaptations nécessaires des systèmes auxiliaires de ces centrales. En particulier, les risques d'explosion dans toutes les phases d'opération de la centrale et dans des conditions de process contraignantes ont besoin d'être anticipés à travers l'estimation de leur occurrence, de leur sévérité et des moyens de prévention et de contrôle à disposition.

Conception des turbofans : progrès et enjeux

Mardi 1er juin 2021 – 14h

CHARLES FOULQUIÉ

Safran Aircraft Engines, Villaroche

Ingénieur chez Safran Aircraft Engines et enseignant vacataire à l'Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers, Charles Foulquié évolue dans le domaine des machines de conversion d'énergie depuis maintenant dix ans. Son domaine d'expertise consiste dans l'étude numérique des phénomènes acoustiques et vibratoires d'origine aérodynamique appliqué aux turbo-réacteurs.

L'impact environnemental de l'aéronautique civile est une préoccupation croissante de nos sociétés. Afin de répondre à ces enjeux, les ingénieurs motoristes repoussent sans cesse les limites technologiques de leurs produits. Notamment, l'architecture moteur *turbofan* qui équipe de nos jours la flotte mondiale d'avion de ligne moyen et long-courriers est un concentré de technologie et d'innovation prodigieux. L'objet de cette conférence est d'introduire aux problématiques techniques et scientifiques rencontrés lors de la conception de ces moteurs. Une attention particulière est portée aux progrès réalisés sur le plan de l'efficacité énergétique et des nuisances acoustiques [1,2].

Le *turbofan* est une machine thermique basée sur le cycle thermodynamique de Joule-Brayton dont l'objectif est de produire une poussée par accélération d'un débit d'air. Son efficacité énergétique globale est conditionnée par son rendement thermodynamique d'une part ainsi que son rendement propulsif d'autre part. Le *fan* (voir figure) qui est responsable de 75% de la poussée est l'un des éléments constitutifs du moteur les plus critiques vis-à-vis de l'efficacité énergétique globale. Il est également une source de nuisance acoustique de premier plan à l'échelle de l'aéronef. Sa conception fait l'objet de recherches actives à la frontière entre aérodynamique, acoustique et mécanique vibratoire [3]. Une partie substantielle de la conférence lui est dédiée.

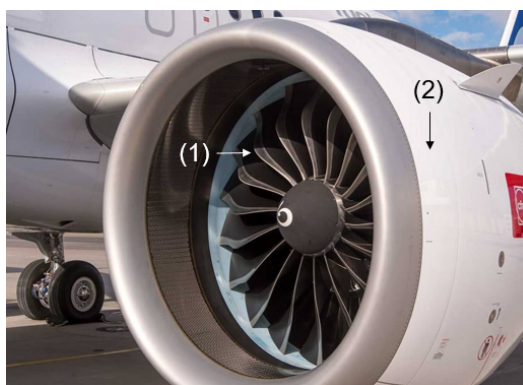


Figure 1 : Fan¹ et entrée d'air² du turbofan Leap-1A équipant l'Airbus A320Neo.

[1] La saga du CFM 56, Arts et Métiers Alumni, 23 octobre 2017, Pierre Alesi et Patrick Joyez.

[2] Advanced Air Transport Technology Project, Acoustic Considerations for PAI, NASA.

[3] Aero-engine design : a state of the art Fan Aerodynamic Design, VKI lecture series, April 7-11, 2003, Jérôme Lépine.

Systèmes de propulsion intégrés énergétiquement pour les automobiles

Mercredi 2 juin 2021 – 09h

ZLATINA DIMITROVA

Cheffe de Projet en Recherche et Innovation, Direction Recherche Innovation & Ingénierie avancée, Stellantis, Vélizy

Dr. Zlatina Dimitrova travaille dans l'industrie automobiles, chez Stellantis (ex-PSA Groupe) en tant que Cheffe de Projet en Recherche et Innovation, dans le domaine de l'énergie et de la propulsion automobile. Zlatina a obtenu son Habilitation à Diriger des Recherches en 2020 au CNAM Paris. Elle détient également un doctorat de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (Suisse).

Le fil conducteur dans cette présentation est l'amélioration de l'efficacité des systèmes énergétiques des véhicules, la réduction de leurs émissions, au travers de solutions compétitives et rentables de technologies de stockage et de conversion d'énergie. La recherche porte sur l'efficacité énergétique ainsi que sur les études d'impacts économiques et environnementaux des systèmes énergétiques innovants. Dans cette présentation les systèmes énergétiques des véhicules évoluent des systèmes autonomes embarqués vers des systèmes liés au réseau, avec des vecteurs multi-énergies. Trois grands thèmes de recherche sont développés :

- Efficacité énergétique, stockage et conversion à bord des véhicules
- Extension des systèmes énergétiques des véhicules, les véhicules en tant que systèmes liés au réseau
- Systèmes de stockage et de conversion d'énergie pour les différents vecteurs énergétiques ; véhicules électriques à pile à combustible, hydrogène et leur écosystème

Pour prendre en compte l'impact des différents vecteurs énergétiques, le bilan du puits à la roue de l'efficacité énergétique et des émissions de CO₂ est réalisé et discuté pour différents systèmes de propulsion des véhicules. L'impact du mix énergétique est ainsi recensé sur les émissions de CO₂ des différents systèmes énergétiques des véhicules. La production de l'hydrogène propre ou encore vert est également abordée, en lien avec le mix énergétique.

Panorama des activités EDF R&D face aux enjeux énergétiques

Jeudi 3 juin 2021 – 9h30

FRANCK DAVID

EDF - EDF R&D, Mécanique des Fluides, Energies, Environnement, Chatou

Franck DAVID est Chercheur Senior à EDF R&D dans le domaine des échangeurs thermiques et des cycles de conversion d'énergie pour la production. Il intègre EDF en 1991 pour travailler au développement, la qualification et ainsi qu'à la réalisation des premières études du Code THYC Echangeurs (échelle 3D diphasique poreux) appliqué aux Générateurs de Vapeur et aux Condenseurs. Il a exercé des activités de management d'équipes en charge de modélisation et d'expérimentation et de pilotage de projet au sein de la R&D. Depuis 2010, il travaille en tant qu'expert dans le domaine des Nouveaux Réacteurs, des Systèmes de refroidissement pour la production et pour la Sûreté. Il a participé à différents programmes Européens dans le domaine des réacteurs Sodium, des technologies de refroidissement et des Technologies de Sûreté Passive. Il a encadré 3 thèses, produit une vingtaine de communications, est membre de la SFEN, de la SFT et du Conseil d'administration de l'association GRETH. Il intervient ponctuellement dans des activités d'enseignement.

L'entreprise EDF est un acteur majeur du monde de l'énergie en France et dans le monde. Ses activités sont multiples et couvrent les métiers de la production, du transport et de la distribution d'électricité ainsi que la commercialisation d'énergie et de service énergétique. La R&D d'EDF est une R&D « intégrée » organisée pour répondre aux différents enjeux de l'entreprise exprimés dans le cadre du plan stratégique de l'entreprise CAP 2030 et pour préparer les systèmes de productions du futur dans le cadre de la PPE et de la nécessaire réduction des émissions de gaz à effets de serre.

L'objet de la présentation est de fournir un éclairage sur les principales activités de la R&D pour répondre à ces enjeux en présentant succinctement les grandes orientations de son plan scientifique et en illustrant son programme d'activité par quelques exemples de réalisation ou des travaux de recherche en cours dans les domaines de l'énergétique et de la thermique appliqués à la production décarbonée ou aux usages.

La loi constructale et le stockage thermique

Jeudi 3 juin 2021 – 17h

SYLVIE LORENTE

Department of Mechanical Engineering, Villanova University, Pennsylvania, USA

Sylvie Lorente est le Chair Professor du Collège d'Ingénierie dans le département de Mécanique à Villanova University, PA, USA et Professeur à l'INSA Toulouse, département Génie Civil. Elle est member de l'Académie Européenne. Sylvie est passionnée par les architectures d'écoulement et travaille sur les structures vascularisées, les milieux poreux, le design et les organisations urbaines. Elle est l'auteur de 7 livres, 10 chapitres d'ouvrages et 200+ articles dans des revues internationales. Elle est éditeur de International Communications in Heat and Mass Transfer et membre de plusieurs comités éditoriaux. Elle figure parmi les 2% des scientifiques les plus cités au monde.

Enoncée en 1996 par Adrian Bejan, la loi constructale a depuis vu son potentiel d'application s'élargir dans les différents domaines de l'ingénierie, mais aussi vers d'autres horizons scientifiques tels que la physique, la biologie, la médecine, les sciences sociales, l'économie, etc. L'idée que les architectures d'écoulement s'adaptent dans le temps pour survivre en modifiant leur configuration, si elle est née en thermodynamique, est suffisamment puissante pour s'étendre vers l'explication de nombreux autres phénomènes, qu'ils soient naturels ou issus de notre imagination. De fait, la loi constructale a aussi donné très rapidement lieu à des approches originales de design.

Dans cette présentation, j'aurai le plaisir d'illustrer quelques applications que nous avons développées dans le domaine du stockage de l'énergie et des matériaux à changements de phase. Augmenter la part de la contribution des énergies renouvelables dans le mix énergétique nécessite d'accomplir des progrès dans diverses directions : remporter l'adhésion des citoyens, des mesures politiques, technologiques et des avancées scientifiques pour n'en mentionner que quelques-uns. L'un des plus grands défis consiste à offrir des solutions intelligentes pour résoudre la dichotomie entre la production d'énergie et les périodes de consommation sachant que l'écart couvre plusieurs échelles de temps. C'est tout l'objet du stockage thermique.

L'approche constructale du design de systèmes à changement de phase sera d'abord présentée. Nous montrerons que lorsque le temps de stockage est fixé, de même que le volume de matériau à changement de phase, le fluide caloporteur peut être distribué dans le volume de manière à utiliser les mécanismes de transfert de chaleur quand et où ils sont le plus efficaces. Les réacteurs de stockage thermo-chimiques sont un autre domaine dans lequel la loi constructale trouve tout son sens pour le design de réacteurs plus compacts et efficaces. Nous verrons que l'emplacement des sels peut être choisi pour décroître les imperfections thermodynamiques.

Ateliers

Climat

Mardi 2 juin 2021 – 15h30

FRÉDÉRIC ANDRÉ – INSA de Lyon, CETHIL, Lyon
CYRIL CALIOT – Université de Pau et des Pays de l'Adour, LMAP - Laboratoire de Mathématiques et de leurs Applications, Pau
NICOLAS FERLAY – Université de Lille, LOA - Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Villeneuve d'Ascq

Concours CNU 62 – CNRS section 10

Mardi 2 juin 2021 – 15h30

SOUAD HARMAND – Université Polytechnique des Hauts de France, LAMIH, Valenciennes
JEAN-LUC BATTAGLIA – Université de Bordeaux, I2M ENSAM, Talence

Hydrogène-énergie

Mercredi 3 juin 2021 – 11h00

NADIA STEINER – Université de Franche-Comté, Femto-st, Fclab, Belfort
DANIEL HISSEL – Université de Franche-Comté, Femto-st, Fclab, Belfort
OLIVIER JOUBERT – Université de Nantes, Institut des matériaux Jean Rouxel, fédération FRH2, Nantes

Propriétés thermophysiques – Base de données

Mercredi 3 juin 2021 – 11h00

BERNARD DESMET – Université Polytechnique des Hauts de France, Valenciennes

Prix Biot-Fourier

Six 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.

Développement et analyse d'une corrélation pour estimer les transferts de chaleur en situation de fort chauffage asymétrique d'un écoulement en canal.

Martin David^{1,*}, Adrien Toutant¹, Françoise Bataille¹

* ✉ : martin.david@promes.cnrs.fr

¹ CNRS-PROMES (UPR 8521), Technosud-Rambla de la Thermodynamique, 66100 Perpignan, Université de Perpignan Via Domitia, 52 avenue Paul Alduy, 66100 Perpignan

Mots clés : Simulations des grandes échelles, Transferts thermique, Chauffage asymétrique, Corrélation

(Cf. page [79](#))

Vaporisation ascendante d'un mélange binaire d'HFC dans un passage d'ailettes décalées

Ines Ben El Mekki^{1,*}, Marine Andrich², Marc Wagner², Florine Giraud³, Brice Trémécac³, Pascal Tobaly³

* ✉ : ines.benelmekki@airliquide.com

¹ Doctorante AIR LIQUIDE / LAFSET CNAM

² AIR LIQUIDE

³ LAFSET CNAM

Mots clés : ailettes décalées, vaporisation ascendante, fluide binaire

(Cf. page [377](#))

Transfert de chaleur par convection thermoélectrique dans des cavités rectangulaires horizontales

Elhadj Boubacar Barry¹, Changwoo Kang², Harunori Yoshikawa³, Innocent Mutabazi^{1,*}

* ✉ : innocent.mutabazi@univ-lehavre.fr

¹ Université Le Havre Normandie

² Université Nationale de Jeonbuk

³ Institut de Physique de Nice - UMR 7010

Mots clés : Cavité rectangulaire ; Convection thermoélectrique ; Fluide diélectrique ; Force diélectrophorétique.

(Cf. page [113](#))

Loss effect analysis of irreversible Stirling cycle refrigerator

Muluken Z. Getie^{1,*}, François Lanzetta², Sylvie Bégot², Bimrew T. Admassu³

* ✉ : muluken.zegeye@bdu.edu.et

¹ 1. FEMTO-ST Institute, Univ. Bourgogne Franche-Comte, CNRS Parc technologique, 2 avenue Jean Moulin, F-90000 Belfort, France 2. Bahir Dar Energy Center, Bahir Dar Institute of Technology, Bahir Dar University, Bahir Dar, Ethiopia 3.

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

³ Faculty of Mechanical and Industrial Engineering, Bahir Dar Institute of Technology, Bahir Dar University, Bahir Dar, Ethiopia

Mots clés : Stirling refrigerator, Power losses, Heat losses, Performance, Share of losses

(Cf. page [37](#))

Analyse des transferts thermiques au sein d'un écoulement de convection naturelle dans un espace confiné comportant un obstacle partiellement chauffé.

Alexandre Weppe^{1,*}, Florian Moreau¹, Didier Saury¹

* ✉ : alexandre.weppe@ensma.fr

¹ Institut Pprime, UPR 3346 CNRS – ENSMA – Université de Poitiers, BP 40109, F-86961 Futuroscope Chasseneuil Cedex, France

Mots clés : convection naturelle, étude expérimentale, transfert de chaleur

(Cf. page [147](#))

Métrologie infrarouge haute précision pour la détermination des coefficients de transfert en condensation convective

Marion Beaumale^{1,*}, Pascal Lavieille¹, Marc Miscevic¹

* ✉ : marion.beaumale@laplace.univ-tlse.fr

¹ LAPLACE

Mots clés : condensation convective, métrologie infrarouge, coefficient d'échange, expérimental

(Cf. page [285](#))

Table des matières

I Préface	iii
Parrainages	v
Comité d'organisation	ix
Liste des relecteurs	xi
Le mot du comité d'organisation	xiii
Programme	xv
Prix Biot-Fourier	xxi
Développement et analyse d'une corrélation pour estimer les transferts de chaleur en situation de fort chauffage asymétrique d'un écoulement en canal.	xxi
Vaporisation ascendante d'un mélange binaire d'HFC dans un passage d'ailettes décalées	xxi
Transfert de chaleur par convection thermoélectrique dans des cavités rectangulaires horizontales	xxii
Loss effect analysis of irreversible Stirling cycle refrigerator	xxii
Analyse des transferts thermiques au sein d'un écoulement de convection naturelle dans un espace confiné comportant un obstacle partiellement chauffé.	xxiii
Métrologie infrarouge haute précision pour la détermination des coefficients de transfert en condensation convective	xxiii
Table des matières	xxiii
II Textes complets	1
1 Conversion de l'énergie	3
Étude bibliographique des dispositifs expérimentaux pour la réfrigération magnétique	5
Estimation des pertes par courants de Foucault dans des parties massives conductrices à partir de mesures thermiques	13
Méthodologie d'étude des performances exergetiques d'un réseau anergie - Application au réseau d'Estavayer-le-lac (Suisse).	21

Estimation « in situ » de l'efficacité de capteurs solaires sous vide pour la production d'eau chaude	29
Loss effect analysis of irreversible Stirling cycle refrigerator	37
Procédé de cogénération de froid et électricité à partir d'une source de chaleur basse température	45
Etude théorique d'un micro-moteur Stirling	53
Optimisation de la machine Stirling duplex	61
2 Modes de transfert	69
Caractérisation de la conductivité thermique radiale d'une fibre de carbone de type PAN par la méthode 3ω	71
Développement et analyse d'une corrélation pour estimer les transferts de chaleur en situation de fort chauffage asymétrique d'un écoulement en canal.	79
Influence de l'interaction entre ultrasons et écoulement sur l'intensification du transfert thermique : effets de la fréquence des ondes selon le régime hydrodynamique	89
Mesure thermique indirecte en temps réel dans un four radiant par modèle réduit	97
Caractérisation expérimentale d'un contact électrique glissant représentatif de la liaison pantographe-caténaire	105
Transfert de chaleur par convection thermoélectrique dans des cavités rectangulaires horizontales	113
Caractérisation thermique du biofouling autour d'un câble électrique dynamique sous-marin	123
Utilisation de fonctions objectives locales dans le cadre de l'optimisation topologique des échanges thermiques d'un canal vertical asymétriquement chauffé	131
Optimisation de la caractérisation thermique de l'argent fritté par la méthode flash	139
Analyse des transferts thermiques au sein d'un écoulement de convection naturelle dans un espace confiné comportant un obstacle partiellement chauffé.	147
Propagation de fumées en façade avec contamination d'un local supérieur	155
Etude du transfert radiatif dans les matériaux composites semi-transparents	165
3 Modélisation et simulation numérique	173
Modélisation et intégration temporelle d'un problème thermique couplé par la méthode de Monte Carlo	175
Modélisation analytique d'un stockage thermocline pour la récupération de chaleur fatale ou pour centrale solaire à concentration	183
Vers un modèle thermo-optique des LEDs utilisées dans les systèmes d'éclairage automobile	191
Influence des échanges radiatifs/convectifs sur l'étalement d'une goutte de verre	201
Simulation d'un four de recuit par modèle réduit modal	209
Caractérisation thermique des fils et bobines isolés pour les machines électriques à haute température	217
La réfrigération magnétocalorique au défi du réchauffement climatique	225
4 Métrologie et techniques inverses	233

Métrologie à très haute température (1300-2500°C) en pyrroreflectométrie pour des applications nucléaires	235
Validation expérimentale d'un modèle cinétique de solidification d'une plaque MCP/GNE	243
Modèles réduits ARX et produit de convolution en thermique linéaire des systèmes invariants	253
Mesure transitoire et sans contact de champ de température par thermotransmittance dans des milieux semi-transparents à l'infrarouge	261
Estimation par méthode inverse du flux absorbé par une plaque en fonte destinée à la cuisson solaire	269
Développement d'un fluxmètre imageur hyperspectrale sans contact par thermographie InfraRouge	277
Métrologie infrarouge haute précision pour la détermination des coefficients de transfert en condensation convective	285
Méthode de Monte-Carlo Symbolique pour la caractérisation des propriétés thermophysiques : cas de la méthode flash	293
5 Thermique appliquée - habitat	301
Comparaison de deux techniques de rafraîchissement passif en toiture sous différentes conditions climatiques	303
Réflexions sur l'utilisation de capteurs de densité de flux thermique sur un banc expérimental in situ	311
Conception de parois multi-couches pour véhicules utilitaires isothermes	319
Optimisation multicritère d'un échangeur de chaleur air-sol pour différents climats mondiaux	327
Analyse du confort thermique dans une cavité ventilée selon la position de l'ouverture de sortie	335
Modélisation CFD des performances thermiques d'un mur Trombe	343
Modélisation thermique de bâtiments intégrant le BIM et la méthode des graphes avec le module NetworkX de Python.	351
6 Thermique appliquée - échangeur	359
Multi-objective design optimization of a hybrid renewable energy system	361
Modélisation numérique et intégration d'un désorbteur à plaques et films tombants dans un prototype de machine à absorption eau-ammoniac	369
Vaporisation ascendante d'un mélange binaire d'HFC dans un passage d'ailettes décalées	377
Optimisation des paramètres d'un échangeur de chaleur avec agitateur par la méthode taguchi et l'algorithme génétique	385
Analyse du profil de température et de création d'entropie dans un évaporateur à film tombant	393
Optimisation d'un microéchangeur à partir d'un bilan entropique	401
Étude des performances de climatiseurs individuels en climat tropical	409
7 Transferts en milieux hétérogènes	417
Simulation de l'écoulement dispersé vapeur/gouttes dans des conditions d'APRP	419

Transferts couplés de masse et de chaleur en milieu poreux. Application au séchage de la bagasse de canne à sucre par comparaison numérique et expérimentale.	427
Bulles d'eau à pression sub-atmosphérique : étude expérimentale et analyse dimensionnelle dans un canal vertical confiné	435
Modélisation individu centré de la condensation en goutte	443
III Annexes	451
Liste des auteurs	453

Deuxième partie

Textes complets

Thème 1

Conversion de l'énergie

Étude bibliographique des dispositifs expérimentaux pour la réfrigération magnétique	5
Estimation des pertes par courants de Foucault dans des parties massives conductrices à partir de mesures thermiques	13
Méthodologie d'étude des performances exergétiques d'un réseau anergie - Application au réseau d'Estavayer-le-lac (Suisse).	21
Estimation « in situ » de l'efficacité de capteurs solaires sous vide pour la production d'eau chaude	29
Loss effect analysis of irreversible Stirling cycle refrigerator	37
Procédé de cogénération de froid et électricité à partir d'une source de chaleur basse température .	45
Etude théorique d'un micro-moteur Stirling	53
Optimisation de la machine Stirling duplex	61

Étude Bibliographique des Dispositifs Expérimentaux pour la Réfrigération Magnétique.

Review of experimental devices for the magnetic refrigeration.

Julien EUSTACHE*, Antony PLAÏT, Frédéric DUBAS, Raynal GLISES

FEMTO-ST Institute, Univ. Bourgogne Franche-Comté, CNRS, Belfort, France

* julien.eustache@femto-st.fr; 06.44.27.87.47

Résumé – Au cours des dernières années, l'intérêt de la recherche pour la magnéto-calorie n'a cessé de croître. Cette technologie se place comme une alternative aux dispositifs de climatisation classique. En conséquence, de nombreux prototypes ont été conçus afin de proposer des alternatives viables. Dans ce papier, une étude bibliographique des dispositifs de réfrigération magnétique a été réalisée. Cette revue a pour but de faire un historique synthétique des dispositifs de réfrigération magnétique réalisés en se concentrant sur les plus performants, afin d'en extraire une conception optimale.

Mots-clés : Effet magnéto-calorique ; Réfrigération magnétique ; Dispositifs expérimentaux ; Étude bibliographique.

Abstract – Conventional refrigeration systems based on vapor-compression cycles are mature and reduced in cost. However, they reached their technological limits. Moreover, they use harmful refrigerant gases for the environment. New technological devices using the magnetocaloric effect have been carried out to provide a sustainable alternative. The interest of this ecological technology strongly increased during the last thirty years. This review of magnetic refrigeration devices is performed to describe current systems and their performances, in order to suggest an optimal design.

Keywords: Magnetocaloric effect; Magnetic refrigeration; Experimental apparatus; Literature review.

Nomenclature

EMC Effet magnéto-calorique

MMC Matériau magnéto-calorique

Gd Gadolinium

1. Introduction

Dans le contexte actuel du dérèglement climatique et de la préservation de la couche d'ozone, il est devenu nécessaire de trouver une alternative aux systèmes de climatisation classique utilisant des fluides frigorigènes extrêmement nocifs. La réfrigération magnétique est une des solutions de remplacement des systèmes classiques. Cette technologie est basée sur l'effet magnéto-calorique (EMC) qui se traduit par une variation de température de certains matériaux lorsqu'ils sont soumis à une variation temporelle du champ magnétique. La réfrigération magnétique présente plusieurs avantages comme une meilleure efficacité par rapport aux cycles thermodynamiques multi-thermes, une absence de bruit et de polluants atmosphériques [1]. Pour ces raisons, depuis quelques dizaines d'années, l'intérêt pour cette technologie a fortement augmenté [2]. En conséquence, de nombreux prototypes ont été conçus afin de proposer des alternatives viables. Cependant, cette technologie nécessite encore des améliorations afin de pouvoir être commercialisée à grande échelle, notamment dans des applications fonctionnant à température ambiante. Des recherches sont donc menées afin de trouver des matériaux magnéto-caloriques (MMC) ou des alliages plus performants. Il convient également d'augmenter l'induction magnétique à moindre coût, ainsi que d'optimiser les échanges de chaleur entre le matériau et le fluide caloporteur.

Dans cet article, nous proposons de faire une synthèse des prototypes utilisés pour la réfrigération magnétique. Nous reviendrons sur la composition de certains dispositifs ainsi que sur leurs performances.

2. Découvertes de l'EMC et premiers prototypes

2.1. Description de l'EMC

La première observation d'un phénomène thermomagnétique a été faite par Gilbert en 1600 [3]. Le phénomène sera ensuite mis en évidence en 1881 par Warburg [4]. Quelques années plus tard, les tous premiers prototypes imaginés furent ceux de Stefan [5] et Tesla [6] en 1889 puis Edison en 1890 [7]. Il faudra ensuite attendre 1918 pour que Weiss et Picard [8] mettent en avant la réversibilité de l'EMC, ce qui marquera le point de départ de la création de nombreux prototypes. Cet effet a déjà été décrit à de nombreuses reprises dans la littérature [9]. Le phénomène se traduit par une augmentation de la température d'un matériau paramagnétique lorsqu'il est soumis à un champ magnétique. En effet, l'ordre engendré par l'alignement des moments magnétiques des spins atomiques du matériau est compensé par une augmentation de l'agitation moléculaire et donc de la température.

Ce phénomène est réversible, puisqu'une fois le matériau retiré du champ magnétique, celui-ci se désaimante. Ce phénomène est maximal quand il est exploité aux alentours de la température (ou point) de Curie du matériau. Le matériau le plus utilisé dans le domaine de la réfrigération magnétique à température ambiante est le Gadolinium (Gd). Celui-ci présente de bonnes caractéristiques avec un écart de température d'environ 3 K pour une induction magnétique appliquée de 1 T. De plus, sa température de Curie est de 293 K. Afin d'exploiter au mieux cet effet, il est nécessaire de concevoir des dispositifs capables de générer des cycles d'aimantation et de désaimantation. De nos jours, le MMC se comporte le plus souvent comme un régénérateur et réalise des échanges thermiques avec un fluide caloporteur qui circule entre une source chaude et une source froide. On parle alors de cycles de réfrigération magnétique active à régénération [10]. Ces cycles permettent de créer un gradient au sein même du MMC et d'accroître l'écart de température entre les sources de chaleur.

2.2. Dispositifs fonctionnant à basse température

Les premières applications utilisant l'EMC sont des dispositifs permettant d'atteindre des températures proches du 0 K et fonctionnant à basse température. En effet, Debye démontre en 1926 qu'il est possible d'atteindre des températures d'échantillon inférieures à 1 K [11]. À partir de cette date, de nombreuses applications dans le froid magnétique voient le jour.

L'un des premiers systèmes fut celui de Giaouque et MacDougall en 1933 [12]. Ils proposèrent un dispositif capable d'atteindre des températures proches du 0 K en utilisant un champ magnétique de 0,8 T et grâce à la désaimantation adiabatique d'un sel paramagnétique de $Gd_2(SO_4)_3$. Avec cette méthode, ils atteignent des températures de 0,53 K, 0,34 K et 0,25 K en partant respectivement de 3,4 K, 2 K et 1,5 K en utilisant de l'hélium liquide.

Plus tard, en 1951, Darby *et al.* [13] proposeront le premier prototype avec un régénérateur magnétocalorique à deux étages. Les matériaux utilisés possèdent des points de Curie différents. Ils réussissent à atteindre avec ce système une température de 3 mK pour une induction de 0,42 T. Suite à cette recherche, de nombreux prototypes possédant des régénérateurs à points de Curie multiples ont été conçus.

En 1966, Van Geuns [14] propose de réaliser des dispositifs fonctionnant au-delà de 1 K. Il utilise un cycle à régénération passive entre 1 K et 20 K avec de l'hélium comme fluide

caloporteur et servant de régénérateur thermique. Par la suite, la réfrigération magnétique a de plus en plus été utilisée dans des dispositifs de réfrigération et de pompes à chaleur, travaillant à température ambiante.

3. Dispositifs pour la réfrigération magnétique à température ambiante

À ce jour, de nombreuses revues sur les dispositifs magnéto-caloriques sont disponibles. L'une des premières fut celle faite par Barclay en 1988 dans laquelle l'auteur classe les dispositifs précédemment réalisés par plage de température de fonctionnement [15]. En 2010, Yu *et al.* [16] réalise une revue sur les prototypes de réfrigérateur magnétique et les pompes à chaleur réalisés avant 2010. Récemment, d'autres revues sur des dispositifs ont été faites par : Trevizoli *et al.* en 2016 [17], Zimm *et al.* en 2018 [18], ou encore Greco *et al.* [19] et Plait [20] en 2019. Dans cet article, nous détaillons pour chaque dispositif la source de champ magnétique utilisée et son induction maximale, la composition du régénérateur (MMC et fluide caloporteur) ainsi que les performances obtenues.

3.1. Description et performances des dispositifs à température ambiante

Nous considérons les performances d'un dispositif comme étant l'écart de température et la puissance de réfrigération qu'il est capable de générer.

C'est en 1976 que Brown proposa le premier dispositif fonctionnant à température ambiante [21]. Il utilise du Gd en lui faisant subir des aimantations et des désaimantations adiabatiques dans un cycle à régénération passive. Il réussit à atteindre un écart de température de 47 K grâce à un champ magnétique de 7 T généré par une bobine supraconductrice. En 1978, Brown présenta un nouveau dispositif capable d'atteindre un écart de température entre les sources de 80 K en utilisant des cycles de Stirling [22]. La même année, Steyert propose un dispositif rotatif pour la réfrigération magnétique à température ambiante où pour la première fois le MMC est utilisé comme régénérateur magnétique actif. Le fluide caloporteur utilisé est de l'eau [23]. Par la suite, en 1982, Barclay et Steyert travaillèrent sur d'autres dispositifs reposants sur le même principe que [10] et [24].

En 1990, Green *et al.* ont développé un dispositif avec un régénérateur multi-couches de Tb et GdTb [25]. Grâce à une bobine supraconductrice générant un champ magnétique de 7 T, et en utilisant de l'azote gazeux, ils réussissent à atteindre un écart de température de 24 K.

La découverte en 1997 de l'EMC géant dans le $Gd_5(Si_2Ge_2)$ par Pecharsky et Gschneider, a permis d'avoir par la suite des prototypes avec de meilleures performances [26]. En effet, le choix du type de matériau est un facteur très important dans les performances d'un dispositif et cette découverte va permettre de populariser l'intérêt de la recherche pour cette technologie [2]. Après une succession de cycles, un gradient de température s'établit dans le régénérateur dans le sens de circulation du fluide caloporteur. Il est intéressant pour cela, d'avoir des régénérateurs à points de Curie multiples afin d'augmenter les performances.

Plus tard, en 1998, Zimm *et al.* [27] ont réussi à concevoir un dispositif capable de générer une puissance de refroidissement allant jusqu'à 600 W pour un écart de température de 10 K (Figure 1). Pour cela, ils ont utilisé 3 kg de Gd sous forme de sphères de 0,15 à 0,3 mm de diamètre avec un champ magnétique de 5 T généré par des aimants supraconducteurs qui nécessitent d'être refroidis. L'hélium liquide est ici utilisé comme fluide caloporteur.

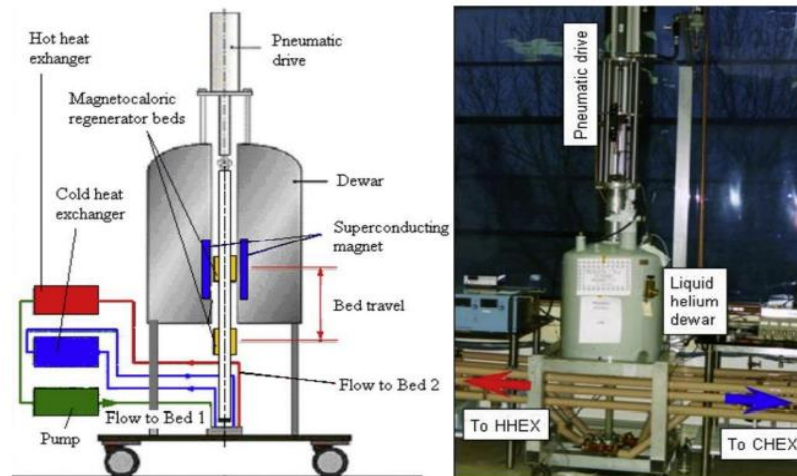


Figure 1 : Schéma de fonctionnement et photo du dispositif de Zimm et al. [27]

En 2002, Hirano *et al.* [28] développent un dispositif de réfrigération magnétique à base de sphères de Gd aimantées par des aimants supraconducteurs produisant un champ de 4 T. Ils obtiennent une puissance de refroidissement de 100 W pour un écart de température de 23 K.

En 2006, Vasile et Muller [29] présentent un dispositif de réfrigération magnétique à base de plaques de Gd et d'eau, capable d'atteindre un écart de température de 14 K ainsi que 360 W de puissance de refroidissement. Le champ magnétique est généré par des aimants permanents NdFeB qui permettent de générer jusqu'à 1,9 T dans l'entrefer sans avoir besoin de les refroidir.

Au cours de la même année, Yao *et al.* [30] développent un dispositif à base d'aimants permanents pouvant générer un champ magnétique d'environ 1,5 T et un régénérateur constitué de particules de Gd. Ils étudient également l'influence de la pression de l'hélium sur les performances de leur système. Ils obtiennent finalement une puissance de refroidissement de 51,3 W pour un écart de température de 18,2 K. Un écart maximum de température de 42,3 K est également atteint.

En 2011, Rowe et Tura proposèrent un dispositif à base d'aimants permanents générant un champ magnétique de 1,4 T avec un régénérateur composé de sphères de Gd et d'hélium. Ils réussissent alors à atteindre une température maximum de 29 K et une puissance de refroidissement de 50 W avec ce dispositif [31].

En 2012, Kieffer réalisa un dispositif de refroidissement magnétique à actionneur intégré utilisant des plaques de Gd [32]. Son dispositif est destiné à une application de climatisation automobile dont la particularité réside dans son architecture originale. Le dispositif est un actionneur à rotor externe. Des électroaimants au stator mettent en rotation des aimants permanents rotoriques positionnés en structure de Halbach qui génèrent une induction d'environ 0,6 T dans le régénérateur. Le régénérateur est situé dans un second entrefer à l'extérieur du rotor.

En 2014, le dispositif de Jacobs *et al.* est l'un des dispositifs les plus performant permettant d'atteindre une puissance de refroidissement d'environ 2,5 kW, pour un écart de température de 11 K (Figure 2 et Figure 3) [33]. Un champ magnétique de 1,44 T est généré par des aimants permanents NdFeB, appliqué à un matériau composé de LaFeSiH. Le fluide caloporteur est de l'eau.



Figure 2 : Photo du dispositif de Jacobs et al. [33]

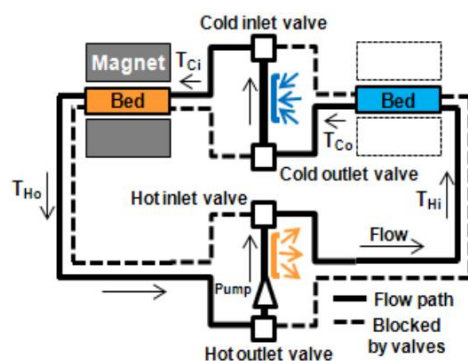


Figure 3 : Schéma de fonctionnement du dispositif de Jacobs et al. [33]

Au cours de la même année, Mira propose un dispositif de réfrigération magnétique actif complet [34]. Ce dispositif est amélioré par Plait en 2019 [20]. Le régénérateur composé de plaques de Gd est placé au centre d'un entrefer de 2,1 cm traversé par un champ magnétique de 1 T généré par un électroaimant, avec du Zitrec comme fluide caloporteur. Le dispositif (Figure 4) atteint un écart de température de près de 7 K entre les extrémités du régénérateur.

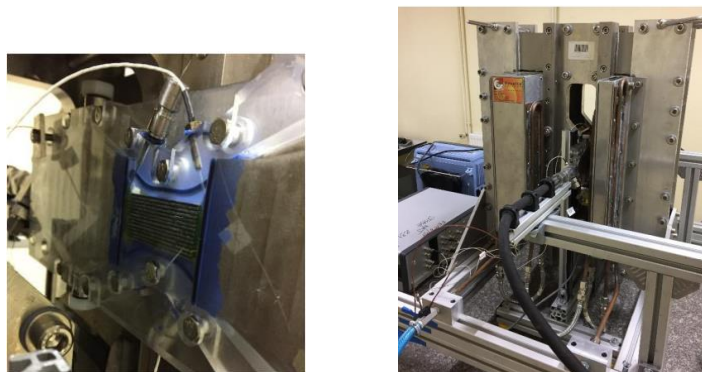


Figure 4 : Photo du dispositif de Mira [34] et Plait [20]

En 2018, Chaudron *et al.* [35] ont vraisemblablement développé le plus grand réfrigérateur magnétique rotatif à ce jour (Figure 5). Ce prototype de *Cooltech Applications* est capable de générer des puissances de refroidissement de 15 kW pour un écart de température de 20 K avec une induction magnétique de 1,34 T au sein du régénérateur. La source de champ magnétique correspond à des aimants permanents NdFeB. Le régénérateur a été conçu pour recevoir plusieurs matériaux constitués de Gd et d'alliage à base de Gd présentant 5 températures de Curie différentes afin d'augmenter les performances. L'eau est utilisée comme fluide caloporteur. Ils mettent également en avant l'intérêt d'avoir de grands aimants permanents afin de générer un champ magnétique plus homogène.



Figure 5 : Photo du « BUA » le dispositif grande échelle de Chaudron et al. [35]

3.2. Description d'une conception optimale

Cette étude nous permet de comprendre quelles sont les conditions à réunir pour qu'un dispositif magnétocalorique puisse présenter de bonnes performances.

Concernant le fluide caloporteur, l'utilisation simple de l'eau est la plus répandue. Cependant, il est souvent nécessaire d'ajouter des additifs anticorrosion afin de prolonger la durée de vie du dispositif.

Concernant la source de champ magnétique, l'utilisation des aimants permanents est préférable à celle des électroaimants. En effet, il est souvent nécessaire d'ajouter un dispositif externe de refroidissement pour éviter l'échauffement des bobines supraconductrices, diminuant ainsi l'efficacité globale du système. L'utilisation d'un électroaimant oblige également le système à fonctionner à plus basse fréquence, les montées en induction magnétique étant moins rapides par rapport à un aimant permanent qui opérerait des mouvements rotatifs ou linéaires pour s'aligner avec le MMC. Les performances seront également impactées par l'intensité de l'induction magnétique qui va traverser le matériau, d'où l'utilisation fréquente d'aimants permanents disposés en réseau de Halbach pour des applications à température ambiante ou d'aimants supraconducteurs pour des applications à plus basse température. Il faut aussi maximiser les échanges de chaleur entre le MMC et le fluide caloporteur au sein du régénérateur, en agissant en amont sur la forme du matériau puis sur la fréquence de fonctionnement (≤ 10 Hz) et le taux de balayage du fluide.

Pour la forme du matériau, les géométries en plaques parallèles et en lit de particules sont les plus utilisées et permettent d'avoir de meilleurs échanges de chaleur. Pour le choix du type de matériau, en raison de l'installation d'un gradient de température dans l'axe d'écoulement du fluide caloporteur, l'EMC va varier le long du matériau. Il est donc préférable d'utiliser des régénérateurs à températures de Curie multiples offrant de meilleures performances. Le matériau le plus souvent utilisé pour les applications à température ambiante est le Gd. Cependant, il n'est pas assez performant pour produire un EMC suffisant qui permettrait d'avoir des prototypes compacts qui puissent concurrencer les dispositifs classiques.

Les dispositifs de Jacobs et de Chaudron remplissent un grand nombre de conditions permettant d'obtenir de hautes performances. En revanche, en raison de leur encombrement conséquent, il est primordial de trouver de nouveaux matériaux générant de plus grands EMC.

4. Conclusion et perspectives

Au regard des dispositifs étudiés, plusieurs éléments sont encore à améliorer et à approfondir :

- La recherche de nouveaux MMC plus performants ;
- L'optimisation des sources de champ magnétique (aimants permanents, bobines supraconductrices ou électroaimants) pour maximiser l'intensité et l'homogénéité de l'induction magnétique appliquée aux MMC ;
- Le contrôle de la fréquence et du taux de balayage des écoulements pour maximiser l'efficacité des échanges de chaleur entre le régénérateur et le fluide caloporteur ;
- Le développement de modèles multi-physiques (semi-)analytiques ou numériques pour réaliser des études de conception en amont sur la faisabilité et l'efficacité des systèmes.

Beaucoup de progrès sont donc attendus afin de permettre à cette technologie de concurrencer les dispositifs actuels de climatisation. Même si certains dispositifs présentent de bonnes performances et peuvent être envisagés dans des applications spécifiques, la majorité se consacre à des applications plus répandues comme par exemple la climatisation automobile. Le

prix, l'encombrement, la production en nombre et la fiabilité sont autant de paramètres qu'il faut réunir pour obtenir un dispositif utilisable massivement. Souvent les dispositifs n'arrivent à atteindre les performances attendues qu'à l'aide des simulations réalisées en amont. Dans ce sens, une approche par modélisation 3-D, limitant les hypothèses trop simplificatrices aide à définir le dispositif à choisir de manière optimale.

Références

- [1] A. Lebouc, F. Allab, J.-M. Fournier, and J.-P. Yonnet, « Réfrigération magnétique », pp. 16, janv. 2005.
- [2] K. A. Gschneidner and V. K. Pecharsky, « Thirty years of near room temperature magnetic cooling: Where we are today and future prospects », *International Journal of Refrigeration*, vol. 31, n° 6, pp. 945- 961, sept. 2008, doi: 10.1016/j.ijrefrig.2008.01.004.
- [3] W. Gilbert, « On the loadstone and Magnetic Bodies and on The Great Magnet the Earth », Wiley, New York, 1893.
- [4] E. Warburg, « Magnetische Untersuchungen Annalen der Physik », 1881.
- [5] J. Stefan, « Ueber thermomagnetische Motoren », *Ann. Phys.*, vol. 274, n° 11, pp. 427- 440, 1889, doi: 10.1002/andp.18892741107.
- [6] N. Tesla, « Thermo magnetic motor », n° Patent No. 396, 121, janv. 1889.
- [7] T. Edison, « Pyromagneto electric generator », n° Patent No. 428, 057, mai 1890.
- [8] P. Weiss and A. Piccard, « Le phénomène magnétocalorique », *J. Phys. Theor. Appl.*, vol. 7, n° 1, pp. 103- 109, janv. 1917, doi: 10.1051/jphystap:019170070010300.
- [9] A. M. Rowe and J. A. Barclay, « Ideal magnetocaloric effect for active magnetic regenerators », *Journal of Applied Physics*, vol. 93, n° 3, pp. 1672- 1676, févr. 2003, doi: 10.1063/1.1536016.
- [10] J. A. Barclay and W. A. Steyert, « Active Magnetic Regenerator », p. 11, juin 1982.
- [11] P. Debye, « Einige Bemerkungen zur Magnetisierung bei tiefer Temperatur », *Ann. Phys.*, vol. 386, n° 25, pp. 1154- 1160, 1926, doi: 10.1002/andp.19263862517.
- [12] W. F. Giauque and D. P. MacDougall, « Attainment of Temperatures Below 1° Absolute by Demagnetization of $Gd_2(SO_4)_3 \cdot 8H_2O$ », *Phys. Rev.*, vol. 43, n° 9, pp. 768- 768, mai 1933, doi: 10.1103/PhysRev.43.768.
- [13] J. Darby, J. Hatton, B. V. Rollin, E. F. W. Seymour, et H. B. Silsbee, « Experiments on the Production of Very Low Temperatures by Two-Stage Demagnetization », *Proc. Phys. Soc. A*, vol. 64, n° 10, pp. 861- 867, oct. 1951, doi: 10.1088/0370-1298/64/10/301.
- [14] J. R. Van Geuns, « Study of a new magnetic refrigeration cycle. », Univ. of Leiden, 1966.
- [15] J. A. Barclay, « Magnetic Refrigeration: A Review of a Developing Technology », in *Advances in Cryogenic Engineering*, vol. 33, R. W. Fast, Éd. Boston, MA: Springer US, 1988, pp. 719- 731.
- [16] B. Yu, M. Liu, P. W. Egolf, et A. Kitanovski, « A review of magnetic refrigerator and heat pump prototypes built before the year 2010 », *International Journal of Refrigeration*, vol. 33, n° 6, p. 1029- 1060, sept. 2010, doi: 10.1016/j.ijrefrig.2010.04.002.
- [17] P. V. Trevizoli, Theodor V. Chistiaanse, Premakumara Govindappa, Iman Niknia, Reed Teyber, Jader R. Barbosa and A. Rowe., « Magnetic heat pumps: An overview of design principles and challenges », *Science and Technology for the Built Environment*, vol. 22, n° 5, pp. 507- 519, juill. 2016, doi: 10.1080/23744731.2016.1171632.
- [18] C. Zimm, A. Boeder, B. Mueller, K. Rule, et S. L. Russek, « The evolution of magnetocaloric heat-pump devices », *MRS Bull.*, vol. 43, n° 4, pp. 274- 279, avr. 2018, doi: 10.1557/mrs.2018.71.

- [19] A. Greco, C. Aprea, A. Maiorino, and C. Masselli, « A review of the state of the art of solid-state caloric cooling processes at room-temperature before 2019 », *International Journal of Refrigeration*, vol. 106, pp. 66- 88, oct. 2019, doi: 10.1016/j.ijrefrig.2019.06.034.
- [20] A. Plait, « Modélisation multiphysique des régénérateurs magnétocaloriques », Thesis, Université Bourgogne Franche-Comté, 2019.
- [21] G. V. Brown, « Magnetic heat pumping near room temperature », *Journal of Applied Physics*, vol. 47, n° 8, p. 3673- 3680, août 1976, doi: 10.1063/1.323176.
- [22] G. V. Brown, « Magnetic Heat Pumping », n° Patent No. 4,069,028, pp. 9, janv. 1978.
- [23] W. A. Steyert, « Stirling- cycle rotating magnetic refrigerators and heat engines for use near room temperature », *Journal of Applied Physics*, vol. 49, n° 3, pp. 1216- 1226, mars 1978, doi: 10.1063/1.325009.
- [24] J. A. Barclay, « The theory of active magnetic regenerative refrigerator », p. 15, janv. 1982.
- [25] [G. Green, J. Chafe, J. Stevens, and J. Humphrey, « A gadolinium-terbium active regenerator », *Advances in Cryogenic Engineering*, vol. 35, pp. 1165- 1174, 1990, doi: 10.1007/978-1-4613-0639-9_140.
- [26] V. K. Pecharsky and K. A. Gschneidner, Jr., « Giant Magnetocaloric Effect in $Gd_5(Si_2Ge_2)$ », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 78, n° 23, pp. 4494- 4497, juin 1997, doi: 10.1103/PhysRevLett.78.4494.
- [27] C. Zimm, A. Jastrab, A. Stemberg, V. Pecharski, K. Gschneidner Jr, M. Osborne, and I. Anderson., « Description and Performance of a Near-Room Temperature Magnetic Refrigerator », in *Advances in Cryogenic Engineering*, P. Kittel, Éd. Boston, MA: Springer US, 1998, pp. 1759- 1766.
- [28] N. Hirano, S. Nagaya, M. Takahashi, T. Kuriyama, K. Ito, and S. Nomura, « Development of magnetic refrigerator for room temperature application », in *AIP Conference Proceedings*, Madison, Wisconsin (USA), mai 2002, vol. 613, pp. 1027- 1034, doi: 10.1063/1.1472125.
- [29] C. Vasile and C. Muller, « Innovative design of a magnetocaloric system », *International Journal of Refrigeration*, vol. 29, n° 8, pp. 1318- 1326, déc. 2006, doi: 10.1016/j.ijrefrig.2006.07.016.
- [30] G. H. Yao, M. Q. Gong, and J. F. Wu, « Experimental study on the performance of a room temperature magnetic refrigerator using permanent magnets », *International Journal of Refrigeration*, vol. 29, n° 8, pp. 1267- 1273, déc. 2006, doi: 10.1016/j.ijrefrig.2006.07.010.
- [31] A. Tura and A. Rowe, « Permanent magnet magnetic refrigerator design and experimental characterization », *International Journal of Refrigeration*, vol. 34, n° 3, pp. 628- 639, mai 2011, doi: 10.1016/j.ijrefrig.2010.12.009.
- [32] C. Kieffer, « Conception optimale d'un système de refroidissement magnétocalorique à actionneur intégré : Application à la climatisation automobile », Université de Franche-Comté, 2012.
- [33] S. Jacobs, J. Auringer, A. Boeder, J. Chell, L. Komorowski, J. Leonard, S. Russek and C. Zimm., « The performance of a large-scale rotary magnetic refrigerator », *International Journal of Refrigeration*, vol. 37, pp. 84- 91, janv. 2014, doi: 10.1016/j.ijrefrig.2013.09.025.
- [34] A. Mira, « Modélisation et conception optimale d'un système de réfrigération magnétocalorique - Application à la réfrigération automobile », Université de Franche-Comté, 2015.
- [35] J-B. Chaudron, C. Muller, M. Hittinger and S. Lionte., « Performance measurements on a large-scale magnetocaloric cooling application at room temperature. » *International Institute of Refrigeration (IIR)*, sept. 2018, doi: 10.18462/IIR.THERMAG.2018.0022.

Remerciements

This work has been supported by the EIPHI Graduate School (contract ANR-17-EURE-0002), and the Region Bourgogne-Franche-Comté.

Estimation des pertes par courants de Foucault dans des parties massives conductrices à partir de mesures thermiques.

Eddy-current loss estimation in massive conductive parts through thermal measurements.

Antony PLAIT*, Frédéric DUBAS

FEMTO-ST Institute, Univ. Bourgogne Franche Comté, CNRS, 90000 Belfort, France.

*(auteur correspondant : antony.plait@gmail.com)

Résumé – Les courants de Foucault, générés par une variation spatio-temporelle du champ magnétique, impliquent des pertes volumiques et par conséquent des échauffements thermiques. Un modèle analytique bidimensionnel (2-D) a été conçu afin de déterminer de manière exacte la distribution des courants de Foucault, ainsi que des pertes engendrées. Une validation expérimentale par mesure de l'évolution thermique des échauffements des parties massives conductrices a été réalisée. Le but est d'aboutir à la détermination des pertes expérimentalement. La comparaison des résultats est effectuée en étudiant l'influence de la segmentation des parties massives conductrices.

Mots-clés : Pertes par courants de Foucault ; Modèle analytique ; Échauffements ; Transferts thermiques ; Validation expérimentale.

Abstract – The eddy-current, generated from a spatio-temporal magnetic field variation, involve volumic losses, and consequently overheating. A two-dimensional (2-D) analytical model has been developed to determine precisely the eddy-current distribution as well as losses. An experimental validation by thermal evolution measurements and an overheating of the massive conductive parts is realized. Consequently, the eddy-current losses could be determined experimentally. A comparison of the results is realized with a study on the segmentation influence of the massive conductive parts.

Keywords: Eddy-current losses; Analytical model; Overheating; Heat transfer; Experimental validation.

1. Introduction

Le champ magnétique est l'une des grandeurs qui influence le plus la distribution des pertes par courants de Foucault. Ces pertes sont générées dans des parties massives conductrices (électriquement et thermiquement) par la variation spatio-temporelle du champ magnétique qui leur est appliqué. Cela peut engendrer des conséquences irréversibles, telle que la démagnétisation des aimants permanents dans les machines électriques. Dans la littérature, de nombreux modèles sont développés afin d'estimer et de localiser les pertes générées. Plusieurs états de l'art répertorient ces modèles [1]-[2].

Cependant, peu de méthodes existent afin de mesurer et de déterminer les pertes par courants de Foucault de manière expérimentale. Nous pouvons citer la méthode de séparation des puissances à partir du théorème de Boucherot permettant d'en extraire les pertes [3]-[5]. Une autre méthode consiste à calculer les pertes à partir de la fréquence et de mesures magnétiques [6]-[7]. Enfin, des mesures de l'évolution thermique des parties massives conductrices permettent de déterminer les pertes par courants de Foucault [8]-[9].

Dans ce papier, des mesures d'évolution thermique de parties massives conductrices en aluminium vont permettre de déterminer les pertes et de valider un modèle analytique en 2-D. Pour finir, une étude sur la distribution des courants de Foucault et l'influence de la segmentation a été réalisée.

2. Modèle analytique en 2-D

Dans cette section, le modèle analytique en 2-D permettant de déterminer les pertes par courants de Foucault est brièvement présenté. Pour plus de détails, celui-ci a été publié dans [3].

2.1. Hypothèses simplificatrices

Dans un système de coordonnées cartésiennes (x, y, z) , le modèle analytique en 2-D, basé sur la méthode Maxwell-Fourier, repose sur les hypothèses simplificatrices suivantes [10] :

- Les parties massives conductrices sont excitées par un champ magnétique extérieur uniforme spatialement et normal aux parties massives (Figure 1), i.e., $\mathbf{H}_o = \{\mathbf{H}_{ox}; 0; 0\}$ avec $\mathbf{H}_{ox} = h_{ox} \cdot \mathbf{x}$;
- La densité de courant résultante a deux composantes, i.e., $\mathbf{J}_\sigma = \{0; \mathbf{J}_{\sigma y}; \mathbf{J}_{\sigma z}\}$ où $\mathbf{J}_{\sigma y} = j_{\sigma y} \cdot \mathbf{y}$ et $\mathbf{J}_{\sigma z} = j_{\sigma z} \cdot \mathbf{z}$;
- En régime sinusoïdal, si le dispositif électromagnétique n'est pas saturé, le champ h_{ox} ainsi que les composantes de \mathbf{J}_σ sont de forme sinusoïdale, i.e., $g = \Re e \left\{ \overline{G} \cdot e^{j\theta_{rs}} \right\}$ où $\theta_{rs} = \omega \cdot t$ avec $\omega = 2\pi \cdot f$ où f est la fréquence d'alimentation ;
- Les parties massives conductrices sont supposées isotropes (μ_{pm} et σ_{pm} constantes).

2.2. Calcul des pertes par courants de Foucault

En approximation quasi-stationnaire selon les hypothèses simplificatrices dans un matériau (non-)magnétique conducteur, l'équation différentielle partielle interne au matériau en termes de $\mathbf{H}_i = \{\mathbf{H}_{ix}; 0; 0\} = [h_{ix}, 0, 0]$ est définie par :

$$\nabla^2 h_{ix} = \sigma_{pm} \cdot \mu_{pm} \cdot \omega \cdot \frac{\partial h_{ix}}{\partial \theta_{rs}} \quad (\text{Equation de diffusion}). \quad (1)$$

En supposant $h_{ix} = \Re e \left\{ \overline{H}_{ix} \cdot e^{j\theta_{rs}} \right\}$ de même forme que h_{ox} , (1) devient :

$$\frac{\partial^2 \overline{H}_{ix}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \overline{H}_{ix}}{\partial z^2} = \alpha^2 \cdot \overline{H}_{ix} \quad \text{avec} \quad \alpha^2 = j \cdot \mu_{pm} \cdot \sigma_{pm} \cdot \omega \quad (\text{Equation d'Helmholtz}). \quad (2)$$

En utilisant la méthode de séparation des variables ainsi que les notions de série de Fourier, avec des conditions limites homogènes et égales à \overline{H}_{ox} sur les bords des parties massives conductrices, l'amplitude \overline{H}_{ix} s'exprime par :

$$\overline{H}_{ix} = \overline{H}_{ox} \cdot \left\{ \frac{ch(\alpha \cdot z)}{ch(\alpha \cdot b)} + \sum_n 2 \cdot \text{sinc}(\xi_n \cdot b) \cdot \left[1 - \left(\frac{\xi_n}{\xi'_n} \right)^2 \right] \cdot \frac{ch(\xi'_n \cdot y)}{ch(\xi'_n \cdot a)} \cdot \cos(\xi_n \cdot z) \right\}, \quad (3)$$

avec $\xi_n = n \cdot \pi / (2 \cdot b)$, $\xi'_n = \sqrt{\alpha^2 + \xi_n^2}$, et $n \in \mathbb{N}^*$.

Selon $\mathbf{J}_\sigma = \nabla \times \mathbf{H}$, les amplitudes $\overline{J_{\sigma y}}$ et $\overline{J_{\sigma z}}$ des composantes de \mathbf{J}_σ sont définies par :

$$\overline{J_{\sigma y}} = \overline{H_{ox}} \cdot \left\{ -\alpha \cdot \frac{sh(\alpha \cdot z)}{ch(\alpha \cdot b)} + \sum_n 2 \cdot \xi_n \cdot sinc(\xi_n \cdot b) \cdot \left[1 - \left(\frac{\xi_n}{\xi'_n} \right)^2 \right] \cdot \frac{ch(\xi'_n \cdot y)}{ch(\xi'_n \cdot a)} \cdot sin(\xi_n \cdot z) \right\}, \quad (4)$$

et

$$\overline{J_{\sigma z}} = 2 \cdot \overline{H_{ox}} \cdot \sum_n \xi'_n \cdot sinc(\xi_n \cdot b) \cdot \left[1 - \left(\frac{\xi_n}{\xi'_n} \right)^2 \right] \cdot \frac{sh(\xi'_n \cdot y)}{ch(\xi'_n \cdot a)} \cdot cos(\xi_n \cdot z). \quad (5)$$

L'expression des pertes par courants de Foucault dans les parties massives est donnée par :

$$\overline{S} = P + j \cdot Q = 2 \cdot \frac{h_{pm} \cdot \overline{H_{ox}}^2}{\sigma_{pm}} \cdot \left\{ a \cdot \alpha \cdot \frac{sh(\alpha \cdot b)}{ch(\alpha \cdot b)} + \sum_n 2 \cdot \frac{\xi'_n}{b \cdot \xi_n^2} \cdot \left[1 - \left(\frac{\xi_n}{\xi'_n} \right)^2 \right]^2 \cdot \frac{sh(\xi'_n \cdot a)}{ch(\xi'_n \cdot a)} \right\}. \quad (6)$$

À noter que P indique la puissance active et Q la puissance réactive, seulement $P = \Re\{\overline{S}\}$ représente les pertes par courants de Foucault.

3. Dispositif expérimental

Notre objectif est d'évaluer de manière expérimentale l'évolution de la température T dans des parties massives conductrices (électriquement et thermiquement) afin de déterminer les pertes par courant de Foucault dues à une variation temporelle du champ magnétique.

3.1. Source de champ magnétique

Pour cela, un électroaimant à armature plate et à entrefer variable, permettant ainsi d'insérer des parties massives conductrices de différentes hauteurs, est utilisé. Deux bobines identiques sont placées au niveau du circuit ferromagnétique comme exposé en Figure 1.

Le courant instantané i injecté dans les bobines, couplées en parallèle, est de forme sinusoïdale à une fréquence $f = 50 \text{ Hz}$ et, pour cette étude, sera fixé à une valeur efficace $I_{RMS} = 3 \text{ A}$. Le champ magnétique h_{ox} non-uniforme temporellement généré est donc lui aussi de forme sinusoïdale et de même fréquence. En l'appliquant sur les parties massives conductrices introduites dans l'entrefer, celles-ci vont s'échauffer sous l'influence des courants de Foucault.

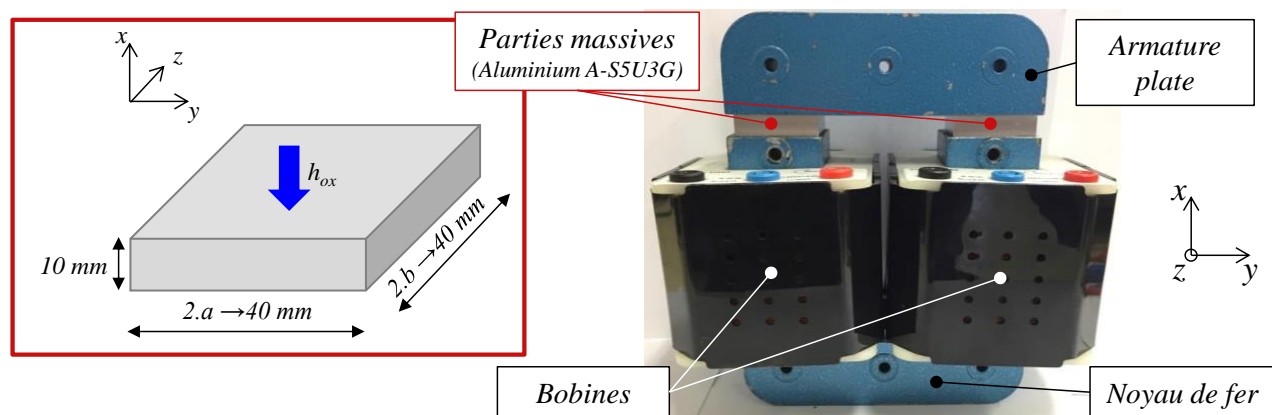


Figure 1 : Description de la partie massive conductrice et de l'électroaimant à armature plate

3.2. Parties massives conductrices

3.2.1. Caractéristiques et segmentations

Dans notre étude, des parties massives en aluminium (Type : A-S5U3G) sont considérés. Les dimensions sont : une longueur $2 \cdot b$ et une largeur $2 \cdot a$ identique de 40 mm et une épaisseur h_{pm} de 10 mm (Figure 1). Les propriétés de l'aluminium sont répertoriées dans le Tableau 1.

Capacité thermique massique C_{pm}	Conductivité électrique σ_{pm}	Conductivité thermique λ_{pm}	Masse volumique ρ_{pm}	Volume V_{pm}
$J.K^{-1}.kg^{-1}$	$S.m^{-1}$	$W.m^{-1}.K^{-1}$	$kg.m^{-3}$	m^3
897	20.10^6	120	2750	$1,6.10^{-5}$

Tableau 1 : *Caractéristiques physique de l'aluminium (Type : A-S5U3G)*

Dans ce papier, l'influence de la segmentation sur les pertes par courants de Foucault est étudiée. Les différentes segmentations (selon l'axe y) sont présentées en Figure 2.

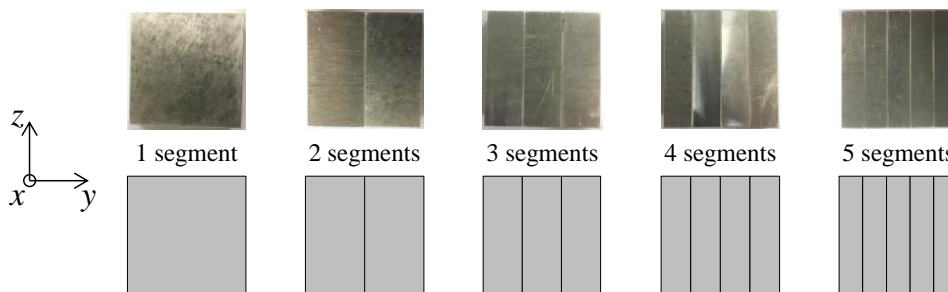


Figure 2 : *Différentes segmentations étudiées*

3.2.2. Instrumentations

Afin de déterminer l'amplitude de h_{ox} appliquée aux parties massives conductrices, il est proposé de cartographier le champ magnétique au niveau de l'entrefer et aux extrémités. Dans un premier temps, les parties massives conductrices sont remplacées par des éléments non-magnétiques et non-conducteurs. Ces éléments ont été développés à l'aide d'une imprimante 3-D et réalisés en PolyLactic Acid (PLA), qui est un polymère biodégradable. Pour la mesure du champ magnétique h_{ox} , des sondes à effet Hall HE144 de la marque Asensor Technology [11] sont utilisés. Celles-ci sont de faible épaisseur (0,5 mm) et introduites au sein de différentes encoches réalisées dans le support en PLA. Avec une épaisseur de 10 mm équivalente à h_{pm} , il a été possible de réaliser 3 couches de 12 encoches chacune (Figure 3).

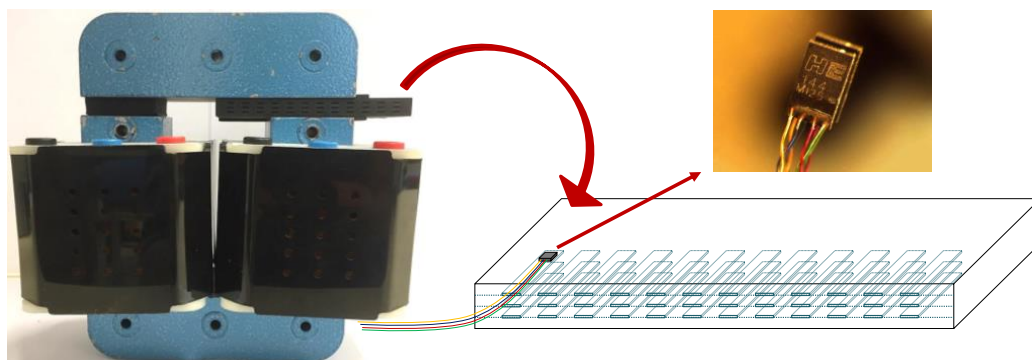


Figure 3 : *Support PLA pour la mesure du champ h_{ox} généré par l'électroaimant*

Par la suite, le PLA sera remplacé par les parties massives conductrices en aluminium. L'évolution temporelle de la température T due à la variation temporelle du champ magnétique dans les parties massives conductrices est alors mesurée. Celles-ci sont percées (sans être perforés) afin d'introduire des thermocouples et de mesurer la température T à différents niveaux. Des thermocouples de type E (insensible aux variations du champ magnétique), avec un diamètre de 1 mm sont utilisés (Figure 4). Par exemple, pour un unique segment, 3 thermocouples sont placés : T_1 au milieu du segment ($L/2$), T_2 au quart de plaque ($L/4$) et T_3 en surface (L) comme exposé en Figure 4.

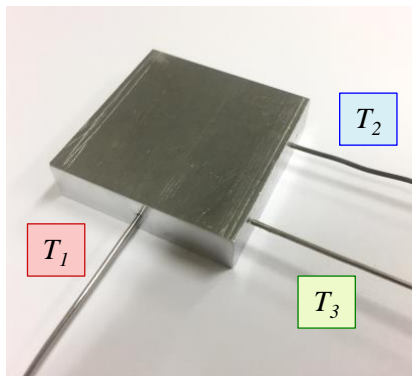


Figure 4 : Insertion de thermocouples pour l'estimation de la température T

Sur la Figure 5, l'emplacement des perçages a été adapté à chaque segmentation.

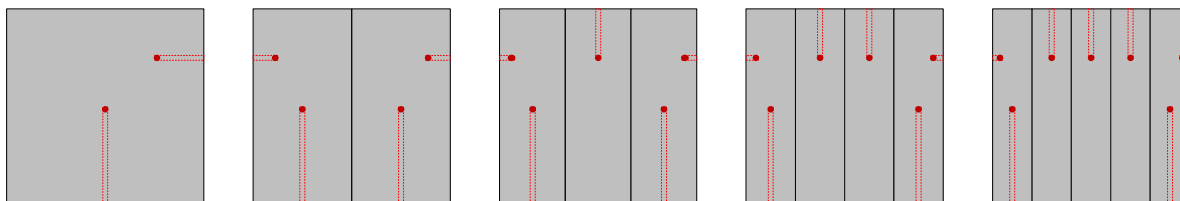


Figure 5 : Perçage et emplacement des thermocouples selon la segmentation

4. Mesures, résultats et comparaisons

Dans cette partie, les différentes mesures expérimentales, électriques, magnétiques et thermiques sont présentées. Par la suite, la méthode de détermination des pertes par courants de Foucault est exposée. Pour finir, les résultats issus de notre modélisation analytique sont comparés aux résultats expérimentaux.

4.1. Évolution temporelle du champ magnétique

La Figure 6 représente l'évolution temporelle sur une période de la tension d'alimentation u et du courant i pour $I_{RMS} = 3 A$. Sur la Figure 7, l'évolution temporelle de i et du champ h_{ox} (mesures uniformes spatialement sur tout l'entrefer) est présentée. Les courbes permettent d'observer que u et i sont déphasés de $\pi/2$, alors que i et h_{ox} sont bien en phase (i.e., le champ magnétique est donc l'image du courant). Ces affirmations sont confirmées par :

$$u = \omega \cdot \frac{\partial \psi}{\partial \theta_{rs}} = j \cdot 2\pi \cdot f \cdot N^2 \cdot i / \mathfrak{R} \quad (\text{Loi Hopkinson}) \quad (7)$$

$$\int \mathbf{H}_{ox} \cdot d\mathbf{l} = h_{pm} \cdot h_{ox} = N \cdot i \quad (\text{Théorème d'Ampère}) \quad (8)$$

avec N le nombre de spires et \mathfrak{R} la réluctance magnétique.

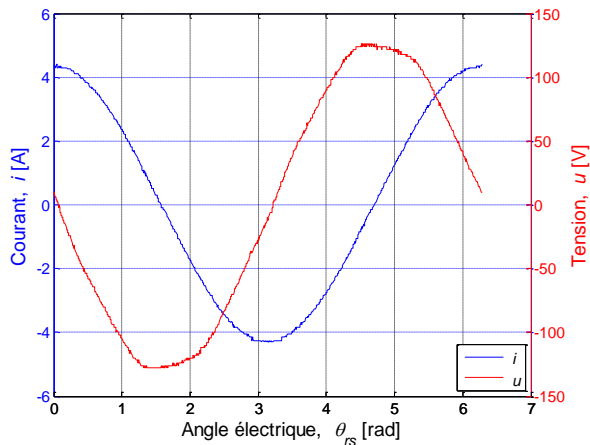


Figure 6 : Évolution temporelle de la tension u et du courant i

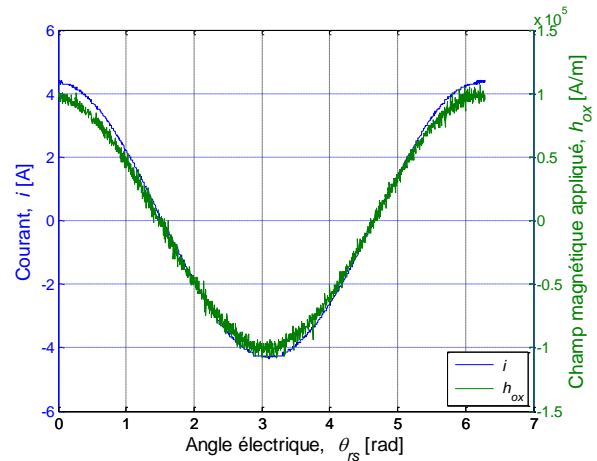
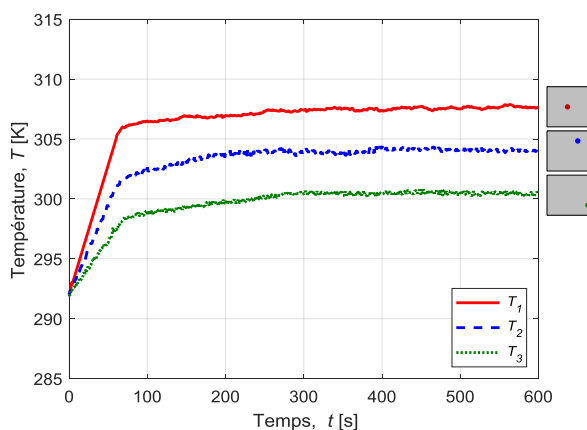


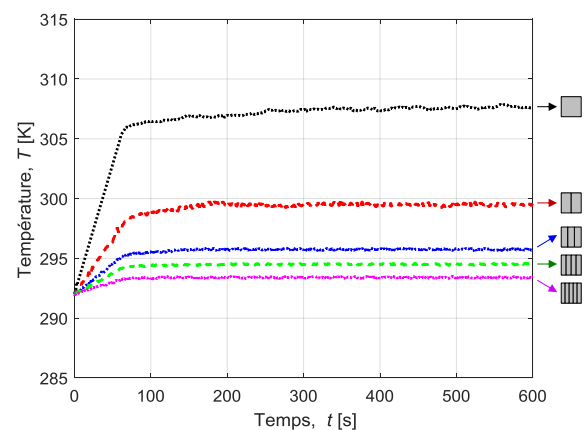
Figure 7 : Évolution temporelle du courant i et du champ magnétique h_{ox}

4.2. Évolution thermique temporelle

L'évolution thermique des parties massives conductrices est relevée à l'aide des thermocouples pour $I_{RMS} = 3 \text{ A}$. Les mesures sont transférées sur ordinateur à l'aide d'une carte d'acquisition National Instruments pilotée sous LabVIEW©. Les mesures ont été réalisées sur 600 s et filtrées afin d'obtenir les résultats de la Figure 8(a).



(a)



(b)

Figure 8 : Évolution thermique dans la partie massive conductrice avec (a) un seul segment (3 points de mesure), et (b) en fonction de la segmentation

Les thermocouples mesurent une augmentation assez brusque de la température T en début d'expérimentation. Ensuite, la température T augmente mais avec une pente réduite. Afin d'obtenir la valeur des pertes, il faut utiliser les pentes dT/dt mesurées au début de l'expérimentation. Le thermocouple central T_1 mesure la plus grosse augmentation avec 13,9 K en 60 s ($T_i \approx 292 \text{ K} - T_f \approx 305,9 \text{ K}$). Ceci est dû à la distribution des courants de Foucault au sein de la partie massive conductrice et donc à l'effet de peau.

La Figure 8(b) représente l'évolution thermique du thermocouple au centre de la partie massive conductrice pour chaque segmentation. La température maximale est mesurée pour une partie massive conductrice d'un seul segment. En segmentant, on observe une diminution de cette température maximale. En effet, lorsque la segmentation augmente, nous observons un dT/dt moins important sur l'évolution thermique.

4.3. Calcul des pertes et comparaisons

À partir de la mesure de l'évolution thermique des parties massives conductrices précédemment exposé dans la partie 4.2 et des caractéristiques du matériau des parties massives conductrices, les pertes sont déterminées par :

$$P = C_{pm} \cdot V_{pm} \cdot \rho_{pm} \cdot \frac{dT}{dt} \quad (9)$$

La Figure 9 permet de comparer les pertes par courants de Foucault obtenues avec le modèle analytique en 2-D et celles obtenues à partir des mesures expérimentales. L'influence de la segmentation est également reportée.

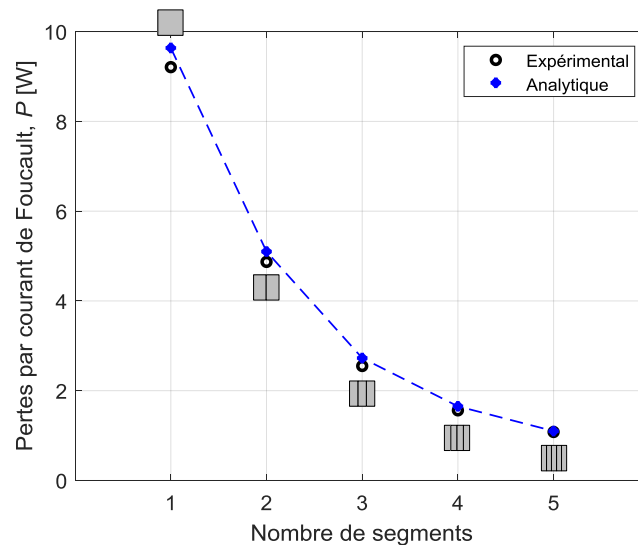


Figure 9 : Comparaison des pertes théorique/expérimentale en fonction de la segmentation

Nous obtenons des pertes maximales d'environ 9,6 W pour une partie massive composée d'un seul segment. Les pertes engendrées diminuent en fonction de la segmentation, à savoir, 2 segments : 5,1 W, 3 segments : 2,73 W, 4 segments : 1,64 W, et 5 segments : 1,1 W. En analysant les résultats, nous pouvons observer une similitude entre les résultats obtenus par le modèle analytique en 2-D et les résultats expérimentaux. La différence entre les résultats expérimentaux et analytiques ne dépasse pas 5 %, provenant majoritairement des incertitudes expérimentales. Nous pouvons affirmer que dans ces conditions d'essais (i.e., aluminium avec $I_{RMS} = 3 A$ et $f = 50 Hz$), les pertes ne peuvent que diminuer avec une augmentation de la segmentation.

5. Conclusion

Dans ce papier, une méthode expérimentale pour l'estimation des pertes par courants de Foucault a été présentée. À partir de la mesure des échauffements des parties massives conductrices dues à une variation temporelle du champ magnétique, les pertes ont pu être évaluées. Les résultats expérimentaux ont été comparés aux résultats issus de notre modèle, basé sur la méthode Maxwell-Fourier. Les résultats présentant une bonne concordance, le modèle a ainsi pu être validé. L'influence de la segmentation sur les pertes a été étudiée. Il a été montré que les pertes diminuent avec l'augmentation du nombre de segments pour des mesures sur de l'aluminium avec une fréquence de fonctionnement $f = 50 Hz$.

Par la suite, des mesures pour un champ magnétique non sinusoïdal et non-uniforme spatialement seront réalisées. Il est envisageable d'étudier de manière expérimentale, qu'en fonction du matériau utilisé et de la fréquence de fonctionnement (conductivité électrique et/ou fréquence plus élevées), les pertes peuvent augmenter avec la segmentation.

Références

- [1] D. Ouamara and F. Dubas, "Permanent Magnet Eddy-Current Losses: A Global Revision of Calculation and Analysis," *Math. Comput. Appl.*, vol. 24, no. 67, Jul. 2019, doi: 10.3390/mca24030067.
- [2] A. Tessarolo, "A survey of state-of-the-art methods to compute rotor eddy-current losses in synchronous permanent magnet machines," In proceedings of the 2017 IEEE workshop on Electrical Machines Design, Control and Diagnosis, pp. 12-19, Nottingham, UK, 20-21 Apr 2017.
- [3] A. Plait and F. Dubas, "Volumic Eddy-Current Losses in Massive Parts with Spatially Uniform Applied Magnetic Field Part.2: Losses Validation," *IEEE Trans. Ind. Elect.*, *In reviewing*, 2021.
- [4] R. Fratila, A. Benabou, A. Tounzi and J.C. Mipo, "A Combined Experimental and Finite Element Analysis Method for the Estimation of Eddy-Current Loss in NdFeB Magnets", *Sensors*, vol. 14, pp. 8505-8512, May 2014, doi: 10.3390/s140508505.
- [5] N. Takahashi, H. Shinagawa, D. Miyagi, Y. Doi and K. Miyata, "Analysis of Eddy Current Losses of Segmented Nd-Fe-B Sintered Magnets Considering Contact Resistance," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 45, no. 3, pp. 1234-1237, Mar 2009, doi: 10.1109/TMAG.2009.2012576.
- [6] S. Kanazawa, N. Takahashi and T. Kubo, "Measurement and Analysis of AC Loss of NdFeB Sintered Magnet," *Electrical Engineering in Japan*, vol. 154, no. 4, pp. 8-15, 2006, doi: 10.1002/ej.20213.
- [7] Y. Li, B. Jiang, C. Zhang, Y. Liu and X. Gong, "Eddy-Current Loss Measurement of Permanent Magnetic Material at different frequency," *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*, vol. 61, no. S1, pp. S13-S22, Jul. 2019, doi: 10.3233/JAE-191145.
- [8] Y. Aoyama, K. Miyata, and K. Ohashi, "Simulations and Experiments on Eddy Current in Nd-Fe-B Magnet," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 41, no. 10, pp. 3790-3792, Oct. 2005, doi: 10.1109/TMAG.2005.854698.
- [9] K. Yamazaki, M. Shina, M. Miwa, and J. Hagiwara, "Investigation of Eddy Current Loss in Divided Nd-Fe-B Sintered Magnets for Synchronous Motors Due to Insulation Resistance and Frequency," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 44, no. 11, pp. 4269-4272, Nov. 2008, doi: 10.1109/TMAG.2008.2001316.
- [10] R.L. Stoll, "The Analysis of Eddy Currents," Clarendon Press: Oxford, UK, 1974.
- [11] Asensor Technology AB, Linear High Precision Analog Hall Sensors. <https://www.asensor.eu>.

Remerciements

Ce travail est financé par RENAULT-SAS, Guyancourt, France. Cette étude scientifique fait partie du projet "Conception Optimale des Chaînes de Traction ELectrique" (COCTEL) soutenue par le Programme d'Investissements d'Avenir (PIA) opéré par "l'Agence de l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie" (ADEME).

Méthodologie d'étude des performances exergetiques d'un réseau anergie - Application au réseau d'Estavayer-le-lac (Suisse).

An exergy assessment methodology of anergy networks – Application to Estavayer-le-Lac's network (Switzerland).

Yolaine ADIHOU^{1,2}, Malick KANE^{1*}, Simon RIME^{1,3}, Julien RAMOUSSE², Bernard SOUYRI²

¹Laboratoire Thermique et Energétique, HEIA-FR Haute école d'ingénierie et d'architecture de Fribourg, HES-SO Haute école spécialisée de Suisse occidentale, Boulevard de Pérolles 80, 1705 Fribourg (Suisse).

²Laboratoire d'Optimisation de la Conception et Ingénierie de l'Environnement (LOCIE), Université Savoie Mont-Blanc, CNRS UMR5271, Savoie-Technolac 73376 Le Bourget du Lac (France).

³Groupe E SA, Route de Morat 135, 1763 Granges-Paccot (Suisse).

*(auteur correspondant : malick.kane@hefr.ch)

Résumé – Une méthodologie d'étude des performances exergetiques d'un réseau d'anergie couplé à des pompes à chaleur (PACs) décentralisées est présentée. Les modèles thermiques et hydrauliques sont calibrés selon les données expérimentales d'une conduite sous-lacustre. La performance exergetique globale du réseau est étudiée selon la variation des niveaux de température. La méthodologie est appliquée dans l'objectif de prévoir les variations saisonnières de température en entrée des PACs et des échangeurs de refroidissement de l'Hôpital Intercantonal de la Broye (Suisse).

Mots-clés : Exergie, Réseaux thermiques, Modélisation, Pompe à chaleur, Réseau anergie

Abstract – A methodology for assessing the exergy performance of an anergy network coupled with decentralized heat pumps (PACs) is presented. Thermal and hydraulic models are calibrated according to experimental data of a sub-lake pipe. The overall exergy performance of the network is studied according to the temperature level variation. The methodology is then applied to predict seasonal temperature variations entering the heat pumps and cooling exchangers of the Intercantonal Hospital of La Broye (Switzerland).

Keywords: Exergy, Thermal network, Modelling, Heat pumps, Anergy network.

Nomenclature

\dot{E}	Exergie puissance, W	S	Entropie, J
H	Hauteur, m	T	Température, K
h	Coefficient de convection, W.m ⁻² .K ⁻¹	<i>Symboles grecs</i>	
L	Longueur de conduite, m	λ	Conductivité thermique W.m ⁻¹ .K ⁻¹
\dot{M}	Débit massique, kg.s ⁻¹	<i>Indices et exposants</i>	
P	Pression, Pa	a	Ambiant
Q	Energie thermique, J	e	Externe
r	Rayon, m	i	Interne
R	Résistance thermique, m ² .K.W ⁻¹		

1. Introduction et contexte

Dans le but de répondre aux objectifs européens et mondiaux de réduction des émissions des gaz à effet de serre, les réseaux thermiques basse température contribuent à la transition vers des systèmes de chauffage et de refroidissement sobres.

Parmi ces derniers, les réseaux anergie opèrent à des températures de l'ordre de 10°C, ce qui permet de fournir simultanément des prestations de chauffage et de refroidissement mais aussi d'intégrer des ressources énergétiques renouvelables basses température (hydrothermie, énergie de récupération, panneaux solaires thermiques ...). Le niveau de température de tels réseaux étant bas, il est primordial de suivre l'évolution de la température en fonction des saisons et des sources d'énergie à disposition afin d'évaluer la performance des unités de production décentralisées. En effet, la performance des pompes à chaleur (PACs) dépend du niveau de température en entrée de l'évaporateur et de la température requise par les usagers. Côté réseau, il est donc nécessaire de prévoir la température d'arrivée en sous-station afin d'évaluer au mieux les performances de l'installation.

L'analyse exergetique est reconnue comme une méthode robuste de localisation des sources d'inefficacité d'un système thermodynamique. Elle permet, contrairement au critère d'efficacité énergétique, de comparer toutes les formes d'énergies (électricité, chaleur) entrantes et sortantes d'un système thermodynamique et de localiser explicitement les pertes internes au système (pertes de charge, pertes thermiques...).

2. Approche de modélisation

2.1. Modèle thermique

2.1.1. Distribution de température

Premièrement, la distribution de températures sur le réseau est déterminée sur l'année selon l'évolution de l'environnement externe des conduites et du niveau de température des sources d'énergie [1]. T_a est la température ambiante autour des conduites. La température en sortie des conduites T_{out} est déterminée à l'aide des formules suivantes, avec T_{in} la température en entrée :

$$\tau = \frac{U L D_i \pi}{\dot{M} C_p} \quad T_{out} = T_a + (T_{in} - T_a) e^{-\tau} \quad (1)$$

Le coefficient de transfert global U est composé des termes de résistance de convection forcée interne R_i et du terme de conduction à travers la conduite R_c .

$$R_i = \frac{1}{h_i} \quad R_c = \frac{r_i \ln\left(\frac{r_e}{r_i}\right)}{\lambda_c} \quad (2)$$

A cela s'ajoute un terme supplémentaire R_v selon l'environnement des conduites (boues, vase autour de la conduite). Dans le cas d'application, la dernière portion de la conduite sous-lacustre est entourée de vase ce qui ajoute le terme suivant :

$$R_v = \frac{r_i \ln\left(\frac{4H_v}{D_e}\right)}{\lambda_v} \quad (3)$$

Le coefficient de transfert global est obtenu avec l'équation ci-dessous:

$$U = \frac{1}{R_i + R_c + R_v} \quad (4)$$

2.1.2. Calibrage du modèle thermique

Afin de valider le modèle, un relevé des données de température de l'eau du lac à la station de pompage communale d'Estavayer-le-Lac a été communiqué par Groupe E SA. Ces données concernent une conduite d'adduction d'eau en acier et de diamètre de 700 mm et 1700 m de longueur. Elle est similaire à la conduite sous-lacustre modélisée par la suite dans le cas d'application. Le débit moyen dans la conduite est fixé à 400 m³/h.

L'étape de validation consiste à modéliser cette conduite de 700 mm et de comparer les résultats de simulation obtenus avec les relevés expérimentaux fournis par Groupe E SA. Les températures ambiantes considérées dans les calculs sont celles de l'eau du lac, selon la profondeur de la conduite. Les valeurs de l'eau du lac sont issues des relevés bathymétriques de [2]. Sur les 600 premiers mètres, la conduite sous-lacustre est immergée dans l'eau, sans vase autour. Ensuite, la vase est présente autour de la conduite sous-lacustre. La conductivité thermique de la vase est fixée à $\lambda_v = 30 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ avec une épaisseur de vase $H_v = 110 \text{ cm}$.

Les résultats présentés dans la Figure 1 sont obtenus :

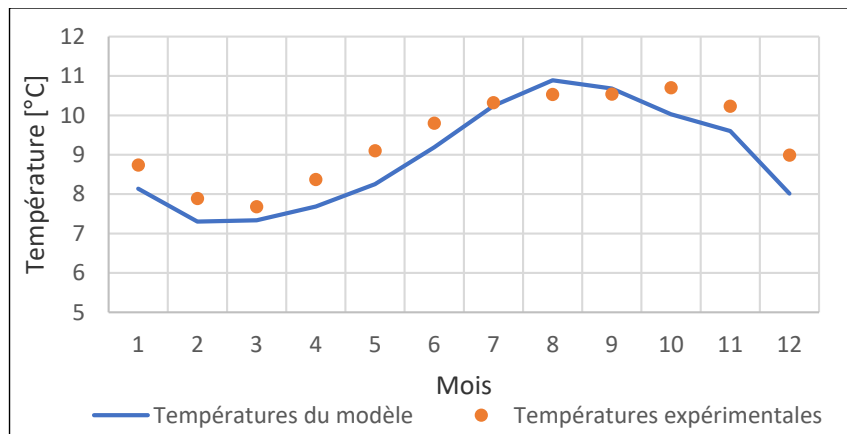


Figure 1 : Comparaison des températures mensuelles expérimentales et de simulation

Dans ces conditions, le modèle est relativement fidèle aux données expérimentales. Un écart relatif moyen de 6% existe entre les résultats expérimentaux et de simulation. Par ailleurs, il existe des incertitudes non quantifiées sur les valeurs expérimentales (mesures, moyenne des températures mensuelles) et numériques (propriétés thermodynamiques de la vase notamment).

2.2. Modèle hydraulique

Les pertes de charge linéaire ΔP_{lin} (Darcy-Weisbach) et singulière ΔP_{sin} sont calculées telles que :

$$\Delta P_{lin} = \frac{8\Lambda L \rho \dot{V}^2}{D^5 \pi^2} \quad \Delta P_{sin} = \sum_k \frac{8\rho \dot{V}^2}{D_k^4 \pi^2} \xi_k \quad (4)$$

Avec Λ le coefficient de pertes de charge de Darcy, ξ le coefficient de pertes de charge singulières, D le diamètre (m), ρ la masse volumique du fluide (kg.m⁻³), \dot{V} le débit volumique (m³.s⁻¹). Dans le cas d'application, la pression de référence est celle de la source. Un coefficient de perte de charge singulière de 0,4 est assigné à chaque conduite pour modéliser un coude de 45°. Enfin, une vanne papillon en amont de la station de pompage est modélisée par une vanne de régulation partiellement ouverte.

2.3. Modèle exergetique

2.3.1. Approche exergetique de modélisation des réseaux thermiques

L'approche exergetique découle des bilans énergétiques et entropiques en quantifiant la dégradation de l'énergie. La formulation du bilan exergetique utilisée dans l'étude est issue de [3] qui introduit les bilans d'exergie chaleur \dot{E}_q , d'exergie de transfert de masse \dot{E}_m , et d'exergie travail \dot{E}_w . Le bilan s'écrit alors :

$$\frac{dE_u}{dt} = \dot{E}_q + \dot{E}_m + \dot{E}_w - T_a \frac{\delta S^i}{\delta t} \quad (5)$$

Avec $\frac{dE_u}{dt}$, le taux de variation d'exergie et $T_a \frac{\delta S^i}{\delta t}$, les pertes exergetiques totales du système considéré. Elles sont la conséquence de la création d'entropie interne définie comme la somme des contributions générant une dégradation de l'énergie. Elles sont dues aux opérations irréversibles du système qui comprennent les frottements visqueux du fluide (dissipation), les échanges thermiques internes au sein du système (dévalorisation). On les note \dot{L} par la suite.

2.3.2. Modélisation exergetique du réseau de distribution

La formulation générique des pertes exergetiques est issue de [4] :

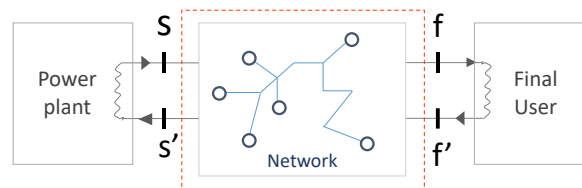


Figure 2 : Schéma de principe de calcul des pertes exergetiques du réseau de distribution

$$\dot{L} = \underbrace{\dot{M}C_p \left[\Delta T_{tot} - T_a \ln \left(\frac{T_s T_{f'}}{T_f T_{s'}} \right) \right]}_{\text{Pertes exergetiques thermiques}} + \underbrace{\dot{M} \bar{v} \Delta P_{tot}}_{\text{Pertes exergetiques par dissipation visqueuse}} \quad (6)$$

Elle est fonction de la température moyenne du réseau T_m , des niveaux de température au niveau du consommateur et de la centrale de production illustrés dans la Figure 2, les pertes de charges sur l'intégralité du réseau ΔP_{tot} . Deux composantes peuvent être distinguées : les pertes exergetiques internes thermiques (liées aux échanges thermiques) et les pertes exergetiques internes visqueuses (liées aux frottements visqueux).

2.3.3. Modélisation exergetique des pompes à chaleur

La formule générique de l'efficacité exergetique η d'une PAC est obtenue grâce à l'équation (8) issue de [5] où l'efficacité maximale théorique d'une PAC est définie par le coefficient de performance maximal (COP_{max}):

$$COP_{real} = \eta(T_c, T_f) \cdot COP_{max} \quad \eta(T_c, T_f) = 1 - \frac{T_a}{T_c} \left[1 - \eta_{ks} \cdot \Delta s / c_p \cdot \frac{\frac{T_c}{T_f} - 1}{\frac{T_c + \Delta T_c}{T_f - \Delta T_f} - 1} \right] \quad (7)$$

L'efficacité exergetique d'une PAC est ainsi fonction de la température du réseau (source froide), de l'efficacité exergetique du compresseur, des températures de pincement aux

échangeurs de chaleur (évaporateur et condenseur), mais aussi d'un terme caractéristique du réfrigérant représenté par le rapport $\Delta s/c_p$. T_f correspond à la température de l'eau du lac en entrée de l'évaporateur. Les pertes exergetiques \dot{L}_{PAC} résultantes sont calculées selon l'équation :

$$\dot{L}_{PAC} = [1 - \eta(T_c, T_f)] \dot{e}_k \quad (8)$$

Avec \dot{e}_k la puissance électrique fournie au compresseur. Le rendement exergetique tient compte de l'efficacité des échanges thermiques au sein de la PAC.

3. Application au réseau anergie d'Estavayer-le-lac (Suisse)

3.1. Présentation du réseau anergie d'Estavayer-le-lac

Le projet d'extension du réseau d'Estvayer-le-Lac consiste en un réseau anergie alimenté par l'eau du lac de Neuchâtel [6]. Une conduite sous-lacustre de 1727 m permet de pomper l'eau à 40 m de profondeur pour alimenter la pisciculture de la ville ainsi que l'Hôpital Intercantonal de la Broye (HIB). L'étude porte sur la prévision des performances exergetiques des deux pompes à chaleur du HIB, d'une puissance de 653 et 183 kW, destinées à remplacer la chaudière gaz de l'hôpital.

3.1.1. Modélisation de la conduite sous-lacustre

Dans l'eau du lac, la conduite sous-lacustre de 400 mm est subdivisée en 3 portions, S1, S2 et S3, évoluant dans des environnements différents comme le montre la Figure 3. Le Tableau 1 en résume les spécificités.

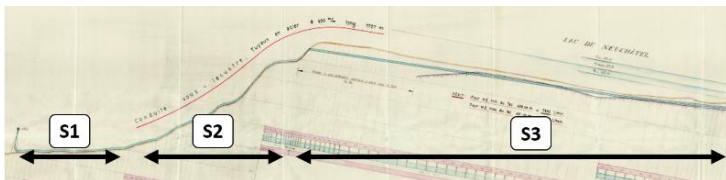


Figure 3 : Décomposition de la conduite sous-lacustre

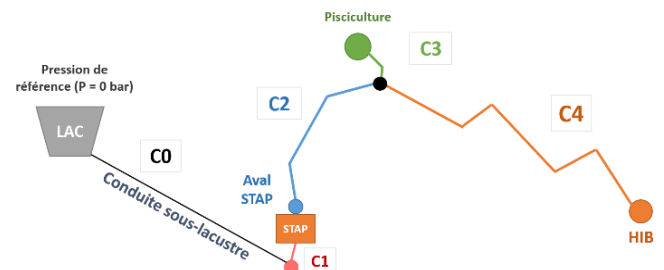


Figure 4 : Schéma du réseau considéré

Segment	Longueur	Température environnante	Profondeur moyenne	Vase autour de la conduite
	m	-	m	-
S1	240	Eau du lac à 40 m	40	Non
S2	314	Eau du lac à 30 m	30	Non
S3	1173	Eau du lac à 10 m	10	Oui

Tableau 1 : Propriétés des portions de segments de la conduite sous-lacustre

La présence de vase détermine l'expression du coefficient d'échange thermique. Sur le segment S3, la conduite est posée sur de la molasse et entourée de vase (limon et argile). L'épaisseur de la vase est de 80 cm. Par ailleurs, la conduite sous-lacustre est en acier tandis que le reste du réseau est en Polyéthylène réticulé (PE). Les caractéristiques complètes du réseau schématisé par la Figure 4 sont détaillées dans le Tableau 2.

Conduites	Diamètre ext/interne	Longueur	Température environnante	Matériaux	Epaisseur	Rugosité	Conductivité thermique
	mm	m	-	-	mm	mm	W.m ⁻¹ .K ⁻¹
C0	400/393,7	1727	Eau du lac	Acier	6,35	0,045	63
C1	400/352,6	7	Sol sec	PE	23,7	0,007	0,33
C2	250/220,4	111	Sol sec	PE	14,8	0,007	0,33
C3	160/140,0	25	Sol sec	PE	9,5	0,007	0,33
C4	250/220,4	334	Sol sec	PE	14,8	0,007	0,33

Tableau 2 : Caractéristiques des conduites du réseau d'Estavayer-le-Lac

3.1.2. Modélisation de la sous-station du HIB

Les données de températures de l'eau du lac de Neuchâtel étant des moyennes mensuelles, les résultats de simulation le sont également. Deux périodes sont à distinguer : l'hiver et l'été. Les puissances et débits nominaux requis au HIB sont considérés pour chaque mois lors de la simulation, soit 170 m³/h pour une puissance de 840 kW de chauffage en hiver et 15 m³/h pour une puissance de 80 kW en été. La température de demande de chauffage par le HIB est fixée à 40 °C. Les pincements des deux pompes à chaleur sont fixés à 1,5 °C pour l'évaporateur, 6 °C et 5 °C respectivement pour les condenseurs des PACs de 661 kW et 180 kW. Le fluide réfrigérant est le R1234ZE. Sur cette base, les COP_{real}, COP_{max} et rendements exergetiques de deux PACs sont calculés. La puissance fournie à l'évaporateur ainsi que la température de sortie des PACs sont déterminées selon la formule suivante :

$$\dot{Q}_f = \left(1 - \frac{1}{COP_{Real}}\right) \dot{Q}_c = \dot{V} \rho c_p \Delta T \quad (9)$$

Avec \dot{V} le débit volumique (m³.s⁻¹) et c_p la capacité thermique massique de l'eau (J.K⁻¹.kg⁻¹).

3.2. Résultats et discussions

Selon la saison, le gain de température est important entre l'entrée et la sortie de la conduite sous-lacustre comme le montre la Figure 5. En hiver la température moyenne d'arrivée au HIB est d'environ 8°C contre 13°C en été. La température se rapproche de celle du lac à 10 m. Cela s'explique par la conductivité élevée de l'acier non isolé (63 W.m⁻¹.K⁻¹) et les faibles débits en été. Après la conduite sous-lacustre, la température ne change que très peu malgré les températures plus élevées du sol. En effet, dans le sol les conduites ne sont plus en acier mais en PE. La conductivité thermique faible du matériau (0,33 W.m⁻¹.K⁻¹) en fait un isolant efficace pour ces niveaux de température.

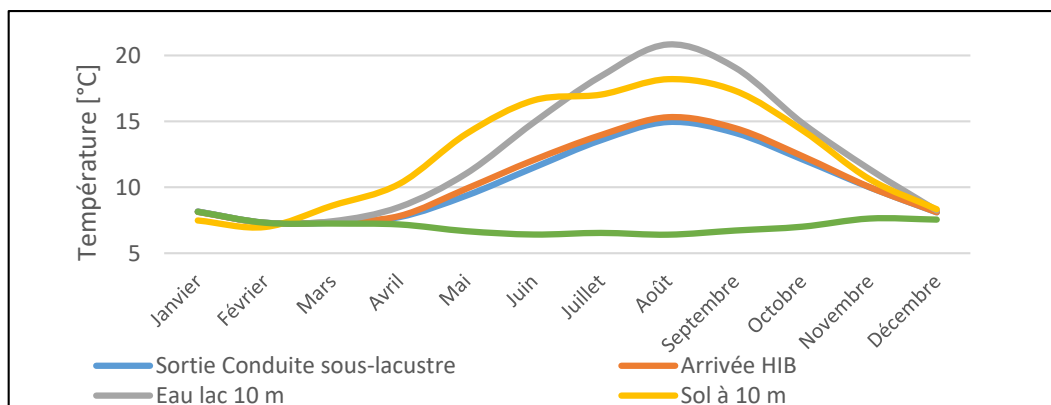


Figure 5 : Comparaison des températures initiales et d'arrivée au HIB sur l'année

Par ailleurs, le modèle permet de déduire l'évolution des coefficients de performances (COP) des deux pompes à chaleur du HIB. La Figure 6 montre que celles-ci sont d'autant plus performantes que la température d'entrée à l'évaporateur est élevée donc, en été. En effet, les COP augmentent avec la diminution du différentiel de température entre la source et la demande. La Figure 6 le confirme avec des performances énergétiques plus importantes en été qu'en hiver. Le résultat contraire est obtenu concernant les rendements exergetiques. En effet, le COP théorique de Carnot (soit COP_{max} qui est fonction des températures aux sources chaudes et froides) augmente avec une incidence plus importante en été que le COP réel (COP_{real}). Ainsi, le rapport entre le COP réel et le COP de Carnot diminue en été.

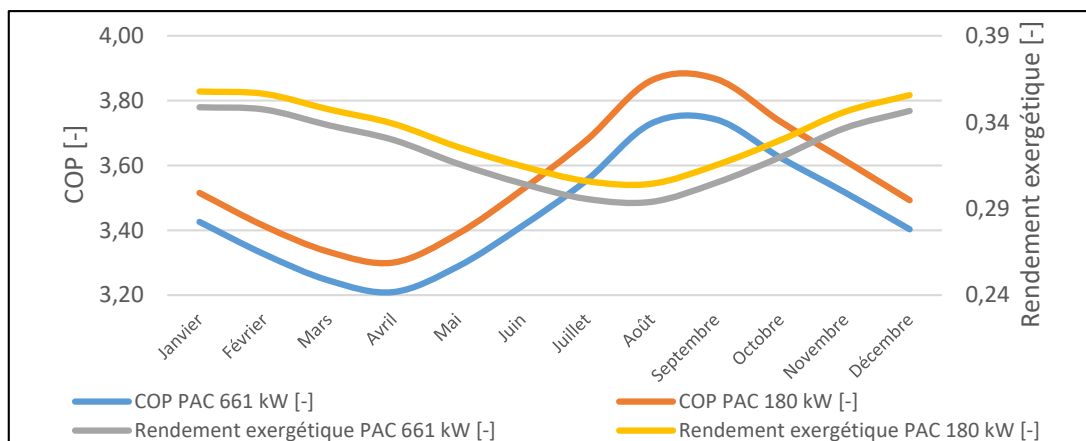


Figure 6 : Comparaison des COP et rendements exergetiques des pompes à chaleur du HIB

Enfin, les pertes exergetiques globales du réseau sont principalement dues aux pompes à chaleur de l'hôpital. La Figure 7 montre la distribution des pertes exergetiques au niveau des pompes à chaleur du HIB et du réseau de distribution. Les rendements exergetiques des PACs sont plus faibles en été mais les puissances véhiculées le sont aussi ce qui explique des pertes exergetiques largement supérieures en quantité. Il est intéressant de noter qu'en été, de par la faible demande de chauffage, les pertes exergetiques du réseau de distribution et des PACs sont du même ordre de grandeur : sur les réseaux anergie, les débits nécessaires pour assurer les prestations en eau chaude sanitaires restent suffisamment importants pour que la part de pertes exergetiques soit conséquente en été. De plus, pour les mois de novembre et décembre, les pertes exergetiques du réseau de distribution sont négatives. Cela est dû aux températures de mélange sur la conduite de retour du réseau. En effet, entre la sortie du HIB et le rejet de l'eau dans le lac, la température augmente significativement après la sous-station de la pisciculture de la ville qui réinjecte des températures plus élevées sur le retour. On note ainsi un « gain » exergetique en ce point du réseau de distribution sur les derniers mois de l'année. Cependant, il reste relativement faible par rapport aux pertes exergetiques globales, qui intègrent les PACs.

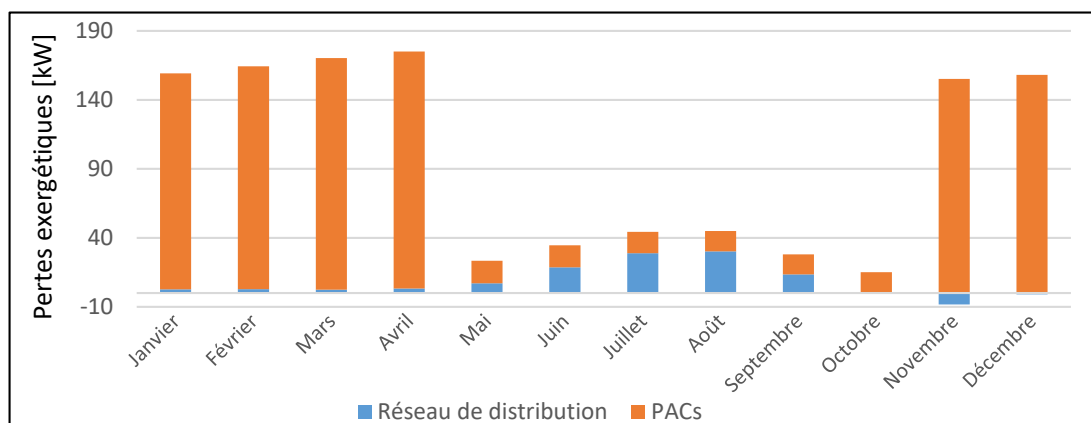


Figure 7 : Distribution des pertes exergetiques générées par le réseau et les pompes à chaleur

4. Conclusion

Dans le présent article, une méthodologie d'étude des performances exergetiques d'un réseau d'anergie couplé à des pompes à chaleur décentralisées est présentée. Sur les réseaux anergie, l'évolution de la température du réseau de distribution dépend essentiellement de la température de l'eau prélevée à la crépine, de la conductivité et de la température environnant les conduites. Il est primordial de décrire au mieux l'environnement dans lequel évoluent les conduites pour être le plus fidèle à la réalité. Ainsi, l'exemple étudié montre qu'en hiver la température moyenne d'arrivée à l'Hôpital Intercantonal de la Broye (HIB) est d'environ 8°C contre 13°C en été. Pour ces niveaux de température (4-20 °C), les conduites en polyéthylène réticulé se conduisent comme des conduites isolées, ce qui permet notamment de minimiser les coûts à l'investissement.

Il est d'autant plus important de décrire au mieux le réseau que les températures d'arrivée en sous-stations définissent les performances des pompes à chaleur décentralisées. Le cas présenté confirme que les COPs sont plus élevés en été qu'en hiver de par le différentiel de température plus faible entre la source et la demande. Le rendement exergetique est lui plus faible en été de par le rapport entre le COP réel et le COP idéal de Carnot qui diminue sur cette période. Enfin, les pertes exergetiques sont globalement dues aux pompes à chaleur (PAC) en hiver. En été, le réseau de distribution génère autant de pertes que les PACs.

Enfin, il serait intéressant d'étudier plus en détail le potentiel de « gain exergetique » c'est-à-dire la récupération de chaleur du fluide caloporteur selon le niveau de température environnant les conduites, comme c'est le cas pour le HIB au cours des mois de novembre et décembre avec des pertes exergetiques négatives sur le réseau de distribution.

Références

- [1] M. Kane, J. Rolle, "Quantum networks": a new approach for representing a network and evaluating hydraulic and thermal losses in district heating/cooling systems, *The 33rd international conference on Efficiency, Cost, Optimization, Simulation and environmental impact of energy systems*, (2020), 1768-1780.
- [2] <https://www.die3seen.ch/category/profils-en-profondeur/archives-profils/?lang=fr>, (site consulté le 01/05/2020).
- [3] L. Borel, D. Favrat, *Thermodynamique et énergétique*, Suisse, PPUR presses polytechniques (2005).
- [4] Y. Adihou, M. Kane, J. Ramousse, B. Souyri, An exergy-based district heating modeling for optimal thermo-hydraulic flow distribution: application to BlueFactory's Smart Living Lab neighbourhood, *The 33rd international conference on Efficiency, Cost, Optimization, Simulation and environmental impact of energy systems*, (2020), 1699-1710.
- [5] S. Rime, M. Kane, S. Wyler, Alternative solutions for the optimal integration of decentralized heat-pumps in district heating/cooling networks, *The 33rd international conference on Efficiency, Cost, Optimization, Simulation and environmental impact of energy systems*, (2020), 1756-1767.
- [6] <https://www.groupe-e.ch/fr/le-lac-de-neuchatel-va-chauffer-lhib-estavayer-le-lac>, (site consulté le 01/05/2020).

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à l'entreprise Groupe E SA.

Estimation « in situ » de l'efficacité de capteurs solaires sous vide pour la production d'eau chaude

Estimation of the efficiency of evacuated tubes solar collectors for hot water production

Julien GAMBADE^{1*}, Hervé NOËL¹, Patrick GLOUANNEC¹, Anthony MAGUERESSE¹

¹Univ. Bretagne Sud, UMR CNRS 6027, IRDL, F-56100 Lorient, France

*(auteur correspondant : julien.gambade@univ-ubs.fr)

Résumé – Dans le cadre d'un projet européen visant à développer les énergies renouvelables dans les exploitations agricoles, une installation solaire dédiée à la production d'eau chaude a été instrumentée. Le site est équipé de 24 capteurs solaires thermiques à tube sous vide qui ont la particularité d'avoir un stockage intégré. Le fonctionnement d'un capteur associé à son dispositif de stockage a été suivi durant plusieurs semaines. La communication est focalisée sur l'étude de trois journées. L'objectif est d'estimer l'efficacité d'un capteur en conditions dynamique et statique.

Mots-clés : Solaire thermique ; Instrumentation « in situ » ; Bilan énergétique ; Stockage intégré ; Transferts thermiques.

Abstract – As part of a European project to develop the use of renewable energy, a solar installation in operation has been instrumented. The installation is composed of 24 solar thermal collectors with evacuated tubes and integrated storage. The operation of one collector was studied during three separate days in order to estimate its efficiency in dynamic and static conditions. Its particularity was taken into account in order to determine its energy performance "in situ".

Keywords: Solar thermal; "In situ" measurements; Energy balance; Integrated storage; Heat transfers.

Nomenclature

A	aire brute capteur solaire, m ²	<i>Symboles grecs</i>	
c_p	chaleur spécifique, kJ.kg ⁻¹ .K ⁻¹	ε	émissivité
$CCSV$	Capteur solaire à tubes sous vide	η	rendement
h_r	coefficient échange radiatif, W.m ⁻² .K ⁻¹	λ	conductivité thermique, W.m ⁻¹ .K ⁻¹
h_{cv}	coefficient échange convectif, W.m ⁻² .K ⁻¹	ρ	masse volumique, kg.m ⁻³
H	irradiation solaire, MJ.m ⁻²	σ	constante de Stefan-Boltzmann
\dot{m}	débit massique, kg.hr ⁻¹	φ	flux thermique
Q	énergie, kJ	<i>Indices et exposants</i>	
V	volume du réservoir, m ³	amb	ambiant
R_{th}	résistance thermique, K.W ⁻¹	ent	entrée du réservoir
S	Surface, m ²	ext	extérieur
T	température, °C	int	intérieur
		moy	moyenne
		s	surface
		sor	sortie du réservoir

1. Introduction

L'Union Européenne s'est engagée à réduire les émissions de gaz à effet de serre. Le projet européen ICare4Farms a donc été lancé afin de développer la part d'énergie renouvelable dans le secteur de l'agriculture en Europe du Nord-Ouest [1]. Il vise plus spécifiquement à promouvoir l'énergie solaire thermique dans l'agroalimentaire où les besoins en eau chaude représentent 40% de la consommation en énergie.

Dans le but de fiabiliser le solaire thermique pour des installations conséquentes, il est nécessaire de caractériser leur fonctionnement. Le site suivi dans le cadre de ces travaux est en fonctionnement depuis Juin 2019. Il s'agit d'un élevage de veaux implanté dans les Côtes d'Armor. Cette communication introduit dans un premier temps le fonctionnement des capteurs solaires thermiques à tubes sous vide ainsi que le fonctionnement de l'installation complète. Les choix sur la métrologie et sur les séquences de mesures utilisées sont ensuite expliqués. Enfin, l'exploitation des mesures permet d'élaborer des bilans énergétiques qui sont introduits puis analysés pour trois séquences de mesure espacées dans le temps.

2. Descriptif de l'installation

Dans une journée classique, l'exploitation consomme deux fois par jour un volume important d'eau chaude. La température de l'eau nécessaire pour préparer l'alimentation des animaux est de 80°C. Pour subvenir à ces besoins, une installation constituée de 24 Capteurs Solaire à tubes sous vide non pressurisés avec circulation directe du fluide caloporteur dans les tubes par thermosiphon et ballon de stockage (CSSV) est mise en place. Dans la littérature, des études ont été réalisées sur ce type de capteur [2,3,4]. Certaines études se sont intéressées à l'assemblage en série de plusieurs chauffe-eaux solaires différents [5]

Le CSSV employé est constitué de 30 tubes et d'un réservoir de 241 Litres. La température de l'eau contenu dans les tubes va augmenter progressivement en fonction du rayonnement solaire. L'eau chaude étant moins dense que l'eau froide, une circulation naturelle va se mettre en place (Figure 1). L'eau chaude va remonter des tubes directement vers le réservoir tandis que l'eau plus froide fera le chemin inverse.

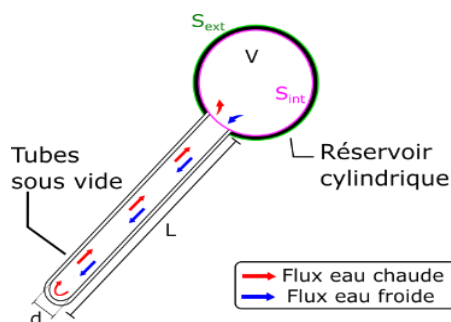


Figure 1 : Circulation naturelle au sein d'un CSSV

Volume du réservoir V	241 L
Épaisseur de polyuréthane e	60 mm
Surface extérieure du réservoir S_{ext}	3,9 m ²
Surface intérieure du réservoir S_{int}	2,9 m ²
Longueur des tubes L	1,80 m
Diamètre intérieur des tubes d	4,7 cm
Volume d'eau approximatif par tube	2,6 L

Tableau 1 : Paramètres du CSSV

Les capteurs sont répartis en deux lignes parallèles. Chaque rangée est composée de 6 CSSV reliés en série pour le préchauffage de l'eau et 6 CSSV reliés en parallèle pour le stockage et le chauffage complémentaire. Les ballons de stockage des CSSV en série sont constamment remplis et à volume variable pour les capteurs en parallèle.

A l'issue d'un soutirage, un remplissage lent de 7 à 8 heures est réalisé afin de remplir les CSSV. Ce processus est répété deux fois par journée. Le faible débit de remplissage utilisé (environ 5 litres/minute) favorise la stratification au sein du réservoir ce qui améliore le rendement du système [6,7].

3. Métrologie et méthodes

3.1. Instrumentation

L'installation solaire fonctionne depuis Juin 2019. Il était impossible d'interrompre son fonctionnement pour la mise en place l'instrumentation réalisée de Juillet à Septembre 2020. La principale contrainte sur la métrologie fut donc de choisir des capteurs non intrusifs. Ainsi le site a été équipé de débitmètres ultrason afin de mesurer les débits de remplissage et de soutirage. L'implantation de 16 thermocouples type K a pu être faite sans vider les ballons. 4 thermocouples chemisés en inox ont été placés dans la partie supérieure de 4 réservoirs. De plus, 2 thermocouples type K ont été placés directement sur les conduites et protégés par une gaine isolante, afin de mesurer les températures d'entrée et de sortie du capteur. Enfin, 1 CSSV en série et 1 en parallèle disposent de 4 sondes de température afin d'étudier la stratification en leur sein. Le positionnement de ces thermocouples (figure 2) est contraint par l'obligation d'utiliser l'unique entrée disponible en partie haute du réservoir.

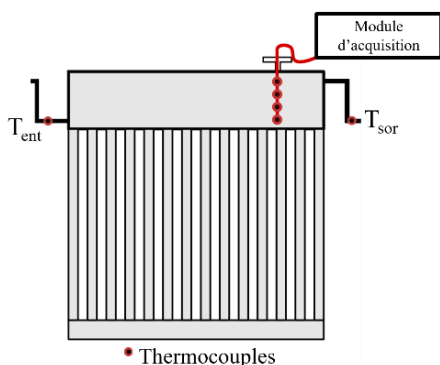


Figure 2 : Instrumentation du CSSV

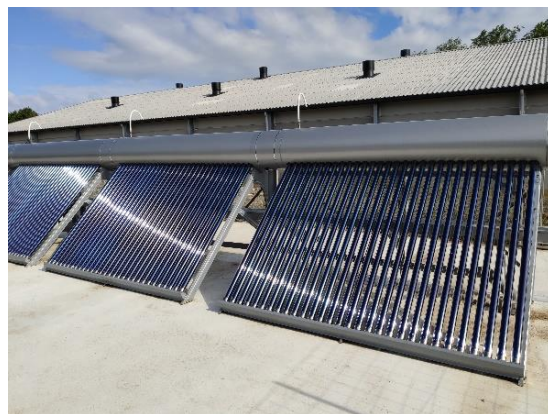


Figure 3 : Photographie du site

Une instrumentation conséquente a également été déployée afin de bien appréhender les conditions climatiques locales.

Un pyranomètre mesure l'irradiance solaire globale hémisphérique sur le plan horizontal tandis que deux irradiance mètres mesurent les éclairagements énergétiques hémisphériques sur les faces avant et arrière du capteur. Le rayonnement grandes longueurs d'onde avec le ciel est mesuré par un pyrgéomètre. Celui-ci permet d'évaluer la température de ciel apparente. Une station météo est mise en place pour mesurer la direction et la vitesse du vent, la température ambiante, l'humidité relative et la pression atmosphérique. L'ensemble des mesures sont récupérées sur un serveur en ligne avec un pas de temps d'une minute.

Débitmètre KAIFENG	Thermocouple type K	Pyranomètre HUKSEFLUX	Pyrgéomètre HUKSEFLUX	Irradiancemètre INGENIEURBÜRO
±1 %	±0.5 °C	±1 %	±15 %	±2,5 %

Tableau 2 : Incertitudes des instruments de mesure

3.2. Bilan énergétique

Trois séquences de mesures de 24 heures ont été choisies pour être analysées afin d'étudier des périodes différentes. Les deux premières journées sélectionnées sont le 26 Septembre et le 4 Novembre. Les profils de remplissage sont de même durée pour les deux jours avec deux remplissages, le matin et le soir.

Compte tenu du fonctionnement spécifique (discontinu) de l'installation, l'étude énergétique de l'installation sur une journée est divisée en trois phases observables sur les figures 4 et 5 :

- La première période débute à minuit et finit à la fin du premier remplissage (Période 1)
- La seconde période allant de la fin du premier remplissage au début du second (Période 2)
- La troisième période allant du début du second remplissage à minuit (Période 3)

Le mode de fonctionnement des CSSV utilisés ne permet pas de dresser le même bilan énergétique que pour des capteurs plans ou à tubes sous vide plus répandus. En effet, le ballon de stockage permet de conserver l'eau chaude durant la nuit si les apports énergétiques sont plus importants que les besoins journaliers. Deux énergies sont calculées : la première est liée à la variation de température lors du transit de l'eau de circulation dans le ballon ($Q_{\dot{m}}$) et la seconde à la variation d'énergie interne du ballon ($Q_{stockée}$). Les équations 1 et 2 sont associées respectivement aux deux énergies.

$$Q_{\dot{m}} = \int_{t_{début}}^{t_{fin}} \dot{m} \cdot c_p \cdot (T_{sor} - T_{ent}) \cdot dt \quad (1)$$

$$Q_{stockée} = \int_{t_{début}}^{t_{fin}} \rho \cdot V \cdot c_p \cdot \frac{\partial T_{moy}}{\partial t} \cdot dt \quad (2)$$

Avec T_{moy} , la moyenne des 4 mesures des thermocouples immergés. Les incertitudes relatives aux deux énergies sont données en fonction des équations 3 et 4 suivantes et prennent en compte uniquement les erreurs sur les instruments de mesure :

$$\frac{\Delta Q_{\dot{m}}}{Q_{\dot{m}}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \dot{m}}{\dot{m}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_{sortant}}{T_{sortant}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_{entrant}}{T_{entrant}}\right)^2} = 1,7\% \quad (3)$$

$$\frac{\Delta Q_{stockée}}{Q_{stockée}} = \sqrt{2 \times \left(\frac{\Delta T_{moy}}{T_{moy}}\right)^2} = 0,7\% \quad (4)$$

L'ensemble des mesures effectuées sert à établir un bilan énergétique. L'objectif est de comparer l'énergie récupérée au sein du ballon en fonction de l'énergie incidente $H_{Incident}$ et de l'aire brute du capteur, A , à l'aide de l'équation 5. L'irradiation $H_{Incident}$ est obtenue en calculant l'intégrale de l'éclairement énergétique reçu sur le plan incliné sur l'ensemble de la journée.

$$\eta = \frac{Q_{\dot{m}} + Q_{stockée}}{H_{Incident} \cdot A} \quad (5)$$

4. Présentation des mesures

4.1. Bilans énergétiques des séquences avec soutirages

Les deux journées présentent des conditions d'éclairement différentes. L'évolution de la température dans le réservoir pour les deux séquences sont données sur les figures 4 et 5. Les profils de soutirages correspondent à des profils de routine. On observe que la journée du 26/09 présente des passages nuageux à l'inverse du 4/11.

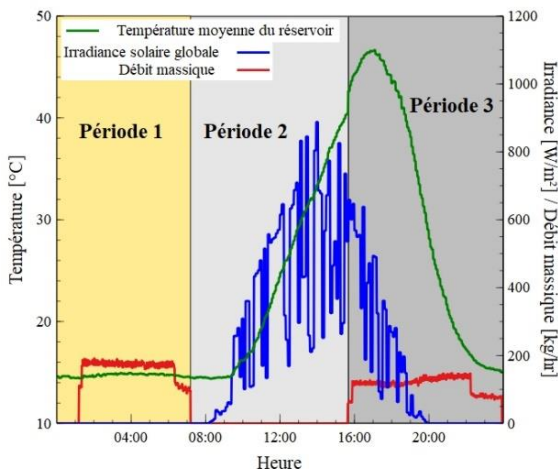


Figure 4 : Evolution du débit massique, de l'irradiance solaire globale et de la température dans le CSSV (26/09)

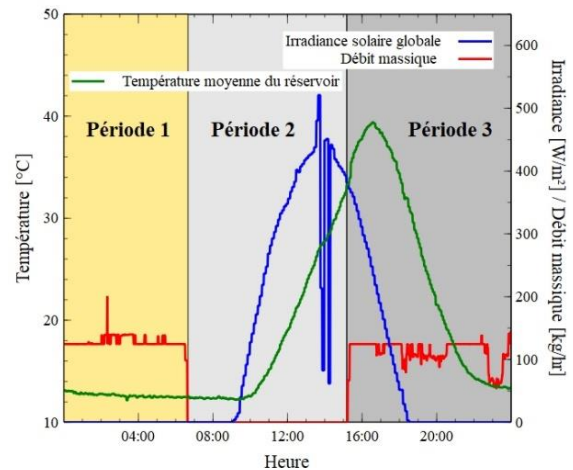


Figure 5 : Evolution du débit massique, de l'irradiance solaire globale et de la température dans le CSSV (4/11)

Les valeurs des énergies pour le 26 Septembre et le 4 Novembre sont synthétisées dans le tableau suivant :

	26 Septembre			4 Novembre		
	1 ^{ère} période	2 ^{ème} période	3 ^{ème} période	1 ^{ère} période	2 ^{ème} période	3 ^{ème} période
$Q_{\dot{m}}$ [kJ]	-460±8	0	40327±686	-659±11	0	30186±513
$Q_{stockée}$ [kJ]	-147±1	26101±182	-25579±179	-600±4	20894±146	-20087±141

Tableau 3 : Récapitulatifs des énergies calculées pour les journées du 26/09 et 4/11

On constate que l'énergie due au débit massique est faiblement négative durant la première période. Cela se justifie par le fait que la température de sortie du réservoir est légèrement inférieure à la température en entrée. Durant la deuxième période, le débit circulant au sein du CSSV est nul. Par conséquent, $Q_{\dot{m}}$ est nulle. Au cours de la dernière période, 40327 et 30186 kJ ont été fournis par le capteur solaire, respectivement le 26/09 et le 4/11.

La période la plus importante pour le stockage d'énergie est la deuxième période. On observe que la grande majorité de cette énergie stockée est ensuite transférée aux capteurs suivants lors de la troisième période. Cela s'explique par le fonctionnement des capteurs en série qui ont pour fonction principale de préchauffer l'eau dans l'installation. Ils permettent par ailleurs de constituer une réserve énergétique pour les journées peu ensoleillées.

Les rendements calculés pour les deux essais à l'aide de l'équation 5 sont donnés dans le tableau 4.

	26 Septembre	4 Novembre
$Q_{\dot{m}} + Q_{stockée}$ [kJ]	40242	29735
$H_{incident} \times A$ [kJ]	86772	86211
Rendement [-]	0,46	0,34

Tableau 4 : Valeurs expérimentales de rendements du CSSV

On observe que les rendements sont différents alors que les éclaircissements énergétiques sont très proches pour les deux journées. Cet écart peut s'expliquer d'une part par des températures environnementales plus faibles (respectivement des écarts de 5°C et 8°C pour les températures ambiantes et du ciel) et d'autre part, par un angle d'incidence plus favorable le 26/09 comme

l'on peut l'observer sur les figures 6 et 7. Associé à des valeurs d'irradiance supérieures, le rendement est meilleur malgré les passages nuageux plus nombreux que durant la journée du 4/11.

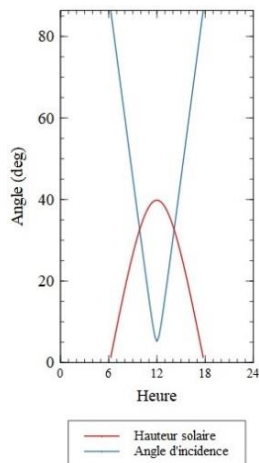


Figure 6 : Hauteur solaire et angle d'incidence pour la journée du 26/09

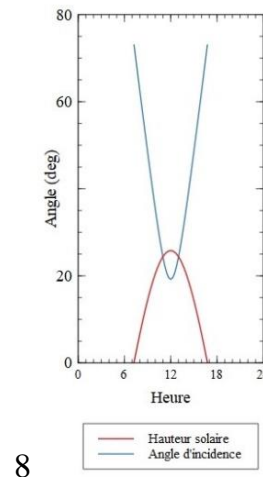


Figure 7 : Hauteur solaire et angle d'incidence pour la journée du 4/11

4.2. Analyse des résultats de l'essai inerte

La troisième journée, du 28 Novembre, intervient dans une période de vide sanitaire où aucun soutirage n'apparait. Les résultats de cette journée vont permettre d'étudier le comportement du CSSV en période statique. Sur la figure 3 est présentée la température moyenne du réservoir en fonction de l'éclairement énergétique sur le plan horizontal.

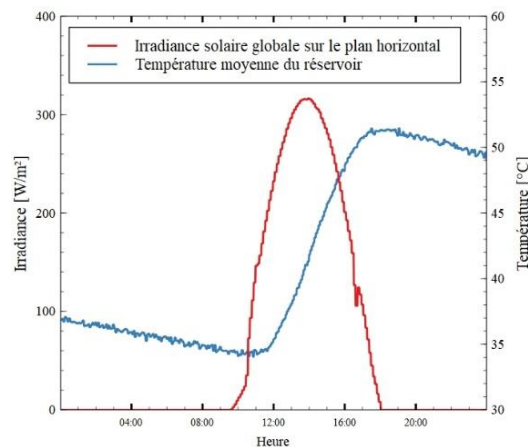


Figure 8 : Evolution de l'irradiance solaire et de la température moyenne du réservoir durant la journée du 28/11

L'étude de l'installation sans soutirage permet d'appréhender les déperditions thermiques du réservoir. Sur les périodes nocturnes du matin et du soir, on mesure une variation d'énergie stockée de -249 kJ/hr et -388,9 kJ/hr respectivement.

La résistance thermique du ballon de stockage R_{th} s'écrit selon l'équation 6 suivante :

$$R_{th} = \frac{1}{\frac{1}{S_{ext} \cdot h_r} + \frac{1}{S_{ext} \cdot h_{cv}}} + \frac{e}{S_{moy} \cdot \lambda} + \frac{1}{S_{int} \cdot h_{eau}} \quad (6)$$

Avec h_{cv} le coefficient d'échange convectif de la paroi externe du réservoir, h_r le coefficient d'échange radiatif linéarisé, e l'épaisseur de l'isolant, λ la conductivité thermique du

polyuréthane et S_{int} , S_{ext} et S_{moy} , respectivement les surfaces intérieure, extérieure et moyenne du réservoir. Le coefficient h_{cv} est calculée avec une corrélation utilisant la vitesse du vent [8]. La résistance thermique associée à la convection au sein du réservoir est négligée pour les prochains calculs car elle est très faible comparée aux autres résistances.

La température de surface du réservoir, T_s , est calculée à partir du bilan énergétique en surface (équation 7) :

$$T_s = \frac{\frac{S_{moy} \cdot \lambda}{e} \cdot T_e + S_{ext} \cdot h_{cv} \cdot T_{amb} + S_{ext} \cdot h_r \cdot T_{ciel}}{\frac{S_{moy} \cdot \lambda}{e} + S_{ext} \cdot h_{cv} + S_{ext} \cdot h_r} \quad (7)$$

Le flux convectif s'exprime selon l'équation 8 suivante :

$$\phi_{cv} = h_{cv} \cdot S_{ext} (T_s - T_{amb}) \quad (8)$$

Les échanges radiatifs sont linéarisés et le flux radiatif est calculé selon l'équation 9 :

$$\phi_r = 4 \cdot \varepsilon \cdot \sigma \cdot S_{ext} \cdot (T_m + 273,15)^3 \cdot (T_s - T_{ciel}) \quad (9)$$

Avec σ la constante de Stefan-Boltzmann et ε l'émissivité du réservoir déterminée expérimentalement. T_m est la moyenne des températures ambiantes et du ciel.

La différence entre les déperditions thermiques le matin et le soir ne peut pas s'expliquer par l'impact du vent sur le coefficient d'échange convectif du réservoir car la vitesse du vent est constante sur les 24 heures. La figure 9 montre que la température du ciel chute durant l'après-midi tandis que la température ambiante varie entre 10 et 15°C. La figure 10 illustre l'augmentation des échanges radiatifs entre le capteur (réservoir plus tubes) et le ciel. Le flux convectif est globalement négatif : sa valeur absolue reste plus faible que le flux radiatif. La somme des flux illustre bien une augmentation des échanges entre la paroi du réservoir et l'environnement extérieur durant la journée.

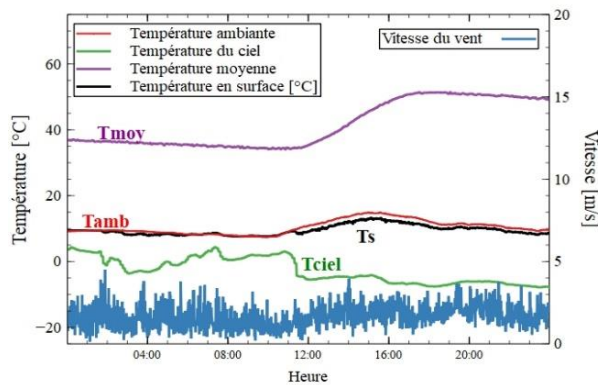


Figure 9 : : Données météorologiques de la journée du 28/11

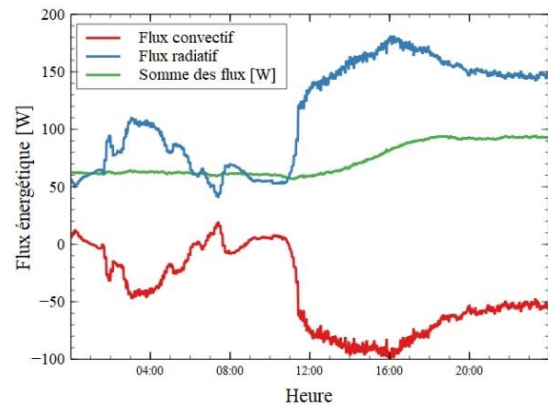


Figure 10 : Échanges convectif et radiatif du réservoir le 28/11

5. Conclusion

Ce travail a permis d'étudier le fonctionnement d'une installation solaire et plus précisément la performance d'un capteur en série. Le rendement du CSSV a pu être étudié « in situ » durant des journées de fonctionnement classique. Le principe singulier d'un capteur solaire à tubes sous vide et stockage intégré impose de prendre en compte à la fois l'énergie due à un débit massique en sortie du réservoir mais aussi l'énergie accumulée durant la période d'ensoleillement. Cette méthode de calcul a donné deux rendements de 0.46 et 0.34. Pour des mesures faites en Automne, ces valeurs sont intéressantes et montrent le potentiel d'un tel système en Europe du Nord-Ouest.

Avoir accès à des journées sans activité a donné l'opportunité d'étudier l'impact de l'environnement extérieur sur les déperditions thermiques. Le réservoir semble sensible aux échanges radiatifs avec le ciel en cas de température effective du ciel faible et d'absence de nuage.

Il semble évident que la performance globale dépend de tous les capteurs mais aussi de la combinaison de CSSV en série et en parallèle. Une prochaine étape sera d'effectuer un bilan complet sur l'ensemble de l'installation. La bonne compréhension du système va permettre de le modéliser sur des logiciels de simulation thermique dynamique. L'objectif final de la modélisation sera d'obtenir pour plusieurs régions d'Europe du Nord-Ouest les performances énergétiques des capteurs solaires pour des besoins en eau chaude différents.

Références

- [1] <https://www.nweurope.eu/projects/project-search/icare4farms-increase-the-capacity-of-renewable-energies-re-in-farms-in-the-north-west-europe-region-by-using-solar-thermal-energy/> (site consultée le 26/12/2020)
- [2] Zhang, Xinyu, Shijun You, Wei Xu, Min Wang, Tao He, Xuejing Zheng. Experimental Investigation of the Higher Coefficient of Thermal Performance for Water-in-Glass Evacuated Tube Solar Water Heaters in China. *Energy Conversion and Management* 78 (février 2014): 386-92.
- [3] Indra Budihardjo, Graham L. Morrison. Performance of Water-in-Glass Evacuated Tube Solar Water Heaters. *Solar Energy* 83, n° 1 (janvier 2009): 49-56.
- [4] Graham L. Morrison, Indra Budihardjo, Masud Behnia, Water-in-glass evacuated tube solar water heaters. *Solar Energy* 76, n° 1-3 (1 janvier 2004): 135-40.
- [5] Yi-Mei Liu, Kung-Ming Chung, Keh-Chin Chang, Tsong-Sheng Lee. Performance of Thermosyphon Solar Water Heaters in Series. *Energies* n°9 (septembre 2012): 3266-78.
- [6] Yogender Pal Chandra, Tomas Matuska. Stratification Analysis of Domestic Hot Water Storage Tanks: A Comprehensive Review. *Energy and Buildings* 187 (mars 2019): 110-31.
- [7] Mohammad Reza Assari, Hassan Basirat Tabrizi, Morteza Savadkoohy, Numerical and Experimental Study of Inlet-Outlet Locations Effect in Horizontal Storage Tank of Solar Water Heater. *Sustainable Energy Technologies and Assessments* 25 (février 2018): 181-90.
- [8] ASHRAE (1993a). Handbook of Fundamental. Atlanta: ASHRAE, 8.1-8.29.

Remerciements

Ces recherches ont été effectuées dans le cadre du projet ICaRE4Farms, financé par le programme INTERREG Europe du Nord Ouest.

Loss effect analysis of irreversible Stirling cycle refrigerator

Muluken Z. GETIE^{1,2,3*}, Francois LANZETTA¹, Sylvie BEGOT¹, Bimrew T. ADMASSU³

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

² Bahir Dar Energy Center, Bahir Dar Institute of Technology, Bahir Dar University, Bahir Dar, Ethiopia.

³ Faculty of Mechanical and Industrial Engineering, Bahir Dar Institute of Technology, Bahir Dar University, Bahir Dar, Ethiopia.

*(Corresponding author: muluken.zegeye@bdu.edu.et)

Abstract - This paper demonstrates the share of different losses over the respective total losses and the effects of different losses on cooling performance of a Stirling machine using air as a working gas. The modified simple model is applied using the geometrical parameters of the FEMTO-ST engine model. The share of different power and heat losses as well as their effect on cooling performance have been evaluated at different rotational speeds and charging pressure. The share of fluid friction loss and loss due to regenerator ineffectiveness increase with rotational speed and charging pressure.

Keywords: Stirling refrigerator; Power losses; Heat losses; Performance; Share of losses.

Nomenclature

A	cross sectional area, m^2	R	gas constant, $J.kg^{-1}K^{-1}$
A_{wg}	wetted area of the metal, m^2	Re	Reynolds number
C	average molecular speed, $m.s^{-1}$	s	stroke, m
C_p	isobaric specific heat, $J.kg^{-1}K^{-1}$	T	temperature, K
C_v	isochoric specific heat, $J.kg^{-1}K^{-1}$	V	volume, m^3
D	piston diameter, m	$W_{i,ad}$	ideal adiabatic work, m
d	hydraulic diameter, m	<i>Greek symbols</i>	
f_r	Reynolds friction factor	Δ	difference
G	mass flux, $kg.m^{-2}.s^{-1}$	ϵ	regenerator effectiveness
J	annular gap between the cylinder and piston displacer, m	γ	ratio of specific heats, (C_p/C_v)
K	heat conductivity, $W.m^{-1}K^{-1}$	ω	angular speed, $rad.S^{-1}$
L	length, m	τ	compression ratio
m	mass of working fluid, kg	θ	crank angle, rad
m_{leak}	mass leakage, kg	<i>Index and exponent</i>	
n	rotational speed, rpm	c	compression space
NTU	number of transfer unit	cr	chiller
N_{st}	Stanton number	e	expansion space
Q	heat, m	g	gas
P	pressure, Pa	h	hot heat exchanger
Pr	Prandtl number	r	regenerator

1. Introduction

The Stirling engine is one of a variety of external heat engines that can be used to generate power from various thermal energy sources. First, it was invented in 1816 by Robert Stirling as

a heat engine. However, the benefits of Stirling engines have been revealed with the advancements engineering and the demonstration of new methods to implement this thermodynamic cycle. It could be used in the reverse cycle as the Stirling refrigerator as it was first realized as a cooling machine in 1832 [1]. Due to these advantages, Stirling machines are suitable alternatives for power generation and refrigeration in various applications. The Stirling cycle refrigerating machine designs are categorized as kinematic machines, where the piston and displacer are mechanically linked to the drive shaft, or free-piston machines, where the piston is coupled to the power supply by a linear motor and the displacer is driven by the gas pressure variation in the system. Appropriate design and modeling of Stirling machines will result in better performance as it will minimize irreversibilities associated with the operation and geometrical configuration.

The impact of losses has been investigated on the performance of irreversible solar-powered Gamma type Stirling engine [2]. They highlighted that the two main dissipations are regenerator imperfection loss and leakage loss in the engine. These losses are mostly dependent on geometrical operational parameters. A combination of geometric and operating parameters was optimized for the Beta-type Stirling engine by Ahmed et al. [3]. In this research, it has been discussed that almost all losses increase with operating speed and charging pressure. However, the share of each loss have not been discussed.

Theoretical analysis and optimization of geometrical parameters for Stirling engines have been conducted [4]. In this research, it has been reported that alpha-type Stirling engines are less applicable for low-temperature difference, whereas Beta-type engine produced the highest shaft work.

A comprehensive review of the Stirling cooling machines has been conducted for a range of cooling applications [5]. The review have presented the general working principle, the configuration and drive mechanisms as well as research findings of Stirling refrigerators. Due to its wider application, high theoretical COP, as well as quieter and simpler operation, Stirling cycle cooler is worth researching. Different thermodynamic models for predicting the performance of the Stirling cooler were also proposed and developed in the past decades.

A Stirling refrigerator with a V-type configuration was approximated for a domestic cooling device with a charging pressure of 2 bar and compression ratio ranging between 1.5 and 2 [6]. The refrigerator performance parameters COP and cooling power showed a parabolic shape with a single optimal performance value with respect to operating speed [7]. Eid et al. [8] also investigate the effect of operating speed and they confirmed that cooling power has a single optimum value with respect to speed. It has been presented that, if engine speed increases too much, cycle efficiency will decrease as a result of the rapid increase in flow resistance and regenerator heat transfer losses [9].

The effects of rotational speed and charged pressure on different types of losses have been investigated for a Stirling engine [3, 9, 10]. All types of losses have been increased with an increase in operating speed as well as with charge pressure [3]. Heat conduction, shuttle heat, and flow resistance losses changed slightly as charged pressure increased [9]. Pressure drop loss, mechanical friction loss, and buffer space losses increased with rotational speed [10].

Due to losses associated with real-world conditions compared with ideal situations used for analytical purposes, a practical Stirling refrigerator can't achieve a performance of the Carnot limit. A non-ideal second-order thermal model with losses has been developed for domestic Stirling refrigerator [11]. However, the effect and trend of each loss on the performance have not been investigated so far in detail for the Stirling cycle refrigerator. This research tries to

analyze the share of different types of losses with respective categories and their effect on the overall performance of the Stirling cycle refrigerator.

The purpose of this paper is to analyze the percentage share of different losses and to investigate the effects of these losses on engine performance.

2. Theory

The Stirling cycle machine consists of two variable volumes (compression and expansion) spaces physically separated by a regenerator and three constant volumes. For the Stirling cycle refrigerator, heat is absorbed from the low-temperature heat source, part of the heat is stored and released in the regenerator, and rejected to a hot heat sink (see Figure 1).

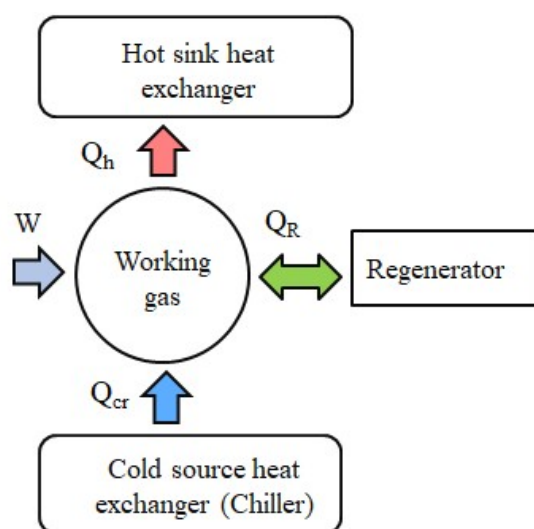


Figure 1 : Schematic diagram of Stirling refrigerator

The four thermodynamic transformations for an ideal reversed Stirling cycle includes:

- an isothermal expansion where heat is absorbed from the cold source (chiller),
- isochoric heating where the heat stored in the regenerator is transmitted to the working fluid,
- an isothermal compression where heat is rejected to the heat sink (hot heat exchanger)
- isochoric cooling where the gas transmits heat to the regenerator.

A non-ideal thermodynamic model has been developed in the author's previous article [11]. In such a thermodynamic model, the overall Stirling refrigeration machine is configured into five control volumes (two working spaces and three heat exchangers) serially connected similar to works of Urieli and Berchowitz [12]. The overall approach for driving the equation set that could represent for the analysis of such type of machine is to apply energy conservation equation and equation of state for each control volume and link with the equation of conservation of mass across the whole refrigerating machine. In this paper, such a model is used to evaluate the share of different losses and their effect on the cooling performance of the Stirling refrigerator.

2.1. Numerical model

The performance of Stirling machine is strongly dependent on geometrical and physical parameters such as dimensions, heat transfer coefficients, heat source temperatures and regenerator characteristics. Predicting the performance of Stirling machine is important for the design of the machine. The ideal Stirling cycle has been already studied by several researchers; however the performance of real Stirling machine is far from the ideal Stirling cycle.

The system of ideal adiabatic differential equations was modified as described by author's previous work [11] through including the effects of gas leakage from working space to buffer space (crankcase) and shuttle heat loss by displacer from compression to expansion spaces for the Stirling cycle refrigerating machine. The summary of modified ideal adiabatic equation is presented as shown in Table 1.

Parameters	equations
Pressure	$dP = \frac{-P\gamma(\frac{dV_c}{T_{ch}} + \frac{dV_e}{T_{cre}}) + \gamma R \frac{dQ_{shut}}{C_p} (\frac{T_{ch} - T_{cre}}{T_{ch}T_{cre}}) - 2\gamma R dm_{leak}}{\frac{V_c}{T_{ch}} + \gamma(\frac{V_h}{T_h} + \frac{V_r}{T_r} + \frac{V_{cr}}{T_{cr}}) + \frac{V_e}{T_{cre}}}$
Change of mass	$dm_i = m_i \frac{dP}{P} = \frac{dP}{R} \frac{V_i}{T_i} \text{ (where } i = h, r, cr)$ $dm_c = \frac{PdV_c + \frac{V_c dP}{\gamma}}{RT_{ch}} + \frac{dQ_{shut}}{C_p T_{ch}}$ $dm_e = \frac{PdV_e + \frac{V_e dP}{\gamma}}{RT_{cre}} - \frac{dQ_{shut}}{C_p T_{cre}}$ $dQ_{shut} = \frac{\pi s^2 K_g D_d}{8JL_d} (T_c - T_e)$
Temperature variation	$dT_e = T_e (\frac{dP}{P} + \frac{dV_e}{V_e} - \frac{dm_e}{m_e})$ $dT_c = T_c (\frac{dP}{P} + \frac{dV_c}{V_c} - \frac{dm_c}{m_c})$
Energy	$dQ_{h,i} = \frac{V_h dPC_v}{R} - C_p (T_{ch} \dot{m}_{ch} - T_h \dot{m}_{hr})$ $dQ_{r,i} = \frac{V_r dPC_v}{R} - C_p (T_h \dot{m}_{hr} - T_{cr} \dot{m}_{rcr})$ $dQ_{cr,i} = \frac{V_{cr} dPC_v}{R} - C_p (T_{cr} \dot{m}_{rcr} - T_{cre} \dot{m}_{cre})$ $dW_{i,ad} = dW_c + dW_e \text{ where}$ $dW_c = PdV_c \text{ and } dW_e = PdV_e$

Table 1 : Summary of modified ideal adiabatic model (adapted from [11]).

Then, the model was further corrected to modified simple model by including power and heat losses. These losses include regenerator imperfection loss, fluid friction loss, mechanical friction, conduction heat loss in the regenerator wall, pressure drop due to finite speed of piston, conduction heat loss, and gas spring hysteresis loss as shown in Table 2. The details of these losses are also presented in the author's previous work [11].

The numerical model presented above, was evaluated by considering the FEMTO 60 Stirling engine in which the main parameters and dimensions of the device are tabulated in Table 3 operating as a refrigerating machine as a case study.

3. Results and discussion

In this section, the shares of different types of losses associated with the Stirling cycle with the respective category are presented. Furthermore, the trends of these losses with operating

Losses	equations
Loss due to regenerator imperfection	$Q_{rl} = mc_p(1 - \epsilon)(T_c - T_e)$ $\epsilon = \frac{NTU}{NTU+1}, NTU = N_{st} \frac{A_{wg}}{A}$ $N_{st} = 0.023Pr^{-0.6}Re^{-0.2}$
Losses due to pressure drop in heat exchangers	$W_{fr} = \int_0^{2\pi} (\Delta P \frac{dV_c}{d\theta}) d\theta$ where $\Delta P = \Delta P_h + \Delta P_r + \Delta P_{cr}$ and $\Delta P_i = \frac{2f_r \mu V_i G_i l_i}{m_i d_i^2}$ (Where $i = h, r, cr$)
Mechanical friction losses	$W_{mec.fr} = 2\Delta P_{mec.fr} V_{swc}$ $\Delta P_{mec.fr} = \frac{(0.94+0.045sn)10^5}{3(1-1/3\tau)}(1 - 1/\tau)$
Conduction heat loss in the regenerator wall	$Q_{wrl} = k \frac{A_{wg}}{L_f} (T_{wh} - T_{wcr})$
Heat conduction losses	$\dot{Q}_{cond} = k \frac{A}{L} \Delta T$
Losses due to finite speed of piston	$W_{fin-sp} = 2\Delta p_{fin.sp} V_{swc}$ and, $\Delta p_{fin.sp} = \frac{1}{2} (P \frac{aU_p}{C_c} + P \frac{aU_p}{C_e})$ $a = \sqrt{3\gamma} \text{ and } C = \sqrt{3RT}$
Gas spring hysteresis losses	$\dot{W}_{hys} = \sqrt{\frac{1}{32}\omega\gamma^3(\gamma - 1)T_w P_{mean} k_g (\frac{V_d}{2V_i})^2 A_{wg}}$

Table 2 : Summary of additional losses included.

No	Parameters	value
1	Hot heat temperature (K)	305
2	Cooling temperature (K)	270
3	Piston diameter (mm)	60
4	Piston stroke (mm)	40
5	Regenerator length (mm)	50
6	Diameter of regenerator (mm)	82
7	Compression space swept volume (cm ³)	103
8	Expansion space swept volume (cm ³)	113
9	Working gas	Nitrogen
10	Frequency (Hz)	7.5
11	Charging pressure (bar)	17.5

Table 3 : Main specifications of Stirling cooling machine used in this study (details can be found [13]).

speed are discussed. These results are based on simulation findings of the second-order thermodynamic model described so far using air as a working fluid.

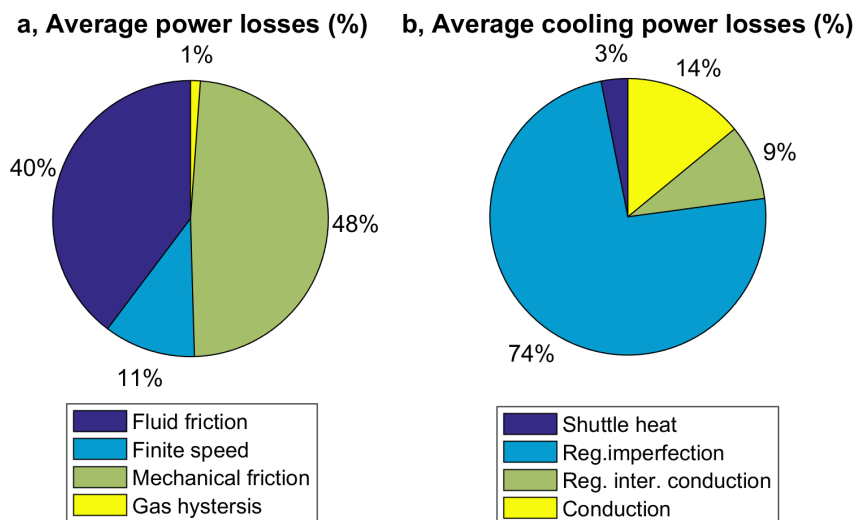


Figure 2 : Analysis of the percentage of losses at a pressure of 17.5 bar

Figure 2a and 2b demonstrate the percentage of different power and heat losses with respect to total losses at respective categories at a charging pressure of 17.5 bar. In Figure 2a, the average share of power loss is presented. It is clear that from the considered losses, the major share is mechanical friction loss (48%), followed by fluid friction loss due to pressure drop (40%). Others cover only 12% of the total power loss. Similarly in Figure 2b, the average share of heat loss is presented. The major heat loss is due to regenerator ineffectiveness which comprises 74%. The second major heat loss is conduction heat loss (14%) across the displacer due to the temperature difference between the two working spaces. This type of loss is basically more dependent on the temperature difference and hence the share may vary.

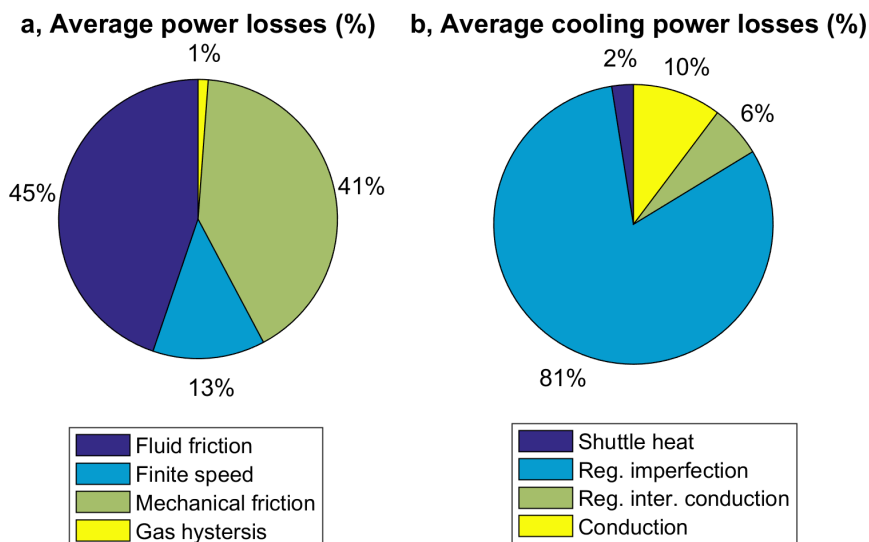


Figure 3 : Analysis of the percentage of losses at a pressure of 25 bar

Figure 3a and 3b show the percentage of different power and heat losses with respect to total losses at respective categories and at a charging pressure of 25 bar. Figure 3a, demonstrates the percentage share of different power losses and Figure 3b, show the percentage share of various heat losses. According to Figure 2, it is noticed that the percentage share of fluid friction loss and loss due to regenerator ineffectiveness increase with increase charging pressure. Great care should be given to minimization of fluid friction loss and regenerator ineffectiveness for machines operating at higher pressure.

Figure 4a, 4b, 4c, and 4d illustrate the effect of rotational speed on the major power losses, major heat power losses, cooling power, and COP respectively at an ambient temperature of 300 K, chiller temperature of 270 K, and charging pressure of 17.5 bar. As demonstrated in Figure 4a, except for gas hysteresis power loss all power losses are mainly affected by rotational speed. Fluid friction loss increases strongly at a higher speed. As it is shown in Figure 4b regenerator ineffectiveness loss linearly increases and all other heat power losses relatively remain unchanged with the operating speed. From Figure 4c, it could be seen that cooling power loss increases with an increase in rotational speed. This is mainly due to the increase in the thermodynamic cycle per unit time. Lastly, as it is seen in Figure 4d, COP decreases with an increase in rotational speed. This is expected as demonstrated in Figure 4a and 4b, both power and heat power losses increase which resulted in lower COP at a higher speed.

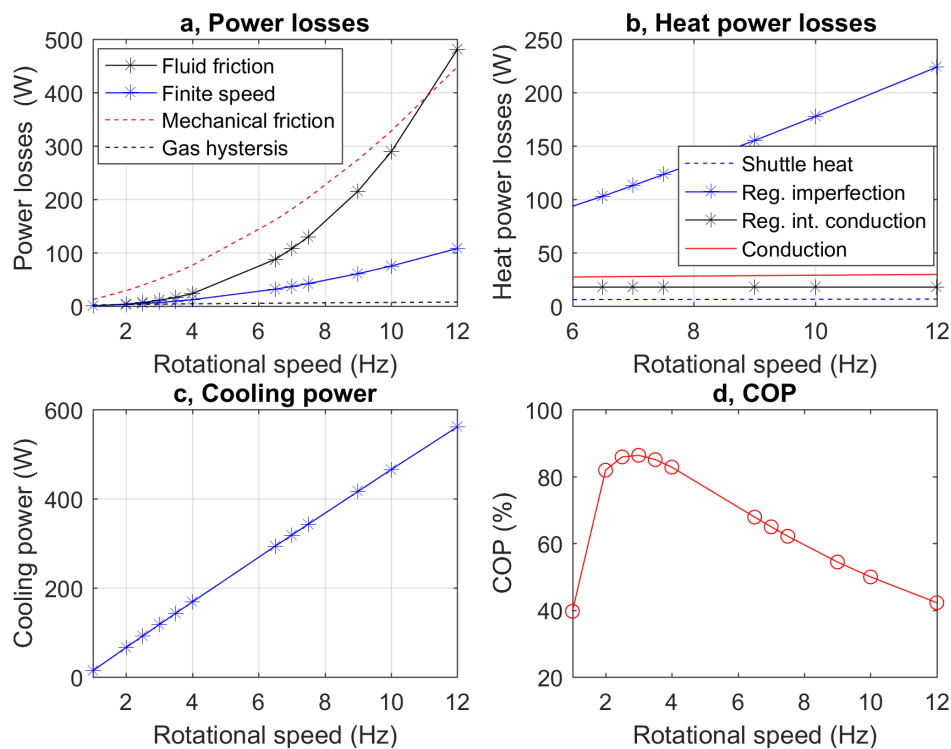


Figure 4 : Trend of major losses and refrigeration performance with respect to the rotational speed

4. Conclusion

The design and development of Stirling cycle refrigerators require an understanding of the processes that govern the operation of the machine. The operating condition and processes of the Stirling cycle refrigerator are accompanied by different types of losses. A non-ideal thermodynamic model is used to investigate the share of different losses and the trend of such

losses with the operating speed and charging pressure. The major power and heat losses, as well as their effect on the performance of the cooling machine, have been discussed. Fluid friction power losses and regenerator imperfection losses are found as the two most losses that are mostly affected by charging pressure and operating speed. The shares of these two losses over their respective total losses increase with an increase in operating speed as well as with charging pressure. The coefficient of performance of the refrigerating machine decreases with the increase of rotational speed primarily due to the increase of fluid friction and regenerator imperfection losses. Hence, during the design of the Stirling refrigerator, critical investigation of losses shall be conducted for the intended operating range of the machine to minimize major losses and enhance performance.

References

- [1] J.W. Kohler, The Stirling refrigeration cycle in cryogenic technology, *The advancement of science*, 25 (1968) 161.
- [2] R. Li, L. Grosu, and D. Queiros-Condé, Losses effect on the performance of a Gamma type Stirling engine, *Energy Conversion and Management*, 114 (2016) 28-37.
- [3] F. Ahmed, H. Hulin, A. M. Khan, Numerical modeling and optimization of beta-type Stirling engine, *Applied Thermal Engineering*, 149 (2019) 385-400.
- [4] C. Cheng , H. Yang, Optimization of geometrical parameters for Stirling engines based on theoretical analysis, *Applied Energy*, 92 (2012) 395-405.
- [5] M. Z. Getie, F. Lanzetta, S Bégot, B. T. Admassu, A. A. Hassen, Reversed regenerative Stirling cycle machine for refrigeration application: A review, *International Journal of Refrigeration*, 118 (2020) 173-187.
- [6] O.E. Ataer, H. Karabulut, Thermodynamic analysis of the V-type Stirling-cycle refrigerator, *International Journal of Refrigeration*, 28 (2005) 183-189.
- [7] H. Hachem, R. Gheith, F. Aloui, S. B. Nasrallah, Optimization of an air-filled Beta type Stirling refrigerator, *International Journal of Refrigeration*, 76 (2017) 296-312.
- [8] E. I. Eid a, R. A. Khalaf-Allah, A. M. Soliman, A. S. Easa, Performance of a beta Stirling refrigerator with tubular evaporator and condenser having inserted twisted tapes and driven by a solar energy heat engine, *Renewable Energy*, 135 (2019) 1314-1326.
- [9] M. Ni, B. Shi, G. Xiao , H. Peng, U. Sultan, S. Wang, Z. Luo, K. Cen, Improved Simple Analytical Model and experimental study of a 100W β –type Stirling engine, *Applied Energy*, 169 (2016) 768-787.
- [10] K. Hirata, S. Iwamoto, F. Toda, K. Hamaguchi, Performance evaluation for a 100 W Stirling engine, *Proceedings of 8th International Stirling Engine Conference*. (1997), 19-28.
- [11] M. Z. Getie, F. Lanzetta, S Bégot, B. T. Admassu, S. Djetel-gothe, A non-ideal second order thermal model with effects of losses for simulating Beta-type Stirling refrigerating machine, *submitted for publication to International Journal of Refrigeration*, (2021).
- [12] I. Urieli, D.M. Berchowitz, *Stirling Cycle Engine Analysis*, Adam Hilger Ltd, Bristol(1984).
- [13] S. Djetel, Modélisation et réalisation d'une machine réceptrice de Stirling pour la production de froid, Thèse de l'Université Bourgogne Franche-Comté de Belfort, 2020.

Acknowledgements

This work has been supported by EIPHI Graduate School (contract ANR- 17- EURE- 0002), Region Bourgogne-Franche-Comte, Bahir Dar Institute of Technology, the Embassy of France to Ethiopia and then African Union, and the Ministry of Science and Higher Education of Ethiopia.

Etude d'une installation de cogénération de froid et d'électricité à partir d'une source de chaleur à basse température.

Study of a cold and electric cogeneration machine using a low temperature heat source.

S. Braccio^{1,2,*}, H.T. Phan¹, N. Tauveron¹, N. Le Pierrès²

*Corresponding author: simone.braccio@cea.fr

¹Univ. Grenoble Alpes, CEA, LITEN, DTCH. F-38000 Grenoble, France

²Laboratoire LOCIE, Université Savoie Mont Blanc CNRS UMR 5271, 73376 Le Bourget Du Lac, France

Résumé - Un cycle à absorption intégré avec une turbine à action axiale permet la coproduction de froid et d'électricité. Cette technologie est très prometteuse pour sa capacité à exploiter plus efficacement les sources de chaleur à basse température que la production séparée avec des cycles simples. Le développement d'un modèle 1D de l'expandeur, intégré dans un modèle 0D du cycle complet, permet d'évaluer les performances atteignables et leur évolution en fonction des paramètres de fonctionnement dont notamment les températures des sources externes.

Mots-clés : Cogénération ; Absorption; Eau / Ammoniac ; Expandeur; Turbine axiale à action;

Abstract – The present work analyses an absorption cycle integrated with an impulse axial turbine for the co-production of cold and electricity. This technology holds great promise for its ability to harness low-temperature heat sources more efficiently than separate production with simple cycles. By developing a 1D model of the expander, and integrating it into a 0D model of the complete cycle, it is possible to evaluate the performances obtainable and their variation with respect to the operating parameters, namely the temperatures of the external sources.

Keywords: Cogeneration; Absorption; Water / Ammonia, Expander; Impulse axial turbine;

Nomenclature

Grandeurs

b	Hauteur de la pale, m
C	Vitesse absolue, m s ⁻¹
h	Enthalpie spécifique, kJ/kg
k	Coefficient de perte
\dot{m}	Débit massique, kg s ⁻¹
\dot{Q}	Puissance thermique échangée, kW
r_s	Coefficient de séparation
U	Vitesse tangentielle, m s ⁻¹
W	Vitesse relative, m s ⁻¹
\dot{W}_t	Puissance produite par la turbine, kW

Lettres grecques

β	Angle, deg
β	Angle, deg
Δ	Variation
η	Rendement

Ψ	Coefficient de pression
ε	Taux d'admission partielle

Indices

d	Frottements sur les disques
i	Incidence
is	Isentropique
liq	Liquide
p	Passage
sat	Saturé
v	Ventilation
vap	Vapeur
1	Entrée rotor
2	Sortie rotor

Acronymes

COP	Coefficient de performance
CFE	Cogénération de Froid et d'Electricité

1. Introduction

Compte tenu de la demande mondiale d'énergie toujours croissante des recherches se développent de plus en plus sur de nouvelles technologies de conversion d'énergie plus efficaces

basées sur des sources renouvelables ou de récupération. Dans ce contexte les systèmes à absorption [1], se prêtent bien à la valorisation d'énergie à basse température pour la production de froid. Les cycles combinés utilisant le même fluide de travail pour la coproduction de froid et d'électricité sont encore plus intéressants pour améliorer l'efficacité énergétique.

Différentes architectures de systèmes de cogénération de froid et d'électricité (CFE) sont décrites dans la littérature [2]. Deux familles peuvent être distinguées : les architectures en série [3]- [4] et celles en parallèle [5]-[6]-[7]. Les premières sont en général plus performantes tandis que les secondes offrent plus de flexibilité entre les différents modes de productions et sont plus faciles à mettre en œuvre. Indépendamment des architectures, le froid peut être produit en utilisant le principe des machines à absorption [6]-[8]-[9] ou celui des éjecteurs [3] ou encore une combinaison des deux technologies [9]-[10]. L'électricité est quant à elle produite par la détente du fluide de travail dans un expandeur de type volumique ou une turbine [11].

Le présent travail se concentre sur un système CFE avec architecture en parallèle à basse température basé sur une machine à absorption eau/ammoniac. L'étude se base sur une machine de puissance thermique du générateur de 10 kW et de puissance électrique visée de 1 kW pouvant fonctionner en cogénération. Dans une étude précédente [12], l'expandeur, qui utilise la vapeur pressurisée du cycle et qui avait été initialement sélectionné (un détendeur volumétrique de type scroll) s'est montré inapproprié pour une application de si petite taille en raison d'un débit de fuite trop élevé. Une technologie différente de production d'électricité est donc ici investiguée, celle d'un turbo-expandeur à action à admission partielle. Le fait que dans ce type d'expandeur toute la détente a lieu dans le distributeur devrait limiter l'influence des fuites et garantir un bon niveau de production de travail [13]. Toutefois en raison du comportement intrinsèque de la machine, une attention particulière doit être portée aux interdépendances entre la physique régissant l'expandeur et le cycle qui l'intègre.

Une campagne expérimentale débutera dans les semaines à venir pour prouver l'applicabilité de cette technologie à des applications telles que la récupération de chaleur fatale, issue de sources géothermales, de centrales thermiques, ou même de gaz d'échappement des véhicules. Le système peut fonctionner aussi en régime variable, en couplage avec de sources renouvelables et intermittentes (comme le solaire thermique) ou de rejets industriels variables ou dans des réseaux de chaleur, mais un travail plus approfondi est nécessaire pour évaluer le comportement de la machine dans ces conditions.

2. Description du cycle

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 une turbine en parallèle du circuit de production de froid.

Côté circuit de solution, une première ligne de solution riche en ammoniac circule de l'absorbeur vers le générateur et est pressurisée par une pompe. Une seconde ligne comprenant une vanne de détente ramène la solution pauvre à l'absorbeur. Un économiseur permet de préchauffer la solution riche grâce à la solution pauvre sortant du générateur où un apport de chaleur à basse température permet la désorption de vapeur, principalement constituée d'ammoniac, de la solution. La division des flux de vapeur se fait directement à la sortie du générateur de manière que la rectification (purification de la vapeur de l'eau qu'elle contient) n'opère que sur la ligne de froid afin d'en maximiser la production. Cette configuration a été choisie suite à de précédentes études sur la position optimale du rectifieur [12].

Côté production d'électricité, un surchauffeur fournit une puissance \dot{Q}_{sh} pour augmenter la température du fluide afin de garantir qu'il reste à l'état de gaz tout au long de la détente qui se

produit à l'intérieur de la turbine. L'expandeur considéré dans la présente étude est une micro turbine avec un seul injecteur comme distributeur produite par Enogia [14]. Côté production de froid, l'ammoniac est condensé grâce à l'échange d'une puissance thermique \dot{Q}_c avec une source de température intermédiaire (en général, l'air ambiant). Avant de refroidir la source froide à l'évaporateur en absorbant une puissance \dot{Q}_e , le fluide est détendu dans une vanne pour atteindre la basse pression. 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 à laquelle une puissance \dot{Q}_a est cédée.

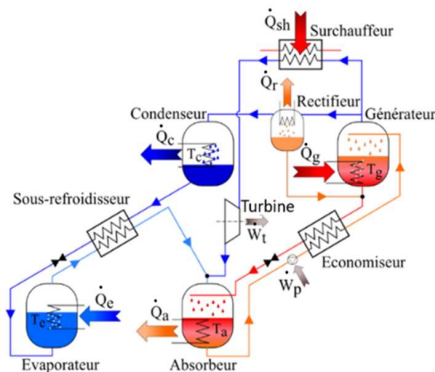


Figure 1 : Schéma du cycle CFE

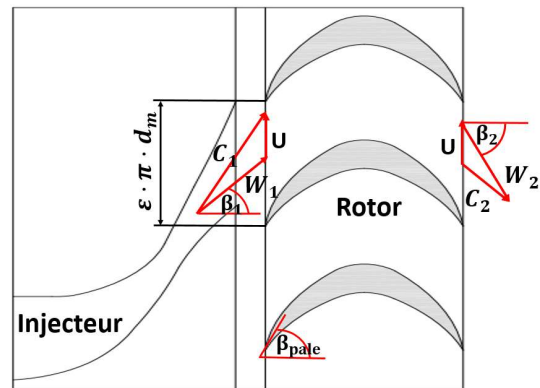


Figure 2 : Schéma de la turbine

3. Modélisation et simulation de la Turbine

L'expandeur considéré dans la présente étude (Figure 2) est une turbine axiale supersonique fortement partialisée, dont le distributeur, constitué d'un seul injecteur convergent-divergent, convertit tout le saut d'enthalpie en énergie cinétique d'où un degré de réaction nul et la dénomination de "machine à action". Compte tenu du très faible débit de vapeur disponible, le choix d'une machine à admission partielle permet d'éviter des dimensions trop petites ou des vitesses de rotation excessives. De plus, le fait que toute la détente a lieu dans le distributeur et qu'il n'y a pas de saut de pression dans le rotor, évite la perte de performance due aux fuites qui peuvent devenir très pénalisantes pour les machines de cette taille.

Un modèle 1D compressible du turbo-expandeur a été créé dans EES - Engineering Equation Solver - [15]. Le comportement en tant que gaz réel et mélange diphasique du fluide est pris en compte grâce à des corrélations qui décrivent l'état thermodynamique du mélange eau-ammoniac [16]. Dans le calcul des conditions soniques et du débit, la condensation du mélange lors de la détente est prise en compte en faisant le bilan enthalpique dans l'hypothèse que la phase liquide et la phase vapeur sont à la même température ($T_{liq,sat} = T_{vap,sat}$) et que le mélange qui condense est entraîné par la vapeur ($C_{liq,sat} = C_{vap,sat} = C_{mélange}$), en utilisant la vitesse du son de la seule vapeur saturée dans le calcul des conditions critiques du mélange.

En fonction des conditions de fonctionnement il reste un pourcentage variable d'eau dans la vapeur produite par le générateur. L'influence du titre d'ammoniac dans le mélange entrant dans la turbine sur le débit la traversant a d'abord été analysée. La plage de concentrations d'ammoniac dans la vapeur de réfrigérant que l'on peut trouver dans le cycle (rarement inférieure à 90%) a peu d'influence sur le débit traité par le distributeur : par exemple pour des conditions d'entrée de 12 bar et 120 °C on constate une diminution maximale de 3,15% dans le cas d'un mélange avec un titre d'ammoniac du 90% par rapport au cas de l'ammoniac pur.

Les figures 3 et 4 montrent les courbes de débit de l'injecteur, en fixant la pression d'entrée totale et en fonction de la pression totale de sortie (Figure 3) et vice versa (Figure 4) pour différentes valeurs de rendement isentropique de l'injecteur pour ammoniac pur.

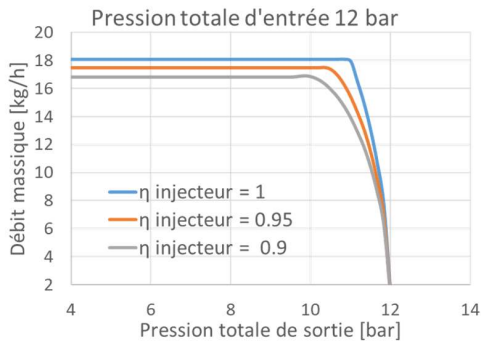


Figure 3: Caractéristique de débit de la turbine

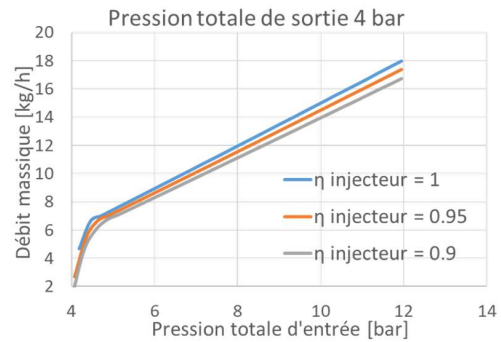


Figure 4: Caractéristique de débit de la turbine

Une légère diminution de la pression suffit pour atteindre la condition de blocage et un débit maximum dans le col sonique. Dans le cas de rendement isentropique de l'injecteur unitaire, le β_{lim} est égal à 0.916, proche de celui calculable par les relations classiques des gaz parfaits en utilisant un indice adiabatique $k = c_p/c_v$ défini comme la moyenne arithmétique des valeurs relatives aux conditions amont et aval [17]. Quand le rendement isentropique de l'injecteur diminue, le β_{lim} minimal nécessaire pour atteindre les conditions soniques diminue ainsi que le débit maximal traité. En effet, des rendements inférieurs correspondent à des pertes de pression totales plus importantes et donc à une variation de pression plus importante nécessaire pour atteindre les conditions critiques. D'autre part, ces conditions correspondent à des pressions plus faibles et des températures plus élevées d'où une diminution de la densité du fluide et du débit massique. Le rendement isentropique de l'injecteur a également une forte influence sur la vitesse d'entrée dans le rotor et est donc un facteur déterminant pour le rendement global de la machine. La Figure 4 montre la même caractéristique de débit, en fixant la pression en aval de l'injecteur et en faisant varier celle en amont.

Un bilan d'énergie permet de calculer la vitesse d'entrée dans le rotor ; celle-ci est utilisée pour calculer le travail échangé par le fluide avec les aubes mobiles grâce à l'équation d'Euler [18] $T_{idéal} = U(C_{u1} - C_{u2})$ et du triangle des vitesses. A ce travail théorique maximal pouvant être produit à partir de l'énergie cinétique d'entrée, des termes de perte de termes de perte doivent être soustraites, communément divisées en pertes d'incidence, de passage, de frottement sur les disques et de ventilation. La partialisation augmente le terme de perte dû à l'effet de ventilation et si la turbine est fortement partialisée, les aubes ne restent que peu de temps dans la région active, rendant négligeables les pertes d'admission complète par rapport à celles d'admission partielle [19].

Les pertes d'incidence s'expriment de la façon suivante [20] :

$$\Delta h_i = \frac{1}{2} \cdot \cos^2(\beta_1 - \beta_{pale}) \cdot W_1^2 \quad (1)$$

Les pertes de passage dues aux frottement dans les aubes mobiles sont prises en compte comme [21]:

$$\Delta h_p = \frac{1}{2} \cdot (1 - \Psi^2) \cdot W_1^2 \quad (2)$$

$$\text{Où } \Psi = 0.99 - \left(\frac{2.28 \cdot \Delta\beta}{10^4} \right) - \left(\frac{4.97}{180 - \Delta\beta} \right) \text{ et } \Delta\beta = \beta_1 - \beta_2$$

La puissance dissipée par ventilation est [22] :

$$P_v = k_v \cdot d_m \cdot b_1 \cdot \varepsilon \cdot \rho \cdot U^3, \quad \Delta h_v = \frac{P_v}{\dot{m}} \quad (3)$$

Où ρ est la densité du fluide dans le carter, b_1 est la hauteur de la pale, d_m le diamètre moyen du rotor, U est la vitesse de rotation de la turbine et $k_v = 0.6 \sqrt{b_1}$.

Finalement en introduisant un coefficient $k_d = 1.2 \cdot 10^3$ la puissance dissipée pour les frottements sur les disques vaut [22]:

$$P_d = k_d \cdot d_m^2 \cdot \rho \cdot U^3, \quad \Delta h_d = \frac{P_d}{\dot{m}} \quad (4)$$

Le rendement isoentropique total à total de la turbine est donc calculé comme suit:

$$\eta_{tt} = \frac{T_{\text{idéal}} - \Delta h_i - \Delta h_p - \Delta h_v - \Delta h_d}{\Delta h_{is}} \quad (5)$$

Les résultats du modèle pour l'ammoniac pur sont présentés en Figure 5. On peut noter que, à cause de la petite taille de la turbine et du fort taux d'admission partielle (soit le rapport du numéro des aubes actives sur le total) $\varepsilon = 3,7\%$, les pertes d'admission partielle deviennent prépondérantes par rapport à toutes les autres au-delà d'une certaine vitesse de rotation. On voit également que pour des vitesses de rotation élevées les pertes de ventilation associées à la partialisation prennent une valeur de plus en plus importante; elles déplacent le rendement maximal de la turbomachine (52%) à des vitesses de rotation inférieures par rapport à la courbe théorique, obtenue en absence de pertes dans le rotor, d'environ 100 000 tr/min à environ 60 000 tr/min.

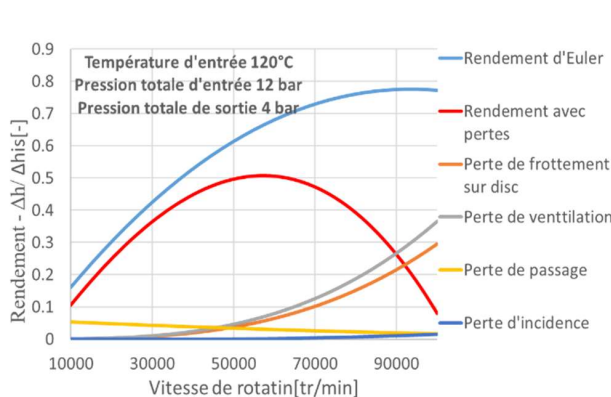


Figure 5: Caractéristique de rendement de la turbine

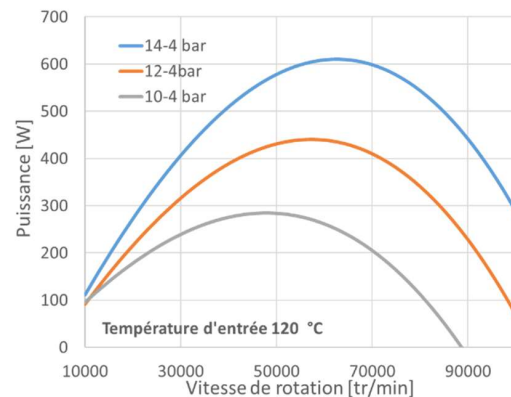


Figure 6: Caractéristique de puissance de la turbine

La Figure 6 montre la puissance produite par la turbine pour différentes valeurs de pression d'entrée. Lorsque la pression d'entrée augmente, la puissance produite augmente également, et sa valeur maximale se déplace vers des vitesses de rotation plus élevées.

4. Modèle du cycle complet

Un modèle numérique a été développé sur la base du cycle à absorption présenté. Pour chaque composant les équations de conservation de l'énergie et de la masse sont formulées sous l'hypothèse de stationnarité. La modélisation des échangeurs thermiques est alimentée avec des valeurs de pincement, de perte de charge et d'efficacité déterminées à partir d'expériences précédentes [23]. Enfin on suppose que les fluides sont à saturation à la sortie de chaque échangeur (exceptée une surchauffe imposée en sortie d'évaporateur).

Pour compléter le développement du cycle CFE, le modèle de turbine est intégré dans le modèle de machine à absorption, précédée d'un surchauffeur, modélisé sous la forme d'un apport de puissance réglable au fluide. Pour estimer le rendement de la production de froid du cycle CFE, le COP est défini ainsi :

$$COP = \frac{\dot{Q}_e}{\dot{Q}_g \cdot r_s} \quad (6)$$

Avec \dot{Q}_e la puissance thermique échangée à l'évaporateur, et \dot{Q}_{gen} celle au générateur et r_s égale au rapport entre le débit transitant dans la partie froide du circuit et le débit produit par le générateur. Le rendement du cycle de puissance est en revanche ainsi calculé :

$$\eta_{power} = \frac{\dot{W}_t}{\dot{Q}_g \cdot (1 - r_s) + \dot{Q}_{sh}} \quad (7)$$

Avec \dot{Q}_{sh} la puissance fournie au surchauffeur et \dot{W}_t la puissance produite par la turbine. D'abord, l'influence du générateur sur le cycle est étudiée en termes de puissance fournie et de température. Si on fixe une température du générateur, il y a une puissance minimale à lui fournir pour pouvoir produire le débit de vapeur requis par la turbine. Quand la puissance fournie au générateur augmente, le débit de vapeur produite augmente et, comme le débit traité par la turbine en conditions de blocage ne change pas, la valeur du rapport r_s augmente ainsi que celles du débit traversant le cycle de réfrigération et de la puissance froide produite.

Pour une valeur de puissance fournie au générateur fixée une température du générateur plus élevée implique une diminution du débit de vapeur produite qui se traduit en une diminution du débit circulant dans la partie froide du circuit. Par conséquent, la puissance minimale du générateur pour que le cycle puisse fonctionner en mode combiné augmente, passant de 8,5 kW pour des températures de générateur de 100 °C à environ 10 kW pour des températures de 150 °C. Ce qui précède a été obtenu dans l'hypothèse d'une demande de refroidissement à 0 °C. L'équation 6 montre que la puissance froide produite est proportionnelle au débit qui passe dans la partie froide du circuit (r_s), mais aussi au COP dont la tendance décroissante croissante avec T_g dépend fortement de la température de production froide .

La température de production du froid est en effet un paramètre fondamental dans la caractérisation du comportement du cycle et exerce une forte influence sur la puissance électrique et froide produite par le cycle, sur son rendement et sur la température optimale de la source chaude comme montré en Figure 7 et Figure 8.

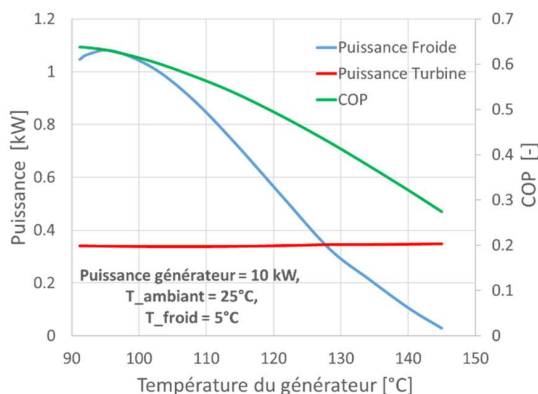


Figure 7: Influence de la température du générateur pour produire du froid à 5°C

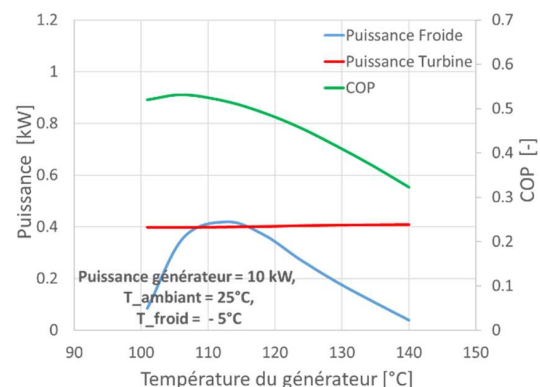


Figure 8: Influence de la température du générateur pour produire du froid à -5°C

L'influence de la température de condensation sur le cycle est ensuite analysée (Figure 9). Une augmentation de celle-ci se traduit par une augmentation de la pression maximale du cycle et donc du rapport de pression disponible à la turbine, pour lequel la puissance produite et le débit nécessaire augmentent significativement. La puissance froide produite subit au contraire une diminution en raison du débit plus faible qui traverse la partie froide du cycle, et du changement du COP. Quant à la température de l'évaporateur, en revanche, une augmentation de celle-ci a un effet positif sur la puissance froide produite mais un effet négatif sur la production électrique.(Figure 10).

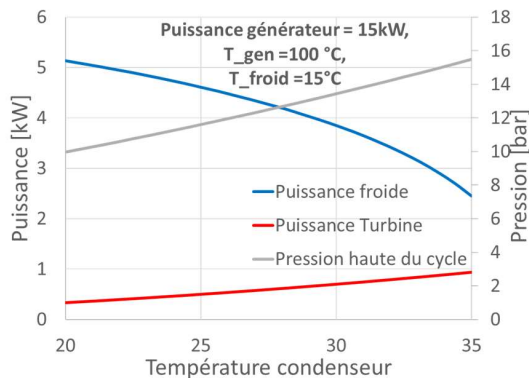


Figure 9: Influence Température condenseur

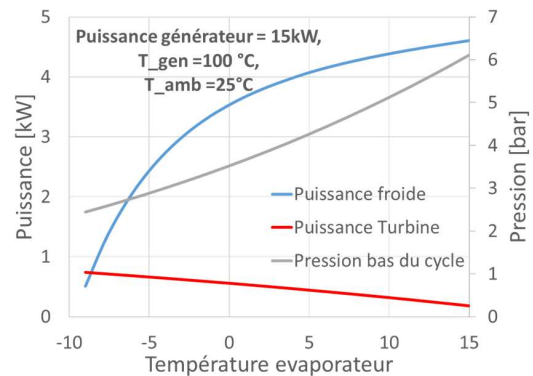


Figure 10: Influence température évaporateur

5. Conclusion

Une turbine à action comparée aux expandeurs volumétriques présente une série d'avantages, notamment la moindre influence des pertes dues aux fuites, qui jouent un grand rôle dans les machines de très petite taille.

L'expandeur atteint les conditions soniques avec des faibles rapports d'expansion, au-dessus desquels le débit dans le système ne change plus. La puissance produite par la turbine dépend fortement de sa vitesse de rotation et le fonctionnement optimal semble se situer autour de 50 000 - 70 000 tr/min selon les conditions de fonctionnement.

L'augmentation de la température de la source qui alimente le générateur a été évalué n'a pas d'effet majeur sur la puissance de la turbine parce qu'une réduction du débit est générée en même temps. Par contre l'influence de la température du condenseur (refroidi en général par l'air ambiant) semble forte sur la production électrique et sur la production de froid qui évoluent respectivement de manière proportionnelle et inversement proportionnelle à cette-ci. La température du condenseur s'est avéré être un paramètre plus influent : elle a un effet positif sur la production électrique et négatif sur la production de froid, soulignant donc l'importance d'une définition préliminaire de la température de production du froid.

La turbine, en l'absence de possibilité de régulation du débit, fixe des strictes limites en termes de conditions de fonctionnement acceptables pour le cycle. Pour cette raison l'ajout d'un système de régulation sur le modèle est en cours d'étude en vue d'une application sur la configuration expérimentale.

Références

- [1] Herold, K. E., Radermacher, R., and Klein, S. A., 2016, *Absorption Chillers and Heat Pumps*.
- [2] Ayou, D. S., Bruno, J. C., Saravanan, R., and Coronas, A., 2013, “An Overview of Combined Absorption Power and Cooling Cycles,” *Renew. Sustain. Energy Rev.*, 21, pp. 728–748.
- [3] Khaliq, A., 2017, “Energetic and Exergetic Performance Investigation of a Solar Based Integrated System for Cogeneration of Power and Cooling,” *Appl. Therm. Eng.*, 112, pp. 1305–1316.
- [4] Xu, F., Yogi Goswami, D., and S. Bhagwat, S., 2000, “A Combined Power/Cooling Cycle,” *Energy*.
- [5] Kumar, G. P., Saravanan, R., and Coronas, A., 2017, “Experimental Studies on Combined Cooling and Power System Driven by Low-Grade Heat Sources,” *Energy*, 128, pp. 801–812.
- [6] Wang, J., Dai, Y., Zhang, T., and Ma, S., 2009, “Parametric Analysis for a New Combined Power and Ejector-Absorption Refrigeration Cycle,” *Energy*, 34(10), pp. 1587–1593.
- [7] Voeltzel, N., Phan, H. T., Tauveron, N., Gonzalez, B., Blondel, Q., Wirtz, M., and Boudehenn, F., 2020, “Numerical Studies of a Hybrid Cycle for Power Production and Cooling,” *Proc. ISES Sol. World Congr. 2019 IEA SHC Int. Conf. Sol. Heat. Cool. Build. Ind. 2019*, pp. 2681–2690.
- [8] Muye, J., Ayou, D. S., Saravanan, R., and Coronas, A., 2016, “Performance Study of a Solar Absorption Power-Cooling System,” *Appl. Therm. Eng.*, 97, pp. 59–67.
- [9] Mendoza, L. C., Ayou, D. S., Navarro-Esbri, J., Bruno, J. C., and Coronas, A., 2014, “Small Capacity Absorption Systems for Cooling and Power with a Scroll Expander and Ammonia Based Working Fluids,” *Appl. Therm. Eng.*, 72(2), pp. 258–265.
- [10] Alexis, G. K., 2007, “Performance Parameters for the Design of a Combined Refrigeration and Electrical Power Cogeneration System,” *Int. J. Refrig.*, 30(6), pp. 1097–1103.
- [11] Landelle, A., Tauveron, N., Haberschill, P., Revellin, R., and Colasson, S., 2017, “Organic Rankine Cycle Design and Performance Comparison Based on Experimental Database,” *Appl. Energy*.
- [12] Voeltzel, N., Phan, H. T., Blondel, Q., Gonzalez, B., and Tauveron, N., 2020, “Steady and Dynamical Analysis of a Combined Cooling and Power Cycle,” *Therm. Sci. Eng. Prog.*, 19(July), p. 100650.
- [13] Blondel, Q., Tauveron, N., Caney, N., and Voeltzel, N., 2019, “Experimental Study and Optimization of the Organic Rankine Cycle with Pure NovecTM649 and Zeotropic Mixture NovecTM649/HFE7000 as Working Fluid,” *Appl. Sci.*
- [14] <https://enogia.com/> (Accessed on 10 January 2021).
- [15] EES: Engineering Equation Solver|F-Chart Software: Engineering Software. Available Online: <http://www.fchart.com/ees/> (Accessed on 10 January 2021).
- [16] Ibrahim, O.M., Klein, S. A., “Thermodynamic Properties of Ammonia-Water Mixtures,” *ASHRAE Trans.: Symposia*, 21, 2, 1495 (1993).
- [17] Anderson, J. D., 1982, “Modern Compressible Flow with Historical Perspective.”
- [18] Dixon, S., and Hall, C., 2010, *Fluid Mechanics and Thermodynamics of Turbomachinery*.
- [19] Cho, S. Y., Cho, C. H., and Kim, C., 2007, “Performance Prediction on a Partially Admitted Small Axial-Type Turbine,” *JSME Int. Journal, Ser. B Fluids Therm. Eng.*, 49(4), pp. 1290–1297.
- [20] Czaplá, J. P., 2015, “Investigation of Supersonic Impulse Turbines for Application to Geothermal Binary Power Stations.”
- [21] Vavra, M. H., 1960, *Aero-Thermodynamics and Flow in Turbomachines*, John Wiley.
- [22] Capetti, A., 1964, *Motori Termici*, UTET.
- [23] Boudéhenn, F., Bonnot, S., Demasles, H., Lefrançois, F., Perier-Muzet, M., and Triché, D., 2016, “Development and Performances Overview of Ammonia-Water Absorption Chillers with Cooling Capacities from 5 to 100 KW,” *Energy Procedia*, 91, pp. 707–716.

Remerciements

Les auteurs remercient le Commissariat à l’Energie Atomique et aux Energie Alternatives (CEA). Les auteurs souhaitent également exprimer leur gratitude à la société Enogia pour la mise à disposition de données relatives à l’expandeur.

S. Braccio a été soutenu par le programme CEA NUMERICS, qui a reçu un financement du programme de recherche et d’innovation Horizon 2020 de l’Union européenne dans le cadre de la convention de subvention Marie Skłodowska-Curie N° 800945.

Conception et modélisation d'une micro-machine Stirling

Design and modelling of a Stirling micro-machine.

S. BEGOT^{1*}, M. Z. GETIE^{1,2}, A. DIALLO³, F. LANZETTA¹, M. BARTHES³, M. de LABACHELERIE³

¹Institut FEMTO-ST, Univ. Bourgogne Franche-Comte, CNRS, Département Energie, 2 avenue Jean Moulin – 90000 Belfort, France.

² Bahir Dar Energy Center, Bahir Dar Institute of Technology, Bahir Dar University, P.O. Box 79, Bahir Dar, Ethiopia,

³ Institut FEMTO-ST, Univ. Bourgogne Franche-Comte, CNRS, Département MN2S, 5b Avenue des Montboucons, 25000 Besançon, France.

*(auteur correspondant : sylvie.begot@univ-fcomte.fr)

Résumé - La recherche d'économies d'énergie nous conduit à étudier des solutions de production d'énergie renouvelable locale et de faible puissance. Parmi les solutions possibles, l'utilisation d'un moteur Stirling fabriqué en micro-technologie et fonctionnant en récupération de chaleur à basse température est étudiée dans cette communication. Pour cela, une adaptation des techniques et concepts utilisés pour les machines macroscopiques est nécessaire. A partir de cette étude, un concept de base de machine de type Alpha de puissance 2 mW est proposé grâce à une modélisation adiabatique du moteur.

Mots-clés : Stirling ; Microtechnologie ; Conception ; Modélisation ; Effets d'échelle.

Abstract - The search for energy savings leads us to study local and low power renewable energy production solutions. Among the possible solutions, the use of a Stirling engine manufactured in micro-technology and operating from low-temperature waste heat is studied in this communication. An adaptation of the techniques and concepts used for macroscopic machines is necessary. From this adaptation, a basic concept of an Alpha type machine is proposed. A design of a 2 mW theoretical power Stirling machine is presented thanks to an adiabatic modeling of the engine.

Keywords: Stirling; MEMS; Design; Modelling; Down-sizing effects.

Nomenclature

A	surface, m ²	η	rendement
C_p	chaleur massique, J.kg ⁻¹ .K ⁻¹	ψ	porosité
f_r	coefficient de frottement de Fanning	ϵ	efficacité
m	masse, kg	<i>Indices et exposants</i>	
NTU	nombre d'unités de transfert	c	compression
P	pression, Pa	e	détente
Q	chaleur, J	h	échangeur chaud
Pr	nombre de Prandtl	k	échangeur froid
Re	nombre de Reynolds	H	hydraulique
St	nombre de Stanton,	l	pertes
T	température, K	r	régénérateur
V	volume, m ³	w	paroi
\dot{W}	puissance, W	wg	mouillé
<i>Symboles grecs</i>			

1. Introduction

La recherche d'économies d'énergie nous conduit à étudier des solutions de production d'énergie renouvelable locale et de faible puissance. En effet, les millions d'objets consommant une très faible puissance électrique contribuent significativement aux émissions de gaz à effet de serre [1]. Parmi les sources renouvelables, la récupération de chaleur fatale possède un grand potentiel. Malheureusement, la plupart des pertes de chaleur se font à basse température : un tiers de la chaleur fatale est à une température inférieure à 200 °C, et 25 %, entre 200 °C et 500 °C [2]. Peu de technologies présentent de bonnes performances technico-économiques pour la récupération de la chaleur fatale à basse température. Pour autant, les technologies à base de MEMS (Microelectromechanical Systems) sont bien adaptées à ces niveaux de températures et présentent de faibles coûts en raison de la fabrication par lots. Par conséquent, il serait intéressant d'étudier l'utilisation de machines de conversion d'énergie MEMS, par exemple pour alimenter des capteurs sans fil. Parmi les technologies utilisables, les moteurs Stirling semblent de bons candidats en raison de leur capacité à utiliser des sources de chaleur externes. La machine Stirling a été inventée par Robert Stirling en 1816 [3]. Alors que de nombreux travaux traitent des moteurs Stirling à l'échelle macroscopique [4], seuls quelques articles concernent des micro-moteurs Stirling. Le premier prototype à l'échelle d'un centimètre a été développé par Nakajima *et al.* en 1989 [5]. Il comprenait un volume balayé de $0,05 \text{ cm}^3$ et a produit une puissance de 10 mW à 10 Hz en fonctionnant entre des températures de 273 K et 373 K. En 2002, Moran a breveté un micro-refroidisseur composé d'une micro-machine Stirling [6] utilisant des membranes en silicium, actionnées électrostatiquement pour assurer le rôle des pistons. Les essais n'ont montré aucune différence notable de température entre les chambres. En 2013, Guo *et al.* [7] ont proposé une modélisation multiphysique d'un refroidisseur MEMS fonctionnant sur le cycle Stirling. Les volumes d'expansion et de compression étaient gravés dans du silicium, les pistons remplacés par des membranes actionnées électrostatiquement. En 2015, Formosa *et al.* ont proposé et modélisé une machine à membrane multiphase pour la récupération de chaleur [8, 9]. Ainsi, les machines Stirling à l'échelle macroscopique sont une technologie bien connue, mais à l'exception du moteur centimétrique conçu par Nakajima *et al.*, les machines à cycles Stirling à micro-échelle ne fonctionnent pas encore. Par conséquent, il semble approprié d'étudier les moteurs Stirling à ces dimensions réduites.

2. Caractéristiques d'une micro-machine Stirling

2.1. Généralités

La représentation du cycle de Stirling idéal (Fig. 1) comprend 4 transformations thermodynamiques [3] :

- une compression isotherme (1-2) dans laquelle la chaleur Q_c est rejetée vers le puits froid à la température T_c ,
- un chauffage isochore (2-3) où la chaleur Q_r stockée dans un échangeur de chaleur particulier appelé le régénérateur est transmise au gaz de travail,
- une détente isotherme (3-4) où la chaleur Q_e est absorbée à la source chaude à une température T_e ,
- un refroidissement isochore (4-1) où le gaz transmet la chaleur Q_r au régénérateur.

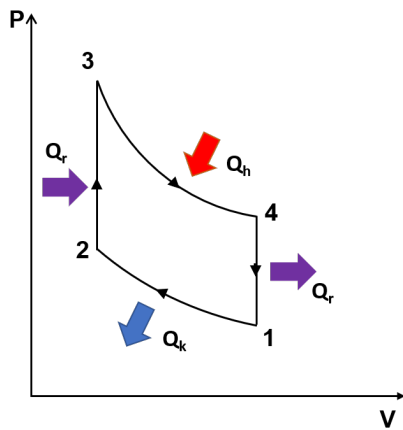


Figure 1 : Cycle de Stirling

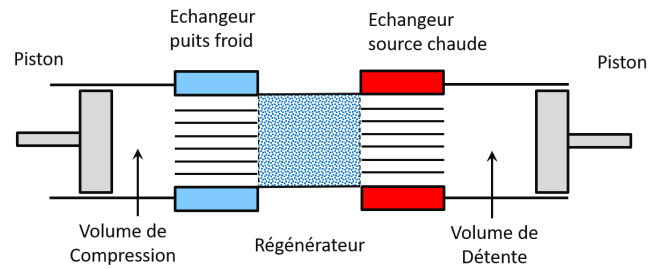


Figure 2 : Configuration Alpha

Le rendement de ce cycle est celui de Carnot. Un moteur Stirling de configuration Alpha comprend deux cylindres et deux pistons généralement montés sur le même vilebrequin. Un régénérateur relie les espaces de détente et de compression. Les mouvements des pistons permettent au gaz de suivre le cycle de Stirling [10]. Le régénérateur stocke la chaleur du fluide lors du transfert du gaz de la partie chaude vers la partie froide et la restitue dans le sens inverse. Deux échangeurs de chaleur, un à la source chaude et un au puits froid, sont également nécessaires. Une partie de la machine, non représentée sur la Fig. 2 contient l'entraînement mécanique. Le volume de cette pièce peut également être pressurisé et s'appelle l'espace de rebond.

2.2. Micro-machine étudiée

La conception d'une micro-machine Stirling doit être adaptée pour des raisons technologiques. La disposition générale de la machine, des échangeurs de chaleur et du régénérateur est présentée sur la Fig. 3a. En premier lieu, nous choisissons une configuration Alpha car la symétrie des chambres de compression et d'expansion est adaptée à la fabrication par lots. Les matériaux utilisables pour cette machine sont ceux adaptés aux salles blanches. Par conséquent, les matériaux de base choisis sont le verre et le silicium qui sont généralement disponibles sous forme de galettes [11]. En raison de sa conductivité thermique plus élevée [12], le silicium est utilisé là où un échange de chaleur est nécessaire, tandis que le verre est utilisé dans les autres cas. Deuxièmement, les pistons n'étant pas réalisables à l'échelle microscopique, la conception de la micro-machine consiste en un moteur avec des chambres de compression et détente balayées par des membranes. Ainsi, la membrane est une membrane hybride réalisée à partir d'un disque central de silicium noyé dans du silicone de type RTV (Fig. 4), la faisabilité technologique de cette membrane a été établie par les travaux de Diallo *et al.* [13, 14]. Le volume balayé par la membrane ne représente qu'une fraction du volume du cylindre. Comme dans la conception à échelle macroscopique, un volume de sécurité sépare la position du point mort haut de la membrane de la hauteur maximale de la chambre. Dans la conception à échelle macroscopique, l'échangeur de chaleur de la source chaude est soit constitué de tubes courbes au-dessus de l'espace de détente, soit constitué de conduits et d'ailettes [15]. Dans cette conception à micro-échelle, l'échangeur de chaleur chaud est constitué de conduits gravés dans la plaque fermant la chambre. Pour des raisons de symétrie, l'échangeur de chaleur côté froid est conçu de la même manière. Le matériau des échangeurs de chaleur est le silicium. Dans la conception à échelle macroscopique, le régénérateur est généralement fabriqué à partir de toiles métalliques

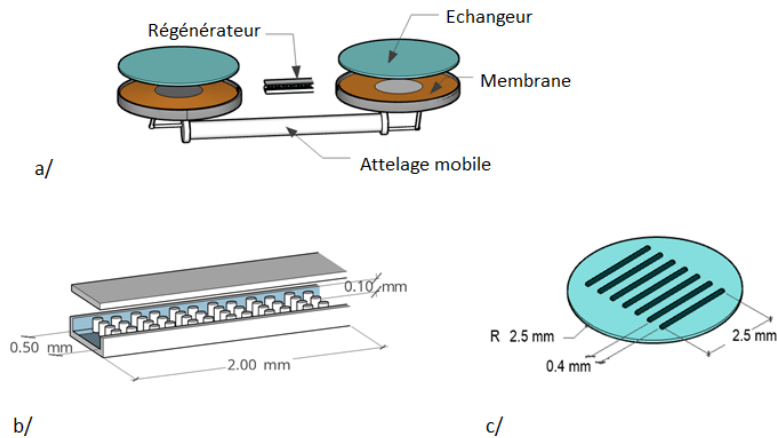


Figure 3 : Choix de conception de la micro-machine a/ Vue générale b/ Régénérateur c/ Echangeur

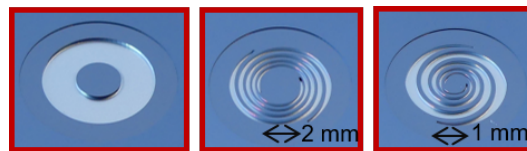


Figure 4 : Membranes [14]

tissées. Dans notre cas, ces technologies ne sont pas applicables, c'est pourquoi nous choisissons d'utiliser un ensemble de piliers pour remplir la fonction de régénération. Le silicium est choisi comme matériau pour les piliers pour favoriser le transfert de chaleur, le verre est choisi pour les parois afin de limiter le transfert de chaleur de la partie chaude de la machine vers la partie froide. La fabrication du régénérateur comprend une première étape où une galette de verre et une galette de silicium sont assemblées par collage anodique, puis les piliers sont gravés par Deep Reactive Ion Etching (DRIE). Plus de détails sur la conception, la fabrication et la modélisation CFD du régénérateur peuvent être trouvés dans les travaux de Dellali *et al.* [16, 17] (Fig. 5) où la faisabilité technologique de ce type de régénérateur a été établie. Enfin, d'un point de vue mécanique, les membranes sont liées à un axe de rotation par un attelage mobile de type bielle-manivelle. Plus d'informations sur la conception et la fabrication de la micro-machine sont également disponibles dans les travaux de A. Diallo [14].

2.3. Modélisation d'une micro-machine Stirling

Pour modéliser la micro-machine, nous utilisons un modèle adiabatique complété par des pertes. Ce modèle est celui décrit par Urieli et Berchowitz [15] et appelé modèle "simple". Toutes les étapes de calcul de ce modèle adiabatique sont décrites dans la référence citée ci-dessus. Les particularités du modèle de la micro-machine concernent essentiellement le modèle utilisé pour le régénérateur sous forme de rangées de piliers. Elles sont détaillées ci-dessous. Les pertes thermiques dues à l'efficacité du régénérateur Q_{rl} sont calculées par :

$$Q_{rl} = mC_p(1 - \epsilon)(T_c - T_e) \quad (1)$$

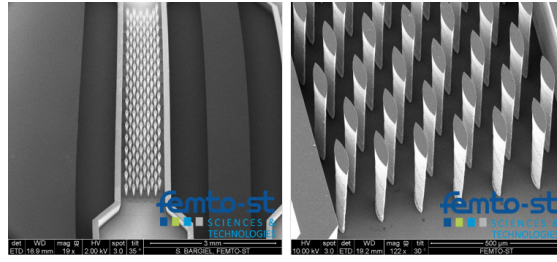


Figure 5 : Régénérateur [16]

où m désigne la masse de gaz, C_p sa chaleur spécifique et ϵ désigne l'efficacité du régénérateur. Cette efficacité est définie en utilisant le Nombre d'Unités de Transfert noté NTU [15] :

$$\epsilon = \frac{NTU}{NTU + 1} \quad (2)$$

Celui-ci est relié au nombre de Stanton St par :

$$NTU = St \frac{A_{wg,r}}{2A_r} \quad (3)$$

où $A_{wg,r}$ and A_r sont la surface mouillée et la section de passage du régénérateur respectivement. Le nombre de Stanton est calculé à partir du coefficient de frottement suivant l'analogie de Reynolds :

$$St = \frac{f_r}{2RePr} \quad (4)$$

où Re , Pr , f_r sont le nombre de Reynolds, le nombre de Prandtl et le coefficient de frottement de Fanning. Le coefficient de frottement de Fanning est défini à partir des travaux expérimentaux de Vanapalli *et al.* [18] :

$$f_r = 6,745Re^{-0,82} \quad (5)$$

où Re est le nombre de Reynolds basé sur le diamètre hydraulique du régénérateur $d_{H,r}$ et la vitesse moyenne du gaz sur un demi-cycle. Le diamètre hydraulique du régénérateur est défini comme :

$$d_{H,r} = \frac{4\psi V_r}{A_{wg,r}} \quad (6)$$

où ψ et V_r sont la porosité et le volume du régénérateur respectivement. Les pertes par conduction dans la machine ont lieu par hypothèse seulement dans les parois du régénérateur.

3. Résultats

Un premier dimensionnement utilisant le modèle ci-dessus a permis d'obtenir une machine de puissance 2 mW en utilisant des membranes de 5 mm de diamètre qui balayent un volume de $2,75 \text{ mm}^3$ sous une pression de 0,15 MPa et à une fréquence de 100 Hz. Les températures de source et puits sont de 473 et 288 K respectivement. Le gaz de travail utilisé est de l'air, le déphasage entre les membranes est de 90° . Les températures des volumes de compression et de détente T_c et T_e , les températures dans les échangeurs chaud et froid T_h et T_k , la température dans le régénérateur T_r et les températures de paroi des échangeurs T_{wh} , et T_{wk} sont présentées sur la figure 6. Le diagramme indicateur et les écarts de pression entre les entrées et les sorties dans les échangeurs sont présentés sur les figures 7, 8 respectivement. Nous observons des allures assez similaires à celles que l'on pourrait observer pour les machines macroscopiques.

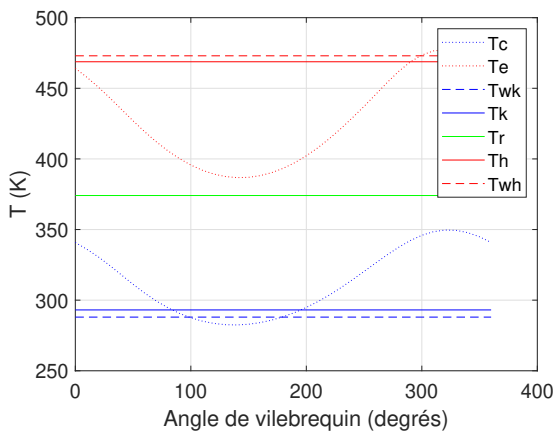


Figure 6 : Température au cours du cycle pour des températures de source et puits de 473 K et 288 K

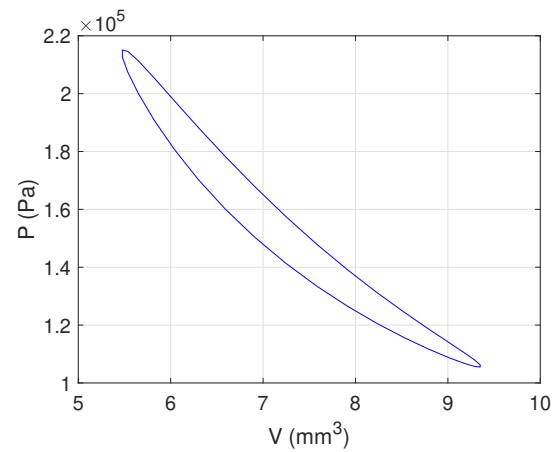


Figure 7 : Diagramme indicateur pour des températures de source et puits de 473 K et 288 K

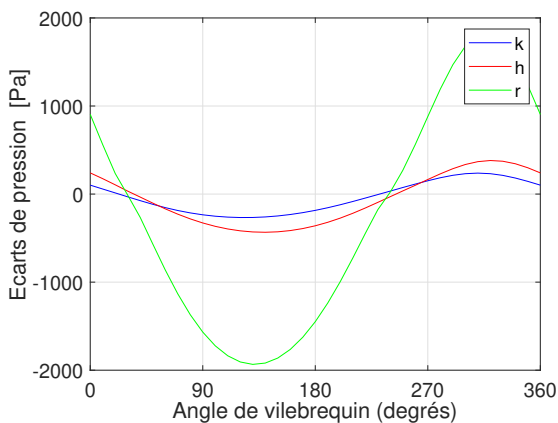


Figure 8 : Ecart de pression dans les échangeurs pour des températures de source et puits de 473 K et 288 K

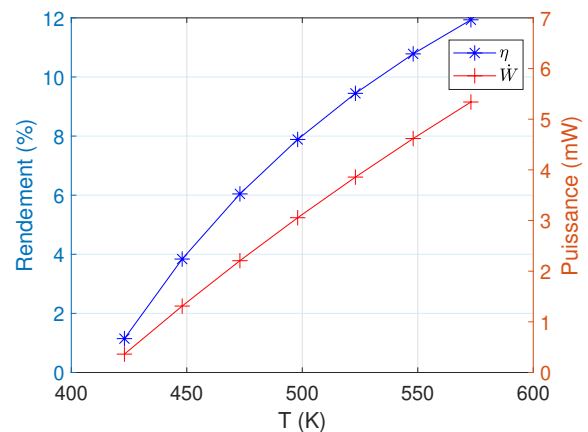


Figure 9 : Puissance et rendement en fonction de la température de la source chaude, température de puits à 288 K

Dans la suite, nous faisons varier un des paramètres opérationnels ou géométriques de la machine en maintenant les autres constants. L'augmentation de la température de source chaude permettrait d'atteindre une puissance de 5 mW, soit 250 W/m² de surface de source chaude (Fig. 9). L'étude de l'influence de la fréquence sur les performances de la machine (Figure 10) montre que la fréquence optimale est de l'ordre de 150 Hz, soit simplement 3 fois plus élevée que la fréquence de la machine RE1000 de la Nasa de puissance 1 kW [15]. Ceci est dû à l'augmentation des pertes fluidiques avec la fréquence. Ainsi la miniaturisation ne conduit pas à une hausse proportionnelle de la fréquence optimale de fonctionnement. La longueur du régénérateur a une forte influence sur les performances (Fig. 11). Les pertes par conduction et les pertes de charge augmentent avec la longueur du régénérateur. En revanche, les pertes dues à l'imperfection du régénérateur baissent avec cette longueur. Ces phénomènes conduisent à un rendement optimum pour une longueur de 3 mm et à une baisse de la puissance au-delà d'une longueur de 1 mm.

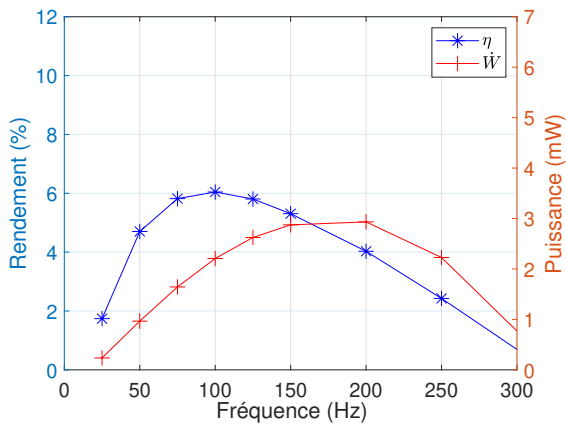


Figure 10 : Puissance et rendement en fonction de la fréquence pour des températures de source et puits de 473 K et 288 K

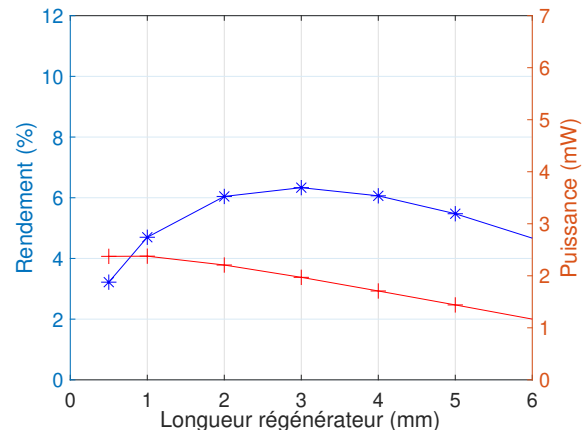


Figure 11 : Puissance et rendement en fonction de la longueur du régénérateur pour des températures de source et puits de 473 K et 288 K

4. Conclusion

Dans cet article, nous avons présenté une étude de micro-machine Stirling. Les choix technologiques ont été exposés ainsi que les différents éléments réalisés. Un modèle adiabatique avec pertes a été adapté en particulier pour le régénérateur dont la technologie est très différente de celles des machines macroscopiques. Un premier dimensionnement destiné à alimenter des objets de faible puissance a été présenté. Les performances obtenues de la machine selon la fréquence montrent que la fréquence optimale de fonctionnement est de l'ordre de 150 Hz soit une augmentation relativement faible par rapport à la fréquence optimale observée en machine macroscopique. La longueur du régénérateur a une forte influence sur les performances de la machine, en partie en raison des pertes par conduction qui sont élevées à cette échelle.

Références

- [1] G. Chen, S. Hanson, D. Blaauw, and D. Sylvester, "Circuit design advances for wireless sensing applications," *Proceedings of the IEEE*, vol. 98, no. 11, pp. 1808–1827, 2010.
- [2] M. Papapetrou, G. Kosmadakis, A. Cipollina, U. La Commare, and G. Micale, "Industrial waste heat : Estimation of the technically available resource in the eu per industrial sector, temperature level and country," *Applied Thermal Engineering*, vol. 138, pp. 207 – 216, 2018.
- [3] G. Walker, *Stirling engines*. Oxford University Press, New York, NY, 1980.
- [4] D. Thombare and S. Verma, "Technological development in the Stirling cycle engines," *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 12, no. 1, pp. 1 – 38, 2008.
- [5] N. Nakajima, K. Ogawa, and I. Fujimasa, "Study on microengines : miniaturizing stirling engines for actuators," *Sensors and Actuators*, vol. 20, no. 1â2, pp. 75 – 82, 1989. A Special Issue Devoted to Micromechanics.
- [6] M. Moran, "Micro-scalable thermal control device," May 14 2002. US Patent 6,385,973.

- [7] D. Guo, A. J. McGaughey, J. Gao, G. K. Fedder, M. Lee, and S.-C. Yao, “Multiphysics modeling of a micro-scale stirling refrigeration system,” *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 74, pp. 44 – 52, 2013.
- [8] F. Formosa and L. Fréchette, “Multi-physics modelling approach for oscillatory microengines : application for a microstirling generator design,” in *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 660, p. 012071, IOP Publishing, 2015.
- [9] T. Avetissian, É. Leveillé, M.-A. Hachey, F. Formosa, and L. Fréchette, “Mistic-micro stirling heat engines for thermal energy harvesting,” in *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 1407, p. 012041, IOP Publishing, 2019.
- [10] M. Z. Getie, F. Lanzetta, S. Bégot, B. T. Admassu, and A. A. Hassen, “Reversed regenerative stirling cycle machine for refrigeration application : a review,” *International Journal of Refrigeration*, 2020.
- [11] M. J. Madou, *Fundamentals of microfabrication : the science of miniaturization*. CRC press, 2002.
- [12] P. Leturcq, J.-M. Dorkel, A. Napieralski, and E. Lachiver, “A new approach to thermal analysis of power devices,” *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 34, no. 5, pp. 1147–1156, 1987.
- [13] A. Diallo, R. Chutani, M. Barthès, S. Bégot, S. Khadraoui, M. D. Labachellerie, and F. Lanzetta, “Study of dynamic response of silicone elastomer microfabricated hybrid membranes versus temperatures and aging time,” *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 1052, no. 1, p. 012036, 2018.
- [14] A. Diallo, *Contribution to the design and construction of a thermal micromachine with Stirling cycle*. PhD thesis, Bourgogne Franche-Comté, 2019.
- [15] I. Urieli and D. M. Berchowitz, *Stirling cycle engine analysis*. Bristol : Adam Hilger, 1984.
- [16] E. Dellali, S. Bégot, F. Lanzetta, E. Gavignet, R. Chutani, and J. Rauch, “Design, fabrication and CFD modeling of a Stirling engine microregenerator,” in *17th International Stirling Engine Conference and Exhibition, 24th-26th August, Northumbria University, Newcastle upon Tyne, UK*, pp. 190 – 200, 2016.
- [17] E. Dellali, S. Bégot, F. Lanzetta, E. Gavignet, and J. Rauch, “Pressure drop analysis of oscillating flows through a miniature porous regenerator under isothermal and nonisothermal conditions,” *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 103, pp. 394–405, 2019.
- [18] S. Vanapalli, H. Brake, H. Jansen, J. Burger, H. Holland, T. Veenstra, and M. Elwenspoek, “Pressure drop of laminar gas flows in a microchannel containing various pillar matrices,” *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 17, no. 7, p. 1381, 2007.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à l’EIPHI GraduateSchool (contrat ANR-17-EURE-0002) et la Région Bourgogne-Franche-Comté.

Optimisation d'une machine Stirling Duplex.

Optimization of a Stirling Duplex machine.

Christophe AWANTO¹, Georges A. HEYIHIN^{1*}, Colman Aristide HOUNGAN², Wilfrid ADIHOU¹, François LANZETTA³

¹Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Appliquée, Université d'Abomey-Calavi, Bénin

²Laboratoire de Caractérisation Thermophysique des Matériaux et d'Appropriation Energétique, Université d'Abomey-Calavi, Bénin.

³FEMTO-ST, Université Bourgogne Franche-Comté, CNRS, Parc technologique, 2 avenue Jean Moulin, 90000 Belfort, France.

*(auteur correspondant : gheyihin@gmail.com).

Résumé – Le présent travail décrit l'optimisation d'une machine Stirling Duplex qui est une association de moteur et de récepteur Stirling, ayant un accouplement direct et partageant le même cylindre. Les paramètres géométriques (diamètre du piston, les diamètres du déplaceur-moteur et du déplaceur-récepteur, et la course des déplaceurs sont déterminés par une optimisation multi-objectif utilisant l'algorithme NSGA2, implémenté sur MATLAB. Les fonctions-objectifs considérées sont le coefficient de performance et la masse de la machine.

Mots-clés : Stirling Duplex, optimisation, NSGA-II, MATLAB.

Abstract – The present work describes the optimisation of a Stirling Duplex machine which is a Stirling engine and receiver combination, with a direct coupling and sharing the same cylinder. The geometric parameters are obtained by a multi-objective optimization using the genetic algorithm named NSGA2, implemented in MATLAB. The objective functions considered are the coefficient of performance and the mass of the machine.

Keywords: Stirling Duplex, optimization, NSGA-II, MATLAB.

Nomenclature

COP coefficient de performance

D diamètre, m

m masse, kg

P pression, Pa

Q_{ef} chaleur extraite par le récepteur, W

Q_{em} chaleur fournie au moteur, W

V volume balayé, m³

T température, K

Symboles grecs

α déphasage, rad

Indices et exposants

corps corps de la machine

d-f déplaceur-récepteur

d-c déplaceur-moteur

ech-f échangeur récepteur

ech-c échangeur moteur

p piston

r régénérateur

1. Introduction

La machine Stirling Duplex qui est l'objet de cette étude d'optimisation, est composée de deux machines, l'une motrice, l'autre réceptrice, à pistons libres accouplées par un piston commun et logées dans un même cylindre (Figure 1).

Le moteur Stirling, pris individuellement, est un système de conversion d'énergie à haut rendement, simple, silencieux, très fiable, non polluant et nécessitant peu de maintenance [1]. Sa compatibilité à tout type d'énergie thermique en tant que machine à apport de chaleur externe (combustion, valorisation de rejets industriels, soleil, etc.) contribue à son intérêt

scientifique et industriel. Inventé par Robert Stirling en 1876, le moteur Stirling était utilisé pour entraîner des wagons et comme système de pompage d'eau dans les mines de charbon [2]. Par le manque de matériaux et le coût élevé, supérieur à ceux de ses concurrents, le moteur Stirling n'a pas eu le succès industriels que ses performances thermodynamiques présentaient. Cependant les politiques environnementales visant à diminuer l'utilisation des énergies fossiles et augmenter le recours aux énergies renouvelables ont permis de relancer les recherches autour des machines Stirling

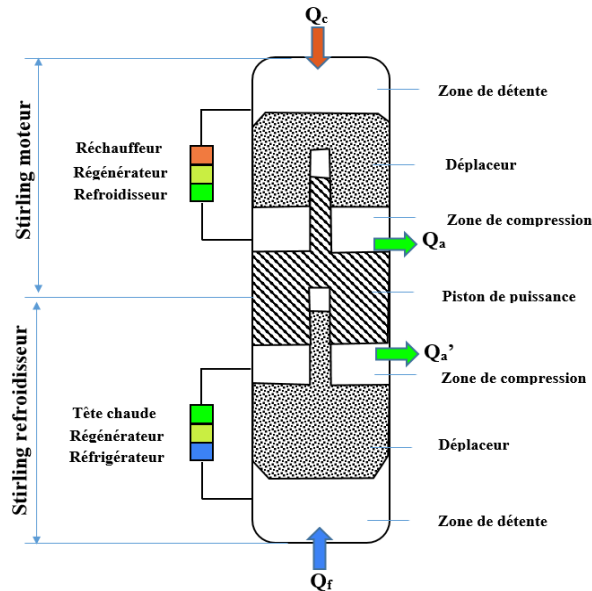


Figure 1: Représentation de la machine Stirling Duplex

L'inversibilité du cycle Stirling est le principe utilisé dans la conception de la machine Stirling Duplex [1]. Les deux demi-machines fonctionnent avec des fluides de travail séparés ; à chaque demi-machine est associé un cycle. La machine Stirling Duplex fonctionne donc suivant un cycle combiné qui comporte un cycle moteur et un cycle refroidisseur (Figure 2).

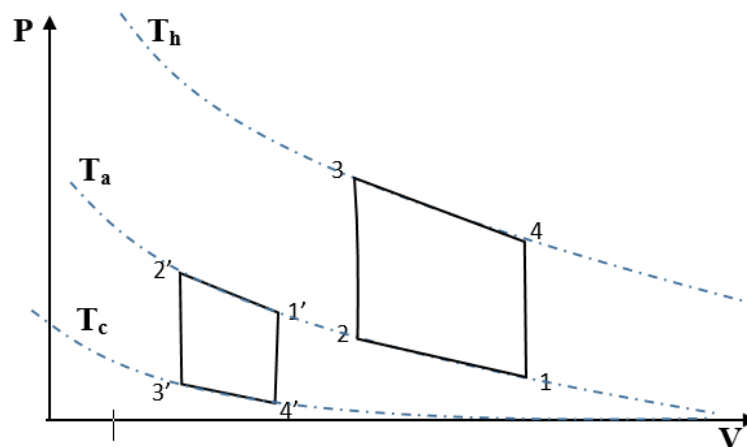


Figure 2: Cycle de fonctionnement de la machine Stirling Duplex

Chaque cycle théorique comporte deux transformations isothermes et deux transformations isochores. Afin d'accroître le rendement de la machine Stirling, un régénérateur (matrice poreuse), jouant le rôle de stockage/déstockage thermique lors des phases isochores, est installé entre les échangeurs chaud et froid [3].

La détermination des paramètres géométriques optimaux de la machine Stirling Duplex constitue une étape très importante dans la conception de la machine avec un bon rapport

qualité/prix. L'algorithme NSGA-II ("Non-dominated Sorting Genetic Algorithm"), utilisé ici pour cette optimisation, est un algorithme présenté par Deb *et al.* [4], et représente l'un des algorithmes génétiques les plus cités dans la littérature [4]–[7]. C'est un algorithme évolutif multi-objectif qui utilise un type de mesure du surpeuplement autour de chaque individu afin d'assurer la diversité de la population. Cet algorithme détermine les meilleurs individus d'une population en utilisant le concept de dominance de Pareto [8].

L'optimisation géométrique multi-objectif des machines Stirling a fait l'objet de diverses études selon les fonctions-objectif considérées : puissance en sortie [9], l'angle de phase et les volumes balayés [10], l'entransie et l'entropie générées [11].

Dans notre travail, l'algorithme NSGA2 est utilisé pour optimiser les paramètres géométriques de la machine tels que le diamètre du piston de puissance, les diamètres du déplaceur du moteur et du déplaceur du récepteur et la course des déplaceurs.

2. Optimisation de la machine

2.1. Formulation du problème d'optimisation

2.1.1. Description du système à optimiser

La machine Stirling Duplex dont les caractéristiques empruntées à Hu *et al* [12]. Le système de chauffage est un échangeur constitué de tubes minces parallèles afin de présenter une grande surface d'échange et de permettre l'écoulement d'un grand débit de gaz.

Le régénérateur est composé d'une matrice tubulaire à mailles en fils fins. Les études préliminaires ont démontré que ce type de régénérateur permet d'atteindre des efficacités 98%. De plus, l'amélioration de l'efficacité du régénérateur compense de loin les pertes de puissance spécifique de la machine [13]. Le refroidisseur est également constitué d'un faisceau de tubes.

2.1.2. Variables de l'optimisation et Fonctions-objectif

Variables d'optimisation

En considérant les facteurs d'influence sur les performances du système, et qui ont fait l'objet de plusieurs études ([14], [9], [10]), on retient les variables d'optimisation suivantes avec leurs limites supérieures et inférieures qui représente les contraintes [15] :

$$\begin{aligned}
 &0,1 < D_p < 0,2 \text{ pour le diamètre du piston de puissance} \\
 &0,1 < D_{d-f} < 0,15 \text{ pour le diamètre du déplaceur-réfrigérateur} \\
 &0,1 < D_{d-c} < 0,15 \text{ pour le diamètre du déplaceur-moteur} \\
 &0,04 < C_d < 0,3 \text{ pour la course des déplaceurs.}
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

Tout individu ou chromosome acquiert donc la structure suivante :

$$\text{Individu} = (D_p; D_{d-c}; D_{d-f}; C_d)
 \tag{2}$$

Fonctions objectif

Les deux fonctions-objectif du problème d'optimisation sont celles exprimant le coefficient de performance COP et de la masse totale de la machine Stirling Duplex (MSD), lorsque les dimensions de celle-ci respectent les contraintes de limite inférieures et supérieures.

Calcul du coefficient de performance

Le coefficient de performance, au sens du premier principe de la thermodynamique, est défini comme le rapport entre la puissance thermique absorbée Q_{ef} par la zone-réfrigérateur et la puissance thermique Q_{em} fournie à la source chaude au niveau de la zone-moteur.

$$COP = \frac{Q_{ef}}{Q_{em}} \quad (3)$$

Ces différentes chaleurs peuvent être exprimées comme suit :

$$Q_{em} = m_c r T_c \ln \left(\frac{V_{d-c}}{V_{d-c} + V_p} \right) \quad (4)$$

$$Q_{ef} = m_f r T_f \ln \left(\frac{V_{d-f}}{V_{d-f} + V_p} \right) \quad (5)$$

La masse totale de la machine (MSD) prend en compte la masse du corps de la machine (m_{corps}), celles des déplaceurs du moteur (m_{d-c}) et du réfrigérateur (m_{d-f}), et la masse du piston de puissance (m_p). Elle prend aussi en compte les masses des régénérateurs (m_r) des deux sections et celles des échangeurs thermiques ($m_{éch}$).

La masse totale de la machine s'écrit alors :

$$MSD = m_{corps} + m_{d-f} + m_{d-c} + m_p + 2m_{éch-c} + 2m_{éch-f} + 2m_r \quad (6)$$

Sous les contraintes données par le système d'équation (1). Le problème d'optimisation se caractérise alors par la maximisation du coefficient de performance COP (Equations 3 à 5) et la minimisation de la masse totale de la machine MSD (Equation 6).

3. Résultats

Le problème d'optimisation posé à travers les équations (1) à (6) est résolu en utilisant l'algorithme d'optimisation NSGA2 à l'aide le logiciel MATLAB.

La Figure 3 présente le front de Pareto obtenu après optimisation. On rappelle que le front de Pareto est l'ensemble des points (-COP ; Masse de la MSD) Pareto-optimaux, c'est-à-dire non dominés.

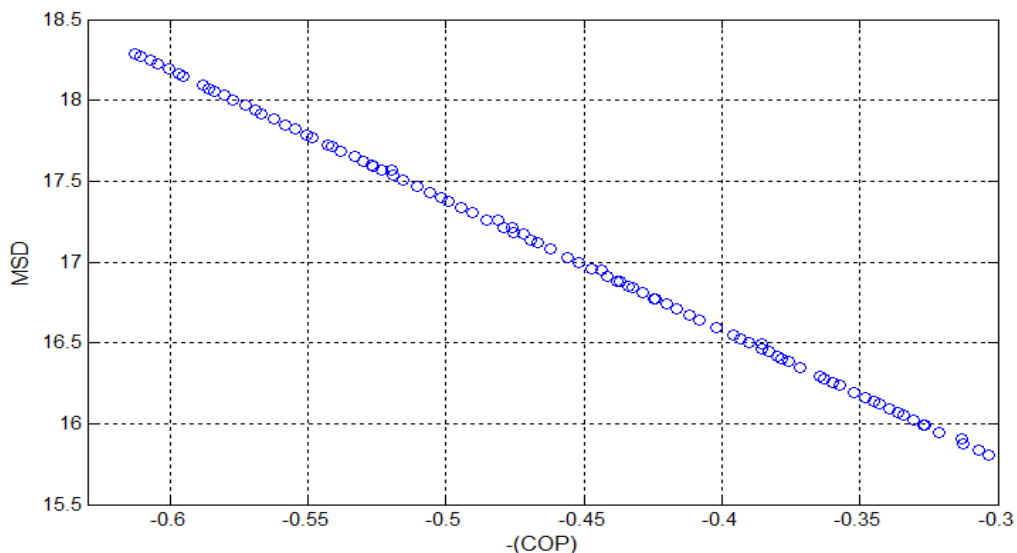


Figure 3: Front de Pareto des fonctions-objectifs

La Figure 4 déduite de la précédente, indique les compromis entre la masse de la machine (MSD) et le coefficient de performance frigorifique COP.

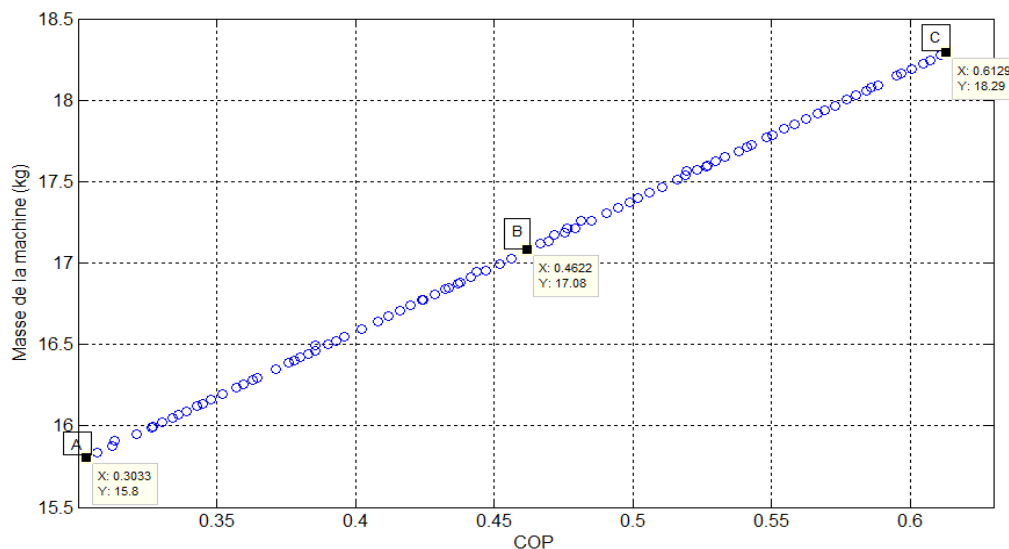


Figure 4: Courbe des compromis entre la masse (MSD) et la performance de la machine (COP)

On observe une linéarité de la masse totale en fonction du COP. Le coefficient de performance des meilleurs compromis (individus) est compris entre 0,3 et 0,61. La masse de la machine quant à elle, pour les meilleurs individus, varie de 15,80 à 18,30 kg.

Une attention particulière est portée sur les trois points A, B et C de la

Figure 4. La configuration du point A est la configuration où l'on privilégie la masse de la machine comme critère, l'objectif étant de minimiser la masse MSD de la machine : cette configuration est donc celle qui correspond à la machine la moins lourde. La configuration du point C privilégie le coefficient de performance. A ce point, le COP est le plus élevé de la courbe des compromis puisque l'objectif est de maximiser sa valeur afin de rendre la machine plus efficace possible. La configuration du point B représente le milieu de la courbe linéaire. Cette position représente le meilleur compromis recherché, avec une configuration de masse $MSD = 17,08$ kg et un coefficient de performance $COP = 0,46$.

Le Tableau 1 présente les valeurs des différents paramètres d'optimisation aux points A, B et C.

Point	Masse de la machine MSD (kg)	COP	Diamètre du piston D _p (m)	Diamètre du déplaceur du réfrigérateur D _{d-f} (m)	Diamètre du déplaceur du moteur D _{d-c} (m)	Course des déplaceurs C _d (m)
A	15,805	0,3	0,1	0,1	0,1	0,1
B	17,08	0,46	0,1	0,1	0,1275	0,1
C	18,3	0,613	0,1	0,1	0,15	0,1

Tableau 1 : Paramètres d'optimisation aux points A B et C

Ce tableau montre que les valeurs optimales de certains paramètres géométriques sont restées constantes à travers les différents individus du front de Pareto lors de l'optimisation. Il s'agit des diamètres du piston, du déplaceur de la section-moteur, et de la course des déplaceurs. Seule la valeur du déplaceur-réfrigérateur varie suivant les individus de Pareto.

En considérant la configuration B, le fonctionnement de la machine Stirling Duplex est simulé à l'aide du modèle mathématique du second ordre développé par Timoumi *et al* [16]. et Urieli [17]. Les variations des coefficients de performance thermique et frigorifique de la machine Stirling Duplex sont obtenues et représentées. Les Figure 5 et Figure 6 présentent les COP frigorifique et thermique pour différentes températures du fluide de travail, au niveau de l'échangeur de la source chaude d'une part et au niveau de l'échangeur de température intermédiaire (puits chaud). Il ressort de ces évolutions que la machine Stirling Duplex est moins performante pour une température de source chaude élevée, et plus performante lorsque la température intermédiaire augmente.

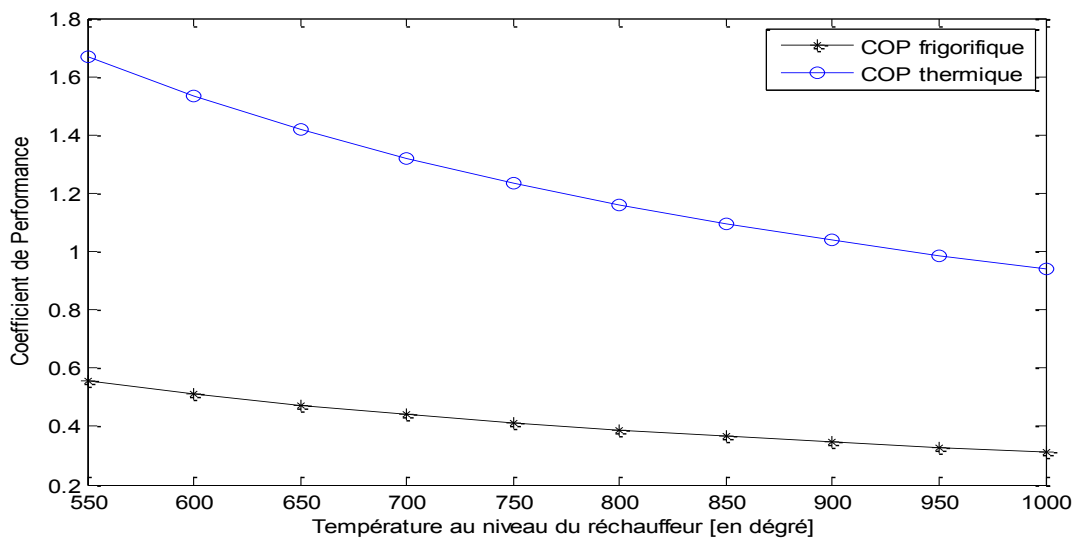


Figure 5: Evolution des COP en fonction de la haute température des sources chaudes pour une température intermédiaire de TC= 300 K

La Figure 7 montre la dépendance du coefficient de performance frigorifique, par rapport à la température de la source chaude, pour différentes températures intermédiaires. Ces tracés sont obtenus pour une température à la source froide de 260 K : le COP frigorifique évolue dans le même sens que l'augmentation de l'écart de température entre la source intermédiaire et la source froide. De même le COP thermique évolue dans le même sens que l'augmentation de l'écart de température entre la source chaude et la source intermédiaire. La performance de la machine frigorifique dépend beaucoup plus de la température intermédiaire que de la

source chaude. Cette remarque a été faite aussi par N. Kagawa [3] à travers une étude de dépendance des performances de la machine Stirling duplex aux différentes températures.

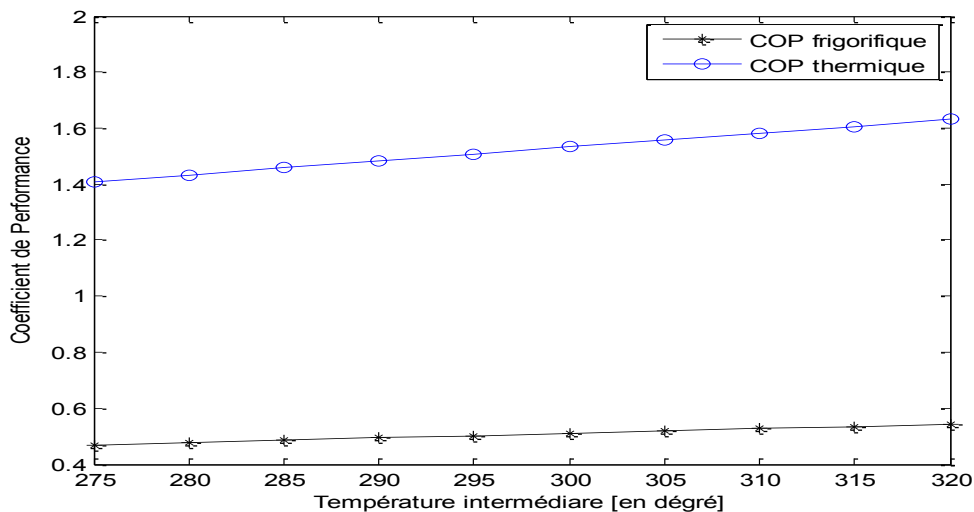


Figure 6: Evolution des COP en fonction de la température intermédiaire pour une haute température de $T_h = 600\text{ K}$

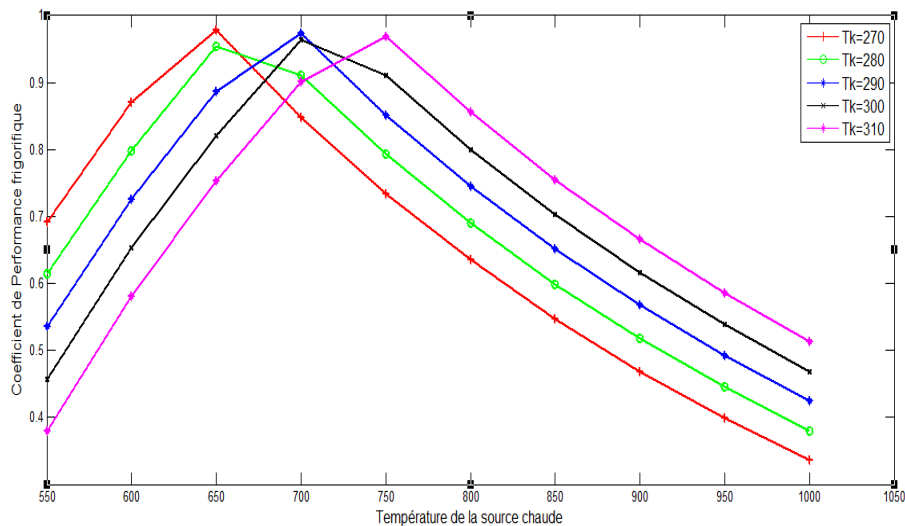


Figure 7: Influences de la température sur le COP frigorifique

Conclusion

Dans cet article, l'optimisation multi-objectif de la machine Stirling Duplex a été réalisée. Les objectifs, maximiser le coefficient de performance COP et minimiser la masse MSD de la machine, ont été choisis pour l'optimisation du fait de leurs caractères limitatifs. Sous les contraintes dimensionnelles concernant les diamètres des pistons de puissance, des déplaceurs et de la course des déplaceurs, la simulation a montré que les conditions optimales permettaient de dimensionner une machine Stirling Duplex de masse $MSD = 17,08\text{ kg}$ présentant un coefficient de performance $COP = 0,46$. Les COP frigorifique et thermique sont étudiés et il en ressort que la machine Stirling Duplex est plus performante, lorsqu'elle est utilisée en pompe à chaleur qu'en extracteur thermique.

Références

- [1] L. Penswick et I. Urieli, « Duplex-Stirling-Machines », présenté à Intersociety Energy Conference of San Francisco, California, 1984.

- [2] W. Beale et D. M. Berchowitz, *Understanding Stirling engines*. Volunteers in Technical Assistance, 1984.
- [3] N. Kagawa, *Regenerative Thermal Machines (Stirling and Vuilleumier Cycle Machines) for Heating and Cooling*. IIF-IIR, 2000.
- [4] K. Deb, S. Agrawal, A. Pratap, et T. Meyarivan, « A Fast Elitist Non-dominated Sorting Genetic Algorithm for Multi-objective Optimization: NSGA-II », in *Parallel Problem Solving from Nature PPSN VI*, 2000, p. 849-858.
- [5] LIN Song, « NGPM -A NSGA-II Program in Matlab », College of Astronautics, Northwestern Polytechnical University, China, Aerospace Structural Dynamics Research Laboratory, 2011.
- [6] K. P. Anagnostopoulos et G. Mamanis, « Multiobjective evolutionary algorithms for complex portfolio optimization problems », *Comput. Manag. Sci.*, vol. 8, n° 3, p. 259-279, août 2011.
- [7] M. H. Ahmadi, M. A. Ahmadi, A. Mellit, F. Pourfayaz, et M. Feidt, « Thermodynamic analysis and multi objective optimization of performance of solar dish Stirling engine by the centrality of entransy and entropy generation », *Int. J. Electr. Power Energy Syst.*, vol. 78, p. 88-95, juin 2016.
- [8] M. Brahim, « Optimisation multi-objectif par algorithmes génétiques et approche Pareto des paramètres d'usinage sous contraintes des limitations de production », Université M'HAMED BOUGARA BOUMERDES Faculté des Science de l'Ingénieur, Magister en Génie mécanique, 2006.
- [9] V. Senviboon, B. Silpsakoolsook, et S. Kwankaomeng, « Optimization of geometrical parameter for V-type alpha Stirling engine based on dimensionless analysis », *MATEC Web Conf.*, vol. 192, n° 2044, p. 1-4, 2018.
- [10] C. Cheng et H. Yang, « Optimization of geometrical parameters for Stirling engines based on theoretical analysis », *Appl. Energy*, vol. 92, p. 395-405, 2012.
- [11] M. H. Ahmadi, M. A. Ahmadi, A. Mellit, F. Pourfayaz, et M. Feidt, « Thermodynamic analysis and multi objective optimization of performance of solar dish Stirling engine by the centrality of entransy and entropy generation », *Int. J. Electr. Power Energy Syst.*, vol. 78, p. 88–95, 2016.
- [12] J. Y. Hu, E. C. Luo, W. Dai, et L. M. Zhang, « Parameter sensitivity analysis of duplex Stirling coolers », *Appl. Energy*, vol. 190, p. 1039-1046, mars 2017.
- [13] S. K. Andersen, H. Carlsen, et P. G. Thomsen, « Control volume based modelling in one space dimension of oscillating, compressible flow in reciprocating machines », *Simul. Model. Pract. Theory*, vol. 14, n° 8, p. 1073-1086, nov. 2006.
- [14] K. Kraitong et K. Mahkamov, « Optimisation of Low Temperature Difference Solar Stirling Engines using Genetic Algorithm », *World Renew. Energy Congr.*, p. 3945-3952, 2011.
- [15] K. KRAITONG, « Numerical modelling and design optimisation of Stirling engines for power production », University of Northumbria, Newcastle, 2012.
- [16] Y. Timoumi, I. Tlili, et S. Ben Nasrallah, « Design and performance optimization of GPU-3 Stirling engines », *Energy*, vol. 33, n° 7, p. 1100-1114, juill. 2008.
- [17] I. Urieli, « Stirling Cycle Machine Analysis (updated 3/21/2016) ». [En ligne]. Disponible sur: <https://www.ohio.edu/mechanical/stirling/>. [Consulté le: 09-févr-2019].

Thème 2

Modes de transfert

Caractérisation de la conductivité thermique radiale d'une fibre de carbone de type PAN par la méthode 3ω	71
Développement et analyse d'une corrélation pour estimer les transferts de chaleur en situation de fort chauffage asymétrique d'un écoulement en canal.	79
Influence de l'interaction entre ultrasons et écoulement sur l'intensification du transfert thermique : effets de la fréquence des ondes selon le régime hydrodynamique	89
Mesure thermique indirecte en temps réel dans un four radiant par modèle réduit	97
Caractérisation expérimentale d'un contact électrique glissant représentatif de la liaison pantographe-caténaire	105
Transfert de chaleur par convection thermoélectrique dans des cavités rectangulaires horizontales	113
Caractérisation thermique du biofouling autour d'un câble électrique dynamique sous-marin	123
Utilisation de fonctions objectives locales dans le cadre de l'optimisation topologique des échanges thermiques d'un canal vertical asymétriquement chauffé	131
Optimisation de la caractérisation thermique de l'argent fritté par la méthode flash	139
Analyse des transferts thermiques au sein d'un écoulement de convection naturelle dans un espace confiné comportant un obstacle partiellement chauffé.	147
Propagation de fumées en façade avec contamination d'un local supérieur	155
Etude du transfert radiatif dans les matériaux composites semi-transparents	165

Caractérisation de la conductivité thermique radiale de fibres de carbone de type PAN par la méthode 3omega

Radial thermal conductivity of PAN type carbon fibers using the 3omega method

Rodrigo OLAYA, Mishra KETAKI, Bertrand GARNIER

CNRS, LTeN UMR 6607, Université de Nantes, Rue Christian Pauc, 44306 Nantes Cedex 3, France
 correspondant : rodrigoandres.olayagomez@univ-nantes.fr

Résumé La conductivité thermique radiale d'une fibre de carbone type PAN a été mesurée à l'aide de la méthode 3ω . Un modèle analytique en 2D en régime périodique établi a été développé et validé avec un code éléments finis. Une comparaison avec un modèle 1D radial montre l'importance de l'utilisation d'un modèle 2D compte tenu des transferts axiaux résiduels constatés lors des essais. Afin d'augmenter la sensibilité de mesure, la fibre de carbone a été placée dans de l'eau déionisée. Finalement les conductivités thermiques radiales mesurées sont entre 0,4 et 0,8 $\text{Wm}^{-1} \text{K}^{-1}$ soit 25 à 50 fois moins que la conductivité axiale des fibres de carbone de type PAN.

Mots clés : méthode 3omega; conductivité thermique radiale; fibre de carbone; composite; quadrupoles

Abstract Radial thermal conductivity of a PAN type carbon fiber is measured using the 3ω method. A 2D analytical model has been developed to carry out this estimation and has been validated using numerical simulation with finite elements. A comparison with a 1D radial analytical shows the importance of the use of a 2D model in order to avoid bias in the radial thermal conductivity measurement because of the presence of an axial heat flux along the fiber in our experiments. To increase the sensitivity, the carbon fiber was embedded in deionized water. Finally, the measured radial thermal conductivities were found between 0.4 and 0.8 $\text{Wm}^{-1} \text{K}^{-1}$ which is 25 to 50 times less than the axial conductivity of PAN type carbon fibers.

Nomenclature

C	Chaleur spécifique, $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$V_{3\omega}$	Tension 3omega, V
I_{rms}	Courant électrique, A	X_{up}	Coeff. de sensibilité, $^{\circ}\text{C}$
L	Longueur de la fibre, m	<i>Symboles grecs</i>	
k_r	Cond. therm. radiale fibre, $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	α_e	Coeff. de temp. de la résistance R , $^{\circ}\text{C}^{-1}$
k_w	Cond. therm. de l'eau	$\tilde{\theta}$	Température 2 fois transformée, $^{\circ}\text{C.m}$
k_z	Cond. therm. axiale fibre, $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	ρ	Masse volumique, kg.m^{-3}
R	Rayon de la fibre, m	σ	Ecart type sur k_r , $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
R_0	Résistance élec. de la fibre, Ω	f	Fréquence ($f = \omega / (2\pi)$), Hz
T	Température, $^{\circ}\text{C}$		
\bar{T}	Temp. transformée moyenne, $^{\circ}\text{C.m}$		

1. Introduction

La fibre de carbone est un matériau composite largement utilisé dans l'industrie notamment dans celle liée au transport aérien ou maritime et également dans le domaine de l'énergie (ailes d'éoliennes) [1]. Les fibres de carbone sont choisies notamment pour leur effet sur l'accroissement de la tenue mécanique des composites à matrice polymère. De plus elles permettent d'améliorer le transfert de chaleur au sein des matériaux composites parfois sièges de fort gradient de température. Afin de développer des modèles de prédiction de la conductivité

effective des composites polymère/fibre de carbone, il est nécessaire de connaître les propriétés thermiques de leurs constituants. Or, la mesure des propriétés thermiques des fibres de carbone est difficile en raison de leur faible diamètre typiquement entre 5 et 10 μm et également en raison de leur anisotropie. Il existe de nombreux travaux sur la conductivité thermique axiale des fibres de carbone mais beaucoup moins sur leur conductivité radiale, celle-ci étant plus difficile à mesurer.

Fibre de Carbone	Réf. Commercial	k_r $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	k_z $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$\rho c / 10^6$ $\text{J.K}^{-1}.\text{m}^{-3}$	Temp. $^{\circ}\text{C}$	Méthode	Réf
Lignin	-	0,11 - 8	1,8	-	77 - RT	FET-Raman TET	[2]
Pitch	YSH-60A	12	745	-	RT	ASTM C177- 10	[3]
Pitch	-	-	490	-	RT	T-type	[4]
PAN	T650	1,5	13,7	1,97	RT	3ω	[5]
PAN	FT300B	-	10,47	1,37	RT	3ω	[6]
Rayon	TC2	-	5-12,5	-	850-1800	Chauffage périodique	[7]

Tableau 1: Conductivité thermique radiale (k_r), axiale (k_z) et capacité thermique (ρc) de différentes fibres de carbone (RT : « room temperature »)

Le tableau 1 présente quelques valeurs issues de la littérature, ainsi il apparaît que, à notre connaissance, seul Jiang [5] a mesuré la conductivité thermique radiale de fibre de carbone de type PAN, ce type de fibre étant l'objet de notre travail. Par ailleurs on peut remarquer que plusieurs auteurs utilisent une méthode de type 3ω , celle-ci est intéressante car elle permet de mesurer simultanément plusieurs propriétés thermiques notamment la conductivité thermique axiale et la capacité thermique volumique des fibres [6]. En outre cette technique est relativement simple au niveau de l'instrumentation de la fibre de carbone. En effet, seules deux connections électriques avec des blocs de cuivre sont nécessaires, ceci ayant par ailleurs l'avantage de pouvoir, par la suite, thermaliser facilement l'échantillon pour changer la température moyenne à laquelle la mesure sera réalisée. Dans notre présent travail utilisant la méthode 3ω , on s'intéressera seulement à l'estimation de la conductivité radiale car des travaux précédents (Mishra et al. [6]) ont déjà permis d'obtenir les valeurs de conductivités thermiques axiales k_z et de capacité thermique volumique ρc des fibres de carbone de type PAN, ces valeurs seront utilisées dans nos modèles et donc supposées connues.

Afin de mesurer la conductivité thermique radiale k_r , nous avons successivement développé un modèle thermique analytiques 2D en régime périodique établi, effectué une étude de sensibilité de la tension 3ω mesurée à la grandeur recherchée k_r (afin de voir la pertinence du modèle 2D par rapport à la version 1D et d'optimiser la conception du dispositif de mesure), puis enfin traité une série de mesures sur des fibres de carbone de type PAN (FT300B).

2. Modèle analytique en 2D

Dans le dispositif de mesure, les deux extrémités de la fibre de carbone sont placées sur deux pièces en cuivre entre lesquelles on mesure la différence de potentiel $V_{3\omega}$ à la fréquence 3ω lorsque qu'un courant de quelques mA et à la fréquence ω est imposé. Le tout est plongé dans de l'eau dé-ionisée afin de créer des gradients de température essentiellement radiaux. Ce dernier point est important et sera rediscuté dans la section dédiée à l'analyse de sensibilité. Afin d'extraire des mesures de tension $V_{3\omega}$ la valeur de la conductivité thermique radiale k_r , il est nécessaire de disposer d'un modèle thermique analytique reliant ces deux grandeurs. Compte tenu du dispositif, on a développé en régime périodique établi un modèle thermique

2D axisymétrique comportant la fibre de carbone anisotrope et de l'eau dé-ionisée, cette dernière étant considérée comme un milieu semi infini (Fig. 1).

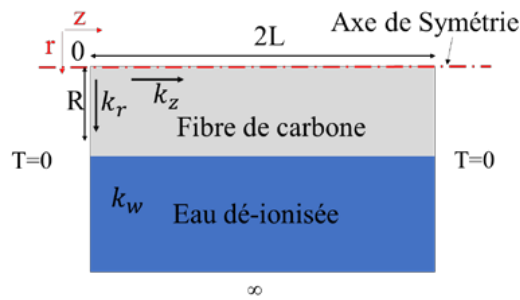


Figure 1: Géométrie 2D axisym. considérée pour le développement du modèle thermique 2D

Dans ce cas l'équation de la chaleur à résoudre dans les deux milieux s'exprime par :

$$k_r \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + k_z \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \rho c \frac{\partial T}{\partial t} = -P \quad (1) \quad k_w \left(\frac{\partial^2 T_w}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_w}{\partial r} \right) + k_w \frac{\partial^2 T_w}{\partial z^2} - \rho_w c_w \frac{\partial T_w}{\partial t} = 0 \quad (2)$$

Où P est une puissance volumique (effet Joule) et k_w et $\rho_w c_w$ sont la conductivité thermique et la capacité calorifique volumique de l'eau dé-ionisée. Dans l'Eq. (1) le terme source P est considéré constant, cette hypothèse est justifiée dans notre application car les effets de la température sur P (via la résistance électrique dont il dépend) n'est que de l'ordre de 0,075%. Il est à noter que cette hypothèse est à vérifier car parfois P peut varier significativement au cours des mesures avec la méthode 3 ω [8]. Par ailleurs, les conditions aux limites sont :

$$\begin{cases} \text{En } r = R \text{ on a } T = T_w \text{ et } k_r \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_R = k_w \frac{\partial T_w}{\partial r} \Big|_R \text{ (contact parfait)} \\ \text{En } r = 0 \text{ on a } T_{finie} ; r = \infty \text{ on a } T_w \rightarrow 0 \\ \text{En } z = 0 \text{ on a } T = T_w = 0 ; z = L \text{ on a } \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial T_w}{\partial z} = 0 \end{cases} \quad (3)$$

La résolution de ces équations du problème commence avec une double transformée sur la température T . D'abord, une transformée en temps de Fourier complexe est appliquée à la température $T = \tilde{T} e^{2\omega jt}$ et à la puissance $P = \tilde{P} e^{2\omega jt}$. Dans un deuxième temps, une transformée finie de Fourier de type sinusoïdal est utilisée :

$$\tilde{\theta} = \int_0^L \tilde{T} \sin(\beta_n z) dz \quad (4)$$

Avec ces deux transformations, la température à l'intérieur de la fibre prend la forme suivante :

$$\tilde{\theta}(\gamma_n) = a_1 I_0(\gamma_n r) + \frac{\tilde{P}}{\beta_n k_r \gamma_n^2} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \gamma_n^2 = \frac{k_z}{k_r} (\alpha_z^2 + \beta_n^2) \\ \beta_n = \left(n + \frac{1}{2} \right) \frac{\pi}{L} \text{ avec } n = 0, 1, 2 \dots \infty \end{cases} \quad (5)$$

Où $\tilde{\theta}$ est la température transformée, I_0 représente une fonction de Bessel modifiée et a_1 est une grandeur qui sera calculée en utilisant les conditions aux limites [9]. Par ailleurs, une formulation de type quadropole [9] a été utilisée pour traiter l'aspect multicouche. Finalement, après l'utilisation de la formule pour la transformation inverse en sinus et en intégrant cette fois-ci sur le rayon et la longueur de la fibre de carbone, on obtient sa température moyenne :

$$\bar{T} = \left\| \left(\frac{2}{L^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\tilde{\theta}(\gamma_n)}{\beta_n} \right) e^{2\omega jt} \right\| \quad (6)$$

$$\text{avec } \tilde{\theta} = \left(\frac{A Z_{\infty} + B}{C Z_{\infty} + D} \right) \tilde{Q} \quad (7)$$

$$\begin{cases} A = 1 \\ B = \frac{I_0(\gamma_n R)}{2\pi k_r L \gamma_n R I_1(\gamma_n R)} - \frac{1}{\pi L k_r R^2 \gamma_n^2} \\ C = \pi R^2 L k_r \gamma_n^2 \beta_n \\ D = \frac{I_0(\gamma_n R) \gamma_n \beta_n R}{2 I_1(\gamma_n R)} \end{cases} \quad (8)$$

$$Z_{\infty} = \frac{K_0(\gamma_{wn} R)}{2\pi R L k_w \gamma_{wn} K_1(\gamma_{wn} R)} \quad (9)$$

$$\begin{cases} \gamma_{wn}^2 = \alpha_w^2 + \beta_n^2 \\ \tilde{Q} = \pi R^2 L \tilde{P} \\ \alpha_z^2 = \frac{2\rho c j \omega}{k_z} \\ \alpha_w^2 = \frac{2\rho_w c_w j \omega}{k_w} \end{cases} \quad (10)$$

Où I_0, I_1 sont les fonctions de Bessel modifiées de première espèce et K_0, K_1 des fonctions de Bessel modifiées de deuxième espèce. La température moyenne est directement liée à la mesure de tension $V_{3\omega}$ par la relation suivante :

$$V_{3\omega \text{ rms}} = I_{\text{rms}} R_0 \alpha_e \bar{T} \quad (11)$$

Où $R_0 \alpha_e \bar{T}$ provient de l'effet de la température sur la résistance électrique de la fibre de carbone ($R = R_0(1 + \alpha_e T)$) avec $\alpha_e = 2.4 \cdot 10^{-4} \text{K}^{-1}$ le coefficient de température de la fibre PAN/FT300B).

3. Comparaison entre les modèles analytiques 2D et 1D et la version numérique 2D

Le modèle présenté précédemment a été comparé à un modèle numérique 2D basé sur les éléments finis (logiciel Comsol). Les conditions opératoires sont une valeur de courant électrique modulé de valeur rms 1 mA traversant une fibre de carbone de longueur 1.7 mm et de diamètre 7 μm . La conductivité thermique radiale a été choisie égale à 0,8 $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$. La conductivité thermique axiale k_z et la capacité thermique volumique ρc de la fibre de carbone ont été précédemment mesurée par nos soins (Tableau 1, [6]). Les résultats illustrés dans la Fig. 2 montrent un très bon accord entre les versions analytique et numérique des modèles 2D, en effet aucune différence n'est décelable (écart inférieur à 0,1%). La réponse d'un modèle 1D issu des travaux de Liang [5] a été ajoutée dans la Fig. 2, on peut alors bien distinguer des valeurs légèrement supérieures aux modèles 2D notamment à basse fréquence (Fig. 2 et 3). Cela montre qu'il reste néanmoins des transferts de chaleur axiaux non négligeables dans la fibre malgré la présence d'un milieu fortement effusif (eau dé-ionisée) qui sert de puits de chaleur radial autour de celle-ci.

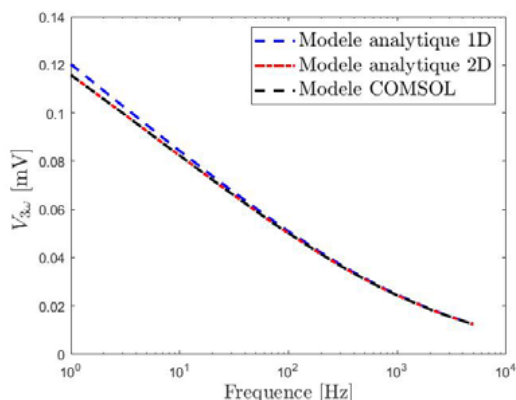


Figure 2: Comparaison entre modèles analytiques 1D, 2D et modèle numérique 2D

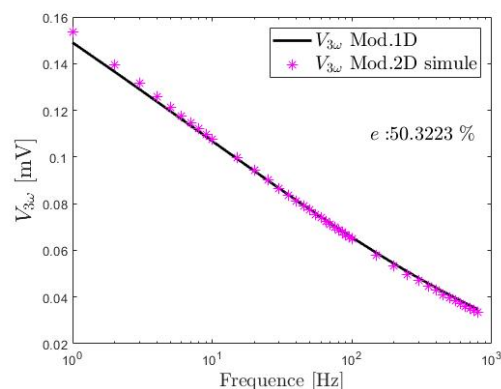


Figure 3 : Calcul du biais sur l'estimation de k_r en utilisant un modèle 1D (données simulées avec le modèle 2D)

On a voulu alors chiffrer le biais de mesure si on utilisait un modèle 1D pour l'estimation de k_r . Il s'avère que les écarts de tension $V_{3\omega}$ au maximum de 8% entre 1D et 2D constatés dans la Fig. 2 à basse fréquence induisent un biais sur l'estimation de k_r d'environ 50% ce qui montre la pertinence de l'usage d'un modèle thermique 2D donc prenant en compte les transferts axiaux résiduels.

4. Analyse de sensibilité

La mesure de la conductivité radiale des fibres de carbones n'est pas facile et il est important d'optimiser les conditions opératoires notamment en termes de gamme de fréquence de mesure, ou de type de milieu environnant. Ce travail a été réalisé en calculant à l'aide du modèle analytique 2D les coefficients X de sensibilité de la température T (reliée à la tension $V_{3\omega}$ par l'Eq.11) aux deux conductivités k_r et k_z . Les coefficients de sensibilité X ou X^* (en grandeur réduite) sont définis par [10] :

$$X_{u_p} = u_p \frac{\partial T}{\partial u_p} \quad \text{ou} \quad X_{u_p}^* = \frac{u_p}{T_{max}} \frac{\partial T}{\partial u_p}, \quad \text{avec } u_p = k_r, k_z \quad (12)$$

La figure 4 est très intéressante car elle compare la sensibilité à k_r et à k_z dans le dispositif de mesure de conductivité radiale. Par ailleurs, on y a rajouté la valeur de la sensibilité à k_z lors des mesures uniquement axiales i.e. de k_z [6], cette dernière est indiquée avec la notation « avec $k_w = 0$ » correspondant à une condition adiabatique. Le fait de placer de l'eau dé-ionisée autour de la fibre de carbone réduit donc très fortement la sensibilité à k_z et accroît fortement celle à k_r , ce qui était recherché. Toutefois, la sensibilité à k_r reste tout de même modeste autour de $X = 0,29$ °C et par ailleurs elle est quasiment indépendante de la fréquence sur la gamme 0,1-1000 Hz.

Une des questions qui se pose alors, peut-on augmenter encore plus la sensibilité à k_r en remplaçant l'eau par un autre fluide ou matériau autour de la fibre de carbone ? La figure 5 montre l'effet de la conductivité thermique du matériau environnant sur la sensibilité de la température à k_r . Il apparaît ainsi un gain d'un facteur 6 pour une augmentation de conductivité de k_w d'un facteur 10 (passage de 0,59 à 5,9 W.m⁻¹.K⁻¹). Toutefois il est difficile de trouver un fluide ou un matériau avec de telles propriétés tout en assurant un bon contact thermique avec la fibre de carbone. En refroidissant l'eau on pourrait obtenir de la glace avec une conductivité thermique bien supérieure (2,1 W.m⁻¹.K⁻¹ à 0°C) mais la capacité calorifique massique chuterait (de 4,22 à 2,06 kJ.kg⁻¹.K⁻¹ à 0°C) ce qui n'apporterait pas beaucoup de gain en terme de sensibilité à k_r car il faut noter que la grandeur pertinente pour choisir un milieu créant un effet de puits de chaleur est son effusivité thermique.

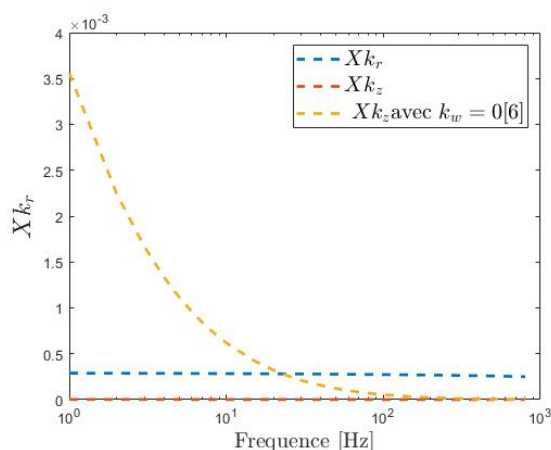


Figure 4: Analyse de sensibilité de la température T à k_r et k_z (Xk_z avec $k_w=0$ correspond à l'estimation de k_z sous vide[6])

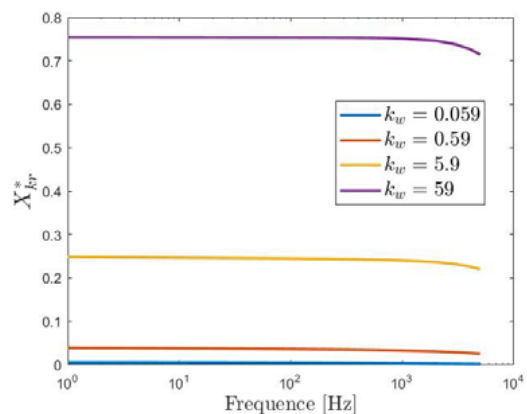


Figure 5: Analyse de sensibilité de la température mesurée à k_r en changeant la conductivité thermique du milieu environnant ($k_w = 0,59$ W.m⁻¹.K⁻¹ est la cond. therm. de l'eau)

5. Dispositif expérimental

Il existe deux types différents de circuits électroniques qui permettent la mesure de la tension $V_{3\omega}$ de l'échantillon : le pont Wheatstone et l'amplificateur différentiel. L'inconvénient avec le pont Wheatstone est l'impossibilité de réaliser la mesure de tension lorsque la fibre de carbone a une résistance électrique supérieure à environ 400Ω pour des problèmes d'adaptation d'impédance avec la détection synchrone. Dans notre cas les fibres de carbone ont des résistances électriques autour de 900Ω d'où l'usage d'amplificateurs différentiels. Dans notre dispositif expérimental, deux amplificateurs différentiels (AD624) avec une source de courant constante (Keithley 6221) ont été utilisés pour la détection des signaux de tension entre les extrémités de la fibre de carbone (résistance R_x) et entre celles de la résistance variable associée R_v (Fig. 6). A la sortie des 2 amplificateurs différentiels, le signal est analysé par une détection synchrone (Ametek 7265) pour aboutir à la mesure de $V_{3\omega}$. Avant les mesures, la résistance variable R_v est réglée afin d'égaliser le signal à la fréquence 1ω en sortie des amplificateurs différentiels. Un bain thermostat à température ambiante permet de bien stabiliser pendant les essais la température des deux pièces en cuivre sur lesquelles est maintenue la fibre de carbone.

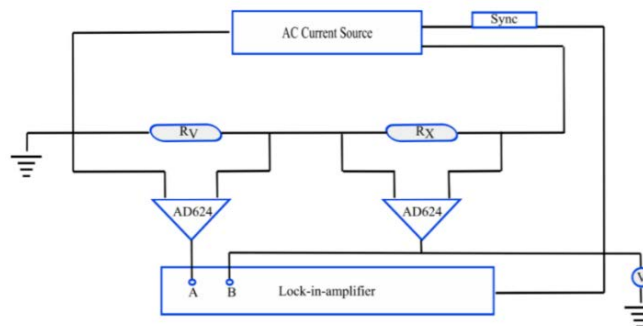


Figure 6 : Schéma électrique pour la mesure de la tension $V_{3\omega}$

En ce qui concerne le porte-échantillon, il est constitué de deux petites sections d'une carte de circuit électronique FR4 recouverte de $15 \mu\text{m}$ de cuivre qui sont collées sur un cube de polycarbonate avec un espace entre eux un peu inférieur à la longueur de la fibre de carbone étudiée (Fig. 7). Les extrémités de la fibre de carbone sont maintenues sur les parties en cuivre à l'aide de laque d'argent, puis l'ensemble est immergé dans de l'eau dé-ionisée.

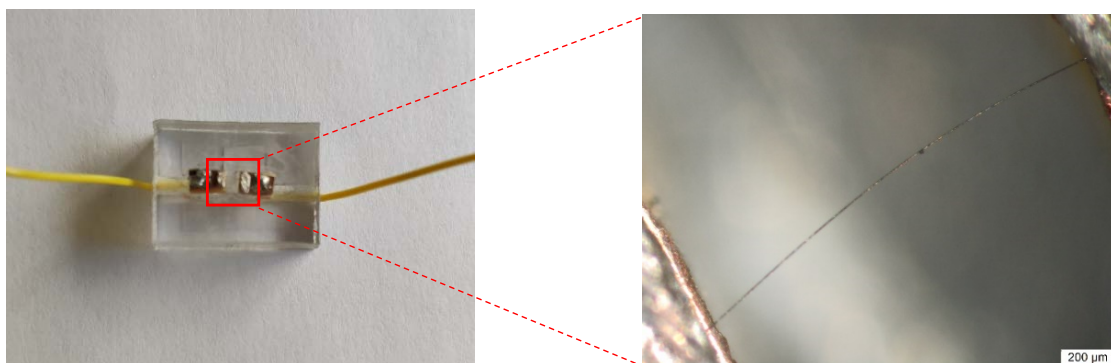


Figure 7: Porte-échantillon avec la mise en place d'une fibre de carbone

La mesure de la tension 3ω est réalisée sur un large intervalle de fréquences (1 à 800 Hz) avec environ 42 valeurs de fréquence avec de plus quelques fréquences plus élevées (autour de 5 kHz) pour obtenir la valeur asymptotique. Une analyse d'incertitude de mesure est présentée dans la section suivante.

6. Analyse d'incertitude

Les sources d'incertitude lors de la mesure de k_r sont nombreuses. On peut citer les grandeurs tels que longueur, diamètre des fibres, courant et tension électrique ainsi que les paramètres

thermiques supposés connus k_r , ρc ... Le principe de calcul de l'incertitude lors de l'estimation de k_r est issu des travaux de Milosevic [11].

$$S_{final} = [X^T W X]^{-1} \text{ with } W = \left[\sigma_{V_{3\omega}}^2 + \sum_p \left(\sigma_{m_p} \frac{\partial V_{3\omega}}{\partial m_p} \right)^2 \right]^{-1} \quad (13)$$

Où X est la matrice de coefficient de sensibilité, W est la matrice de variance et covariance, $\sigma_{V_{3\omega}}$ est la variance de la tension 3ω mesurée, σ_{m_p} est la variance des paramètres connus p , S_{final} est la matrice de variance et covariance de l'incertitude. Certaines valeurs de σ_{m_p} peuvent se trouver à partir de leurs erreurs relatives que l'on a chiffrées égales à : $e_{I_{rms}} = 0.1\%$, $e_{R_0} = 0.2\%$, $e_\alpha = 3\%$, $e_L = 9\%$ et $e_R = 13\%$ et sont utilisées pour le calcul de S_{final} . Les valeurs de l'erreur relative liée à la longueur et au diamètre ont été calculées à partir des mesures réalisées au microscope. Pour un intervalle de confiance de 95%, l'incertitude relative e_m des paramètres m est obtenue en utilisant $e_m = 1.96 \sigma_m/m$. De ces calculs, il en ressort une incertitude relative de 24% sur la conductivité thermique radiale k_r lors de son estimation.

7. Résultats expérimentaux

L'estimation de la conductivité thermique radiale a été réalisée à partir du modèle thermique analytique 2D validé précédemment. Le tableau 2 montre les résultats pour trois différentes fibres de carbone de type PAN/ FT300B avec des caractéristiques géométriques proches. Les valeurs de la conductivité thermique radiale obtenues sont plus de 10 fois inférieures à la valeur axiale égale à $10,5 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ [6] et vont de 0,4 à $0,8 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$.

Cond. therm. radiale $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	Fibre de carbone 1 $L=1,70 \text{ mm}$ $\phi=7,45 \mu\text{m}$	Fibre de carbone 2 $L=1,73 \text{ mm}$ $\phi=8,58 \mu\text{m}$	Fibre de carbone 3 $L=0,74 \text{ mm}$ $\phi=7,45 \mu\text{m}$
k_r	0,549	0,435/0,652*	0,801

* : 2 mesures ont été réalisées pour le même échantillon

Tableau 2 : Mesures de conductivité thermique radiale (k_r) pour des fibres de carbone de type PAN FT300B (L longueur et ϕ diamètre des fibres de carbone)

Dans la figure 8, on peut constater un bon accord entre les valeurs mesurées et calculées de la tension $V_{3\omega}$ après l'estimation de la conductivité thermique radiale k_r . Pour améliorer l'estimation, on a en fait considéré du point de vue expérimental les écarts entre tensions mesurées et leur valeur asymptotique obtenue à hautes fréquences autour de 5 kHz, la valeur asymptotique devant en théorie être nulle. En effet, on a constaté que d'un essai sur l'autre cette valeur asymptotique n'était pas toujours égale à zéro témoignant de la présence d'un léger « offset » électronique.

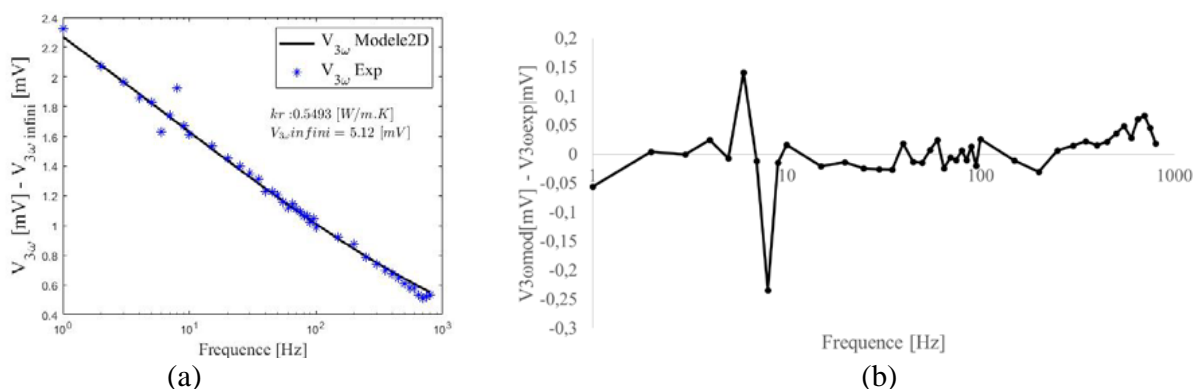


Figure 8 : (a) Comparaison entre valeurs mesurées et calculées de $V_{3\omega}$ après l'estimation de k_r ; (b) valeurs résiduelles i.e. écart entre $V_{3\omega}$ mesurée et $V_{3\omega}$ calculée

La Figure 8b présente les résidus de tension $V_{3\omega}$ après l'estimation de k_r . Il apparaît que la valeur maximale des résidus est de l'ordre de 0,06 mV pour des valeurs maximales de tension de 2,3 mV ce qui en grandeur relative donnent des résidus maximums de l'ordre de 2,6% ce qui reste faible.

8. Conclusion

Un modèle thermique analytique en 2D et en régime périodique a été développé et validé afin d'estimer la conductivité thermique radiale de fibre de carbone. Il est apparu que l'usage d'un modèle thermique 1D utilisé dans les travaux de Liang [5] pouvait entraîner des biais de mesure de l'ordre de 50% lors de l'estimation de k_r . Par ailleurs, il a été montré que la présence d'eau autour de la fibre de carbone augmentait la sensibilité des mesures de la tension électrique 3ω à la conductivité k_r tout en diminuant celle à la conductivité axiale k_z .

Trois différents échantillons de fibres de carbone de type PAN (FT300B) de diamètre entre 7,4 et 8,6 μm ont été caractérisés et les valeurs de conductivité thermique radiale estimées varient entre 0,43 et 0,80 $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$.

Connaissant les deux valeurs de conductivités thermiques des fibres de carbone les travaux futurs concerneront la mesure des résistances thermiques de contact (RTC) entre deux fibres de carbone, ceci afin de compléter les mesures aux petites échelles nécessaires si l'on veut développer des modèles précis de calcul de conductivité effective de composites à matrice polymère chargés de fibre de carbone mais la mesure des RTC fibre/fibre constitue encore un vrai challenge.

Références

- [1] J. Wang, X. Zhang, G.-P. Wu, Simultaneous Measurements of thermal properties of individual carbon fibers, *Int. J. Thermophysics*, 32 (2011) 974-983.
- [2] R. Wang, H. Zobeiri, H. Lin, W. Qu, X. Bai, Anisotropic thermal conductivities and structure in lignin-based microscale carbon fibers *Carbon*, 147 (2019) 58-69.
- [3] H. S. Huang, S. Ganguli, A. K. Roy, Prediction of the transverse thermal conductivity of pitch-based carbon fibers, *J. Composite Mat.*, 48-111 (2014) 1383-1390.
- [4] J. L. Wang, M. Gu, X. Zhang, Y. Song, Thermal conductivity measurement of an individual fibre using a T type probe method, *J. Phy. D-Appl. Phys.*, 42-110(2009)10, 2009.
- [5] J. Liang, Experimental measurement and modeling of thermal conductivities of carbon fibers and their composites modified with carbon nanofibers, PhD -Univ. Oklahoma, 2014.
- [6] K. Mishra, B. Garnier, S. Le Corre, N. Boyard, Accurate measurement of the longitudinal thermal conductivity and volumetric heat capacity of single carbon fibers with the 3 ω method, *Therm. Analys. Calorim.*, 137- 14 (2019) 1037-1047.
- [7] C. Pradere, J. C. Batsale, J. M. Goyhénèche, R. Pailler, S. Dilhaire, Thermal properties of carbon fibers at very high temperature, *Carbon*, 47 (2009) 737-743.
- [8] T. Ding, Y. Jannot, V. Schich, A. Degiovanni, Analysis of the non-linearity of the heat transfer equation in case of a time-dependent heat source: application to the 3 omega method, *Journal of Engineering Mathematics, Springer Verlag*, 121 (2020) 85-99.
- [9] D. Maillet, S. André, J. C. Batsale, A. Degiovanni, C. Moyne, *Thermal quadrupoles solving the heat equation through integral transforms*, Chichester, Wiley (2000).
- [10] E. Chapelle, B. Garnier, B. Bourouga, Interfacial thermal resistance measurement between metallic wire and polymer in composites, *Int. J. Therm. Sci.*, 112 (2009) 2221-2227.
- [11] N. D. Milosevic, M. Raynaud, K. D. Maglic, Estimation of thermal contact resistance between the materials of double layer sample using the laser flash method, *Inv. Prob. Eng.*, 10 (2002) 85-103.

Développement et analyse d'une corrélation pour estimer les transferts de chaleur en situation de fort chauffage asymétrique d'un écoulement en canal.

Martin DAVID^{1*}, Adrien TOUTANT¹, Françoise BATAILLE¹

¹Laboratoire PROMES-CNRS (UPR 8521), Université de Perpignan via Domitia, Tecnosud-Rambla de la thermodynamique, 66100 Perpignan - France

*(auteur correspondant : martin.david@promes.cnrs.fr)

Résumé - Les travaux concernent l'étude d'une corrélation permettant d'estimer les transferts de chaleur dans des conditions de forts chauffages asymétriques d'écoulements turbulents en canal caractérisés par de hauts niveaux de températures. La corrélation vise à faciliter l'estimation des transferts de chaleur dans les récepteurs solaires à gaz sous-pression des centrales solaires à tour. Une étude de sensibilité des flux de chaleur pariétaux aux différents paramètres de l'écoulement est menée. La propagation des incertitudes de mesures sur les résultats est quantifiée.

Mots-clés : Transferts de chaleur ; Corrélation ; Propagation des incertitudes ; Récepteurs solaires ; Écoulements turbulents.

Abstract - This paper study a heat transfer correlation for asymmetrically heated turbulent channel flows characterized by high temperature levels. The correlation aims to estimate heat transfers in gas pressurized solar receiver of concentrated solar power tower. A wall heat fluxes sensitivity study to flow parameters is performed. The propagation of measurement uncertainties is quantified.

Keywords: Heat transfers; Correlation; Uncertainty propagation; Solar Receiver; Turbulent flows.

Nomenclature

D_h	diamètre hydraulique, m	ϕ	flux de chaleur, W/m ²
Nu	nombre de Nusselt	<i>Indices et exposants</i>	
Re	nombre de Reynolds	b	moyenne
Pr	nombre de Prandtl	p	paroi
T	température, K	ch	chaud
<i>Symboles grecs</i>		fr	froid
λ	conductivité thermique, W/m/K		

1. Introduction

La détermination des transferts thermiques dans des systèmes complexes requiert des moyens expérimentaux ou numériques conséquents. Les corrélations permettant de calculer le nombre de Nusselt permettent d'estimer les transferts thermiques, généralement, avec une erreur inférieure à 20% [1, 2, 3, 4, 5, 4]. Elles sont donc des outils simples d'utilisation et particulièrement bien adaptées à l'ingénierie pour le pré-dimensionnement de systèmes tels que des échangeurs de chaleur, des systèmes électroniques ou des récepteurs solaires.

Les récepteurs solaires à gaz sous-pression des centrales solaires à tour sont le lieu d'écoulements fortement turbulents chauffés asymétriquement à hauts niveaux de températures [6].

Les conditions extrêmes des récepteurs solaires complexifient les mesures des paramètres de l'écoulement. Ainsi, les incertitudes sur les mesures peuvent être la cause de mauvaises estimations des flux de chaleur pariétaux. Il est donc important de quantifier la propagation des erreurs liée à ces incertitudes. En étudiant les transferts convectifs en jeu dans l'industrie alimentaire, Hakansson [7] a noté que le coefficient de transfert thermique varie de plusieurs ordres de grandeur selon les études. Ses travaux, s'appuyant sur la méthode GUM (Guide pour l'expression de l'incertitude de mesure) [8], ont montré que certaines méthodes d'estimation du coefficient de transfert thermique sont très dépendantes des incertitudes de mesure. Les écarts trouvés dans la littérature sont donc probablement liés à ces dernières.

Les corrélations peuvent servir de base afin de quantifier la sensibilité des transferts thermiques aux différents paramètres de l'écoulement. Par exemple, Driscoll et Landrum [9] ont utilisé une corrélation afin de quantifier la propagation des incertitudes lors de la détermination des transferts de chaleur au sein de moteurs employés dans l'aérospatiale. Ils ont ainsi pu déterminer l'impact des incertitudes dans leur conception. Scariot *et al.* [10] ont analysé la sensibilité de la température du fluide et de l'enthalpie, obtenues par un calcul impliquant des corrélations de transfert de chaleur, aux incertitudes de mesure. Ils étudient un écoulement de CO_2 dans un tube, entrant à l'état gazeux et sortant à l'état supercritique. Les résultats montrent que l'estimation de la température de fluide est moins sensible aux incertitudes lorsque les conditions d'études sont proches du point critique. Pour l'enthalpie, plus on s'approche du point critique, plus les incertitudes sont élevées.

La présente étude vise à quantifier la sensibilité des flux de chaleur pariétaux, lors de la détermination des transferts de chaleur dans les récepteurs solaires à gaz sous-pression des centrales solaires à tour, au moyen d'une corrélation. La corrélation de David *et al.* [11], développée afin d'estimer les transferts thermiques dans les conditions de fonctionnement des récepteurs solaires, est retenue pour mener cette étude.

Dans un premier temps, la corrélation proposée est présentée dans la section 2. Dans un second temps, une étude de sensibilité du flux de chaleur aux différents paramètres de l'écoulement est menée grâce à cette corrélation dans la section 3.

2. Corrélation pour les transferts thermiques fluide-paroi en condition de chauffage asymétrique

La corrélation proposée par David *et al.* [11] est destinée à l'estimation des transferts thermiques dans les conditions de fonctionnement des récepteurs solaires à gaz sous-pression. Elle a été établie grâce à 70 Simulations des Grandes Échelles de turbulence (SGE), permettant d'obtenir un échantillon de données fiable et conséquent. Durant les simulations, les équations de Navier-Stokes sont résolues sous l'hypothèse de bas nombre de Mach dans un canal plan bi-périodique. Les couplages entre la thermique et la dynamique de l'écoulement (en particulier les effets de dilatation liés à la température) sont pris en compte afin de se rapprocher des conditions réelles de fonctionnement des récepteurs solaires. La gravité, dont l'influence est négligeable dans les configurations étudiées, n'intervient pas dans les équations. Les petites échelles de turbulence, non résolues en SGE, sont modélisées à l'aide du modèle sous-maille fonctionnel Anisotropic-Minimum-Dissipation (AMD) [12]. La corrélation proposée est décrite par l'équation 1 :

$$Nu_p = 0.024 Re_b^{0.8} Pr_b^{0.4} \left(\frac{T_p}{T_b} \right)^{-0.9} \left(\frac{T_p}{|T_p - T_b|} \right)^{1.4 \left(1 - \frac{T_p}{T_m} \right) \frac{T_b}{T_p}} \quad (1)$$

où T_m est la moyenne des températures de paroi, le nombre de Reynolds est calculé à partir du diamètre hydraulique du canal. La corrélation est en cohérence avec des expressions de références existantes [1, 2, 3, 4] et fait intervenir un nouveau terme, dédié au chauffage asymétrique. Ce terme devient neutre en cas de chauffage symétrique du fluide rendant la corrélation également utilisable dans ces conditions.

2.1. Domaine d'application de la corrélation

Cette corrélation couvre un large domaine d'application : les températures de paroi varient de 293 K à 1300 K, la température de fluide couvre la gamme 342 K - 1237 K, le nombre de Prandtl est compris entre 0.76 et 3.18 et les flux de chaleur varient entre 4 kW/m² et 578 kW/m². Le tableau 1 précise la gamme de nombre de Reynolds ainsi que les ratios de températures pour lesquels la corrélation est valide.

Chauffage symétrique	Chauffage asymétrique
$12000 < Re_b < 177000$	$10600 < Re_b < 145000$
$0.47 < T_b/T_p < 0.99$	$1.1 < T_{pch}/T_{pfr} < 2.0$
	$0.63 < T_b/T_{pfr} < 0.95$
	$0.44 < T_b/T_{pch} < 0.85$

Tableau 1: Plage de nombre de Reynolds et ratios de températures couverts par la corrélation.

2.2. Validation de la corrélation

Les nombres de Nusselt obtenus avec la corrélation proposée par David *et al.* [11] sont tracés en fonction des nombres de Nusselt obtenus par les simulations numériques sur la figure 1. La gamme de Nusselt étudiée varie de 20 à 680. Les résultats montrent que l'ensemble des points est contenu dans la marge d'erreur de 10%.

3. Analyse de sensibilité de l'estimation des flux de chaleur pariétaux aux paramètres de l'écoulement

La sensibilité de l'estimation des flux de chaleur pariétaux aux paramètres de l'écoulement est étudiée dans cette section. Les conditions de cette étude sont caractéristiques des conditions de fonctionnement des récepteurs solaires à gaz sous-pression des centrales solaires à tour (voir tableau 2). Les flux de chaleur pariétaux sont calculés à partir des nombres de Nusselt obtenus

Re_b	Pr	T_{pch} [K]	T_{pfr} [K]	T_b [K]
60000	0,87	1300	900	700

Tableau 2: Conditions de l'étude de sensibilité des flux pariétaux aux incertitudes de mesures des paramètres de l'écoulement.

avec la corrélation à l'aide de l'équation 2. Ils sont de 140 kW/m² à la paroi froide et de 250 kW/m² à la paroi chaude.

$$\phi_p = \frac{\lambda_p (T_p - T_b) Nu_p}{D_h} \quad (2)$$

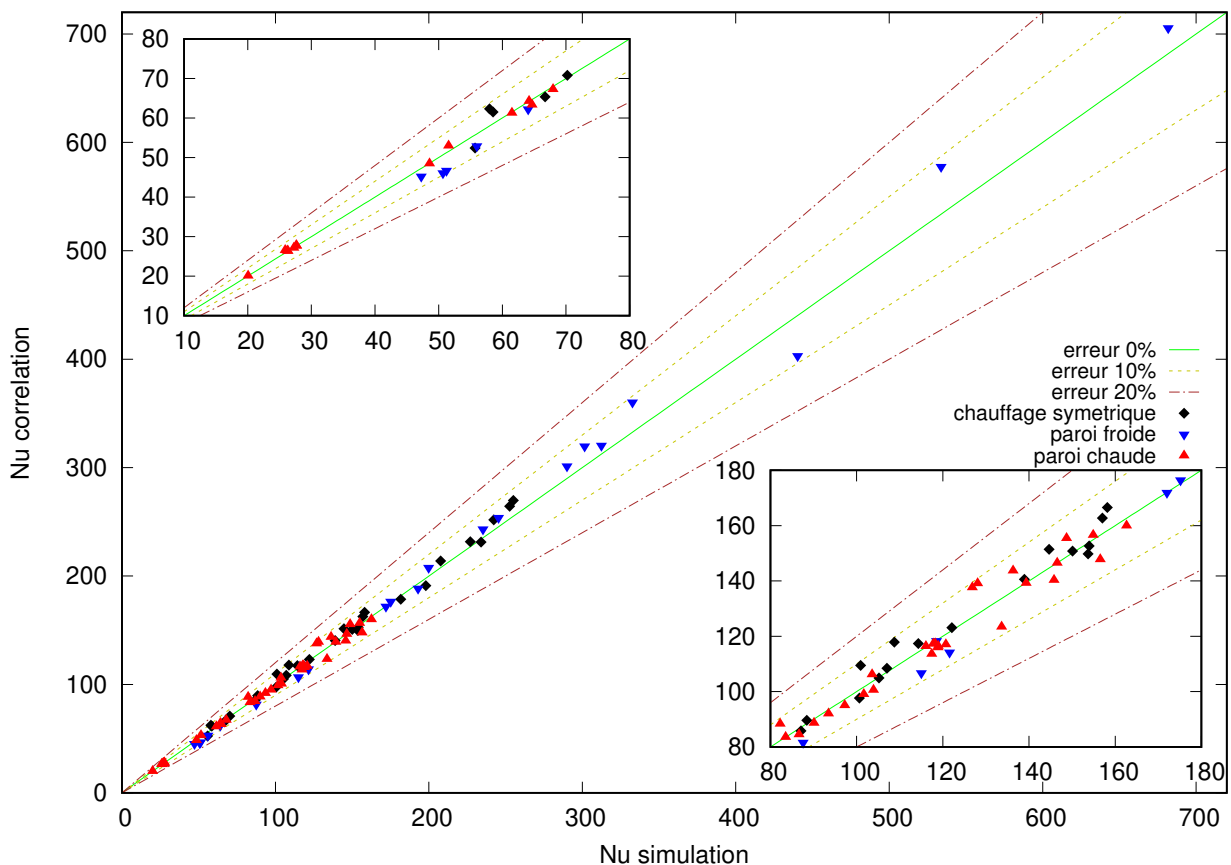


Figure 1: Comparaison du nombre de Nusselt obtenu par la corrélation avec le nombre de Nusselt obtenu par la simulation.

Dans la suite de l'article, les résultats sur les incertitudes de flux sont obtenus en calculant directement le nombre de Nusselt à partir de la corrélation proposée par David *et al.* [11] pour différentes valeurs des paramètres de l'écoulement.

3.1. Influence des incertitudes de mesures sur l'estimation des flux pariétaux

Les incertitudes sur les flux pariétaux sont déterminées pour les conditions d'étude de référence décrites dans cette section. Le ratio de température fluide-paroi froide est alors de 0,78. Les incertitudes sur les flux pariétaux sont exposées, sur la figure 2, en fonction de l'incertitude sur les températures de paroi chaude et froide, sur la température de fluide, sur le nombre de Reynolds et sur le nombre de Prandtl. Comme attendu, les résultats montrent que les imprécisions de mesure sur la température de paroi froide (respectivement chaude) sont celles qui ont le plus d'impact sur l'estimation du flux de la paroi froide (respectivement chaude). L'incertitude sur la mesure de la température de fluide est également un facteur important pour la prédiction du flux de la paroi froide. La paroi chaude est, quant à elle, moins impactée. Ces différences sont dues à l'asymétrie du chauffage du fluide : la température de paroi froide est plus proche de la température de fluide que la paroi chaude. Ainsi, une petite variation de la température de fluide aura plus d'influence sur le résultat du flux obtenu à la paroi froide qu'à la paroi chaude. Les températures des parois opposées aux flux concernés ont aussi une influence sur le résultat, même si elle est limitée. La propagation des erreurs liées aux incertitudes sur les nombres de Reynolds et Prandtl est elle aussi moindre. En effet, pour les quatre derniers paramètres abordés,

les incertitudes sur les flux sont atténuées. Par exemple, une sous-estimation de la température de paroi chaude de 6% conduit à une sous-estimation du flux de la paroi froide de 5%. Enfin, il est intéressant de noter que la propagation des incertitudes concernant les températures n'est pas symétrique : la surestimation de la température de fluide conduit à une erreur moins importante sur le flux de la paroi froide que la sous-estimation de la température de fluide (pour une incertitude de 10% sur la température on obtient une incertitude sur le flux de 20% pour la surestimation contre 13% dans le cas de la sous-estimation).

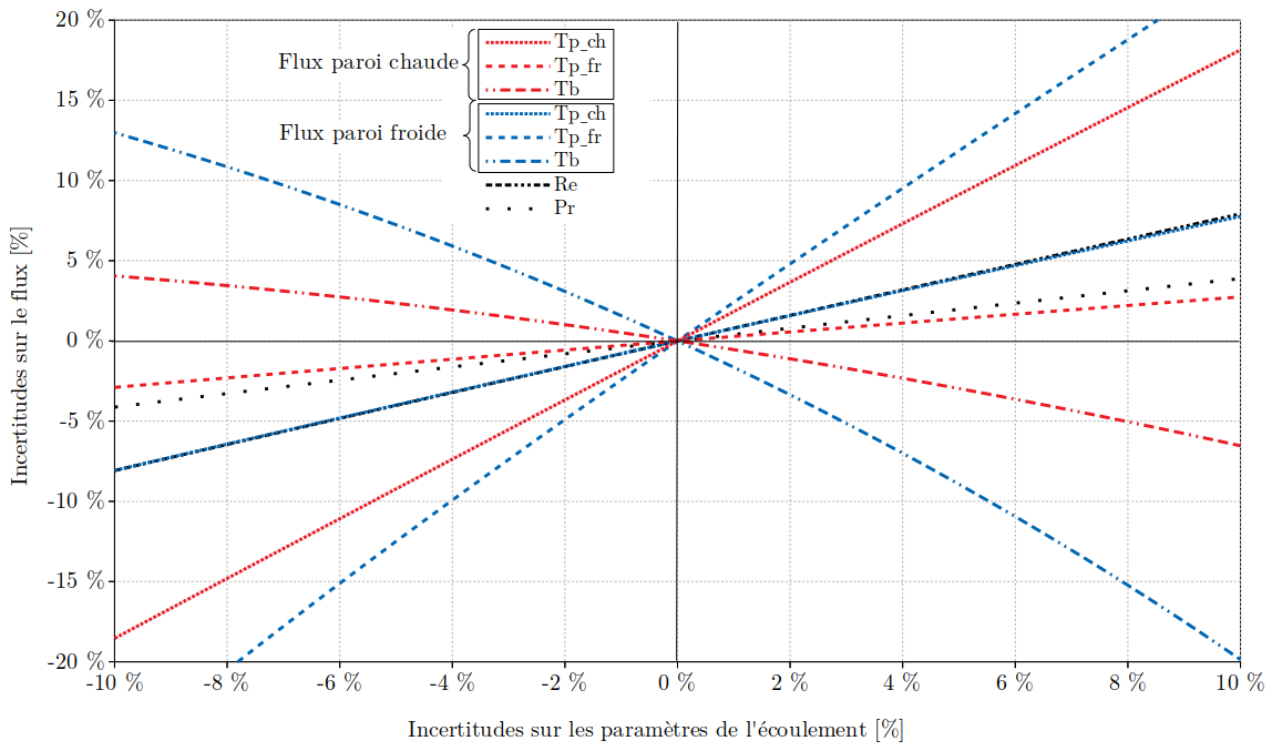


Figure 2: Erreur commise sur le flux pariétal en fonction de l'incertitude des mesures des paramètres influents sur le transfert de chaleur.

La présente section a mis en évidence les paramètres de l'écoulement les plus influents sur les transferts de chaleur. La section suivante aborde l'évolution de l'incertitude sur le flux pour différents ratios de température fluide-paroi.

3.2. Effet du ratio de température fluide-paroi sur la propagation des incertitudes

Les incertitudes sur le flux sont dépendantes des incertitudes de mesures mais aussi des conditions de l'écoulement. Dans ce qui suit, les conditions de références de l'étude, détaillées dans la section 3., sont conservées sauf la température du fluide qui varie de façon à couvrir la gamme de validité de la corrélation. Les résultats sont donc présentés pour la plage $0,63 < T_b/T_{pfr} < 0,95$. Pour un ratio de température de 0.63, la température de fluide est de 567 K, ce qui correspond à la température d'entrée du fluide dans le récepteur solaire. Les courbes sont tracées pour cinq incertitudes sur les mesures de température : 0,5%, 1%, 2%, 4% et 8%. L'évolution des flux pariétaux est observée sur l'axe des ordonnées secondaire. Les

résultats sont adimensionnés comme explicité dans l'équation 3,

$$\phi_p^* \left(\frac{T_b}{T_{pfr}} \right) = \frac{\phi_p \left(\frac{T_b}{T_{pfr}} \right)}{\phi_p \left(\frac{T_b}{T_{pfr}} = 0,63 \right)} \quad (3)$$

avec $\phi_{ch}(T_b/T_{pfr} = 0,63) = 265 \text{ kW/m}^2$ et $\phi_{fr}(T_b/T_{pfr} = 0,63) = 169 \text{ kW/m}^2$. Le flux de référence est calculé pour un ratio de température de 0,63, correspondant au flux le plus fort.

3.2.1. Influence des incertitudes de mesures des températures de paroi sur les flux en fonction du ratio de température fluide-paroi

L'effet de l'incertitude de mesure de la température de paroi chaude sur l'estimation des flux chaud et froid est observé sur la figure 3. Il apparaît que l'incertitude sur le flux augmente de façon croissante à mesure que le ratio des températures de fluide et de paroi froide tend vers 1. L'erreur relative commise, pour des ratios de températures proches de 1, est donc plus importante mais elle est associée à un flux plus faible. Malgré le fait qu'elle s'applique sur un flux plus faible, l'erreur absolue croît à mesure que la température de fluide se rapproche de la température de paroi froide. Son augmentation est, en revanche, quasi-linéaire. L'amélioration de la précision des mesures permet d'atténuer la pente des courbes pour un même ratio de température. La sous-estimation et la surestimation de la température de paroi chaude conduisent à des incertitudes semblables. Les incertitudes se propagent donc de façon symétrique par rapport à l'axe correspondant à une incertitude nulle. Les incertitudes sur la température de paroi chaude se propagent moins sur le flux de la paroi froide que sur le flux de la paroi chaude, comme observé sur la figure 2. Pour un ratio de température de 0,78, une incertitude de 4% sur la température de paroi chaude conduit, tout de même, à une erreur légèrement supérieure à 3% sur le flux de la paroi froide.

L'influence de l'incertitude de mesure de la température de paroi froide sur l'estimation des flux chaud et froid est étudiée sur la figure 4. Les incertitudes sur le flux sont tracées en fonction du ratio $T_b / (\min(T_{pfr}; T_{pfr\text{exp}}))$. En effet, lorsque la température de paroi froide mesurée, $T_{pfr\text{exp}}$, est sous-estimée, le ratio de température limitant pour la validité de la corrélation est le suivant : $T_b / T_{pfr\text{exp}}$. Si la température de paroi froide est sur-estimée, le ratio limitant est alors T_b / T_{pfr} . Comme observé sur la figure 3, les incertitudes relatives augmentent de façon croissante à mesure que le ratio des températures de fluide et de paroi froide tend vers 1. Les incertitudes absolues, non présentées dans cet article, croissent avec l'augmentation de la température de fluide. L'amélioration de la précision des mesures permet d'atténuer la pente des courbes pour un même ratio de température. Cependant, la dépendance de l'erreur sur les flux au signe de l'incertitude de mesure est plus marquée. Par exemple, à la paroi froide, pour un ratio de température de 0,73, une sous-estimation, respectivement surestimation, de 8% de la température de paroi froide conduit à une incertitude de 14%, respectivement 16,3%, sur le flux. Côté chaud, l'erreur sur le flux reste inférieure à 4%. Côté froid, les incertitudes de mesures s'amplifient et l'erreur sur le flux devient grande pour des incertitudes de mesures supérieures à 4%.

3.2.2. Influence des incertitudes de mesures de la température de fluide sur les flux en fonction du ratio de température fluide-paroi

L'effet de l'incertitude de mesure de la température de fluide est exposé sur la figure 5. En ce qui concerne l'influence de la précision des mesures, les mêmes comportements que ceux

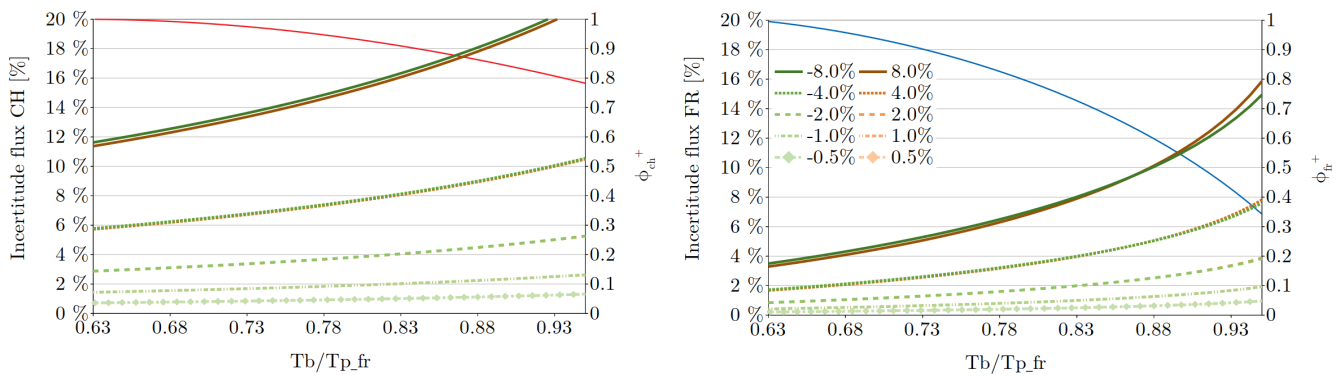


Figure 3: Influence de l'incertitude de mesure de la température de paroi chaude. Le graphique de gauche, respectivement droite, montre l'estimation du flux chaud, respectivement froid. La ligne rouge, respectivement bleu, décrit l'évolution du flux à la paroi chaude, respectivement froide, et est donc associée à l'axe secondaire du graphique.

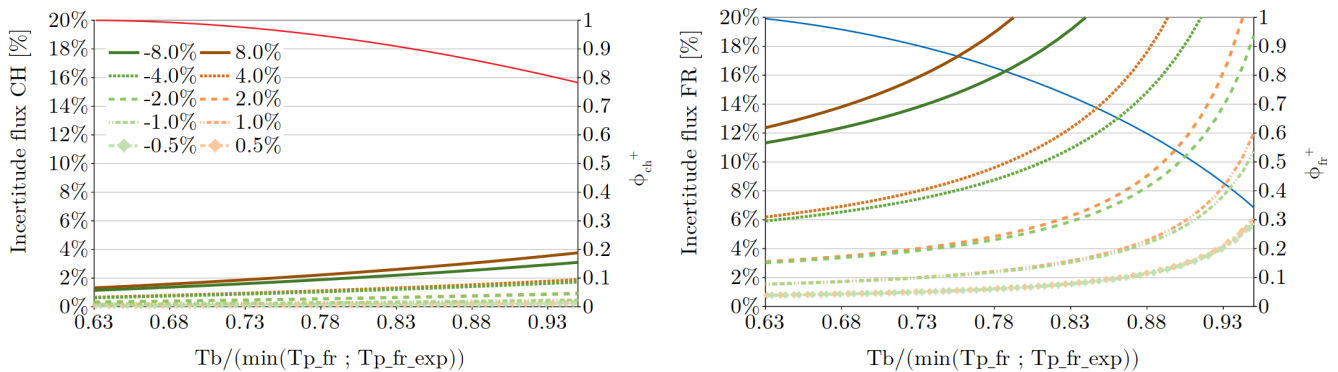


Figure 4: Influence de l'incertitude de mesure de la température de paroi froide. Le graphique de gauche, respectivement droite, montre l'estimation du flux chaud, respectivement froid. La ligne rouge, respectivement bleu, décrit l'évolution du flux à la paroi chaude, respectivement froide, et est donc associée à l'axe secondaire du graphique.

exposés sur les figures 3 et 4 sont observés. Côté froid, l'incertitude augmente avec le ratio de température T_b/T_{pfr} de façon croissante. Côté chaud, des tendances similaires sont observées mais dans une moindre mesure. L'évolution de l'incertitude sur le flux est très sensible au type d'erreur commise sur la température de fluide : la sous-estimation de la température de fluide conduit à de plus grands écarts que sa surestimation. Par exemple, côté chaud, pour un ratio de température de 0,88, avec une incertitude de 8%, en sous-estimant la température de fluide on commet une erreur près de deux fois plus importante qu'en la surestimant (11,8% contre 6,8%).

En ce qui concerne les incertitudes sur les nombres de Reynolds et de Prandtl, l'erreur sur les flux pariétaux est indépendante du ratio de température fluide-paroi.

4. Conclusion

Lors de ces travaux la corrélation de David *et al.* a été mise en œuvre. Elle permet d'estimer les transferts thermiques, dans des conditions de forts chauffages asymétriques d'un écoulement turbulent en canal caractérisé par de hauts niveaux de températures, avec une précision de 10%.

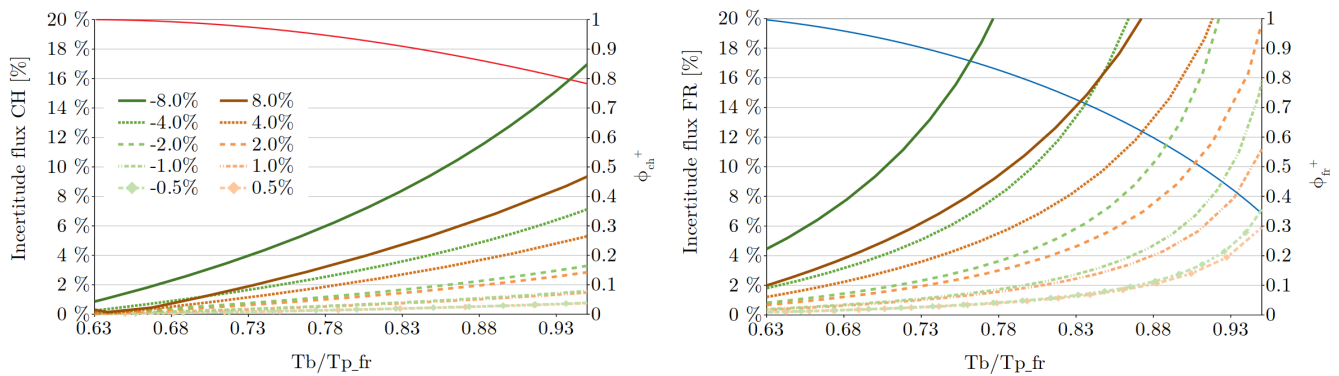


Figure 5: Influence de l'incertitude de mesure de la température de fluide. Le graphique de gauche, respectivement droite, montre l'estimation du flux chaud, respectivement froid. La ligne rouge, respectivement bleu, décrit l'évolution du flux à la paroi chaude, respectivement froide, et est donc associée à l'axe secondaire du graphique.

Puis une étude de sensibilité du flux aux paramètres de l'écoulement a été menée dans les conditions de fonctionnement des récepteurs solaires à gaz sous-pression des centrales solaires à tour. Enfin, l'influence du ratio des températures de fluide et de paroi a été analysée.

Les résultats obtenus montrent que les températures de paroi et de fluide sont très influentes sur l'estimation des flux pariétaux associés à ces parois. Les plus grandes incertitudes relatives sont obtenues sur le flux de la paroi froide pour des incertitudes sur les mesures de températures de paroi associée et de fluide. Le côté chaud est moins sensible à ces variations. Les incertitudes de mesures sur la paroi opposée induisent des erreurs sur l'estimation du flux. Les incertitudes relatives sur les flux augmentent de façon croissante à mesure que le ratio de température fluide-paroi froide tend vers 1. Néanmoins, étant donné que le flux suit une tendance opposée, les plus grandes erreurs sont commises pour les flux les plus faibles.

Références

- [1] E. Battista et H. C. Perkins, Turbulent heat and momentum transfer in a square duct with moderate property variations, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 13, no. 6, p. 1063–1065, 1970.
- [2] A. P. Colburn, A method of correlating forced convection heat-transfer data and a comparison with fluid friction, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 7, no. 12, p. 1359–1384, 1964.
- [3] F. W. Dittus et L. M. K. Boelter, Heat transfer in automobile radiators of the tubular type, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 12, no. 1, p. 3–22, 1985.
- [4] V. Gnielinski, New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe and channel flow, *International Journal of Chemical Engineering*, vol. 16, no. 2, p. 359–368, 1976.
- [5] D. Jo, O. S. Al-Yahia, R. M. Altamimi, P. Jong-Hark et C. H. Taek, Experimental investigation of convective heat transfer in a narrow rectangular channel for upward and downward flows, *Nuclear Engineering and Technology*, vol. 46, no. 2, p. 195–206, 2014.
- [6] X. Dagenet-Frick, A. Toutant, F. Bataille et G. Olalde, Numerical investigation of a ceramic high-temperature pressurized-air solar receiver, *Solar Energy*, vol. 90, p. 164–178, 2013.

- [7] A. Håkansson, An investigation of uncertainties in determining convective heat transfer during immersion frying using the general uncertainty management framework, *Journal of Food Engineering*, vol. 263, p. 424–436, 2019.
- [8] JCGM (Joint Committee for Guides in Metrology), Evaluation of measurement data – Guide to the expression of uncertainty in measurement, JCOM100 :2008.
- [9] E. Driscoll et D. Landrum, Uncertainty Analysis on Heat Transfer Correlations for RP-1 Fuel in Copper Tubing, rap. tech., 2004.
- [10] V. K. Scariot, G. M. Hobold et A. K. da Silva, On the sensitivity to convective heat transfer correlation uncertainties in supercritical fluids, *Applied Thermal Engineering*, vol. 145, p. 123–132, 2018.
- [11] M. David, A. Toutant et F. Bataille, Numerical development of heat transfer correlation in asymmetrically heated turbulent channel flow, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 164, p. 120599, 2021.
- [12] W. Rozema, H. J. Bae, P. Moin et R. Verstappen, Minimum-dissipation models for large-eddy simulation, *Physics of Fluids*, vol. 27, no. 8, p. 085107, 2015.

Remerciements

Ces travaux ont bénéficié d'un accès aux moyens de calcul du CINES au travers de l'allocation de ressources A0082A05099 attribuée par GENCI (Grand Équipement National de Calcul Intensif). Nous remercions le CEA pour la mise à disposition de la plateforme TRUST et le développement du code de calcul TrioCFD (open source). Nous remercions également la région Occitanie pour sa participation au financement de ces travaux de thèse.

Influence de l'interaction entre ultrasons et écoulement sur l'intensification du transfert thermique : effets de la fréquence des ondes selon le régime hydrodynamique

Influence of interaction between ultrasound and flow on heat transfer enhancement: waves frequency effects depending on flow regime

Christophe PONCET^{1*}, Odin BULLIARD-SAURET¹, Sébastien FERROUILLAT¹, Laure VIGNAL¹, Nicolas GONDREXON²

¹ Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels, Université Grenoble-Alpes, CNRS, Grenoble INP, LEGI, 38000 Grenoble, France

² Laboratoire Rhéologie et Procédés, Université Grenoble-Alpes, CNRS, Grenoble INP, LRP, 38000 Grenoble, France

* (auteur correspondant : christophe.poncet@univ-grenoble-alpes.fr)

Résumé – La capacité des ultrasons à intensifier les transferts thermiques convectifs a été largement démontrée. Cependant, l'intensification produite par un champ ultrasonore dépend fortement de plusieurs paramètres, tel que le régime d'écoulement ou la fréquence des ondes. Cette étude présente l'influence de la fréquence des ultrasons et du régime d'écoulement sur l'intensification du transfert thermique et sur l'hydrodynamique en convection forcée.

Mots-clés : Ultrasons, Intensification, Transfert thermique, Régime d'écoulement, Convection

Abstract - The efficiency of ultrasound to enhance heat transfer has been widely demonstrated. However, the enhancement produced by an ultrasonic field strongly depends on several parameters, such as the flow regime or the wave frequency used. This study focuses on the influence of ultrasonic frequencies and flow regime on heat transfer enhancement and on hydrodynamics in forced convection.

Keywords: Ultrasound, Enhancement, Heat transfer, Flow regime, Convection

Nomenclature

<i>HTEF</i>	Facteur d'intensification du transfert thermique, %	<i>Symboles grecs</i>	
<i>Nu</i>	Nombre de Nusselt	Φ	Flux thermique, W
<i>Re</i>	Nombre de Reynolds	λ	Conductivité thermique, W.m ⁻¹ .K ⁻¹
<i>S</i>	Surface d'échange, m ²	μ	Viscosité dynamique, Pa.s
<i>T</i>	Température, °C	ρ	Masse volumique, kg.m ⁻³
<i>TKE</i>	Energie cinétique turbulente, m ² .s ⁻²	<i>Indices</i>	
<i>v</i>	Composante de vitesse, m.s ⁻¹	<i>f</i>	Se réfère au fluide
<i>V</i>	Vitesse débitante de l'écoulement, m.s ⁻¹	<i>p</i>	Se réfère à la paroi chauffante
<i>y</i>	Position verticale le long de la plaque chauffante, m	<i>US</i>	Se réfère aux ultrasons

1. Introduction

1.1. Généralités sur les ultrasons

L'utilisation des ultrasons est désormais une méthode reconnue permettant d'intensifier les transferts thermiques [1,2]. Selon la fréquence, les ultrasons sont à l'origine d'effets hydrodynamiques différents : la cavitation acoustique et les courants acoustiques. La cavitation acoustique est principalement observée à basse fréquence (de 20 kHz à quelques centaines de kHz). L'implosion violente des bulles de cavitation induit des effets hydrodynamiques locaux intenses. Lorsque l'implosion des bulles a lieu à proximité d'une paroi solide chauffante, la couche limite s'en trouve fortement perturbée [3], induisant une intensification des transferts thermiques convectifs [4]. Les courants acoustiques sont générés par la dissipation et l'atténuation de l'énergie des ondes acoustiques, à l'origine d'un gradient de pression à l'intérieur du fluide. Ce gradient de pression induit un écoulement à flux massique net nul (recirculations) colinéaire au champ acoustique [5] et induisant du cisaillement, une augmentation du mélange et finalement une intensification des transferts thermiques [6].

1.2. Interaction entre ultrasons et écoulements

Plusieurs études ont démontré que l'émission d' ultrasons dans un fluide peut se traduire par l'apparition d'un profil d'écoulement turbulent en régime laminaire [7] ou l'augmentation de l'énergie cinétique turbulente (TKE) [8]. La répartition de la TKE produite par les phénomènes hydrodynamiques ultrasonores au sein de l'écoulement est différente selon ces mêmes effets et donc selon la fréquence utilisée [9]. Réciproquement, le régime d'écoulement semble également influencer le comportement des phénomènes induits par les ultrasons. Plusieurs études ont démontré que les effets sonochimiques, dus à la cavitation acoustique, sont intensifiés en présence d'un écoulement [10,11]. Les courants acoustiques sont eux aussi fortement influencés par le régime d'écoulement. Ces derniers, lorsqu'ils sont produits perpendiculairement à un écoulement, peuvent être dissipés lorsque les vitesses débitantes sont trop importantes [3]. Ainsi, l'augmentation de la TKE associée aux courants acoustiques diminue à mesure que le nombre de Reynolds augmente [12, 13].

1.3. Interaction entre ultrasons et transfert thermique en convection forcée

Plusieurs études expérimentales ont analysé l'évolution du transfert thermique soumis à un champ ultrasonore de basse fréquence [12] ou de haute fréquence [6], en fonction de la vitesse de l'écoulement dans différentes configurations d'échangeurs thermiques [2, 13]. Les conclusions sont similaires : les transferts thermiques sont systématiquement intensifiés par les ultrasons, dont l'effet diminue à mesure que la vitesse débitante augmente. Il a également été démontré que la zone d'influence du champ ultrasonore, correspondant à la zone pour laquelle le transfert thermique est intensifié, tend à se déplacer en aval de l'écoulement lorsque la vitesse débitante augmente [12]. Cependant, il a également été montré que la production de turbulence par la cavitation acoustique tend à être améliorée par l'augmentation de la vitesse débitante induisant une intensification des transferts thermiques [9]. Ces résultats sont en accord avec le fait que les effets sonochimiques sont intensifiés en présence d'un écoulement. Il semble donc y avoir contradiction entre certaines études en ce qui concerne l'interaction entre la cavitation acoustique et la vitesse débitante ou le régime d'écoulement. Il est à noter que ces études contradictoires ne concernent pas les mêmes gammes de régimes d'écoulement ou de vitesses débitantes. L'interaction cavitation acoustique / écoulement semble présenter deux

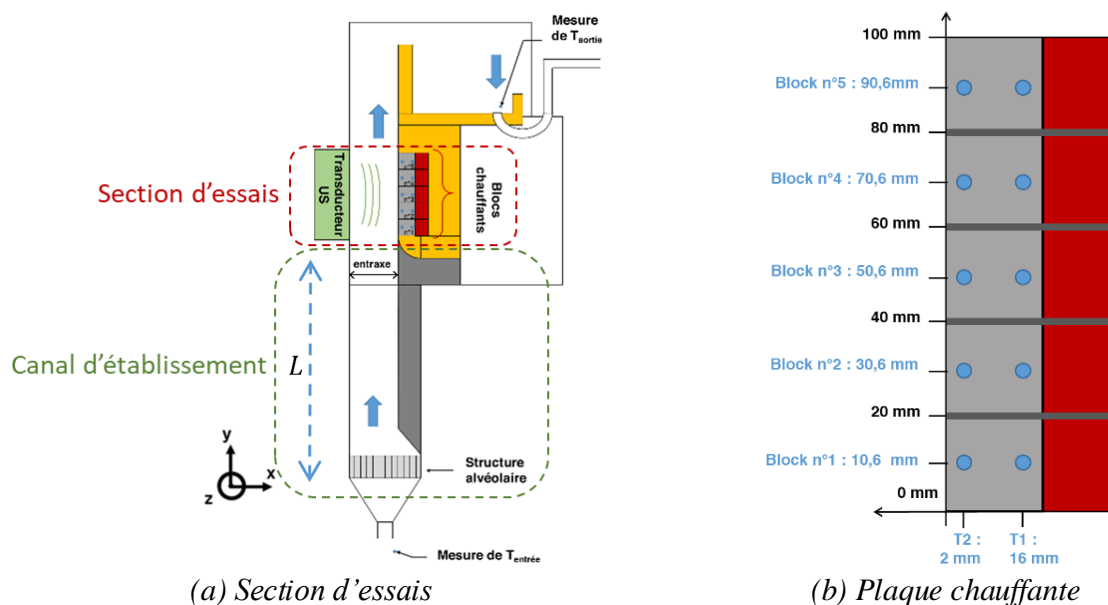
comportements différents en fonction des vitesses débitantes ou des régimes d'écoulements en présence.

L'objectif de cette étude vise donc à analyser l'influence des ultrasons et de leur fréquence sur le transfert thermique et l'hydrodynamique en fonction du régime d'écoulement

2. Matériels et méthodes

2.1. Section d'essais

La présente section d'essais permet d'étudier l'intensification des transferts thermiques par ultrasons en convection forcée. L'écoulement s'effectue verticalement le long d'une paroi chauffée à flux imposé et constituée de 5 blocs indépendants, dans un canal de section rectangulaire avec un entraxe de 33 mm, et de largeur 100 mm. Un émetteur positionné en vis-à-vis permet de générer un champ ultrasonore, perpendiculairement à l'écoulement. L'établissement de l'écoulement est assuré par un canal d'établissement de longueur L (0,9 m) (figure 1.a). L'écoulement est ainsi hydrodynamiquement établi, mais thermiquement non-établi. Des thermocouples placés au niveau de la paroi d'échange et du fluide permettent la détermination du coefficient local d'échange convectif (figure 1.b).



(a) Section d'essais

(b) Plaque chauffante

Figure 1 : Schéma du dispositif expérimental

Ce dispositif expérimental est intégré à un banc thermo-hydraulique garantissant la maîtrise et la mesure du débit et de la température du fluide. La gamme de débit étudiée est comprise entre 0,21 m³/h et 3,40 m³/h. Il est ensuite possible de déterminer un nombre de Reynolds :

$$Re = \frac{\rho \times V \times D_h}{\mu} \quad (1)$$

Deux émetteurs ultrasonores distincts sont utilisés dans cette étude : 25 kHz (ultrasons basse fréquence) et 2 MHz (ultrasons haute fréquence). Leur caractérisation (test de la feuille d'aluminium) a permis de confirmer que l'émetteur 25 kHz produit de la cavitation acoustique à même de générer des effets mécaniques intenses. L'émetteur 2 MHz, quant à lui, induit d'intenses courants acoustiques, produisant du mélange par recirculation au sein du fluide, alors qu'aucun phénomène de cavitation (chimique ou mécanique) n'a été observé pour cette fréquence. De manière à assurer une comparaison pertinente, la puissance acoustique a été

déterminée par méthode calorimétrique pour chacun des transducteurs, et est fixée à 110 W pour l'ensemble des essais.

2.2. Méthode d'analyse du transfert thermique local

Le flux thermique Φ et la température de paroi T_p de chacun des blocs chauffants sont déterminés grâce aux thermocouples T1 et T2 (figure 1.b) et à la loi de Fourier. Les nombres de Nusselt au niveau de chaque bloc peuvent être déterminés selon le diamètre hydraulique D_h :

$$Nu = \frac{\Phi}{S \times (T_p - T_f)} \times \frac{D_h}{\lambda_f} \quad (2)$$

L'intensification des transferts thermiques est quantifiée par le facteur d'intensification HTEF (*Heat Transfer Enhancement Factor*), défini par :

$$HTEF = \frac{Nu_{avec\ US} - Nu_{sans\ US}}{Nu_{sans\ US}} \times 100 \quad (3)$$

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

2.3. Méthode d'analyse de l'hydrodynamique

En parallèle des mesures thermiques, des mesures de champs de vitesse sont réalisées dans la section d'essais par Particule Image Velocimetry (PIV), selon deux dimensions et deux composantes v_x et v_y (2D-2C). Cette méthode permet de suivre, à l'aide d'une caméra, des particules réfléchissant la lumière d'une nappe laser. Ceci permet donc d'obtenir le champ de vitesses dans le plan créé par la nappe laser. Les vitesses sont déterminées grâce à la mesure du déplacement des particules entre deux images séparées par un temps Δt [s] connu précisément. Par la suite, un logiciel traite les données de la caméra et calcule les champs de vitesse instantanée (v_i). Un champ de vitesses moyennes (\bar{v}) en est alors déduit. La TKE de l'écoulement est ensuite déterminée à partir de l'expression suivante, avec 2500 champs instantanés mesurés (N) [14]:

$$TKE = \frac{3}{4} \times \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (v_i - \bar{v})^2}{(N - 1)}} \quad (4)$$

La TKE, qui quantifie les fluctuations de vitesse instantanée au sein de l'écoulement, sera utilisée dans cette étude afin d'analyser l'influence des ultrasons sur l'hydrodynamique. Dans l'équation 4, le facteur $\frac{3}{4}$, et non $\frac{1}{2}$, permet de prendre en compte le fait que la mesure est réalisée selon le plan 2D de la nappe laser au lieu d'être en 3D [14]. En régime turbulent, afin de quantifier la TKE uniquement générée par les ultrasons, un facteur d'intensification de la TKE est défini de la même manière que le HTEF (équation 3), tel que :

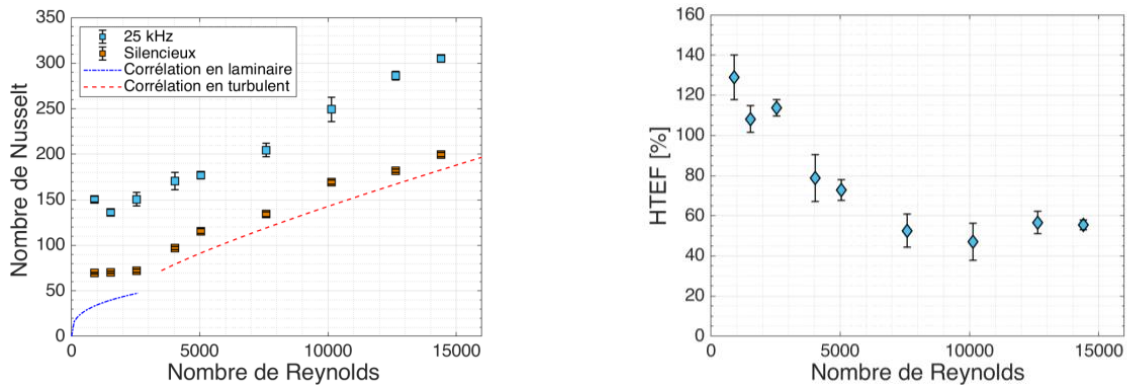
$$TKE\ EF = \frac{TKE_{avec\ US} - TKE_{sans\ US}}{TKE_{sans\ US}} \times 100 \quad (5)$$

Résultats

2.4. Influence des ultrasons de 25 kHz sur le transfert thermique et l'hydrodynamique

La figure 2 présente l'évolution du transfert thermique sans et avec ultrasons de 25 kHz au niveau du bloc n°5 à partir du nombre de Nusselt (figure 2.a) en fonction du nombre de

Reynolds. Les courbes en pointillés représentent l'évolution théorique du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds, pour un écoulement interne au sein d'un canal rectangulaire hydrodynamiquement établi et thermiquement non-établi, en régime laminaire (bleu) et en régime turbulent (rouge) [15]. Sans ultrasons, les résultats expérimentaux montrent une augmentation du nombre de Nusselt avec l'augmentation du nombre de Reynolds, suivant une tendance similaire à la corrélation empirique. Ces résultats sont ainsi cohérents avec la théorie.

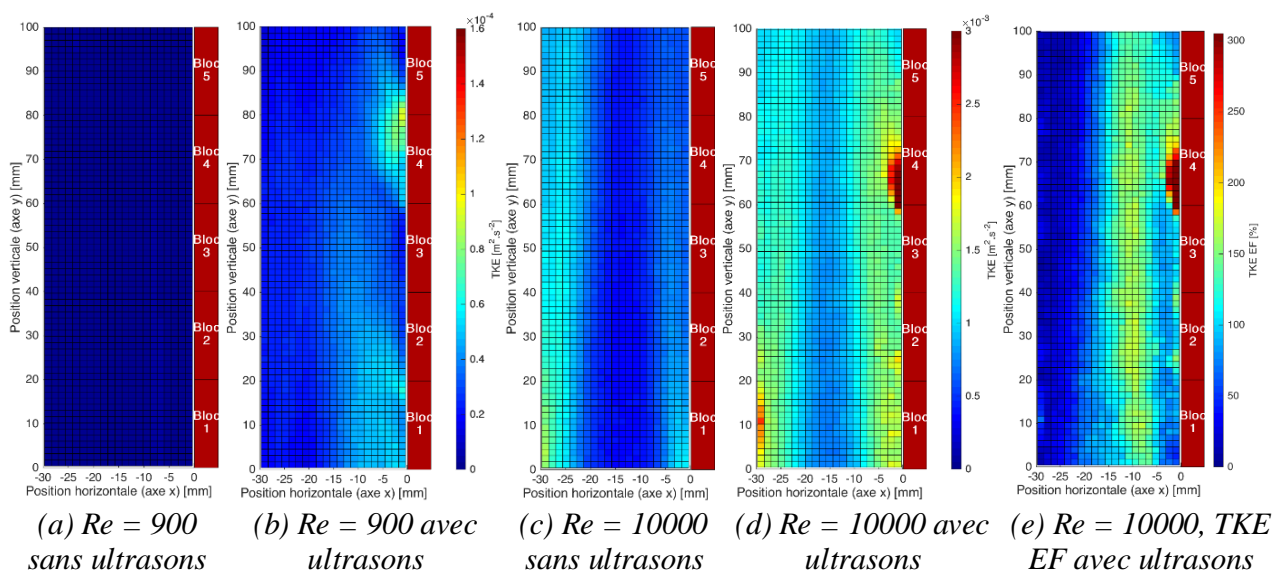


(a) Nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds (b) HTEF en fonction du nombre de Reynolds

Figure 2 : Transfert thermique au niveau du bloc n°5, sous ultrasons ($f=25$ kHz ; $P_{us} = 110$ W)

L'augmentation du nombre de Nusselt en présence d'un champ ultrasonore de 25 kHz, par rapport au nombre de Nusselt obtenu sans ultrasons, traduit le fait que ces derniers intensifient les transferts thermiques de manière notable quel que soit le nombre de Reynolds. La figure 2.b représente l'évolution du facteur d'intensification thermique, HTEF, en fonction du nombre de Reynolds. Cette figure illustre que l'intensification du transfert thermique décroît lorsque le nombre de Reynolds augmente avant d'atteindre une asymptote autour de 50 % traduisant un niveau d'intensification constant au-delà d'un nombre de Reynolds supérieur à 7500.

La figure 3 permet d'analyser le comportement hydrodynamique dans la section d'essais grâce à la comparaison de l'évolution de la TKE au sein du canal, avec et sans ultrasons (25 kHz) en régime laminaire ($Re = 900$) et en régime turbulent ($Re = 10000$).



(a) $Re = 900$ sans ultrasons (b) $Re = 900$ avec ultrasons (c) $Re = 10000$ sans ultrasons (d) $Re = 10000$ avec ultrasons (e) $Re = 10000$, TKE EF avec ultrasons

Figure 3 : TKE sans et avec ultrasons et TKE EF au sein du canal ($f = 25$ kHz ; $P_{us} 110$ W)

Pour un régime d'écoulement laminaire en conditions silencieuses ($Re=900$), la TKE est logiquement nulle (figure 3.a, l'échelle de couleur est la même que la figure 3.b). En revanche la présence d'ultrasons de 25 kHz pour ce même régime d'écoulement induit la présence de TKE (figure 3.b) localisée principalement à proximité de la paroi chauffante, et répartie de manière hétérogène le long de la plaque. En régime turbulent, l'écoulement sans ultrasons est caractérisé par la présence de TKE (figure 3.c, l'échelle de couleur est la même que la figure 3.d) que la présence d'ultrasons de 25 kHz vient encore accentuer au sein de l'écoulement (figure 3.d). L'intensification de cette TKE en régime turbulent, évaluée par la TKE EF (figure 3.e), est principalement localisée à proximité de la paroi chauffante répartie de manière hétérogène et également au cœur de l'écoulement. La contribution relative des ultrasons à la production de TKE par rapport à l'écoulement est cependant moins importante qu'en écoulement laminaire, puisque pour un nombre de Reynolds de 900, seuls les ultrasons sont à l'origine de la TKE produite.

La cavitation acoustique permet donc de générer des fluctuations de vitesse dans un écoulement sans turbulence préexistante, notamment à proximité des parois confirmant certains résultats de la littérature [11]. Lorsque l'écoulement présente de la turbulence en conditions silencieuses, la cavitation acoustique permet de maintenir un niveau d'intensification significatif du transfert thermique. La cavitation acoustique générée par les ultrasons de 25 kHz à proximité de la paroi chauffante perturbe ainsi l'établissement de la couche limite thermique et permet ainsi l'intensification du transfert thermique entre la paroi et le fluide.

2.5. Influence des ultrasons de 2 MHz sur le transfert thermique et l'hydrodynamique

La figure 4 présente l'évolution du transfert thermique sans et avec ultrasons de 2 MHz et de l'intensification de ce transfert, de manière analogue à la figure 2.

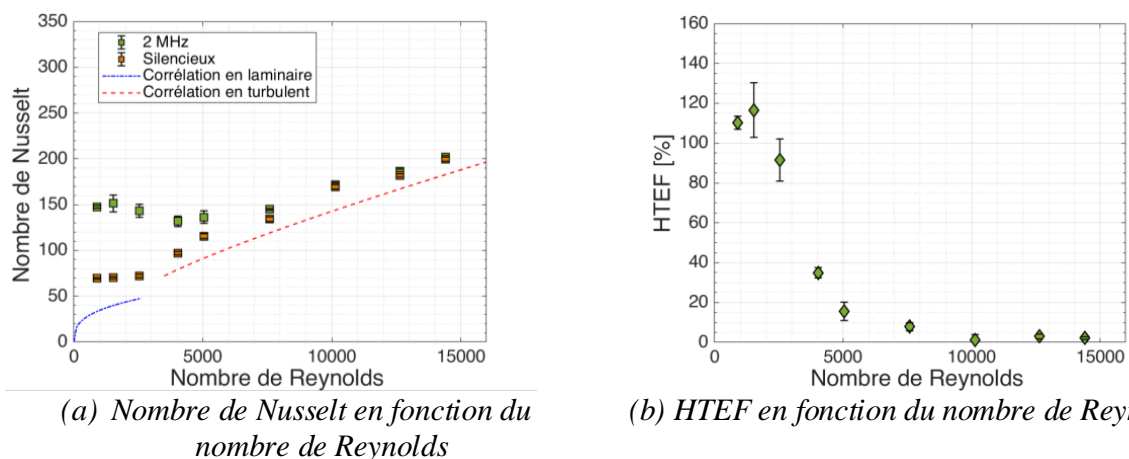


Figure 4 : Transfert thermique au niveau du bloc n°5, sous ultrasons ($f=2\text{ MHz}$; $P_{us} = 110\text{ W}$)

La figure 4.a montre qu'en présence d'ultrasons de 2 MHz le nombre de Nusselt est constant ($Nu \sim 150$) jusqu'à un nombre de Reynolds de 7500. Au-delà, le nombre de Nusselt en présence d'ultrasons suit le même comportement qu'en conditions silencieuses. La figure 4.b illustre que, sur la gamme de Reynolds pour laquelle les ultrasons ont un effet d'intensification thermique, le HTEF décroît d'une valeur initiale de 110 % jusqu'à atteindre un niveau proche de 0 %. Le phénomène d'intensification des transferts thermiques par des ultrasons produisant majoritairement du courant acoustique est donc limité à un régime d'écoulement restreint, au-delà duquel leur utilisation ne présente plus aucun intérêt. Dans la zone d'intérêt, le niveau de

transfert thermique, traduit par le nombre de Nusselt, est alors déterminé par la puissance ultrasonore transmise au fluide [10].

La figure 5 détaille l'évolution spatiale (2D) de la TKE au sein de la section d'essais, sans et avec ultrasons de 2 MHz. En régime laminaire (figure 5.a et 5.b, l'échelle de couleur est la même), les ultrasons de 2 MHz induisent de la TKE, plus importante au centre de l'écoulement. En régime turbulent (figure 5.c et 5.d, l'échelle de couleur est la même) les ultrasons de haute fréquence permettent également une augmentation de la TKE au sein de l'écoulement. Cependant, l'intensification de cette TKE générée par les ultrasons se trouve principalement localisée au centre de l'écoulement, à un niveau inférieur à l'intensification obtenue avec les ultrasons de 25 kHz. Ainsi, ce faible niveau d'intensification de la TKE à proximité de la paroi corrobore l'absence d'intensification du transfert thermique à ce régime d'écoulement. En effet, les effets convectifs produits par les ultrasons de 2 MHz sont considérablement atténués par l'écoulement principal, les ultrasons ne sont alors plus en mesure de perturber la couche limite thermique en régime turbulent.

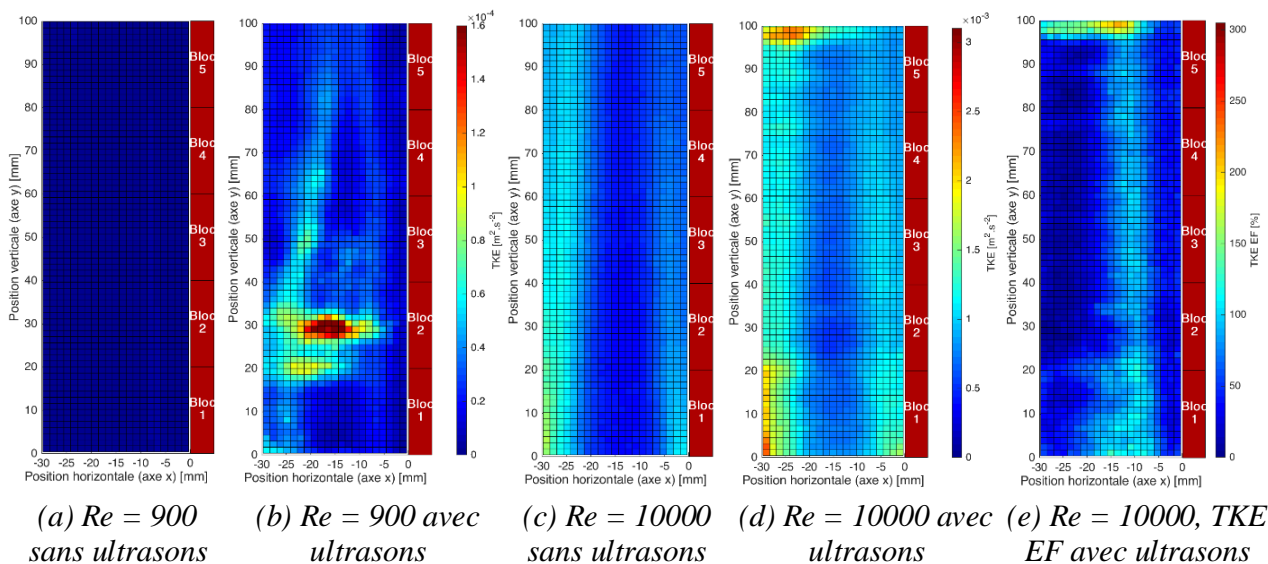


Figure 5 : TKE sans et avec ultrasons et TKE EF au sein du canal ($f = 2$ MHz ; $P_{us} 110$ W)

3. Conclusion

Cette étude a montré l'influence des ultrasons sur le transfert thermique ainsi que sur l'hydrodynamique, en convection forcée. Les effets des ultrasons ont été analysés pour différents nombres de Reynolds et selon deux fréquences ultrasonores (25 kHz et 2 MHz) à l'origine d'effets de nature différente.

Les ultrasons de 25 kHz génèrent principalement de la cavitation acoustique, dont la capacité à produire des fluctuations de vitesse instantanée a été confirmée. La TKE se concentre notamment à proximité de la paroi faisant face à l'émetteur ultrasonore, qui correspond ici à la plaque chauffante. Lorsque les ultrasons de 25 kHz sont émis dans un écoulement turbulent, la cavitation acoustique intensifie la TKE. Ainsi, par la génération de perturbations hydrodynamiques supplémentaires au sein de l'écoulement et à proximité de la paroi, les ultrasons de 25 kHz permettent d'intensifier les transferts thermiques convectifs de manière notable par une agitation de la couche limite thermique. L'intensification générée tend à décroître en partie avec l'augmentation du nombre de Reynolds, pour se stabiliser à une valeur constante qui garantit un niveau minimal d'intensification peu importe le nombre de Reynolds

sur la gamme de débits testée, et donc quelle que soit la turbulence naturelle de l'écoulement. Les ultrasons de 2 MHz, à l'origine de courants acoustiques, permettent également de générer de la TKE au sein d'un écoulement. Cette dernière tend à être plus importante au cœur de l'écoulement. Lorsque les ultrasons de 2 MHz sont émis dans un écoulement déjà turbulent, cette TKE est intensifiée, mais de manière moins importante qu'à 25 kHz, et surtout cette intensification est faible à proximité de la paroi faisant face à l'émetteur. Les résultats en transfert thermique montrent que les ultrasons de 2 MHz garantissent un niveau constant de transfert thermique pour des nombres de Reynolds inférieur à 7500. Au-delà, ils n'ont plus d'intérêt. Finalement, l'interaction entre ondes et écoulement apparaît comme étant un élément déterminant dans la perspective de l'utilisation des ultrasons à des fins d'intensification du transfert thermique, le régime d'écoulement conditionnant le niveau d'intensification selon la fréquence ultrasonore utilisée.

Références

- [1] Dingwei Zhou, Xuegong Hu, Dengying Liu, Local Convective Heat Transfer from a Horizontal Tube in an Acoustic Cavitation Field, *Journal of Thermal Sciences*, 13, 4 (2004) 338-343.
- [2] M. Legay, S. Le Person, N. Gondrexon, P. Boldo, A. Bontemps, Performances of two heat exchangers assisted by ultrasound, *Applied Thermal Engineering*, 37 (2012) 60–66.
- [3] 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.
- [4] Shinfuku Nomura, Koichi Murakami, Yoshiyuki Aoyama, Junji Ochi. Effect of changes in frequency of ultrasonic vibrations on heat transfer. *Heat Transfer–Asian research*, 29, 5 (2000) 358-372.
- [5] Tristan Cambonie, Brahim Moudjed, Valéry Botton, Daniel Henry, Hamda Ben Hadid. From flying wheel to square flow : Dynamics of a flow driven by acoustic forcing, *Phys. Rev. Fluids* (2017) 123901
- [6] O. Bulliard-Sauret, S. Ferrouillat, L. Vignal, A. Memponteil, N. Gondrexon, Heat transfert enhancement using 2 MHz ultrasound, *Ultras. Sonochem.* 39 (2017) 262-271.
- [7] Shinfuku Nomura, Koichi Murakami, Makoto Kawada. Effects of Turbulence by Ultrasonic Vibration on Fluid Flow in a Rectangular Channel. *Japanese Journal of Applied Physics*, 41 (2002) 6601-6605.
- [8] Seung Youp Lee, Young Don Choi, Turbulence Enhancement by ultrasonically induced gaseous cavitation in CO2 saturated water, *KSME International Journal*, 16, 2 (2002) 246-254.
- [9] O.Bulliard-Sauret, J. Berindei, S. Ferrouillat, L. Vignal, A. Memponteil, C. Poncet, J.M. Leveque, N. Gondrexon. Heat transfer intensification by low or high frequency ultrasound : Thermal and hydrodynamic phenomenological analysis. *Exp. Therm. Fluid Sci.*, 104 (2019) 258-271.
- [10] Shin-ichi Hatanaka, Hideto Mitome, Kyuichi Yasui, Shigeo Hayashi, Multibubble sonoluminescence enhancement by fluid flow, *Ultrasonics*, 44 (2006) e435-e438
- [11] Yoshihiro Kojima, Yoshiyuki Asakura, Genki Sugiyama, Shinobu Koda, The effects of acoustic flow and mechanical flow on the sonochemical efficiency in a rectangular sonochemical reactor, *Ultrasonics Sonochemistry*, 17 (2010) 978-984
- [12] Nathat Inwom, Weerachai Chaiworapuek, On the thermal characteristic of a heating flat surface under low frequency waves, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 122 (2018) 1153-1161
- [13] A. Amiri Delouei, H. Sajjadi, R. Mohebbi, M. Izadi, Experimental study on inlet turbulent flow under ultrasonic vibration: Pressure drop and heat transfer enhancement, *Ultras. Sonochem.*, 51 (2019) 151-159.
- [14] LaVision, Product Manual DaVis 8.3 Software. Göttingen, 2015
- [15] Sadik Kakaç, Ramesh K. Shah et Win Aung, *Handbook of single-phase heat transfer*, John Wiley & sons, (1987).

Mesure thermique indirecte en temps réel dans un four rayonnant par modèle réduit

Indirect thermal measurement in real time in a radiant furnace by reduced model

Benjamin GAUME^{1*}, Yassine ROUIZI^{1*}, Frédéric JOLY¹, Olivier QUEMENER¹

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

*(auteur correspondant : b.gaume@iut.univ-evry.fr)

Résumé - Nous proposons une méthode pour récupérer en temps réel l'intégralité du champ de température d'un four chauffé par une source thermique radiante, à partir de quelques points de mesure. La température de la source thermique rayonnante est d'abord identifiée via un modèle réduit d'ordre faible basé sur la méthode AROMM (Amalgam Reduced Order Modal Model) qui préserve l'intégrité de la géométrie, en utilisant pour le problème inverse un algorithme de régions de confiance. A partir de cette température identifiée, l'intégralité du champ thermique est alors récupérée par simulation directe grâce à un modèle réduit de rang supérieur afin d'obtenir une meilleure précision. L'application traitée est une pièce complexe en titane chauffée par deux panneaux radiants placés dans un four. A partir de deux points de mesure, la température de l'ensemble de la pièce chauffée est récupérée en temps réel, avec une erreur maximum de 6 % et une erreur moyenne de 2 K.

Mots-clés : Rayonnement thermique ; Modèle réduit ; problème inverse ; Radiosité ; Eléments finis.

Abstract - We propose a method to recover on line the entire temperature field of a furnace heated by a radiant heat source, from a few measuring points. The temperature of the radiant heat source is first identified via a low-order reduced model based on the AROMM (Amalgam Reduced Order Modal Model) method which preserves the integrity of the geometry. From this identified temperature, the thermal field is then recovered by direct simulation using a reduced model of higher order which leads to a better precision. The application which is presented here is a complex titanium piece heated by two radiant panels placed in the furnace. From two measurement points, the temperature of the heated piece is recovered on line, with an average error of 6 % and a mean error of 2 K.

Keywords: Thermal radiation; Reduced model; Inverse problem; Radiosity; Finite elements.

Nomenclature

e	Epaisseur, m	<i>Symboles grecs</i>	
F_{ij}	Facteur de forme	ε	Emissivité
h	Coefficient d'échange, W/m ² K	σ	Constante Stefan-Boltzmann, W.m ⁻² .K ⁻⁴
T	Température, K		
\bar{T}	Température moyenne d'une maille, K		

1. Introduction

La création d'un jumeau numérique d'applications industrielles pour des problèmes de transferts thermiques est aujourd'hui maîtrisée et est généralement réalisée par éléments finis. Cependant pour des géométries complexes (comme d'un tokamak ou d'un four industriel), la prise en compte du rayonnement thermique augmente considérablement le temps de calcul, ce qui

exclut les procédures itératives pour l'identification de paramètres dans un temps raisonnable. La simplification du problème radiatif devient alors nécessaire pour traiter des géométries plus complexes comme par les méthodes hiérarchiques pour identifier des émissivités [1] ou les modèles réduits modaux pour l'identification [2], ces derniers avaient déjà faits leurs preuves pour des problèmes de conduction [3, 4]. Les méthodes modales ne dégradent pas la géométrie, et donnent accès à l'ensemble du champ de température, ce qui est obligatoire pour une modélisation correcte du rayonnement. Une étude récente a adapté la méthode Amalgam Reduced Order Modal Model (AROMM) afin d'incorporer le rayonnement thermique par la méthode de radiativité [5]. Cet article présente une extension du travail précédent : l'identification d'une source de chaleur rayonnante pour reconstituer une scène thermique en temps réel.

2. Problème physique

Un objet en titane de forme complexe est placé sur un support dans un four industriel (voir Fig. 1 et Table 1). Cet objet est chauffé par deux tubes radiants dont la température interne T_{gaz} varie au cours du temps. Ces tubes sont entourés de réflecteurs paraboliques situés au sommet du four. L'échange thermique entre le four et l'extérieur est modélisé par un coefficient d'échange global équivalent $h_{ext} = 1 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ (cette faible valeur modélise l'isolation du four). La température extérieure est constante $T_{ext} = 293,15 \text{ K}$. Les échanges convectifs entre les surfaces intérieures du four sont représentés par un coefficient constant $h_{int} = 5 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ et une température du fluide T_{int} qui dépend de la température de toutes les surfaces internes. Enfin, la condition initiale est la température ambiante $T_{(t=0)} = T_{ext}$, et la durée de la simulation est $5 \times 10^4 \text{ s}$. On cherchera ici à identifier l'évolution temporelle de la température du gaz dans les tubes radiants T_{gaz} présentée figure 2, à partir de la mesure aux deux points A et B (figure 1), afin de reconstituer l'intégralité du champ de température au niveau de la pièce.

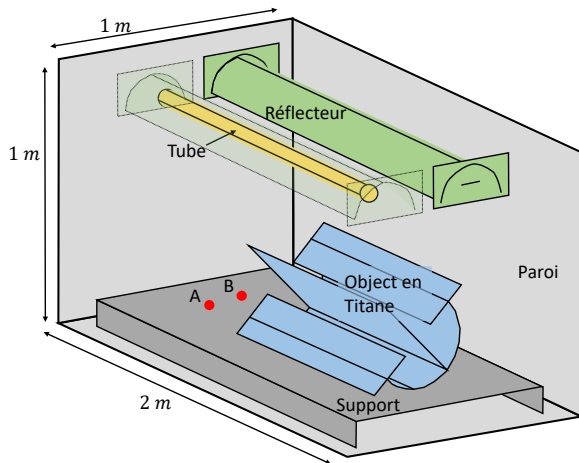


Figure 1 : Géométrie considérée.

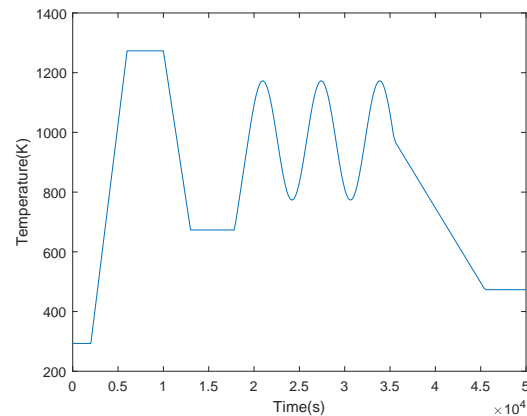


Figure 2 : Evolution de la température T_{gaz} du tube radiant

	Capacité $c [J.m^{-3}.\text{K}^{-1}]$	Conductivité $k [W.m^{-1}.\text{K}^{-1}]$	Emissivité totale hémisphérique ε	Epaisseur $e [m]$
Pièce	2.35×10^6	21.9	0.8	0.001
Support	3.95×10^6	16.3	0.95	0.005
Paroi	0.18×10^6	45	0.95	0.01
Tube	3.4×10^6	45	0.95	0.01
Réflecteur	3.95×10^6	16.3	0.3	0.001

Tableau 1 : Caractéristiques des différents composants

La formulation discrète du problème thermique s'écrit :

$$\mathbf{C} \frac{d\mathbf{T}}{dt} = [\mathbf{K} + \mathbf{H}] \mathbf{T} + \mathbf{U}_0 + \mathbf{U}_{\text{cpl}} T_{\text{int}}(\mathbf{T}) + \overline{\mathbf{R}}_{\text{rad}} \overline{\mathbf{T}}^4 + T_{\text{gaz}}(t) \mathbf{U}_{\text{tube}}. \quad (1)$$

Les différents termes sont les suivants :

- Le vecteur \mathbf{T} [$N \times 1$] contient les températures aux différents noeuds du maillage.
- \mathbf{C} , \mathbf{K} et \mathbf{H} [$N \times N$] sont des matrices creuses symétriques : \mathbf{C} est la matrice d'inertie, \mathbf{K} la matrice de conductivité, et \mathbf{H} rassemble l'ensemble des effets convectifs.
- Le vecteur \mathbf{U}_0 correspond aux sollicitations avec l'extérieur du four et \mathbf{U}_{cpl} représente le terme d'échange convectif avec l'air interne au four, qui lui-même dépend de l'ensemble des températures des parois internes Ω_{int} via un simple bilan énergétique :

$$T_{\text{int}}(T) = \frac{\int_{\Omega_{\text{int}}} h_{\text{int}} T d\Gamma}{\int_{\Omega_{\text{int}}} h_{\text{int}} d\Gamma}. \quad (2)$$

- Le vecteur $\overline{\mathbf{T}}^4$ de dimension contient les températures moyennes à la puissance 4 des N_m mailles définies par la discrétisation spatiale. La matrice de rayonnement $\overline{\mathbf{R}}_{\text{rad}}$ [$N \times N_m$] reprend ainsi les termes issus du modèle des radiosités définis pour des corps gris diffus isotropes :

$$\forall j \in [1, N_p] \quad \sum_{i=1}^{N_p} \left[\frac{\delta_{ji}}{\varepsilon_i} - \left(\frac{1}{\varepsilon_i} - 1 \right) F_{ji} \right] \overline{\varphi}_i = - \sum_{i=1}^{N_p} (\delta_{ji} - F_{ji}) \sigma \overline{T}_i^4, \quad (3)$$

- Le vecteur \mathbf{U}_{tube} permet de faire apparaître la source de chauffage du four, conditionné par la température du gaz présent dans les tubes radiants. En pratique, on impose au niveau de la paroi internes de ces tubes un coefficient d'échange avec le gaz très important égal à $10\,000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$: la température de la paroi des tubes correspond ainsi à T_{gaz} .

Ces équations permettent de résoudre le problème thermique pour une évolution donnée de la température $T_{\text{gaz}}(t)$ des tubes radiants. Dans cette étude, nous allons les utiliser dans un processus itératif afin d'identifier cette température T_{gaz} à partir de la mesure de température accessibles aux deux points A et B . Cependant, compte tenu de la taille du système et surtout de l'existence du terme radiatif, ce type de calcul va alors nécessiter un temps très important incompatible avec un objectif de temps réel.

L'idée est alors de remplacer ce modèle dit complet par un modèle réduit capable de reproduire le même comportement mais avec des temps de simulation très courts.

3. Modèle réduit modal

Dans les méthodes modales, la température est recherchée comme une somme de fonctions spatiales connues appelées vecteurs propres $V_i(M)$, pondérées par des états d'excitations inconnus $x_i(t)$:

$$T(M, t) \approx \tilde{T}(M, t) = \sum_{i=1}^{\tilde{N}} x_i(t) V_i(M) \quad (4)$$

En projetant le problème thermique (1) sur la base \mathbf{V} [$N \times \tilde{N}$] rassemblant les \tilde{N} vecteurs propres $V_i(M)$, on obtient le problème d'état suivant, où \mathbf{X} regroupe les \tilde{N} états d'excitation

$x_i(t)$ recherchés :

$$\mathbf{V}^t \mathbf{C} \mathbf{V} \frac{d\mathbf{X}}{dt} = \mathbf{V}^t [\mathbf{K} + \mathbf{H} + \mathbf{H}_{cpl}] \mathbf{V} \mathbf{X} + \mathbf{V}^t \mathbf{U}_0 + \mathbf{V}^t \mathbf{R}_{rad} \bar{\mathbf{T}}^4 + T_{gaz}(t) \mathbf{V}^t \mathbf{U}_{tube} \quad (5)$$

soit sous forme compacte :

$$\mathbf{L} \frac{d\tilde{\mathbf{X}}}{dt} = (\mathbf{M}_K + \mathbf{M}_H) \tilde{\mathbf{X}} + \mathbf{N}_0 + \bar{\mathbf{M}}_{rad} \bar{\mathbf{T}}^4 + T_{gaz}(t) \mathbf{N}_{tube} \quad (6)$$

avec :

$$\bar{\mathbf{T}} = {}^T \mathbf{U}_R \mathbf{V} \mathbf{X} \quad (7)$$

Ces équations (6) et (7) sont résolues via un schéma temporel implicite du premier ordre à pas de temps constant. La connaissance des états d'excitations \mathbf{X} permet alors l'obtention des champs de température $\tilde{\mathbf{T}}$:

$$\tilde{\mathbf{T}} = \mathbf{V} \mathbf{X} \quad (8)$$

Bien évidemment le temps de calcul et la précision des résultats va dépendre de l'ordre de réduction choisie \tilde{N} .

L'estimation de l'efficacité de ce modèle réduit s'effectue sur un problème transitoire simple dans lequel on impose une température de gaz dans les tubes constante $T_{gaz} = 1273 \text{ K}$ pendant $50\,000 \text{ s}$. Les résultats des simulations sont comparés aux champs de température $\mathbf{T}(t)$ obtenus par résolution du problème complet (équations 1) qui a nécessité $t_{CPU} \approx 6 \text{ h}$, et sont présentés dans le tableau 2 pour différents ordres de modèles réduits. Les grandeurs présentées ici sont les suivantes :

$$\sigma_{max} = \max_{t,\Omega} |T - \tilde{T}|, \quad \varepsilon_{max} = \frac{\max_{t,\Omega} |T - \tilde{T}|}{\max_{t,\Omega}(T) - \min_{t,\Omega}(T)}, \quad \bar{\sigma} = \frac{1}{\Omega} \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \int_\Omega |T - \tilde{T}| \quad (9)$$

Ces erreurs sont calculées soit pour toute la scène thermique, soit limitées à la pièce chauffée.

\tilde{N}	Scène complète			Pièce chauffée			$t_{CPU}(s)$	Gain
	$\sigma_{max} \text{ (K)}$	$\varepsilon_{max} \text{ (%)}$	$\bar{\sigma} \text{ (K)}$	$\sigma_{max} \text{ (K)}$	$\varepsilon_{max} \text{ (%)}$	$\bar{\sigma} \text{ (K)}$		
20	98.64	10,0	3,31	84,30	8,9	2,69	10	×2138
50	83.92	8,6	1,15	66,91	7,1	1,18	30	×712
100	66.58	6,8	0,73	39,38	4,2	0,95	62	×345
150	74.24	7,6	0,65	33,37	3,5	0,73	95	×225
200	34.26	3,4	0,52	31,89	3,4	0,62	127	×168

Tableau 2 : Efficacité du modèle réduit

On obtient ainsi des erreurs tout à fait acceptables, pour des temps calculs cette fois compatibles avec l'objectif de résolution du problème inverse en temps réel. De façon logique, la précision des résultats ainsi que le temps calcul augmente avec l'ordre du modèle réduit, un optimum est alors nécessaire, qui dépend de l'objectif :

- pour la procédure inverse particulièrement gourmande en temps calcul et qui ne nécessite une bonne précision qu'aux deux points de mesure A et B, on choisit un ordre de réduction faible $\tilde{N} = 20$,
- lors de l'unique simulation permettant la reconstruction du champ thermique sur la pièce, l'ordre est cette fois plus élevé $\tilde{N} = 150$.

Notons que ce calcul rapide n'est possible que parce qu'un certain nombre de calculs coûteux en temps CPU sont préalablement effectués en amont du processus industriel. On a ainsi :

- les calculs liés au rayonnement :
 - l'ensemble des facteurs de formes $F_{ij} : t_{CPU} \approx 1h$,
 - la matrice de radiosité $\overline{\mathbf{R}}_{rad} : t_{CPU} \approx 8h$,
- la construction du modèle réduit : $t_{CPU} \approx 7mn$,

4. Procédure d'identification

Le principe de la procédure d'identification consiste à minimiser un critère quadratique entre les N_{mes} températures mesurées Y et à chacun des N_t pas de temps, et la température simulée correspondante \hat{Y} qui dépend de la valeur recherchée $T_{gaz}(t)$:

$$J = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{N_t} \sum_{j=1}^{N_{mes}} \left(Y_{ij} - \hat{Y}_{ij}(T_{gaz,i}) \right) \quad (10)$$

Cette minimisation est réalisée selon l'algorithme de régions de confiance (utilisable dans la fonction d'optimisation MATLAB "*lsqcurvefit*").

Dans cette étude la période de mesure de température aux deux points A et B est de 200 s pour une durée totale du processus de 50 000 s. Cette étude est purement numérique, ainsi ces mesures sont obtenues à partir de la résolution du problème complet (équation 1) à laquelle on ajoute un bruit blanc $\sigma_b = 2 K$.

Compte tenu du nombre important de paramètres à identifier au cours du temps, une stratégie de fenêtre temporelle glissante [3] est utilisée ici, dont le principe est présenté sur la figure 3, et qui se découpe en trois phases :

- Phase 1 : Dans cette étape préliminaire, la taille de fenêtre choisie est de $\Delta t_{ident} = 1\,000\ s$ (5 pas de temps).
- Phase 2 : la taille de la fenêtre augmente de $\Delta t_{ident} = 1\,000\ s$ à $\Delta t_{ident} = 3\,000\ s$ avec un pas de 200 s. Le résultat de l'identification sur l'ensemble Δt_{ident} est ainsi enrichie à chaque augmentation de la taille de la fenêtre.
- Phase 3 : Dans cette dernière phase, la fenêtre se décale de 200 s et conserve sa dimension de 15 pas de temps de 200 s.

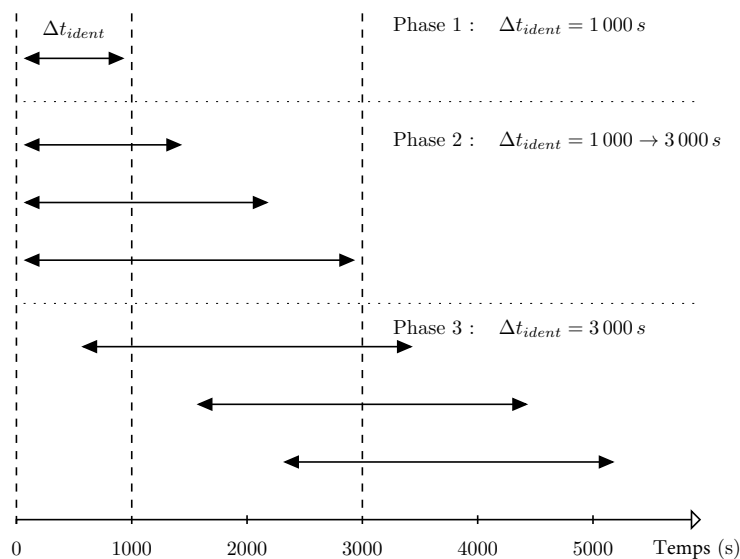


Figure 3 : Stratégie d'identification par fenêtre glissante

L'utilisation du modèle réduit d'ordre $\tilde{N} = 20$ pour le processus d'identification amène aux résultats présentés sur la figure 4.

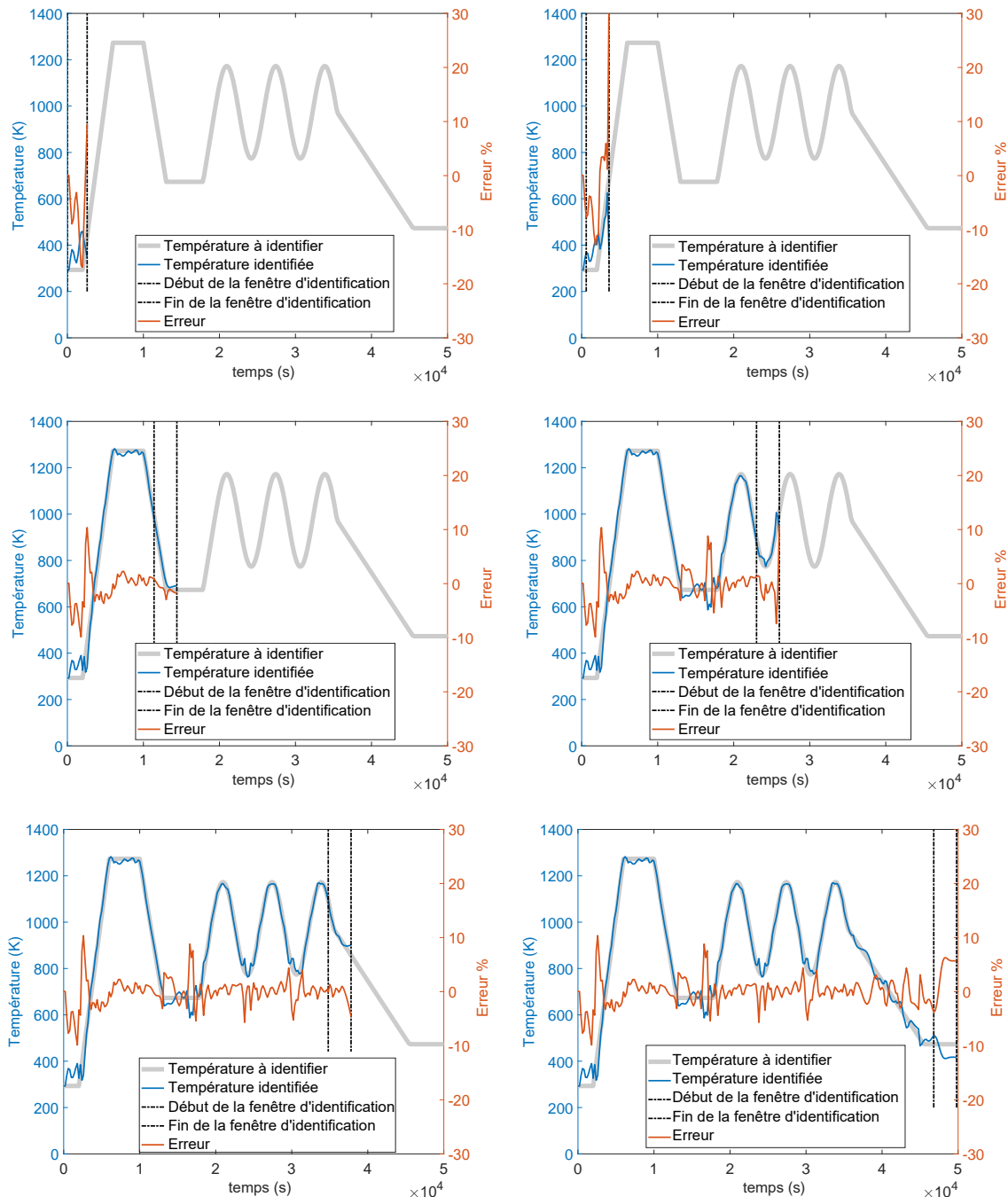


Figure 4 : Identification de la température dans les tubes radiants T_{gaz} au cours du temps à l'aide d'un modèle réduit $\tilde{N} = 20$ and $\sigma_N = 2 K$

Il est possible de quantifier précisément l'erreur d'identification sur toute la durée du processus, avec :

- une erreur maximum : $\max_t |T_{gaz} - \tilde{T}_{gaz}| = 114,5 K$, soit 11,8 % par rapport à l'amplitude de variation de la température T_{gaz} ,
- une erreur moyenne : $\sqrt{\frac{1}{\tau} \int_0^\tau \|T_{gaz} - \tilde{T}_{gaz}\|^2} = 25.0 K$, soit 2,55 %.

L'ensemble de cette identification sur 50 000 s a nécessité un temps CPU égal à 4562 s, ce qui permet d'identifier la source avec un retard dû à l'identification de l'ordre de 18 s, très inférieur à la période de mesure de 200 s : nous avons bien une identification en ligne.

5. Reconstruction des champs thermiques de la pièce chauffée

A partir de l'obtention de la température du gaz dans les deux tubes radiants, il est alors possible de recalculer l'évolution de température de la géométrie considérée, avec un modèle réduit de plus grande taille ($\tilde{N} = 150$) qui doit permettre d'obtenir une erreur acceptable sur la pièce. Les résultats de simulation, soit à partir de l'évolution exacte de la température $T_{gaz}(t)$, soit à partir de son identification $\tilde{T}_{gaz}(t)$, sont présentés dans le tableau 3. La reconstruction sur la durée complète du processus de 50 000 s a été effectuée en un temps CPU de 95 s.

	Scène complète		Pièce chauffée	
	T_{gaz} exacte	\tilde{T}_{gaz} identifiée	T_{gaz} exacte	\tilde{T}_{gaz} identifiée
σ_{max} (K)	60,8	114,5	29,5	38,3
ε_{max} (%)	6,2	11,8	4,50	5,8
$\bar{\sigma}$ (K)	1,22	2,14	1,30	1,92

Tableau 3 : Résultats de reconstruction

La différence de précision obtenue entre la simulation effectuée à partir de la température exacte T_{gaz} et la température identifiée \tilde{T}_{gaz} montre l'impact de la procédure d'identification : Sur la scène complète, l'augmentation importante de l'erreur maximum σ_{max} correspond exactement à l'erreur maximum d'identification \tilde{T}_{gaz} . Si on se limite à la pièce chauffée, l'augmentation de l'erreur est très raisonnable (σ_{max} passe de 29,5 à 38,3 K). Ceci est en partie dû à l'inertie du matériau, mais également au filtrage lié à l'utilisation du modèle réduit : en effet ce dernier a été construit à partir de vecteurs propres V_i caractérisées par des constantes de temps qui limitent la capacité du modèle à reconstruire des dynamiques rapides.

La figure 5 représente les champs de température et le champ erreur à l'instant où l'erreur de reconstruction sur la pièce est maximum ($t = 6000$ s), pour une simulation effectuée à partir de la température identifiée \tilde{T}_{gaz} . Sur la figure représentant le champ de température sur la pièce à chauffer, le contour tracé en blanc correspond à un gradient de 10K.

6. Conclusion

Dans [5], les méthodes AROMM et de radiosité ont été combinées pour construire un modèle réduit capable de traiter le problème de transfert de chaleur dominé par l'effet radiatif. Dans cette étude, nous avons utilisé cette technique pour identifier une source de chaleur radiative dépendant du temps dans un temps raisonnable à partir de quelques points de mesure, afin de reconstruire l'ensemble de la scène thermique. Dans l'exemple présenté correspondant à un traitement thermique d'une durée de 50 000 s, la procédure totale (identification et reconstruction) ne dépasse pas 5 000 s, et entraîne sur la pièce chauffée une mesure indirecte complète caractérisée par une erreur maximum inférieure à 6 % très localisée, compte tenu de la faible valeur de l'erreur moyenne (inférieure à 2 K). Ces premiers résultats très satisfaisants démontrent l'intérêt de la méthode AROMM pour le problème de transfert de chaleur dominé par le rayonnement et ouvrent la voie vers des identifications plus complexes tel que l'identification de sources multiples ou l'implémentation de la méthode d'identification dans une boucle de contrôle en temps réel.

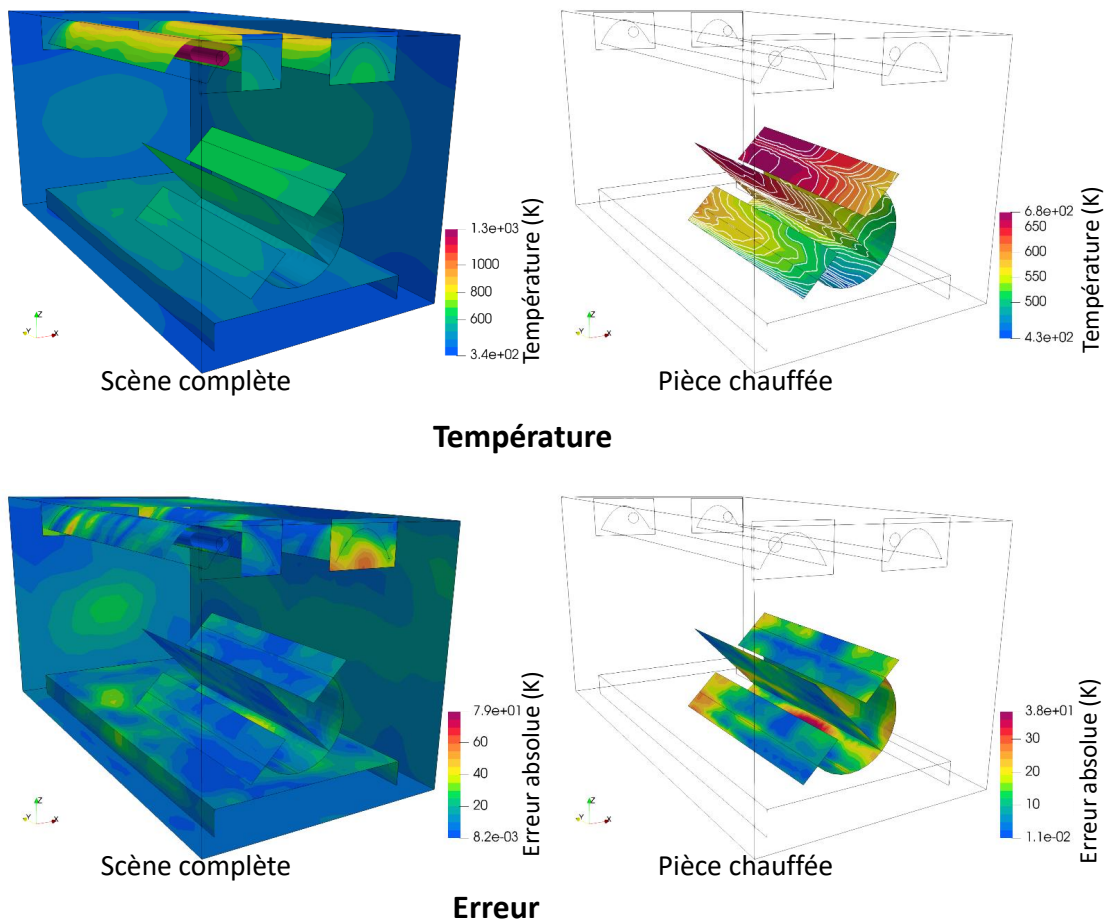


Figure 5 : Reconstruction de la scène thermique avec un modèle réduit d'ordre $\tilde{N} = 150$, à partir d'une identification utilisant un modèle réduit d'ordre $\tilde{N} = 20$: Températures et champs erreur à $t = 6000$ s

Références

- [1] M.-H. Aumeunier, J. Gerardin, C. Talatizi, M. Le Bohec, M. Ben Yaala, L. Marot, T. Loarer, R. Mitteau, J. Gaspar, F. Rigollet, X. Courtois, M. Houry, A. Herrmann, M. Faitsch, Infrared thermography in metallic environments of west and asdex upgrade, Nuclear Materials and Energy 26 (2021) 100879. doi:<https://doi.org/10.1016/j.nme.2020.100879>.
- [2] M. Girault, Y. Liu, Y. Billaud, A. M. Benselama, D. Saury, D. Lemonnier, Reduced order models for conduction and radiation inside semi-transparent media via the modal identification method, IJHMT 168 (2021) 120598. doi:<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120598>.
- [3] S. Carmona, Y. Rouizi, O. Quéméner, F. Joly, A. Neveu, Estimation of heat flux by using reduced model and the adjoint method. application to a brake disc rotating, IJTS 131 (2018) 94–104. doi:<https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2018.04.036>.
- [4] S. Carmona, Y. Rouizi, O. Quéméner, Spatio-temporal identification of heat flux density using reduced models. application to a brake pad, IJHMT 128 (2019) 1048 – 1063. doi:<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.09.043>.
- [5] B. Gaume, F. Joly, O. Quéméner, Modal reduction for a problem of heat transfer with radiation in an enclosure, IJHMT 141 (2019) 779 – 788. doi:<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.07.039>.

Caractérisation expérimentale d'un contact électrique glissant représentatif de la liaison pantographe-caténaire

Experimental study of a pantographe catenary sliding contact

Théo Kziazzyk¹, Philippe Baucour^{1*}, Eric Gavignet^{1*}, Didier Chamagne^{1*}

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

Résumé - La liaison pantographe-caténaire est un système à problématiques nombreuses, comme l'usure et l'échauffement de la bande de captage. Un outil de simulation permettant de prédire la distribution de température dans une bande de captage a été récemment élaboré. Pour alimenter celui-ci, un banc d'essai modulable et flexible reproduisant un contact entre un pantographe et une caténaire est réalisé. Dans cet article, la configuration d'un contact pantographe-caténaire sera dans un premier temps décrite. L'originalité et les points forts seront ensuite présentés en expliquant les solutions techniques retenues pour piloter et instrumenter le banc d'essai.

Mots-clés : Banc expérimental ; Mesures thermiques ; Instrumentation ; Liaison électrique glissante ; Procédé électrothermique.

Abstract - Sliding electrical contact is found to collect current in pantograph-catenary system. Problematics, as the wear and the heating, are observed and lead to failure system and pre-worn materials. Recently, a modeling tool has been created to predict the heat of strip. To get the right entries parameters a bench test representative of a catenary pantograph link has been built. In this article, the configuration of a pantograph catenary sliding electrical contact is investigated. The novelty are described by explaining the technical tools used to instrument and drive the bench test.

Keywords: Experimental setup; Thermal measurement; Instrumentation; Sliding electrical contact; Thermoelectrical device.

1. Introduction

Le contact électrique glissant entre une bande de captage et un fil caténaire est un sujet complexe. Dû aux nombreux phénomènes physiques mis en jeu, la caractérisation du vieillissement des matériaux d'une liaison pantographe-caténaire (LPC) et l'anticipation des travaux de maintenance ou la prévention de casse sont difficiles à prendre en compte. Des outils de simulations ont été développés pour étudier une LPC lorsque le train est à l'arrêt [1] ou en mouvement [2]. Ces travaux ont pointé l'importance de la thermique du contact. Différents bancs d'essai ont également été construits, pour par exemple caractériser le contact électrique [3], comprendre l'influence des arcs électriques [4] ou étudier la surface des matériaux [5]. Cet article présente l'état d'avancement dans le design et la réalisation d'un nouveau banc d'essai représentatif d'une LPC. Il découle de deux thèses et d'un partenariat entre le laboratoire FEMTO-ST et la SNCF. Ce banc d'essai a pour but de mieux appréhender l'usure de la bande de captage et son lien avec l'échauffement thermique en surface. Dans un premier temps, la configuration d'une liaison pantographe caténaire est expliquée. L'ensemble du banc d'essai est ensuite décrit et sa représentativité critiquée. Les perspectives sont enfin abordées suivies d'une conclusion et de perspectives à court et moyen termes.

2. Liaison pantographe caténaire

La caténaire désigne l'ensemble des câbles porteurs et du fil de contact porté. Ce dernier est destiné à alimenter le train en étant en contact avec la bande de captage. Cette bande de captage, le plus souvent par paire, est au sommet du pantographe. Comme le montre la figure 1, le pantographe est un dispositif articulé permettant d'assurer une force de contact entre la bande de captage et le fil conducteur (≈ 90 N). La caténaire est désaxée par rapport à la voie ferrée comme indiqué sur la figure 2. Ainsi, la zone de contact entre le fil et la bande se déplace donc latéralement par rapport au pantographe. Ce mouvement permet de réduire et répartir l'usure tribologique de la bande de captage.

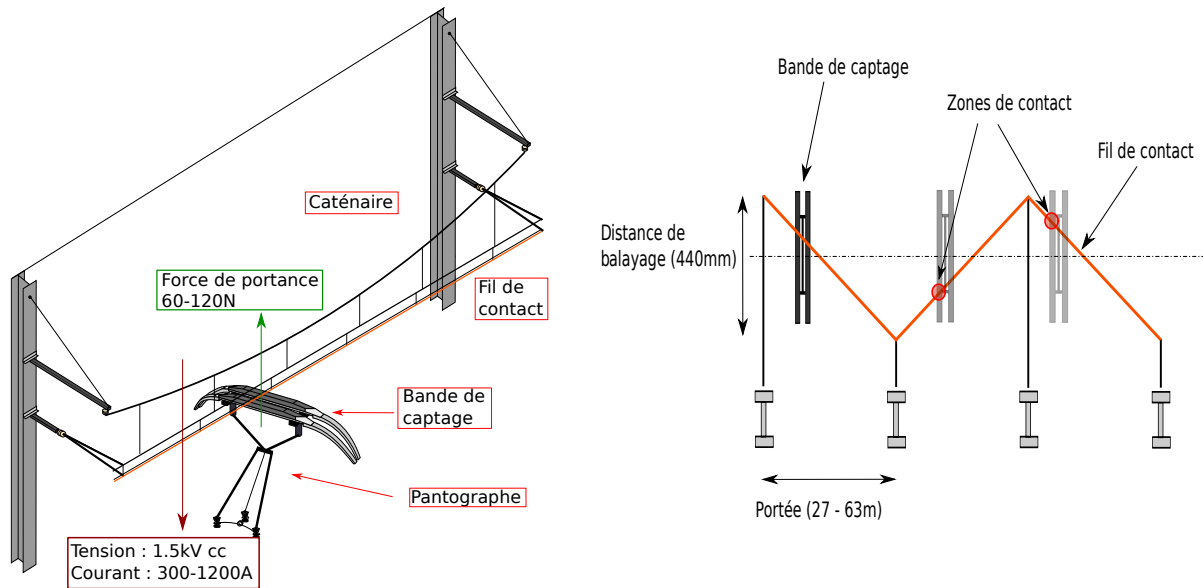


Figure 1 : Schéma de la liaison caténaire panto- Figure 2 : Désaxement du fil de contact par rapport à la bande de captage, adapté de [2].

Pour bien appréhender cette liaison, plusieurs données sont à prendre en compte :

- La distance de portée : le plus souvent 54 m
- La distance de balayage : 440 mm ou 220 mm dans un tunnel
- La vitesse du train : 140 km.h^{-1} max. pour un TER
- La force de contact entre le fil conducteur et la bande de captage : 60-120 N
- Le type d'alimentation utilisée. Elle peut être de type alternative ou continue. La tension continue, qui génère le plus de problèmes, est généralement de 1,5 kV pour des courants pouvant atteindre 700 A par bande de captage.
- Les facteurs environnementaux comme la température ambiante ou l'humidité de l'air.

Les facteurs clés influençant l'échauffement et l'usure de la bande de captage sont :

Le matériau : On trouve principalement du cuivre ou cuivre allié pour le fil de contact, du carbone ou un carbone imprégné de cuivre pour le pantographe. Le carbone a des propriétés d'auto-lubrification évitant une usure mécanique importante [6]. Cependant, le carbone a une résistance électrique plus importante que le cuivre, conduisant à son échauffement par effet Joule. Les bandes de captage imprégnées en cuivre résolvent partiellement cette problématique [7]. De plus, le carbone est un matériau anisotropique qui présente des caractéristiques physiques différentes selon les trois axes spatiaux [8]. De nombreux types de carbone sont utilisés

et montrent des comportements différents [9].

Le courant induit un échauffement par effet Joule [10] et par production d'arcs électriques [11]. Différents comportements ont été observés en fonction du matériau étudié et du banc d'essai utilisé [7, 9]. Il a été mis en évidence que les arcs électriques créent des points chauds, entraînant différents types d'usure et désignant les arcs électriques comme le principal facteur d'usure [10, 12]. Enfin, le coefficient de frottement diminue lorsque le courant augmente [13].

La vitesse du train a pour effet de refroidir par convection le pantographe. Cependant, le fait d'augmenter la vitesse a également pour conséquence d'accroître les vibrations et les pertes de contact, conduisant à une augmentation de la fréquence et de l'amplitude des arcs électriques [4] et à une accélération de l'usure [14].

La force de contact évite la perte de contact entre le fil de contact et la bande de captage. Augmenter la pression exercée par le pantographe diminue la fréquence d'apparition des arcs électriques [10] et l'usure de la bande [15].

L'environnement représente un ensemble de propriétés difficiles à contrôler et aux influences difficilement caractérisables. Parmi ces propriétés nous pouvons citer le rayonnement solaire, la température ambiante, le gel ou l'humidité. Ces propriétés ont un impact sur d'autres paramètres ou phénomènes physiques comme l'oxydation, la résistance électrique de contact ou le taux d'arcs électriques observé.

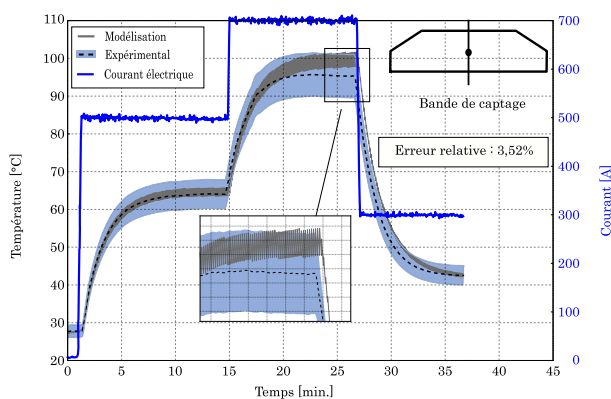


Figure 3 : Profil de température au centre de la bande de captage [2].

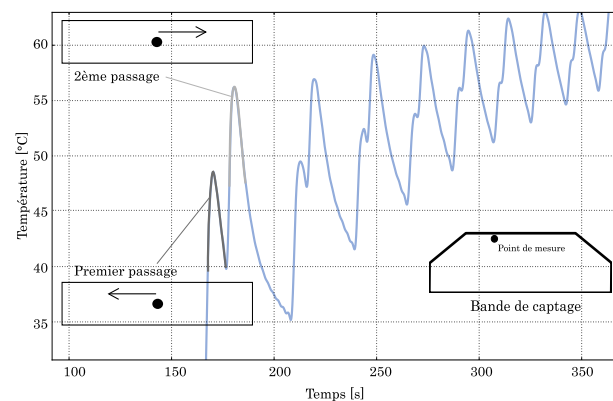


Figure 4 : Effet du point de rebroussement sur le profil de température [2].

3. Présentation du banc d'essai

Le banc d'essai présenté dans l'article vient en appui d'un outil numérique de simulation appelé MONICA (MODélisation Numérique de l'Interface CATénaire). L'outil MONICA permet d'observer et de prédire l'évolution thermique d'une bande de captage en mouvement [2] (voir figures 3 et 4).

Ce banc d'essai permet d'une part de compléter l'outil MONICA en estimant l'usure et la variation des paramètres thermophysiques dans le temps, et d'autre part de mieux comprendre le contact électrique glissant dans une LPC. Par ailleurs, il permet de caractériser rapidement et précisément de nouveaux matériaux ou d'évaluer des matériaux déjà existants. La figure 5 présente le synoptique du banc d'essai.

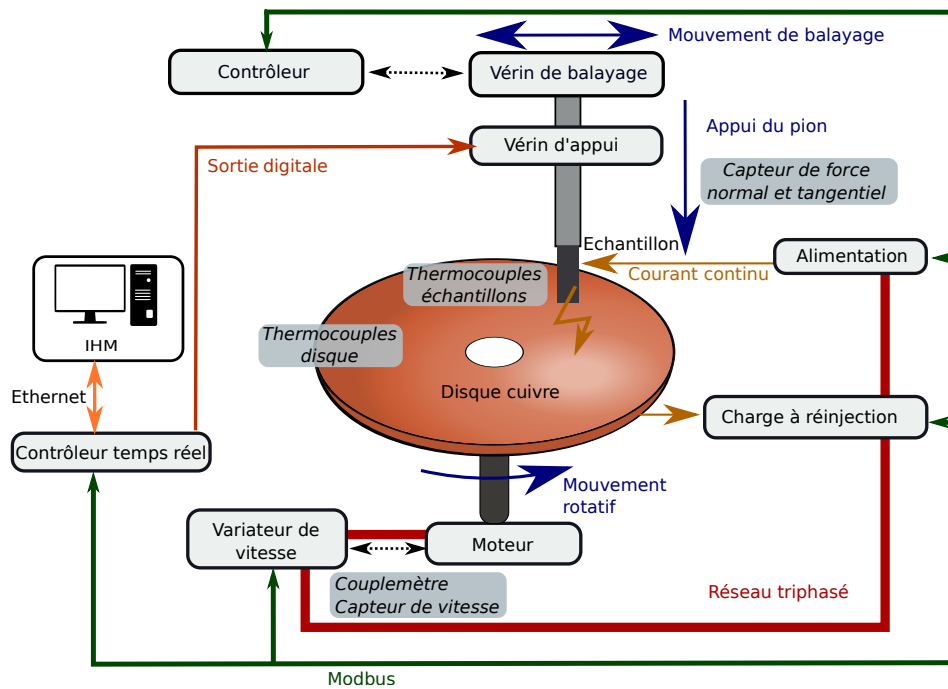


Figure 5 : Synoptique du banc d'essai. En rouge le réseau triphasé, en jaune la circulation du courant continu, en bleu les mouvements observés et en vert les raccordements par connexions ModBus.

Pour assurer le bon fonctionnement du banc et être le plus représentatif possible de la LPC, des capteurs ont été mis en place afin de commander convenablement les actionneurs listés ci-dessous. L'ensemble du banc est piloté à l'aide d'un contrôleur temps réel de type Compact RIO (*Reconfigurable Input Output*) et du logiciel LabVIEW. Ce système est équipé de différents modules d'entrées et sorties analogiques et numériques et d'un module de communication série de type RS485. Différents éléments ont été mis en place pour représenter au mieux la liaison glissante entre la bande de captage et le fil de contact :

Force de contact : un pion, échantillon découpé dans une bande de captage, représente celle-ci. Ce pion est mis en contact avec le disque en cuivre représentant le fil de contact grâce à un vérin. Pour respecter le sens de circulation du courant dans l'échantillon de la bande de captage, la face en contact avec le disque en cuivre est celle normalement en contact avec le fil de contact dans une LPC. Un capteur de force traction-compression est installé entre le pion en carbone et le vérin de pression. Son étendue de mesure est de 250 N et sa sortie est lue par voie analogique. Le vérin de pression est commandé en tout ou rien et permet d'imposer la force de contact au début d'un essai. Un ressort de compression modifiable ayant une raideur connue est mis dans un tube entre le vérin de pression et le pion en carbone. Il permet d'approcher la raideur du pantographe, d'encaisser les vibrations du banc et d'éviter la mise en résonance du pion. La force de contact F_N est mesurée tout au long de l'essai. Un deuxième capteur de pression permet de mesurer la force tangentielle F_T . Le coefficient de frottement C_f est ainsi calculé :

$$C_f = \frac{F_N}{F_T} \quad (1)$$

La vitesse linéaire, pouvant atteindre 100 km.h^{-1} , est atteinte par rotation du disque grâce à un moteur asynchrone de 9,4 kW commandé à l'aide d'un variateur de vitesse. La commande se fait grâce à la communication de type ModBus RS485 entre le Compact RIO et le variateur de vitesse ATV320 pilotant le moteur asynchrone. La vitesse angulaire et le couple développé au niveau du moteur sont mesurés par un couplemètre. Une boucle PID permet d'obtenir une

vitesse linéaire constante en modifiant la vitesse de rotation du disque en fonction de la position du pion. Cette vitesse suit une loi de variation dont la courbe est présentée sur la figure 6. Les premiers essais ont montré que, pour une vitesse de 30 km.h^{-1} , l'erreur moyenne entre la consigne et la vitesse mesurée est de 3%.

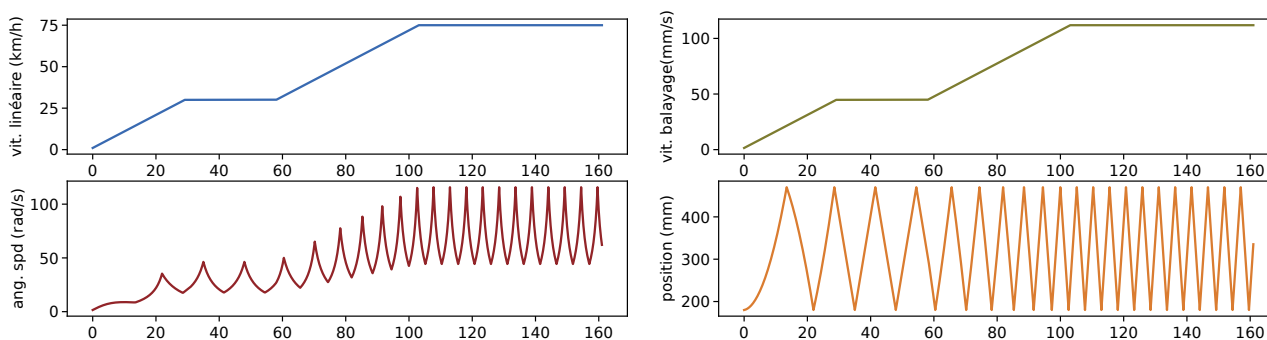


Figure 6 : Asservissement du banc d'essai : En bleu la vitesse linéaire désirée, en rouge la vitesse angulaire, en jaune la vitesse de balayage et en vert la position du pion sur le disque.

Le mouvement de balayage est réalisé par un vérin de translation. Un contrôleur de position PCON-CB, commandé également par protocole ModBUS RS485, pilote un vérin de translation afin d'assurer le mouvement de balayage. Le temps d'aller retour est calculé numériquement et la position du pion est vérifiée par le contrôleur de position à chaque changement de sens. Le rayon interne du disque est de 125 mm tandis que le rayon externe est de 500 mm. L'amplitude de balayage maximale est de 300 mm en prenant des marges de sécurité et sa vitesse varie de 10 à 80 mm.s^{-1} . La position et la vitesse transversale du pion suivent une loi de variation simulée sur la figure 6. Cette loi permet d'être représentatif du mouvement de balayage triangulaire caténaire-pantographe représenté par la figure 2.

Alimentation du contact : une alimentation, d'une puissance allant jusqu'à 30 kW, permet d'injecter un courant dans le pion variant entre 0 et 300 A pour une tension variable de 0 à 100 V. Le courant collecté au niveau du disque en cuivre est réintroduit sur le réseau grâce à une charge à réinjection, permettant ainsi de le réutiliser et de ne pas échauffer l'environnement du banc. Deux échantillons de bande de captage de surface plus importante (10 cm^2) sont mis en contact avec la périphérie du disque en cuivre. Une surface de contact plus importante permet de diminuer la résistance et l'échauffement électrique. Ces échantillons permettent de faire circuler le courant de l'alimentation jusqu'au disque en cuivre. Leur position est équidistante à celle du pion afin d'obtenir une densité de courant similaire entre les deux échantillons. La figure 7 représente ce système.

Lors des premiers tests, une différence de courant a été observée au niveau des courants traversant les deux échantillons. En effet, plusieurs essais ont mis en évidence, pour un courant injecté de 2 A, une répartition de 1.2 A sur une bande et de 0.8 A sur l'autre bande. Cette différence peut provenir d'une différence de résistance électrique de contact ou, moins probablement, du non respect de l'équidistance. En effet, l'ordre de grandeur de la résistance du disque en cuivre est de $10^{-9} \Omega$ alors que la résistance de contact carbone-cuivre est de $10^{-4} \Omega$.

La surface de contact entre le pion en carbone et le disque est relativement similaire en terme de forme et de dimension à celle d'une LPC. Elle est d'environ 1 cm^2 , surface de contact mesurée dans les travaux d'une thèse menés par T. Bausseron [16]. Plus précisément, la surface de contact peut être approximée par un rectangle de 0,5 cm de largeur et 2 cm de longueur.

Fil de contact thermiquement neuf : pour que le cuivre en contact avec le pion soit toujours à température ambiante à l'image d'une LPC réelle, un système de refroidissement permet de

refroidir le disque.

Cette représentativité a ses limites. D'une part les conditions environnementales ne sont pas prises en compte, notamment le gel, le soleil, le vent ou la chaleur ambiante. D'autre part les vibrations engendrées sur le fil de contact lors du passage du train ne sont pas représentées. Ces vibrations sont responsables d'arcs électriques échauffant localement le fil de contact et détériorant plus rapidement la bande de captage. Enfin, le banc d'essai a sa structure propre ayant des fréquences de vibration et un comportement mécanique différent d'une liaison caténaire pantographe. L'impact de ces défauts de représentativité sont encore difficiles à évaluer, c'est pourquoi l'évolution du banc d'essai pour en corriger certains reste envisageable.

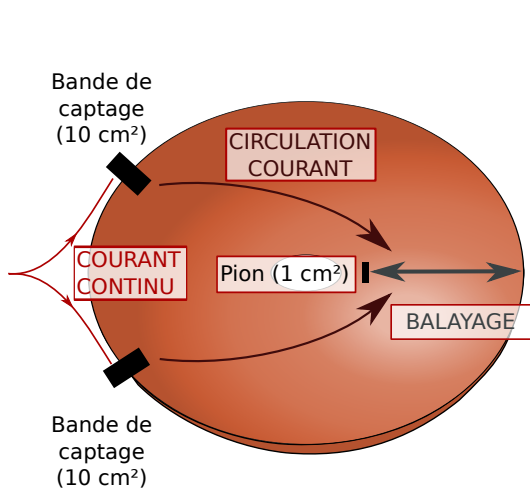


Figure 7 : Schéma de circulation du courant et d'alimentation de liaison disque-pion

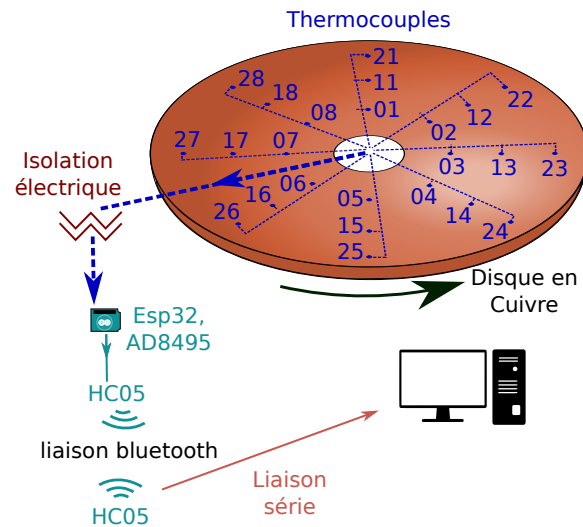


Figure 8 : Schéma du système de mesure de température sans fil sur un disque en cuivre sous tension

4. Évolution du banc et campagne d'essai

4.1. Perspective d'évolution

Essai à courant fort et mesure de résistance électrique. Via l'effet Joule, la résistance électrique de contact joue un rôle important dans l'échauffement du contact. C'est donc une grandeur majeure à déterminer. Une technique, comme la méthode 4 points, doit donc être mise en place pour mesurer précisément la résistance électrique de contact pion-disque sans prendre en compte les deux résistances de contact des bandes de captage. De plus, des capteurs de courant de type LEM seront utilisés pour observer plus précisément la répartition du courant dans les deux bandes de captage avec des courants forts.

Mesure de température sans fil et isolée. Un système embarqué a été conçu et est en phase de test afin de mesurer la température globale du disque en cuivre à partir de thermocouples de type K de diamètre 200 μm . Le disque étant en mouvement, une liaison sans fils entre le PC et le disque a été développée. Comme le montre la figure 8, cette chaîne est constituée d'un module de conditionnement pour thermocouple intégrant une amplification et une compensation de soudure froide (AD 8495), de microcontrôleurs (ESP 32) réalisant l'acquisition des valeurs de température et d'un module de liaison sans fil transmettant les données au protocole RS 232

(HC05).

Une caractérisation en température de l'échantillon de carbone est également envisagée à l'aide de trois thermocouples (type K, diamètre 200 μm) insérés à l'intérieur. Contrairement au système de mesure sur le disque en cuivre, les thermocouples de l'échantillon de carbone sont fixes et connectés au système de commande et de mesure (Compact RIO) par l'intermédiaire d'un module de conditionnement et d'isolement aux hautes tensions.

4.2. Campagne d'essai

Des essais sous différents courants, forces, vitesses et en utilisant différents types de matériaux seront menés très prochainement. Pour chaque essai, l'usure est mesurée par la différence de masse de l'échantillon avant et après essai et par le nombre de kilomètres parcouru par le pion. Cela permettra de mieux identifier les facteurs d'usure et d'échauffement d'une bande de captage. L'usure et l'échauffement du contact seront étudiés afin d'établir une corrélation entre ces deux phénomènes. Ces résultats seront aussi comparés à des observations d'usure faite par la SNCF en conditions réelles.

5. Conclusion

Dans cette article, la liaison glissante électrifiée pantographe-caténaire a été décrite en mettant en évidence les facteurs clés impactant l'usure et l'échauffement de la bande de captage. Ces facteurs sont le courant, la force de contact, la vitesse, le matériau de la bande de captage et la vitesse du train. Un banc d'essai a été présenté en décrivant sa représentativité par rapport au contact glissant pantographe-caténaire. Cette représentativité peut être décrite avec une vitesse linéaire constante, un mouvement de balayage, une force de contact, un courant électrique, une surface de contact similaire et un sens respecté au niveau de l'anisotropie du carbone.

Références

- [1] Thomas BAUSSERON, Philippe BAUCOUR, Raynal GLISES, Sylvain VERSCHELDE et Didier CHAMAGNE : Heat modeling of the catenary's contact wire during the electrical power supply of trains in station. *In Volume 8B : Heat Transfer and Thermal Engineering*. American Society of Mechanical Engineers, nov 2014.
- [2] Nicolas DELCEY, Philippe BAUCOUR, Didier CHAMAGNE, Geneviève WIMMER, Giuseppe BUCCA, Nicolas BRUYERE, Odile BOUGER, Gérard AUDITEAU et Thomas BAUSSERON : Analysis of the thermal variations in a moving pantograph strip using an electro-thermal simulation tool and validating by experimental tests. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part F : Journal of Rail and Rapid Transit*, page 095440971987734, oct 2019.
- [3] W.WANG, A.DONG, G.WU, G.GAO, L.ZHOU, B.WANG, Y.CUI, D.LIU, D.LI et T.LI : Study on characterization of electrical contact between pantograph and catenary. *In IEEE*, 2011.
- [4] G.BUCCA, A.COLLINA et E.TANZI : Experimental analysis of the influence of the electrical arc on the wear rate of contact strip and contact wire in a.c. system. *In Advances in Italian Mechanism Science*, 2016.

- [5] T.DING, G.X.CHEN, X.WANG, M.H.ZHU, W.H.ZHANG et W.X.ZHOU : Friction and wear behavior of pure carbon strip sliding against copper contact wire under ac passage at high speeds. *Tribology International*, 44:437–444, 2011.
- [6] Da Hai HE et Rafael MANORY : A novel electrical contact material with improved self-lubrication for railway current collectors. *Wear*, 249(7):626–636, jul 2001.
- [7] M. GRANDIN et U. WIKLUND : Wear phenomena and tribofilm formation of copper/copper-graphite sliding electrical contact materials. *Wear*, 398-399:227–235, mar 2018.
- [8] Faisal NAZEER, Zhuang MA, Lihong GAO, Fuchi WANG, Muhammad Abubaker KHAN et Abdul MALIK : Thermal and mechanical properties of copper-graphite and copper-reduced graphene oxide composites. *Composites Part B : Engineering*, 163:77–85, apr 2019.
- [9] Dejan POLJANEC, Mitjan KALIN et Ludvik KUMAR : Influence of contact parameters on the tribological behaviour of various graphite/graphite sliding electrical contacts. *Wear*, 406-407:75–83, jul 2018.
- [10] GX.CHEN, Y.HU, BJ.DONG, HJ.YANG, GQ.GAO, GN.WU, W.ZHANG et ZR.ZHOU : Experimental study on the temperature of the contact strip in sliding electric contact. *Engineering Tribology*, pages 1–8, 2017.
- [11] Tao DING, Wenjing XUAN, Qiudong HE, Hao WU et Wei XIONG : Study on friction and wear properties of pantograph strip/copper contact wire for high-speed train. *The Open Mechanical Engineering Journal*, 8(1):125–128, apr 2014.
- [12] Guangning WU, Wenfu WEI, Guoqiang GAO, Jie WU et Yue ZHOU : Evolution of the electrical contact of dynamic pantograph–catenary system. *Journal of Modern Transportation*, 24(2):132–138, apr 2016.
- [13] T. DING, G.X. CHEN, Y.M. LI, H.J. YANG et Q.D. HE : Arc erosive characteristics of a carbon strip sliding against a copper contact wire in a high-speed electrified railway. *Tribology International*, 79:8–15, nov 2014.
- [14] Guangning WU, Guoqiang GAO, Wenfu WEI et Zefeng YANG : Friction and wear of pantograph and catenary. *In The Electrical Contact of the Pantograph-Catenary System*, pages 71–107. Springer Singapore, 2019.
- [15] Guangxiong CHEN, Hongjuan YANG, Weihua ZHANG, Yuting LU, Saidan ZHANG et Zhongrong ZHOU : Effect of the strip inclination angle on the friction and wear behavior of contact strip against contact wire with electric current. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part J : Journal of Engineering Tribology*, 227(12):1406–1417, aug 2013.
- [16] T.BAUSSERON : *Etude de l'échauffement de la caténaire lors du captage à l'arrêt : Développement d'un outil informatique*. Thèse de doctorat, Université de Franche-Comte, 2016.

Remerciements : les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à la SNCF, qui finance et prend part aux travaux depuis 2011.

Transfert de chaleur par convection thermoélectrique dans des cavités rectangulaires horizontales

Heat transfer by thermoelectric convection in horizontal rectangular cavities

Elhadj BARRY¹, Changwoo KANG², Harunori YOSHIKAWA³, Innocent MUTABAZI^{1*}

¹Normandie Université, UNIHAVRE, Laboratoire Ondes et Milieux Complexes, UMR 6294 CNRS, 53 Rue de Prony – 76058 Le Havre cedex, France.

²Department of Mechanical Engineering, Jeonbuk National University, 567 Baekje-daero, Deokjin-gu, Jeonju-si, Jeollabuk-do, 54896, Republic of Korea .

³Intitut de Physique de Nice, UMR 7010 – Université Côte d’Azur, 1361 Route des Lucioles, 06560 Valbonne, France.

*(auteur correspondant : innocent.mutabazi@univ-lehavre.fr)

Résumé - Cette étude concerne la convection naturelle dans un fluide diélectrique dans une cavité rectangulaire soumise à un gradient de température et à un champ électrique alternatif de haute fréquence. Le couplage thermoélectrique induit une force diélectrophorétique qui a des effets similaires à ceux de la poussée d’Archimède dans la génération de la convection thermique. L’analyse de stabilité linéaire a permis de déterminer les modes critiques. Les simulations numériques ont permis de caractériser l’écoulement du fluide au-delà du seuil ainsi que l’efficacité du champ électrique sur le transfert thermique.

Mots-clés : Cavité rectangulaire ; Fluide diélectrique ; Force diélectrophorétique ; Poussée électrique ; Convection thermoélectrique.

Abstract - This study concerns the natural convection in a dielectric fluid confined in a rectangular cavity subjected to a temperature gradient and a high frequency alternating electric field. The thermoelectric coupling induces dielectrophoretic force with effects similar to those of Archimedean buoyancy in generating thermal convection. We conducted a linear stability analysis to find the critical modes. Beyond the threshold, numerical simulation was realized to analyze the flow when increasing the electric voltage and we highlight the heat transfer enhancement by the electric buoyancy.

Keywords: Rectangular cavity; Dielectric fluid; Dielectrophoretic force; Electric buoyancy; Thermo-electric convection.

Nomenclature

d	épaisseur de la couche de fluide, m	Pr	nombre de Prandtl
l_x	longueur de la cavité, m	Nu	nombre de Nusselt
l_y	largeur de la cavité, m		
E	champ électrique, V/m	<i>Symboles grecs</i>	
ΔT	différence de température, K	ν	viscosité cinématique, m ² /s
f_{DEP}	force diélectrophorétique	κ	diffusivité thermique, m ² /s
P_E	poûsée électrique	ϵ	permittivité électrique, F/m
g_e	gravité électrique	α	coefficient d'expansion thermique, K ⁻¹
T_0	température de référence, K	ϕ	potentiel électrique, V
k_x	nombre d'onde suivant x	θ	déviatiion de la température, K
k_y	nombre d'onde suivant y	π	pression totale, kgm ⁻¹ s ⁻²
q	module du nombre d'onde	γ_e	coefficient de couplage thermoélectrique
Ra	nombre de Rayleigh thermique		
L	nombre de Rayleigh électrique		

1. Introduction

Le développement des puces électroniques comportant des composants à base de polymères a permis de mettre au point des méthodes de fabrication de systèmes thermiques, fluidiques ou électromécaniques de tailles millimétriques et submillimétriques [1]. Cependant la maîtrise des échanges thermiques dans ces appareils miniaturisés reste aujourd'hui un défi majeur de la technologie. Beaucoup de systèmes de refroidissement d'équipements industriels de nos jours utilisent le phénomène de convection naturelle pour réguler le transfert de chaleur [2, 3]. Ce mécanisme est causé par la poûsée d'Archimède et se déclenche spontanément lorsque la différence de température ΔT atteint une valeur critique ΔT_c . Lorsque le fluide est soumis à de faibles écarts de température et dans des conditions de micropesanteur, l'utilisation d'un champ électrique est une alternative permettant de créer la convection thermique. Cette méthode trouve son application dans l'industrie aéronautique, aérospatiale et dans la microfluidique.

Plusieurs études ont été menées sur les effets de la force diélectrophorétique sur une couche de fluide diélectrique horizontale [4, 5, 6]. Il a été montré que la gravité électrique s'oriente toujours de la plaque froide vers la plaque chaude. Quand la paroi inférieure est plus chaude que la paroi supérieure, la gravité électrique s'ajoute donc à la gravité terrestre; tandis que lorsque le système est chauffé par le haut, les deux gravités sont opposées. Dans ces deux cas de stratification du fluide (stable ou instable), il est possible de déstabiliser l'état conductif de base du système par le champ électrique et de créer de la convection en présence ou en absence de la gravité terrestre; la valeur du champ électrique critique pour déclencher la convection dépend du nombre de Rayleigh thermique Ra [7, 8, 9]. Ils ont montré que les valeurs des paramètres critiques ne dépendent pas de la nature du fluide. Toutefois ces études de stabilité linéaire ont été réalisées uniquement pour quelques valeurs du nombre de Rayleigh thermique Ra en considérant des perturbations bidimensionnelles. Nos travaux proposent de compléter ces travaux de stabilité linéaire en introduisant des perturbations tridimensionnelles pour trouver le seuil des instabilités thermoélectriques. Les résultats seront comparés à ceux obtenus dans la littérature. Nous allons ensuite faire une étude non linéaire au-delà du seuil pour caractériser les différentes structures générées par le couplage thermoélectrique et ainsi quantifier le transfert de chaleur.

Nous présentons la formulation mathématique du problème dans la section 2; l'analyse

de stabilité linéaire et les résultats dans la section 3. Ensuite les résultats des simulations numériques seront présentés dans la section 4 et nous terminerons par une conclusion.

2. Formulation du problème

2.1. Force diélectrophorétique

Lorsqu'une couche de fluide diélectrique de masse volumique ρ et de permittivité ϵ est soumise à une différence de température constante ΔT , l'application d'un champ électrique alternatif de haute fréquence \mathbf{E} induit une force volumique appelée force diélectrophorétique (DEP) [11] :

$$\mathbf{f}_{DEP} = -\frac{1}{2}\mathbf{E}^2\nabla\epsilon. \quad (1)$$

En considérant que la masse volumique et la permittivité varient linéairement en fonction de la température selon l'approximation de Boussinesq, la décomposition de la force DEP contient une partie non conservative appelée poussée électrique \mathbf{P}_E avec une gravité électrique effective \mathbf{g}_e :

$$\mathbf{P}_E = -\alpha\rho\theta\mathbf{g}_e \quad \text{avec} \quad \mathbf{g}_e = \frac{e}{\alpha\rho}\nabla\left(\frac{\epsilon_1\mathbf{E}^2}{2}\right) \quad (2)$$

où α est le coefficient d'expansion thermique, $\theta = T - T_0$ la déviation de la température à la température de référence T_0 , e le coefficient de variation de la permittivité, et ϵ_1 la permittivité du fluide diélectrique prise à la température $T_0 = \frac{T_1+T_2}{2}$. L'expression de la gravité électrique (Eq.2) montre que son intensité est proportionnelle à la densité de l'énergie du champ électrique.

2.2. Configuration géométrique et équations générales

Considérons un fluide diélectrique de viscosité ν et de diffusivité thermique κ placé entre deux plaques horizontales ; ces plaques sont maintenues à des températures différentes et servent d'électrodes pour l'application du champ électrique. Le fluide a une épaisseur de d ; la largeur et la longueur du système sont considérées infinies par rapport à la distance d .

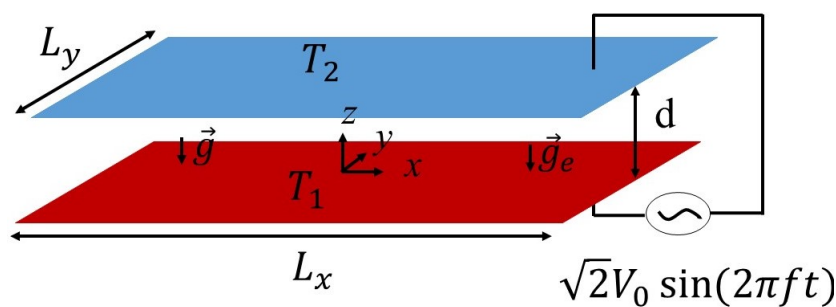


Figure 1 : Couche horizontale de fluide diélectrique soumise à une différence de température et à un champ électrique alternatif de haute fréquence.

La nature diffusive du fluide est décrite par le nombre de Prandtl $Pr = \nu/\kappa$, l'intensité de la différence de température par le nombre de Rayleigh $Ra = \alpha\Delta Tgd^3/\nu\kappa$, et l'intensité du champ électrique appliqué par le nombre de Rayleigh électrique $L = \alpha\Delta T\bar{g}_ed^3/\nu\kappa$. L'écoulement dans la cavité est régi par l'équation de continuité, l'équation de Navier-Stokes, l'équation de l'énergie, et l'équation de Gauss-Maxwell qui sont données, dans l'approximation de Boussinesq, par :

$$\left. \begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{u} &= 0, \\ \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} &= -\nabla \pi + \Delta \mathbf{u} - \alpha \theta (\mathbf{g} + \mathbf{g}_e), \\ \frac{\partial \theta}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \theta &= \kappa \Delta \theta, \\ \nabla \cdot [\epsilon(\theta) \nabla \phi] &= 0, \quad \text{avec } \mathbf{E} = -\nabla \phi, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

où $\mathbf{u}(x, y, z) = (u, v, w)$ est le champ de vitesse, ϕ le potentiel électrique, et $\pi = \frac{p}{\rho_0} + gz + \frac{\epsilon \epsilon_1 \theta \mathbf{E}^2}{2\rho_0} - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right)_T \mathbf{E}^2$ la fonction de Bernoulli qui représente la charge hydraulique généralisée. La vitesse, la température et le potentiel électrique satisfont les conditions aux limites suivantes :

$$\begin{aligned} \text{à } z = -d/2, \quad \mathbf{u} &= 0, \quad \theta = \Delta T/2, \quad \phi = \phi_0; \\ \text{à } z = d/2, \quad \mathbf{u} &= 0, \quad \theta = -\Delta T/2, \quad \phi = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Pour des faibles valeurs de l'écart de température et du potentiel électrique, le système admet un régime permanent de conduction pure ($\mathbf{u} = 0$). La température et le champ électrique du régime de conduction dépendent uniquement de la direction verticale z :

$$\theta_b = -\beta z, \quad E_b = \frac{E_1}{(1 + \gamma_e (\frac{z}{d}))}, \quad \text{avec } \beta = \frac{\Delta T}{d} \quad \text{et} \quad E_1 = -\frac{\phi_0}{d} \frac{\gamma_e}{\log \left(\frac{2 - \gamma_e}{2 + \gamma_e} \right)}. \quad (5)$$

Le paramètre $\gamma_e = e\Delta T$ représente le coefficient de couplage thermoélectrique. L'expression de la gravité électrique de l'état de base est donnée par [9, 10] :

$$g_{eb} = \bar{g}_e \left[1 + \gamma_e \left(\frac{z}{d} \right) \right]^{-3}, \quad \text{avec } \bar{g}_e = -\frac{\epsilon_1 e \phi_0^2}{\rho_0 \alpha} \left(\frac{\gamma_e}{d} \right)^3 \left[\log \left(\frac{2 - \gamma_e}{2 + \gamma_e} \right) \right]. \quad (6)$$

La quantité \bar{g}_e correspond à la valeur de la gravité électrique à $z = 0$.

3. Analyse de stabilité linéaire

Les équations (3) sont adimensionnées en utilisant les échelles suivantes : d pour la longueur, le temps visqueux $\tau_\nu = d^2/\nu$ pour le temps, la vitesse visqueuse ν/d pour la vitesse, ΔT pour la température, $\rho(\nu/d)^2$ pour la pression et la quantité ϕ_0/d pour le champ électrique. On ajoute des perturbations infinitésimales de vitesse, de température, de pression et de potentiel électrique ($u', v', w', \theta', \pi', \phi'$) à l'état de base. On linéarise les équations obtenues autour de l'état de base et on développe les perturbations en modes normaux de la forme $e^{st+i(k_x x + k_y y)}$ où $s = \sigma + i\omega$, σ est le taux de croissance temporelle de la perturbation et ω sa fréquence, k_x et k_y sont les nombres d'ondes de la perturbation dans les directions x et y respectivement. Le problème de stabilité linéaire est formulé comme :

$$0 = DW + i(k_x U + k_y V), \quad (7)$$

$$sU = -ik_x \Pi + (D^2 - q^2) U - \frac{L}{Pr} \tilde{\theta}_b G_{ex}, \quad (8)$$

$$sV = -ik_y \Pi + (D^2 - q^2) V - \frac{L}{Pr} \tilde{\theta}_b G_{ey}, \quad (9)$$

$$sW = -D\Pi + (D^2 - q^2) W + \left(\frac{Ra - L\tilde{g}_{eb}}{Pr} \right) \Theta - \frac{L}{Pr} \tilde{\theta}_b G_{ez}, \quad (10)$$

$$s\Theta = W + \frac{1}{Pr} (D^2 - q^2) \Theta, \quad (11)$$

$$0 = [(1 + \gamma_e \tilde{z})(D^2 - q^2) + \gamma_e D] \Phi - \gamma_e (D^2 \tilde{\phi}_b + D\tilde{\phi}_b D) \Theta, \quad (12)$$

où $q = (k_x^2 + k_y^2)^{1/2}$ le module du nombre d'onde, les opérateurs $D \equiv d/d\tilde{z}$ et $D^2 \equiv d^2/d\tilde{z}^2$; le symbole tilde signifie que les grandeurs sont adimensionnées. L'écoulement du fluide diélectrique est stabilisé par la dissipation visqueuse et la diffusion thermique tandis que la gravité terrestre et la poussée électrique représentent les effets déstabilisants du système. Les paramètres de contrôle du système sont le nombre de Rayleigh thermique Ra et le nombre de Rayleigh électrique L . Pour mettre en évidence les effets de la poussée électrique, le nombre de Rayleigh thermique Ra est choisi tel que sa valeur soit inférieure à la valeur seuil $Ra_c = 1708$ de la convection de Rayleigh-Bénard. Les conditions aux limites pour les perturbations sont données par :

$$U = V = W = \Theta = \Pi = \Phi = 0 \quad \text{à} \quad \tilde{z} = \pm 1/2. \quad (13)$$

Le système d'équations linéarisées est résolu avec un code basé sur une méthode spectrale. Les fonctions inconnues $[U, V, W, \Theta, \Pi, \Phi]$ sont développées en séries de polynômes de Chebyshev et les solutions sont cherchées aux points de collocations de Chebychev-Gauss-Lobatto. Le nombre de polynômes de Chebychev a été fixé à 32 pour assurer la convergence des résultats. Le problème résultant est ainsi résolu par la méthode de décomposition QZ [9].

Pour des valeurs fixes du Pr , nous avons déterminé les courbes marginales de stabilité ($\sigma = 0$) pour différentes valeurs des paramètres de contrôle (Ra, L). Pour cela, le nombre de Rayleigh Ra est fixé et nous faisons varier le nombre de Rayleigh électrique L pour des valeurs du nombre d'onde q dans l'intervalle de $[0; 5]$. Nous présentons quelques résultats des conditions marginales sur la figure 2. Le minimum des courbes marginales de stabilité donnent les valeurs

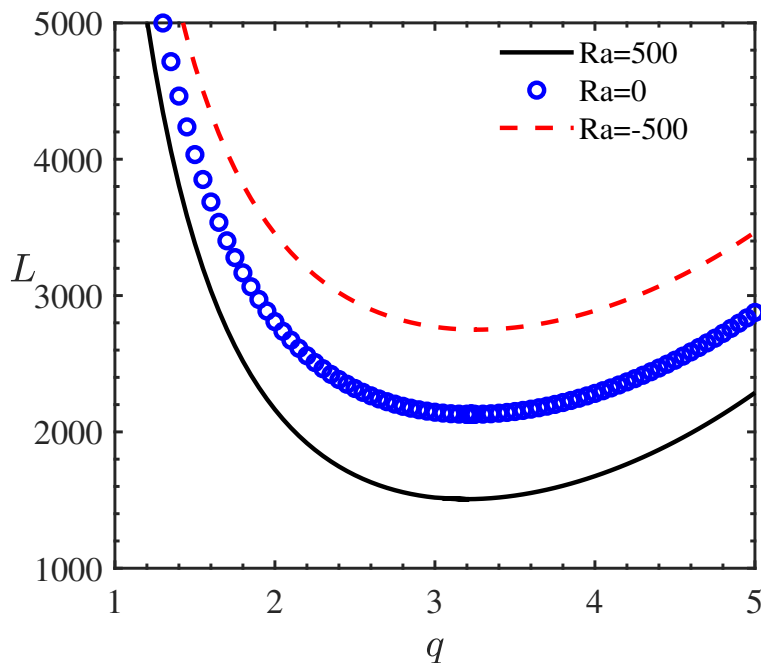


Figure 2 : Courbes de stabilité marginale pour $Pr = 1$ et différentes valeurs de Ra : la courbe noire correspond à $Ra = 500$, les cercles bleus à $Ra = 0$ et les pointillés rouges à $Ra = -500$.

des paramètres critiques (L_c, q_c, ω_c). Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 1. Lorsque le fluide est instable par rapport à la poussée d'Archimède ($Ra > 0$), l'état de base du système est déstabilisé pour de faibles valeurs du nombre de Rayleigh électrique L ; et quand le fluide est stable par rapport aux effets de la gravité terrestre ($Ra < 0$), il faut un champ électrique suffisamment fort pour induire des instabilités. Le seuil des instabilités dépend du

nombre de Rayleigh thermique Ra et les valeurs des paramètres critiques sont indépendantes du nombre de Prandtl (Pr).

Ra	- 1000	- 500	0	500	1000
L_c	3370.07	2749.89	2128.70	1506.57	883.52
q_c	3.29	3.26	3.23	3.19	3.16
ω_c	0	0	0	0	0

Tableau 1 : Paramètres critiques (L_c, q_c, ω_c) pour $Pr = 1$ et différentes valeurs de Ra

Les résultats obtenus ici avec les perturbations tridimensionnelles sont en parfait accord avec les résultats donnés par Roberts [7] et Stiles [8] avec des perturbations bidimensionnelles.

4. Simulation numérique directe

Après avoir déterminé les paramètres critiques par une analyse de stabilité linéaire, nous avons fait une étude non linéaire des instabilités thermoélectriques. Les simulations numériques ont été réalisées à l'aide d'un code basé sur la méthode des volumes finis [12]. Une méthode hybride a été utilisée pour la discrétisation temporelle : le schéma de Cranck-Nicolson pour les termes non linéaires et diffusifs tandis que nous avons employé le schéma de Runge-Kutta d'ordre 3 pour les autres termes. Nous avons utilisé les conditions aux limites de Dirichlet pour la vitesse, la température et le potentiel électrique sur les électrodes ; et les conditions aux limites périodiques dans les directions horizontales x et y : $\psi(x, y, z) = \psi(x \pm l_x/2, y \pm l_y/2, z)$ où $l_x = l_y = 10d$ avec $\psi = u, \theta, \phi$. Un maillage régulier est adopté pour les directions horizontales avec 256 points suivant x et y tandis que le maillage est plus raffiné près des parois avec $\Delta z = 0.005$ suivant la direction verticale z . La valeur du coefficient de couplage thermoélectrique est fixée à $\gamma_e = 0.01$ et $Pr = 1$ pour les simulations.

Les résultats montrent que près du seuil, les instabilités se manifestent sous forme de rouleaux de convection droits stationnaires d'axe incliné dans le plan (x, y) . La figure 3 montre l'évolution des structures présentes dans l'écoulement pour différentes valeurs de L . Les rouleaux, initialement droits, deviennent modulés avec des défauts stationnaires, ensuite oscillants ($L = 7000; 8000$) avec des défauts de type dislocations, similaires à ceux obtenus dans la convection de Rayleigh-Bénard pour de grandes valeurs du Ra [13]. Les figures 4 et 5 illustrent des cellules de convection de la taille de l'épaisseur du fluide pour certaines valeurs de L dans des conditions de microgravité. Certains de ces motifs ont été observés expérimentalement dans des huiles de silicone lors d'une campagne de vols paraboliques. Les résultats ont été présentés par A. Meyer dans les actes du Groupement De Recherche Micro-pesanteur Fondamentale et Appliquée (GDR-MFA) en 2020 [14].

Pour caractériser le transfert thermique par convection, nous avons calculer le nombre de Nusselt pour toutes les valeurs de L . Par définition, ce nombre sans dimension représente le rapport entre le flux de chaleur total (conduction + convection) et le flux par conduction de l'état de base :

$$Nu = \frac{1}{l_x l_y} \int_{-\frac{l_y}{2}}^{\frac{l_y}{2}} \int_{-\frac{l_x}{2}}^{\frac{l_x}{2}} \left(\mathbf{u}\theta Pr - \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) dx dy. \quad (14)$$

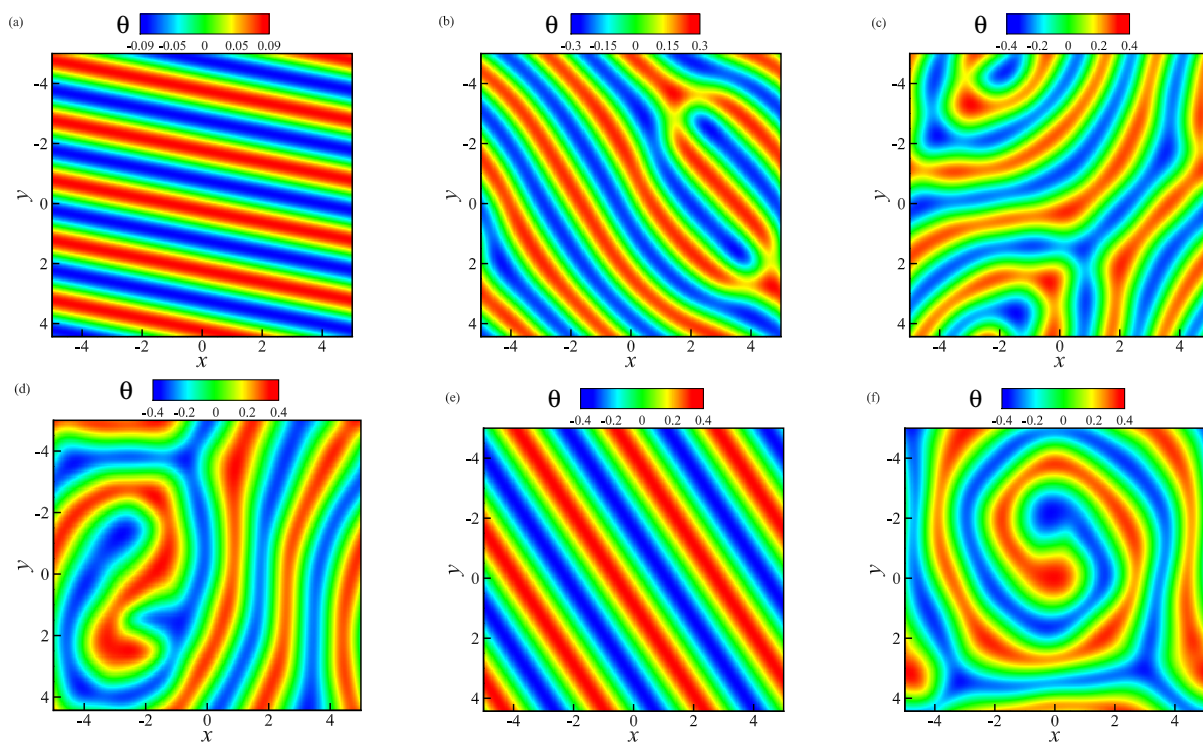


Figure 3 : Champ de température instantané dans le plan $z = 0$ pour $Pr = 1$, $Ra = -500$ et différentes valeurs de L : (a) $L = 2850$, (b) $L = 4000$, (c) $L = 5000$, (d) $L = 7000$ (oscillant), (e) $L = 7500$, et (f) $L = 8000$ (oscillant).

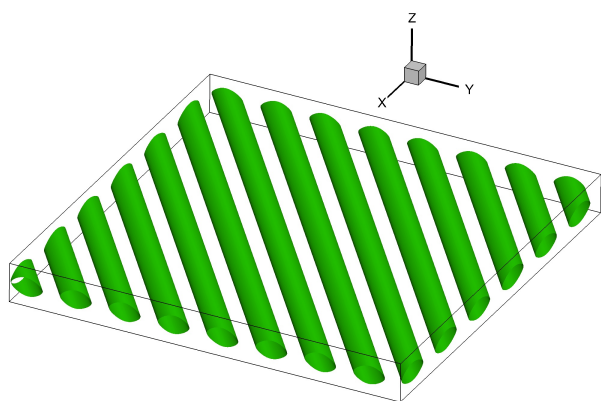


Figure 4 : Structure des iso-surfaces de $Q = 40$ pour $Ra = 0$ et $L = 2400$.

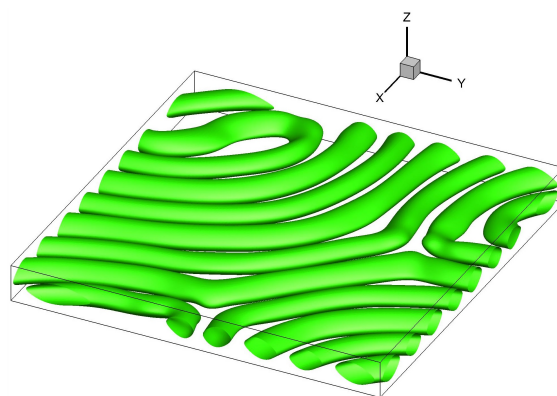


Figure 5 : Structures des iso-surfaces de $Q = 200$ pour $Ra = 0$ et $L = 5000$.

Lorsque le fluide est au repos ($L < L_c$), le transfert de chaleur se fait uniquement par conduction, par conséquent le nombre de Nusselt $Nu = 1$. Pour quantifier l'apport des instabilités thermoélectriques sur le transfert thermique, nous avons tracé sur la figure 6 l'évolution du $Nu - 1$ en fonction du nombre de Rayleigh électrique L pour différentes valeurs du Rayleigh thermique Ra . Quelque soit la valeur du nombre de Rayleigh Ra , on constate un accroissement du nombre de Nusselt Nu en fonction du nombre de Rayleigh électrique lorsque $L > L_c$. Nous remarquons que les courbes du $Nu - 1$ sont plus basses que celle de $Ra = 0$ lorsque Ra est négatif. Cela est dû à l'effet stabilisant de la poussée d'Archimède sur l'écoulement du fluide dans cette configuration.

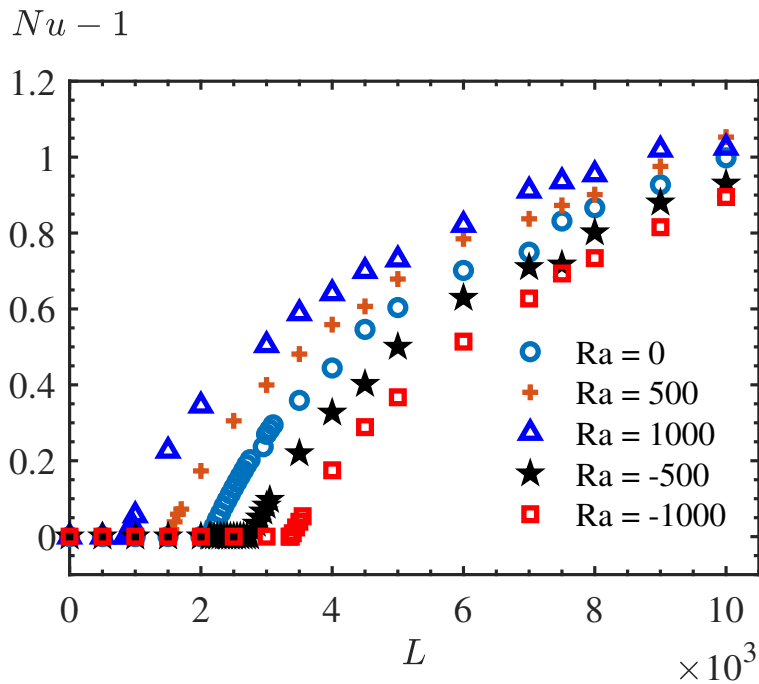


Figure 6 : Variation du nombre de Nusselt Nu en fonction du nombre de Rayleigh électrique L pour $Pr = 1$ et quelques valeurs du nombre de Rayleigh thermique Ra .

5. Conclusion

Nous avons réalisé une étude de la convection thermique induite par la poussée électrique dans une couche horizontale de fluide diélectrique soumise à un gradient vertical de température pour différentes valeurs du champ électrique. L'analyse de stabilité linéaire avec des perturbations 3D a permis de déterminer les valeurs critiques marquant le début de la convection thermoélectrique. Les modes critiques correspondants se manifestent par des rouleaux stationnaires indépendants de la nature du fluide. Les simulations numériques ont montré qu'au-delà du seuil critique, des rouleaux convectifs oscillants de type Rayleigh-Bénard ainsi que des dislocations apparaissent dans l'écoulement. Le développement de la convection s'accompagne d'un accroissement de la valeur du nombre de Nusselt. Cela prouve que la force DEP est un moyen alternatif permettant de créer des mouvements convectifs dans un fluide soumis à l'action du champ gravitationnel ou dans des conditions de microgravité. Cette méthode pourrait être utilisée dans des systèmes miniaturisés où il est possible d'appliquer des champs électriques intenses. L'implémentation de cette technique aux systèmes de refroidissement est d'un grand intérêt pour les industries aéronautique et aérospatiale où la réduction du poids ainsi que la taille des composants, tout en gardant les mêmes fonctionnalités, est un facteur primordial.

Nous réalisons actuellement des simulations numériques de la convection thermoélectrique dans une huile de silicone ($Pr = 65$) qui est utilisée pour nos expériences en laboratoire et en vols paraboliques.

Références

- [1] B. J. Kirby, *Micro- and Nanoscale Fluid Mechanics*, Cornell University - New York, Cambridge University Press (2010).
- [2] A. Bairi, E. Zarco-Permia, J.M. Garcia de Maria, A review on natural convection in enclosures for engineering, *Int. J. Fond. Therm.*, 63 (2014) 304-322.

- [3] I.V. Miroshnichenko, M.A. Sheremet, Turbulent natural convection heat transfer in rectangular enclosures using experimental and numerical approaches : A review., *Renew. Sustain. Energy Rev.*, 32 (2018) 40-59.
- [4] M.J. Gross and J.E. Porter, Electrically induced convection in dielectric liquids, *Nature*, 2012 (1966) 1343-1345.
- [5] R.J. Turnbull, Effect of dielectrophoretic forces on the Bénard instability, *Phys. Fluids*, 12 (1969) 1809-1815.
- [6] I. Mutabazi, H. Yoshilawa, M.Tadie Fogaing, V. Travnikov, O. Crumeyrolle, B. Fütterer and C. Egbers, Thermo-electro-hydrodynamic convection under microgravity, a review, *Fluid Dyn. Res.*, 48 (2016) 061413.
- [7] P.H. Roberts, Electrohydrodynamic convection, *Q. J. Mech. Appl. Math.*, 22 (1969) 211-220.
- [8] P.J. Stiles, Electro-thermal convection in dielectric liquids, *Chem. Phys. Lett.*, 179 (1991) 311-315.
- [9] H.N. Yoshikawa, M. Tadie Fogaing, O. Crumeyrolle and I. Mutabazi, Dielectrophoretic Rayleigh-Bénard convection under microgravity conditions, *Phys. Rev. E.*, 87 (2013) 043003.
- [10] E. B. Barry, H. N. Yoshikawa, M. Tadie Fogaing, C. Kang and I. Mutabazi, Critical Modes of Thermoelectric Convection Instabilities in a Vertical Slot, *Microgravity Science and Technology*, 33 (2021) 1875-0494.
- [11] L. D. Landau, and E. M. Lifshitz, *Electrodynamics of Continuous Media, Landau and Lifshitz Course of Theoretical Physics* , Burlington-Massachusetts, Elsevier Butterworth-Heinemann (1984).
- [12] C. Kang, I. Mutabazi, Columnar vortices induced by dielectrophoretic force in a stationary cylindrical annulus filled with a dielectric liquid, *J. Fluid Mech.*, 908 (2021) A26.
- [13] P. Manneville, *Dissipative Structures and weak Turbulence*, Academic Press (1990).
- [14] <http://gdr-mfa.fr/index.php/colloques> (site consulté le 23/03/2021).

Remerciements

Ces travaux de thèse sont co-financés par le Centre National d'Études Spatiales (CNES) et la Région de Normandie dans le cadre du projet INTEHLDI.

Thermal characterization of biofouling around a dynamic submarine electrical cable

Ziad MAKSSASSI^{1,2}, Bertrand GARNIER¹, Ahmed OULD EL MOCTAR¹, Franck SCHOEFS²

¹Université de Nantes, CNRS, Laboratoire de thermique et énergie de Nantes, LTeN, UMR 6607
Rue Christian Pauc, 44306 Nantes, France

²Université de Nantes, Institut de Recherche en Génie Civil et Mécanique, GeM, UMR CNRS 6183
Rue de la Noë, 44321 Nantes, France

*(Corresponding author: ziad.maksassi@univ-nantes.fr)

Abstract – The electric insulation system of high voltage dynamic cable is designed to support continuously a maximum conductor temperature of 90°C. However, the growth of biofouling, particularly mussels can modify the heat transfer around the cable. In our work we estimate the effective thermal conductivity of different types of mussels as well as the heat transfer coefficient of water around the mussels. The results showed that the effective thermal conductivity of juvenile mussels is lower than the effective thermal conductivity of adult mussels.

Keywords: Electric dynamic cable; Biofouling; Thermal analysis; Thermal characterisation of biofouling; Marine renewable energy.

Nomenclature

k_{biof}	mussels thermal conductivity, $W.m^{-1}.K^{-1}$	ρ	mass density, $kg.m^{-3}$
L	length of the tube, m	u	fluid velocity, $m.s^{-1}$
r_e	radius of external layer of mussels, m	Q	volumic power, $W.m^{-3}$
r_i	radius of internal layer of mussels, m	N	number of thermocouples
h_w	heat transfer coefficient of the water around the mussels, $W.m^{-2}.K^{-1}$	J	summation of the subtraction between numerical and measured temperatures
U	voltage, V	I	intensity, A
T	absolute temperature, K		

1. Introduction

Floating offshore wind turbine (FOWT) is one of leading developed renewable energy and is considered as a one of the main solutions against the effective warming. It's more efficient than the bottom-fixed offshore wind turbine and on land wind turbine since the speed of wind far from the coast is higher than the speed near the coast where a small increase in wind yields a large increase in energy production. For example, a turbine with 24 km/h wind can generates twice as much energy as a turbine with 19 km/h [1]. The advantages of installing FOWT over fixed-offshore wind farm are less visual disturbance, noise avoidance, stronger and more consistent wind, ability for installation in deep water, cheaper installation cost, no wind turbine size restrictions, easing to repair and last advantage is that the FOWT is more friendly to environment. On the contrary there are some disadvantages of FOWT like technical challenges for optimization of mooring lines and the electrical connection. In addition, shore-offshore distance makes the repair and maintenance operation more time consuming, therefore, costlier [2]. Electrical connection is one of the main challenge of floating offshore wind turbine, firstly the floating offshore wind turbine sends its power through dynamic power cable undersea to transformer then the transformer sends its power through static power cable to a converter platform. The alternating current is converted to a high direct current and is sent to a converter

station on land which transforms the power into three phases electric power. So, there are two categories of submarine power cable, the first category is called static cable which comes on top of or buried within the seafloor and the second category is called the dynamic cable (or umbilical) which are deployed through the water column between the surface and the seafloor as shown in figure 1.

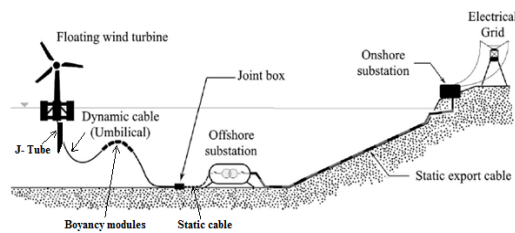


Figure 1: Power transmission system of floating offshore wind turbine[3]

Thus, the dynamic power cable is a main component in the electrical connection, its design is still a challenge to manufacturers, therefore, any external effect decreasing its efficiency will lead to receive less energy. Growth of biofouling, especially mussels can modified the heat transfer around the cable which could lead to decrease or increase the temperature of the cable, whereas as per IEC standard [4] the cross-linked polyethylene (XLPE) electric insulation system of high voltage dynamic cable (HVDC) is designed to support continuously a maximum copper wire temperature of only 90 °C. Thus, it's important to characterize the thermal effect of mussels around the cable in order to know if it will affect the heat transfer between cable and water in a positive or negative way, however, to do that a thermal characterization of mussels should be performed. To our knowledge, no prior studies exist about the thermal characterization of the mussels around the cable. In this work, the “effective” thermal conductivity of different types of mussels (juveniles, mixed (juveniles and adults) and adults, as shown in figure 2a, 2b and 2c respectively), is measured, as well as the heat transfer coefficient of water around the mussels. One should note that these mussels were extracted from the Atlantic Ocean on a mussel breeding site (Aiguillon sur Mer, France, July 8th 2020). Thermal properties measurement on mussel biofoulings were all performed within 24h after their withdraw from the sea in order to keep the mussels alive. The short time available for preparing the samples and performing all the steady state measurements was a strong constraint during the measurement campaign.



Figure 2: Different types of mussels: a) Juvenile, b) mix(juvenile and adult) and c) adult.

2. Methodology

The effective thermal conductivity of the mussels is computed using 1D analytical stationary model (Fourier's law) valid for an uniform distribution of the mussels around the tube. The measurement method is validated by measuring also the thermal conductivity of a double sided foam adhesive and by comparison with a measurement from a hot guarded plate device. In addition, the heat transfer coefficient of the water around the mussels is also computed using Newton's law. Also, it's compared with two correlations from the literature (Churchill & Chu

and Morgan [5]). Moreover, one have also considered non uniform distributions of mussels around the tube indeed in practice mussels growth occurs undersea mainly on the top of horizontal electric cable since the light is coming from above. In this case, due to more complicated geometry, the effective thermal conductivity of different types of mussels and heat transfer coefficient of the water around the mussels are estimated using numerical method (finite elements via COMSOL) to solve the 2D heat transfer equation and a parameter estimation technique (simplex method) is used to obtain the effective thermal conductivity of the mussels and the heat transfer coefficient of the water around the mussels.

2.1. Experimental setup

An experimental tube is used to perform the stationary measurements. It consists of an aluminum tube ($\phi_{int}=60\text{mm}$, $\phi_{ext}=65\text{mm}$, $L=600\text{mm}$) implemented with 5 K-type thermocouples (3 in the middle cross section with 120° angle and one thermocouple on two other cross-sections close to the extremities of the tube (at 5 cm). Six silicon rubber tapes ($L=600\text{ cm}$, $w=25.4\text{mm}$) with copper etched foil (SRFGA-124/2-P from Omega) are implemented on the inner side of the aluminum tube to provide a uniform heating. The 6 heaters are maintained in contact with the aluminum tube using a rubber air chamber with an internal pressure about 1,5 bar. Moreover, a sample holder is manufactured in order to allow the measurement inside a tank filled with sea water immobile. The supporting system for the aluminum tube consists of a POM (polyoxymethylene) seal fixed on each extremities of the tube using a plastic screw, carried up by a U-clamp connected to T-shape support, as shown in figure 3a. Then, the mussels are spreaded around the experimental tube and maintained using a steel net (1 cm mesh) as shown in figure 3b.

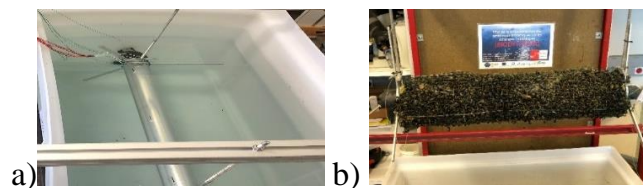


Figure 3: Experimental tube a)without mussels b) with mussels.

2.2. Measurement of the effective thermal conductivity and heat transfer coefficient

2.2.1. Analytical method (Fourier's law) for a uniform colonization around the tube

Fourier's law is used to calculate the effective thermal conductivity of mussels in case of uniform colonization (100 % coverage of mussels) and this using temperature discrepancy between the two sides of the mussel layer and the power crossing it. During the experiment, the tube is immersed in a tank filled with sea water and a power provided by the heating elements inside the tube is used to reach a steady state temperature with an increase about 5°C . Therefore, the computation of the effective thermal conductivity of mussels (k_{biof}) and of the heat transfer coefficient of water (h_w) around the mussels for an uniform colonization as shown in figure 4, is represented by the following equations (1) and (2), respectively:

$$k_{biof} (W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}) = \frac{\ln\left(\frac{r_e}{r_i}\right) * Q}{2\pi * L * (T_{av1} - T_{av2})} \quad (1)$$

$$h_w (W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}) = \frac{Q}{2\pi * r_e * L * (T_{av2} - T_w)} \quad (2)$$

where T_{av1} is the average temperature on the internal side of the mussel layer (average of T_1 , T_2 and T_3) measured by the three thermocouples in the middle cross-section and located in the

aluminum tube. T_{av2} is the average temperature on the external side of the mussel layer (average of T_4 , T_5 and T_6) and T_w is the temperature of the water far away from the aluminum tube.

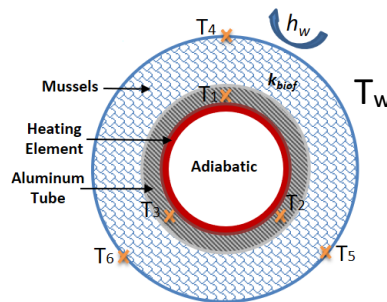


Figure 4: Middle cross-section of the aluminum tube covered with uniform colonization.

With noting that in accordance to the law of the propagation of uncertainties [5], the absolute uncertainty of the effective thermal conductivity of mussels is obtained by:

$$\delta k = \sqrt{\left(\frac{dk}{dL} \delta L\right)^2 + \left(\frac{dk}{dT_{av1}} \delta T_{av1}\right)^2 + \left(\frac{dk}{dT_{av2}} \delta T_{av2}\right)^2 + \left(\frac{dk}{dU} \delta U\right)^2 + \left(\frac{dk}{dI} \delta I\right)^2 + \left(\frac{dk}{dr_i} \delta r_i\right)^2 + \left(\frac{dk}{dr_e} \delta r_e\right)^2} \quad (3)$$

It follows then:

$$\delta k = \sqrt{\left(\frac{-\ln\left(\frac{r_e}{r_i}\right) * U * I}{2\pi L^2 (T_{av2} - T_{av1})} \delta L\right)^2 + \left(\frac{\ln\left(\frac{r_e}{r_i}\right) * U * I}{2\pi L (T_{av2} - T_{av1})^2} \delta T_{av1}\right)^2 + \left(\frac{-\ln\left(\frac{r_e}{r_i}\right) * U * I}{2\pi L (T_{av2} - T_{av1})^2} \delta T_{av2}\right)^2 + \left(\frac{\ln\left(\frac{r_e}{r_i}\right) * I}{2\pi L (T_{av2} - T_{av1})} \delta U\right)^2 + \left(\frac{\ln\left(\frac{r_e}{r_i}\right) * U}{2\pi L (T_{av2} - T_{av1})} \delta I\right)^2 + \left(\frac{-U * I}{2\pi L r_i (T_{av2} - T_{av1})} \delta r_i\right)^2 + \left(\frac{U * I}{2\pi L r_e (T_{av2} - T_{av1})} \delta r_e\right)^2} \quad (4)$$

Also, the uncertainties on the heat transfer coefficient h_w is calculated similarly as the one of thermal conductivity.

2.2.2. Numerical model (finite elements) and parameter estimation for a uniform colonization of biofouling around the tube

In this section the effective thermal conductivity of the mussels and the heat transfer coefficient of the water around the mussels are estimated using a 2D steady state thermal model computed using finite elements (COMSOL software) with the following heat conduction equation as shown in equation (5):

$$\text{div}(-k\nabla T) = Q \quad (5)$$

To solve equation (5), one has used a mesh with 2000 to 5000 nodes in the biofouling region and 1000 in the aluminum tube one. To estimate the effective thermal conductivity of mussels, a robust minimization technique is used (simplex method), in order to minimize the sum of square of the difference between measured and calculated temperatures, the latter depending on the three parameters values k_{biof} , h_{w1} and h_{w2} :

$$J = \sum_{i=1}^N (T_{i,calc.}(k_{biof}, h_{w1}, h_{w2}) - T_{i,meas.})^2 \quad (6)$$

Three different configurations of the distribution of the biofouling around the tube were considered as shown in figure 5.

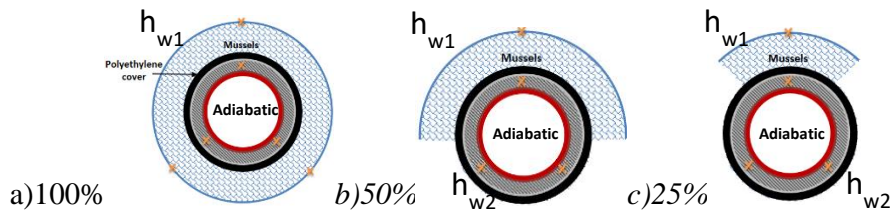


Figure 5: Different configurations of colonization distribution around the heated aluminum tube.

3. Results and discussion

3.1. Validation of the measurement method

The method and experimental setup designed to perform thermal characterization was tested using a material double sided tape adhesive which thermal conductivity was initially measured using a hot guarded plate (HGP) device with 5% relative uncertainty. The result shows that the thermal conductivity computed using equation (1) and our experimental setup with aluminum tube was equal to $0.052 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ (for double sided tape adhesive not covered with steel net) and $0.053 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ (for double sided tape adhesive covered with steel net) whereas the one with the HGP device was equal to $0.055 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ therefore with only a 5.45% and 3.64% relative discrepancy, respectively. This validation confirms that the steel net does not have a crucial effect on the value of the thermal conductivity. Also, it confirms that the extremities of the tube linked to the sample holder is quite well thermally insulated. In other words, the axial heat flux along the aluminum tube is negligible compared to the radial one which justify the fact that the direction along the tube length is not taken into account in our thermal models (analytical or numerical).

3.2. Uniform colonization around the tube

Table 1 shows that the measured values of the effective thermal conductivity of juvenile, mix (juvenile and adult) and adult mussels are 4.4, 8, 12.8 $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ respectively, for a uniform distribution of mussels around the aluminum tube. As the relative uncertainty on k_{biof} measurement is less than 9 %, the differences are pertinent. One explanation of these discrepancies can be the size of mussels which are increasing with their age (Fig.2). Indeed, due to the different mussel sizes, the porosities of the three biofouling materials are getting higher with the age of mussels. Therefore, one expects more naturel convection inside older biofouling showing therefore a higher effective thermal conductivity. In addition, the effective thermal conductivity occurring here is indeed higher than that of water. However, the resulting resistance must be compared with that of convection around the tube in the absence of mussels. In the current situation these two resistances are roughly of the same order. However, in the practical situation, the configuration changes in the sense that the composition of the deposit and its thickness change over time during successive seasons of growth of the mussels. In this case we can expect that the resistance linked to the deposit will eventually prevail and therefore would lead to a situation where the tube is more thermally insulated, which will induce overheating of the electric cable detrimental to its service life.

Mussels type	k_{biof} $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	Absolute uncertainty $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	Relative uncertainty %
Juvenile	4.4	± 0.4	9
Mix(juvenile and adult)	8.0	± 0.52	6.5
Adult	12.8	± 0.97	7.6

Table 1: Measured effective thermal conductivities of different types of mussels uniformly distributed around the aluminum tube.

Table 2 shows the measured heat transfer coefficients of 3395, 873, 2682 $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ around the juvenile, mix (juvenile and adult) and adult mussels respectively, for a uniform distribution of mussels around the tube. However, the relative uncertainty reaches 19%-37%, this due to the fact that the position of the external thermocouple is not very accurate (± 5 mm) and to the temperature discrepancy between mussels external layer and water which is very small. Considering the relatively high value of the convective heat transfer its contribution in the overall thermal resistance, between the cable and the external water, is small comparing the to the one of the biofouling.

Mussels type	h_w	Absolute uncertainty	Relative uncertainty	ΔT	Absolute uncertainty	Relative uncertainty
	$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$	$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$	%	$^{\circ}\text{C}$	$^{\circ}\text{C}$	%
Juvenile	3395	± 1123	33	0.23	± 0.07	30
Mix (juvenile & adult)	873	± 164	19	0.4	± 0.07	17.5
Adult	2682	± 1003	37	0.2	± 0.07	35

* ΔT : is the difference between the temperature on the external side of the mussel layer and the temperature of the water.

Table 2: *Experimental value of the heat transfer coefficient of the water around the mussels.*

After the previous measurement, one has checked the effect of water circulation in the open pores of the biofouling on the effective thermal conductivity. For this purpose, one has used a cluster of glass beads implemented around the experimental tube and maintained using a steel net as shown in figure 6a. The measured porosity of glass medium is about 43% and its measured effective thermal conductivity was found equal to $2.4 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ which is higher than the thermal conductivity of water ($0.6 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$) and of the glass ($1.1 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$). This shows that there is a small circulation of water in the porous space which leads to higher effective thermal conductivity. Also, a test is performed after covering the glass medium with a polyethylene stretch film as shown in figure 6b. Then, the effective thermal conductivity of the glass beads medium drops slightly to $2.19 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ so the difference is not exceeding 9%. Subsequently, the external water doesn't have a great effect on the value of the effective thermal conductivity of the porous medium. Moreover, the homogeneous effective thermal conductivity of glass beads due to Maxwell expression [7] gives a value of $0.93 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ which is lower than the measured effective thermal conductivity of the glass medium $2.4 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$, where it should be noted that the homogeneous thermal conductivity of Maxwell is valid for small porosities up to 25%, however as mentioned before the porosity of our glass medium is 43%. Therefore, the hypothesis of the small circulation of water in the porous space which leads to a higher effective thermal conductivity is more likely.

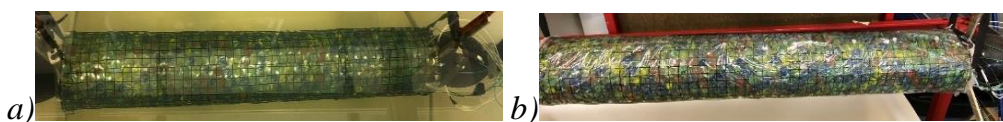


Figure 6: *Experimental tube covered with glass beads a) without plastic cover b) with plastic cover.*

Moreover, the analytical stationary method for the estimation of the heat transfer coefficient of the water around the mussels is validated by comparing the result of the heat transfer coefficient of the water around a tube without the presence of the mussels and two correlations from the literature (Churchill & Chu and Morgan [5]). Table 4 shows that the error between the experimental value and Morgan correlation is 6%, which is smaller than the error between the experimental and the Churchill & Chu correlation 29%, this due to the fact that in Churchill &

Chu correlation the Rayleigh number is considered for a wide range in contrast to the Morgan correlation. Moreover, it should be noted that the heat transfer coefficient obtained from the correlations is hiding all the complexity of the problem and all hypothesis are not quite well respected, thus the difference between the experimental and theoretical values obtained from correlations is acceptable.

h_w (<i>experimental</i>)	h_w (<i>Churchill & Chu</i>)	Error (<i>Experimental and Churchill & Chu</i>)	h_w (<i>Morgan</i>)	Error (<i>Experimental and Churchill & Chu</i>)
$Wm^{-2}K^{-1}$	$Wm^{-2}K^{-1}$	%	$Wm^{-2}K^{-1}$	%
220	309	29	234	6%

Table 4: *Experimental and theoretical values of the heat transfer coefficient of the water around the experimental tube without mussels.*

3.3. Non-uniform colonization around the tube

In real offshore installations, the mussels don't grow uniformly around the submarine cable. One reason for that is the non-uniform irradiation by the sun light. Thus, we are estimating the effective thermal conductivity of non-uniform mussels distribution around the tube and the heat transfer coefficient of the water around them. In the present simulation, the external temperature of the system is imposed as the temperature of the water and a power source is imposed by the heating elements. Table 5 shows the estimated effective thermal conductivity of juvenile mussels as well as the heat transfer coefficient of the water around the mussels with non-uniform colonization around the aluminum tube covered with polyethylene. One can note that there is a difference between the effective thermal conductivity of juvenile mussels for 100% colonization between the experimental aluminum tube with/without cover of polyethylene, this may be due to the fact that we don't have the same imposed heating flux and temperature gradient between the external layer and the internal layer of the mussels. That means that convection in the porous medium will not be the same and that will lead to different effective conductivities. Results in the table 5 shows that the effective thermal conductivity of uniform and non-uniform colonization has approximately the same order of magnitude, the difference can be related to the accuracy of the measurement and the temperature gradient between the external and the internal layer of mussels. It can be noted that the sensitivity of the heat transfer coefficient of the water around the mussels (h_{w1}) is small comparing to the sensitivity of the effective thermal conductivity. This result is coherent with our purely conductive model. A modification of this effective thermal conductivity is expected with the convection effect. Actually, in real application there is a current flow velocity of water in the system, then the effect of the global heat transfer coefficient of the water around the cable or mussels have to be considered. In our future work the right boundary conditions, taking the convection into account, will be considered through the simulation of the velocity distribution around the system.

Colonization	k_{biof}	Sensitivity	h_{w1}	Sensitivity	h_{w2}	Sensitivity
%	$W.m^{-1}.K^{-1}$	$^{\circ}C$	$W.m^{-2}.K^{-1}$	$^{\circ}C$	$W.m^{-2}.K^{-1}$	$^{\circ}C$
25	1.4	1	1510	0.1	1960	0.9
50	1.9	1	310	0.1	3910	0.88
100	1.6	5	910	0.1	-	-

Table 5: *Effective thermal conductivity of juvenile mussels and heat transfer coefficient of water around the mussels for different % of colonization.*

4. Conclusion

In this work, one has performed the thermal characterization of mussels biocolonization. The experimental work is very challenging since we had to perform all the experiments within 24 hours to keep the mussels alive. The thermal conductivity of different types of mussels (juvenile, mix -juvenile and adult- and adult) as well as the heat transfer coefficient of the water around the mussels were estimated in the uniform mussels distribution case. We have obtained that juvenile mussels have the smallest effective thermal conductivity compared to the mix (juvenile and adult) and adult mussels respectively. This thermal characterization of the biofouling will allow in the future to compute the temperature distribution within the electric cable using an appropriate numerical model, knowing the structure of the cable and will help to predict the thermal contribution on the fatigue of those cables.

References

- [1] <https://www.americangeosciences.org/critical-issues/faq/what-are-advantages-and-disadvantages-offshore-wind-farms> (Available online : 5/5/2018).
- [2] R.Weerheim (2018). *Development of dynamic power cables for commercial floating wind farms*. Faculty of Mechanical, Maritime and Materials Engineering Department of Marine and Transport Technology. Delft University of Technology.
- [3] F. Adam, M.U.T Rentschler, P. Chainho, K. Krügel and P.C. Vicente. *Parametric study of dynamic inter-array cable systems for floating offshore wind turbines*. Marine Systems & Ocean Technology, 15 (2020) 16-25.
- [4] Calculation of the current rating, 2006, "Part 1-1 Current rating equations (100% load factor) and calculation of losses", IEC standard 60287-1-1.
- [5] F. P. Incropera, D.P. Dewitt, T.L. Bergman, A.S. Lavine. *Fundamentals of heat and mass transfer* (6th edition) (2007).
- [6] Moffat. *Describing the uncertainties in experimental results*. Experimental thermal and fluid science, 1(1):3–17, 1988.
- [7] Maxwell, J. C., *A Treatise on Electricity and Magnetism*, 3rd ed., Oxford University Press, Oxford, 1892.

Acknowledgements

This work was carried out within the framework of the WEAMEC, West Atlantic Marine Energy Community, and with funding from the Pays de la Loire Region. Also, I would like to thanks to Arnaud ARRIVE (Technician in LTeN) who helps in the fabrication of the experimental tube.

Utilisation de fonctions objectifs locales pour l'optimisation topologique des échanges thermiques d'un canal vertical asymétriquement chauffé

Application of a local cost function for the topology optimization of a vertical channel asymmetrically heated

David MARTI^{*,(1)}, Delphine RAMALINGOM⁽¹⁾, Pierre-Henri COCQUET^{(1),(2)}, Alain BASTIDE⁽¹⁾

(1) Laboratoire de Physique et Ingénierie Mathématiques pour l'Énergie, l'Environnement et le Bâtiment (PIMENT), 40 avenue de Soweto - 97410 Saint-Pierre.

(2) Laboratoire des Sciences de l'Ingénieur Appliquées à la Mécanique et au Génie Electrique (SIAME), E2S-UPPA, Université de Pau et des Pays de l'Adour, 64000 Pau, France.

* (auteur correspondant : david.marti@univ-reunion.fr)

Résumé - Dans le cadre de l'optimisation topologique d'un canal verticalement chauffé et d'un écoulement fluide à convection naturelle dominante, une nouvelle fonction objectif dite locale est étudiée. Celle-ci prend en compte des grandeurs physiques définies en chaque point du domaine de calcul, telles que les angles entre le vecteur vitesse et gradient de température, afin de favoriser les échanges de chaleur. Une étude numérique superposant cette fonctionnelle à des fonctions objectifs globales classiques est présentée. Des géométries de canal qui convectent mieux la chaleur sont obtenues.

Mots-clés : Convection naturelle ; Canal vertical ; Optimisation topologique ; Optimisation locale ; Méthode de l'adjoint.

Abstract - In the context of the topological optimization of a vertical channel asymmetrically heated in mixed convection, a new local cost function is defined and studied. This local cost function involves some physical quantities in each point of the computational domain, namely the angle between the velocity vector and the gradient of temperature in order to increase the heat transfer in the channel. A numerical experiment is carried out along with the use of some more classical global cost functions. A channel shape with increased heat convection is obtained.

Keywords: Natural convection; Vertical channel; Topology optimization; Local optimization; Adjoint sensitivity analysis.

Nomenclature

\mathbf{u}	Vecteur vitesse	Pr	Nombre de Prandtl
θ	Température	Ra_b	Nombre de Rayleigh modifié
p	Pression	Nu	Nombre de Nusselt
γ	Perméabilité inverse	∂_n	$\partial_n = n \cdot \nabla$, dérivée par rapport à la normale
Re	Nombre de Reynolds	$\ \cdot\ $	$\ x\ = \sqrt{x_1^2 + x_2^2 + \dots + x_N^2}$, norme
Ri	Nombre de Richardson		

1. Introduction

L'économie d'énergie est un enjeu majeur des bâtiments en milieu tropical où les températures extérieures élevées imposent encore trop souvent d'utiliser des systèmes énergivores permettant

d'assurer le confort des occupants d'un bâtiment. Nos travaux concernent les échangeurs de chaleur passifs fonctionnant à partir des principes du thermosiphon et de la ventilation naturelle tel que le mur Trombe.

La géométrie naturelle du canal par lequel l'air d'un mur Trombe s'écoule est le canal vertical rectangulaire. Il a été montré que des géométries moins instinctives peuvent mener à des échanges de chaleur plus importants entre l'entrée et la sortie du canal et donc à une meilleure performance du mur Trombe [1]. L'optimisation topologique d'écoulement fluide est un outil d'aide à la conception important pour le concepteur. C'est un domaine de recherche très actif, comme le montrent les récentes études de la littérature [2, 3]. Cette communication présente de nouvelles fonctionnelles qualifiées de fonctionnelles locales. Une fonction objectif est l'expression mathématique des quantités physiques que l'on souhaite minimiser ou maximiser afin d'optimiser les performances d'un système. Certaines fonctionnelles sont classiquement utilisées en optimisation topologique : la minimisation des pertes mécaniques par dissipation entre l'entrée et la sortie d'un écoulement ou l'augmentation des échanges de chaleur au sein d'un domaine. La plupart des fonctionnelles proposées à ce jour sont des fonctionnelles globales. Ces fonctionnelles globales sont mathématiquement définies aux frontières du domaine via l'utilisation d'intégrales surfaciques. Il s'agit souvent de différences de quantités entre l'entrée et la sortie d'un domaine. L'originalité de nos travaux consiste à définir et à utiliser des fonctionnelles locales qui prennent en compte des quantités calculées au sein du domaine à l'aide d'intégrales volumiques et qui permettent de minimiser et d'optimiser des quantités basées sur des considérations physiques locales. L'intérêt de ces fonctionnelles est qu'elles peuvent renforcer ou diminuer localement l'influence des fonctionnelles globales sur l'optimisation topologique. Ceci offre par exemple la possibilité au concepteur de définir au sein de son domaine des zones où il souhaite affiner les résultats d'une optimisation topologique classique.

2. Équations physiques du problème

Nous étudions ici des écoulements de fluides en convection naturelle dominante (convection légèrement forcée). La technique d'optimisation utilisée est la méthode adjointe continue d'analyse de la sensibilité telle que décrite par [2, 4]. Les équations de Navier-Stokes sont pénalisées par un terme $-h_\tau(\gamma)\mathbf{u}$. γ est un champ scalaire qui représente la perméabilité inverse de la matière. Ce terme est nul lorsque nous avons localement du fluide et suffisamment grand lorsque nous avons localement un solide. La vitesse est ainsi proche de zéro dans les zones solides. La fonction $h_\tau(\gamma)$ est une fonction sigmoïde qui pénalise les valeurs intermédiaires de γ , elle a été proposée par [5].

La Figure 1 représente la géométrie de notre problème. Les équations sans dimension de notre problème physique (1) sont les équations de continuité, de Navier-Stokes en incompressible et de transfert de la chaleur.

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{u} &= 0 && \text{in } \Omega, \\ (\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} &= -\nabla p + A\Delta\mathbf{u} - h_\tau(\gamma)\mathbf{u} + B\theta\vec{e}_y^{\rightarrow} && \text{in } \Omega, \\ \mathbf{u} \cdot \nabla\theta &= \nabla \cdot (Ck_\tau(\gamma)\nabla\theta) && \text{in } \Omega, \end{aligned} \quad (1)$$

où les constantes $A, B, C = \{\text{Re}^{-1}, \text{Ri}, \text{Re}^{-1}\text{Pr}^{-1}\}$ avec Re le nombre de Reynolds, Ri le nombre de Richardson et Pr le nombre de Prandtl.

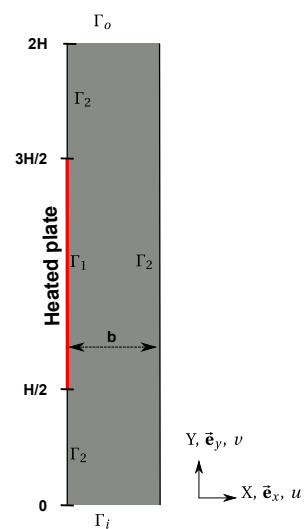


Figure 1: Géométrie du canal chauffé

Les conditions aux limites considérées sont les suivantes :

$$\begin{aligned}
 \mathbf{u} &= 0, & \nabla p &= 0, & \partial_n \theta &= -1 & \text{sur } \Gamma_1, \\
 \mathbf{u} &= 0, & \nabla p &= 0, & \partial_n \theta &= 0 & \text{sur } \Gamma_2, \\
 \mathbf{u} &= u_i \mathbf{e}_y, & \nabla p &= 0, & \theta &= 0 & \text{sur } \Gamma_i, \\
 \left. \begin{aligned}
 \partial_n \mathbf{u} \cdot \mathbf{e}_y &= 0, & p &= 0, & \partial_n \theta &= 0 & \text{sur } \Gamma_o, \text{ si l'écoulement est sortant} \\
 \mathbf{u} \cdot \mathbf{e}_x &= 0 \\
 \partial_n \mathbf{u} \cdot \mathbf{e}_y &= 0
 \end{aligned} \right\}, & p &= -0.5 \|\mathbf{u}\|^2, & \theta &= 0 & \text{sur } \Gamma_o, \text{ si l'écoulement est entrant}
 \end{aligned} \quad (2)$$

où $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_i$, et Γ_o sont respectivement la paroi chauffée du canal, la paroi adiabatique, l'entrée et la sortie du domaine. Le champ de vitesse u_i à l'entrée du canal a un profil parabolique via : $u_i(x) = 6.1x(1-x)$.

Les grandeurs physiques ont été adimensionnées de la façon suivante : $u = \frac{U}{U_{\text{Réf}}}$, $\theta = \frac{T - T_\infty}{\Delta T}$ et $p = \frac{p}{\rho 0.5 U_{\text{Réf}}^2}$ avec $T_\infty = 298.15 \text{ K}$, $U_{\text{Réf}} = \frac{Q_v}{S}$ et $\Delta T = \frac{q\lambda}{b}$. Q_v est le débit volumique imposé à l'entrée, S la surface de l'entrée ρ la masse volumique du fluide, b la largeur du canal. λ et q sont la conductivité thermique du fluide et le flux de chaleur de la paroi chauffante.

3. Formulation du problème d'optimisation

Le présent problème d'optimisation consiste à minimiser une fonctionnelle $\mathcal{J}(\mathbf{u}, p, \theta)$ avec (\mathbf{u}, p, θ) respectant l'équation (1). Nous utilisons les fonctionnelles globales suivantes étudiées par [1] :

$$\mathcal{J}_1(\mathbf{u}, p) = -\frac{1}{|\Gamma_i|} \int_{\Gamma_i} p_t \, dS \int_{\Gamma_i} \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} \, dS - \frac{1}{|\Gamma_o|} \int_{\Gamma_o} p_t \, dS \int_{\Gamma_o} \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} \, dS, \quad (3)$$

$$\mathcal{J}_2(\mathbf{u}, \theta) = \frac{1}{|\Gamma_i|} \int_{\Gamma_i} \theta \, dS \int_{\Gamma_i} \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} \, dS + \frac{1}{|\Gamma_o|} \int_{\Gamma_o} \theta \, dS \int_{\Gamma_o} \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} \, dS. \quad (4)$$

Ci-dessus $p_t = p + 1/2 \|\mathbf{u}\|^2$ est la pression totale, Γ_i et Γ_o sont respectivement l'entrée et la sortie du domaine. La fonctionnelle globale (3) minimise les pertes d'énergie mécanique du fluide entre l'entrée et la sortie du domaine tandis que la fonctionnelle globale (4) maximise la puissance thermique entre l'entrée et la sortie du domaine. Nous proposons de définir et d'ajouter une fonctionnelle locale à ces deux fonctionnelles.

3.1. Définition de la fonctionnelle locale

L'idée est ici de maximiser ou minimiser localement les transferts de chaleur. Dans le cas d'une plaque plane semi-infinie parallèle à un écoulement, la chaleur est parfaitement convectée et le gradient de température est orthogonal au champ de vitesse. Nous pouvons ainsi en déduire que, pour mieux convecter la chaleur dans le canal, le gradient de température doit être orthogonal au champ de vitesse au niveau de l'interface fluide/solide (voir Figure 2).

Physiquement, faire en sorte que deux vecteurs soient orthogonaux revient à avoir un cosinus nul. Le cosinus $\cos(\mathbf{u}, \nabla\theta)$ est donné par

$$\cos(\mathbf{u}, \nabla\theta) = \frac{\mathbf{u} \cdot \nabla\theta}{\|\mathbf{u}\| \|\nabla\theta\|}.$$

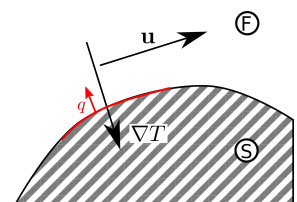


Figure 2: Orientation des grandeurs physiques afin de favoriser la convection de la chaleur

Ce dernier est compris entre -1 et $+1$. Étant donné qu'il est plus pratique numériquement d'optimiser une quantité de signe constant, nous proposons de minimiser son carré. Enfin, comme l'application $\mathbf{x} \in \mathbb{R}^N \mapsto \|\mathbf{x}\| \in \mathbb{R}$ n'est pas différentiable en $\mathbf{x} = 0$, nous allons perturber le dénominateur pour retrouver une fonctionnelle objectif locale différentiable ce qui nous permettra d'utiliser des algorithmes à base de gradient pour la résolution numérique du problème d'optimisation. La fonction coût considérée est enfin :

$$\mathcal{J}_3(\mathbf{u}, \theta) = \frac{1}{2} \int_{\Omega} \frac{(\mathbf{u} \cdot \nabla \theta)^2}{(\|\mathbf{u}\| \|\nabla \theta\|)^2 + s} d\Omega, \quad s = 10^{-6}. \quad (5)$$

Cette fonctionnelle est locale dans le sens où la quantité $\frac{(\mathbf{u} \cdot \nabla \theta)^2}{(\|\mathbf{u}\| \|\nabla \theta\|)^2 + s}$ en chaque point du domaine de calcul entre en jeu dans le processus d'optimisation. Minimiser cette quantité revient à faire tendre les vecteurs \mathbf{u} et/ou $\nabla \theta$ vers $\mathbf{0}$ ou bien à faire en sorte qu'ils soient orthogonaux.

3.2. Poids des fonctionnelles

Puisque que ces trois fonctionnelles peuvent chacune favoriser un objectif contradictoire, nous leur attribuons à chacune un poids différent sous la forme d'un scalaire c_1, c_2, c_3

$$\begin{aligned} \min \quad \mathcal{J}(\mathbf{u}, p, \theta) &= c_1 \hat{\mathcal{J}}_1(\mathbf{u}, p, \theta) - c_2 \hat{\mathcal{J}}_2(\mathbf{u}, p, \theta) + c_3 \hat{\mathcal{J}}_3(\mathbf{u}, p, \theta), \\ \text{où } (\mathbf{u}, p, \theta) &\text{ vérifient (1), (2),} \end{aligned} \quad (6)$$

Les fonctionnelles sont normalisées par rapport à leurs valeurs maximales et minimales qu'elles peuvent prendre, via la formulation (7). Les valeurs f_{max} (respectivement f_{min}) de \mathcal{J}_1 et \mathcal{J}_2 sont obtenues en les maximisant (respectivement minimisant) indépendamment d'autres fonctionnelles. La fonctionnelle locale \mathcal{J}_3 est comprise entre 0 et 1 par construction.

$$\hat{f} = \frac{f - f_{min}}{f_{max} - f_{min}} \quad (7)$$

Pour notre expérience numérique nous aurons pour la suite : $f_{1max} = 0, f_{1min} = -30, f_{2max} = 0.2, f_{2min} = 0, f_{3max} = 1, f_{3min} = 0$ et $c_1 = c_2 = c_3 = 0.5$

Le signe négatif devant $\hat{\mathcal{J}}_2$ vient du fait que l'on cherche à maximiser \mathcal{J}_2 donc à minimiser son opposé.

4. Méthode d'optimisation topologique

4.1. Fonction d'interpolation

La perméabilité inverse est interpolée par la fonction sigmoïde suivante, telle qu'utilisée dans [1]. Cette fonction pénalise continûment les valeurs intermédiaires de γ afin de les faire tendre vers une valeur γ nulle (fluide) ou très grande (solide). Après l'application de cette fonction, les valeurs intermédiaires sont minoritaires, voire inexistantes. La fonction d'interpolation de la diffusivité (9) est construite sur le même principe. Nous utiliserons par la suite $\tau = 0.6$.

$$h_{\tau}(\gamma) = \gamma_{max} \left(\frac{1}{1 + e^{-\tau(\gamma - \gamma_0)}} - \frac{1}{1 + e^{\tau\gamma_0}} \right), \quad (8)$$

$$k_{\tau}(\gamma) = \left(\frac{k_s}{k_f} - 1 \right) \left(\frac{1}{1 + e^{-\tau(\gamma - \gamma_0)}} - \frac{1}{1 + e^{\tau\gamma_0}} \right) + 1. \quad (9)$$

4.2. Problème adjoint

La méthode des multiplicateurs de Lagrange décrite dans [1, 4, 5]) est utilisée pour résoudre notre problème d'optimisation. Le lagrangien \mathcal{L} est défini par :

$$\mathcal{L}(\mathbf{u}, p, \theta, \mathbf{u}^*, p^*, \theta^*, \gamma) = \mathcal{J}(\mathbf{u}, p, \theta) + \int_{\Omega} \mathcal{R}(\mathbf{u}, p, \theta) \cdot (\mathbf{u}^*, p^*, \theta^*) d\Omega, \quad (10)$$

où $(\mathbf{u}^*, p^*, \theta^*)$ sont les variables adjointes. $\mathcal{R}(\mathbf{u}, p, \theta) = 0$ sont les contraintes de notre problème d'optimisation données par les équations physiques (1). Les fonctions coûts peuvent se décomposer en fonctionnelles définies sur la frontière du domaine ou bien son volume. Afin d'obtenir une formulation générale du problème d'optimisation, nous considérons

$$\mathcal{J}(\mathbf{u}, p, \theta) = c_1 \mathcal{J}_1 + c_2 \mathcal{J}_2 + c_3 \mathcal{J}_3 = \int_{\Omega} \mathcal{J}_{\Omega}(\mathbf{u}, p, \theta) d\Omega + \int_{\Gamma} \mathcal{J}_{\Gamma}(\mathbf{u}, p, \theta) d\Gamma.$$

La dérivée fonctionnelle (au sens de Fréchet) de \mathcal{J}_3 est donnée par les équations suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{J}}{\partial u} [\delta u] &= \int_{\Omega} \frac{(\mathbf{u} \cdot \nabla \theta)}{(\|\mathbf{u}\| \|\nabla \theta\|)^2 + s} (\nabla \theta \cdot \delta u) d\Omega - \int_{\Omega} (\mathbf{u} \cdot \nabla \theta)^2 \left(\frac{\|\nabla \theta\|^2 u \cdot \delta u}{((\|\mathbf{u}\| \|\nabla \theta\|)^2 + s)^2} \right) d\Omega, \\ \frac{\partial \mathcal{J}}{\partial \theta} [\delta \theta] &= \int_{\Omega} \frac{(\mathbf{u} \cdot \nabla \theta)}{(\|\mathbf{u}\| \|\nabla \theta\|)^2 + s} (\nabla \delta \theta \cdot \mathbf{u}) d\Omega - \int_{\Omega} (\mathbf{u} \cdot \nabla \theta)^2 \left(\frac{\|\mathbf{u}\|^2 \nabla \theta \cdot \nabla \delta \theta}{((\|\mathbf{u}\| \|\nabla \theta\|)^2 + s)^2} \right) d\Omega, \\ &= \int_{\partial \Gamma} \delta \theta \Phi \cdot \mathbf{n} dS - \int_{\Omega} \delta \theta \operatorname{div} \Phi d\Omega, \end{aligned}$$

avec

$$\Phi = \frac{(\mathbf{u} \cdot \nabla \theta)}{(\|\mathbf{u}\| \|\nabla \theta\|)^2 + s} \mathbf{u} - \left(\frac{\|\mathbf{u}\|^2 (\mathbf{u} \cdot \nabla \theta)^2}{((\|\mathbf{u}\| \|\nabla \theta\|)^2 + s)^2} \right) \nabla \theta.$$

Les dérivées de la somme des différentes fonctionnelles sont donc :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{J}_{\Omega}}{\partial u} &= \int_{\Omega} c_3 \frac{(\mathbf{u} \cdot \nabla \theta)}{(\|\mathbf{u}\| \|\nabla \theta\|)^2 + s} (\nabla \theta) d\Omega - \int_{\Omega} c_3 (\mathbf{u} \cdot \nabla \theta)^2 \left(\frac{\|\nabla \theta\|^2 u}{((\|\mathbf{u}\| \|\nabla \theta\|)^2 + s)^2} \right) d\Omega, \\ \frac{\partial \mathcal{J}_{\Omega}}{\partial \theta} &= - \int_{\Omega} c_3 \operatorname{div} \Phi d\Omega, \\ \frac{\partial \mathcal{J}_{\Omega}}{\partial p} &= 0 \end{aligned} \quad (11)$$

Et prenant les conditions limites de notre problème qui annulent certaines intégrales surfaciques, les dérivées fonctionnelles de \mathcal{J}_{Γ} sont :

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial \mathcal{J}_{\Gamma}}{\partial p} \right|_{\Gamma_i} &= -c_1 \frac{1}{|\Gamma_i|} \int_{\Gamma_i} \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS \\ \left. \frac{\partial \mathcal{J}_{\Gamma}}{\partial \theta} \right|_{\Gamma_o} &= c_2 \frac{1}{|\Gamma_o|} \int_{\Gamma_o} \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS + c_3 \int_{\Gamma_o} \Phi \cdot \mathbf{n} dS \\ \left. \frac{\partial \mathcal{J}_{\Gamma}}{\partial \mathbf{u}} \right|_{\Gamma_o} &= -c_1 \frac{1}{|\Gamma_o|} \mathbf{n} \int_{\Gamma_o} p_t dS - c_1 \mathbf{u} \cdot \int_{\Gamma_o} \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS \\ &+ c_2 \frac{1}{|\Gamma_o|} \mathbf{n} \int_{\Gamma_o} \theta dS, \end{aligned} \quad (12)$$

Les points qui annulent \mathcal{L} par rapport aux variables primales permettent d'obtenir les équations du problème adjoint (13) qui est donné par [1, Eq. (15-16)].

$$\begin{aligned} \nabla p^* - h_\tau(\gamma) \mathbf{u}^* + \theta \nabla \theta^* + A \Delta \mathbf{u}^* + \nabla \mathbf{u}^* \mathbf{u} - (\mathbf{u}^* \cdot \nabla) \mathbf{u} &= \frac{\partial \mathcal{J}_\Omega}{\partial \mathbf{u}} \text{ sur } \Omega, \\ \nabla \cdot \mathbf{u}^* &= \frac{\partial \mathcal{J}_\Omega}{\partial p} \text{ sur } \Omega, \\ B \mathbf{u}^* \cdot \vec{e}_y + \mathbf{u} \cdot \nabla \theta^* + \nabla \cdot (C k_\tau(\gamma) \nabla \theta^*) &= \frac{\partial \mathcal{J}_\Omega}{\partial \theta} \text{ sur } \Omega, \end{aligned} \quad (13)$$

et leurs conditions limites associées :

$$\begin{aligned} \text{sur } \Gamma_1 \cup \Gamma_2 : \quad \mathbf{u}^* &= 0, \quad \frac{\partial \mathcal{J}_\Gamma}{\partial \theta} = \text{Re}^{-1} \text{Pr}^{-1} k_\tau(\alpha) \nabla \theta^* \cdot \mathbf{n}, \quad \partial_n p^* = 0, \\ \text{sur } \Gamma_i : \quad u_t^* &= 0, \quad \theta^* = 0, \quad \frac{\partial \mathcal{J}_\Gamma}{\partial p} = -u_n^*, \quad \partial_n p^* = 0, \\ \text{sur } \Gamma_{o1} : \quad u_t^* &= 0, \\ & -\theta^* u_n - \text{Re}^{-1} \text{Pr}^{-1} k_\tau(\gamma) \partial_n \theta^* = \frac{\partial \mathcal{J}_\Gamma}{\partial \theta}, \\ & -p^* - \theta^* \theta - \text{Re}^{-1} \partial_n \mathbf{u}^* \cdot \mathbf{n} - u_n^* u_n - \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}^* = \frac{\partial \mathcal{J}_\Gamma}{\partial \mathbf{u}} \cdot \mathbf{n}, \\ \text{sur } \Gamma_{o2} : \quad u^* &= 0, \quad \theta^* = 0, \\ & -p^* - \text{Re}^{-1} \partial_n \mathbf{u}^* \cdot \mathbf{n} = \frac{\partial \mathcal{J}_\Gamma}{\partial \mathbf{u}} \cdot \mathbf{n} \end{aligned} \quad (14)$$

où $u_n = \mathbf{u} \cdot \mathbf{n}$ et $u_t = \mathbf{u} \cdot \mathbf{t}$ sont la composante normale et tangentielle de \mathbf{u} et où Γ_{o1} et Γ_{o2} représentent la frontière de sortie du domaine lorsque le fluide est sortant (Γ_{o1}) ou bien rentrant Γ_{o2} .

4.3. Implémentation

Le gradient de la fonction coût par rapport aux paramètres de conception γ est donné par :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{J}}{\partial \gamma}(\gamma) &= \frac{\partial h_\tau}{\partial \gamma} \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}^* - C \frac{\partial k_\tau}{\partial \gamma} \nabla \theta \cdot \nabla \theta^* \quad \text{dans } \Omega, \\ \frac{\partial \mathcal{J}}{\partial \gamma}(\gamma) &= -C \frac{\partial k_\tau}{\partial \gamma} \theta^* \text{ avec } \partial_n \theta = -1 \quad \text{sur } \Gamma_1. \end{aligned} \quad (15)$$

Une méthode du gradient conjugué permet d'itérer vers la configuration qui minimise les fonctions coûts (voir [5, p. 5, Figure 2]).

5. Expérience numérique

L'implémentation d'un solveur adjoint a été réalisée en interne grâce à la librairie OpenFOAM. Le cas physique considéré est celui du canal présenté précédemment. Les composantes de chaque fonctionnelle ainsi que la puissance thermique développée par le canal sont calculées pour les différents cas. La puissance thermique est donnée par l'équation (16).

$$P_{th} = \int_{\Gamma_o} \theta \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS - \int_{\Gamma_i} \theta \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS. \quad (16)$$

Nous calculons aussi la fraction Q_t de solide ajoutée au domaine Ω

$$Q_t = \frac{1}{\gamma_{max} V_{tot}} \int_{\Omega} h_\tau(\gamma) d\Omega, \quad (17)$$

où $V_{tot} = 2Hb$ est le volume total d' Ω .

Trois cas sont étudiés. Le cas 1 est celui du canal non optimisé, le second correspond à l'utilisation des fonctionnelles globales (3) et (4), comme cela a été fait dans [1]. Le troisième cas consiste à ajouter l'usage de la fonctionnelle locale (5) au cas 2. Tous les cas sont simulés avec $Ri = 200$ et $Re = 400$.

Les Figures 3-(a), 3-(b) et 3-(c) concernent le cas 2 et représentent respectivement le champ de densité solide ($h(\gamma)$), le champ de vitesse u et le champ de température θ . Les Figures 3-(d), 3-(e), 3-(f) concernent le cas 3 et représentent les mêmes champs. Le Tableau 1 donne les différentes grandeurs post-traitées pour les différents cas.

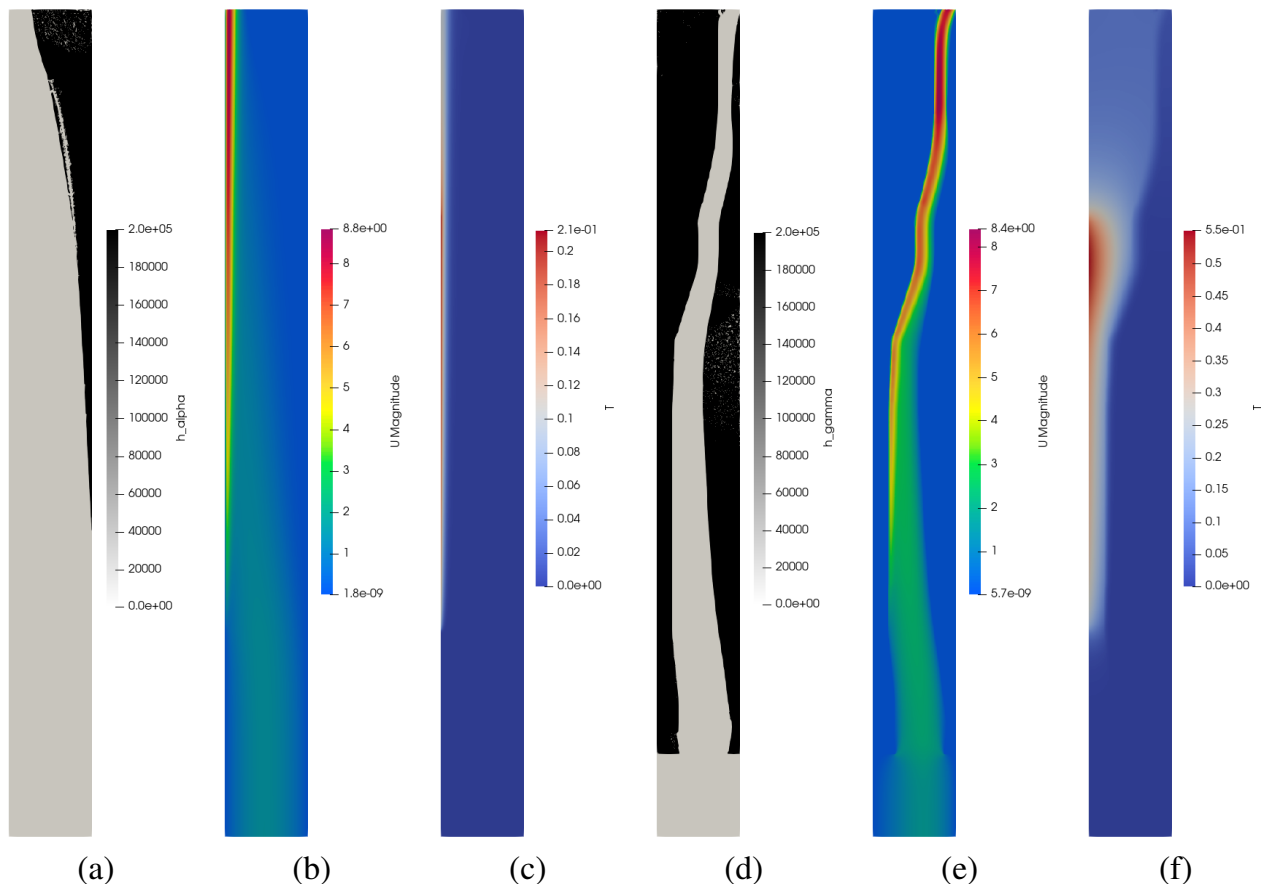


Figure 3: **Cas 2** : Canal optimisé avec utilisation des deux fonctionnelles globales. (a) : perméabilité inverse — (b) : Champ de vitesse — (c) : Champ de température
Cas 3 : Canal optimisé avec l'ajout de la fonctionnelle locale aux deux fonctionnelles globales. (d) : perméabilité inverse — (e) : Champ de vitesse — (f) : Champ de température

6. Discussions et conclusions

La Figure 4 représente la fonction coût au fil des itérations. Celle-ci décroît et tend vers une valeur asymptotique. L'ajout de la fonctionnelle locale aux fonctionnelles globales donne des profils de canal très différents, comme le montre la comparaison entre les Figures 3-(a) et 3-(d). La fonctionnelle locale a donc un effet non négligeable sur les canaux optimisés, la quantité de matière ajoutée passant de 14.3% à 55.0%. Comme le montre le tableau 1, la puissance thermique P_{th} est sensiblement la même entre le cas 2 et le cas 3. Pour autant, la fonctionnelle locale vient renforcer le poids de la fonctionnelle thermique \mathcal{J}_2 qui augmente de près de 2 fois

entre les cas 2 et 3. Le canal obtenu dans le cas 3 transfère mieux la chaleur en faisant face à près de 72% de pertes de charge en moins au fil de l'écoulement.

Il serait intéressant d'étudier le comportement de cette fonctionnelle locale de façon isolée. Les tests que nous avons menés à ce jour avec diverses fonctionnelles locales font ressortir des difficultés considérables de convergence des calculs. L'algorithme de descente actuel doit être amélioré pour traiter les fonctionnelles objectives locales. Des travaux de recherches sont encore à mener pour nous éclairer sur le potentiel de ce type de fonctionnelle dans un contexte industriel.

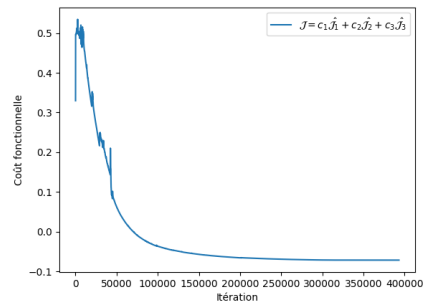


Figure 4: Coût de la fonctionnelle en fonction des itérations du calcul.

Tableau 1: Quantités avec et sans optimisation avec $Re= 400$, $Ri= 200$ et $\omega = 0.5$ et pour le *Cas 1* (sans optimisation), le *Cas 2* (avec optimisation \mathcal{J}_1 , \mathcal{J}_2) et le *Cas 3* (avec optimisation \mathcal{J}_1 , \mathcal{J}_2 , \mathcal{J}_3)

	P_{th}	\mathcal{J}_1	\mathcal{J}_2	\mathcal{J}_3	\mathcal{J}	Q_t
cas 1	0.017	-9.176	0.022	0.016	0.106	0
cas 2	0.053	-24.928	0.062	0.019	0.270	14.5
cas 3	0.051	-16.424	0.125	0.027	-0.024	55.8

Acknowledgements : Alain Bastide, Delphine Ramalingom et Pierre-Henri Cocquet sont financés par le projet ANR O-TO-TT-FU (ANR-19-CE40-0011).

Références

- [1] D. Ramalingom, A multi-objective optimization problem in mixed and natural convection for a vertical channel asymmetrically heated. *Structural and Multidisciplinary Optimization* 60(5) (2019), 2001–2020
- [2] J. Alexandersen, A review of topology optimisation for fluid-based problems. *Fluids* 5(1) (2020), 29
- [3] Dbouk, Talib. A review about the engineering design of optimal heat transfer systems using topology optimization. *Applied Thermal Engineering* 112 (2017), 841–854
- [4] C. Othmer, A continuous adjoint formulation for the computation of topological and surface sensitivities of ducted flows. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 58(8) (2008), 861–877
- [5] D. Ramalingom, A new interpolation technique to deal with fluid-porous media interfaces for topology optimization of heat transfer. *Computers & Fluids* 168 (2018), 144–158

Optimisation de la caractérisation thermique de l'argent fritté par la méthode flash

Optimization of the thermal characterization of sintered silver by the flash method

Anas Sghuri, Yann Billaud*, Loïc Signor, Pascal Gadaud, Didier Saury, Xavier Milhet

Institut Pprime UPR CNRS 3346 - CNRS / ENSMA / Univ. Poitiers
1 avenue Clément Ader, B.P. 40109, F-86961, Futuroscope Chasseneuil CEDEX, FRANCE

*(auteur correspondant : yann.billaud@ensma.fr)

Résumé :

Ce travail présente une optimisation de la caractérisation thermique par la méthode flash de l'argent fritté, utilisé notamment pour le report de composants électroniques. L'étude s'appuie sur une évaluation comparative de la durée et du niveau d'intensité d'excitation du laser, par rapport à la face de mesure, et de leurs effets sur la précision de l'estimation des diffusivités thermiques du matériau. La méthode d'estimation des diffusivités repose sur la résolution d'un problème inverse en minimisant l'écart quadratique entre la réponse d'un modèle semi-analytique 3D et les mesures issues d'une unique expérience de type méthode flash. Pour cette étude préliminaire, des données synthétiques représentatives seront utilisées. L'estimateur retenu, connu sous le nom de ENH (Estimation par Normalisation des Harmoniques), consiste à diviser les mesures par une harmonique de référence de manière à transformer le problème inverse non-linéaire en un problème inverse linéaire par rapport aux paramètres à estimer. Cette méthode permet l'estimation simultanée des composantes de la diffusivité dans le plan de l'excitation (α_x et α_y) ainsi que les paramètres associés à l'excitation non uniforme. La précision de la méthode est évaluée à partir de données synthétiques, et les résultats de l'identification correspondants aux configurations étudiées, en termes de face de mesure et d'excitation, sont présentés et commentés.

Mots clés : Matériau fortement diffusif, conception d'expérience, méthode flash, problème inverse.

Nomenclature

		<i>Symboles latins</i>			
a_x, a_y, a_z	Diffusivités thermiques	$m^2 \cdot s^{-1}$	r	Rayon du spot laser	m
C	Capacité thermique	$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$	T	Température relative	m
h	Coefficient d'échange thermique	$W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$	$u(t)$	Fonction temporelle du faisceau laser	K
$C_{m,n}$	rapport des harmoniques de l'excitation		u_k	Solutions de l'équation transcendante	

$E_{m,n}$	Valeur limite adiabatique d'une harmonique		Y^*	Vecteur des observables	s^{-1}
l_x, l_y, l_z	Dimensions de l'échantillon	m	$Y(\beta)$	Vecteur des sorties du modèle	
p	Variable de Laplace		$Z_k(z)$	Base de fonction suivant z et indicées sur k	
Q	Énergie déposée sur le matériau	J			
<i>Symboles grecs</i>					
β	Vecteur de paramètres à estimer		$\lambda_x, \lambda_y, \lambda_z$	Conductivités thermiques	$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
$\hat{\beta}$	Vecteur de paramètres optimaux		ρ	Masse volumique	$kg \cdot m^{-3}$
Δt_{laser}	Durée du pulse laser	s	σ	Écart-type	$^{\circ}C$
$\theta_{m,n}(p)$	Harmoniques dans le domaine de Laplace	$K \cdot m^2 \cdot s$			
<i>Indices exposants</i>					
x, y, z	Coordonnées cartésiennes		m, n	Modes spatiaux	

1. Introduction

L'augmentation de la densité de puissance des composants électroniques a incité les constructeurs à envisager de nouvelles techniques de report de composants. En effet, l'utilisation d'assemblages électroniques dits classiques (e.g. brasures) dans des environnements où les variations thermiques sont importantes peut poser des problèmes techniques majeurs comme, par exemple, la fonte des alliages de brasure pouvant entraîner la défaillance des assemblages [1]. Dans ce contexte, les composants électroniques peuvent être reportés par frittage d'argent dans certains systèmes comme ceux utilisés en aéronautique, réputés pour fonctionner dans des conditions sévères. En effet, cette technologie d'assemblage permet de remplacer les brasures usuelles par un matériau ayant à la fois une diffusivité thermique importante, permettant de limiter au maximum la surchauffe des composants par effet Joule, et un point de fusion relativement élevé. À ce titre l'argent, avec sa conductivité thermique de l'ordre de $400 W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ et sa température de fusion de $962^{\circ}C$, est un très bon candidat pour assurer le report de tels composants [2]. Cependant, le procédé de frittage conduit à des matériaux poreux qui diminuent sensiblement à la fois les propriétés mécaniques et thermiques [3] [4]. Par conséquent, le présent article a pour objectif d'une part, l'étude de faisabilité, et d'autre part l'optimisation, de la caractérisation thermique de l'argent fritté par la méthode flash [5]. L'étude présentée ici concerne l'identification simultanée des composantes parallèles à l'excitation de la diffusivité thermique d'échantillons d'argent pur. L'identification proposée repose sur une méthode d'estimation directe qui minimise l'écart quadratique entre les mesures issues d'une unique expérience de type 'flash' [5] réalisées par camera IR et les sorties d'un modèle direct semi-analytique basé sur les « quadripôles thermiques 3D » [6]. Les paramètres recherchés sont identifiés en appliquant l'estimateur ENH [7] (Estimation par Normalisation des Harmoniques) qui consiste à diviser les mesures par une harmonique de référence de manière à transformer le problème inverse non-linéaire en un problème inverse linéaire par rapport aux paramètres à estimer. Cette méthode permet à la fois l'estimation

simultanée des composantes de la diffusivité dans le plan de l'excitation (a_x et a_y), mais aussi l'estimation des paramètres associés à l'excitation non uniforme qui dépend du tir laser.

Dans un premier temps le modèle direct et la méthode d'estimation sont présentés. L'estimation elle-même est ensuite menée sur un matériau modèle composé d'argent pur (i.e. porosité nulle), ce qui constitue le cas le plus difficile en termes d'identification. Une étude de faisabilité et de robustesse, basée sur les données simulées et bruitées et sur une matrice d'expérience, est présentée. La précision de la méthode est évaluée à partir des résultats d'identification des différentes configurations étudiées, en termes d'énergie d'excitation, de durée de pulse laser et de face de mesure et d'excitation.

2. Modélisation et méthode d'estimation

L'estimation de la diffusivité thermique constitue une classe de problème inverse de transfert de chaleur qui consiste à minimiser l'écart quadratique entre la sortie d'un modèle semi-analytique et la mesure expérimentale correspondante. Le modèle actuel, inspiré du formalisme des quadripôles, permet d'exprimer analytiquement l'évolution d'observables d'une expérience impliquant des conditions complexes. Dans cette étude, le code de calcul par éléments finis FlexPDE [8] est utilisé pour générer des données relatives à l'expérience. À l'instar du modèle semi-analytique, le modèle implémenté dans FlexPDE décrit de manière transitoire le transfert de chaleur au sein d'un matériau homogène et opaque suite à une excitation thermique non uniforme en espace et de durée variable Δt_{laser} .

2.1. Modèle mathématique

À $t = 0$, le matériau est supposé être en équilibre thermique avec l'environnement $T_0 = T_\infty$. Dans le travail présenté ici, la température est remplacée par la variation de température sans introduire de nouvelle variable pour ne pas alourdir la notation i.e. $T(x, y, z, t = 0) = 0$. Les pertes par convection et par rayonnement au niveau des faces avant et arrière sont représentées par un unique coefficient d'échange thermique linéarisé égal à $h = 10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \text{K}^{-1}$. Au sein de l'échantillon, la température évolue selon l'équation de la chaleur :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a_x \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + a_y \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + a_z \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad \text{à } z \in [0, l_z] \quad (1)$$

Au niveau des frontières de l'échantillon, la température évolue selon les conditions aux limites :

$$-\lambda_z \cdot \frac{\partial T}{\partial z} = -h \cdot T + \phi(x, y, t) \quad \text{à } z = 0 \quad (2)$$

$$-\lambda_z \cdot \frac{\partial T}{\partial z} = -h \cdot T \quad \text{à } z = l_z \quad (3)$$

$$-\lambda_x \cdot \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad \text{à } x = 0 \text{ et } x = l_x \quad (4)$$

$$-\lambda_y \cdot \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \quad \text{à } y = 0 \text{ et } y = l_y \quad (5)$$

Les faces latérales sont ainsi considérées comme étant thermiquement isolées.

2.2. Résolution semi analytique

Concernant le modèle semi-analytique utilisé par l'estimateur, la résolution du système d'équations présenté ci-dessus est réalisée en projetant le champ de température sur une autre base de fonctions, dans l'espace cosinus de Fourier pour chacune des directions x et y . Ces projections, basées sur des intégrales, donnent naissance à des harmoniques avec des modes spatiaux normalisés pour être homogènes à des températures. Les indices m et n correspondant respectivement aux directions x et y .

$$\theta_{m,n}(z, p) = \frac{1}{l_x \cdot l_y} \int_0^{l_y} \int_0^{l_x} T(x, y, z, t) \cos\left(m \cdot \pi \cdot \frac{x}{l_x}\right) \cos\left(n \cdot \pi \cdot \frac{y}{l_y}\right) \cdot dx \cdot dy \quad (6)$$

Cette expression permet, en exprimant $T(x, y, z, t)$ à partir de transformées intégrales, de supprimer les dérivées partielles et ainsi transformer le système en simples équations algébriques. On obtient ainsi l'expression suivante :

$$\theta_{m,n}(z, t) = E_{m,n} \cdot \left[2 \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \frac{u_k \cdot Z_k(z)}{u_k^2 + H^2 + 2 \cdot H} \cdot e^{-\tau_z \cdot u_k^2 \cdot t} \right] \cdot e^{-(\tau_x \cdot (m \cdot \pi)^2 + \tau_y \cdot (n \cdot \pi)^2) \cdot t} \quad (7)$$

avec u_k les solutions positives de l'équation transcendante, $\tau_x = a_x / l_x^2$, $\tau_y = a_y / l_y^2$ et H le nombre de Biot [9]. En exploitant toutes les harmoniques et en utilisant comme référence l'harmonique $\theta_{2,2}(t)$ on obtient :

$$Y_{m,n}(t) = \ln\left(\frac{|E_{m,n}|}{|E_{2,2}|}\right) - \left(\tau_x \cdot (m^2 - 2^2) + \tau_y \cdot (n^2 - 2^2)\right) \cdot \pi^2 \cdot t \quad (8)$$

On introduit les paramètres $C_{m,n} = \ln\left(\frac{E_{m,n}}{E_{2,2}}\right)$ qui correspondent au rapport des harmoniques de l'excitation. Ces paramètres sont inconnus et doivent être estimés en même temps que τ_x et τ_y . On remarquera que pour une harmonique fixée, les observables dépendent linéairement du temps. On cherche ainsi le jeu de paramètres $\beta = [\tau_x, \tau_y, C_{0,0}, C_{2,0}, \dots, C_{m,n}, \dots, C_{6,6}]$ qui minimise l'écart entre les sorties du modèle Y et les données simulées Y^* . Cette partie est détaillée dans le chapitre Résolution du problème inverse.

2.3. Résolution numérique

Afin de simuler les données expérimentales, le système d'équations décrit ci-dessus est résolu par un code de calcul basé sur les éléments finis FlexPDE. Ainsi, on simule un système excité de manière localisée, sur la face avant, par un flux radiatif de durée Δt_{laser} , d'énergie Q , centrée et de distribution spatiale Gaussienne avec un écart type de $\sigma_x = l_x/6$ et $\sigma_y = l_y/6$. Pour prévenir tout problème lié aux discontinuités, la densité de flux est distribuée de manière Gaussienne durant l'excitation avec un écart type $\sigma_t = \Delta t_{laser}/2$.

La durée physique des simulations correspond à 15s. Le nombre de mailles varie au cours des simulations (maillage adaptatif en fonction de l'intensité des flux de chaleur). Celui-ci atteint 5768 nœuds pour la configuration $l_z = 10 \text{ mm}$, $Q = 1 \text{ J}$ et $\Delta t_{laser} = 1 \text{ s}$ alors que la configuration $l_z = 1 \text{ mm}$, $Q = 100 \text{ J}$ et $\Delta t_{laser} = 0,01 \text{ s}$ nécessite 23360 nœuds pour converger. Les temps de calculs occasionnés sont compris entre environ 1min et 4min selon la configuration. Dans cette étude, le pas de temps utilisé est de 0,02s ce qui correspond à la fréquence d'acquisition d'une caméra thermique standard actuelle, soit 50Hz. Les données de sorties, qui correspondent à l'évolution des champs de température en face avant et en face arrière, sont traitées en appliquant des transformées de Fourier par l'estimateur ENH.

2.4. Résolution du problème inverse

L'estimation par normalisation des harmoniques (ENH) permet d'estimer les paramètres associés à l'excitation, simultanément avec l'inverse des temps caractéristiques de diffusion selon les directions x et y . Dans le cadre de cette étude le vecteur paramètres à estimer est $\beta = [\tau_x, \tau_y, C_{0,0}, C_{2,0}, \dots, C_{m,n}, \dots, C_{6,6}]$, les diffusivités étant ensuite calculées via la définition $a_x = \tau_x \cdot l_x^2$ et $a_y = \tau_y \cdot l_y^2$. Les paramètres $C_{m,n}$ correspondent au rapport des harmoniques de l'excitation. Ils sont inconnus et doivent être estimés parallèlement à a_x et a_y . On notera que le nombre de paramètres à estimer dépend du nombre de modes choisi (déterminé par essai/erreur successifs), ici m et $n \in [0,2,4,6]$, ainsi la taille du vecteur β vaut 18 moins l'harmonique de référence, soit 17. La linéarisation du problème inverse réalisée via la méthode ENH aboutit à un problème de minimisation dont la résolution est explicite. On introduit la matrice de sensibilité X en écrivant $Y = X \cdot \beta$. Ainsi, la solution $\hat{\beta}$ s'exprime comme $\hat{\beta} = [X^T W X]^{-1} X^T W Y^*$. Le problème inverse étant linéaire on peut considérer celui-ci comme bien-posé. On s'assura tout de même que $\det(X^T W X) \neq 0$.

3. Résultats et discussion

Un échantillon fictif fortement diffusif (i.e. l'argent) nécessite de disposer d'une fréquence d'acquisition très importante afin de capturer la dynamique des transferts thermiques et ainsi estimer les paramètres recherchés. L'échantillon considéré a une dimension $l_x = l_y = 30 \text{ mm}$ et une épaisseur l_z variable. La capacité thermique de l'échantillon est de $C = 236 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$, sa masse volumique vaut $\rho = 10500 \text{ kg.m}^{-3}$ et sa diffusivité thermique est fixée à $\alpha = 173 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$. Le modèle développé étant destiné à reproduire une expérience de type flash, il convient de paramétrer la forme de l'excitation. Une distribution du flux imposé de forme gaussienne est considérée pour simuler l'excitation correspondant à un laser CO₂.

L'énergie déposée sur la face avant de l'échantillon par le laser Q est considérée égale à 1, 10 et 100 J. La durée du pulse laser Δt_{laser} est considérée respectivement égale à 10^{-2} , 10^{-1} et 1 s. Finalement 3 épaisseurs d'échantillons l_z sont considérées : 1, 5 et 10 mm. L'ensemble des combinaisons de ces paramètres, étudiées pour une estimation par mesure en face avant et en face arrière, conduit à une matrice d'expériences de $3 \cdot 3 \cdot 3 \cdot 2 = 54$ simulations. 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 en pourcentage dans le *Tableau 1* pour les deux configurations (i.e. face avant et arrière), sans bruit. Pour évaluer la faisabilité de chacune des expériences, les températures maximales au niveau des faces avant et arrière sont également indiquées.

Tout d'abord on peut remarquer que la méthode d'estimation capture le caractère isotrope du matériau. En effet, quelle que soit la configuration, les diffusivités thermiques estimées sont relativement proches. Comme on pouvait s'y attendre, les identifications effectuées en face arrière donnent de meilleurs résultats. Également, on peut remarquer que pour une énergie et une durée d'excitation données, la précision augmente avec l'épaisseur. Par exemple pour $Q = 1 \text{ J}$ et $\Delta t_{laser} = 0,1 \text{ s}$ on obtient une erreur relative de 12,2%, 6,7% et 5,1% pour respectivement $l_z = 1, 5$ et 10 mm . Finalement, pour une épaisseur et une énergie données, les meilleurs résultats sont obtenus pour la durée d'excitation la plus faible étudiée (i.e. 0.01s). Les configurations présentant les meilleurs résultats ($|\Delta a_x|/a_x < 10\%$) sont colorées en vert, à l'exception de celles dont la température en face avant et/ou arrière excède 100°C. En effet une amplitude de mesure trop importante compromet l'estimation expérimentale en raison des limitations de mesures de la caméra thermique.

Paramètres				Erreur relative (%)				Température maximale	
				Face avant		Face arrière			
Épaisseur (mm)	$Q(J)$	Δt_{laser} (s)	Puissance (W)	$ \Delta a_x /a_x$	$ \Delta a_y /a_y$	$ \Delta a_x /a_x$	$ \Delta a_y /a_y$	Face avant	Face arrière
1	1	0,01	100	0,4	0,6	0,1	0,5	230	230
1	1	0,1	10	6,4	9,4	12,2	12,0	40	39
1	1	1	1	73,7	72,3	75,5	78,8	25	25
1	10	0,01	1000	0,2	0,1	0,4	0,00	2075	2080
1	10	0,1	100	10,5	8,9	7,6	7,8	173	167
1	10	1	10	75,3	76,7	74,8	75,6	30	29
1	100	0,01	10000	0,9	0,2	0,6	0,0	20515	20564
1	100	0,1	1000	12,1	13,0	11,1	10,5	1507	1446
1	100	1	100	76,1	76,6	74,4	74,2	70	69
5	1	0,01	100	0,3	0,4	0,2	0,8	98	50
5	1	0,1	10	26,0	15,1	6,7	11,4	31	27
5	1	1	1	75,6	81,8	72,8	72,9	25	25
5	10	0,01	1000	0,3	1,1	0,3	0,3	757	280
5	10	0,1	100	14,6	21,1	6,2	8,1	82	46
5	10	1	10	81,9	85,4	69,5	77,6	26	26
5	100	0,01	10000	0,0	0,3	0,4	0,2	7355	2576
5	100	0,1	1000	18,2	27,6	11,3	4,4	590	233
5	100	1	100	82,4	83,5	69,5	72,5	37	33
10	1	0,01	100	0,9	0,1	0,3	0,1	98	30
10	1	0,1	10	38,9	28,2	5,1	3,7	31	26
10	1	1	1	90,0	83,6	66,9	68,0	25	25
10	10	0,01	1000	1,3	0,0	0,2	0,3	756	78
10	10	0,1	100	39,3	38,6	3,5	3,4	81	30
10	10	1	10	86,7	89,4	69,5	66,1	26	25
10	100	0,01	10000	0,1	0,1	0,5	0,4	7328	557
10	100	0,1	1000	37,6	39,9	4,1	5,0	586	76
10	100	1	100	86,5	85,9	68,5	65,9	35	28

Tableau 1 : Résultats des estimations obtenues en fonction de la face d'excitation/mesures (face avant et face arrière).

Afin d'évaluer la robustesse de la méthode vis-à-vis du bruit de mesure, un bruit de distribution gaussienne de moyenne nulle et d'écart type $\sigma = [10^{-3}, 10^{-2}, 10^{-1}]$ est ajouté à l'ensemble des champs de températures simulant différents niveaux de précision de la caméra thermique. Les résultats pour la configuration $l_z = 5\text{mm}$, $Q = 1\text{J}$ et $\Delta t_{laser} = 0,1\text{s}$ sont présentés Tableau 2.

σ [$^{\circ}\text{C}$]	Face arrière			
	a_x	a_y	$ \Delta a_x /a_x$	$ \Delta a_y /a_y$
10^{-3}	161.5	158.3	6.7	8.5
10^{-2}	159.7	159.8	7.7	7.7
10^{-1}	152.7	150.9	11.8	12.8

Tableau 2 : Influence du niveau de bruit de la caméra sur les estimations obtenues en face arrière pour la configuration $l_z = 5\text{mm}$, $Q = 1\text{ J}$ et $\Delta t_{\text{laser}} = 0,1\text{s}$.

On peut voir que l'ajout de bruit diminue légèrement la précision de l'identification. Les caméras actuelles ont des précisions telles que l'écart type est compris entre 10^{-2} et 10^{-1}°C [10], ce qui correspond à une erreur proche de 10%.

4. Conclusion

L'objectif de ce travail était de concevoir de manière optimale une expérience destinée à l'estimation de paramètres thermophysiques d'échantillons d'argent. Pour cela, une méthode d'identification des diffusivités thermiques perpendiculaires au plan d'excitation de type « flash » est présentée et appliquée de manière théorique sur un échantillon d'argent fortement diffusif. Cette méthode, nommée ENH, est basée sur la normalisation des harmoniques, qui, en appliquant une opération numérique aux mesures, permet de transformer le problème inverse non-linéaire en un problème inverse linéaire par rapport aux paramètres τ_x , τ_y et $C_{m,n}$. Le nombre de paramètres relatifs la forme spatiale de l'excitation thermique $C_{m,n}$, à déterminer parallèlement à τ_x et τ_y , est ici de 15 compte tenu des harmoniques exploitées. Il a été montré que l'observable à privilégier était l'évolution de la température en face arrière de l'échantillon. Également, parmi les paramètres ajustables de l'expérience, le niveau d'énergie et la durée de dépôt de celle-ci doivent être les plus faibles possible car les résultats obtenus sont plus précis. Cependant, un compromis entre ces paramètres est à trouver de manière à éviter d'atteindre des niveaux de température qui rendent difficile la mesure par caméra thermique. Le modèle semi analytique étant basé sur l'hypothèse d'une excitation impulsionnelle, il n'est pas surprenant d'observer que les estimations se dégradent au fur et à mesure que l'on augmente la durée de l'excitation. Par ailleurs, les écarts entre les données estimées et réelles ne sont pas forcément générés par l'estimateur lui-même mais peuvent provenir d'erreurs numériques qui apparaissent lors de la génération des données synthétiques via FlexPDE (schéma numérique utilisé, interpolation lors de l'exportation, ...). Les différentes estimations réalisées ont permis d'identifier les configurations les plus adaptées et ainsi établir le protocole expérimental, notamment en ce qui concerne les dimensions des échantillons et de l'excitation thermique. De tels échantillons, par nature fortement réfléchissants, devront être traités de manière à maximiser, d'une part, l'énergie absorbée lors de l'excitation, et d'autre part, l'énergie émise par émission, celle-là même qui est mesurée par la caméra thermique pour permettre l'identification.

5. Bibliographie

- [1] T. Geoffroy, «Assemblages électroniques par frittage d'argent pour équipements aéronautiques fonctionnant en environnements sévères», Université Paris sciences et lettres, 2017.
- [2] X. Milhet, A. Nait-Ali, D. Tandiang, Y.-J. Liu, D. Van Campen, V. Caccuri et M. Legros, «Evolution of the nanoporous microstructure of sintered Ag at high temperature using in-situ X-ray nanotomography», *Acta Materialia*, pp. 310-317, 2018.
- [3] P. Gadaud, V. Caccuri, D. Bertheau, J. Carr et X. Milhet, «Ageing sintered silver: Relationship between tensile behavior, mechanical properties and the nanoporous structure evolution», *Materials Science and Engineering: A*, 379-386, 2016.
- [4] L. Signor, P. Kumar, B. Tressou, C. Nadot-Martin, J. Miranda-Ordonez, J. Carr, K. Joulain et X. Milhet, «Evolution of the Thermal Conductivity of Sintered Silver Joints with their Porosity Predicted by the Finite Element Analysis of Real 3D Microstructures», *Journal of Electronic Materials*, 4170-4176, 2018.
- [5] W. J. Parker, R. J. Jenkins, C. P. Butler et G. L. Abbott, «Flash Method of Determining Thermal Diffusivity, Heat Capacity, and Thermal Conductivity», *J. Appl. Phys.*, pp. 1679-1684, 1961.
- [6] D. Maillet, S. André, J. C. Batsale, A. Degiovanni et C. Moyne, «Thermal quadrupoles: solving the heat equation thr integral transforms», Wiley, 2000.
- [7] J. Krapez, L. Spagnolo, M. Friess, H.-P. Maier et G. Neuer, «Measurement of in-plane diffusivity in non-homogeneous slabs by applying flash thermography», *Int. J. of Thermal Sciences*, vol. 43, pp. 967-977, 2004.
- [8] FlexPDE, «PDE Solutions Inc,» 2020. [En ligne]. Available: <https://www.pdesolutions.com/>.
- [9] E. R. Elissa, Y. Billaud et S. Didier, ««Unconventional flash technique for the identification of multilayer thermal diffusivity tensors»,» *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 155, 2020.
- [10] F. S. Inc, «Précision des caméras infrarouges et approximations de langage», FLIR, 2016. [En ligne]. Available: <https://www.flir.fr/discover/rd-science/infrared-camera-accuracy-and-uncertainty-in-plain-language/>. [Accès le 2021].

Analyse des transferts thermiques au sein d'un écoulement de convection naturelle dans un espace confiné comportant un obstacle partiellement chauffé.

Heat transfer analysis of a natural convection flow in a confined enclosure with an inner block partially heated.

Alexandre WEPPE*, 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 : alexandre.weppe@ensma.fr)

Résumé - Un écoulement de convection naturelle est généré dans une cavité cubique comprenant un obstacle cubique partiellement chauffé. La zone étudiée se situe dans le plan vertical médian du canal chauffé. Les mesures de températures sont analysées, en regard de précédents résultats dynamiques. Les résultats montrent des écoulements de couches limites thermiques séparées par une zone centrale stratifiée en température sur la moitié inférieure du canal chauffé. Sur sa moitié supérieure, les fluctuations de l'écoulement ainsi qu'une recirculation viennent perturber l'évolution des transferts thermiques.

Mots-clés : Etude expérimentale ; Convection naturelle ; Transferts thermiques.

Abstract - A buoyancy driven flow is generated by a partially heated cubic obstacle enclosed in a cubic cavity. The studied zone is the median vertical plane of the heated channel. Temperature measurements are carried out and analyzed along with previous dynamical results. The results show thermal boundary layer flows separated by a central area with a thermal stratification in the lower half of the heated channel. In the upper half, the flow fluctuations and a vortex modify the evolution of the heat transfers.

Keywords: Experimental study; Natural convection; Heat transfers.

Nomenclature

L longueur de la cavité, m
 l largeur de la zone étudiée, m
 H_{bloc} hauteur du bloc chauffant, m
 Ra nombre de Rayleigh basé sur L_{ref} ,
 $Ra = \frac{g\beta(T_c - T_f)L_{ref}^3}{\nu\alpha}$
 T température, K
 T_0 température de référence, $T_0 = \frac{(T_c + T_f)}{2}$, K
 θ température adimensionnée,
 $\theta = \frac{T - T_0}{T_c - T_f}$
 Nu nombre de Nusselt, $Nu = \frac{\partial\theta}{\partial Y} \times \frac{H_{bloc}}{L}$
 S paramètre de stratification,
 $S = \frac{\partial\theta}{\partial Z} (X = 0.5, Y = 0.05)$
 V_0 vitesse de référence de l'écoulement,
 $V_0 = \frac{\alpha}{H_{bloc}} \sqrt{Ra_{H_{bloc}}}$, m.s⁻¹

U, V, W vitesses adimensionnées, $\frac{u, v, w}{V_0}$
 X, Y, Z coordonnées adimensionnées, $\frac{x, y, z}{L}$

Symboles grecs

σ écart-type
 ρ masse volumique à T_0 , kg.m⁻³
 μ viscosité dynamique à T_0 , kg.m⁻¹.s⁻¹
 α diffusivité thermique à T_0 , m².s⁻¹
 β coefficient de dilatation thermique volumétrique à T_0 , K⁻¹
 ν viscosité cinématique à T_0 , m².s⁻¹

Indices

c relatif à la paroi chaude
 f relatif à la paroi froide
 amb relatif à l'environnement ambiant

1. Introduction

Les écoulements soumis à des effets de flottabilité prépondérants sont observés dans de nombreuses applications industrielles, et en particulier dans les secteurs du nucléaire et de l'automobile. On peut citer la problématique du refroidissement d'un compartiment moteur qui est un point essentiel dans le dimensionnement d'un véhicule. Par exemple, suite à un arrêt brutal du moteur après une forte sollicitation, l'intégrité du moteur doit être préservée alors qu'il n'est plus refroidi par un écoulement externe forcé. Pour de telles situations, la convection naturelle, souvent en régime turbulent, doit permettre d'assurer le refroidissement (cas dimensionnant).

Le projet ANR MONACO_2025, au sein duquel s'inscrit cette étude expérimentale, a pour objectif de résoudre les problèmes rencontrés par les partenaires industriels lors de simulations d'écoulements turbulents avec effets de flottabilité dominants en espace confiné ainsi que d'améliorer la compréhension des phénomènes physiques observés dans ce type d'écoulement. En effet, à ce jour, les modèles RANS développés pour obtenir des temps de calculs adaptés à un contexte industriel ne rendent pas compte avec une précision suffisante des interactions entre la turbulence et les effets de flottabilité et par conséquent les transferts thermiques sont souvent mal quantifiés.

Notre démarche a consisté à définir une configuration de référence permettant d'étudier un écoulement en espace confiné représentatif des régimes rencontrés dans le domaine automobile. Le compartiment moteur a été simplifié en une cavité cubique comportant en son sein un autre bloc cubique partiellement chauffé sur l'une de ses faces. Plusieurs études, en majorité numériques, traitent de l'influence d'un obstacle dans une cavité. House et al. [1] ont étudié l'impact de la taille et de la conductivité d'un bloc non-chauffé au centre d'une cavité différentiellement chauffée tandis que Ha et Jung [2] se sont intéressés plus spécifiquement à l'influence d'un bloc chauffant sur les transferts de chaleur conjugués conduction/convection dans une cavité de ce type. Yang et Tao [3] ont étudié des écoulements de convection naturelle générés par une plaque verticale chauffée dans une cavité cette fois-ci aux parois froides. Cependant, les écoulements considérés dans ces études se situent en régime laminaire, ce qui n'est pas représentatif des écoulements sous-capot qui peuvent être instationnaires ou turbulents. D'autres études numériques considèrent des écoulements à nombre de Rayleigh pouvant atteindre $Ra = 1 \times 10^{11}$ dans le cas d'une cavité carré différentiellement chauffée avec variation linéaire de la température imposée aux parois horizontales [4] et $Ra = 1 \times 10^{10}$ dans le cas d'une cavité fermée de rapport de forme vertical $A_h = 4$ [5]. Pour ce même rapport de forme, Belleoud et Saury et al. [6, 8] ont étudié expérimentalement les écoulements au sein d'une cavité différentiellement chauffée pour un nombre de Rayleigh atteignant $Ra = 1,2 \times 10^{11}$ en respectant l'approximation de Boussinesq. Si certaines similarités entre les écoulements en cavité différentiellement chauffée et les configurations d'écoulement avec obstacle sont observables, la perturbation de l'écoulement induite par l'obstacle ainsi que les conditions aux limites modifient sensiblement la topologie de l'écoulement.

Pour commencer, nous présentons le dispositif expérimental développé et mis en place pour cette étude. Puis nous décrivons la métrologie thermique utilisée pour obtenir nos mesures avant d'analyser les résultats obtenus.

2. Dispositif expérimental et métrologie

2.1. Dispositif expérimental

Dans cette étude, une cavité cubique de côté $L = 1$ m (dimension intérieure) est utilisée. Un bloc cubique de côté $H_{bloc} = 0,8$ m et chauffé sur l'une de ses 6 faces est placé dans cette cavité (voir Fig. 1 et 2). Les coordonnées physiques sont adimensionnées par la longueur de la cavité cubique L .

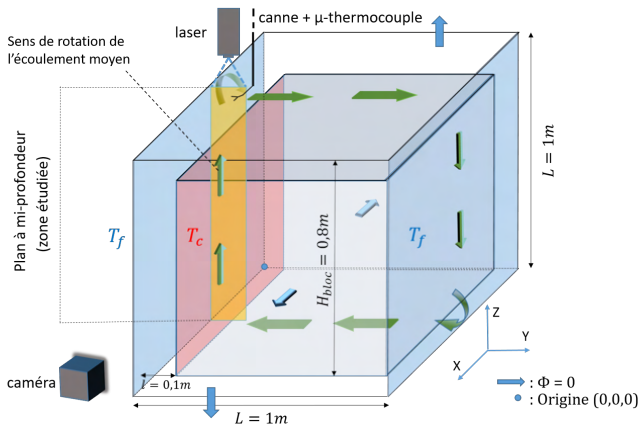


Figure 1 : Schéma du dispositif expérimental

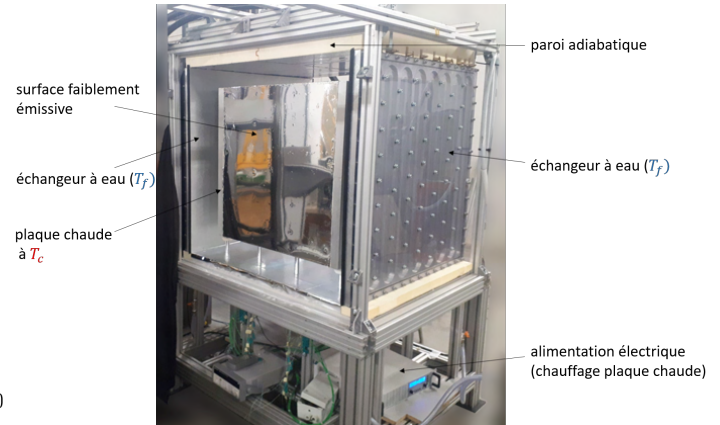


Figure 2 : Photo du dispositif expérimental

Les parois de la cavité comportant le bloc partiellement chauffé sont de deux types : (i) isotherme ou (ii) isolée. Deux échangeurs à eau en aluminium (conductivité $\lambda = 174 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) imposent une température $T_f = T_{amb}$ aux parois latérales de cette cavité au moyen de deux bains thermostatés (Fig. 2). Les parois horizontales haute et basse de la cavité sont en polystyrène extrudé (conductivité $\lambda = 0,035 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) et sont donc considérées comme adiabatiques. Elles sont de plus recouvertes d'une feuille de Mylar afin de limiter les effets du rayonnement ($\epsilon = 0,08$). Les parois avant et arrière sont quant à elles en verre d'épaisseur 6 mm ce qui permet de visualiser l'écoulement. Des blocs de polystyrène extrudé sont maintenus devant ces parois afin de conserver leur caractère adiabatique tout en laissant la possibilité de libérer des espaces pour la visualisation. Le bloc interne partiellement chauffé est maintenu par quatre supports en polymère qui limitent les échanges conductifs (conductivité $\lambda = 0,25 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) et sont positionnés aux quatre extrémités de la face basse du cube afin de limiter les perturbations dans le plan médian où nous effectuons nos mesures. Ce bloc est notamment composé de deux plaques d'aluminium (conductivité $\lambda = 174 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) d'épaisseur $e = 4$ cm dont l'une est chauffée (Fig. 1 et 2) de manière homogène par l'intermédiaire d'un câble chauffant à une température $T_c = T_f + \Delta T$. Ces deux plaques forment les faces latérales du bloc placées en regard des parois (face "échangeur") à température imposée T_f de la cavité. Entre ces deux plaques est disposée une succession de panneaux en laine de roche, d'une plaque en POM-C et d'une plaque en Ertalon. De cette manière, la température diminue de la paroi chaude du bloc jusqu'à la paroi inerte en préservant la tenue mécanique de l'ensemble. Les faces avant, arrière, haute et basse du bloc cubique sont recouvertes de plaques de POM-C d'épaisseur 4 mm pour préserver un bon état de surface. Ces plaques sont recouvertes d'une feuille de Mylar faiblement émissive ($\epsilon = 0,08$).

La différence de température entre la paroi chaude du bloc interne et la paroi froide de la cavité est maintenue à $\Delta T = T_c - T_f = 32 \text{ K} \pm 0,3 \text{ K}$. On obtient alors le nombre de Rayleigh basé sur la hauteur H_{bloc} du bloc interne utilisé dans cette étude $Ra = 1,37 \times 10^9 \pm 0,1 \times 10^9$.

Les parois de l'échangeur sont maintenues au plus près de la température ambiante ($T_f = T_{amb}$) afin de limiter au maximum les échanges avec l'extérieur. En effet, les écoulements de convection naturelle sont particulièrement sensibles aux conditions aux limites. Pour préserver une différence de température (paramètre du nombre de Rayleigh) constante, il est nécessaire d'adapter la température T_c en retour. Ce sont les variations des propriétés physiques de l'air dues à ces changements qui expliquent les variations du nombre de Rayleigh.

2.2. Conditions limites

Les faces avant, arrière, haute et basse du bloc interne sont instrumentées avec 9 thermocouples. 14 thermocouples sont fixés sur la face intérieure de chacune des plaques d'aluminium du bloc cubique. Enfin, 10 thermocouples sont positionnés à l'intérieur de ce même bloc. L'ensemble de ces 74 thermocouples donne un suivi des conditions de température autour et à l'intérieur du bloc et permet de vérifier l'homogénéité en température de la paroi chaude (écart-type=0,6 K).

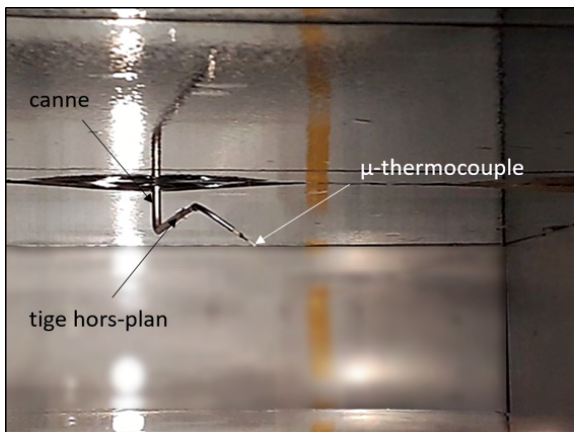


Figure 3 : Canne + micro-thermocouple

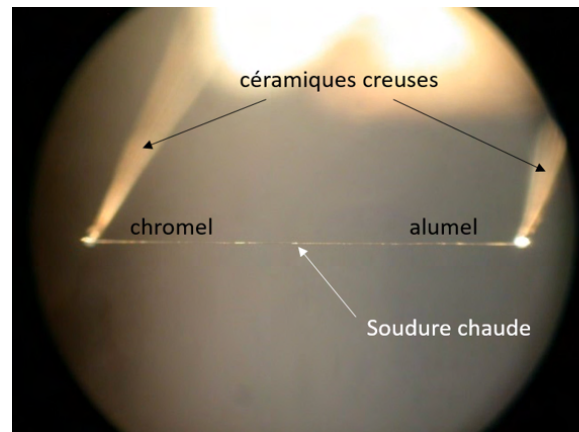


Figure 4 : Zoom sur le micro-thermocouple

2.3. Mesures de températures dans le canal chauffé

Les températures ont été mesurées dans le plan vertical médian à $X = 0,5$ grâce à un micro-thermocouple de type K monté en opposition et de taille $12,7 \mu\text{m}$ (Fig. 4). La soudure froide est placée dans un bloc d'aluminium de grande inertie lui-même placé dans le hall où se situe le dispositif expérimental à T_{amb} . Une sonde PT100 mesure régulièrement la température de ce bloc ($\pm 0,1 K$ sur la durée d'une acquisition). Le thermocouple est incliné d'environ 45° , monté sur un support entre deux broches (Fig. 4) de sorte que la soudure chaude soit placée dans le sens de l'écoulement. Il est relié à une tige hors du plan de mesure pour limiter l'effet intrusif (Fig. 3). Cette tige est elle-même liée à une canne de 1,20 m placée sur deux axes motorisés permettant le déplacement selon Y et Z avec un pas de $100 \mu\text{m}$ ($\pm 6,5 \mu\text{m}$).

2.4. Echanges de chaleur sur les parois chaude et froide

Les transferts de chaleurs sont mesurés localement sur les parois chaude et froide. Ils sont quantifiés avec le nombre de Nusselt qui correspond au gradient de température adimensionné à la paroi :

$$Nu = \frac{\partial \theta}{\partial Y} \times \frac{H_{bloc}}{L} \quad (1)$$

Pour calculer ce gradient, le thermocouple est éloigné de la paroi par pas de $100 \mu\text{m}$ jusqu'à une distance maximale de $800 \mu\text{m}$. A chaque incrément, une acquisition (fréquence = 40 Hz, temps d'acquisition = 10 minutes) est effectuée. La distance maximale à la paroi permet de rester dans la zone linéaire des profils de températures. Le nombre de Nusselt est alors déterminé avec la pente des profils de températures sur au moins 5 points (au maximum 8). Le coefficient de corrélation limite choisi permettant de valider le nombre de Nusselt est $R^2 > 0,995$.

3. Résultats

3.1. De la dynamique vers la thermique

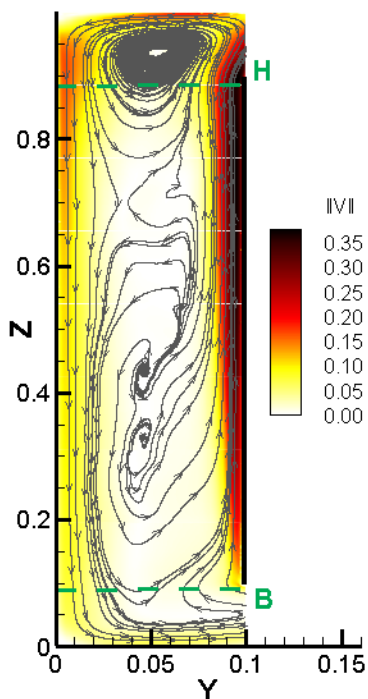


Figure 5 : Champ de la norme de vitesses dans le canal chauffé

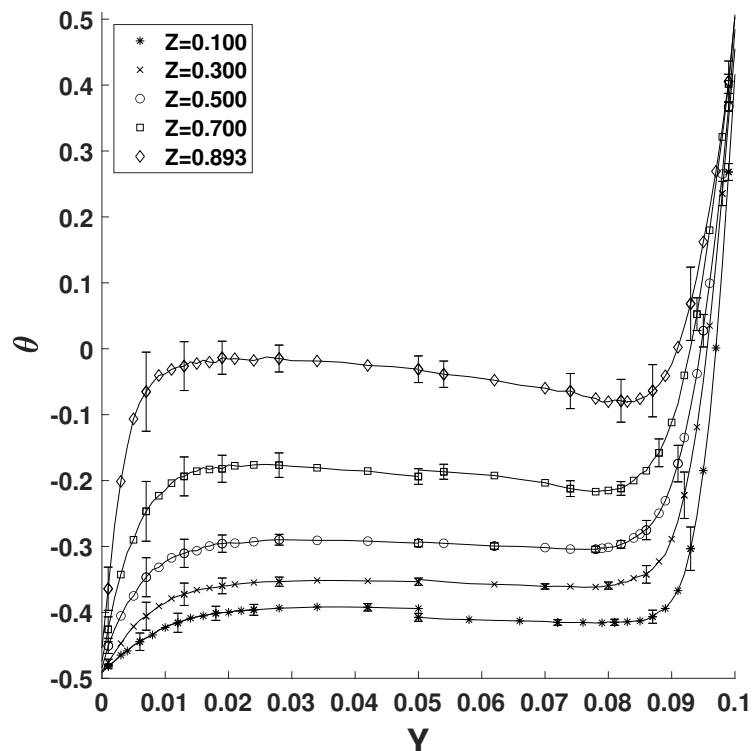


Figure 6 : Profils horizontaux de température dans le canal chauffé

Comme observé dans une étude précédente [7] et sur le champ de la norme de vitesse représenté figure 5, l'écoulement est ascendant le long de la paroi chaude à T_c et une couche limite dynamique s'y développe. Dans la zone comprise entre $Z = 0,9$ et $Z = 1$ (zone H sur la figure 5), cet écoulement se scinde en deux parties. Une des parties de l'écoulement se dirige vers le canal horizontal supérieur tandis que l'autre partie se dirige vers la paroi à T_f . On observe par ailleurs un écoulement de couche limite descendant le long de cette paroi. Enfin, une partie de l'écoulement arrivé au bas du canal vertical dans la zone comprise entre $Z = 0$ et $Z = 0,1$ (zone B sur la figure 5) se dirige vers le canal horizontal inférieur tandis que l'autre partie de cet écoulement ainsi que l'écoulement contraire provenant du canal horizontal inférieur alimentent l'écoulement de couche limite ascendant. Les détails de cette étude peuvent être trouvés dans [7]. Les trajectoires matérialisées sur la figure 5 laissent apparaître une faible interaction entre les couches limites montante et descendante dans le canal vertical différentiellement chauffé. Les profils de températures (Fig. 6) montrent le développement de couches limites thermiques

le long des parois chaude et froide. On remarque qu'elles sont séparées par une zone centrale aux vitesses très proches de 0. Cette zone est stratifiée en température. On observe ainsi une augmentation de la température au cœur du canal vertical chauffé lorsque Z croit. Le profil vertical de températures au centre du canal vertical chauffé ($Y = 0,05$) a été tracé figure 7. Dans une cavité différentiellement chauffée, on observe une stratification en température au cœur de la cavité ([8, 9]). Pour la moitié inférieur du canal vertical, on obtient le paramètre de stratification $S = \left. \frac{\partial \theta}{\partial Z} \right|_{Y=0,05} = 0,29$ (jusqu'à environ $Z = 0,5$) qui caractérise le gradient vertical de température dans la zone de variation linéaire de la température. Cette valeur s'avère être plus faible que celles généralement observées en cavités différentiellement chauffées [8]. En effet, ici, une partie de la quantité d'air chaud transportée se dirige vers le canal horizontal supérieur plutôt que vers la paroi à température T_f comme c'est le cas dans une cavité fermée. Il en résulte une augmentation de la température moins importante au centre du canal lorsque Z augmente. Le gradient vertical de température augmente sensiblement passant de $\frac{\partial \theta}{\partial Z} = 0,31$ pour $Z \in [0,2; 0,5]$ à $\frac{\partial \theta}{\partial Z} = 0,7$ pour $Z \in [0,5; 0,8]$. Cette augmentation traduit une perturbation de la stratification par la cellule de recirculation observée pour $Z > 0,6$ (Fig. 5). On remarque également une augmentation des fluctuations de température, quantifiées par σ_θ , dans la zone centrale de la cavité à partir de $Z = 0,7$ (Figs. 6 & 7). Elle est due à une agitation croissante de l'écoulement au cœur. A partir de $Z = 0,8$, on observe un gradient de température vertical moins important lié à l'écoulement de la cellule de recirculation centrale (zone H Fig. 5). En effet, cet écoulement s'est refroidi au contact de la plaque froide avant de se diriger de nouveau vers le centre du canal.

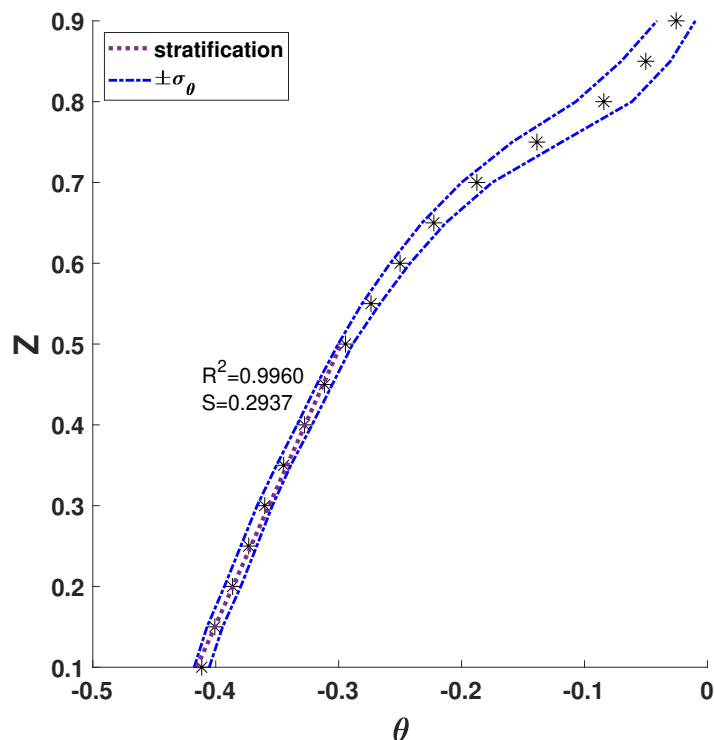


Figure 7 : Profil vertical de température à $X = 0,5$

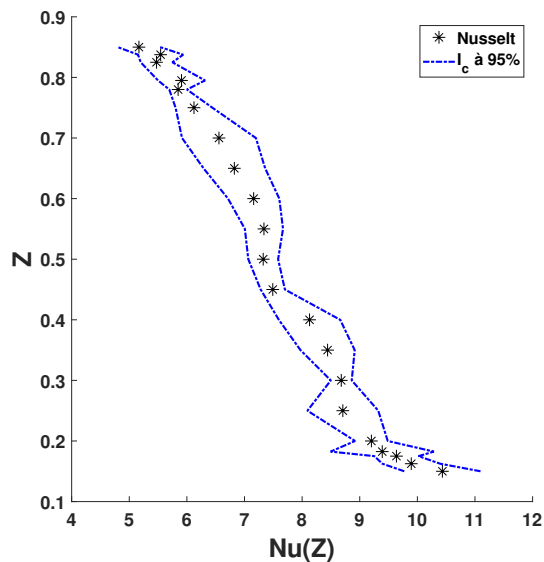


Figure 8 : nombre de Nusselt sur la paroi isotherme à $T = T_c$

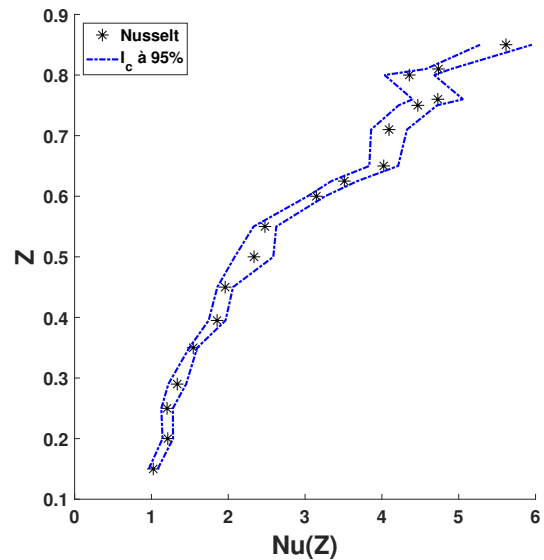


Figure 9 : nombre de Nusselt sur la paroi isotherme à $T = T_f$

3.2. Transferts de chaleur

Pour étudier les échanges de chaleur au sein de la cavité, des nombres de Nusselt ont été tracés le long des parois chaude et froide. L'intervalle de confiance à 95% a été calculé avec la loi de student (pour $n = 5$) [10] :

$$Nu - t_{0.025, n-2} \sqrt{\frac{\hat{\sigma}^2}{D_{xx}}} \leq Nu \leq Nu + t_{0.025, n-2} \sqrt{\frac{\hat{\sigma}^2}{D_{xx}}} \quad (2)$$

avec $D_{xx} = \frac{1}{H_{bloc}^2} \sum_i (Y_i - \bar{Y})^2$; $\hat{\sigma}^2 = \frac{1}{n-2} \sum_i (\theta_i - \hat{\theta}_i)^2$

Sur la paroi chaude (Fig. 8), le nombre de Nusselt est strictement décroissant entre $Z = 0,15$ et $Z = 0,75$ quand Z croît. En effet, la couche limite ascendante s'épaissit et l'écoulement se réchauffe. En conséquence, l'écart de température entre la paroi chaude et l'écoulement diminue entraînant une diminution des échanges thermiques avec la paroi. La zone inférieure à $Z = 0,2$ subit une variation du nombre de Nusselt plus importante. En effet, l'écoulement froid retour provenant du canal horizontal inférieur rencontre la paroi chaude sur son bord d'attaque à $Z = 0,1$. Dès lors, l'écart de température entre la paroi et l'écoulement augmente très fortement dans cette zone entraînant l'augmentation des échanges thermiques. Les fluctuations du nombre de Nusselt indiquent des perturbations au sein de la couche limite ascendante qui se détache de la plaque chaude à $Z = 0,9$. Ces perturbations peuvent provenir de l'écoulement refroidi de la cellule de recirculation déjà évoquée dans la partie précédente.

A l'inverse, les nombres de Nusselt sur la paroi froide à T_f croissent avec Z (Fig. 9). En effet, l'écoulement étant plus chaud à mesure que l'on s'élève dans le canal, la différence de température entre la plaque froide et l'écoulement augmente et entraîne dès lors une augmentation des transferts thermiques. Cette croissance s'accroît vers $Z = 0,55$ avec une augmentation du gradient vertical du nombre de Nusselt passant de $\frac{\partial Nu}{\partial Z} = 4,0$ pour $Z \in [0,4; 0,55]$ à $\frac{\partial Nu}{\partial Z} = 10,1$ pour $Z \in [0,55; 0,7]$. Cette augmentation s'explique par l'écoulement de la cellule de recirculation haute observée pour $Z > 0,6$. Au delà de $Z = 0,7$ et à l'instar de la paroi

chaude, l'évolution des nombres de Nusselt est liée à cette même cellule de recirculation venant perturber les échanges thermiques. Enfin, en comparant l'évolution des transferts sur les deux parois, on remarque que la différence des nombres de Nusselt pris aux extrémités de la plaque chaude ($Nu(Z = 0,9) - Nu(Z = 0,1)$) est sensiblement équivalente ($\simeq 5$).

4. Conclusion

Cette étude des aspects thermiques en complément de l'étude dynamique précédente a permis de comprendre les mécanismes globaux des écoulements au sein du canal chauffé. Des écoulements de couches limites séparées ont été mis en évidence. La température croît avec Z dans la zone centrale; linéairement pour $Z \leq 0,5$ puis non-linéairement pour $Z > 0,5$. Cette séparation progressive au sein du canal indique une augmentation des perturbations dans sa partie supérieure notamment marquée par une zone de recirculation haute. Les transferts de chaleur ont également été étudiés sur les parois chaude et froide du canal vertical par le biais du nombre de Nusselt. Ces derniers sont perturbés dans la moitié supérieure du canal chauffé. Le régime stationnaire étudié ici peut servir de référence pour la validation de simulations numériques.

Références

- [1] J.M. House, C. Beckermann, T.F. Smith, Effect of a Centered Conducting Body on Natural Convection Heat Transfer in an Enclosure, *Numer. Heat Transfer*, 18 (1990) 213-225.
- [2] M.Y. Ha, M.J. Jung, A numerical study on three-dimensional conjugate heat transfer of natural convection and conduction in a differentially heated cubic enclosure with a heat-generating cubic conducting body, *Int. J. Heat and Mass transfer*, 43 (2000) 4229-4248.
- [3] M. Yang, W.Q. Tao, Three-Dimensional Natural Convection in an Enclosure With an Internal Isolated Vertical Plate, *J. Heat Transfer*, 117 (1995) 619-625.
- [4] F. Sebilliau, R. Issa, S. Lardeau, S.P. Walker, Direct Numerical Simulation of an air-filled differentially heated square cavity with Rayleigh numbers up to 10^{11} , *Int. J. Heat and Mass transfer*, 123 (2018) 297-319.
- [5] F.X. Trias, M. Soria, A. Oliva, C.D. Pérez-Segarra, Direct numerical simulations of two- and three-dimensional turbulent natural convection flows in a differentially heated cavity of aspect ratio 4, *J. Fluid Mech.*, 586 (2007) 259-293.
- [6] D. Saury, N. Rouger, F. Djanna, F. Penot, Natural convection in an air-filled cavity : Experimental results at large Rayleigh numbers, *Int. J. Heat and Mass transfer*, 38 (2011) 679-687
- [7] A. Weppe, F. Moreau, D. Saury, Etude expérimentale de la dynamique d'un écoulement dans une cavité cubique comprenant un bloc partiellement chauffé, *Congrès français de thermique*. (Belfort, 9th-12th june, 2020).
- [8] P. Belleoud, Etude de la convection naturelle turbulente en cavité verticale différentiellement chauffée : Analyse des structures et des transferts turbulents, ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2016.
- [9] P. Belleoud, D. Saury, D. Lemonnier, Coupled velocity and temperature measurements in an air-filled differentially heated cavity at $Ra = 1.2 \times 10^{11}$, *Int. J. Thermal Sciences*, 123 (2018) 151-161.
- [10] <http://www.biostat.jhsph.edu/~iruczins/teaching/390.672/notes/notes.class6.pdf> (site consulté le 25/01/2021).

Remerciements

Les auteurs remercient l'ANR pour le financement du projet MONACO 2025; les programmes CPER (2015-2020) et FEDER (2014-2020); ainsi que le personnel d'appui qui a participé à la mise en place de ce dispositif expérimental, en particulier H. Arlaud, C. Fuentes, J.-C. Fraudeau, M. Caron et N. Papin.

Propagation de fumées en façade avec contamination d'un local supérieur.

Propagation of smoke on the facade with contamination of an upper room.

Lilian SERRE^{1,*}, Alain BASTIDE¹, Olivier VAUQUELIN², Karim Khan JUHOOR^{1,3}, Kévin VARRALL²

¹Laboratoire de Physique et Ingénierie Mathématiques pour l'Energie, l'environnement et le bâtiment, Université de La Réunion, 40 Avenue De Soweto, 97410, La Réunion

²Laboratoire Institut Universitaire des Systèmes Thermiques et Industriels, Aix-Marseille Université, 5 rue Enrico Fermi, 13453 Marseille cedex 13

³Efuzif, 97 Rue du Général Lambert, Saint-Leu, La Réunion

*(auteur correspondant : lilian.serre@univ-reunion.fr)

Résumé - L'objectif de cette communication est de présenter une analyse de résultats issus de simulations numériques sur un bâtiment constitué de deux pièces ouvertes sur l'extérieur, l'une sur l'autre. Un scalaire passif issu d'un local source en partie basse, à température et vitesse d'injection fixées, se propage en façade et contamine un local qui lui est superposé. Pour une température d'injection fixée, le taux de contamination décroît systématiquement avec l'augmentation de la vitesse d'injection. A contrario, l'augmentation de la température n'engendre que des variations peu significatives du taux de contamination pour de faibles vitesses d'injection, mais a un impact important pour les vitesses d'injection élevées.

Mots-clés : Ventilation naturelle ; Sécurité incendie ; Fumée ; Propagation ; Contamination.

Abstract - The objective of this paper is to present an analysis of results from numerical simulations on a building consisting of two rooms open to the outside, one on the other. A passive scalar coming from a source room in the lower part of the building, at a fixed temperature and injection rate, propagates on the facade and contaminates a room superimposed on it. For a fixed injection temperature, the contamination rate systematically decreases with the increase of the injection speed. On the other hand, the increase in temperature causes only insignificant variations in the contamination rate for low injection speeds, but has a significant impact for high injection speeds.

Keywords: Natural ventilation; Fire safety; Smoke; Propagation; Contamination.

Nomenclature

A	Section, m^2	<i>Symboles grecs</i>	
cp	Capacité thermique massique, $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$	ρ	Masse volumique, $kg \cdot m^{-3}$
dt	Pas de temps, s	γ	Rapport d'énergie thermique
E	Energie, J	Δ	Différence
\dot{Q}	Puissance, kW	<i>Indices et exposants</i>	
S	Surface de l'ouvrant, m^2	c	Convective
T	Température, K	i	Valeur à l'injection
U	Vitesse, $m \cdot s^{-1}$	0	Valeur liée au milieu ambiant
z	Altitude, m	1	Valeur au niveau dans le local supérieur

1. Introduction

En climat tropical, les constructions dites bioclimatiques sont en plein essor. L'importante porosité aéraulique de leurs façades permet de rafraîchir et d'assainir l'ambiance de ces bâtiments par ventilation naturelle [2, 4].

De nombreuses études traitent de l'aérodynamique interne d'une cellule isolée contenant une source de chaleur (citons par exemple [1, 5, 6]). L'écoulement interne dépend de la puissance de la source et de la géométrie du local, notamment de la position des ouvrants. L'ambiance interne peut alors être stratifiée, ainsi adaptée aux stratégies de désenfumage naturel. Le volume est alors scindé verticalement en une couche de haute température en partie haute et une couche de faible température en partie basse. Celle-ci peut être mélangée (température uniforme dans le volume) et en conflit avec les stratégies de désenfumage naturel (voir [12]). Les fumées qui s'échappent de ce local représentent alors une source potentielle de pollution des locaux supérieurs.

Pour des constructions dites conventionnelles (parois étanches, bâti actuel des zones froides et tempérées), le sinistre se propage principalement par la dégradation et combustion des éléments de menuiserie, comme les fenêtres, et/ou de façade (voir [11]). Aux temps courts, les fumées n'entrent dans les locaux supérieurs que si une fenêtre est ouverte, et aux temps longs lorsque celle-ci a perdu son intégrité. Dans le bâti bioclimatique cette différence de temps caractéristiques (quelques secondes pour la propagation de fumées contre quelques minutes pour la dégradation des menuiseries) prend une autre dimension, et l'accent doit être mis sur la compréhension des écoulements de fumées en façade dès les premiers instants de l'incendie.

En étudiant la propagation de fumées issues d'un local en feu situé au rez-de-chaussée d'un atrium, dit local source, Harrison et al. [7] expriment la hauteur de rattachement du panache à la paroi verticale. Cette hauteur est fonction de l'épaisseur de la couche de fumées à travers l'ouvrant du local source et de la largeur de cet ouvrant. Pour une configuration similaire, Tilley et al. [8] expriment la capacité du panache déversant à adhérer ou non à la paroi en fonction du rapport entre la quantité de mouvement et la flottabilité de ce panache au niveau de l'ouvrant. Lorsque la flottabilité est prépondérante, le panache adhère à la paroi verticale à la sortie du local sinistré. A contrario, il s'en éloigne lorsque la quantité de mouvement domine. Cependant, il est possible que ce panache de fumées puisse recoller à la paroi plus haut.

Sur un immeuble de grande hauteur soumis aux effets du vent, Lo et al. [9], étudient numériquement la contamination et l'élévation de la température à l'étage refuge (étage ouvert de façon traversante permettant aux usagers du bâtiment de s'abriter lors d'un incendie) situé au dessus d'un local en feu. Ils maîtrisent les conditions d'injection des fumées (puissance convective de $\dot{Q}_c = 1.5 \text{ kW}$ et température $T = 180, 315$ et 450 °C), et observent que pour une vitesse d'injection donnée très faible devant celle du vent, la température du refuge à proximité de l'ouvrant augmente avec l'augmentation de la température à l'injection alors que la concentration de fumées diminue.

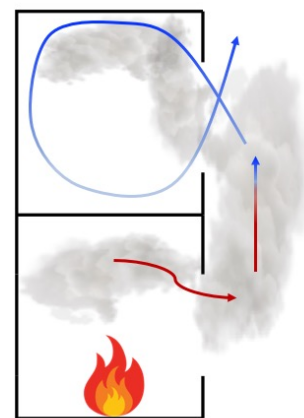


Figure 1 : Configuration étudiée. Incendie se déclarant dans le local du niveau le plus bas, local « source » et les fumées de cet incendie se propagent au niveau supérieur via l'extérieur, par la façade.

Le présent travail a pour objectif de comprendre dans quelles mesures le panache de fumée issu d'une injection maîtrisée peut, par propagation en façade, contaminer un local qui lui est superposé en l'absence de vent.

Dans la partie §2. nous présentons la configuration modélisée avec un logiciel de Mécanique des Fluides Numériques (MFN). Dans la section §3. nous exposons les résultats extraits de ces simulations nous donnant une première idée des phénomènes de contamination du local supérieur par les fumées. La section §4. est consacrée au rappel des principales conclusions de notre étude ainsi qu'à la mise en avant de certaines perspectives.

2. Configuration étudiée

La configuration étudiée ici est celle présentée sur les figures 2 et 3. En partie basse, une ouverture semi-infinie de $4\text{ m} \times 1\text{ m}$ constitue la source d'injection. À l'instar de Lo et al. [9], les conditions de température et vitesse sont maîtrisées ($T_i = 80, 100, 200$ et 300 °C et $U_i = 0.5, 1, 1.5$ et 2 m s^{-1}). Située 3.2 m plus haut, une ouverture de même taille constitue l'unique ouvrant d'un local de 51.2 m^3 de volume ($4\text{ m} \times 4\text{ m}$ au sol et 3.2 m de hauteur). Il n'y a pas de vent et toutes les parois du bâtiments sont supposées adiabatiques.

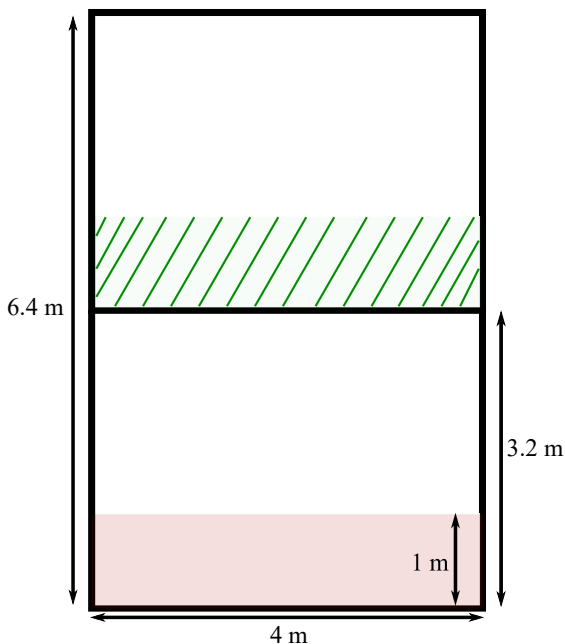


Figure 2 : Vue de face de la configuration géométrique avec en rouge l'injection de fluide à température T_i et vitesse U_i fixées, et en vert l'ouvrant du local supérieur.

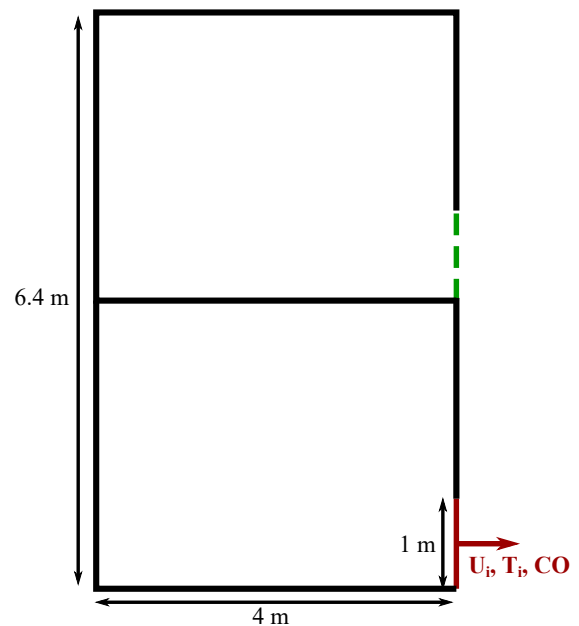


Figure 3 : Vue de profil de la configuration géométrique avec en rouge l'injection de fluide à température T_i et vitesse U_i fixées, et en vert l'ouvrant du local supérieur.

Les simulations numériques sont réalisées avec le code de MFN Fire Dynamics Simulator (FDS). FDS est un code de champs développé par le National Institute of Standards and Technology (NIST) qui résout les équations de la mécanique des fluides (Navier-Stokes) à faible nombre de Mach, principalement dans un contexte de modélisation de dynamique d'incendie. Une attention particulière est portée au transport de la chaleur et des fumées. La méthode des différences finies est utilisée dans un domaine discrétisé par un maillage structuré. Le modèle de turbulence utilisé est le modèle des grandes échelles de turbulence Large Eddy Simulation (LES).

Dans l'étude, le domaine est composé de deux maillages de $4\text{ m} \times 4\text{ m} \times 3.2\text{ m}$ et $8\text{ m} \times 4\text{ m} \times 3.2\text{ m}$ de mailles de taille uniforme de 10 cm de côté. Les conditions aux limites du domaine de calcul s'appuient sur les conditions libres fixées par le logiciel FDS. Ceci avec les quantités physiques suivantes : température ambiante $T_0 = 20\text{ °C}$ et pression atmosphérique $P_0 = 101\,325\text{ Pa}$. Deux tailles de mailles ont été testées dans cette étude, 10 cm et 20 cm.

Afin de pouvoir quantifier l'impact des conditions d'injection sur la contamination du local, on propose de mesurer le pourcentage de l'énergie injectée qui est récupérée dans le local à température et vitesse d'injection données. À l'injection, la puissance convective est

$$\dot{Q}_c = \frac{dE_i}{dt} = \dot{m} c_p \Delta T_i, \quad (1)$$

où $\dot{m} = \rho_i U_i A_i$ est le débit massique de gaz, avec ρ_i la masse volumique et A_i la surface d'injection, c_p la chaleur spécifique du gaz et $\Delta T_i = T_i - T_0$ l'écart de entre la température à l'injection et celle de l'ambiance. Ce qui, en considérant des gaz parfaits à pression constante ($\rho T = cte = \rho_0 T_0$ où l'indice 0 fait référence aux conditions ambiantes) et une chaleur spécifique constante, permet d'exprimer l'énergie sous la forme

$$E_i = \rho_0 u_i A_i T_0 c_p \frac{\Delta T_i}{T_i} \Delta t, \quad (2)$$

où Δt est le pas de temps de la simulation.

Dans le local, de volume v , en utilisant à nouveau l'hypothèse de gaz parfait à pression constante et c_p constante, le calcul de l'énergie est donné par,

$$E = \int_v \rho(x, y, z) c_p \Delta T(x, y, z) dv = c_p \rho_0 T_0 \int_v \frac{\Delta T(x, y, z)}{T(x, y, z)} dv. \quad (3)$$

Afin de récupérer le signal de température $T(x, y, z)$ dans le local, nous avons positionné des capteurs dans chaque angle de la pièce. Les capteurs sont espacés de 10 cm depuis le sol jusqu'au plafond. On observe que pour une hauteur donnée, la température varie peu selon l'horizontale. On considérera que $T(z)$ est la moyenne algébrique des températures relevées sur ces quatre points. Par conséquent, l'équation 3 devient

$$E = S c_p \rho_0 T_0 \int \frac{\Delta T(z)}{T(z)} dz. \quad (4)$$

S est la surface au sol du compartiment.

Par la suite, on notera γ le rapport entre l'énergie dans le local et l'énergie à l'injection

$$\gamma = \frac{E}{E_i}. \quad (5)$$

3. Résultats

Les résultats présentés dans cette section permettent de discuter de l'impact que peuvent avoir la vitesse et la température des fumées injectées sur la contamination du local. Dans un premier temps, la température d'injection est fixée et seule la vitesse d'injection varie entre les simulations. Dans un second temps, la vitesse d'injection est fixée et la température varie. Les champs de température et de vecteurs vitesse en régime établi (moyennés sur les 100

dernières secondes de simulation du aux phénomènes périodiques rencontrés à l'ouvrant) sont présentés. Le régime est considéré établi à partir du moment où le rapport d'énergie thermique γ est quasi-constant par rapport au temps. Ce régime permanent est obtenu à partir de calculs instationnaires. Ces champs issus d'une coupe 2D au milieu du domaine (figure 4 et 6) donnent l'allure du panache en façade et l'écoulement du fluide dans le local supérieur. Ensuite, le suivi de l'évolution de γ au cours du temps permet de quantifier la récupération d'énergie par le compartiment supérieur et de voir l'influence des conditions à l'injection.

3.1. Température d'injection T_i constante

L'analyse des champs vecteurs de vitesse superposés aux champs de température à l'état stationnaire (figure 4) donne de premières informations sur le comportement du panache en façade et la contamination du local supérieur. Pour une température d'injection constante et fixée à 100°C , la variation de la vitesse d'injection de 0.5 m s^{-1} à 2 m s^{-1} entraîne le décollement du panache. Celui-ci adhère immédiatement à la paroi pour des vitesses d'injection faibles (0.5 m s^{-1} et 1 m s^{-1}). Pour $U_i = 1.5\text{ m s}^{-1}$, le panache recolle à la paroi environ à la hauteur de l'ouvrant du compartiment supérieur. Puis pour $U_i = 2\text{ m s}^{-1}$, il n'adhère pas à la paroi, ce qui donne une récupération d'énergie minimale (en haut à droite sur la figure 5).

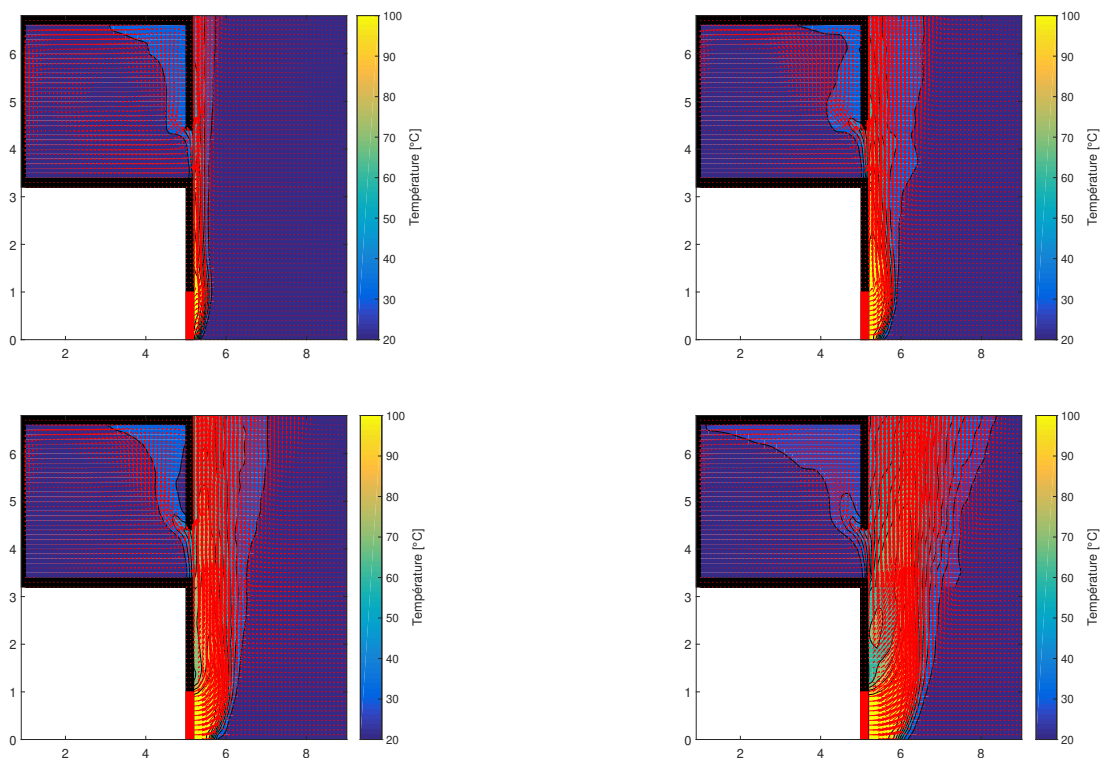


Figure 4 : Champs de température avec vecteurs vitesse, moyennés sur les 100 dernières secondes de simulation, pris au milieu de l'ouvrant et du bandeau d'injection pour une température d'injection de 100°C . $U_i = 0.5\text{ m/s}$ en haut à gauche, $U_i = 1\text{ m/s}$ en haut à droite, $U_i = 1.5\text{ m/s}$ en bas à gauche et $U_i = 2\text{ m/s}$ en bas à droite.

Sur ces différents champs figure 4, le panache de fluide entre en partie haute de l'ouvrant et le fluide monte le long de la paroi intérieure. L'écoulement induit par l'entrée du scalaire passif entraîne une recirculation dans le local. L'air frais s'extrait du local par la partie basse de

l'ouverture. En observant l'écoulement à chaque instant, le fluide chaud entre périodiquement et l'air dans la pièce s'extrait de la même manière. Ce régime d'écoulement intervient car le compartiment possède qu'un seul ouvrant et la conservation de la masse doit être respectée. Par exemple, pour $U_i = 1 \text{ m s}^{-1}$ et $T_i = 100 \text{ °C}$, une fréquence de l'ordre de 1 Hz apparaît.

Parallèlement à l'analyse des champs de températures en régime établi, les courbes de la figure 5 montrent que l'état stationnaire est atteint après 150 s voire 200 s. Quelque soit la température d'injection, la récupération d'énergie maximale est obtenue pour une vitesse de 0.5 m s^{-1} . Lorsque U_i augmente, le pourcentage d'énergie récupérée décroît. Comme le montre aussi les champs de la figure 4, la vitesse d'injection joue un rôle important dans la contamination du local supérieur. Lorsqu'elle augmente, le panache s'éloigne de la paroi et le scalaire passif pénètre de moins en moins dans le compartiment. L'aérodynamisme extérieur joue alors un rôle important dans la contamination du local supérieur.

L'effet de la variation de la température à une vitesse d'injection fixée est exposé par la suite.

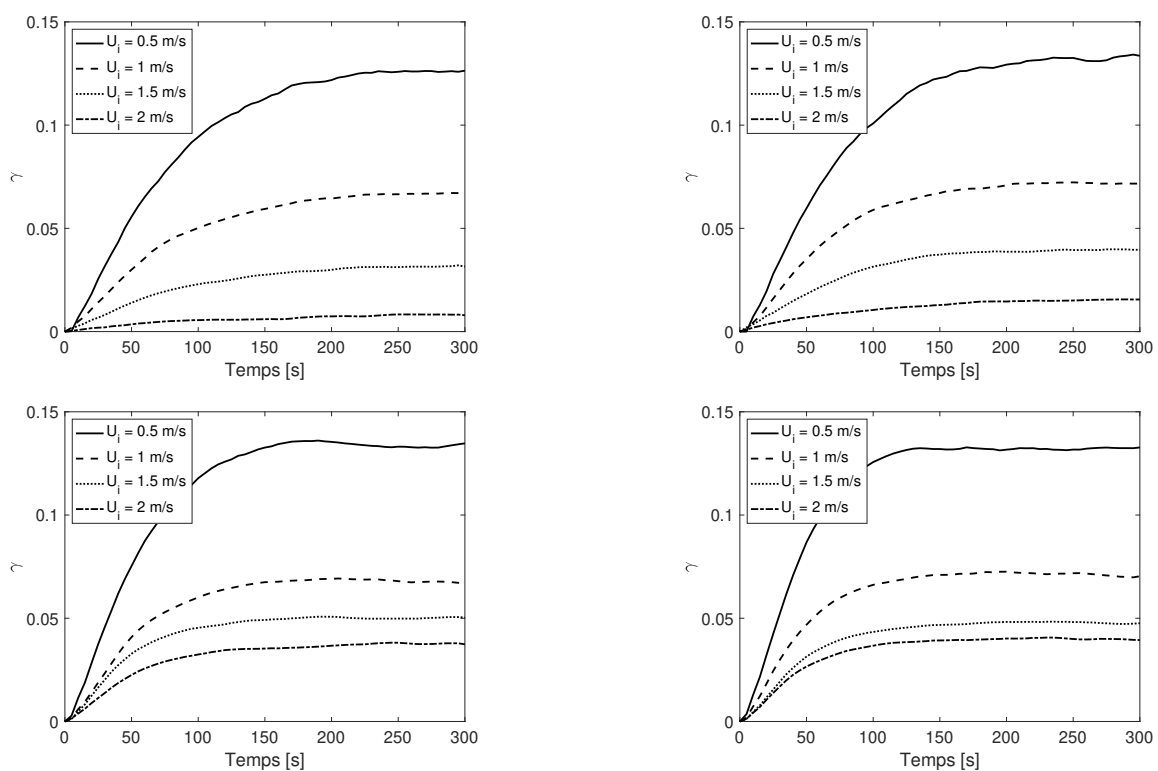


Figure 5 : Rapport d'énergie thermique γ pour une température d'injection de 80 °C (en haut à gauche), 100 °C (en haut à droite), 200 °C (en bas à gauche) et 300 °C (en bas à droite). Les courbes en trait plein représentent $U_i = 0.5 \text{ m s}^{-1}$ m/s, en traitillés $U_i = 1 \text{ m s}^{-1}$, en pointillés $U_i = 1.5 \text{ m s}^{-1}$ m/s et celles en alternance de traits et de points $U_i = 2 \text{ m s}^{-1}$ m/s.

3.2. Vitesse d'injection U_i constante

Cette fois-ci, nous observons la dynamique transitoire de la récupération de l'énergie dans le cas où la vitesse d'injection au niveau du local source est fixée. Les champs de température et de vecteurs de vitesse de la figure 6 montrent que pour une vitesse d'injection fixée à 1.5 m s^{-1} , l'augmentation de la température d'injection entraîne le recollement du panache à la paroi de plus en plus proche du bandeau d'injection. Le fluide s'écoule ensuite le long de la paroi verticale pour les plus grandes températures simulées (200 °C et 300 °C) et le fluide entre dans le

compartiment avec une température plus importante (couleur bleue plus marquée sur les champs de température). Identiquement à l'analyse des champs précédents, le fluide entrant dans le local entraîne une recirculation d'air au sein de la pièce, et le phénomène périodique apparaît à nouveau.

Pour les faibles vitesses, aucun écart significatif de récupération d'énergie apparaît (voir figure 7). A noter tout de même que le temps d'arrivée à l'état stationnaire diminue lorsque la température augmente. Lors de l'état transitoire, la pente est plus importante pour $T_i = 300\text{ °C}$ puis diminue lorsque la température d'injection diminue. Il n'y a qu'à partir d'une vitesse d'injection de 1.5 m s^{-1} que des écarts de contamination entre les vitesses apparaissent.

Pour les faibles températures, 80 °C et 100 °C , le panache commence à se détacher de la paroi pour $U_i = 1.5\text{ m s}^{-1}$ (voir figure 6) puis il continue de s'éloigner pour $U_i = 2\text{ m s}^{-1}$, la contamination est alors quasiment nulle. Cependant, pour des températures plus élevées, les forces de flottabilité contrent légèrement les effets induits par de grandes vitesses d'injection et le panache de fluide entre dans le local.

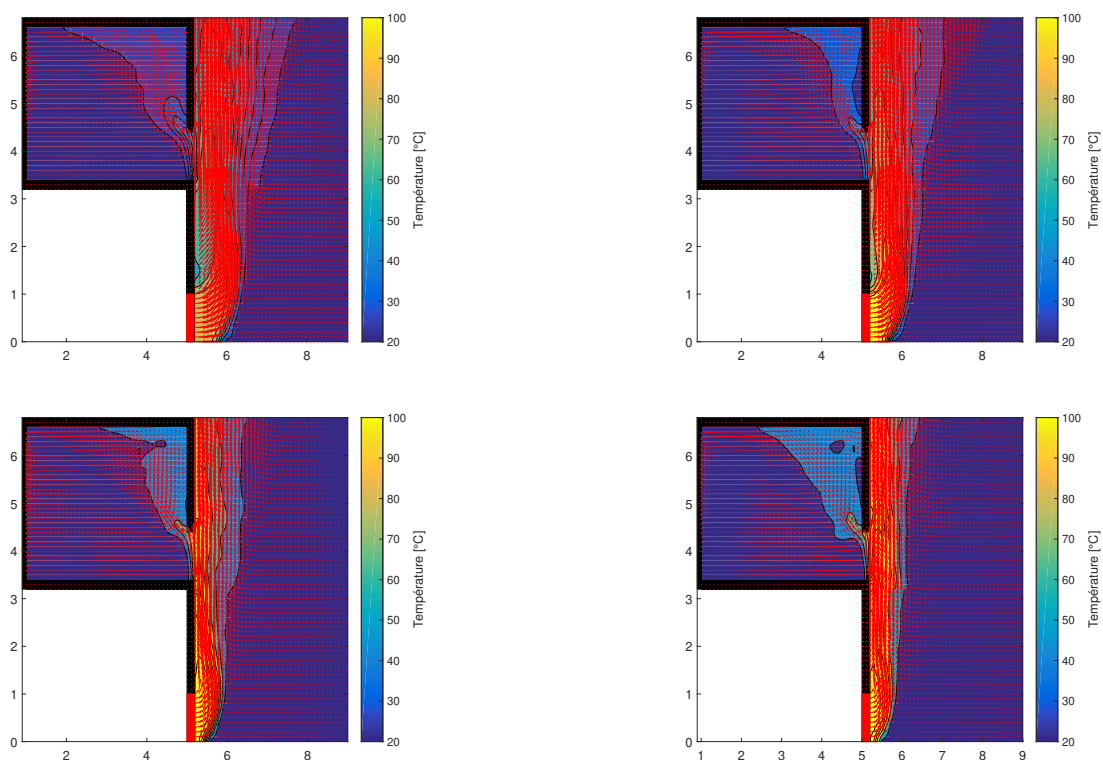


Figure 6 : Champs de température avec les vecteurs vitesse, moyennés sur les 100 dernières secondes de simulation, pris au milieu de l'ouvrant et du bandeau d'injection pour une vitesse d'injection de 1.5 m s^{-1} . $T_i = 80\text{ °C}$ en haut à gauche, $T_i = 100\text{ °C}$ en haut à droite, $T_i = 200\text{ °C}$ en bas à gauche et $T_i = 300\text{ °C}$ en bas à droite.

A travers cette étude plusieurs voies d'investigations sont envisageables, elles sont présentées dans la conclusion §4.

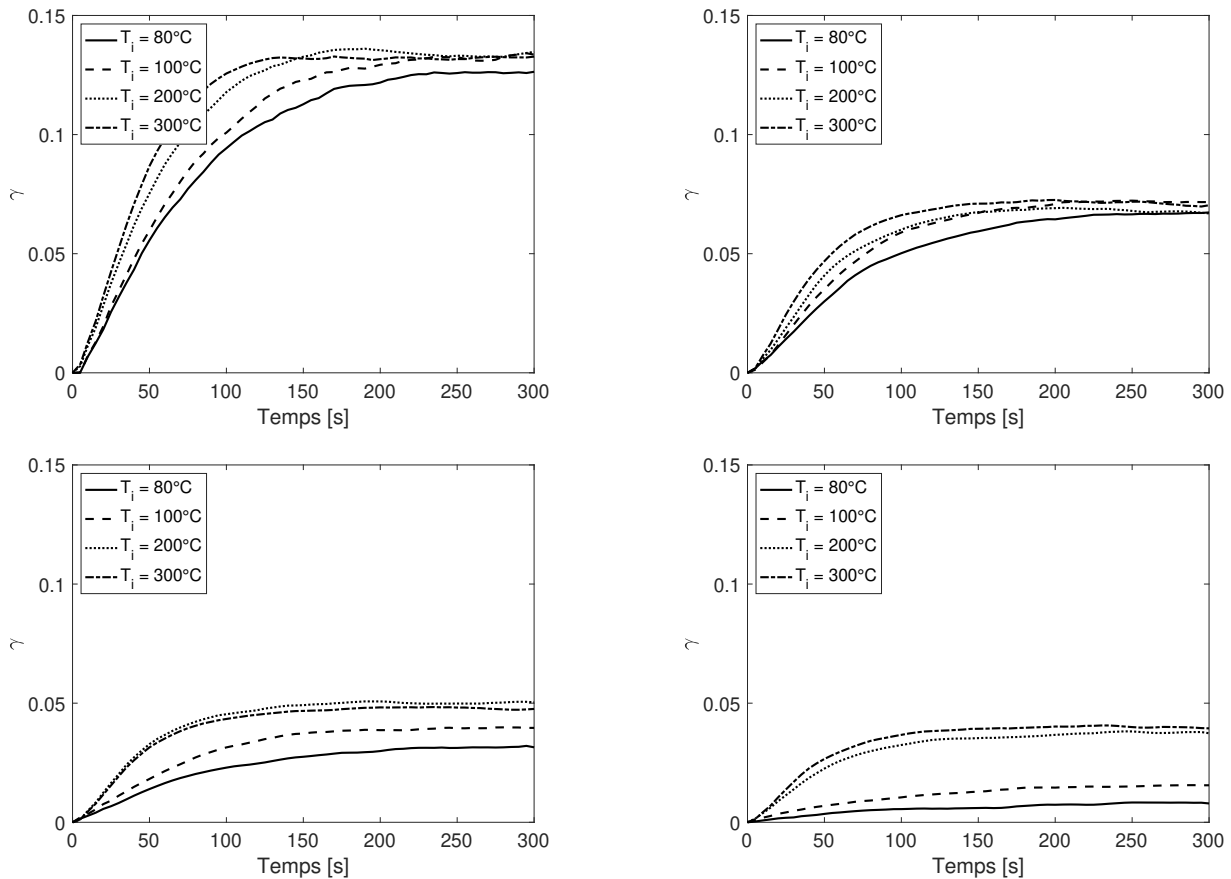


Figure 7 : Rapport d'énergie thermique pour une vitesse d'injection de 0.5 m/s (en haut à gauche), 1 m/s (en haut à droite), 1.5 m/s (en bas à gauche) et 2 m/s (en bas à droite). Le courbes en trait plein représentent $T_i = 80^\circ\text{C}$, en traitillés $T_i = 100^\circ\text{C}$, en pointillés $T_i = 200^\circ\text{C}$, et celles en alternance de traits et de points $T_i = 300^\circ\text{C}$.

4. Conclusion

Ces premières expériences numériques avec FDS nous donnent des premiers éléments de réponses sur la propagation des fumées d'un incendie issues d'un local source vers un local qui lui est superposé. La vitesse d'injection et donc l'aérodynamisme extérieur joue un rôle majeur dans la propagation des fumées vers l'étage supérieur, alors que la température d'injection n'a elle que peu d'impact sur la récupération d'énergie dans le compartiment supérieur.

Le but est de poursuivre ces simulations et de mettre en place des lois de comportement sur la contamination du local supérieur. Le phénomène de battement repéré est également à explorer et à quantifier par la suite. Puis, l'objectif est de tendre vers des configurations de bâtiments plus réalistes de ceux ventilés naturellement en milieu tropical. Différentes données d'entrée seront alors prises en compte, telles que le vent, les façades double peau poreuses, ou encore les balcons [10] ou coursives. Leur impact sur la contamination du local supérieur pourra alors être discuté. De plus, une partie expérimentale viendra enrichir l'étude. Nous avons à disposition un tunnel à vent nous permettant de réaliser des expériences à échelle réduite isotherme. Durant ces essais, les fumées d'incendie seront modélisées par l'injection d'un fluide léger (mélange air-hélium).

Références

- [1] Linden, P. F., Lane-Serff, G. F., & Smeed, D. A. (1990). Emptying filling boxes : the fluid mechanics of natural ventilation. *Journal of Fluid Mechanics*, 212, 309-335.
- [2] Linden, P. F. (1999). The fluid mechanics of natural ventilation. *Annual review of fluid mechanics*, 31(1), 201-238.
- [3] Paranthoën, P., & Gonzalez, M. (2010). Mixed convection in a ventilated enclosure. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 31(2), 172-178.
- [4] Gratia, E., Bruyere, I., & De Herde, A. (2004). How to use natural ventilation to cool narrow office buildings. *Building and environment*, 39(10), 1157-1170.
- [5] Gladstone, C., & Woods, A. W. (2001). On buoyancy-driven natural ventilation of a room with a heated floor. *Journal of fluid mechanics*, 441, 293.
- [6] Woods, A. W., Caulfield, C. P., & Phillips, J. C. (2003). Blocked natural ventilation : the effect of a source mass flux. *Journal of Fluid Mechanics*, 495, 119.
- [7] Harrison, R., & Spearpoint, M. (2010). Physical scale modelling of adhered spill plume entrainment. *Fire Safety Journal*, 45(3), 149-158.
- [8] Tilley, N., & Merci, B. (2009). Application of FDS to adhered spill plumes in atria. *Fire technology*, 45(2), 179-188.
- [9] Lo, S. M., Yuen, K. K., Lu, W. Z., & Chen, D. H. (2002). A CFD study of buoyancy effects on smoke spread in a refuge floor of a high-rise building. *Journal of Fire Sciences*, 20(6), 439-463.
- [10] Satoh, K. O. H. Y. U., & Kuwahara, K. U. N. I. O. (1991). A numerical study of window-to-window propagation in high-rise building fires. *Fire Safety Science*, 3, 355-364.
- [11] Xu, T., He, Q., Tang, F., Lei, P., & Pang, H. (2020). Experimental study on the vertical temperature distribution of window ejected fire from an enclosure with adjacent side walls. *Fire and Materials*, 44(1), 152-162.
- [12] Karim, K. J. (2018). Étude et modélisation d'écoulements en convection mixte : application au désenfumage naturel de bâtiments (Doctoral dissertation).

Etude du transfert radiatif dans les matériaux composites semi-transparents à différentes températures

Radiative transfer analysis in semi-transparent composite materials at different temperatures

Florent RETAILLEAU^{1,2*}, Vadim ALLHEILY¹, Lionel MERLAT¹, Jean-François HENRY² et Jaona RANDRIANALISOA²

¹ Institut franco-allemand de recherches de Saint-Louis (ISL), 5 rue du Général Cassagnou, BP 70034, 68301 Saint-Louis Cedex, France

² Institut de Thermique, Mécanique et Matériaux (ITheMM), Université de Reims Champagne–Ardenne, UFR Sciences Exactes et Naturelles Campus du Moulin de la Housse, BP 1039, 51687 Reims Cedex 2, France

*(Auteur correspondant : florent.retailleau@isl.eu)

Résumé – Cette étude porte sur l’analyse de la propagation du rayonnement thermique au sein d’un milieu composite semi-transparent diffusant à interfaces rugueuses. L’objectif est d’en identifier les propriétés radiatives (coefficient d’extinction, albédo et fonction de phase) à différentes températures allant de l’ambiante à 200°C. La méthode d’identification (Gauss-Newton) utilise les valeurs de réflectance et transmittance bidirectionnelles. Les résultats expérimentaux sont obtenus à l’aide d’un spectrophotomètre équipé d’un goniomètre et d’un porte-échantillon chauffant et la méthode de Monte Carlo permet de résoudre l’Equation de Transfert Radiatif (ETR) afin d’obtenir les valeurs théoriques.

Mots-clés : rayonnement ; composite ; identification ; BRDF/BTDF ; Monte Carlo.

Abstract – This study deals with the analysis of the propagation of thermal radiation within a diffusing semi-transparent composite medium with rough interfaces. The aim is to identify the radiative properties (extinction coefficient, albedo, and phase function) at different temperatures ranging from room temperature to 200°C. The identification method (Gauss-Newton) uses bidirectional reflectance and transmittance values. The experimental results are obtained using a spectrophotometer equipped with a goniometer and a heating sample holder, and the Monte Carlo method makes it possible to solve the Radiative Transfer Equation (RTE) in order to obtain the theoretical values.

Keywords: radiation; composite; identification; BRDF/BTDF ; Monte Carlo.

Nomenclature

C_{fi}	facteur de correction de Fresnel	θ	angle de propagation, rad
$d\omega_0$	angle solide élémentaire, sr	θ_0	angle d’incidence, rad
g	facteur d’asymétrie	κ	coefficient d’absorption
I_λ	luminance spectrale, $W.m^{-2}.\mu m^{-1}$	λ	longueur d’onde, m
I_0	luminance incidente, $W.m^{-2}.\mu m^{-1}$	ρ^\cap	réflectance hémisphérique
I_r	luminance réfléchie, $W.m^{-2}.\mu m^{-1}$	ρ''	réflectance bidirectionnelle, sr^{-1}
I_t	luminance transmise, $W.m^{-2}.\mu m^{-1}$	σ	coefficient de diffusion
e	épaisseur du matériau, m	σ_G	écart type de la gaussienne
p	fonction de probabilité	τ^\cap	transmittance hémisphérique
S_n	somme des résidus	τ''	transmittance bidirectionnelle, sr^{-1}
<i>Symboles grecs</i>		ϕ	fonction de phase
β	coefficient d’extinction, m^{-1}	ω	albédo
ε	émissivité		

1. Introduction

Les matériaux composites sont aujourd'hui incontournables dans de nombreux domaines grâce à leurs caractéristiques techniques (légèreté, solidité, rigidité) et la réduction des coûts de production. Dans plusieurs applications (aéronautique, défense, spatiale, biomédicale, etc.), il est nécessaire de connaître le comportement de ce type de matériaux face à une contrainte thermique radiative. L'objectif est de mieux comprendre la propagation d'un flux lumineux au sein d'un matériau composite semi-transparent diffusant avec des interfaces rugueuses. L'étude se concentre sur les transferts radiatifs dans le visible et le proche infrarouge.

Ces dernières années, de nombreuses études ont été rapportées sur les transferts radiatifs en milieux semi-transparents diffusants [1–3]. On peut notamment citer les travaux sur les matériaux à très forte porosité comme les mousses [2] et les milieux fibreux [4, 5] et ceux sur les matériaux à faible porosité comme les verres à bulles [6] et les céramiques par frittage de poudre [1]. Dans la plupart de ces travaux, les frontières des matériaux sont traitées, soit comme transparentes (cas des mousses et des fibreux), soit comme lisses (cas des milieux peu poreux) aux longueurs d'ondes d'étude. Les quelques travaux sur le transfert radiatif au sein de matériaux composites concernent essentiellement les composites chargés en microparticules tandis que le transfert radiatif dans les matériaux composites à renforts tissés est peu exploré. Une des difficultés sur l'étude du transfert radiatif au sein des milieux composites concerne la présence des frontières rugueuses résultantes du procédé d'élaboration. Ces frontières rugueuses sont difficiles à appréhender du point de vue théorique et leur présence affecte les mesures.

L'étude des transferts radiatifs dans les milieux semi-transparents implique de maîtriser deux aspects : la résolution de l'Equation de Transfert Radiatif (ETR) d'un côté et la détermination des propriétés radiatives volumétriques (coefficient d'absorption, coefficient de diffusion et fonction de phase) et surfaciques (réflectivités et transmittivités aux interfaces) de l'autre.

Dans le cas d'une géométrie complexe, les propriétés radiatives volumétriques peuvent être déterminées par une méthode d'identification basée sur une méthode directe de résolution de l'ETR [7, 8]. L'identification des propriétés radiatives est réalisée à partir des mesures de réflectance et de transmittance hémisphériques. Afin d'identifier le coefficient d'extinction, l'albédo et la fonction de phase de matériaux isolants fibreux, Nicolau et al. [9] utilisent les mesures bidirectionnelles. La fonction de phase utilisée est basée sur la fonction d'Henry et Greenstein. Dans une étude récente, nous avons développé une méthode permettant d'identifier simultanément les propriétés radiatives volumétriques et les propriétés surfaciques de matériaux composites semi-transparents rugueux [10]. La méthode d'identification, méthode de Gauss-Newton, se base sur une combinaison des mesures de réflectance et transmittance hémisphériques et des mesures de réflectance et transmittance bidirectionnelles obtenues avec un spectrophotomètre équipé d'un goniomètre.

Cette méthode a jusque-là été appliquée à des échantillons à température ambiante. Le présent travail se focalise sur l'étude des propriétés radiatives des matériaux composites en température. Le but de ce travail est de déterminer par identification, à différentes températures et avant dégradation ($\leq 200^\circ\text{C}$), les propriétés radiatives volumétriques et les propriétés surfaciques de matériaux composites rugueux et ainsi de suivre l'évolution du comportement radiatif de ce type de matériau en fonction de la température.

2. Méthode

2.1. Matériaux étudiés

Les matériaux utilisés dans la présente étude sont des composites stratifiés de qualité aéronautique à base d'époxy et renforcés par des fibres de verre. Ce type de matériau est composé de plusieurs couches de fibres qui s'empilent avec des orientations variables comme le montre la vue en coupe obtenue par microscope électronique à balayage (Figure 1). L'étude a été réalisée sur plusieurs types de composite verre/époxy d'épaisseurs différentes. Les surfaces de ses échantillons présentent une rugosité de l'ordre du micromètre, comparable aux longueurs d'onde d'étude.

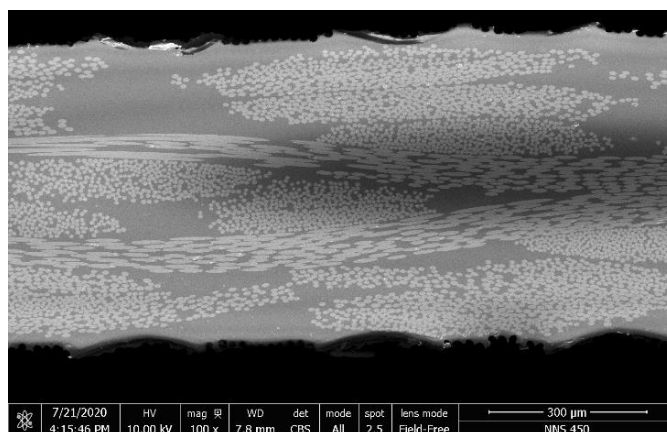


Figure 1 : Vue en coupe d'un échantillon composite verre/époxy de 0,76 mm d'épaisseur.

2.2. Mesures

La mesure de la réflectance et de la transmittance hémisphériques (ρ^\cap et τ^\cap) est établie à l'aide d'un détecteur de type intégrateur (sphère intégrante). La mesure de la réflectance et de la transmittance bidirectionnelles (ρ'' et τ'') est plus complexe. Le dispositif doit disposer d'un détecteur mobile, par exemple monté sur un bras goniométrique. Le spectrophotomètre Cary 7000 de Agilent que nous utilisons dispose pour cela du dispositif Universal Measurement Accessory (UMA) qui est équipé d'un détecteur mobile à 340° et d'un porte échantillon capable d'effectuer une rotation complète autour de son axe vertical (Figure 2). Le contrôle de la température est assuré par un porte échantillon chauffant pouvant atteindre les 300°C . Le chauffage se fait par effet Joule et permet une chauffe homogène à $\pm 3,5\%$ d'une surface de diamètre 20 mm. La mesure de température est effectuée par thermographie infrarouge à l'aide d'une caméra FLIR A655sc dont la précision en température est de $\pm 2\%$. L'émissivité est connue avec une précision de $\pm 2\%$.

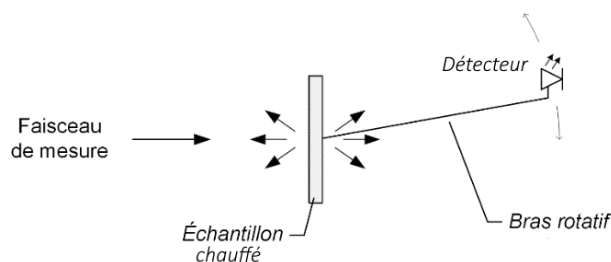


Figure 2 : Schéma de la mesure au spectromètre de la réflectance ou de la transmittance bidirectionnelles à l'aide d'un capteur goniométrique.

La réflectance bidirectionnelle, Eq. (1), est le rapport de l'intensité du rayonnement réfléchi par le milieu en $z = 0$ dans une direction d'angle θ et du flux radiatif externe incident en $z = 0$, dans un angle solide élémentaire $d\omega_0$ (Figure 3).

De même, la transmittance bidirectionnelle, Eq. (2), est le rapport de l'intensité du rayonnement transmis à travers le milieu en $z = e$ dans une direction d'angle θ et du flux radiatif externe incident en $z = 0$, dans un angle solide élémentaire $d\omega_0$.

$$\rho''(\theta, \varphi) = \frac{I_r(0, \theta, \varphi)}{I_0 \cos(\theta_0) d\omega_0} \quad (1)$$

$$\tau''(\theta, \varphi) = \frac{I_t(e, \theta, \varphi)}{I_0 \cos(\theta_0) d\omega_0} \quad (2)$$

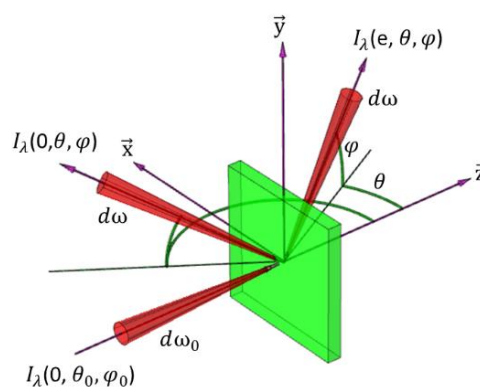


Figure 3 : Représentation de la transmittance et de la réflectance bidirectionnelles.

2.3. Approche théorique

2.3.1. Equation de transfert radiatif

L'ETR sous sa forme générale permet d'exprimer la variation de la luminance spectrale I_λ à l'abscisse s et dans la direction (θ, φ) en prenant en compte les phénomènes d'émission, d'absorption et de diffusion du rayonnement. Dans cette étude, le milieu semi-transparent est considéré comme froid (sans émission propre). L'ETR s'écrit alors sous la forme suivante :

$$\frac{\partial I_\lambda(s, \theta, \varphi)}{\partial s} = -(\kappa_\lambda + \sigma_\lambda) I_\lambda(s, \theta, \varphi) + \frac{\sigma_\lambda}{4\pi} \int_0^{4\pi} \phi_\lambda(\theta, \varphi, \theta', \varphi') I_\lambda(s, \theta, \varphi) d\omega' \quad (3)$$

Tous les paramètres sont dépendants de la longueur d'onde, cependant par souci de clarté, le symbole λ ne sera plus affiché par la suite.

2.3.2. Conditions limites

Les conditions aux limites (4) et (5) décrivent les luminances quittant les frontières. Le milieu étant semi-transparent, une partie du flux est transmise, l'autre est réfléchi à chaque interface. Par la suite, $\mu = \cos \theta$. Le système est considéré comme semi-infini suivant les directions x et y .

$$I(0, \theta, \varphi) = (1 - r_{12}(\mu_0, \mu))I(0, \theta_0, \varphi_0) + \int_0^{2\pi} \int_0^1 r_{21}(\mu', \mu)I(0, \theta', \varphi')\mu' d\mu' d\varphi', \quad (4)$$

$$0 \leq \theta < \frac{\pi}{2}, \theta' = \cos^{-1}\mu' + \frac{\pi}{2}$$

$$I(e, \theta, \varphi) = \int_0^{2\pi} \int_0^1 r_{21}(\mu', \mu)I(e, \theta', \varphi')\mu' d\mu' d\varphi', \quad (5)$$

$$\frac{\pi}{2} < \theta \leq \pi, \theta' = \cos^{-1}\mu'$$

Avec $r_{ij}(\mu_0, \mu)$ la réflectivité de Fresnel corrigée due à la présence d'une frontière diffusante tel que :

$$r_{ij}(\mu', \mu) = R(\mu')Cf_{ij}p(\mu) \quad (6)$$

Avec Cf_{ij} un facteur de correction pour chaque interface obtenu par identification des données expérimentales [11], $R(\mu')$ le coefficient de Fresnel avec $\mu' = \cos \theta'$ et $p(\mu)$ une fonction de probabilité choisie pour mieux représenter la distribution angulaire du rayonnement à l'interface. Le choix de cette fonction de probabilité $p(\mu)$ est lié au caractère diffusant de l'interface. Pour une surface grise et diffusante isotrope, la fonction de probabilité choisie est de type :

$$p(\mu) = \mu \quad (7)$$

Pour une paroi partiellement diffuse une moyenne entre la relation (7) une fonction Gaussienne d'écart type σ_G , Eq. (8), est proposée comme fonction de probabilité.

$$p(\mu) = e^{\frac{-(\cos^{-1}\mu)^2}{2\sigma_G^2}} \quad (8)$$

2.3.3. Fonction de phase

La fonction de phase présente dans l'ETR, Eq. (3), peut être déterminée grâce à la théorie de Mie. Néanmoins il est courant de recourir à des approximations de la fonction de phase pour des raisons de simplicité. Une des plus utilisée est l'approximation de Henyey & Greenstein [12] qui représente un bon compromis entre l'approximation de transport, peu précise, et la théorie exacte de Mie. Elle se présente sous la forme suivante avec g le paramètre d'asymétrie appartenant à l'intervalle]-1,1[.

$$\phi_{HG}(\theta) = \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g\cos\theta)^{3/2}} \quad (9)$$

2.3.4. Méthode de résolution

La méthode de Monte Carlo convient parfaitement au problème de transfert radiatif, comme l'ont montré Fleck [13] puis Howell et Perlmutter [14]. Elle permet de suivre le comportement des photons à travers un milieu semi-transparent. Il n'est pas nécessaire d'effectuer d'approximation des phénomènes radiatifs ce qui rend la méthode numériquement précise.

2.4. Identification des propriétés radiatives

Le principe de la méthode d'identification est basé sur la minimisation des écarts quadratiques entre la mesure faite à chaque température étudiée et le calcul théorique :

$$S_n = \sum_i (x_{t,n}(i) - x_{e,n}(i))^2 \quad (10)$$

avec $x_{t,n}(i)$ la valeur théorique de la réflectance ou de la transmittance bidirectionnelles ou hémisphériques à l'itération n et à l'indice i de la quadrature, et $x_{e,n}(i)$ l'équivalent pour les valeurs expérimentales.

Plusieurs méthodes de minimisation existent, mais la méthode retenue ici est la méthode de minimisation par les moindres-carrés associée à la méthode de Gauss-Newton [15] qui résout le système suivant :

$$(J^T J) \delta p = J^T r \quad (11)$$

avec J la matrice jacobienne (soit la matrice des dérivées partielles du premier ordre de l'ETR), δp le vecteur des incréments des paramètres identifiés et r le vecteur des résidus. La taille de la matrice jacobienne est dépendante du nombre de paramètres identifiés. Dans le cas présent, 6 paramètres sont identifiés : le coefficient d'extinction β et l'albédo ω , tel que :

$$\beta = \kappa + \sigma \quad (12)$$

$$\omega = \frac{\sigma}{\kappa + \sigma} = \frac{\sigma}{\beta} \quad (13)$$

mais également le facteur d'asymétrie g , les deux coefficients de correction de Fresnel Cf_{12} et Cf_{21} (Eq. (6)) et l'écart type σ_G de la gaussienne (Eq. (8)). La taille de la matrice dépend aussi du nombre de mesures. En utilisant la réflectance et la transmittance hémisphériques et bidirectionnelles, 38 valeurs expérimentales sont disponibles.

3. Résultats

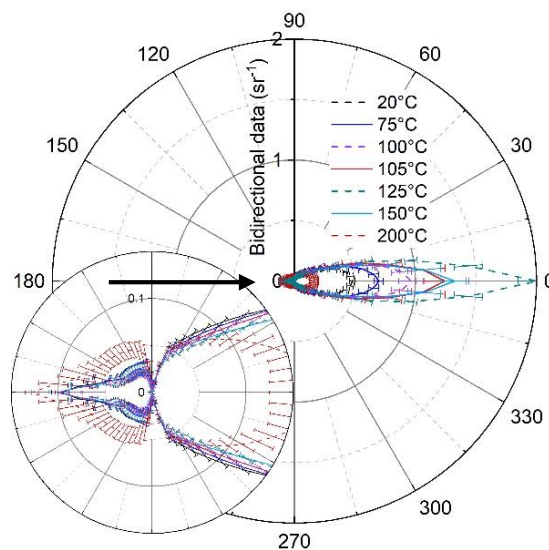


Figure 4 : Réflectance et transmittance bidirectionnelles d'un échantillon verre/époxy de 3 mm à 1070 nm à différentes températures. (La flèche noire représente le flux radiatif incident)

La figure 4 présente les lobes expérimentaux de la transmittance et de la réflectance bidirectionnelles à 1070 nm pour un échantillon de verre/époxy de 3 mm d'épaisseur à différentes températures. Les mesures ont été effectuées sur 5 échantillons. L'encart en bas à gauche est un zoom sur le lobe de réflexion. Cette mesure permet de constater que le comportement radiatif de ce type de composite est clairement dépendant de sa température avant même sa dégradation. La transition vitreuse de la résine, mesurée auparavant par DSC autour de 105 °C, semble être à l'origine d'une variation du comportement radiatif.

Les trois propriétés volumiques radiatives obtenues par identification à 1070 nm à différentes températures pour un échantillon de verre/époxy de 3 mm (16 plis) sont présentées en Figure 5. Ces résultats sont les moyennes des identifications effectuées pour les 5 échantillons. L'albédo ω et le facteur d'asymétrie g varient peu avant la transition vitreuse. Ce résultat est cohérent puisque ces deux propriétés volumétriques sont liées au caractère diffusant du matériau, induit par la présence de fibres de verre peu sensibles à ces niveaux de température. Ces propriétés de diffusion diminuent ensuite du fait de l'opacification du matériau. Le coefficient d'extinction diminue avec l'augmentation de la température jusqu'à atteindre un minimum une fois la transition vitreuse terminée. Il augmente ensuite en raison de la dégradation et de l'opacification de la résine provoquées par la hausse de température.

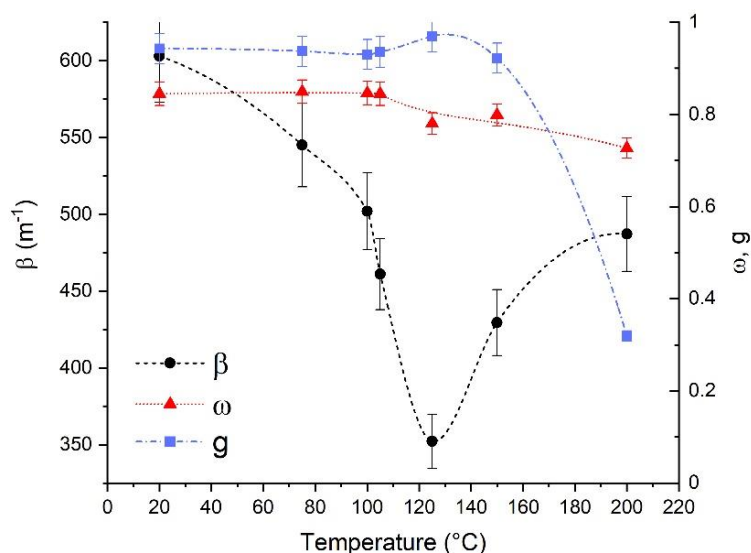


Figure 5 : Propriétés radiatives des échantillons verre/époxy à 1070 nm en fonction de la température.

4. Conclusion

La méthode de Monte Carlo est utilisée afin de résoudre l'ETR dans laquelle la fonction de phase est approximée grâce à la fonction d'Henry & Greenstein. Les frontières sont traitées comme des interfaces semi-transparentes et diffusantes. Le modèle direct est constitué de six inconnues : trois propriétés volumétriques (le coefficient d'absorption, l'albédo et le facteur d'asymétrie) et trois propriétés de diffusions surfaciques. Un dispositif spectrométrique équipé d'un goniomètre et d'un porte échantillon chauffant permet de mesurer les transmittances et réflectances bidirectionnelles sur 36 directions de diffusions réparties uniformément autour de l'échantillon à différentes températures. Un modèle d'identification utilisant la méthode de Gauss-Newton permet d'identifier les propriétés radiatives volumétriques de matériaux composites semi-transparentes et rugueux. Cette méthode permet de suivre l'évolution des

propriétés volumétriques d'un matériau semi-transparent en fonction de sa température. Et possiblement d'identifier des changements d'état comme la transition vitreuse.

Références

- [1] Dombrowsky, L.A., Randrianalisoa, Jaona, Lipinski, W & Baillis, D. Approximate analytical solution to normal emittance of semi-transparent layer of an absorbing, scattering, and refracting medium. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*. 2011. N° 112.
- [2] Coquard, R, Baillis, Dominique & Randrianalisoa, Jaona. Homogenous phase and multi-phase approaches for modeling transfer in foams. *International Journal of Thermal Sciences*. 2011.
- [3] Boulet, P, Jeandel, G & Morlot, G. Model of radiative transfer in fibrous media - matrix method. . 1993.
- [4] Bissieux, C., Henry, J.F. & Egee, P. Caractérisation radiative de matériaux semi-transparents diffusants à l'aide d'un modèle à quatre flux. *Revue Générale de Thermique*. 1994. Vol. 392-393, pp. 470-479.
- [5] Henry, J-F., Bissieux, C., Marquié, S. & Gillet, Y. One-dimensional modelling and parameter estimation in scattering media. *High Temperatures-High Pressures*. 1997. Vol. 29, n° 2, pp. 159-164.
- [6] Randrianalisoa, J, Baillis, D. & Pilon, Laurent. Improved Inverse Method for Radiative Characteristics of Closed-Cell Absorbing Porous Media. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*. 2006. Vol. 20, n° 4.
- [7] Hale, M.J. & Bohn, M.S. Measurement of the radiative transport properties of reticulated alumina foams. *ASME-ASES Joint Solar energy Conf*. 1993.
- [8] Baillis, D. & Sacadura, J. Thermal radiation properties of dispersed media: theoretical prediction and experimental characterization. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*. 2000. Vol. 67, pp. 327-363.
- [9] Nicolau, V.P., Raynaud, M. & Sacadura, J. Spectral radiative properties identification of fiber insulating materials. *Journal of Heat Transfer*. 1994. Vol. 37, pp. 311-324.
- [10] Retailleau, F., Allheily, V, Merlat, L., Henry, J-F. & Randrianalisoa, J. Experimental characterization of radiative transfer in semi-transparent composite materials with rough boundaries. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*. 2020. Vol. 256.
- [11] Lai Jia Jiun. *The Thermal Impact on Energy Conversion Efficiency of Thin-Film Amorphous Silicon Photovoltaic Cells Enhanced With Nanoparticles*. Melbourne : Swinburne University of Technology, 2018.
- [12] Modest, M. *Radiative Heat Transfer, second edition*. Academic Press, 2003.
- [13] Fleck, J.A. The calculation of nonlinear radiation transport by a Monte Carlo method. *Technical Report UCRL- 7838, Lawrence Radiation Laboratory*. 1961.
- [14] Howell, J.R. & Perlmutter, M. Monte Carlo solution of thermal transfer through radiant media between gray walls. *Journal of Heat Transfer*. 1964. Vol. 86, n° 1, pp. 116-122.
- [15] Beck, J., James, V. & Arnold, K.J. *Parametre Estimation in Engineering and Science (Probability & Mathematical Statistics)*. John Wiley & Sons, 1977.

Thème 3

Modélisation et simulation numérique

Modélisation et intégration temporelle d'un problème thermique couplé par la méthode de Monte Carlo	175
Modélisation analytique d'un stockage thermocline pour la récupération de chaleur fatale ou pour centrale solaire à concentration	183
Vers un modèle thermo-optique des LEDs utilisées dans les systèmes d'éclairage automobile	191
Influence des échanges radiatifs/convectifs sur l'étalement d'une goutte de verre	201
Simulation d'un four de recuit par modèle réduit modal	209
Caractérisation thermique des fils et bobines isolés pour les machines électriques à haute température	217
La réfrigération magnéto-calorique au défi du réchauffement climatique	225

1. Introduction

Le déploiement de panneaux photovoltaïques est en constante augmentation depuis quelques années [1, 2], en France et dans le monde et semble être une solution de premier plan pour le développement des énergies renouvelables. Ces technologies, majoritairement à base de silicium en ce qui concerne les cellules elles-mêmes, permettent de convertir l'énergie solaire en électricité. Les rendements obtenus sont de l'ordre de 20 % à 25 % mais sont dégradés par l'augmentation de la température des cellules, phénomène inhérent au fonctionnement des panneaux [3, 4]. Par ailleurs, il a été observé une grande variabilité de la production des panneaux en fonction des conditions climatiques, ce qui nous amène à prendre en compte la complexité des échanges entre les panneaux et leur environnement (e.g. intermittence du rayonnement solaire, vitesse du vent, pluie). C'est pourquoi l'étude des transferts thermiques appliquée au photovoltaïque est primordiale et doit permettre de répondre à des problématiques d'ingénierie : durée de vie des cellules, détermination de la configuration optimale, rendement électrique etc. Les paramètres à intégrer dans le bilan thermique sont les caractéristiques physiques des panneaux (e.g. conductivité thermique, émissivité) et les conditions climatiques auxquelles ils sont soumis.

Deux approches principales permettent d'évaluer la température des panneaux et son impact sur les performances des cellules photovoltaïques : expérimentale et numérique. L'expérimentation donne des corrélations empiriques entre les différents paramètres considérés [5]. Cependant, ces résultats sont souvent restreints à des lieux et des configurations particulières ce qui empêche une application directe à d'autres systèmes. Les modèles numériques, quant à eux, exploitent le bilan d'énergie global au niveau des panneaux [6, 7]. Ces approches amènent généralement à un nombre important d'hypothèses plus ou moins fortes. Par exemple, de nombreux modèles résolvent le bilan d'énergie en 1D et ignorent l'hétérogénéité de la température, en surface ou dans le volume. Dans cet article, un modèle 3D s'appuyant sur la méthode de Monte-Carlo est proposé afin d'obtenir une estimation de la température en n'importe quel point du panneau sans résoudre tout le champ de température.

Le modèle proposé, basé sur la méthode de Monte-Carlo, présente de nombreux avantages dont la prise en charge de la complexité géométrique 3D du panneau et de son environnement. Par ailleurs, la méthode de Monte-Carlo a déjà fait ses preuves sur sa capacité à gérer des géométries complexes [8] ainsi que dans la prise en compte de phénomènes transitoires présentant une grande variabilité tels que l'énergie solaire [9]. Ce travail se focalise principalement sur l'intégration temporelle des flux externes au panneau dans le bilan d'énergie et leur résolution par la méthode de Monte-Carlo. Ainsi, nous ne considérerons pas dans le bilan le couplage entre la température et la production électrique du panneau. De même, la situation étudiée permettra d'utiliser des corrélations usuelles pour la convection. Les développements relatifs à ces deux points seront abordés dans des travaux ultérieurs.

Tout d'abord, le modèle du bilan d'énergie du panneau et le travail d'interprétation des différents échanges thermiques en termes probabilistes sont introduits dans la section 2. Les résultats obtenus sont présentés dans la section 3. Deux journées types et plusieurs matériaux ont été sélectionnés afin d'effectuer les simulations. Enfin, les résultats sont discutés en fonction des configurations adoptées et des comportements thermiques observés.

2. Modèle couplé des échanges thermiques

2.1. Système étudié et hypothèses

La géométrie d'étude est une plaque opaque de section carrée de dimensions $1 \text{ m} \times 1 \text{ m} \times 0.035 \text{ m}$. Ce choix concorde avec les dimensions caractéristiques d'un panneau photovoltaïque et permet de se rapprocher de configurations expérimentales existantes.

La plaque est disposée horizontalement par rapport au sol et l'écoulement est supposé turbulent dans la direction de l'axe des x . Cette hypothèse permet de simplifier le calcul des échanges convectifs en considérant un coefficient d'échange local à partir d'une corrélation de type plaque plane. Le coefficient d'échange convectif pour la face inférieure est obtenue avec la même corrélation : $h_u^{cv}(\mathbf{x}, t) = h_b^{cv}(\mathbf{x}, t)$. De plus, les faces latérales de la plaque étant de faibles dimensions par rapport aux surfaces supérieure et inférieure, la valeur du coefficient convectif est fixé à $h_l^{cv} = 10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$.

Concernant les transferts radiatifs, nous considérons que la plaque échange avec l'atmosphère (faces latérales et supérieure) et avec le sol (face inférieure). Dans le bilan d'énergie, nous procédons à une linéarisation des transferts radiatifs en introduisant un coefficient d'échange radiatif h_R . Cette approximation se justifie par la faible amplitude des températures considérées par rapport à l'ambiante. Le rayonnement solaire est représenté par le flux global horizontal reçu par la plaque, généralement mesuré sur les plateformes expérimentales dédiées au photovoltaïque. Les échanges thermiques intégrés au modèle sont résumés sur la figure 1.

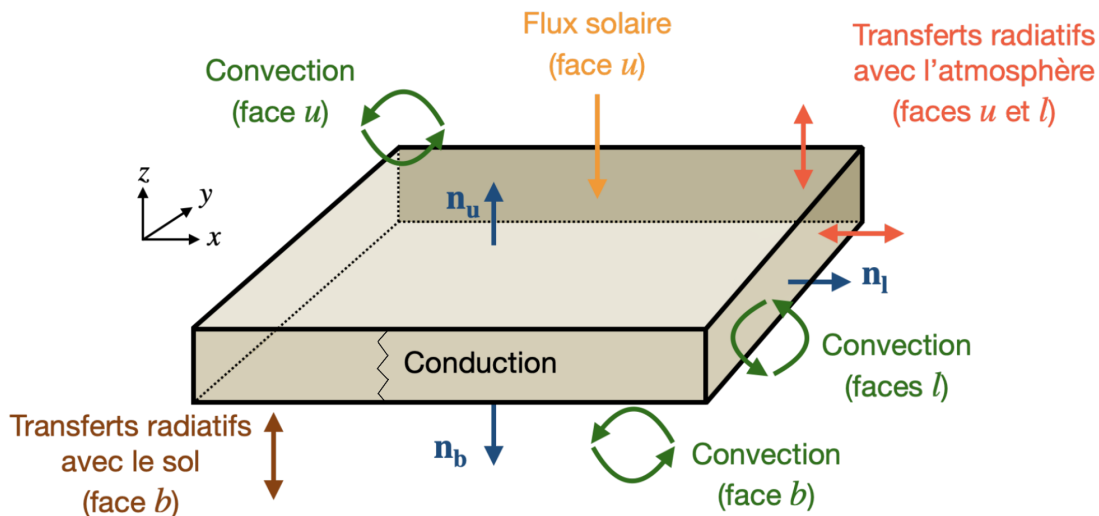


Figure 1 : Bilan des transferts thermiques gérés par le modèle

2.2. Interprétation probabiliste du bilan d'énergie

L'observable simulé par Monte-Carlo est la température en un point quelconque du panneau, en régime instationnaire : $T(\mathbf{x}, t)$. Pour cette application, la température est solution d'un problème couplé faisant intervenir l'équation de la chaleur en régime instationnaire, des conditions aux limites et une condition initiale, comme présenté dans les équations (1) à (5). La convention de signe choisie consiste à compter les flux positivement dans le sens de la normale à une interface. Les normales sont orientées vers l'extérieur du domaine solide. Finalement, le modèle des transferts thermiques est reformulé afin d'aboutir à une résolution probabiliste du problème.

$$\mathbf{x} \in \mathcal{D}, t \in [t_I, t_F] : \rho c_p \frac{\partial T(\mathbf{x}, t)}{\partial t} = -\nabla \cdot (-\lambda \nabla T(\mathbf{x}, t)) \quad (1)$$

$$\mathbf{x}_u \in \partial \mathcal{D}_u, t \in [t_I, t_F] : -\lambda \nabla T(\mathbf{x}_u, t) \cdot \mathbf{n}_u = \varphi_u^{cv}(\mathbf{x}_u, t) + \varphi_u^{rad}(\mathbf{x}_u, t) - \varphi_u^s(t) \quad (2)$$

$$\mathbf{x}_b \in \partial \mathcal{D}_b, t \in [t_I, t_F] : -\lambda \nabla T(\mathbf{x}_b, t) \cdot \mathbf{n}_b = \varphi_b^{cv}(\mathbf{x}_b, t) + \varphi_b^{rad}(\mathbf{x}_b, t) \quad (3)$$

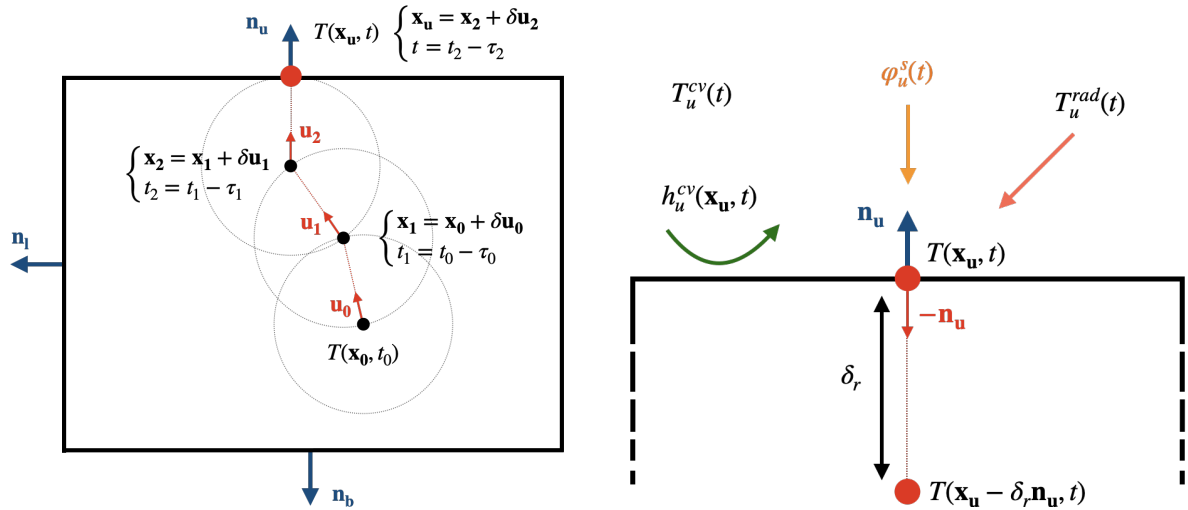
$$\mathbf{x}_l \in \partial \mathcal{D}_l, t \in [t_I, t_F] : -\lambda \nabla T(\mathbf{x}_l, t) \cdot \mathbf{n}_l = \varphi_l^{cv}(\mathbf{x}_l, t) + \varphi_l^{rad}(\mathbf{x}_l, t) \quad (4)$$

$$\mathbf{x} \in \mathcal{D}, t = t_I : T(\mathbf{x}, t = t_I) = T_I(\mathbf{x}) \quad (5)$$

À partir de ce problème couplé, un algorithme de Monte-Carlo est construit et permet d'exprimer la température au point sonde comme l'espérance d'une variable aléatoire X (équation (6)).

$$T(\mathbf{x}, t) = E[X] = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N X_i \quad (6)$$

La température est estimée en effectuant N réalisations indépendantes et identiquement distribuées de la variable aléatoire X , une réalisation étant un chemin aléatoire de propagation de la chaleur dans le milieu. Pour chaque réalisation, la position \mathbf{x} est initialisée au point sonde considéré et au temps t désiré. L'algorithme de Monte-Carlo remonte le temps et s'arrête lorsque $t_{courant} < t_I$ ou lorsqu'une température connue (condition initiale) du système a été atteinte. Cette procédure est ensuite répétée de nombreuses fois afin d'obtenir d'autres réalisations de la variable aléatoire, *i.e.* d'autres chemins de propagation.



(a) Marche aléatoire en conduction selon le principe de Walk on Sphere à pas constant δ [10]. Le chemin a démarré au point \mathbf{x}_0 à l'instant t_0 et a atteint la surface supérieure à la position \mathbf{x}_u à l'instant t .

(b) Continuité des flux thermiques à l'interface supérieure. La température $T(\mathbf{x}_u, t)$ est évaluée par superposition des températures et flux connus du problème pondérés par les probabilités associés à chacun des événements.

Figure 2 : Principe de la marche aléatoire en conduction et comportement aux interfaces

L'algorithme *Walk on Sphere* à pas constant est utilisé pour la conduction dans le solide (figure 2a), méthode compatible avec les techniques de lancer de rayons [10]. La marche permet de se déplacer en 3D dans le solide en échantillonnant une direction aléatoire \mathbf{u} et en se déplaçant à pas constant δ . À chaque déplacement, la variable *temps* est décrémentée à l'aide d'un tirage aléatoire selon une loi exponentielle. Les paramètres de cette loi dépendent des propriétés thermiques du matériau considéré ($\lambda, \rho c_p$). La marche se poursuit jusqu'à atteindre une interface

solide ou la condition initiale. Dans notre cas, la température à la condition initiale étant connue, l'algorithme s'arrête et cette contribution est retenue pour ce chemin. À l'inverse, si la marche aboutit à une interface, la continuité des flux thermiques est interprétée sous forme probabiliste, ce qui permet de poursuivre l'algorithme de Monte-Carlo (figure 2b). Nous présentons, à titre d'exemple, la continuité des flux à l'interface supérieure (équation (7)).

$$-\lambda \nabla T(\mathbf{x}_u, t) \cdot \mathbf{n}_u = \varphi_u^{cv}(\mathbf{x}_u, t) + \varphi_u^{rad}(\mathbf{x}_u, t) - \varphi_u^s(t) \quad (7)$$

Le flux conductif de l'équation (7) est linéarisé afin d'obtenir une expression en fonction des températures de paroi et du solide (équation (8)).

$$-\lambda \frac{T(\mathbf{x}_u, t) - T(\mathbf{x}_u - \delta_r \mathbf{n}_u, t)}{\delta_r} = \varphi_u^{cv}(\mathbf{x}_u, t) + \varphi_u^{rad}(\mathbf{x}_u, t) - \varphi_u^s(t) \quad (8)$$

Les termes du membre de droite, à savoir la convection et le rayonnement, sont remplacés par leurs expressions. Pour rappel, la convection est modélisée par un coefficient d'échange local, $h_{cv}(\mathbf{x}, t)$, et le rayonnement est linéarisé à l'aide du coefficient $h_{rad}(t)$. Ce jeu de réécriture donne l'équation (9).

$$-\lambda \frac{T(\mathbf{x}_u, t) - T(\mathbf{x}_u - \delta_r \mathbf{n}_u, t)}{\delta_r} = h_u^{cv}(\mathbf{x}_u, t)(T(\mathbf{x}_u, t) - T_u^{cv}(t)) + h_u^{rad}(t)(T(\mathbf{x}_u, t) - T_u^{rad}(t)) - \varphi_u^s(t) \quad (9)$$

Finalement, la température à l'interface supérieure, au point \mathbf{x}_u et à l'instant t , peut s'écrire comme la somme des températures sources pondérées par les probabilités associées à chacun des transferts thermiques (équation (10)).

$$T(\mathbf{x}_u, t) = \frac{h_u^{cv}(\mathbf{x}_u, t)}{\lambda/\delta_r + h_u^{rad}(t) + h_u^{cv}(\mathbf{x}_u, t)} T_u^{cv}(t) + \frac{h_u^{rad}(t)}{\lambda/\delta_r + h_u^{rad}(t) + h_u^{cv}(\mathbf{x}_u, t)} T_u^{rad}(t) + \frac{\lambda/\delta_r}{\lambda/\delta_r + h_u^{rad}(t) + h_u^{cv}(\mathbf{x}_u, t)} T(\mathbf{x}_u - \delta_r \mathbf{n}_u, t) + \frac{\varphi_u^s(t)}{\lambda/\delta_r + h_u^{rad}(t) + h_u^{cv}(\mathbf{x}_u, t)} \quad (10)$$

Les avantages de cette méthode pour le système étudié sont multiples. Nous pouvons complexifier autant que nécessaire la scène et prendre en compte les ombrages par exemple. Il est également possible d'intégrer temporellement le bilan thermique sur n'importe quel intervalle (intervalle de 24 h dans cet article) sans difficulté particulière. Il est intéressant de noter que cette méthode donne une estimation de la température accompagnée de son écart-type, cela permet de construire un intervalle de confiance associé à l'estimation.

3. Résultats

3.1. Écosystème de développement

Le code de calcul présenté ici s'appuie sur la bibliothèque libre *Star-Engine* développée par la start-up Meso-Star (<https://www.meso-star.com/fr/>). Celle-ci propose des solutions innovantes de modélisation et de résolution de problèmes thermiques et énergétiques complexes en lien avec la plateforme EDStar. Cette plateforme de recherche, qui regroupe une quarantaine de chercheurs autour de la physique énergétique, a fait la preuve de sa capacité à gérer de façon similaire une quasi-infinité des rapports d'échelle spatio-temporels, ainsi qu'un nombre très élevé d'emboîtements phénoménologiques, dans des contextes de physique énergétique très divers : centrales solaires, combustion, conversion photochimique, microfluidique, photobio-réacteurs, rayonnement atmosphérique, refroidissement de l'électronique, refroidissement des moteurs, thermique de l'habitat, thermique des milieux poreux, thermique médicale, thermique planétaire, etc.

3.2. Matériaux étudiés

Afin d'interpréter physiquement les résultats, plusieurs matériaux avec des propriétés thermiques suffisamment éloignées sont étudiés (tableau 1).

Matériaux	Conductivité thermique λ	Masse volumique ρ	Capacité calorifique c_p	Émissivité ϵ	Réflectance ρ_r
	$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$	$kg \cdot m^{-3}$	$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$	-	-
Bois	0.105	480	1530	0.9	0.5
Béton	1	2200	2500	0.9	0.4
Titane	21.9	4510	520	0.2	0.2
PV éq.	0.885	2724.75	552.64	0.85	0.1

Tableau 1 : Propriétés thermiques et optiques des différents matériaux étudiés. Les propriétés du matériau *PV éq.* sont extraites de [11] et représentent les propriétés équivalentes pour un panneau photovoltaïque réaliste.

3.3. Données expérimentales

Les données climatiques en entrée du modèle sont : le rayonnement solaire global horizontal ($W \cdot m^{-2}$), la vitesse du vent ($m \cdot s^{-1}$), la température d'air ($^{\circ}C$) et la température à la surface du sol ($^{\circ}C$). Ces mesures proviennent de la base de données du Cerema à Nancy.

L'instrumentation est disposée sur une plateforme expérimentale en toiture. Afin de valider le modèle et la méthode, les résultats sont confrontés à deux journées typiques : une journée ensoleillée (8 juillet 2013) sans nuages et une journée ensoleillée avec passage de nuages (6 octobre 2013).

Les profils de vent mesurés à 2 m au-dessus du sol sont complexes et révèlent le caractère turbulent de l'écoulement de l'air en environnement urbain. Dans cet article, une corrélation usuelle est utilisée pour le calcul du coefficient d'échange convectif local. Cependant, une étude spécifique devrait être entreprise pour modéliser finement la couche limite turbulente au niveau du panneau.

3.4. Application du modèle

Par souci de concision, les résultats sont présentés pour les deux journées sélectionnées et pour une position spécifique de la sonde de température seulement. En effet, le point sonde où la température est modélisée se situe au centre de la face inférieure de la plaque. Ses coordonnées dans le repère cartésien sont : (0.5, 0.5, 0).

Les données climatiques sont résumées sur les figures 3 à 6. La journée du 8 juillet 2013 présente un profil de rayonnement solaire représentatif d'une journée estivale avec un fort ensoleillement et sans perturbations météorologiques. La journée du 6 octobre 2013 montre des fluctuations dans le rayonnement solaire, ce sont des marqueurs de la présence de nuages.

Les résultats (figures 7 et 8) montrent que le flux solaire a un impact important sur le comportement de la température au cours d'une journée de simulation et détermine son profil global. De même, la vitesse du vent agit de manière significative et ponctuelle sur les fluctuations de température observées. En particulier sur la figure 7 (titane et PV éq.) où des pics sont présents en milieu de journée alors que le flux solaire ne fluctue pas. Comme le suggèrent les propriétés des matériaux, la plaque en titane est celle dont l'échauffement est le plus important alors que le bois et le béton présentent des variations moins importantes car moins conducteurs de la

chaleur. L'inertie thermique est particulièrement visible avec le béton pour lequel la montée en température est plus lente que les autres matériaux.

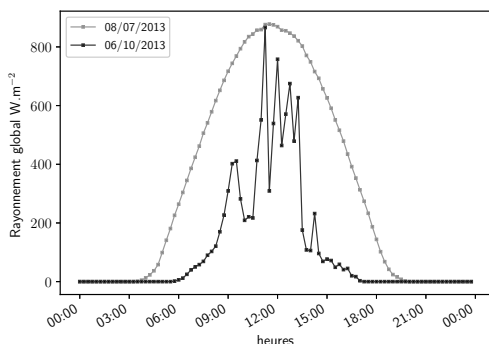


Figure 3 : Variation journalière du rayonnement solaire global horizontal. Les mesures du 06/10/2013, sont caractéristiques d'une journée nuageuse.

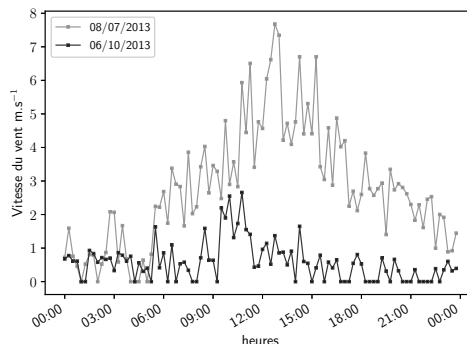


Figure 4 : Mesures de la vitesse du vent

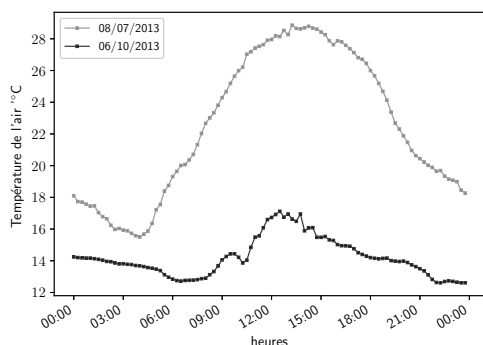


Figure 5 : Mesures des températures d'air. Les températures du mois d'octobre sont plus fraîches que les températures estivales.

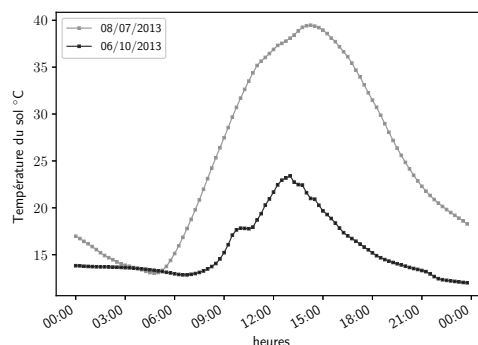


Figure 6 : Mesures des températures de la surface du sol

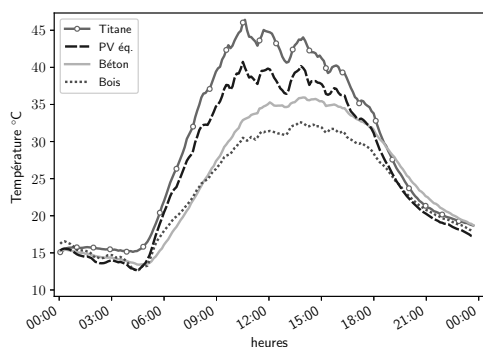


Figure 7 : Résultats des simulations en températures pour la journée chaude sans nuages (08/07/2013)

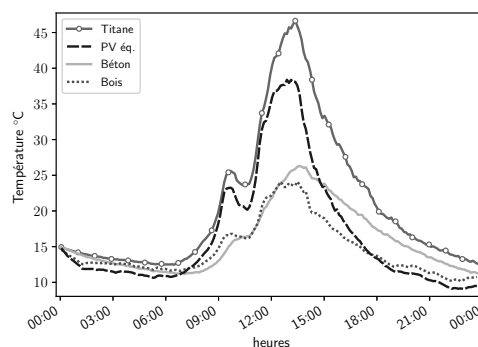


Figure 8 : Résultats des simulations en températures pour la journée chaude avec nuages (06/10/2013)

4. Conclusion

Dans cet article, un modèle thermique 3D d'une plaque soumise à des conditions climatiques transitoires a été développé par la méthode de Monte-Carlo. Cette approche permet de simuler la température en un point quelconque du solide en prenant en compte les complexités géométrique, phénoménologique et temporelle en intégrant un nombre important d'échanges énergétiques entre la plaque et son environnement. La motivation de ce travail est l'application aux problèmes photovoltaïques, en particulier l'étude du rendement électrique en tant que fonction de la température des cellules. Les études expérimentales, bien que fournissant des tendances intéressantes, sont souvent restreintes aux sites où elles ont été effectuées et les variations brusques de température sont difficilement reproductibles à partir des corrélations empiriques qui en découlent. Pour ce qui est de la modélisation numérique, de nombreux travaux s'appuient sur des hypothèses fortes dont les objectifs principaux sont la simplification des échanges thermiques et la réduction du problème en 1D. Cependant, les variations temporelles importantes des paramètres climatiques, principalement le rayonnement solaire et la vitesse du vent, induisent des changements brusques de la température en des endroits localisés du panneau. Le modèle introduit s'affranchit de ces restrictions tout en garantissant un temps de calcul raisonnable. Les travaux futurs permettront de confronter le modèle à des données expérimentales.

Références

- [1] Suivi du marché 2019 des installations solaires photovoltaïques individuelles, Observatoire des Énergies renouvelables (Observ'ER), 2020, disponible en téléchargement sur le site [énergies renouvelables](#)
- [2] Baromètre 2020 de l'énergie photovoltaïque dans l'Union européenne, Livrable du projet Européen *EurObservER*. Disponible sur [Connaissances des énergies](#)
- [3] A. Virtuani, D. Pavanello, G. Friesen, Overview of temperature coefficients of different thin film photovoltaic technologies, *25th European photovoltaic solar energy conference and exhibition/5th World conference on photovoltaic energy conversion* (2010), 6-10
- [4] E. Skoplaki, J. A. Palyvos, On the temperature dependence of photovoltaic module electrical performance : A review of efficiency/power correlations, *Solar Energy*, (2009), Volume 83, 614-624
- [5] A. Gaglia, S. Lykoudis, A. A. Argiriou, C. A. Balaras, E. Dialynas, Energy efficiency of PV panels under real outdoor conditions—An experimental assessment in Athens, Greece, *Renewable Energy*, (2017), Volume 101, 236-243
- [6] A. D. Jones, C. P. Underwood, A thermal model for photovoltaic systems, *Solar Energy*, (2000), Volume 70, 349-359
- [7] S. Armstrong, W. G. Hurley, A thermal model for photovoltaic panels under varying atmospheric conditions, *Applied Thermal Engineering*, (2010), Volume 30, 1488-1495
- [8] M. Sans-Laurent, O. Farges, V. Schick, C. Moyne, G. Parent, Modeling the Flash Method by using a Conducto-Radiative Monte-Carlo Method : Application to Porous Media, *9th International Symposium on Radiative Transfer (RAD-19)*, (Athens, Greece, June 2019), 319-326
- [9] O. Farges, J.J. Bézian, H. Bru, M. El-Hafi, R. Fournier, C. Spiesser, Life-time integration using Monte Carlo Methods when optimizing the design of concentrated solar power plants, *Solar Energy*, (2015), Volume 113
- [10] L. Ibarrart, Description en espaces de chemins et méthode de Monte Carlo pour les transferts thermiques couplés dans les structures fluides et solides, une approche compatible avec l'informatique graphique, Thèse de doctorat, École des mines d'Albi, Février 2020
- [11] N. Dabaghzadeh, M. Eslami, Temperature distribution in a photovoltaic module at various mounting and wind conditions : A complete CFD modeling, *Journal of Renewable and Sustainable Energy*, (2019), Volume 11

Modélisation analytique d'un stockage thermocline pour la récupération de chaleur fatale ou pour centrale solaire à concentration

Analytical modelling of a thermocline thermal energy storage for waste heat recovery or concentrated solar power plant

Régis OLIVES*, Aubin TOUZO

Laboratoire PROMES-CNRS UPR 8521, Université de Perpignan Via Domitia
Rambla de la thermodynamique, Tecnosud, 66100 Perpignan.

*(auteur correspondant : olives@univ-perp.fr)

Résumé - Nous considérons le stockage en chaleur sensible de type thermocline. Nous présentons une méthode de résolution basée sur la double transformée de Laplace conduisant à la solution analytique du modèle de Schumann. Aussi, un modèle du stockage basé sur un ensemble de filtres *RC* placés en série est proposé. Le stockage est ainsi divisé en sous parties d'une longueur caractéristique correspondant à un filtre d'ordre 1 et possédant une dynamique thermique donnée par un temps caractéristique. La température du fluide ainsi modélisée est comparée aux résultats expérimentaux obtenus sur une installation de taille industrielle qui est destinée à la récupération et la valorisation de chaleur fatale.

Mots-clés : Stockage thermique ; centrales solaires ; chaleur fatale ; thermocline ; modélisation.

Abstract - We consider the sensible heat storage of the thermocline type. We present a resolution method based on the double Laplace transform leading to the analytical solution of the Schumann model. Also, a model of the storage based on a set of filters *RC* placed in series is proposed. The storage is thus divided into sub-parts of a characteristic length corresponding to a filter of order 1 and having a thermal dynamic given by a characteristic time. The temperature of the fluid thus modeled is compared with the experimental results obtained on an industrial installation which is intended for the recovery and upgrading of waste heat.

Keywords: Thermal energy storage; concentrated solar power plant; waste heat; thermocline; modelling.

Nomenclature

C	capacité thermique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	ϵ	porosité
D	diamètre, m	θ	temps, s
h	coefficient d'échange, $W.m^{-2}.K^{-1}$	ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
L	longueur, m	τ	temps
m	masse, kg	χ	longueur
\dot{m}	débit massique, $kg.s^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>	
S	section, m^2	f	fluide
t	temps, s	in	entrée
T	température, K	s	solide
x	longueur, m	u	module unité
<i>Symboles grecs</i>		*	adimensionnée

1. Introduction

Dans le cadre de la transition énergétique, le stockage thermique est un élément essentiel tant pour les centrales solaires à concentration que pour la récupération de chaleurs fatales [1]. Le stockage thermique peut être intégré au réseau d'énergie afin de contribuer à un management de l'énergie plus efficient. Il peut permettre d'assurer une fourniture d'énergie contrôlée à partir de sources intermittentes telles que l'énergie solaire ou les chaleurs à haute température issues de procédés industriels. Parmi les technologies envisagées, le stockage de type thermocline avec un fluide de transfert qui traverse un lit de particules constitue un moyen intéressant qui a fait l'objet de nombreux travaux [2]. Néanmoins, la modélisation du stockage thermocline peut être relativement lourde du fait de la nécessité de résoudre, bien souvent, un modèle monodimensionnel à deux températures. Afin d'intégrer le stockage thermocline dans un réseau d'énergie ou dans une centrale solaire et optimiser le fonctionnement nécessairement dynamique du stockage, il s'agit de résoudre un système à deux équations couplées, l'une pour le fluide et l'autre pour le solide. Certes, selon les hypothèses, une solution analytique existe. Mais lorsqu'il devient nécessaire de prendre en compte la diffusion thermique axiale, le modèle se complique et exige de mettre en œuvre une simulation numérique qui peut s'avérer longue en vue de l'optimisation [2].

Dans un premier temps, nous proposons une méthode de résolution basée sur la double transformée de Laplace qui permet d'obtenir cette solution. Ainsi, la transformée est appliquée simultanément sur le temps et l'espace conduisant rapidement à l'obtention de la solution analytique dans le cas du modèle de Schumann [3]. Dans un second temps, ces solutions sont comparées à la modélisation du lit de particules par un ensemble de filtres en série appliqué à la température du fluide traversant le lit. Ainsi, une épaisseur donnée de lit de particules est assimilée à un filtre caractérisé par une résistance au transfert et une capacité thermique. Il s'agit alors d'appliquer la transformée de Laplace pour obtenir un modèle simple dont le temps caractéristique est lié aux résistances thermiques et à l'inertie thermique des filtres en série. A partir de ce modèle, il est possible de mener une analyse simplifiée conduisant à déterminer le comportement du stockage soumis à une entrée de chaleur fluctuante en température. L'objectif est, à terme, de proposer un modèle de stockage thermocline rapide à calculer pour pouvoir non seulement faciliter le dimensionnement mais aussi mener une optimisation en régime dynamique pour l'intégration dans un réseau multi-énergie ou dans une centrale solaire à concentration.

2. Modélisation du stockage thermocline

Nous considérons le cas du stockage thermique de type thermocline. Ce stockage est constitué d'un lit de particules traversé par un fluide qui peut être à l'état liquide ou gaz. Il est alors possible de modéliser ce stockage par un système de deux équations couplées. Ainsi, ces deux équations traduisent l'évolution des températures, d'une part, du solide et, d'autre part, du fluide et sont couplées par le terme d'échange convectif entre les deux phases.

Notons tout d'abord que l'on peut introduire le nombre d'unités de transfert NUT pour un système de stockage thermique, à l'instar des échangeurs de chaleur. Ce nombre est relié au nombre de Stanton St , à la section d'écoulement du fluide S_{flow} et à la surface d'échange entre le fluide et le solide S_{exch} :

$$St = \frac{h.S_{flow}}{\dot{m}_f.C_f} \quad \text{et} \quad NUT = St \frac{S_{exch}}{S_{flow}} \quad (1)$$

Ainsi, on peut modéliser le stockage par un système de deux équations couplées décrivant le bilan de chaleur sur chacune des deux phases, fluide et solide. En 1D, on a le modèle de Schumann [3] :

$$\begin{cases} \frac{\partial T_f}{\partial x} = \frac{NUT}{L}(T_s - T_f) - \frac{m_f}{\dot{m}_f L} \frac{\partial T_f}{\partial t} \\ \frac{\partial T_s}{\partial t} = NUT \frac{\dot{m}_f C_f}{m_s C_s} (T_f - T_s) \end{cases} \quad (2)$$

avec L la longueur du stockage.

En considérant un stockage initialement à température homogène et constante, soumis à un échelon de température, les conditions initiales et aux limites s'écrivent :

$$T_s(x, 0) = T_f(x, 0) = T_{s0} \quad \text{et} \quad T_f(0, t > 0) = T_{f,in} \quad (3)$$

Adimensionnons la température, la longueur et le temps :

$$T^* = \frac{T - T_{s0}}{T_{f,in} - T_{s0}}, \quad \chi = x \cdot \frac{NUT}{L} \quad \text{et} \quad \tau = NUT \frac{\dot{m}_f C_f}{m_s C_s} \left[t - \frac{m_f x}{\dot{m}_f L} \right] \quad (4)$$

Avec cette écriture, le système d'équations devient :

$$\begin{cases} \frac{\partial T_f^*}{\partial \chi} = T_s^* - T_f^* \\ \frac{\partial T_s^*}{\partial \tau} = T_f^* - T_s^* \end{cases} \quad (5)$$

avec

$$T_s^*(\chi, 0) = T_f^*(\chi, 0) = 0 \quad \text{et} \quad T_{f,in}^* = 1 \quad (6)$$

A. J. Willmott [3] a présenté une démonstration pour obtenir une solution analytique du modèle de Schumann. Nous présentons ici une autre démonstration basée sur la double transformée de Laplace [4]. On applique la double transformée de Laplace en espace et en temps au système d'équation précédent :

$$\begin{cases} L_t L_x \left\{ \frac{\partial T_f^*}{\partial \chi} \right\} = L_t L_x \{ (T_s^* - T_f^*) \} \\ L_t L_x \left\{ \frac{\partial T_s^*}{\partial \tau} \right\} = L_t L_x \{ (T_f^* - T_s^*) \} \end{cases} \quad (7)$$

d'où

$$\begin{cases} p \overline{\overline{T_f^*}}(p, s) - \overline{\overline{T_f^*}}(0, s) = [\overline{\overline{T_s^*}}(p, s) - \overline{\overline{T_f^*}}(p, s)] \\ s \overline{\overline{T_s^*}}(p, s) - \overline{\overline{T_s^*}}(p, 0) = [\overline{\overline{T_f^*}}(p, s) - \overline{\overline{T_s^*}}(p, s)] \end{cases} \quad (8)$$

avec

$$\overline{\overline{T_s^*}}(p, 0) = 0 \quad \text{et} \quad \overline{\overline{T_f^*}}(0, s) = \frac{1}{s} \quad (9)$$

Après résolution, le système s'écrit :

$$\begin{cases} \overline{\overline{T_f^*}}(p, s) = \frac{1}{s(p + \frac{s}{s+1})} \\ \overline{\overline{T_s^*}}(p, s) = \frac{1}{s(s+1)(p + \frac{s}{s+1})} \end{cases} \quad (10)$$

Appliquons désormais la transformée de Laplace inverse sur l'espace [5] :

$$\begin{cases} \overline{T}_s^*(\chi, s) = \frac{1}{s(s+1)} e^{-\frac{s}{s+1}\chi} \\ \overline{T}_f^*(\chi, s) = \frac{1}{s} e^{-\frac{s}{s+1}\chi} \end{cases} \quad (11)$$

que l'on peut réécrire :

$$\begin{cases} \overline{T}_s^*(\chi, s) = \frac{e^{-\chi}}{s} \frac{e^{\frac{\chi}{s+1}}}{(s+1)} \\ \overline{T}_f^*(\chi, s) = \frac{e^{-\chi}}{s} e^{\frac{\chi}{s+1}} \end{cases} \quad (12)$$

On peut alors utiliser la différence de température entre les phases :

$$\overline{T}_f^*(\chi, s) - \overline{T}_s^*(\chi, s) = e^{-\chi} \frac{e^{\frac{\chi}{s+1}}}{(s+1)} \quad (13)$$

pour ensuite appliquer la transformée de Laplace inverse sur le temps :

$$T_f^*(\chi, \tau) - T_s^*(\chi, \tau) = e^{-\chi} e^{-\tau} I_0(2\sqrt{\chi \cdot \tau}) \quad (14)$$

À partir des équations précédentes, on a :

$$\overline{T}_f^*(\chi, s) - \overline{T}_s^*(\chi, s) = s \cdot \overline{T}_s^*(\chi, s) \quad (15)$$

et on en déduit :

$$\begin{cases} T_f^*(\chi, \tau) = 1 - e^{-\tau} \int_0^\chi e^{-\xi} I_0(2\sqrt{\xi \cdot \tau}) d\xi \\ T_s^*(\chi, \tau) = e^{-\chi} \int_0^\tau e^{-\eta} I_0(2\sqrt{\chi \cdot \eta}) d\eta \end{cases} \quad (16)$$

Compte tenu de la forme symétrique en temps et en espace du système d'équations, on aboutit à une expression remarquable :

$$T_s^*(\chi, \tau) + T_f^*(\tau, \chi) = 1 \quad (17)$$

Reprenons l'équation 15, il est possible de lui donner une écriture plus explicite :

$$T_f^*(\chi, \tau) - T_s^*(\chi, \tau) = e^{-\chi} e^{-\tau} \sum_0^\infty \frac{(\chi \cdot \tau)^n}{n!n!} \quad (18)$$

$$T_f^*(\chi, \tau) - T_s^*(\chi, \tau) = e^{-\chi} e^{-\tau} \left[1 + (\chi \cdot \tau) + \frac{(\chi \cdot \tau)^2}{4} + \frac{(\chi \cdot \tau)^3}{36} + \dots \right] \quad (19)$$

Cette écriture met aussi en évidence la symétrie en temps et en espace.

2.1. Le stockage thermique en tant que filtre

Le stockage thermique peut être considéré comme un ensemble de filtres RC placés en série. Les filtres transforment le signal d'entrée en un signal de sortie déphasé et d'amplitude différente. De même, le stockage transforme la température du fluide en entrée en une température en sortie déphasée et atténuée.

Pour un filtre d'ordre 1 soumis à un échelon en entrée, on peut écrire la transformée de Laplace de la température du fluide :

$$\overline{T}_f^*(s) = \frac{1}{s} \cdot \frac{1}{1+s} \quad (20)$$

Après application de la transformée inverse, on obtient :

$$T^*(\tau) = 1 - e^{-\tau} \quad (21)$$

Pour deux filtres d'ordre 1 en cascade, on a :

$$\overline{T}_f^*(s) = \frac{1}{s} \cdot \frac{1}{(1+s)^2} \quad (22)$$

d'où

$$T_f^*(\tau) = 1 - (1+\tau)e^{-\tau} \quad (23)$$

Enfin, pour n filtres d'ordre 1 en cascade :

$$\overline{T}_f^*(s) = \frac{1}{s} \cdot \frac{1}{(1+s)^n} \quad (24)$$

d'où

$$T_f^*(\tau) = 1 - e_{n-1}(\tau) \cdot e^{-\tau} \quad (25)$$

avec

$$e_n(\tau) = 1 + \frac{\tau}{1!} + \frac{\tau^2}{2!} + \frac{\tau^3}{3!} + \dots + \frac{\tau^n}{n!} \quad (26)$$

En exploitant la propriété de symétrie en espace et en temps, les termes de l'équation précédente représentent le comportement au cours du temps d'une succession d'éléments constituant le stockage. Ainsi, à un filtre est associée une épaisseur caractéristique L_u . En conséquence, l'ordre de l'ensemble des filtres correspond à la longueur du stockage $L = n \cdot L_u$ (fig. 1).

3. Comparaison modèle et résultats expérimentaux

On considère le cas de l'Ecostock[®], un module de stockage par chaleur sensible développé par la société Eco-Tech Ceram (figure 2). Le module est un container de $1,7 \times 1,7 \times 3$ m³ rempli de particules sphériques de bauxite (masse $m_s = 16\,000$ kg, $D=30$ mm de diamètre), traversé par un flux d'air. Essentiellement destiné à la récupération et la valorisation de chaleur fatale industrielle, il permet de stocker et restituer la chaleur jusqu'à 600°C [6]. Avec une charge typique réalisée par injection d'air à $T_{f,in} = 525^\circ\text{C}$ avec un débit massique $\dot{m}_f = 0,58$ kg.s⁻¹, la quantité de chaleur stockée s'élève à 1,9 MWh. Précédemment, Touzo et al. [7] ont présenté les avantages et les limites d'un tel système de stockage. En particulier, ils montrent l'intérêt

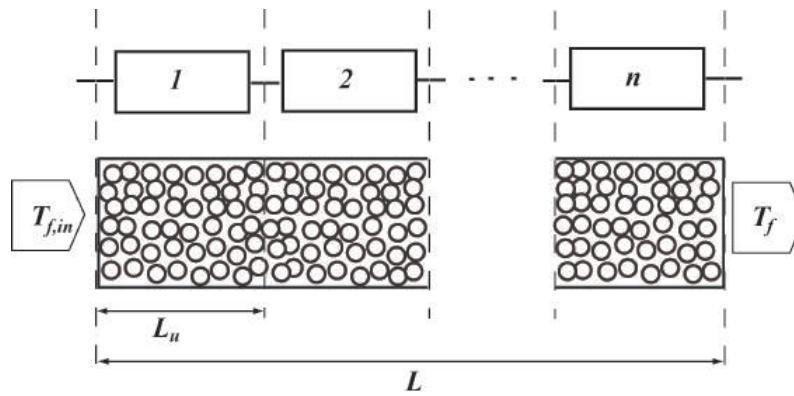


Figure 1 : Modélisation du stockage par des filtres en série

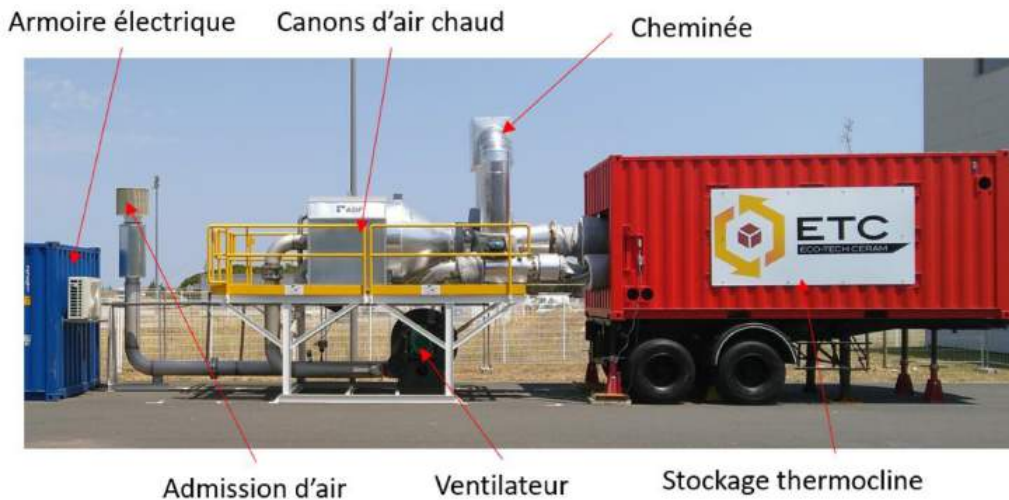


Figure 2 : Stockage thermocline Ecostock

d'un tel stockage qui permet d'assurer un lissage et une atténuation efficaces des variations de température et ainsi de valoriser des gisements de chaleur fluctuants.

À l'aide de la solution du modèle de Schumann, il est possible d'analyser ce stockage en considérant différentes épaisseurs de lit. Ainsi, lorsque l'on soumet ces épaisseurs à une sollicitation thermique, on constate un comportement de type filtre. À l'instar de ce qui est fait en automatique, on identifie l'épaisseur du lit qui possède un gain d'environ 20 décibels correspondant à un filtre d'ordre 1. Dans le cas considéré, l'épaisseur obtenue est $L_u = 0,18$ m comme l'illustre le diagramme de Bode de la figure 3. Ceci définit le module unité servant de base. On peut alors estimer le NUT_u correspondant au module unité :

$$NUT_u = \frac{6.h.(1 - \epsilon)L_u.S}{\dot{m}_f C_f D} \quad (27)$$

avec h le coefficient d'échange entre l'air et les particules et S la section du container ($S = 1,7 \times 1,7$ m²). h est obtenu à l'aide de la corrélation de Wakao et Kaguei [2]. Dans les conditions présentées ici, $h = 30$ W.m⁻².K⁻¹.

En se basant sur le temps adimensionnel utilisé précédemment et appliqué au module unité, on a :

$$\tau = NUT_u \frac{\dot{m}_f C_f}{m_{s,u} C_s} \left[t - \frac{m_f x}{\dot{m}_f L} \right] \quad (28)$$

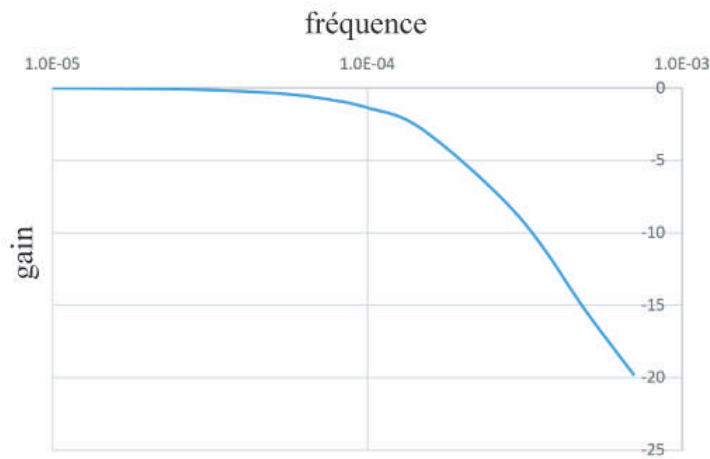


Figure 3 : Diagramme de Bode d'une épaisseur de lit de particules $L_u = 0,18$ m correspondant à un filtre d'ordre 1

En remarquant que, dans le cas de l'air, le second terme est négligeable, on peut alors exprimer le temps caractéristique par :

$$\theta_o = \frac{m_{s,u} C_s}{\dot{m}_f C_f NUT_u} \quad (29)$$

Compte tenu des propriétés du lit de particules, ce temps peut aussi s'écrire :

$$\theta_o = \frac{\rho_s C_s D}{6.h.(1 - \epsilon)} \quad (30)$$

Remarquons que θ_o est indépendant de L_u . Afin de rendre compte du temps caractéristique θ_u du module unité, il est nécessaire de faire intervenir un facteur correctif lié à sa longueur.

Par comparaison de la solution analytique basée sur le modèle de filtre avec les résultats expérimentaux, on identifie ce facteur correctif et ainsi le temps caractéristique du filtre θ_u qui s'écrit alors :

$$\theta_u = 2,8 \frac{\rho_s C_s D}{6.h.(1 - \epsilon)} \quad (31)$$

Ainsi, la température du fluide est donnée par :

$$T_f^*(t/\theta_u) = 1 - e_{n-1}(t/\theta_u).e^{-t/\theta_u} \quad (32)$$

La figure 4 présente l'évolution au cours du temps des températures adimensionnées T_f^* à différentes positions dans le stockage issues du modèle de filtres en série et la comparaison avec les valeurs expérimentales. On constate une bonne adéquation du modèle avec les résultats expérimentaux. Cette approche conduit à une représentation simple du phénomène couplé ayant lieu dans un stockage de type thermocline. Elle ouvre la possibilité de mener le dimensionnement d'un stockage de façon similaire à ce que l'on peut avoir avec, par exemple, les échangeurs de chaleur.

4. Conclusion

Nous considérons le stockage en chaleur sensible de type thermocline. Nous présentons une méthode de résolution basée sur la double transformée de Laplace permettant l'obtention de la solution analytique du modèle de Schumann. Nous proposons un modèle du stockage thermocline basé sur un ensemble de filtres RC placés en série. Le stockage est ainsi divisé en sous

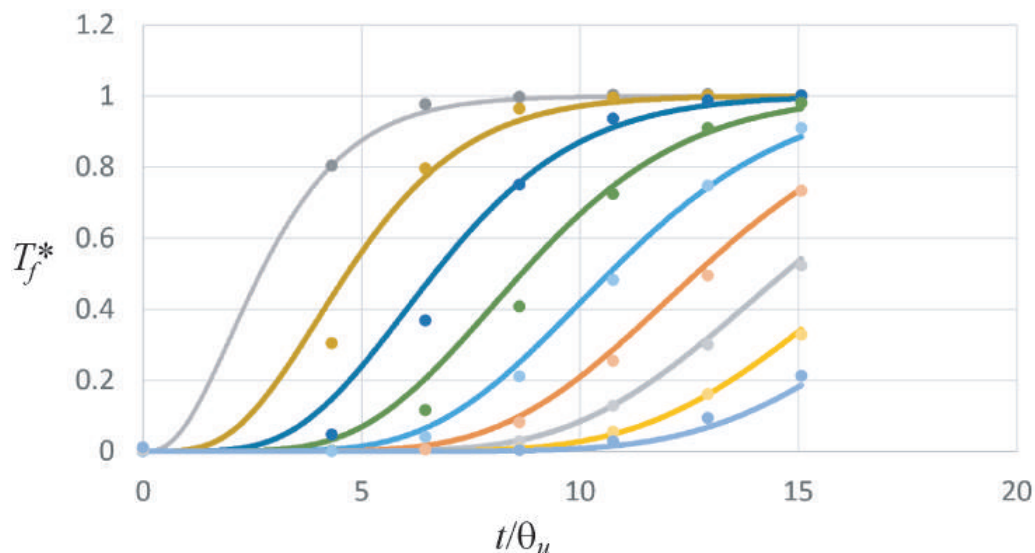


Figure 4 : Comparaison du modèle de filtres en série (courbes) et des résultats expérimentaux (points)

parties d'une longueur caractéristique correspondant à un filtre d'ordre 1 et possédant une dynamique thermique donnée par un temps caractéristique. En appliquant la transformée inverse de Laplace, on obtient une expression de la température du fluide au sein du stockage au cours du temps. Ce modèle simple est comparé aux résultats expérimentaux obtenus sur une installation de taille industrielle destinée à la récupération et la valorisation de chaleur fatale. Il s'agit désormais de consolider les résultats dans des conditions opératoires différentes, de tenir compte de l'influence de la température sur les propriétés du lit, ou encore de pouvoir tenir compte des phénomènes de diffusion axiale. . . Cette nouvelle approche du stockage thermocline faciliterait son dimensionnement et permettrait de mener de façon rapide son optimisation et son pilotage en régime dynamique. L'intégration du stockage thermique à un réseau multi-énergie ou à une centrale solaire serait alors simplifiée.

Références

- [1] L. Miró, J. Gasia, L.F. Cabeza, Thermal energy storage (TES) for industrial waste heat (IWH) recovery : A review, *Appl. Energy*, 2016, 179 : 284–301.
- [2] T. Esence, A. Bruch, S. Molina, B. Stutz, J.F. Fourmigué, A review on experience feedback and numerical modeling of packed-bed thermal energy storage systems, *Sol. Energy*, 2017, 153 : 628–654.
- [3] J. A. Willmott, Dynamics of Regenerative Heat Transfer, Taylor & Francis Books, 2002.
- [4] R. R. Dhunde, G. L. Waghmare, Double Laplace Transform Method in Mathematical Physics, *Int. J. Theor. Math Physics*, 2017, 7(1) : 14-20.
- [5] H. Bateman, Tables of integral transforms, California, McGraw-Hill Book Company, INC. 1954.
- [6] A. Touzo, R. Olives, G. Dejean, D. P. Minh, M. El Hafi, J.-F. Hoffmann, X. Py. Experimental and numerical analysis of a packed-bed thermal energy storage system designed to recover high temperature waste heat : an industrial scale up, *J. Energy Storage*, 2020, 32 : 101894.
- [7] A. Touzo, R. Olives, G. Dejean, D. P. Minh, M. El Hafi, X. Py, Eco-Stock - Solution de stockage de la chaleur compétitive : Étude de la robustesse, *Congrès SFT* (Belfort, 2020).

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à la société Eco-Tech Ceram.

Vers un modèle thermo-optique des LEDs utilisées dans les systèmes d'éclairage automobile.

Towards opto-thermal model of LEDs involved in automotive lighting systems.

Clément RONGIER¹, Rémi GILBLAS¹, Fabrice SCHMIDT¹, Yannick LE-MAOULT¹

¹IMT Mines Albi Carmaux, Institut Clément Ader

Campus Jarlard – 81013 Albi Cedex 09.

*(auteur correspondant : clement.rongier@mines-albi.fr)

Résumé – L'éclairage automobile évolue vers des faisceaux de haute définition, pouvant présenter jusqu'à plusieurs centaines de sources de lumière par millimètre carré. Pour atteindre de telles performances, les systèmes conventionnels sont remplacés par des matrices LED (*Light Emitting Diode*) haute puissance issues des dernières technologies optoélectroniques. L'énergie optique émise est telle que, pour éviter la dégradation du système d'éclairage, il est nécessaire de contrôler et/ou dissiper le surplus de chaleur. De plus, une fois le composant intégré au sein de son système optique, la concentration de lumière génère un auto-échauffement de ce dernier. Pour cette raison, des modèles précis et robustes de simulation doivent être développés. Dans cette étude, le modèle thermo-optique d'une LED haute luminance est développé et validé à l'aide de mesures réalisées par thermographie infrarouge. Ainsi, les résultats de simulation sont en accord avec l'expérience et le modèle d'émission nous donne une précision acceptable, dont l'erreur est inférieure à 10%.

Mots-clés : LED haute luminance ; Simulations thermo-optiques ; Thermographie infrarouge ; Caractérisation optique ; Eclairage automobile.

Abstract – Automotive lighting is evolving towards high definition beams, with up to several hundred light sources per square millimetre. To achieve such performance, conventional systems are being replaced by high-power LED arrays based on the latest optoelectronic technologies. The optical energy emitted is such that, to avoid degradation of the lighting system, it is necessary to control and/or dissipate excess heat. In addition, once the component is integrated into its optical system, the concentration of light generates self-heating of the optical system. For this reason, accurate and robust simulation models must be developed. In this study, the thermo-optical model of a high luminance LED is developed and validated using infrared thermography measurements. The simulation results are in agreement with experiments. The emission model gives us an acceptable accuracy with an error of less than 10%.

Keywords : High luminance LED; Opto-thermal simulations; Infrared thermography; Optical characterization; Automotive front lighting.

1. Introduction

Depuis le milieu des années 2000, les systèmes d'éclairage automobile utilisent des diodes électroluminescentes (LED). Pour répondre aux évolutions sécuritaires et aux nouvelles exigences du marché, des systèmes d'éclairage à haute définition font intervenir de nouvelles fonctionnalités : anti-éblouissement et de marquage lumineux au sol [1]. Pour cette raison et pour permettre d'assurer des faisceaux à haute résolution, des systèmes d'éclairage sont développés sur la base de technologies de LED haute luminance [2]. L'énergie lumineuse émise par ces nouvelles sources induit de fortes densités de puissance qui doivent être thermiquement contrôlées.

En outre, les performances optiques ainsi que la fiabilité du composant sont directement liées à la température [3]. Aussi, une fois la LED intégrée au sein de son système optique, l'énergie lumineuse émise par le composant induit une concentration énergétique à l'intérieur de ce système qui subit alors un auto-échauffement. Il est alors crucial de prédire comment cette énergie lumineuse émise par la LED interagit avec son environnement. Dans ce contexte, des modèles de simulation précis et robustes doivent être développés afin de prédire l'interaction lumière-matière et son couplage avec les autres modes de transferts (conduction, convection et rayonnement).

Dauphin *et al.* [4] ont proposé une méthode de simulation thermique dans laquelle le rayonnement est calculé de manière découplée et est appliqué en condition aux limites dans le calcul CFD (*Computational Fluid Dynamics*). Mackie *et al.* [5] ont également repris cette approche dans laquelle les transferts radiatifs sont calculés par la méthode des radiosités et appliqués en condition aux limites dans l'outil de calcul. Plus récemment, Barreto *et al.* [6] ont proposé une démarche visant à résoudre les différents modes de transferts dans un milieu poreux de manière couplée. Pour cela, l'écoulement et les transferts se produisant dans le poreux ont été modélisés suivant les équations de conservation et résolution à l'aide du logiciel CFD OpenFoam. Un algorithme de lancers de rayons par Monte Carlo a été développé et couplé au logiciel CFD.

Dans cette étude, nous avons fait le choix de résoudre les différents modes de transfert de manière couplée, en prenant également en compte l'interaction rayonnement-matière. Cette résolution est réalisée au travers du logiciel commercial FloEFDTM. La démarche adoptée débute par une validation du logiciel de calcul à l'aide d'une solution analytique de référence. Ensuite, une caractérisation optique complète du composant a été réalisée en vue de déterminer les paramètres physiques permettant de tenir compte de l'émission de lumière. Ces paramètres nous permettront, *in fine*, de développer le modèle d'émission de la LED, directement intégré au dans l'outil de calcul CFD. Enfin, les résultats seront confrontés à des mesures réalisées par thermographie infrarouge.

2. Validation du logiciel de calcul

Dans cette première partie de l'étude, la démarche adoptée consiste à étudier le couplage des différents modes de transferts (conduction, convection et rayonnement) et de l'interaction rayonnement-matière. Le logiciel commercial FloEFDTM a été utilisé pour résoudre les phénomènes de conduction et de convection. La résolution des transferts radiatifs est réalisée par une méthode de lancer de rayons par Monte Carlo directement implantée dans le logiciel. Une solution analytique élaborée par Leuenberger et Person [7] a été utilisée pour valider le code de simulation, mais ne sera pas présentée ici. Elle est illustrée par la figure 1.

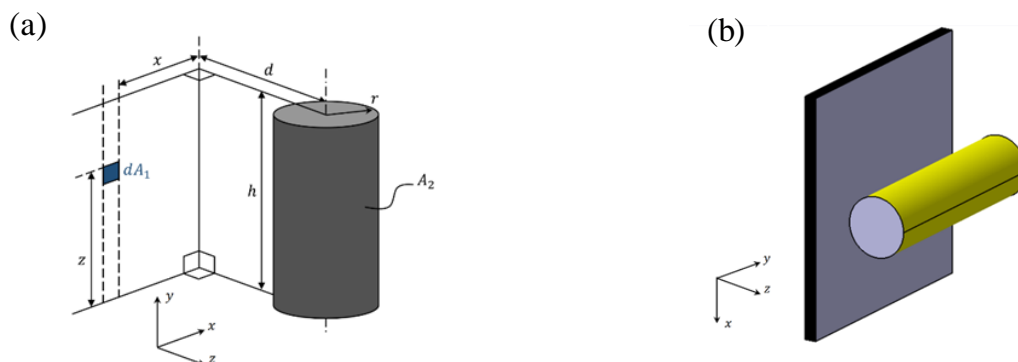


Figure 1 : Configuration du cas analytique (a) et géométrie 3D utilisée pour la simulation (b).

Cette solution consiste à calculer le facteur de forme entre une source de rayonnement cylindrique et un élément de surface d'une plaque (figure 1-a). En faisant varier la position de l'élément de surface, on obtient le champ d'éclairement total reçu sur la plaque. Une géométrie identique a été reproduite dans le logiciel de calcul (figure 1-b). Les paramètres de la configuration sont regroupés dans le tableau 1. Enfin, un nombre de rayons de 500 millions a été considéré pour la méthode de lancers de rayons.

Hauteur du cylindre	Rayon du cylindre	Dimension de la plaque	Distance source plaque	Puissance émise	Emissivité plaque
18mm	2.5mm	18x18mm ²	5mm	10W	1

Tableau 1 : Configuration de la solution analytique.

Les champs d'éclairement reçus par la plaque font l'objet de la première comparaison de la solution analytique avec la simulation, comme illustré par la figure 2. La figure 3 propose la visualisation des profils d'éclairement centraux selon x (horizontaux) et y (verticaux).

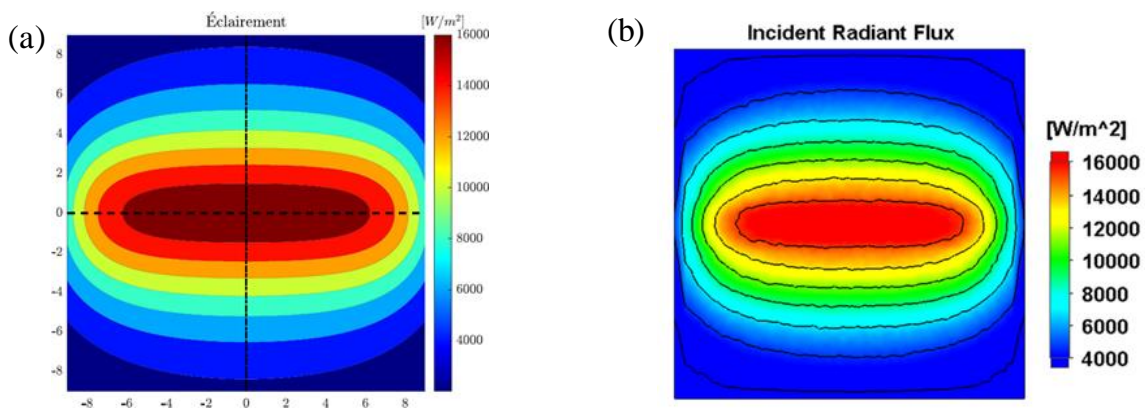


Figure 2 : Comparaison des champs d'éclairement : solution analytique (a) et simulation (b).

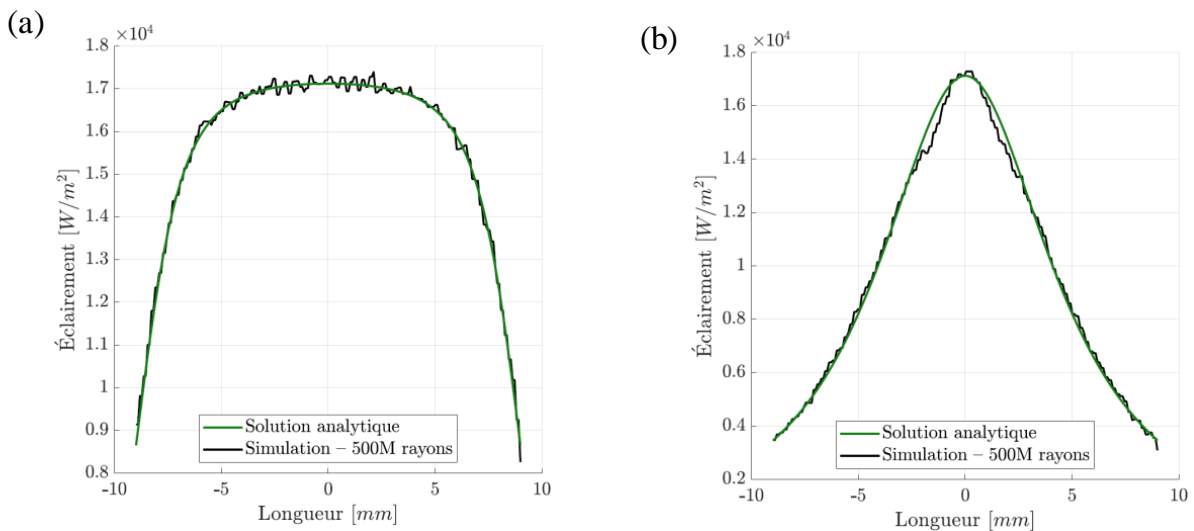


Figure 3 : Comparaison des profils d'éclairement : horizontaux (a) et verticaux (b).

La solution analytique met en évidence la présence d'un gradient d'éclairement du centre de la plaque vers son bord, également reproduit par la simulation. De plus, les iso-contours présentent une bonne concordance spatiale entre la solution analytique et la simulation. Les profils horizontaux mettent en évidence la présence de fluctuation autour d'une valeur moyenne. En ce qui concerne les profils verticaux, nous pouvons noter que les écarts sont plus

importants. Ainsi, les écarts relatifs entre solution analytique et numérique ont été calculés sur chacun des profils, comme illustré sur la figure 4.

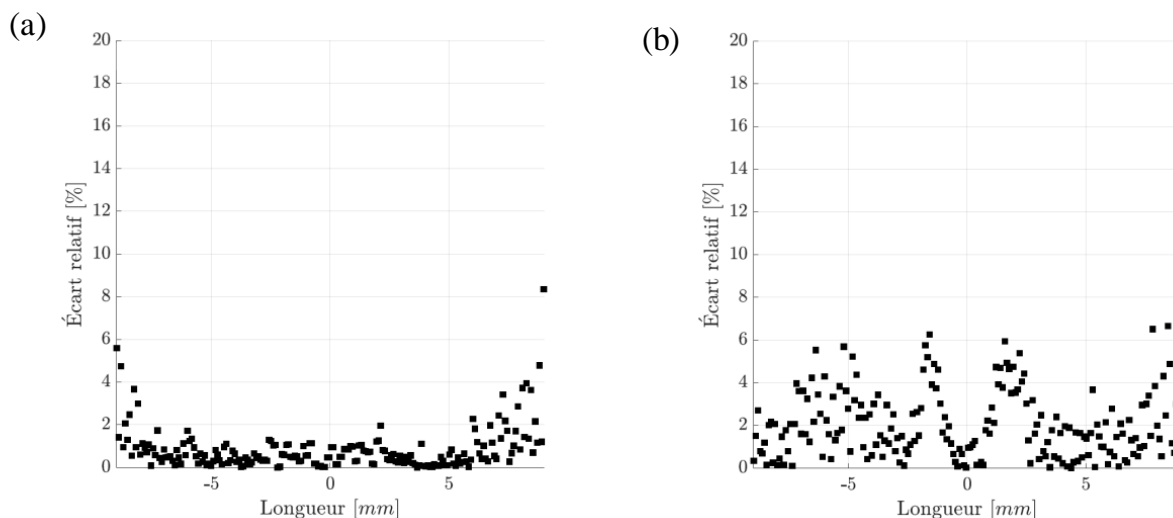


Figure 4 : *Écarts relatifs sur les profils d'éclairement : horizontaux (a) et verticaux (b).*

Nous noterons que les écarts relatifs obtenus sur le profil horizontal restent globalement inférieurs à 2%, excepté au niveau des bords de la plaque. Concernant le profil vertical, nous noterons des écarts globalement inférieurs à 6%, avec un écart sur le maximum d'éclairement de 1%. Sur le profil vertical, les écarts sont plus importants en raison du fort gradient d'éclairement. Ces résultats ont été obtenus pour un nombre de rayons de 500 millions. Néanmoins, en vue d'une application industrielle, il est intéressant d'étudier la sensibilité de ce paramètre en vue de trouver un bon compromis précision – temps de calcul.

Pour ce faire, une étude paramétrique a été réalisée et consiste à faire varier le nombre de rayons entre 1 et 500 millions. Suite à cette étude, la somme des écarts quadratiques entre les cartes d'éclairement obtenues a été calculée, comme illustré sur la figure 5. Pour un nombre de rayons de 500 millions, nous obtenons une erreur de 1%. Néanmoins, dans le cas d'une géométrie complexe, un nombre de rayons élevé induirait des temps de calculs accrus. Ainsi, compte tenu de l'évolution de l'erreur obtenue, nous pouvons considérer que notre code de calcul est validé. Enfin, en vue d'optimiser les temps de calcul, le nombre de rayons retenu est 300 millions, ce qui induit une erreur inférieure à 2% par rapport à la solution analytique.

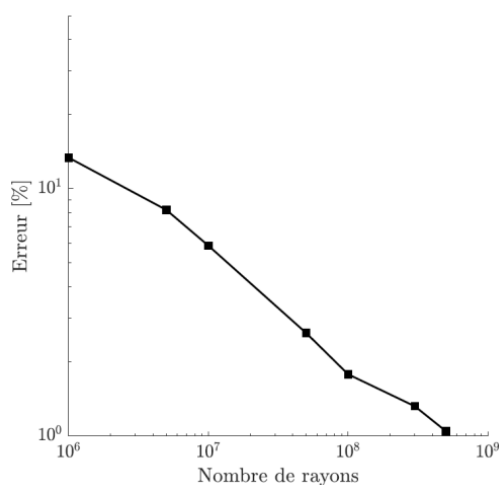


Figure 5 : *Evolution de l'erreur quadratique avec le nombre de rayons.*

3. Caractérisation optique et modèle d'émission des LEDs

Afin de construire le modèle d'émission de la LED haute luminance (LED qui par ailleurs comporte trois puces), il est important d'identifier les paramètres physiques représentatifs de l'émission lumineuse. Ainsi, la caractérisation optique complète du composant a été réalisée. La figure 6 propose la visualisation du profil d'émission de la LED. La figure 7 présente le spectre d'émission de la LED.

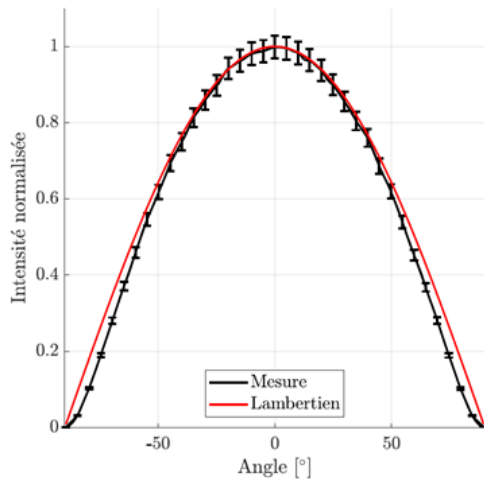


Figure 6 : Profil d'émission de la LED

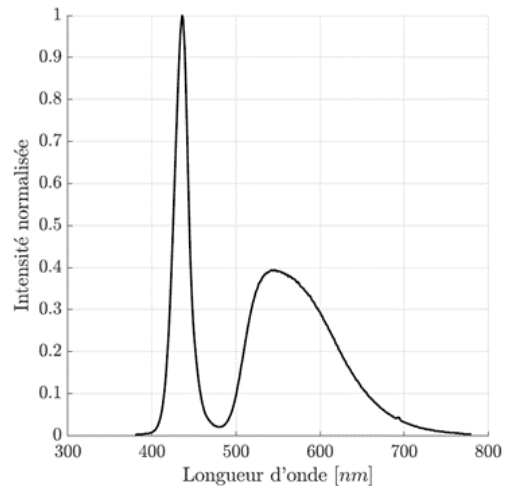


Figure 7 : Spectre d'émission de la LED

La polaire d'émission de la source lumineuse correspond à la variation de l'intensité lumineuse en fonction de l'angle de détection. Une telle mesure a été réalisée au moyen d'un goniomètre équipé d'une photodiode. Comme le montre la figure 6, le profil d'émission de la LED est quasi-identique au comportement d'une source lambertienne. Ensuite, le spectre d'émission de la LED a été mesuré à l'aide d'un spectromètre LABSPHERE CDS 610, dont la gamme spectrale s'étend de 300 nm à 1 000 nm. Le spectre de la LED se compose de deux pics, obtenus respectivement aux longueurs d'onde de 450 nm et 555 nm. Le premier pic correspond à l'énergie lumineuse émise par les puces (émission dans le bleu). Le second pic correspond à l'émission de l'énergie jaune issue du processus de conversion se produisant au sein du luminophore. *In fine*, la couleur de la LED est blanche. À partir du spectre, il est possible de déterminer l'efficacité lumineuse de la LED, définie par la relation suivante :

$$K = \frac{\int_0^{\infty} S(\lambda) K_m V(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} S(\lambda) d\lambda} \quad (2)$$

où $S(\lambda)$ désigne le spectre d'émission de la LED et $K_m V(\lambda)$ est l'efficacité lumineuse spectrale ($K_m = 683 \text{ lm/W}$ pour le domaine photopique [8]). L'efficacité lumineuse de la LED permet de convertir le flux lumineux [lm] en puissance optique [W].

Le flux lumineux émis par chacune des trois puces a été mesuré, à l'aide d'une approche similaire à l'étude de Tyukhova *et al.* [9]. Des mesures de luminance ont été réalisées au moyen d'une caméra LMK 5, équipée d'un détecteur CCD (résolution de 1380x1030 pixels). Connaissant ensuite la luminance de chaque puce et en raison du fait que la LED a un comportement lambertien, le flux lumineux est déterminé à l'aide de la relation suivante :

$$\Phi_{opt} = \pi L S \quad (3)$$

où L représente la luminance totale et S la surface d'une puce.

Enfin, connaissant les flux lumineux par puces ainsi que l'efficacité lumineuse de la LED, nous pouvons déterminer les puissances optiques correspondantes, comme illustré sur la figure 8.

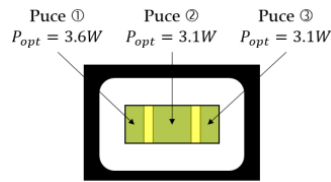


Figure 8 : Répartition des puissances émises par chacune des puces.

Nous avons présenté les différentes étapes permettant de caractériser les paramètres optiques de la LED. Ces paramètres vont nous permettre de mettre en donnée le modèle thermo-optique du composant. Le prochain paragraphe a pour objectif de confronter les résultats de la simulation thermo-optique avec la mesure par thermographie infrarouge.

4. Validation du modèle d'émission par thermographie infrarouge

4.1. Banc expérimental

Pour valider le modèle d'émission de la LED, un dispositif expérimental a été mis en place, comme illustré sur la figure 9. Le principe de cette expérimentation reprend l'idée générale présentée dans des travaux antérieurs [4] [5]. Une plaque opaque ($\varepsilon = 0.9$) est positionnée devant la LED montée sur son système de refroidissement (constitué d'un radiateur à ailette et d'une ventilateur). Une fois la source mise sous tension, l'énergie lumineuse est absorbée par la plaque, ce qui contribue à son échauffement. Pour mesurer le champ de température en face arrière de la plaque, nous utilisons une caméra infrarouge FLIR SC325 dont les caractéristiques sont regroupées dans le tableau 1.

Résolution	Bande spectrale	Focale	Taille pixel détecteur
0.05°C	7.5µm – 14µm	18mm	25µm

Tableau 2 : Paramètres de la caméra FLIR SC325.

Taille de la plaque	Distance LED - plaque	Distance plaque - caméra
400x400mm ²	35mm	50mm

Tableau 3 : Paramètres de l'expérimentation.

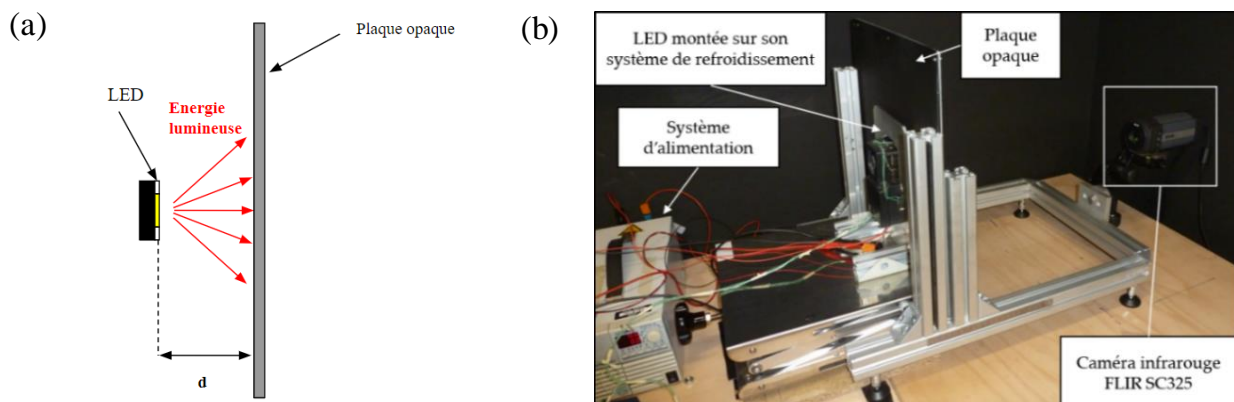


Figure 9 : Dispositif expérimental : principe (a) et mise en place du banc (b).

Comme le calcul du rayonnement a été implanté dans notre logiciel commercial CFD, la résolution des transferts conducto-convecto-radiatif couplé à l'interaction rayonnement-matière est possible. Les résultats de simulations sont comparés aux mesures réalisées par thermographie infrarouge, dans la même configuration d'irradiation.

4.2. Analyse des résultats

Les figures 10 (a) et (b) présentent les champs de température obtenus par thermographie IR et par simulation sur la face arrière de la plaque. Le thermogramme met en évidence une dissymétrie sur le champ de température expérimental, dissymétrie qui est également prédite par simulation. Cette dissymétrie provient du fait que l'énergie lumineuse émise par chacune des puces composant la LED n'est pas uniforme. Cela induit ainsi une absorption non uniforme au niveau du centre de la plaque. En second lieu, nous pouvons noter la présence de trois panaches convectifs : deux panaches horizontaux et un vertical. Les deux panaches horizontaux sont induits par la spécificité du système de refroidissement de la LED (convection forcée). Le panache vertical est induit par la convection naturelle se mettant en place sur la face arrière de la plaque. Il est à noter que les phénomènes convectifs sont calculés au travers des champs de vitesse et de pression se produisant au sein de l'écoulement fluide. Nous noterons également que la simulation thermo-optique reproduit les mêmes phénomènes physiques que ceux détectés par la mesure.

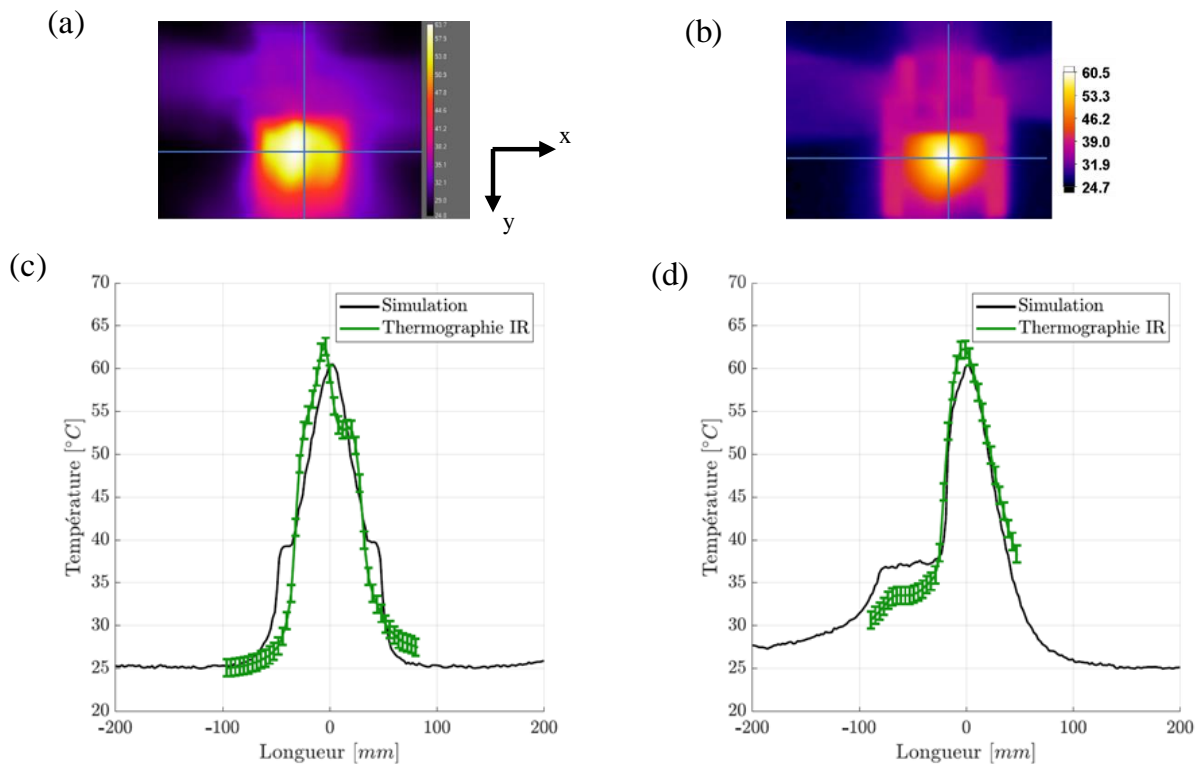


Figure 10 : Comparaison des résultats expérimentaux et numériques : champ de température mesuré par thermographie (a), champ de température obtenu par simulation (b) et profils de température de la plaque : horizontaux (a) et verticaux (b).

Enfin, les profils de température horizontaux et verticaux situés au centre de la plaque ont été tracés, comme le montre les figures 10 (c) et (d). En premier lieu, la simulation met en évidence la présence de deux discontinuités du profil horizontal situées en $L = \pm 35 \text{ mm}$. Ces discontinuités sont induites par les parties chaudes du système de refroidissement qui émettent un rayonnement secondaire. Cependant, le thermogramme ne les met pas en évidence, en raison du lissage du champ de température induit par la convection. Nous noterons également que le profil obtenu est symétrique, phénomène qui n'est pas reproduit par la mesure. Le profil

expérimental met en évidence une dissymétrie et un maximum de température décentré de 5mm. La position de ce maximum peut s'expliquer par le fait qu'une des puces de la LED émet une quantité d'énergie supérieure et éventuellement un fonctionnement non optimal de la source lumineuse. Concernant les profils verticaux, nous noterons un bon accord entre simulation et thermographie. Nous pouvons observer un saut de température obtenu en $L=-25\text{mm}$, qui induit par le phénomène de convection naturelle se mettant en place au niveau de la paroi de la plaque. Quand bien même des écarts sont présents entre simulation et mesure, les maxima de température obtenus par simulation et par l'expérience sont respectivement de 60.5°C et 62.8°C , ce qui génère des écarts relatifs inférieurs à 4%.

5. Conclusion et perspectives

Dans cet article, une première approche de prédiction des performances thermiques de LEDs de haute luminance utilisées dans l'automobile a été présentée. Pour cela, un code de calcul CFD utilisé conjointement avec un code de lancer de rayons de type Monte Carlo pour prendre en compte l'interaction rayonnement-matière, a permis de simuler la thermique globale du système. La validation de ce code « couplé » a été réalisée à partir de la comparaison à un cas de référence (modèle cylindre/plaque), disposant d'une solution analytique. Ensuite, l'intégration du modèle d'émission de la LED haute luminance dans l'outil de simulation numérique a conduit à un bon accord entre la simulation thermo-optique et la mesure par thermographie infrarouge. Les calculs génèrent des écarts inférieurs à 4% en ce qui concerne les maxima de température obtenus au centre de la plaque et de 9% au niveau du panache convectif. En outre, les profils obtenus par simulation et par l'expérience suivent des tendances similaires. Il serait intéressant d'approfondir davantage l'origine de la dissymétrie de l'écoulement, qui induit une dissymétrie sur le profil de température horizontal. Elle provient très certainement d'un fonctionnement non-optimal de la source. Il serait judicieux d'approfondir cette piste en vue d'en comprendre l'origine. Néanmoins, cela peut s'avérer fastidieux de par le fait que ce type de LED est toujours en développement (et donc soumise à des variations de conception et/ou procédé d'assemblage). Une seconde perspective serait d'étudier l'impact que peut avoir le nombre de rayons sur la résolution des échanges conducto-convecto-radiatifs et de leur couplage avec l'interaction de la matière.

Références

- [1] X. Morel, S. Sommerschuh, H. El Idrissi, B. Reiss, « From discrete glare free to full HD lighting », *Congrès Vision* (Paris, 13th-14th October, 2016).
- [2] M. Courcier, B. Reiss, V. Sanchez, « New front lighting possibilities through high definition digital lighting », *11th International Symposium of Automotive Lighting* (Darmstadt, 29th-30th September 2015), 211-220.
- [3] C. Lasance, A. Poppe, « Thermal management of LED application », New York, Springer, 2014
- [4] M. Dauphin, S. Albin, C. Roucoules, Y. Le Maout, F. Schmidt, M. El Hafi, « Modélisation des échanges radiatifs dans un système d'éclairage automobile par la méthode de Monte Carlo », *Proceeding of SFT 2013*, (2013).
- [5] J. Mackie, O. De Almeida, F. Schmidt, K. Labastie, « Modeling of IR lamps with coated reflector used in the slurry powder impregnation process of composite tapes », *AIP Conference Proceedings* (2019).
- [6] G. Barreto, P. Canhoto, M. Collares-Pereira, « Three-dimensional CFD modelling and thermal performance analysis of porous volumetric receivers coupled to solar concentration systems », *Applied Energy* 252 (2019).

- [7] H. Leuenberger, R. Person, « Compilation of radiation shape factors for cylindrical assemblies. Technical report », *ASME* (1956).
- [8] K. Sagawa, Y. Takahashi, « Spectral luminous efficiency as a function of age », *Journal of Optical Society of America* 18(11) : 2659-2667 (2001).
- [9] Y. Tyukhova, C. Waters « An assessment of high dynamic range luminance measurements with LED lighting », *Leukos* 10(2): 87-99 (2013).

Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier Valeo Lighting Systems pour leur soutien.

Influence des échanges radiatifs sur l'étalement d'une goutte de verre

Maxime CRESSIN^{1*}, Philippe MOREAU¹, Fabien BÉCHET², Hakim NACEUR²,
Dominique LOCHEGNIES¹, Nadir BOUKHARI³

¹ Univ. Polytechnique Hauts-de-France, CNRS UMR 8201-LAMIH, F-59313 Valenciennes, France

² INSA Hauts-de-France, CNRS UMR 8201-LAMIH, F-59313 Valenciennes, France

³ SAVERGLASS, 3 place de la gare, 60960 Feuquières, France

* (auteur correspondant : maxime.cressin@uphf.fr)

Résumé - L'influence des échanges thermiques lors de la chute d'une goutte de verre à haute température sur une plaque d'acier est étudiée. Une analyse de sensibilité du modèle de rayonnement sur la distribution de température et sur la géométrie déformée de la goutte de verre est réalisée. Les résultats montrent que les effets radiatifs jouent un rôle important entraînant une variation de température maximale de 19% et une différence dans le diamètre de la goutte de verre étalée de 5% selon les modèles choisis.

Mots-clés : Transfert thermique ; formage du verre ; coefficient d'échange ; rayonnement ; éléments finis.

Abstract - The influence of heat exchanges during the fall of a drop of glass at high temperature on a steel plate is studied. A sensitivity analysis of the radiation model on the temperature distribution and on the deformed geometry of the glass drop is performed. The results show that radiative effects play an important role, causing maximal temperature variation of 19% and a difference in the diameter of the spread glass drop of 5% depending on the chosen models.

Keywords: Heat transfer; glass forming; exchange coefficients; radiation; finite element.

1. Introduction

Le verre est un matériau semi-transparent dont le comportement mécanique dépend fortement de la température. Dans le cas du formage de bouteilles de verre par le procédé soufflé-soufflé, la température du verre varie de 1100 °C (au début du cueillage de paraison) jusqu'à 600°C (sortie de l'article formé). Il est donc nécessaire, pour simuler efficacement ces opérations de mise en forme du verre, de quantifier avec précision les échanges thermiques qui affectent directement la distribution de la température de l'article de verre. Ces échanges thermiques sont liés à différents phénomènes : la conduction, la convection verre/air, le rayonnement du verre. Le coefficient d'échange thermique et le modèle de rayonnement influent fortement sur la distribution de température [1, 2], ainsi que sur la géométrie finale de l'article formé. Cependant, la prise en compte du rayonnement dans la simulation numérique d'un milieu semi-transparent est complexe et engendre des temps de calcul très importants pour la résolution de l'équation de transfert radiatif (ETR) la rendant incompatible avec les besoins industriels. De plus, il est nécessaire de déterminer les propriétés optiques spécifiques du verre étudié à l'aide d'essais expérimentaux. En effet, des propriétés telles que l'indice de réfraction du verre et le coefficient d'absorption sont dépendants de la composition du verre et de sa teinte [3]. Une étude de comparaison numérique et expérimentale a déjà été menée [4] permettant de montrer l'importance d'utiliser un modèle non-isotherme et l'influence de la température initiale du verre sur la géométrie finale déformée. Dans ce travail, la chute d'une paraison de verre sur une plaque

d'acier est modélisée dans le but d'étudier l'influence des paramètres d'échange thermique et des modèles de rayonnement sur la variation de température ainsi que sur la géométrie déformée de la paraison lors de son étalement sur la surface d'acier. Ces travaux ont permis d'identifier les phénomènes d'échange thermique à prendre en compte dans le procédé soufflé-soufflé.

2. Modélisation numérique de l'étalement d'une goutte de verre sur plan

2.1. Description du problème

Pour des raisons de simplicité, la modélisation de la chute de la paraison de verre est faite en adoptant l'hypothèse 2D axisymétrique, comme le montre la figure 1. La forme de la paraison est simplifiée et ses dimensions sont en accord avec des observations expérimentales réalisées par Saverglass lors de la chute de paraison au début du formage soufflé-soufflé. A l'instant initial, la température de la paraison est uniforme et correspond à 1140°C , sa vitesse de $v_0 = 7,3\text{m/s}$ au moment de son impact avec une plaque d'acier horizontale dont la température est fixée à 480°C .

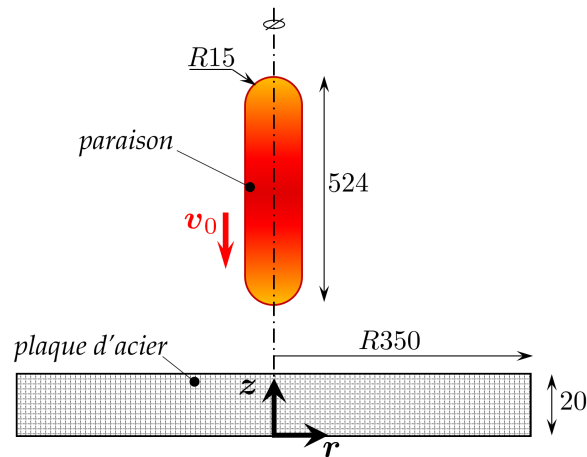


Figure 1 : Chute de paraison : données géométriques (en mm)

La plaque est considérée encadrée et une condition de convection libre est imposée sur la surface libre de la paraison ainsi que celle de la plaque avec un coefficient d'échange $\alpha = 25\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$.

2.2. Paramètres matériau

Le verre sodocalcique est considéré comme un fluide newtonien, de masse volumique $\rho = 2400\text{kg/m}^3$, de conductivité thermique k_v variable en fonction de la température, de capacité thermique massique c_p variable en fonction de la température et de coefficient de dilatation $9 \times 10^{-6}\text{K}^{-1}$ [6]. Les valeurs numériques non décrites sont fournies par Saverglass. La dépendance de la viscosité à la température est représentée par le modèle de Vogel-Fulcher-Tammann (VFT) [7].

$$\log_{10}(\eta) = A + \frac{B}{T - T_0} \quad (1)$$

avec η la viscosité, T la température, A , B et T_0 des paramètres déterminés à partir des mesures expérimentales par Saverglass.

L'acier X2CrNi12 est considéré comme élastique. Il est défini à l'aide d'une masse volumique, d'un module d'Young, d'un coefficient de Poisson 0,3 et d'une conductivité ther-

mique ainsi qu'une capacité thermique massique dépendants de la température. Les valeurs numériques non décrites sont fournis pas Saverglass.

2.3. Modèle thermomécanique

La résolution du problème thermomécanique d'impact de la paraison et son étalement sur la plaque d'acier, nécessite la résolution de l'équation de conservation de masse, des équations de Naviers-Stokes et de l'équation d'énergie. Les équations (2), (3) et (4) sont relatives à la paraison seule.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho \vec{u})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot [\overline{\rho \vec{u} \otimes \vec{u}}] = -\vec{\nabla} p + \vec{\nabla} \cdot \overline{\vec{\tau}} + \rho \vec{f} \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\rho e)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot ((\rho e + p)\vec{u}) = \vec{\nabla} \cdot (\overline{\vec{\tau}} \cdot \vec{u}) + \rho \vec{f} \cdot \vec{u} + \vec{\nabla} \cdot \vec{q} + s \quad (4)$$

avec $\vec{u} = \{u_r, u_z\}$ le vecteur vitesse du verre, p la pression, e l'énergie, $\overline{\vec{\tau}}$ le tenseur des contraintes visqueuses, \vec{q} le flux de chaleur dû à la conduction thermique, \vec{f} les forces massiques extérieur et s un terme de source d'énergie.

Le domaine D de la paraison (figure 1) est défini tel que $\vec{r} = (r, z) \in D$ et la surface du verre est noté ∂D . Le domaine D_t et la surface ∂D_t représentent respectivement le domaine occupé par le verre et la surface du verre au cours du temps t tel que $D_t = D \times \{0 < t < t_{max}\}$.

L'équation d'énergie s'écrit :

$$c_p \rho \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} = \vec{\nabla}_{\vec{r}} \cdot (k_v \vec{\nabla}_{\vec{r}} T(\vec{r}, t)) - \vec{\nabla}_{\vec{r}} \cdot \vec{q}_{rad}(\vec{r}, T) \quad (5)$$

avec $T(\vec{r}, t)$ la température qui dépend de la position \vec{r} et du temps t , $\vec{\nabla}_{\vec{r}}$ l'opérateur de gradient dans le système de coordonnées cylindriques (r, z) et \vec{q}_{rad} représente le flux radiatif [2].

Dans cette étude, le flux radiatif \vec{q}_{rad} est négligé dans l'équation (5) car il est indisponible dans le logiciel Polyflow. Cela permet de réduire cette équation à la forme simplifiée :

$$c_p \rho \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} = \vec{\nabla}_{\vec{r}} \cdot (k_v \vec{\nabla}_{\vec{r}} T(\vec{r}, t)) \quad (6)$$

Les conditions aux limites thermiques de l'équation d'énergie (6) s'écrivent :

$$k_v \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial n} = \alpha (T(\vec{r}, t) - T_\infty) + \vec{n} \cdot \vec{q}_{opaque}(\vec{r}, T) \quad (7)$$

$$k_v \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial n} = 0, \quad r = 0 \quad (8)$$

avec \vec{n} le vecteur normal extérieur à la limite D_t du domaine du verre. Le premier terme du second membre de l'équation (7) représente la convection avec l'air ambiant à la température

T_∞ et α est le coefficient de convection. Le second terme représente le flux radiatif sur la surface du verre dans la région de longueur d'onde opaque. Dans notre cas, ce flux est défini par la loi de Stefan-Blotzmann tel que :

$$\vec{n} \cdot \vec{q}_{\text{opaque}}(\vec{r}, T) = \vec{n} \cdot \vec{q}_{SB}(\vec{r}, T) = \gamma\sigma \left[(T(\vec{r}, t))^4 - (T^\infty)^4 \right], \quad (\vec{r}, t) \in \partial D_t \quad (9)$$

avec $\vec{n} \cdot \vec{q}_{SB}$ le flux radiatif de la loi de Stefan-Boltzmann, γ l'émissivité spectrale de la surface et $\sigma = 5.6704 \cdot 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$ la constante de Stefan-Boltzmann.

Les conditions aux limites de l'équation d'énergie se résument à :

- $k_v \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial n} = \alpha (T(\vec{r}, t) - T_\infty) + \gamma\sigma \left[(T(\vec{r}, t))^4 - (T^\infty)^4 \right], \quad (\vec{r}, t) \in \partial D_t$
- Condition de type contact collant, faite par une méthode de pénalité [5] avec un coefficient d'échange thermique à l'interface de contact $h_c = 2295 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ [1].

Cette valeur a été défini en moyennant les valeurs obtenues par Grégoire [1] du fait de l'impossibilité de définir sous Polyflow un coefficient d'échange thermique à l'interface de contact variable en fonction du temps de contact lorsque la température de la plaque n'est pas constante. En raison des déformations importantes du verre, un remaillage adaptatif est utilisé avec une taille de maille de 5mm . De plus, un raffinement de maillage au niveau des bords du domaine du verre est imposé avec une consigne de taille de maille de 1mm à proximité des bords à 5mm (voir figure 3). Le maillage de la paraison est réalisé avec des éléments triangulaires quadratiques T6, celui de la plaque est réalisé avec des éléments quadrangulaires linéaires Q4.

La résolution numérique de ce problème thermomécanique est faite par une technique de couplage forte, en utilisant la méthode des éléments finis en formulation eulérienne. Les équations de conservation de masse, de Navier-Stokes ainsi que l'équation d'énergie sont résolues par un schéma implicite. L'équation dynamique régissant la cinématique de déformation de la paraison est résolue par le schéma d'Euler implicite. La durée de simulation totale est de 60s , la condition CFL de valeur 10^{-3} est imposée pour garantir la stabilité du schéma de résolution. Le logiciel ANSYS Polyflow a été utilisé pour la modélisation de ce problème.

2.4. Analyse de sensibilité des modèles de rayonnement

Il s'agit d'étudier l'influence du modèle de rayonnement en simulant un modèle avec une conductivité effective [8] pour représenter le rayonnement noté *modèle 1*, un modèle avec le rayonnement de surface noté *modèle 2* et enfin un modèle combinant le rayonnement de surface et la conductivité effective noté *modèle 3*. Les données numériques nécessaires à la prise en compte du rayonnement sont fournies par Saverglass.

Dans le cas de la conductivité effective, le flux radiatif \vec{q}_{rad} est approximé dans l'équation (5) par une conductivité dite effective et noté k_e tel que :

$$c_p \rho \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} = \vec{\nabla}_{\vec{r}} \cdot (k_e \vec{\nabla}_{\vec{r}} T(\vec{r}, t)) \quad (10)$$

Ici les valeurs de k_e sont fonction de la température et ont été déterminées expérimentalement par Saverglass.

3. Résultats et discussions

La résolution numérique est faite par un schéma d'intégration implicite avec une condition CFL de 10^{-3} et un pas de temps variable avec $10^{-5} \leq \Delta t \leq 0.1s$. Un remaillage adaptatif est effectué tous les 4 pas de temps afin de réduire les temps.

La figure 2 montre les déformées successives au cours de l'impact de la paraison avec la plaque d'acier. On peut remarquer qu'au moment de l'impact de la paraison avec la plaque d'acier, celle-ci prend une forme elliptique. Ensuite, sous l'effet visqueux du verre, la goutte encore très chaude commence à s'étaler sur la plaque avec une déformation très lente du profil de la déformée qui dure jusqu'à 60s.

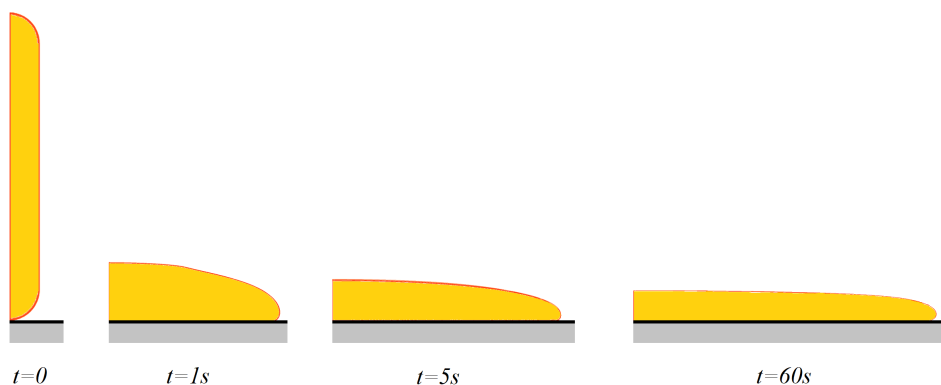


Figure 2 : Déformées de la paraison de verre au cours du temps

Pour l'étude de sensibilités, les trois modèles numériques ont été simulés avec les mêmes paramètres numériques. Le calcul avec le *modèle 1* a été effectué en 785 pas nécessitant un temps CPU de 10607 s et un nombre d'éléments finis total après raffinement de 6868 éléments triangulaires quadratiques T6. Le calcul avec le *modèle 2* quant à lui, a nécessité plus de pas de temps avec 788 pas et un temps CPU plus important 11152 s. Le raffinement de maillage a généré 6949 éléments T6. Le calcul avec le *modèle 3* est le plus coûteux des trois, puisqu'il a consommé un temps CPU de 11373 s avec un maillage sensiblement identique avec 6571 éléments T6.

Un exemple de raffinement de maillage en fin de calcul est donné sur la figure 3, où l'on remarque la taille de maille de 1mm au voisinage du contour de la goutte déformée. Ceci a permis d'une part de vérifier les conditions de contact avec la plaque et d'autre part assurer un bon calcul des flux d'échange sur les différentes parois de la goutte.

3.1. Analyse de sensibilité thermique

Dans un premier temps, nous étudions l'influence des paramètres sur la variation de température dans la goutte. Pour cela, différentes sections de coupe ont été faites à des abscisses prédéfinies, comme le montre la figure 3. La position $z=0$ correspond au contact verre/acier.

La figure 4 montre les variations de température à travers l'épaisseur de la goutte de la section 1. On peut observer que le modèle 1 (conductivité effective) présente une température plus élevée sur la surface libre de la goutte, ce qui est normal puisqu'il ne prend pas en compte le rayonnement en surface. Le modèle 2 (rayonnement en surface seul) quant à lui présente une température plus faible au niveau des parois de la goutte puisqu'il ne considère le rayonnement que dans le domaine opaque alors que le verre est un matériau semi-transparent. Le modèle 3 (basé sur la conductivité effective et le rayonnement de surface), permet de corriger les fai-

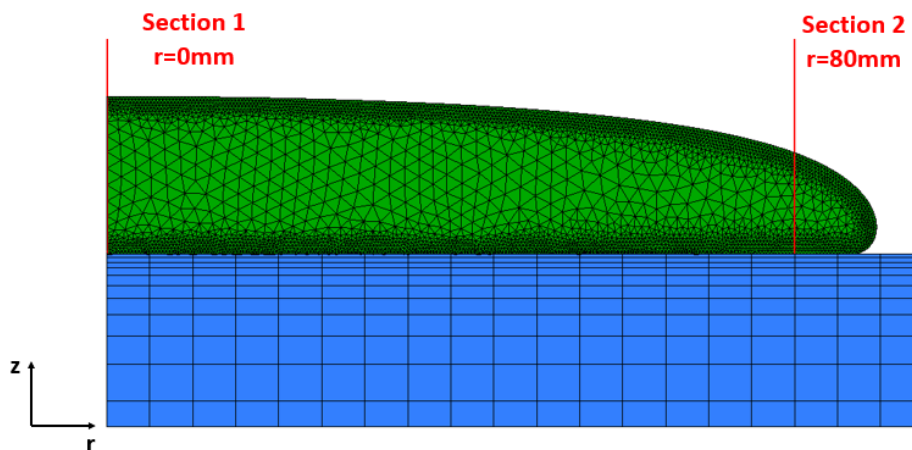
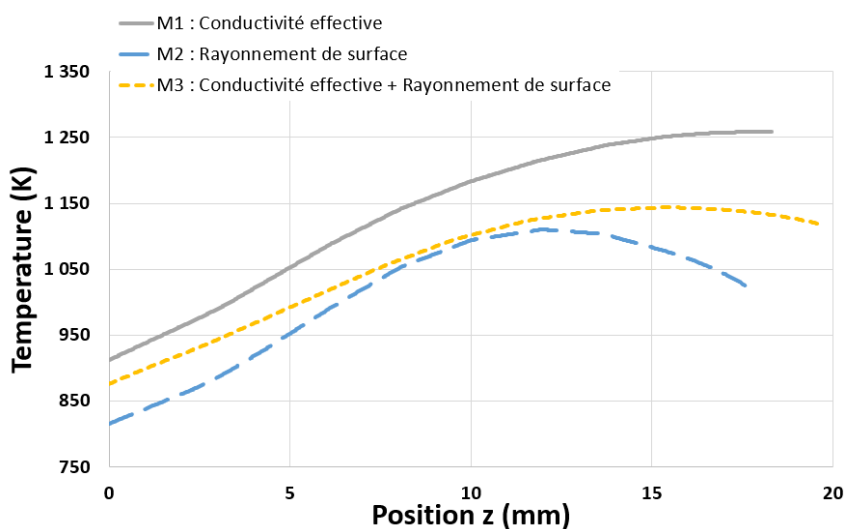


Figure 3 : Raffinement de maillage éléments finis à l'état déformé de la goutte


 Figure 4 : Variation de la température à l'instant $t = 60s$ dans la section 1

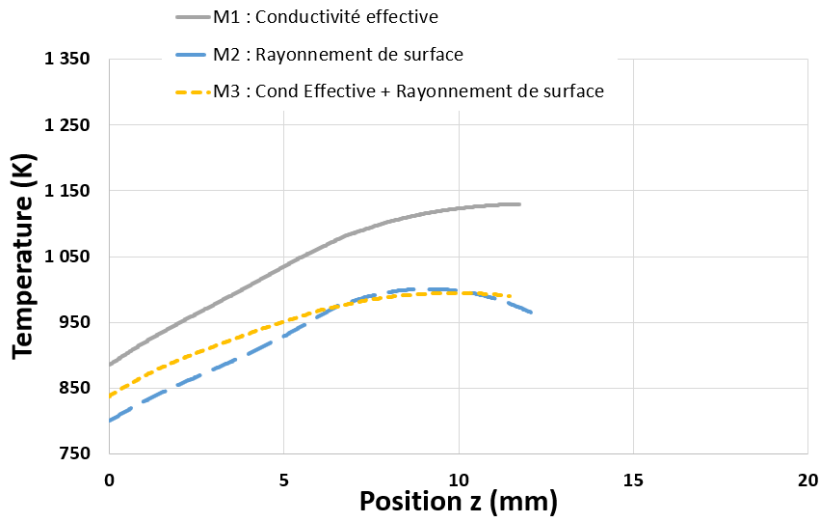
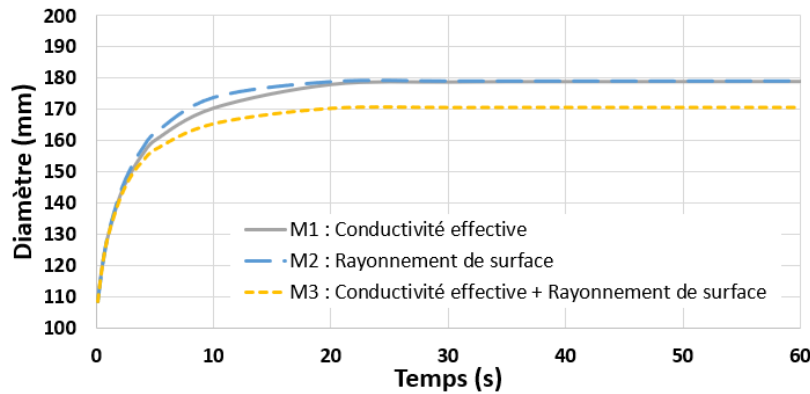
blesses des deux modèles précédents. Cependant, il n'est pas possible à ce jour d'identifier le modèle le plus pertinent car aucun résultat de références n'est défini. Ces résultats pourraient provenir d'essais expérimentaux ou d'un calcul incluant la divergence du flux radiatif $\vec{\nabla}_{\vec{r}} \cdot \vec{q}_{rad}(\vec{r}, T)$ de l'équation (5) calculé à partir de l'équation de transfert radiatif (ETR). Cette résolution numérique complète n'est pas disponible sur Ansys Polyflow actuellement.

La comparaison de la variation de température au niveau de la section 2 (figure 5), confirme la même tendance précédente, avec des effets accentués et donc plus de différence du modèle 1. Ces différences sont dues à l'absence de rayonnement en surface du modèle 1. En effet, la section 2 se trouve à l'extrémité la plus avancée du verre, c-a-d à l'endroit où les points matériels de surface ont subi un maximum d'échanges radiatifs durant la phase d'étalement de la goutte à cause des effets visqueux.

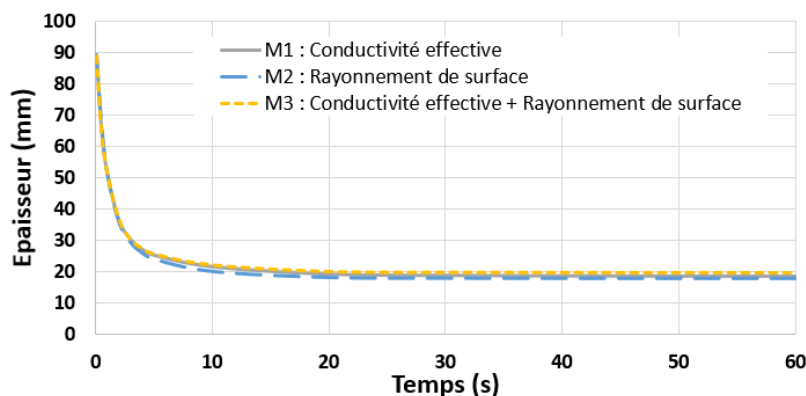
3.2. Étude de sensibilité géométrique

La figure 6 montre les courbes d'évolution du diamètre maximal de la goutte étalée au cours du temps.

On peut observer que le modèle 1 basé sur l'utilisation de la conductivité effective seule génère une goutte de verre d'un diamètre maximal d'environ $179mm$. Avec l'absence d'échanges


 Figure 5 : Variation de la température à l'instant $t = 60s$ dans la section 2

 Figure 6 : Variation du diamètre maximal de la déformée (selon \vec{r}) au cours du temps

radiatifs en surface, la température de la goutte de verre reste élevée et permet un étalement plus important. Le modèle 2 basé sur le rayonnement de surface seul, génère une taille de goutte identique avec un diamètre de près de $179mm$. Le modèle 3 combinant une conductivité effective et un rayonnement de surface présente le diamètre de goutte de plus faible, d'environ $170mm$. Ces résultats sont en accord avec les observations réalisées au niveau des températures. Avec des échanges thermiques plus faible (conductivité effective), les températures sont plus élevées, ainsi, la goutte de verre s'étale plus et donne un diamètre maximal de la déformée plus important.


 Figure 7 : Variation de l'épaisseur maximale de la déformée (selon \vec{z}) au cours du temps

La comparaison de la variation d'épaisseur de la goutte de verre en son centre montre que le modèle 3 combinant une conductivité effective et un rayonnement de surface, donne une épaisseur de verre la plus grande d'environ 40mm. Les deux autres modèles donnent une prédiction d'épaisseur légèrement plus faible d'environ 38mm qui est encore due à une température plus élevée dans le verre qui conduit à un étalement plus important.

4. Conclusion

Cette investigation a permis d'étudier l'impact du modèle de rayonnement sur le comportement du verre à travers une application simple de chute d'une paraison. Trois modèles numériques simples ont été étudiés : un premier modèle basé sur l'utilisation de la conductivité effective, un second modèle dans lequel le rayonnement de surface est adopté et un troisième modèle combinant les deux précédents. Cette étude a montré que l'utilisation d'une conductivité effective combiné à un modèle de rayonnement de surface, semble être le modèle le plus représentatif. En effet, il permet de prendre en compte à la fois le rayonnement de surface mais également une estimation des phénomènes radiatifs au sein du verre à l'aide d'une conductivité effective. De plus, cette méthode a déjà été utilisée par César de Sà dans la simulation de formage de bouteille en verre par le procédé soufflé-soufflé [8]. Les temps de calculs raisonnables sont compatibles avec une utilisation en milieu industriel. Une prochaine étude, incluant des résultats numériques d'une simulation prenant en compte l'ETR et des résultats expérimentaux, permettra de valider ou non les modèles précédents.

Références

- [1] S. Grégoire, Identification du coefficient de transfert de chaleur à l'interface verre/outils de formage et prise en compte dans la modélisation par Eléments Finis des procédés de formage de verre, Thèse de l'Université Polytechnique des Hauts de France, 2006.
- [2] K. Agboka, Développement d'un modèle thermomécanique axisymétrique en milieu semi-transparent avec transfert radiatif : application au fluage et à la trempe des verres, Thèse de l'Université Polytechnique des Hauts de France, 2018.
- [3] J. Barton, C. Guillemet, *Le verre - Science et technologie*, EDP Sciences (2005).
- [4] A. Biosca, Numerical and experimental study of blow and blow for perfume bottles to predict glass thickness and blank mold influence, *International Journal of Applied Glass Science* 10 (4) (2019) 569-583.
- [5] ANSYS Inc., ANSYS Polyflow User's Guide, 2017.
- [6] http://www.verreonline.fr/v_plat/prop_therm1.php (site consulté le 28/09/2020).
- [7] G. Fulcher, Analysis of recent measurements of the viscosity of glasses, *Journal of the American Ceramic Society* 8 (1925) 789-794.
- [8] J. César de Sà, Numerical modelling of glass forming processes, *Engineering Computations* 3 (5) (1986) 266-275.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à l'entreprise Saverglass, qui finance ces travaux de recherches et fournit les données expérimentales permettant d'alimenter les modèles numériques. Les auteurs souhaitent également remercier le Centre National de la Recherche Scientifique, l'institut Carnot ARTS et la région Hauts-de-France qui contribuent à ces travaux de recherche.

Simulation par modèle réduit d'un process thermique complexe mettant en oeuvre diffusion, convection, rayonnement et transport. Application à un four de recuit de bandes métalliques

Simulation by reduced model of a complex thermal process involving diffusion, convection, radiation and transport. Application to an annealing furnace of steel strips

Benjamin GAUME^{1*}, Frédéric JOLY¹, Benjamin BOISSIERE^{2*}, Ghassan GHAZAL^{2*}, Olivier QUEMENER¹

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

² ArcelorMittal, Global Research & Development, Maizières Process Voie Romaine, BP 30320 - F-57283 Maizières-lès-Metz Cedex

*(auteur correspondant : b.gaume@iut.univ-evry.fr)

Résumé - La technique de réduction de modèle par méthode modale de type AROMM (Amalgamated Reduced Order Model Method) permet d'obtenir rapidement l'évolution de la température en fonction du temps en tout point d'une géométrie complexe. On cherche ici à évaluer la pertinence de cette technique dans le cadre de suivi thermique de bandes métalliques dans un four de recuit, caractérisé par des phénomènes couplés de conduction dans les parois, de convection dans plusieurs enceintes fermées, de mouvement de la bande et du rouleau, et de rayonnement entre les différentes surfaces. Une géométrie simplifiée d'une petite partie du four fait l'objet d'une étude numérique, qui permet de comparer cette méthode par rapport à la technique classique éléments finis. Les premiers résultats montrent que le calcul s'effectue 116 fois plus rapidement que la technique classique, pour un écart de température maximum sur la bande de l'ordre de 1,6°C.

Mots-clés : Modèle réduit ; Eléments finis ; Rayonnement thermique ; Transport ; Géométrie coque.

Abstract - The Amalgamated Reduced Order Model Method (AROMM) enables to quickly obtain the time evolution of temperature at any point of a geometry. The purpose of this study is to evaluate the relevance of this technique in the context of thermal monitoring of steel strips in an annealing furnace. Such a problem is characterized by coupled phenomena of conduction in the walls, convection in enclosures, movement of the strip and of the roller, and radiation between the different surfaces. A simplified geometry of a small part of the furnace is the subject of a numerical study, which allows a comparison between the AROMM model and a classical finite element technique. The first results lead to gain of CPU time of the order of 116 compared to a classical technique, for a maximum temperature difference on the band less than 1,6°C.

Keywords: Reduced model; Finite elements; Thermal radiation; Transport; Shell geometry.

Nomenclature

c	Capacité thermique volumique, $J.m^{-3}.K^{-1}$	T	Température, K
e	Épaisseur, m	\bar{T}	Température moyenne d'une surface élémentaire radiative, K
F_{ji}	Facteur de forme	<i>Symboles grecs</i>	
h	Coefficient d'échange, $W.m^{-2}.K^{-1}$	ε	Emissivité
k	Conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$	σ	Constante Stefan-Boltzmann, $W.m^{-2}.K^{-4}$
N_p	Nombre de surfaces élémentaires radiative	δ_{ji}	symbole de kronecker
N_n	Nombre de noeuds du maillage		
\tilde{N}	Nombre de modes		

1. Introduction

De nos jours la puissance et le degré d'ergonomie des outils actuels de simulation permettent facilement leur utilisation par un ingénieur, dans un objectif de dimensionnement et/ou de suivi de process industriels mettant en oeuvre des phénomènes physiques couplés. Cependant le degré de complexité des géométries et de certains phénomènes modélisés peut augmenter de manière préjudiciable les temps de calcul. Une solution est l'utilisation de modèles modaux dont l'avantage est une diminution importante de ces temps CPU, tout en préservant la complexité géométrique. Pour des problèmes thermiques, parmi les différentes techniques existantes, la méthode AROMM (Amalgamated Reduced Order Modal Model) a été développée [1, 2].

L'objectif de cette étude est d'étudier le comportement de ce type de modèles réduits en présence de l'ensemble des ces phénomènes qui interagissent entre eux, avec comme difficulté supplémentaire la prise en compte de plusieurs objets en mouvement dont certains sont dits ouverts (c'est à dire comportant l'entrée et la sortie de matière dans la scène thermique considérée), ainsi que la variation brutale de paramètres au cours du temps. L'application étudiée ici concerne les fours de recuit de bande métalliques, déjà étudiée dans [3, 4], pour lesquels on cherche à déterminer rapidement l'évolution des champs de température dans le four en fonction du temps.

2. Problème physique

Cette étude considère une géométrie simplifiée tridimensionnelle d'une petite partie d'un four (Figure 1), dont le principe est le suivant : entraînée par le rouleau en rotation, la bande métallique pénètre dans le four selon une température fixe connue et est chauffée par rayonnement via de tubes radiants maintenus à haute température, avant de ressortir. Les différentes modes de transferts de chaleurs qui s'appliquent à ce système sont (Fig. 2) :

- la conduction dans le domaine Ω constitué par les différentes éléments
- le rayonnement thermique entre les différentes surfaces Γ de la scène thermique,
- l'échange convectif entre la bande métallique et l'air dans le four,
- le transport de la bande métallique selon une vitesse fixée,
- l'échange thermique avec l'extérieur.

2.1. Modèle de type coque

L'objectif est ici de comparer le modèle de type AROMM (modèle réduit) avec un modèle éléments finis classique (modèle complet), pour une configuration très simplifiée de la réalité. Ainsi, pour tous les éléments de la scène thermique, on se limite à une géométrie de type 2D

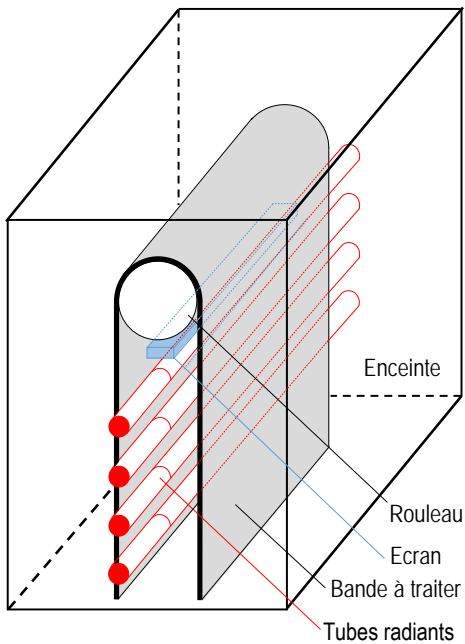


Figure 1 : Géométrie considérée.

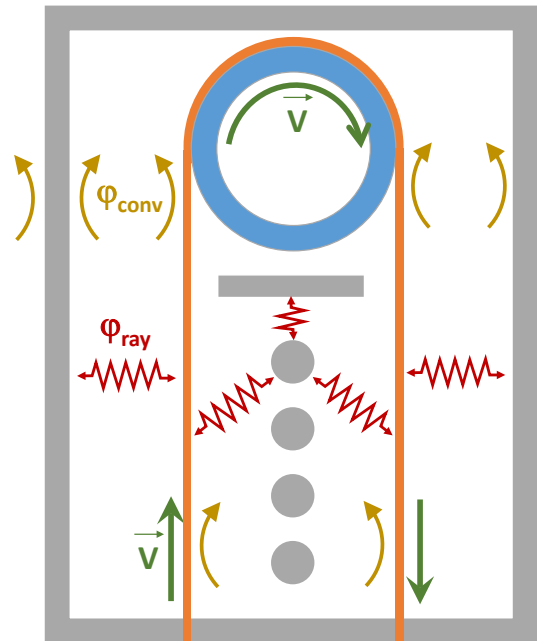


Figure 2 : Les différents modes de transferts thermiques

coque, qui considère des éléments suffisamment minces pour négliger l'évolution de la température dans l'épaisseur des différents éléments du problème considéré. Le champ de température ne dépend que des coordonnées locales du plan Ω , qui correspond à la surface principale du domaine initialement en trois dimensions. Ce plan est donc caractérisé par deux faces $\Omega_{(+)}$ and $\Omega_{(-)}$, de vecteurs normaux unitaires de signes opposés (Fig. 3.b). Les caractéristiques des différents éléments modélisés sont présentées dans le tableau 1.

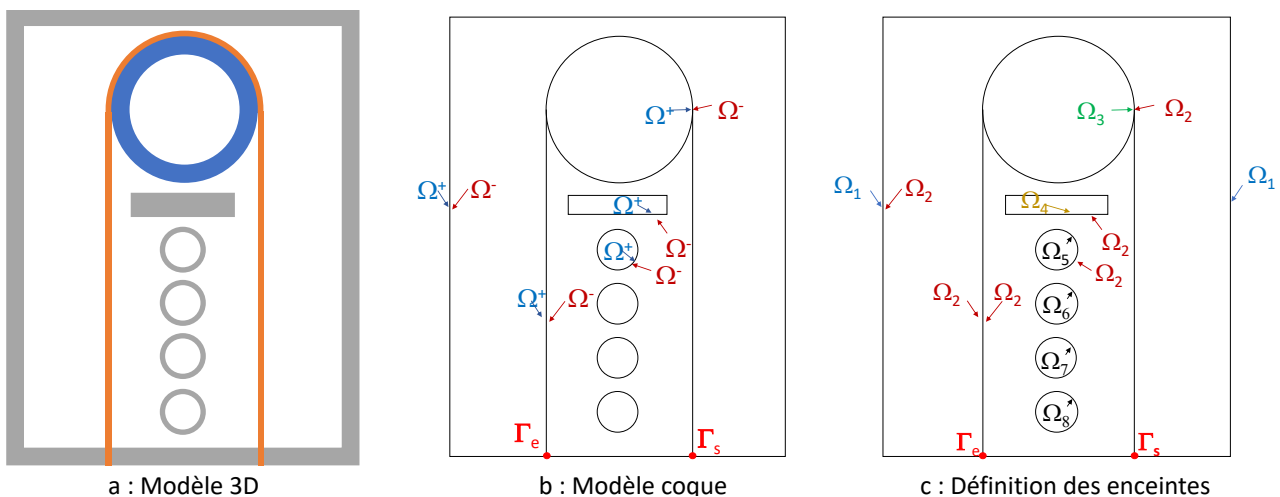


Figure 3 : Passage d'une géométrie 3D à configuration de type coque

2.2. Définition des sollicitations dans les enceintes constituant la scène thermique

Les surfaces $\Omega_{(+)}$ and $\Omega_{(-)}$ peuvent être renommées en fonction de leur position, afin de faire apparaître différentes enceintes fermées (Fig. 3.c). On dénombre ainsi les surfaces suivantes :

- l'extérieur du four Ω_1

- l'intérieur du four Ω_2
- l'intérieur du rouleau Ω_3
- l'intérieur de l'écran thermique Ω_4
- l'intérieur des 4 tubes radiants $\Omega_j, j \in \{5, \dots, 8\}$

Pour l'extérieur Ω_1 et pour chaque enceinte $\Omega_d, d \in \{2, \dots, 8\}$, on définit les différentes sollicitations thermiques de la façon suivante :

$$\varphi = \varphi_{conv} + \varphi_{rad} = h(T_f - T) + \varphi_{rad} \quad (1)$$

Par hypothèse, chaque enceinte est caractérisée par une température de fluide T_{f_i} uniforme. Pour certaines enceintes, cette température est fixée, pour d'autres elle dépend de l'ensemble des températures sur la surface Ω_d :

$$T_{f_d}(T) = \frac{\int_{\Omega_d} h T d\Omega}{\int_{\Omega_d} h d\Omega} \quad (2)$$

Lorsque le rayonnement φ_{rad} est pris en compte, on utilise la méthode des radiosités, qui considère que chaque surface est grise et diffuse et que le fluide est transparent au rayonnement. Cette méthode permet de relier les flux radiatifs moyens $\bar{\varphi}_i$ reçus par les N_p surfaces élémentaires (caractérisées par leurs émissivité ε_i) en fonction de leurs températures moyennes \bar{T}_j :

$$\forall j \in \{1, \dots, N_p\} \quad \sum_{i=1}^{N_p} \left[\frac{\delta_{ji}}{\varepsilon_i} - \left(\frac{1}{\varepsilon_i} - 1 \right) F_{ji} \right] \bar{\varphi}_i = - \sum_{i=1}^{N_p} (\delta_{ji} - F_{ji}) \sigma \bar{T}_i^4, \quad (3)$$

L'inversion de cette relation matricielle, permettra d'exprimer la densité de flux moyenne $\bar{\varphi}_i$ en fonction de \bar{T}_i^4 .

Les différents paramètres de sollicitation choisis sont ainsi les suivants :

- **Surface extérieure au four Ω_1** : Pour tenir compte de la présence d'isolant, on impose un faible coefficient d'échange $h_1 = 0,38 W.m^{-2}.K^{-1}$. La température extérieure est fixe $T_{f_1} = 27^\circ C$. Il n'y a pas de calcul de rayonnement.
- **Surfaces intérieures au four Ω_2** , On impose $h_2 = 5 W.m^{-2}.K^{-1}$, et la température de fluide est couplée (Eq. 2. Le rayonnement est pris en compte (eq. 3).
- **Surface interne du rouleau Ω_3** : Les échanges font l'objet des mêmes considérations que le cas précédent Ω_2 .
- **Ecran radiatif Ω_4** : Celui ci est normalement plein, on calcule alors un coefficient d'échange équivalent au phénomène de conduction thermique dans l'épaisseur réelle de l'écran, $h_3 = 3,57 W.m^{-2}.K^{-1}$, la température du $T_{f_4}(T)$ dépend des parois (eq. 2) et il n'y a pas de calcul de rayonnement.

	Capacité volumique $c [J.m^{-3}.K^{-1}]$	Conductivité $k [W.m^{-1}.K^{-1}]$	Emissivité ε	Epaisseur $e [m]$	Vitesse $V [m.s^{-1}]$
Enceinte	1,28e+5	0,2	0,8	0,001	0
Rouleau seul	4,03e+6	16	0,8	0,015	2
Bande seule	4,03e+6	16	0,25	3e-4	2
Tubes radiants	4,03e+6	16	0,9	0,009	0
Ecran	6,37e+5	0,2	0,8	0,005	0

Tableau 1 : Caractéristiques thermophysiques des différents éléments du four en modèle coque

- **Surfaces des tubes rayonnants** $\Omega_5, \Omega_6, \Omega_7$ et Ω_8 : On impose pour ces surfaces une température égale à la température de fluide interne $T_{f_5} = 900^\circ C$, via un coefficient de convection important $h_5 = 10^6 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$. Il n'y a pas de calcul de rayonnement.

2.3. Prise en compte de l'entrée et la sortie de la bande métallique dans le four

Le terme de déplacement de la bande métallique fait apparaître des conditions spécifiques le long des arrêtes Γ_e et Γ_s qui définissent l'entrée et la sortie du matériau.

- à l'entrée Γ_e , on impose une température $T_f = 27^\circ C$, via un coefficient d'échange important $h = 10^6 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$,
- à la sortie Γ_s , on considère que seul le transfert de chaleur par transport est prédominant, on impose alors une densité de flux de conduction nulle.

2.4. Résistance de contact entre le rouleau en rotation et la bande métallique

Le contact imparfait entre le rouleau en rotation et la bande métallique est modélisé en définissant un faible interstice entre ces deux éléments. Chacun d'entre eux fait alors l'objet d'un découpage en plusieurs zones (figure 4), qui définissent un ensemble de n_{RTC} enceintes, pour lesquelles on considère une température de fluide inconnue qui dépend de la valeur de la températures aux parois, comme présenté dans l'eq. 2. On choisi ici $h_{RTC} = \frac{2}{RTC}$, où $RTC = 2.10^4 \text{ m}^2.\text{K}.\text{W}^{-1}$.

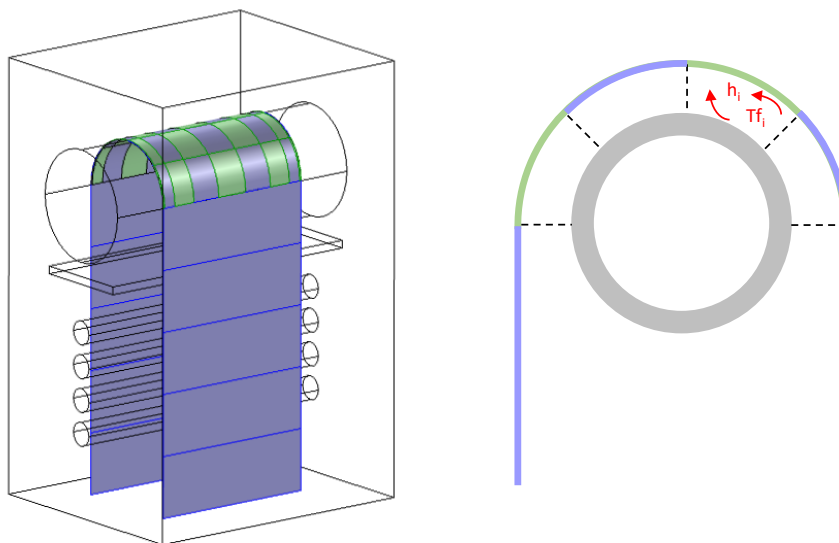


Figure 4 : Prise en compte de la résistance de contact rouleau/bande

2.5. Equation générale du problème

L'ensemble des différents éléments présentés précédemment amène alors à une formulation variationnelle qui s'exprime après discrétisation spatiale sous la forme suivante :

$$\mathbf{C} \frac{d\mathbf{T}}{dt} = [\mathbf{K} + \mathbf{M} + \mathbf{H}] \mathbf{T} + \bar{\mathbf{R}}_{rad} \bar{\mathbf{T}}^4 + \sum_{d=2}^{N_e} \mathbf{U}_{cpl_d} T_{f_d} + \mathbf{U}_1 + \mathbf{U}_{\Gamma_e} \quad (4)$$

Les différents termes sont les suivants :

- Le vecteur \mathbf{T} [$N_n \times 1$] contient les températures aux différents noeuds du maillage.

- \mathbf{C} , \mathbf{K} , \mathbf{M} , et \mathbf{H} [$N_n \times N_n$] sont des matrices creuses symétriques qui correspondent respectivement aux termes d'inertie, de conductivité, de transport, et de convection.
- La matrice \mathbf{R}_{rad} [$N_n \times N_p$] synthétise les échanges radiatifs entre l'ensemble des N_p surfaces élémentaires de la scène thermique par application de la méthode des radiosités.
- Les vecteurs \mathbf{U}_{cpl_d} [$N_n \times 1$] correspondent aux sollicitations liées aux $7+n_{RTC}$ enceintes définies précédemment (de Ω_2 à $\Omega_{8+n_{RTC}}$). Elles dépendent des températures des fluides internes, qui lorsqu'elles sont inconnues, s'expriment d'après l'eq. 2 discrétisée :

$$T_{fd} = \mathbf{D}_d \mathbf{T} \quad (5)$$

- Les vecteur \mathbf{U}_1 et \mathbf{U}_{Γ_e} [$N_n \times 1$] correspondent respectivement aux termes de température imposée à l'extérieur du four et à l'entrée du rouleau dans le four.

Cette équation qui définit le problème complet est caractérisée par un nombre de degrés de liberté $N_n \approx 10\,000$, ainsi qu'un nombre de surfaces élémentaires radiatives $N_p \approx 31\,000$. Sur la bande, la taille d'une maille est de l'ordre de 1 mm .

3. Modèle réduit modal

la technique AROMM est basée sur le calcul d'un nombre réduit \tilde{N} de modes propres \tilde{V}_i qui permettent de reconstituer le champs de température pour le problème considéré :

$$T(M, t) \approx \tilde{T}(M, t) = \sum_{i=1}^{\tilde{N}} \tilde{x}_i(t) \tilde{V}_i(M). \quad (6)$$

La spécificité de la technique AROMM est liée au calcul préliminaire des modes propres \tilde{V}_i , obtenus par la résolution d'un problème aux valeur propres dits de Branche associé au problème physique, puis réduction par amalgame [1]. Les états d'excitation $\tilde{x}_i(t)$ deviennent alors les inconnus du problème. La projection du problème complet eq. 4 sur la base réduite définie par ces vecteur propres \tilde{V}_i amène le modèle réduit modal suivant :

$$\tilde{\mathbf{V}}^T \mathbf{C} \tilde{\mathbf{V}} \frac{d\tilde{\mathbf{X}}}{dt} = \tilde{\mathbf{V}}^T \left[\mathbf{K} + \mathbf{M} + \mathbf{H} + \sum_{d=1}^{N_e} \mathbf{D}_d \mathbf{U}_{cpl_d} \right] \tilde{\mathbf{V}} \tilde{\mathbf{X}} + \tilde{\mathbf{V}}^T (\mathbf{U}_1 + \mathbf{U}_{\Gamma_e}) + \tilde{\mathbf{V}}^T \mathbf{R}_{rad} \bar{\mathbf{T}}^4 \quad (7)$$

où $\tilde{\mathbf{V}}$ [$\tilde{N} \times \tilde{N}$] est la matrice contenant les \tilde{N} vecteur propres \tilde{V}_i , où les états \tilde{x}_i sont rassemblés dans le vecteur $\tilde{\mathbf{X}}$, et où la température moyenne des surfaces élémentaires peut s'exprimer à partir des états d'excitation :

$$\bar{\mathbf{T}} = \mathbf{U}_R \tilde{\mathbf{V}} \tilde{\mathbf{X}} \quad (8)$$

Cette relation matricielle est caractérisée par une taille réduite [$\tilde{N} \times \tilde{N}$], qui permet une résolution rapide. Notons cependant que le terme de rayonnement va ralentir la résolution. On se limite pour la suite de l'étude à un modèle réduit d'ordre $\tilde{N} = 100$, qui correspond à un optimum entre le gain en temps calcul et la précision obtenue.

4. Résultats

Les premiers essais modélisent le démarrage du chauffage du four sur une durée de $4\,000\text{ s}$, à partir d'une température initiale $T_{(t=0)} = 27^\circ\text{C}$, avec une température des tubes radiants fixée à $T_{f_5} = 900^\circ\text{C}$. On impose une variation brutale de vitesse de défilement de la bande (et donc

de rotation du rouleau), qui initialement fixée à $V = 2\text{ m.s}^{-1}$, passe au temps $t = 3600\text{ s}$ à $V = 2,5\text{ m.s}^{-1}$. La figure 5 présente d'une part le champs de température au temps $t = 3770\text{ s}$, qui correspond au temps où l'écart entre modèle réduit et modèle complet est maximum. Deux échelles sont représentées, d'un coté l'ensemble de la scène thermique, et de l'autre la bande métallique uniquement. On note une variation de température entre les bords et le centre de la bande. Elle est liée notamment à l'action du rouleau qui est à la fois chauffé en ses extrémités par les parois internes chaudes du four, et refroidi par la bande en mouvement. Les écarts entre modèle réduit et modèle complet sont également représentées sur cette figure. (scène complète ou bande métallique seule). On note ainsi un bon comportement global de l'ensemble de la scène

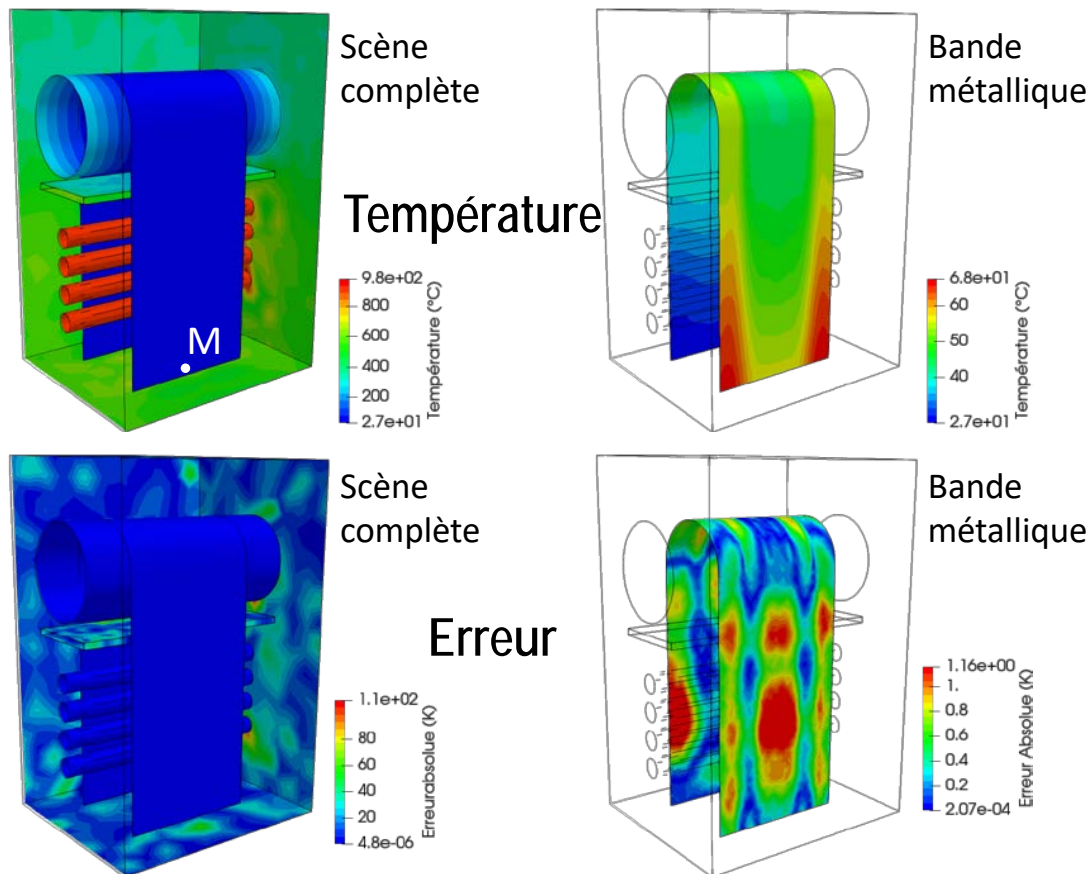


Figure 5 : Champ de température et écart entre modèle réduit et modèle complet au temps où cette dernière est maximale $t = 3770\text{ s}$

thermique, avec un écart maximum situé au niveau de l'écran thermique de 12,6 % par rapport à l'amplitude maximum subie par l'ensemble de la scène thermique de 873°C . Cette erreur est très localisée puisque l'écart moyen sur tout le domaine et pendant la durée du processus ne dépasse pas 1 %. Si on se focalise sur la bande métallique en mouvement, les résultats sont meilleurs, avec un écart maximum qui ne dépasse pas $1,6^{\circ}\text{C}$ soit 3,3 % par rapport à son amplitude. La figure 6 permet de se focaliser sur l'évolution de la température au point M (représenté sur la figure 5). On note ainsi une très bonne capacité du modèle réduit à suivre la variation de vitesse qui apparait au temps 3600 s et qui entraîne alors une baisse de température par rapport au régime stabilisée atteint avec la vitesse initiale.

Un dernier essais est effectué en imposant cette fois une modification d'épaisseur, multipliée par deux par rapport à sa valeur initiale, toujours au temps $t = 3600\text{ s}$. Là encore le suivi de l'évolution de la température au point M (figure 7) montre la précision obtenue avec ce modèle réduit de 100 modes. En termes de temps calcul, une telle résolution par modèle réduit s'effectue

en 36 s, soit un calcul 116 fois plus rapide que celui effectué pour un modèle complet.

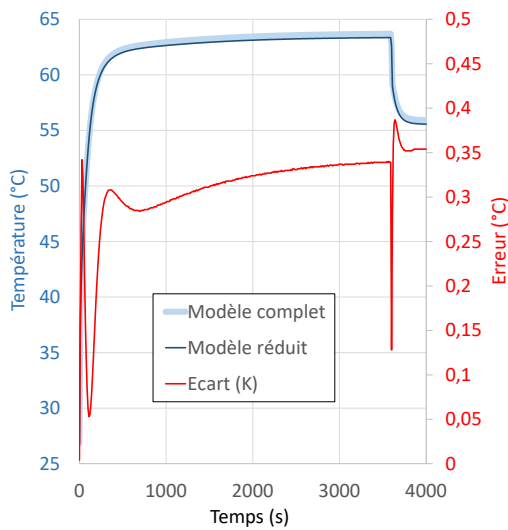


Figure 6 : *Changement de vitesse de défilement : Evolution de température au point M*

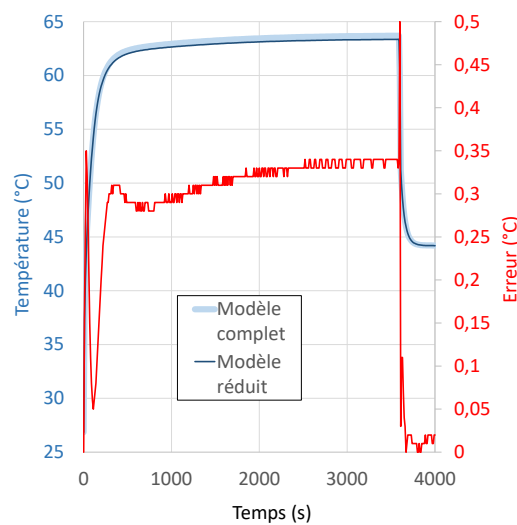


Figure 7 : *Changement d'épaisseur de bande : Evolution de température au point M*

5. Conclusion

Cette étude avait pour but de tester la capacité d'un modèle réduit de type AROMM à reconstruire rapidement une évolution de température gouvernée par un ensemble de phénomènes thermiques couplés entre eux, tels que la diffusion, la convection, le rayonnement et le transport. Dans cette application de four de traitement thermique de bandes métalliques, nous avons de plus imposé des changements de paramètres (vitesse de défilement, épaisseur de bande), susceptibles d'apparaître en cas de changement de bande qui s'effectue en continu durant le processus. Les résultats obtenus montrent ainsi l'efficacité de la technique, à la fois en termes de précision et de vitesse de calcul. Cette première étude, très prometteuse, montrent ainsi l'intérêt de mettre en place une modélisation de type AROMM plus complète, alliant géométries tridimensionnelles et de type coque, et appliquée à un four complet.

Références

- [1] S. Carmona, Y. Rouizi, O. Quéméner, F. Joly, A. Neveu, Estimation of heat flux by using reduced model and the adjoint method. application to a brake disc rotating, IJTS 131 (2018) 94 – 104. doi:<https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2018.04.036>.
- [2] B. Gaume, F. Joly, O. Quéméner, Modal reduction for a problem of heat transfer with radiation in an enclosure, IJHMT 141 (2019) 779 – 788. doi:<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.07.039>.
- [3] M. Niederer, S. Strommer, A. Steinboeck, A. Kugi, A simple control-oriented model of an indirect-fired strip annealing furnace, International Journal of Heat and Mass Transfer 78 (2014) 557–570. doi:<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2014.06.080>.
- [4] S. Strommer, M. Niederer, A. Steinboeck, A. Kugi, Hierarchical nonlinear optimization-based controller of a continuous strip annealing furnace, Control Engineering Practice 73 (2018) 40–55. doi:<https://doi.org/10.1016/j.conengprac.2017.12.005>.

Thermal Characterization of Insulated Wires and Coils for High-temperature Application

Pin CHEN^{1,2*}, Souad HARMAND¹, Ali RIAHI^{1,2}, Safouene OUENZERFI¹, Gabriel VELU², Raphaël ROMARY²

¹Laboratoire d'Automatique, de Mécanique et d'Informatique Industrielles et Humaines (LAMIH-UMR CNRS 8201)

Université Polytechnique Hauts-de-France – 59313 Valenciennes

²Laboratoire Systèmes Electrotechniques et Environnement

Faculté des Sciences Appliquées, Technoparc Futura, Université d'Artois – 62400 Béthune

*(auteur correspondant : Pin.Chen@uphf.fr)

Abstract- With potential application for high-temperature electrical machine, resistive heating of ceramic insulated and mica-glass fiber tape wrapped nickel plated copper wires as well as four coils wound by these two insulated wires (two with extra cement impregnation) was investigated under infrared camera in present study. Compared with uninsulated nickel plated copper wire, two insulation methods can effectively reduce surface temperature. However, the assemblage of wires is unfavorable for heat dissipation and surface temperature increases significantly by comparing to single wire. Cement impregnation can considerably reduce surface temperature and responses slowly to heating power change.

Keywords: infrared technique; thermal insulation; high temperature; inorganic material; cement impregnation.

Nomenclature

A heat exchange surface

C_p specific heat capacity

D diameter

g gravity acceleration

Gr Grashof number

h natural convection coefficient

I electric current

k thermal conductivity

Nu Nusselt number

P heating power

Pr Prandtl number

Q heat flux

Ra Rayleigh number

R_{th} thermal resistance

T temperature

U electric tension

Greek symbols

β volume expansion coefficient

ε emissivity

ρ density

ΔT temperature difference

μ dynamic viscosity

σ Stefan-Boltzmann constant

1. Introduction

Electrical machines have been more and more frequently applied at high temperature and high voltage working conditions, for example applications in aerospace aircrafts [1], nuclear reactors [2] and geothermal systems [3]. In these fields, temperature rating up to 500 °C is an important challenge for thermal insulation of electrical windings. Common organic insulation materials cannot withstand temperature level more than 300 °C for long time with consequence of accelerated aging and metal oxidation. With high thermal resistance, inorganic composite materials are potential replacements for winding insulations of electrical machines at high temperature.

In this study, two types of inorganic materials are used for manufactures of high-temperature insulated wires: ceramic composite or more exactly a glass ceramic with several types of metal oxides constituting it and inorganic fiber tape. Ceramic insulated wire shows high temperature resistance but low bend radius which increases difficulty in conventional coil winding. The other inorganic insulated wire is mica-glass tape wound wire, which can be fabricated for coils by conventional winding method due to higher flexibility than ceramic insulated wire. However, the disadvantage of mica-glass tape wound wire is the large thickness of tape (about 200µm) which will create challenges for the miniature of electrical equipment. The conductor materials for two inorganic insulated wires are nickel plated copper. Copper is a good thermal and electric conductor and nickel layer was applied to prevent metal oxidation and ion diffusion between copper and insulation material. According to the research of D. Cozonc *et al.* [4], ceramic insulated wire shows lower partial discharge inception voltage than organic material, but it still satisfies the manufacturing of high-temperature electrical winding. The reason is that building defects (cracks and pores) of ceramic layer will become tiny channels for short circuit under high voltage. V. Iosif *et al.* tested ceramic insulated wire wound coils with very short term voltage spikes as high as 3.8 kV, but any partial discharge can be detected [5]. L. Fang *et al.* measured partial discharge inception voltage and breakdown voltage of ceramic insulated wire and mica-glass tape wound wire at low pressure for the sake of space environment simulation [6]. Ceramic insulated wire reveals low breakdown voltage but high thermal stability after high-temperature heating of 14 days. For mica-glass tape wound wire, breakdown voltage measurement is considerably deviated from standard value due to irregularly tape surface. Moreover, its dielectric performance is deteriorated with appearance of partial discharge after short term high-temperature heating.

All aforementioned studies were focused on dielectric characteristics of inorganic insulated wires. However, thermal characteristics of these wires have not been investigated, which is beneficial for cooling system optimization of electrical machines. In present study, thermal performances of ceramic insulated wire and mica-glass tape wound wire by resistive heating were investigated under infrared camera. Additionally, surface temperature evolutions of four types of coils, among which two have cement impregnation, were presented.

2. Experimental setup

The candidate wires with inorganic insulation are nickel plated copper wires with ceramic insulation and mica-glass tape, whose experimental results are compared with wire without any thermal insulation. Dimensions and properties of three wires are listed in Table 1 and 2 respectively. These two insulated wires are used to wind four type electrical coils. Among them, two coils are fabricated only by insulated wires and two coils have cement impregnation between wires. As good thermal conductor and flexible material, cement impregnation can dissipate heat from wires quickly and tolerate thermal expansion. For testing thermal characteristics of inorganic insulated

wires and coils, an infrared camera (FLIR X6580SC, 640×512 pixels, 200Hz, $15 \mu\text{m}$ detector pitch) is utilized to measure surface temperature. The incertitude of temperature measurement is $\pm 1 \text{ }^\circ\text{C}$ and the maximum is $300 \text{ }^\circ\text{C}$. Candidate wires and coils are connected to a power supply which can provide heating power as much as 600 W. The measuring areas on surfaces of wires or coils are painted to become black, which are approximately considered as black bodies and then enable the calibrated infrared camera to guess the true surface temperature. Also a voltmeter is used to measure voltage applied on wires or coils and then applied heating power can be calculated. The environmental temperature is controlled at $23 \text{ }^\circ\text{C}$ by air conditioner. Each test is repeated for at least three times in order to guarantee repeatability.

Wire	Diameter D m	Heat exchange surface A m^2
Nickel plated copper	4.65×10^{-4}	5.551×10^{-4}
Ceramic	5.13×10^{-4}	6.122×10^{-4}
Mica-glass	6.86×10^{-4}	8.189×10^{-4}

Table 1: Sizes of testing wires

Material	Density ρ $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	Thermal conductivity k $\text{W}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$	Specific heat capacity C_p $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	Emissivity ε
Copper	8930	400	385	-
Nickel	9800	90.7	445	0.68
Ceramic	2510	1.5	900	0.77
Mica-glass	2882	3.5	866	0.71

Table 2: Physical and thermal properties of materials

3. Experimental results and discussions

3.1 Inorganic insulated wires

In this section, three candidate wires have the same length of 0.38 m and they were heated up gradually until maximum power of about 15 W. Surface temperature of each wire is the average value of measure area and an interval of 2 minutes under infrared camera when electric wire is at steady state. Figure 1 displays the relationship between heating power and surface temperature for three candidate wires. For all the wires, surface temperature increases linearly with augmentation of applied power. The formulas of fitting lines between surface temperature (T) and heating power (P) for mica-glass tape wound wire, ceramic insulated wire and nickel plated copper wire are $T = 16.239 P + 24.573$, $T = 16.557 P + 21.491$ and $T = 17.369 P + 22.209$ respectively. With same power supply, surface temperature of nickel plated copper wire will arrive at the highest level while that of wire insulated by mica-glass tape will be the lowest. However, during this heating power range, the difference of surface temperature is not significant between wires with thermal insulation. According to Table 2, nickel and copper have higher thermal conductivity and lower specific heat capacity than inorganic insulation materials. Therefore, heat can be conducted through these metals swiftly and self-temperature can be heated up more easily than inorganic insulation materials.

Figure 2 shows convective part and radiative part of total heat dissipation on wire surface as a function of heating power. Evidently, the most part of heat is removed by natural convection and

convective heat flux increases linearly with heating power. Radiative heat flux takes small portion of total heat dissipation, but it increases exponentially with heating power. Consequently, radiation will be very important at high temperature, which is an inevitable challenge for the design of high-temperature electrical machine. For dissipating same quantity of heat, the proportion of natural convection is the highest for nickel plated wire while the lowest for mica-glass tape wound wire. Accordingly, radiative proportion is in completely inverse situation.

In addition to experiments, theoretical calculation and numerical simulation were also used to analyze thermal characteristics of three candidate wires. When the heat transfer of an electrical wire is at steady state, heat flux goes through different materials from core to external surface of wire by thermal conduction. Then heat is dissipated by thermal convection and radiation on wire surface.

a) Heating power:

$$Q = UI \quad (1)$$

Q is heat flux, U is electric tension, I is electric current.

b) Thermal conduction from core to external surface of wire:

$$Q = Q_{cond} = \frac{T_0 - T_1}{R_{th}} \quad (2)$$

T_0 is temperature at center of wire, T_1 is surface temperature of wire, R_{th} is global thermal resistance from center to external surface of wire.

c) Thermal convection and radiation on wire surface:

$$Q = Q_{conv} + Q_r = hA(T_1 - T_{air}) + \sigma \varepsilon A(T_1^4 - T_{air}^4) \quad (3)$$

A is heat exchange surface, T_{air} is air temperature, σ is Stefan-Boltzmann constant, ε is emissivity, h is natural convection coefficient which is calculated by following equations:

$$h = \frac{Nu \cdot k}{D} \quad (4)$$

$$Nu = \left\{ 0.6 + \frac{0.387 Ra^{1/6}}{[1 + (\frac{0.559}{Pr})^{9/16}]^{8/27}} \right\}^2 [7] \quad (5)$$

$$Pr = \frac{\mu \cdot Cp}{k} \quad (6)$$

$$Gr = \frac{D^3 \rho^2 g \Delta T \beta}{\mu^2} \quad (7)$$

for $Ra < 10^{12}$,

$$Ra = Pr \cdot Gr \quad (8)$$

where k is thermal conductivity of air, D is wire external diameter, Nu is Nusselt number, Ra is Rayleigh number, Pr is Prandtl number, Gr is Grashof number, μ is dynamic viscosity of air, Cp is heat capacity of air, ρ is density of air, g is acceleration due to gravity, ΔT is temperature difference between wire surface and air, β is volume expansion coefficient of air.

According to equation 1~8, surface temperature and convective heat transfer coefficient of each wire were calculated. At the same time, COMSOL Multiphysics® with heat transfer module was used to simulate heat dissipation process of each candidate. Figure 3 represents calculation and simulation results. Same as experiments, nickel plated copper wire shows the highest surface temperature, while the mica-glass insulated one has the lowest surface temperature for both theoretical calculation and numerical simulation. And the values of surface temperature estimated by theoretical analysis and simulation agree well with experimental results. Thus the theoretical equations can give some clues for the reason why the surface temperature of nickel plated copper wire is always the highest. Refer to equation 3, the coefficients hA and $\sigma \varepsilon A$, which influence on

heat flux convective and radiative respectively, are the highest for wire with mica-glass tape and lowest for nickel plated copper wire on basis of theoretical calculation. Mica-glass tape wound wire has larger surface area and higher emissivity than nickel plated copper wire. Thus with assumption of same surface temperature or same temperature difference between surface and air, heat flux dissipated on surface of nickel plated copper wire is lower than that on mica-glass insulated wire surface. If it needs to remove same quantity of heat flux, nickel plated copper wire must have higher surface temperature or higher temperature difference between surface and air, which is in correspondence with research observations.

3.2 Inorganic insulated coils

In the second part of study, four types of inorganic insulated coils (two made from ceramic insulated wire, two wound by mica-glass tape, among which two coils have extra cement impregnation) were investigated under infrared camera. Figure 4 shows the temperature distribution of coil made from ceramic insulated wire. The surface temperature is measured at three different points of wire in order to verify temperature distribution homogeneity and the value is the average measurement for 2 minutes.

Surface temperatures of coils were measured at different heating power and temperature evolutions at measuring point 1 are represented in Figure 5. With same power supply, the temperatures of coils made from inorganic insulated wires are higher than the ones with cement impregnation. The coil of ceramic insulated wire possesses the highest surface temperature while the one of mica-glass tape wound wire is less hot, which agrees with investigations in first section of study. The two coils with cement impregnation show lower surface temperature and not large temperature difference between them due to more efficient heat dissipation by impregnation material. By comparing surface temperature measurements at three measuring points, surface temperatures of two coils with cement impregnation are very close. However, the temperature of point 3 is much lower than that of two other points for two cases without impregnation. The reason is that at point 3, the bunch of wires is looser with more space between wires, which is beneficial for heat dissipation.

When gradually heating these inorganic insulated coils, temperature of ceramic insulated one without impregnation increases faster than other coils (Figure 6.a). Surface temperatures of coils with impregnation increase more moderately and take more time to arrive at stable level. When suddenly stopping the heating, surface temperature of mica-glass tape wound coil without impregnation goes down the fastest among testing coils (Figure 6.b). This is because the wires wound by mica-glass tape have a larger diameter as well as exchange surface, so that heat can be removed more quickly. Temperatures of coils with impregnation rise and fall more slowly than cases without impregnation. Although impregnation material has relative high thermal conductivity, the volume of cement impregnation is exceedingly larger than ceramic insulation or mica-glass tape. With same quantity of heat flux, it takes more time to heat up cement impregnation by comparing with warm-up of very thin inorganic insulation layer. Similarly, for natural cooling of coils, the amount of heat stored in cement impregnation is considerably more than that in inorganic insulation material. Therefore, it needs more time to be dissipated in the air and surface temperature reduces to environmental level.

Figure 7 shows comparisons of surface temperatures between inorganic insulated wires and their winding coils as a function of current. Surface temperature of coil is found to be greatly higher than that of single wire with same current for both types of wire. This can be explained by that

the assemblage of wires reduces the space between wires, which deteriorates natural convection and increases surface temperature.

4. Conclusions

For electric wire tests, by comparing to nickel plated copper wire without thermal insulation we can conclude that inorganic insulation materials (ceramic and mica-glass tape) can effectively reduce surface temperature. Also, results of theoretical calculation and numerical simulation are similar to experimental observations. At experimental temperature range from ambient temperature to 300 °C, the main way of heat transfer on wire surface is natural convection. But the proportion of heat dissipated by radiation increases exponentially with heating power, which will be an important problem for application at very high temperature.

For electric coil tests, surface temperatures of coils fabricated by two inorganic insulated wires are significantly higher than the cases of single wire. In fact, less space between wires of coil leads to heat dissipation deterioration. The other two coils with cement impregnation show better heat transfer performance as well as lower surface temperature. Moreover, when suddenly starting or stopping the heating, surface temperature changes of coils with impregnation are more modest than cases without insulation due to heat storage effect of impregnation material.

References

- [1] B. Sarlioglu, C.T. Morris, More electric aircraft: Review, challenges, and opportunities for commercial transport aircraft, *IEEE transactions on Transportation Electrification*, 1.1(2015), 54-64.
- [2] S. Jumonji, J. Senoo, K. Ueda, S. Chabata, S. Amano, A. Ono, Super heat resistant ceramic insulated wire, *Proceedings: Electrical Electronics Insulation Conference and Electrical Manufacturing & Coil Winding Conference. IEEE.* (Chicago, 18th-21th september, 1995), 557-563.
- [3] M. Hooker, C. Hazelton, K. Kano, M. Tupper, S. Breit, High-temperature electrical insulation for egs downhole equipment, *Thirty-Fifth Workshop on Geothermal Reservoir Engineering.* (Stanford, 1th-3th february, 2010), 20.
- [4] D. Cozonac, S. Babicz, S. Ait-Amar-Djennad, G. Velu, A. Cavalini, P. Wang, Study on ceramic insulation wires for motor windings at high-temperature, *2014 IEEE Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena (CEIDP). IEEE.* (Des Moines, 19th-22th October, 2014), 172-175.
- [5] V. Iosif, D. Roger, S. Duchesne, D. Malec, An insulation solution for coils of high temperature motors (500° C), *2016 IEEE International Conference on Dielectrics (ICD). IEEE.* (Montpellier, 3th-7th july, 2016), vol 1, 297-300.
- [6] L. Fang, I. Cotton, Z.J. Wang, R. Freer, Insulation performance evaluation of high temperature wire candidates for aerospace electrical machine winding application, *2013 IEEE Electrical Insulation Conference (EIC). IEEE.* (Ottawa, 2th-5th june, 2013), 253-256.
- [7] S.W. Churchill, H.H.S. Chu, Correlating equations for laminar and turbulent free convection from a horizontal cylinder, *International journal of heat and mass transfer*, 18(9) (1975), 1049-1053.

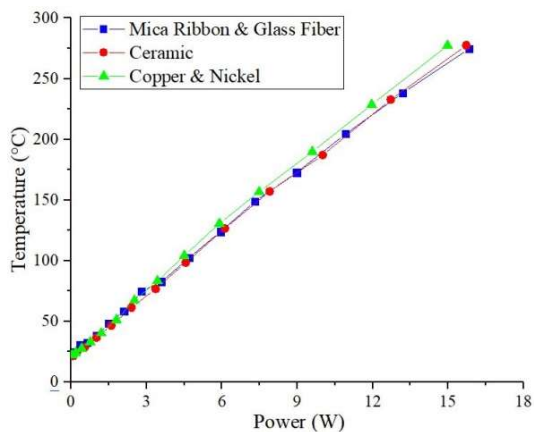


Figure 1: Evolutions of surface temperature of three testing wires as a function of heating power

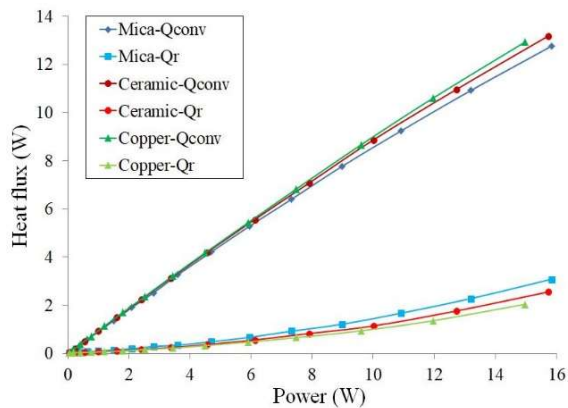
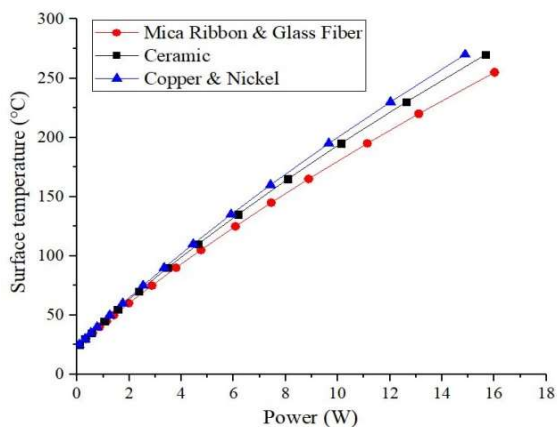
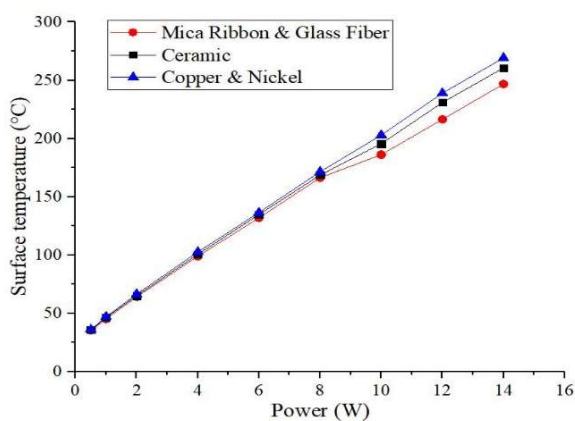


Figure 2: Evolutions of heat transfer by convection and by radiation for three testing wires as a function of heating power



(1) Calculation



(2) Simulation

Figure 3: Surface temperature of three testing wires obtained by (1) theoretical calculation and (2) numerical simulation as a function of heating power

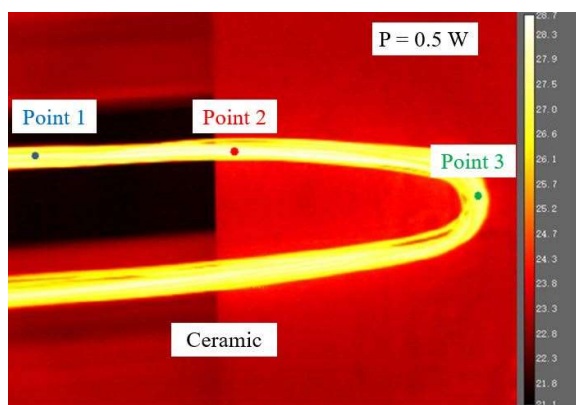


Figure 4: Thermal mapping of electric coil made from ceramic insulated wire

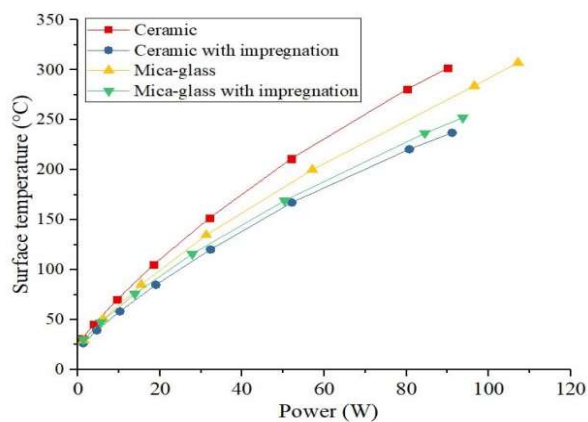


Figure 5: Evolutions of surface temperature of four inorganic insulated coils as a function of heating power at measure point 1

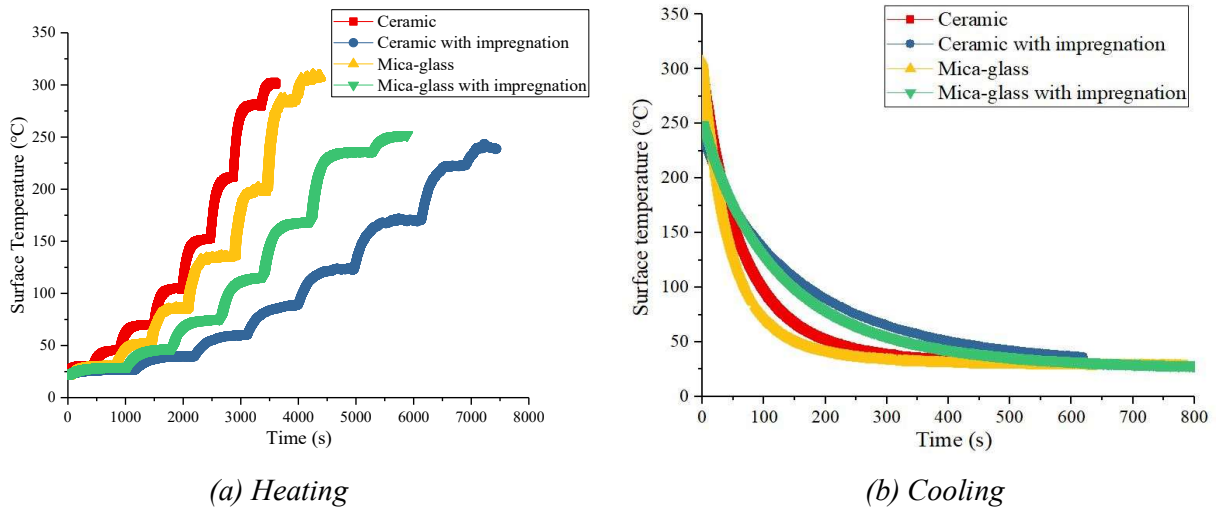


Figure 6: Surface temperature evolutions when (a) heating and (b) cooling by natural convection at point 1

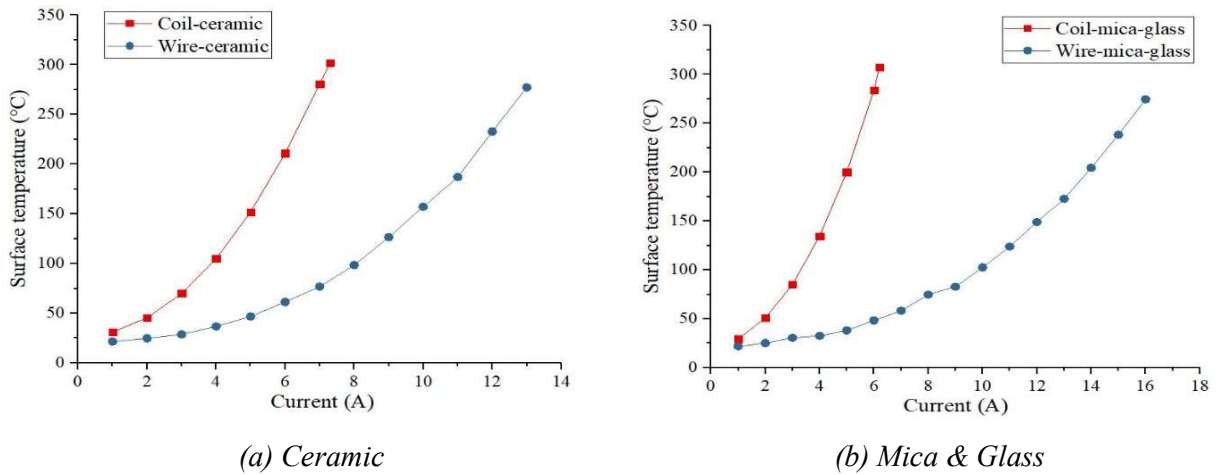


Figure 7: Surface temperature comparisons between electric wire and coil as a function of current

Acknowledgements

This work has been achieved within the framework of CE2I project (Convertisseur d'Énergie Intégré Intelligent). CE2I is co-financed by European Union with the financial support of European Regional Development Fund (ERDF), French State and the French Region of Hauts-de-France.

La réfrigération magnétocalorique au défi du réchauffement climatique.

Thierry de LAROCHELAMBERT^{1*}, Antony PLAÏT¹, Stefan GIURGEA², Yannick BAILLY¹, Jean-Claude ROY¹, David RAMEL¹, Laurent GIRARDOT¹, Raynal GLISES¹, Thierry BARRIERE¹, Laurent HIRSINGER¹, Mickaël PERRIN¹, Ali ISMAIL¹, Alexandre MEUNIER³, Tianjiao LI³, Frédéric DUBAS¹, Julien EUSTACHE¹

¹Institut FEMTO-ST, Univ. Bourgogne Franche-Comté, CNRS, Belfort, France

²Institut FEMTO-ST, Univ. Bourgogne Franche-Comté, UTBM, CNRS, Belfort, France

³NextPac Sarl, Seingbouse, France

*(auteur correspondant : thierry.larochelambert@femto-st.fr)

Résumé – La part de la consommation d'énergie finale et des émissions de gaz à effet de serre (GES) dues aux applications domestiques et industrielles liées à la réfrigération et à la climatisation, ne cesse de croître à travers le monde et risque d'augmenter rapidement du fait du réchauffement climatique en cours qu'elles contribuent à accélérer si les politiques de sobriété et d'efficacité restent insuffisantes.

Au cours des vingt dernières années, de nombreuses recherches ont été menées dans le monde pour développer des technologies de réfrigération magnétocalorique prometteuses car plus efficaces et sans émissions de GES. Elles ont permis de bien comprendre les mécanismes de l'effet magnétocalorique (EMC) présentés par de nombreux matériaux, de fabriquer de nouveaux alliages susceptibles d'une utilisation massive pour la réfrigération et la climatisation au cours des prochaines années. Cependant, certains verrous scientifiques et techniques doivent encore être levés avant d'aboutir à des dispositifs magnétocaloriques suffisamment performants pour atteindre le stade industriel et devenir concurrentiels vis-à-vis des technologies classiques de réfrigération à compression de vapeur.

Après une synthèse des récents progrès dans l'élaboration des matériaux et la mise au point de prototypes pour le froid et le chauffage magnétocaloriques, cet article présente les défis scientifiques propres à ces machines et leurs solutions possibles. Les travaux menés au Dp¹ Énergie de l'Institut FEMTO-ST s'inscrivent dans cette stratégie et sont décrits en vue de souligner l'importance d'une conception optimisée des régénérateurs magnétocaloriques au cœur de ces machines.

Un de ces axes de recherche porte sur la meilleure connaissance des échanges thermiques entre les plaques de matériaux des régénérateurs magnétocaloriques et l'écoulement alterné de fréquences plus élevées que celles habituellement utilisées dans les dispositifs actuels. Les calculs analytiques menés au Dp¹ Énergie montrent que l'intensification de ces échanges thermiques se produit au-delà d'un seuil critique Re_{oc} du nombre adimensionnel de Womersley, caractérisant l'apparition de l'effet annulaire induit dans ces écoulements, conformément à l'analyse d'échelle de leurs équations en lien avec le nombre de Prandtl Pr du fluide utilisé.

L'utilisation de régénérateurs magnétocaloriques à couches de matériaux magnétocaloriques de températures de Curie étagées croissantes est un autre axe de recherche. Les simulations numériques de ces régénérateurs démontrent l'augmentation de l'écart de température lors des cycles actifs de réfrigération magnétique appliqués à ces régénérateurs. D'autres travaux en cours d'étude peuvent conduire aux ruptures technologiques recherchées permettant d'atteindre l'efficacité et les baisses de coûts indispensables à la commercialisation des futures machines magnétocaloriques.

Mots-clés : magnétocalorique, réfrigération, régénérateurs, efficacité, matériaux magnétocaloriques, optimisation, échangeur, transfert thermique.

Nomenclature

A_0	fluide balayé/contenu du régénérateur	L	longueur régénérateur, m
B	induction magnétique, T	M	aimantation, A m ⁻¹
c	capacité thermique massique, J kg ⁻¹ K ⁻¹	Nu	nombre de Nusselt efficace
f	fréquence, Hz	NUT	nombre d'unités de transfert
H	excitation magnétique, A m ⁻¹	P_f	puissance froide, W
k	conductivité thermique, W m ⁻¹ K ⁻¹	Pr	nombre de Prandtl

\dot{q}_m	puissance volumique, W m^{-3}	x	position axiale, m
r	position transversale, m	<i>Symboles grecs</i>	
Re_ω	nombre de Womersley, $\frac{1}{2} d_h (\omega/\nu)^{1/2}$	ΔT_{HC}	différence de température $T_{chaud} - T_{froid}$
S	entropie volumique, $\text{J K}^{-1} \text{m}^{-3}$	μ_0	perméabilité magnétique du vide, H m^{-1}
t	temps, s	ν	viscosité cinématique, $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
T	température, K	ω	pulsation, rad s^{-1}
T_c	température de Curie, K	ρ	masse volumique, kg m^{-3}
		θ	temps adimensionnel ($= t \times f$)
		<i>Indices et exposants</i>	
		f	fluide
		s	solide

1. Introduction

Face au défi et à l'urgence du dérèglement climatique, de grands efforts de recherche sont menés depuis une vingtaine d'années pour concevoir de nouveaux dispositifs pour la réfrigération et la climatisation active et passive, le chauffage thermodynamique, capables d'offrir des coefficients de performance très supérieurs aux machines traditionnelles à cycles de compression de vapeurs, sans aucun recours à des halocarbures ni à aucun gaz à effet de serre.

Une des voies les plus prometteuses empruntées par les laboratoires de recherche pour atteindre cet objectif est celle de la réfrigération magnétique utilisant l'EMC (production d'entropie isotherme ou variation de température adiabatique par magnétisation) présenté par une grande variété de matériaux (corps simples ou composés). L'objectif de ces recherches à l'échelle mondiale est d'atteindre au plus vite un niveau de performance des machines magnéto-caloriques suffisamment fiable, écologique et économique pour permettre leur industrialisation à grande échelle dans toute la variété des usages courants (pompes à chaleur industrielles performantes, réfrigérateurs domestiques, chambres froides industrielles, climatisation des transports, etc.). Les progrès enregistrés dans ce domaine depuis les réalisations pionnières de [Brown](#) [1], de [Rosenblum](#) et [Steyert](#) [2] sont considérables, tant dans la mise en œuvre et l'amélioration des cycles de réfrigération magnétique actifs à régénérateur (AMRR) que dans l'étude et la fabrication de matériaux magnéto-caloriques (MMC) performants et écologiques, ou dans la conception des machines magnéto-caloriques et des sources d'aimantation interne.

Après une courte synthèse des dernières avancées mondiales dans les recherches magnéto-caloriques, cet article détaille les obstacles et défis qu'il reste à relever avant de parvenir au stade de l'industrialisation de machines magnéto-caloriques capables de remplacer les machines frigorifiques actuelles. Les solutions envisagées en rupture de technologie s'appuient sur une analyse d'échelle basée sur les transferts thermiques et les propriétés magnéto-caloriques et thermo-physiques des matériaux magnéto-caloriques (MMC) envisageables, et ouvrent des axes de recherche prioritaires possibles. Les recherches menées à l'Institut FEMTO-ST depuis 2007 portent sur la modélisation théorique des cycles AMRR, des écoulements alternés dans les régénérateurs et des matériaux eux-mêmes, et sur la réalisation de bancs d'essais de régénérateurs magnéto-caloriques capables d'explorer certains de ces axes. Parmi les travaux en cours, l'intensification des échanges thermiques au sein des régénérateurs à plaques de MMC est susceptible de lever un des verrous vers les futures machines magnéto-caloriques.

2. Avancées scientifiques et techniques en réfrigération magnéto-calorique

2.1. Matériaux et prototypes

Une première phase historique, initiée par l'expérience de Brown, a vu se développer en quelques années un nombre très important de recherches fondamentales sur l'EMC lui-même dans les MMC dits « de second ordre » selon la classification d'[Ehrenfest](#) [3] (dérivées pre-

mières continues, dérivées secondes discontinues de l'enthalpie libre G), puis dans les MMC « de premier ordre » (dérivées premières de G discontinues) pour lesquels la transition para-ferromagnétique s'accompagne d'une transition de structure cristalline conduisant à un EMC « géant » [4] avec irréversibilité par hystérésis, source de fragilités mécaniques possibles. Lors de cette première phase, il est apparu que les MMC d'ordre 2 à température de Curie proche de la température ambiante (entre -10°C et 50°C) sont souvent des éléments chimiques $4f$ (terres rares), abondamment étudiés par les travaux fondamentaux de Dan'Kov, Gschneider, Pecharsky et Tishin [5][6][7], tandis que les MMC d'ordre 1 sont majoritairement des composés de terres rares développant des EMC plus élevés mais étroits et abrupts avec des températures de transition de phase variables mais réglables en fonction de leur composition.

Jusqu'en 2014 environ, de nombreux démonstrateurs et prototypes ont ensuite été développés dans un nombre croissant de pays (USA, France, Danemark, Italie, Suisse, Slovénie, Canada, Japon, Portugal, Brésil principalement) pour tenter d'exploiter au mieux les EMC plus larges et sans hystérésis des matériaux de second ordre [8] en améliorant progressivement les commutations d'écoulement, la configuration des aimants permanents et la forme et la répartition des régénérateurs à MMC. Des records de puissance froide et de coefficients de performance de prototypes utilisant des cycles AMRR avec régénérateur à microbilles ou à plaques de gadolinium sont ainsi régulièrement battus par l'équipe de Zimm à l'Astronautics Corporation of America [9] ($P_f \sim 500 \text{ W}$, $\text{COP} \sim 6$, $B \sim 1 \text{ T}$, $f \sim 0,17 \text{ Hz}$) et l'équipe de Bahl et Engelbrecht au DTU [10] ($P_f \sim 1 \text{ kW}$, $B \sim 1,2 \text{ T}$, $f \sim 1,8 \text{ Hz}$).

De nouveaux prototypes utilisant des régénérateurs à MMC d'ordre 1 commencent à présenter des performances significatives dès 2006 [11] pour bientôt surpasser celles des prototypes à régénérateur de gadolinium, remplacé par un régénérateur multicouche à microparticules sphériques de composés La-Fe-Si à points de transition étagés, introduisant ainsi une première rupture technologique significative. Une puissance froide de 2,5 kW avec un d'écart de température ΔT_{HC} de 11 K et de 3 kW en épuisant l'écart de température est atteinte sous 1,44 T par le prototype rotatif à six étages de l'Astronautics Technology Center [12]. Un des rares prototypes ayant atteint le stade pré-commercial est un réfrigérateur magnétocalorique évolutif de l'entreprise française Cooltech (aujourd'hui Ubiblu) conçu pour atteindre une puissance froide de 15 kW à 20 K d'écart de température et faisant l'objet de développements basés sur un algorithme évolutionnaire en intelligence artificielle [13].

Dès lors, de nombreuses recherches sont menées dans différents laboratoires pour tester et fabriquer de nouveaux composés alliant différents métaux de transition $3d$, $4d$ et $4f$ [14], sans toutefois que se dégage jusqu'à présent un MMC réunissant tous les critères favorables à une optimisation des régénérateurs : EMC élevé et large, hystérésis minimal ou nul (éviter la fragilisation mécanique et les irréversibilités), bonne diffusivité thermique (assurer un transfert rapide de la puissance magnétocalorique au fluide de transfert), faible conductivité électrique (éviter les pertes par courants de Foucault lors des transitions magnétiques), bonne résistance à l'oxydation et au vieillissement thermique, bonne stabilité chimique (garantir les performances dans la durée), ressourcement écologique des éléments chimiques constitutifs.

2.2. Modèles et simulations numériques

L'évolution concomitante des modèles physiques de l'effet magnétocalorique appliqués aux matériaux de second puis de premier ordre (et à d'autres MMC comme les alliages à transition austénite-martensite de Heusler, à transition anti-ferromagnétiques, etc.) et des modèles thermo-fluidiques des échanges thermiques entre les fluides caloporteurs et les MMC des régénérateurs permet d'atteindre aujourd'hui une modélisation très fine et de plus en plus précise des régénérateurs soumis à des cycles AMRR.

2.2.1. Modélisation du terme source de l'EMC

Les deux principes thermodynamiques appliqués aux matériaux aimantables (aimantation M fonction de l'excitation magnétique interne H_{int}) conduisent à la formulation bien connue de la puissance magnétocalorique volumique produite au sein d'un MMC de second ordre,

$$\dot{q}_m = -\mu_0 T \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_{H_{int}} \frac{dH_{int}}{dt} \quad (1)$$

qui constitue le terme-source de l'équation de l'énergie dans la partie solide du régénérateur

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{k_s}{\rho_s c_s} \left(\frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_s}{\partial r^2} \right) + \frac{\dot{q}_m}{\rho_s c_s} \quad (2)$$

dans le cas bidimensionnel d'un régénérateur à plaques (x , direction axiale ; r direction transverse, cf. Fig. 1).

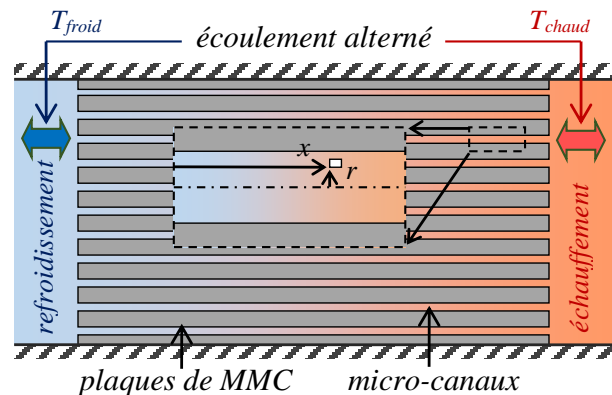


Figure 1 : Régénérateur à plaques étudié.

Le calcul du terme-source (1) à tout instant pendant la transition magnétique et en tout point des plaques (ou des sphères ou des particules) de MMC requiert une grande précision des données magnétiques d'aimantation $M(H_{int}, T)$ et de capacité thermique $c_s(H_{int}, T)$ du MMC, particulièrement variables et difficiles à mesurer autour de la température de Curie, nécessitant des temps de calcul très longs et des interpolations rigoureusement posées à chaque pas de temps. De plus, l'effet du champ démagnétisant interne aux MMC doit impérativement être pris en compte dans ce calcul pour éviter les surévaluations irréalistes de l'EMC [15]. C'est la méthode privilégiée à l'Institut FEMTO-ST.

Une méthode plus simple mais moins rigoureuse, fréquemment utilisée pour prendre en compte l'EMC dans les MMC à chaque cycle AMRR, consiste à calculer une élévation théorique de température adiabatique instantanée en chaque point sans échange thermique avec le reste du régénérateur en interpolant leurs courbes expérimentales $\Delta T_{ad}(H_{int}, T)$ si elles ont été mesurées avec suffisamment de précision, afin de calculer les nouvelles valeurs de la température du MMC juste après aimantation ou désaimantation. Il est aussi possible d'utiliser les courbes d'aimantation $M(H_{int}, T)$ si elles sont suffisamment précises pour calculer les courbes d'entropie volumique S du matériau à partir de la relation de Maxwell :

$$\mu_0 \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_H = \left(\frac{\partial S}{\partial H} \right)_T \Rightarrow S(T, H_{int2}) = S(T, H_{int1}) + \mu_0 \int_{H_1}^{H_2} \left(\frac{\partial M(H_{int}, T)}{\partial T} \right)_{H_{int}} dH_{int} \quad (3)$$

puis de calculer la variation de température isentropique par

$$\Delta T_{ad}(T) = T \left(S(H_{int\max}, T) \right) - T \left(S(H_{int0}, T) \right) \quad (4)$$

ou de résoudre à chaque incrément dH_{int} l'équation intrinsèque (2) sans pertes conductrices, de la température locale $T_s(H_{int0})$ à $T_s(H_{int\max})$ en tout point (x, r) du MMC.

Une autre approche, également en cours d'élaboration à l'Institut FEMTO-ST pour accélérer le calcul de l'EMC, est basée sur une modélisation quantique fonctionnelle préalable du Hamiltonien magnétique du MMC à partir des couplages des groupements spins atomiques et des spins des électrons itinérants de conduction électrique et thermique entre eux et avec le champ magnétique appliqué pour obtenir l'enthalpie libre magnétique du matériau et en déduire l'aimantation, l'entropie volumique et la capacité thermique magnétique volumique.

2.2.2. Modélisation des cycles AMRR

Si les premières générations de simulations numériques appliquaient avec plus ou moins de succès des modèles thermo-fluidiques 1D utilisant des corrélations de transfert thermique classiques unidirectionnelles $Nu(Re, Pr)$ sans effets d'entrée ou $Nu_{x/L}(Re_{x/L}, Pr)$ avec effets d'entrée dans les régénérateurs afin de calculer un coefficient d'échange thermique h entre les plaques MMC et le fluide caloporteur, ou un NUT global d'échangeur du régénérateur, il est vite apparu qu'elles peinaient à représenter correctement la complexité des échanges thermiques et des écoulements internes pendant les différentes phases des écoulements alternés.

Des modèles thermo-fluidiques 2D puis 3D ont peu à peu vu le jour à partir de 2008 [16] et 2009 [17], respectivement, non seulement pour calculer plus exactement les densités de flux thermiques locales entre les MMC et les écoulements de fluide de transfert sans coefficients d'échange thermique artificiels – difficiles à définir dans les régimes instationnaires quasi-permanents des cycles AMRR – en tenant compte des pertes conductrices internes [18], mais aussi pour étendre les simulations numériques à des conditions imposées plus exigeantes ou innovantes, non encore expérimentées, afin d'explorer de nouvelles pistes de recherche pour la conception de nouveaux régénérateurs beaucoup plus performants dans l'avenir.

Dans cette perspective, le modèle multiphysique [19] élaboré par notre équipe au sein du Département Energie de l'Institut FEMTO-ST, basé sur un modèle thermo-fluidique 2D couplé à une modélisation magnétostatique par réseau de réluctances du banc d'essais magnéto-caloriques complet que nous avons conçu et construit pour tester les performances de divers régénérateurs (Fig. 2), permet effectivement de restituer avec une bonne précision les mesures effectuées avec un régénérateur à plaques de gadolinium d'épaisseur 1 mm et espacées de 0,5 mm, soumises à des cycles AMRR dans le champ magnétique à séquençement trapézoïdal entre 0 et 1 T produit dans l'entrefer de l'électroaimant impulsif du banc [20].



Figure 2 : Banc d'essais magnéto-caloriques, FEMTO-ST, Dpt Energie.

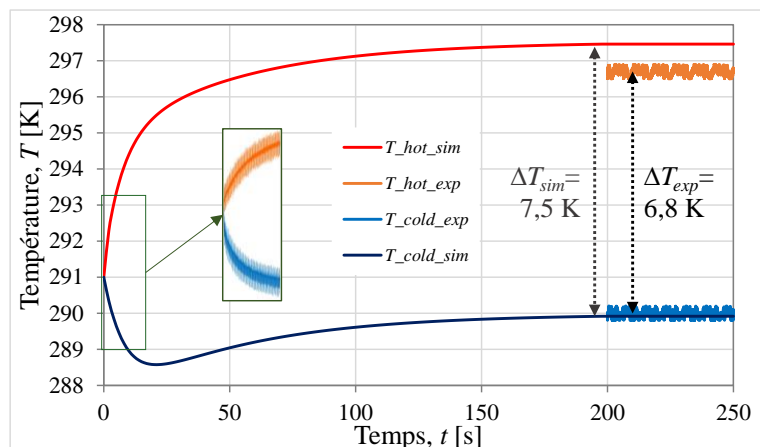


Figure 3 : Température du fluide aux extrémités du régénérateur ($B = 1 \text{ T}$, $A_0 = 56 \%$, $f = 0,5 \text{ Hz}$).

L'évolution simulée et mesurée de l'écart croissant $\Delta T_{HC} = T_{chaud} - T_{froid}$ des températures du fluide d'échange aux deux extrémités du régénérateur au cours d'un essai de longue durée de cycles AMR à une fréquence d'écoulement trapézoïdal $f = 0,5 \text{ Hz}$ sont très comparables (Fig. 3). La différence résiduelle inférieure à 9% entre les valeurs de l'écart ΔT_{HC} expérimental et simulé atteint à l'équilibre thermique stationnaire est principalement due aux légères pertes thermiques inévitables à travers les isolants entourant le régénérateur.

Depuis peu, l'amélioration des codes de calcul de dynamique des fluides (CFD) permet d'augmenter la précision des simulations des régénérateurs et de prévoir des lois de comportement plus fines et plus proches de la réalité en intégrant les structures complètes des régénérateurs, les séquences réelles des pressions imposées aux extrémités des circuits, les effets des dissipations visqueuses, des instabilités turbulentes et de la distribution du fluide dans les ré-

générateurs à plaques. L'application très récente [21] du code commercial Ansys-Fluent© à un régénérateur à plaques de gadolinium montre cependant un temps de calcul beaucoup plus long que celui des modèles 2D thermo-fluidiques simples et une précision de résultats liée aux conditions imposées aux cycles AMRR (calcul de l'EMC). L'utilisation très récente [22] du solveur libre OpenFOAM de DNS (Direct Numerical Simulation) pour résoudre les équations thermo-fluidiques et magnétiques 3D d'un régénérateur à plaques de gadolinium s'est révélée très efficace pour reproduire les résultats bien établis obtenus par l'équipe de Bahl [23].

Un des axes de recherche en cours de développement au Département Energie de l'Institut FEMTO-ST, dont les résultats seront prochainement publiés, vise précisément à conduire des simulations 2D et 3D des régénérateurs par CFD pour valider les programmes de simulation 1D et 2D déjà mis au point précédemment, et d'explorer de nouvelles formes possibles de régénérateurs micro-structurés permettant d'intensifier les échanges thermiques MMC-fluide.

3. Verrous et ruptures technologiques

Après plus de deux décennies d'intenses recherches mondiales, plusieurs verrous scientifiques et technologiques freinent encore le passage rapide vers la compétitivité et la fiabilité des machines magnétocaloriques pour les applications de réfrigération, de climatisation et de chauffage domestiques et industrielles capables de concurrencer favorablement les techniques de froid traditionnelles éprouvées mais insuffisamment efficaces et écologiques.

3.1. Vers des matériaux magnétocaloriques performants et écologiques

La production de MMC à base de terres rares performants mais chers étant particulièrement peu écologique, les recherches s'intensifient pour diminuer très fortement ou totalement leur fraction massique dans les MMC commercialisables en utilisant des métaux de transition d plutôt que f car moins chers, plus abondants et de production beaucoup plus écologique, alliés à des éléments non-métalliques courants et abondants pour obtenir des EMC élevés et une bonne résistance mécanique aux cycles de longue durée. D'après les simulations numériques en cours au Département Energie, la limitation de l'EMC des régénérateurs à un seul MMC à une plage restreinte de l'ordre de $T_c \pm 10$ K peut être levée par des régénérateurs multicouche optimisés à MMC de T_c croissants, chaque étage produisant un EMC maximal.

Dans cette perspective, le pôle magnétocalorique (Départements DMA, MN2S et Energie) de l'Institut FEMTO-ST développe une technologie éprouvée de fabrication et de tests de composites magnétocaloriques à base de polymères fortement chargés en micro-poudres de La-Fe-Si-H [24] et poursuit intensément les recherches pour leur fabrication additive, en vue de fabriquer et tester facilement des lames de régénérateurs mono- ou multicouche calibrées et micro-structurées à intensification d'échange thermique [25].

3.2. Intensification des échanges thermiques des régénérateurs

Une autre voie d'intensification des échanges thermiques actuellement explorée au sein du Département Energie est le déclenchement de l'effet annulaire découvert par Richardson [26] et Womersley [27]. La résolution analytique des équations thermo-fluidiques et l'analyse d'échelle des écoulements alternés laminaires établis dans des canaux rectangulaires de régénérateurs à gradient thermique en régime instationnaire puis harmonique [28] a permis de montrer en effet l'apparition de couches limites dynamiques et thermiques annulaires près des parois, inversées et déphasées par rapport à l'écoulement central (Fig. 4), au-dessus d'un nombre critique adimensionnel de Womersley $Re_\omega = 2^{-1/2} \pi \approx 2,22$, induisant une forte augmentation des flux thermiques entre les plaques de MMC et le fluide, possiblement exploitables pour l'intensification des transferts thermiques, particulièrement intéressante dans le cas d'écoulements à séquence trapézoïdale (rampes linéaires – arrêts courts, cf. Fig. 5).

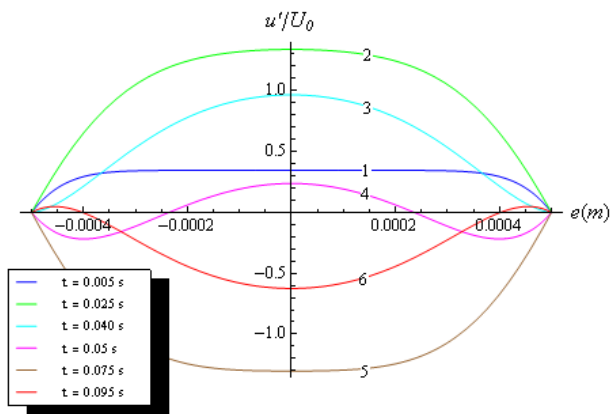


Figure 4 : Profil dynamique adimensionnel annulaire de l'écoulement (eau, $Re_\omega = 7,9$)

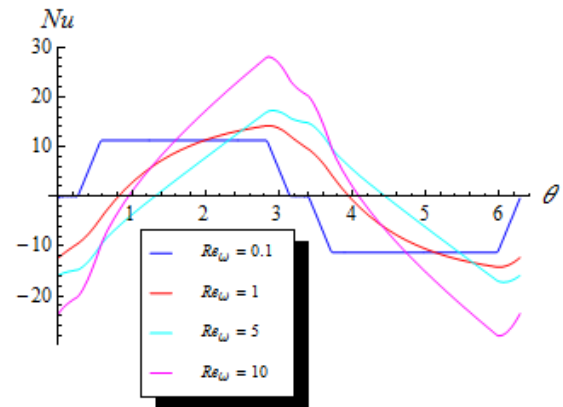


Figure 5 : Intensification des échanges en écoulement trapézoïdal (eau, $Re_\omega = 7,9$)

4. Conclusion

Les recherches magnétocaloriques actuelles dans le monde progressent rapidement vers l'émergence des technologies de froid magnétique domestique et industriel. Les résultats des travaux en cours à l'Institut FEMTO-ST visent à identifier et lever les verrous scientifiques limitant encore les performances des régénérateurs magnétocaloriques en explorant plusieurs ruptures technologiques dans les écoulements alternés, la structure et les matériaux.

Références

- [1] G.V. Brown, Practical and efficient magnetic heat pump, *NASA Tech. Brief 3* (1976), 190-191.
- [2] S.S. Rosenblum, W.A. Steyert, W.P. Pratt Jr, A continuous magnetic refrigerator operating near room temperature, *CIC-14 Report Collection LA-6581* (1977).
- [3] P. Ehrenfest, Phasenumwandlungen im ueblichen und erweiterten Sinn, classiziert nach den entsprechenden Singularitaeten des thermodynamischen Potentials, *Proc. Royal Acad. Amsterdam*, 36 (1933), 153-157.
- [4] V.K. Pecharsky, K.A. Gschneider Jr, Giant Magnetocaloric Effect in $Gd_5(Si_2Ge_2)$, *Phys. Rev. Lett.*, 78(23) (1997), 4494-4497.
- [5] S.Y. Dan'kov, A.M. Tishin, Pecharsky, K.A. Gschneider Jr, Magnetic phase transitions and the magnetothermal properties of gadolinium, *Phys. Rev. B*, 57(6) (1998), 3478-3490.
- [6] V.K. Pecharsky, K.A. Gschneider Jr, Magnetocaloric effect from indirect measurements: Magnetization and heat capacity, *J. Applied Phys.*, 86(1) (1999), 565-575.
- [7] A.M. Tishin, Y.I. Spichkin, *The magnetocaloric effect and its applications*, Bristol and Philadelphia, IOP (2003).
- [8] B. Yu, M. Liu, P. W. Egolf, A. Kitanovski, A review of magnetic refrigerator and heat pump prototypes built before the year 2010, *Int. J. Refrig.* 33 (2010), 1029-1060.
- [9] C. Zimm, A. Jastrab, A. Stemberg, V. Pecharski, K. Gschneider Jr., M. Osborne, I. Anderson, Description and performance of a near-room temperature magnetic refrigerator, *Adv. Cryog. Eng.*, 43 (1998), 1759-1766.
- [10] C.R.H. Bahl, K. Engelbrecht, D. Eriksen, J.A. Lozano, R. Bjørk, J. Geyti, K.K. Nielsen, A. Smith, N. Pryds, Development and experimental results from a 1 kW prototype AMR, *Int. J. Refrig.*, 37 (2014), 78-83.
- [11] C. Zimm, A. Boeder, J. Chell, A. Stemberg, A. Fujita, S. Fujieda, K. Fukamichi, Design and performance of a permanent-magnet rotary refrigerator, *Int. J. Refrig.*, 29 (2006), 1302-1306.

- [12] S. Jacobs, J. Auringer, A. Boeder, J. Chell, L. Komorowski, J. Leonard, S. Russek, C. Zimm, The performance of a large-scale rotary magnetic refrigerator, *Int. J. Refrig.*, 37 (2014), 84-91.
- [13] S. Lionte, M. Risser, C. Muller, A 15kW magnetocaloric proof-of-concept unit: Initial development and first experimental results, *Int. J. Refrig.*, 122 (2021), 256-265.
- [14] T. Gottschall, K.P. Skokov, M. Fries, A. Taubel, I. Radulov, F. Scheibel, D. Benke, S. Riegg, O. Gutfleisch, Making a cool choice: the materials library of magnetic refrigeration, *Adv. Energy Mater.*, 9 (2019), 1901322.
- [15] A. Mira, T. de Larochelambert, C. Espanet, S. Giurgea, P. Nika, C.R.H. Bahl, R. Bjørk, K.K. Nielsen, Influence of magnetization on the applied magnetic field in various AMR regenerators. *J. Appl. Phys.*, 122 (2017), 133901.
- [16] J. Bouchard, H. Nesreddine, N. Galanis, Model of a porous regenerator used for magnetic refrigeration at room temperature, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 52 (2009), 1223-1229.
- [17] T.F. Petersen, N. Pryds, A. Smith, J. Hattel, H. Schmidt, H. Knudsen, Two-dimensional mathematical model of a reciprocating room-temperature active magnetic regenerator, *Int. J. Refrig.*, 31 (2008), 432-443.
- [18] J. Tusek, A. Sarlah, S. Zupan, I. Prebil, A. Kitanovski, A. Poredos, A numerical optimization of a packed bed AMR, *IIR - 4th Int. Conf. Magn. Refrig. at Room Temp.* (2010).
- [19] Y. You, W. Wu, S. Xiao, H. Li, X. Xu, A comprehensive two-dimensional numerical study on unsteady conjugate heat transfer in magnetic refrigerator with Gd plates, *Int. J. Refrigeration*, 79 (2017), 217-225.
- [20] A. Plait, T. de Larochelambert, S. Giurgea and C. Espanet, Low computational cost semi-analytical magnetostatic model for magnetocaloric refrigeration systems, *AIP Adv.* 8 (2018), 095204.
- [21] A. Plait, T. de Larochelambert, S. Giurgea and C. Espanet, Experimental validation of a Multiphysics modelling for a magnetocaloric bench, (2021), soumis.
- [22] I. Mugica, S. Ponceta, J. Bouchard, An open-source DNS solver for the simulation of Active Magnetocaloric Regenerative cycles, *Appl. Thermal Eng.*, 141 (2018), 600-616.
- [23] C.R.H. Bahl, T.F. Petersen, N. Pryds, A. Smith, A versatile magnetic refrigeration test device. *Rev. Sci. Instrum.*, 79(9) (2008), 093906.
- [24] J. Lanzarini, T. Barriere, M. Sahli, J-C. Gelin, A. Dubrez, C. Mayer, M. Pierronnet, P. Vikner, Thermoplastic filled with magnetocaloric powder, *Mat. Design.*, 87 (2015), 1022-1029.
- [25] K.D. N'dri, N. Charpentier, L. Hirsinger, A. Gilbin, T. Barriere, Preliminary rheological study of highly loaded composites by La(Fe,Si)₁₃H powder for additive manufacturing applications, (2021), soumis.
- [26] E.G. Richardson, E. Tyler, The transverse velocity gradient near the mouth of pipe in which an alternating or continuous flow of air is established, *Proc. Phys. Soc. London*, 42 (1929), 1-15.
- [27] J.R. Womersley, Oscillatory motion of a viscous liquid in a thin-walled elastic tube - I: the linear approximation for long waves, *Phil. Mag. Series*, 7(46) (1955), 199-221.
- [28] T. de Larochelambert, P. Nika, Analytical heat transfer and friction assessment of alternating incompressible flows between parallel plates - I: Transient flows, II: Phase lags, scale analysis and annular effect, (2021), soumis.

Remerciements

Ce travail a été soutenu par l'EIPHI Graduate School (contract ANR-17-EURE-0002) et la Région Bourgogne Franche-Comté.

Thème 4

Métrologie et techniques inverses

Métrologie à très haute température (1300-2500°C) en pyrroreflectométrie pour des applications nucléaires	235
Validation expérimentale d'un modèle cinétique de solidification d'une plaque MCP/GNE	243
Modèles réduits ARX et produit de convolution en thermique linéaire des systèmes invariants	253
Mesure transitoire et sans contact de champ de température par thermotransmittance dans des milieux semi-transparents à l'infrarouge	261
Estimation par méthode inverse du flux absorbé par une plaque en fonte destinée à la cuisson solaire	269
Développement d'un fluxmètre imageur hyperspectrale sans contact par thermographie InfraRouge	277
Métrologie infrarouge haute précision pour la détermination des coefficients de transfert en condensation convective	285
Méthode de Monte-Carlo Symbolique pour la caractérisation des propriétés thermophysiques : cas de la méthode flash	293

Métrologie à très haute température (1300-2500°C) en pyrorélectométrie pour des applications nucléaires

Metrology at very high temperature (1300-2500°C) in pyroreflectometry for nuclear applications

Benjamin TURQUAIS^{1,3,*}, Jean-Louis SANS², Laurent DAVOUST³, Jules DELACROIX¹, Christophe JOURNEAU¹, Pascal PILUSO¹, Nouridine CHIKHI⁴

¹ CEA, DES, IRESNE, DTN, Cadarache F-13108 Saint-Paul-Lez-Durance, France

² Laboratoire PROMES-CNRS, 7 rue du four solaire, 66120 Font-Romeu Odeillo (France)

³ Grenoble-INP/Université Grenoble Alpes /CNRS, Laboratoire SIMaP, EPM Group, 38402 Saint Martin d'Hères, France

⁴ CEA, DES, IRESNE, DEC, Cadarache F-13108 Saint-Paul-Lez-Durance, France

*(auteur correspondant : benjamin.turquais2@cea.fr)

Résumé

Les incertitudes sur les mesures à très haute température ($T > 2000^\circ\text{C}$) par pyrorélectométrie sont dépendantes de nombreux paramètres. L'évaluation de ces paramètres a été faite en fonction de la température et de la réflectivité. L'étude a montré que les signaux en réflectivité obtenus à l'étalonnage et lors des mesures ont un rôle prépondérant sur l'incertitude totale. L'émissivité de la cavité des cellules eutectiques utilisées pour l'étalonnage est un des paramètres prépondérants pour des matériaux à faible réflectivité. Cela conduit à une incertitude totale de l'ordre de 1 à 2% en pyrorélectométrie alors que l'incertitude est plutôt de l'ordre de 10% avec l'approche plus classique de la pyrométrie bichromatique.

Mots-clés : Métrologie, très haute température, incertitude, pyrorélectométrie, nucléaire

Abstract

Uncertainties on the measurements of very high temperature ($T > 2000^\circ\text{C}$) by pyroreflectometry depends on several parameters. The estimation of these parameters has been done regarding the temperature and the reflectivity. The study has shown that the reflectivities signals (calibration and measurement) have a major role on the total uncertainty. The calibration is performed with eutectic cells. The emissivity of their cavity is one of the major parameters for low reflectivity materials. This leads to a total uncertainty as small as 1 to 2% in pyroreflectometry, to be compared to about 10% with a more usual approach based on bichromatic pyrometry.

Keywords: Metrology; very high temperature; uncertainty; pyroreflectometry; nuclear.

Nomenclature (11 points, 2 colonnes)

T	température, K	<i>Indices et exposants</i>	
S	signal, V	i	étalonnage
u	incertitude	c	pyromètre bichromatique
K	coefficient de réflectivité	et	étalon
		$ech-et$	échantillon étalon
<i>Symboles grecs</i>		ech	échantillon
ε	émissivité de la cavité	abs	absolu
τ	transmission hublot	*	pyrorélectomètre
ρ	réflectivité, sr^{-1}	R	signal réfléchi
λ	longueur d'onde, m	PD	photodiode

1. Introduction

Les mesures de très hautes températures ($T > 2000$ °C) sont aujourd'hui indispensables pour des applications industrielles ou de recherche. On les retrouve notamment dans le contexte de recherche sur les accidents graves dans les réacteurs nucléaires [1] et sur l'étude des matériaux à très hautes températures [2]. En effet, une meilleure connaissance des accidents graves passe par des mesures de propriétés thermophysiques (densité, tension de surface, viscosité) sur les matériaux constitutifs (acier, corium) des réacteurs nucléaires en situation d'accidents graves [3]. Or ces propriétés peuvent être fortement dépendantes de la température. Une incertitude élevée sur la mesure de la température peut donc se répercuter directement sur les mesures des propriétés thermophysiques. Une bonne connaissance des méthodes dédiées aux mesures des très hautes températures est donc indispensable ainsi qu'une évaluation des incertitudes de mesures de température. L'optimisation des mesures de température permet donc de réduire les incertitudes et d'améliorer la qualité et la fiabilité des mesures de température et des propriétés thermophysiques.

Dans cet article, la méthode de l'estimation de la température en pyrométrie optique est tout d'abord explicitée, puis une amélioration de cette méthode, la pyrорélectométrie bichromatique, est détaillée. Dans un second temps, une évaluation des incertitudes sur les mesures de température est proposée par l'évaluation de chacune des sources d'incertitudes. Par la suite et dans le but de réduire les incertitudes, l'optimisation de l'étalonnage en température puis l'évaluation des termes prépondérants sur le calcul de l'incertitude totale sont présentées. Enfin, une comparaison des calculs d'incertitude en pyrométrie et en pyrорélectométrie est proposée en dernière partie.

2. Méthode de mesure des hautes températures

2.1. Rayonnement et pyrométrie

En pyrométrie, la mesure des hautes températures est basée sur la mesure du rayonnement des matériaux. Elle est décrite par une grandeur appelée la luminance spectrale L_λ en $W \cdot m^{-3} \cdot sr^{-1}$ et qui s'exprime pour un matériau réel à partir de la loi de Planck, en fonction de l'émissivité monochromatique ϵ_λ , la température monochromatique T_λ et la longueur d'onde λ . La difficulté des mesures de température par pyrométrie est due à la méconnaissance de l'émissivité monochromatique ϵ_λ dont l'estimation repose sur des hypothèses.

La pyrométrie monochromatique permet la détermination d'une température monochromatique, notée T_λ , et repose sur l'hypothèse que l'émissivité monochromatique vaut un. Si l'émissivité monochromatique ϵ_λ est connue, la température réelle T peut être déterminée à partir de l'équation (1) où $C_2 = 0,014388 \text{ m} \cdot K$ est la deuxième constante de Planck.

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_\lambda} + \frac{\lambda}{C_2} \ln \epsilon_\lambda. \quad (1)$$

La pyrométrie bichromatique permet la détermination d'une température bichromatique, notée T_c , et repose sur l'hypothèse que l'émissivité monochromatique est égale aux deux longueurs d'onde de mesure. Cependant, si l'émissivité monochromatique est connue pour les deux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 , alors la température réelle T peut être déterminée à partir de l'équation (2) :

$$\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_c}\right) \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right) = \frac{1}{C_2} \ln \left(\frac{\epsilon_{\lambda_1}}{\epsilon_{\lambda_2}}\right). \quad (2)$$

Si les émissivités sont mal connues, cette méthode conduit à de grandes incertitudes pour des matériaux tels que des métaux pour lesquels les émissivités peuvent varier significativement avec la longueur d'onde.

L'approximation de Wien sur la loi de Planck, valide sur la gamme de température considérée, est utilisée dans cet article pour déterminer les températures monochromatiques T_λ et bichromatique T_c en pyrométrie uniquement (paragraphe 2.1).

2.2. Pyrorélectométrie

Pour pallier la limitation des mesures par pyrométrie bichromatique, une technique dite de pyrorélectométrie [4] est mise en place dans le but de réduire les incertitudes de mesure. Pour cela un prototype a été construit au laboratoire PROMES-CNRS.

La pyrorélectométrie consiste à déterminer deux températures monochromatiques T_{λ_1} et T_{λ_2} et deux réflectivités monochromatiques bidirectionnelles $\rho_{\lambda_1}^{\theta_i, \theta_r}$ et $\rho_{\lambda_2}^{\theta_i, \theta_r}$ aux deux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 . Ces quatre grandeurs permettent de déterminer une température, appelée température de convergence et notée T^* .

Les réflectivités mesurées par le pyrorélectomètre sont des réflectivités monochromatiques et bidirectionnelles $\rho_\lambda^{\theta_i, \theta_r}$, définies par la réflexion sur une surface donnée d'un rayon provenant de la direction θ_i dans une seule direction θ_r . Afin d'appliquer les lois de Kirchhoff, la réflectivité monochromatique, directionnelle, hémisphérique $\rho_\lambda^{\theta_i, \Omega}$ est définie [4] via un facteur de diffusion, noté η :

$$\eta(T, \lambda) = \frac{\rho_\lambda^{\theta_i, \Omega}}{\rho_\lambda^{\theta_i, \theta_r}} \quad (3)$$

L'hypothèse majeure de la pyrorélectométrie est faite sur le facteur de diffusion η qui est supposé être indépendant de la longueur d'onde, soit $\eta(T, \lambda) = \eta(T)$. Cette hypothèse revient à faire une homothétie sur les fonctions de distribution des réflectivités bidirectionnelles, alors que la pyrométrie bichromatique considère une égalité stricte de ces fonctions de distribution.

La détermination de la température monochromatique T_λ et de la réflectivité bidirectionnelle ρ_λ aux deux longueurs d'onde du pyrorélectomètre permettent d'obtenir deux équations avec deux inconnues : la température de convergence T^* et le facteur de diffusion η , commun pour les deux longueurs d'onde.

$$\frac{1}{T^*} = \frac{1}{T_\lambda} + \frac{\lambda}{C_2} \ln(1 - \eta \rho_\lambda^{\theta_i, \theta_r}). \quad (4)$$

Un processus itératif sur le facteur de diffusion η permet de déterminer la température de convergence T^* , supposée proche de la température réelle de la surface considérée.

3. Évaluation des incertitudes

L'évaluation des incertitudes sur la température bichromatique T_c et sur la température pyrorélectométrique T^* passe par l'identification et l'évaluation des différentes sources d'incertitudes, calculées selon la méthode suivante. L'incertitude u_Y sur la grandeur Y , qui dépend des paramètres y_j d'incertitudes u_{y_j} avec j le nombre de paramètres, s'exprime à l'aide d'une somme quadratique [5] définie dans l'équation (5) :

$$u_Y^2 = \sum_j \left(\frac{\partial Y}{\partial y_j} \right)^2 u_{y_j}^2. \quad (5)$$

Dans cet article, la méthode de calcul sera explicitée sous la forme de diagrammes, identiques à ceux de la figure 1 :

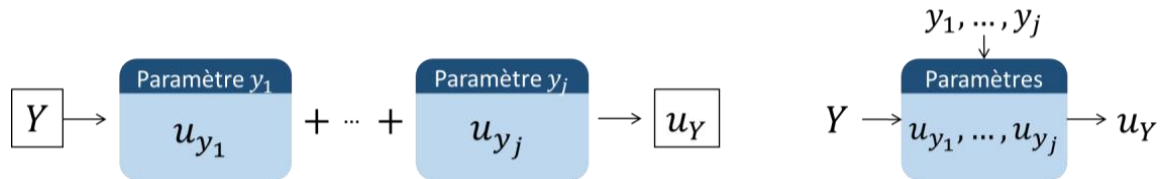


Figure 1 : Diagramme-type de calcul des incertitudes (détaillé à gauche et condensé à droite).

3.1. Pour le pyromètre bichromatique

L'incertitude u_{T_c} sur la température bichromatique T_c donnée par un pyromètre bichromatique est fonction de l'incertitude donnée par le constructeur à laquelle il faut ajouter un terme dû à l'incertitude sur l'émissivité du matériau ainsi que l'incertitude sur la transmission d'éventuels hublots, pour les deux longueurs d'onde du pyromètre. La méthode de calcul de l'incertitude est décrite dans le diagramme de la figure 2 :



Figure 2 : Incertitude sur la température bichromatique T_c du pyromètre.

3.2. Pour le pyroréfectomètre

3.2.1. Bilan final d'incertitude

Le bilan final d'incertitude sur la température de convergence est fonction de l'incertitude sur la température monochromatique T_λ (voir figure 4), sur la réflectivité ρ_λ (voir figure 5) et sur la longueur d'onde λ . La méthode est décrite dans le diagramme de la figure 3 :

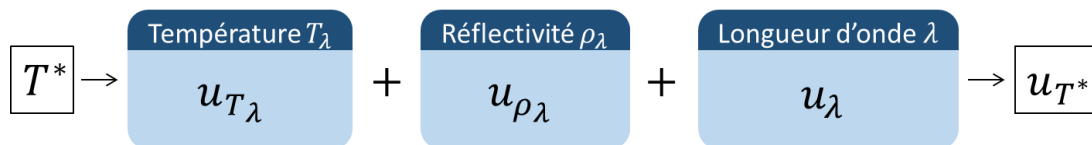


Figure 3 : Incertitude sur la température de convergence T^* du pyroréfectomètre.

3.2.2. Sur les températures monochromatiques

L'étalonnage des températures monochromatiques T_λ se fait à partir de l'équation de Sakuma-Hattori [6] et des trois coefficients $k_1(\lambda)$, $k_2(\lambda)$ et $k_3(\lambda)$ déterminés pour les deux longueurs d'onde du pyroréfectomètre à partir des points d'étalonnage $[S_i, T_i]$. L'étalonnage peut être réalisé par exemple avec des cellules eutectiques [7, 8].

$$S_i(T_i, \lambda) = \frac{k_1(\lambda)}{\exp\left(\frac{C_2}{k_2(\lambda)T_i + k_3(\lambda)}\right) + 1}. \quad (6)$$

L'incertitude sur l'étalonnage dépend donc à la fois de l'incertitude u_{S_i} sur la mesure du signal lors de l'étalonnage et de l'incertitude u_{T_i} sur la température des points d'étalonnage, et s'exprime selon l'équation (7) :

$$u_{\text{étalonnage}}^2(T) = \left[\sum_{i=1}^m \left(\frac{\partial S(T)}{\partial T_i} u_{T_i} \right)^2 + \sum_{i=1}^m \left(\frac{\partial S(T)}{\partial S_i} u_{S_i} \right)^2 \right] \left(\frac{\partial S(T)}{\partial T} \right)^{-2}, \quad (7)$$

avec m le nombre de points d'étalonnage, $\frac{\partial S(T)}{\partial T_i}$ le coefficient de sensibilité sur la température, et $\frac{\partial S(T)}{\partial S_i}$, le coefficient de sensibilité sur le signal mesuré.

La détermination des coefficients de sensibilité est développée dans l'article de Saunders [9]. Cette méthode d'évaluation des incertitudes permet de prendre en compte les termes corrélés entre tous les points d'étalonnage.

L'interpolation entre les différents points d'étalonnage, due à l'écart entre le modèle et le comportement réel de l'appareil, conduit aussi à des incertitudes et s'exprime selon l'équation (8) pour une interpolation à partir de l'équation de Sakuma-Hattori avec trois paramètres [10] :

$$u_{\text{interpolation}}(T) = E\lambda^2(T - T_1)(T - T_2)(T - T_3), \quad (8)$$

Avec T_1, T_2 et T_3 des températures réparties de façon équidistante sur la gamme d'étalonnage et E un coefficient, fonction de la longueur d'onde et de la température moyenne d'étalonnage

$$T_{\text{moy}} = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m T_i, \text{ défini comme : } E = \frac{c_2^2}{12(\lambda T_{\text{moy}})^4} \left(1 - 1 / \left(1 - \exp \left(-\frac{c_2}{\lambda T_{\text{moy}}} \right) \right)^2 \right).$$

La méthode de calcul de l'incertitude sur la température monochromatique du pyruréflectomètre est décrite dans le diagramme de la figure 4, avec S le signal d'émission thermique du matériau considéré, ϵ l'émissivité de la cavité des cellules eutectiques et τ la transmission d'éventuels hublots.

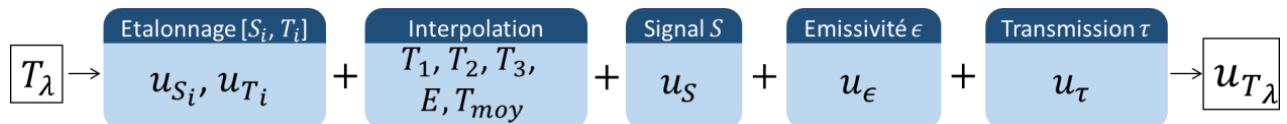


Figure 4 : Incertitude sur la température monochromatique T_λ du pyruréflectomètre.

3.2.3. Sur les réflectivités

La température de convergence T^* du pyruréflectomètre est obtenue par la correction des températures monochromatiques T_λ avec les réflectivités ρ_λ . L'incertitude sur la température de convergence est donc aussi fonction de l'incertitude sur les réflectivités u_{ρ_λ} , qui dépend de l'étalonnage en réflectivité et de la mesure de la réflectivité ρ_λ . L'étalonnage en réflectivité permet de définir un coefficient K selon l'équation (9) :

$$K = \frac{S^R}{\rho S^{PD}}. \quad (9)$$

L'étalonnage se déroule en trois étapes successives :

- Sur une surface étalon ($S_{\text{ét}}^R$ et $S_{\text{ét}}^{PD}$) pour déterminer le coefficient $K_{\text{ét}}$ du pyruréflectomètre,
- Sur le matériau ($S_{\text{ech-ét}}^R$ et $S_{\text{ech-ét}}^{PD}$) à la même distance que l'étalon pour déterminer, à partir du coefficient $K_{\text{ét}}$, la réflectivité absolue à froid du matériau ρ_{abs} ,

- Sur le matériau (S_{ech}^R et S_{ech}^{PD}) dans les conditions expérimentales pour déterminer, à partir de la réflectivité absolue ρ_{abs} , le coefficient K_{ech} du pyroréfectomètre à froid.

La méthode de calcul de l'incertitude sur la mesure des réflectivités consiste en une succession d'additions d'incertitudes dépendantes les unes à la suite des autres. La méthode en quatre étapes est décrite dans le diagramme de la figure 5 :

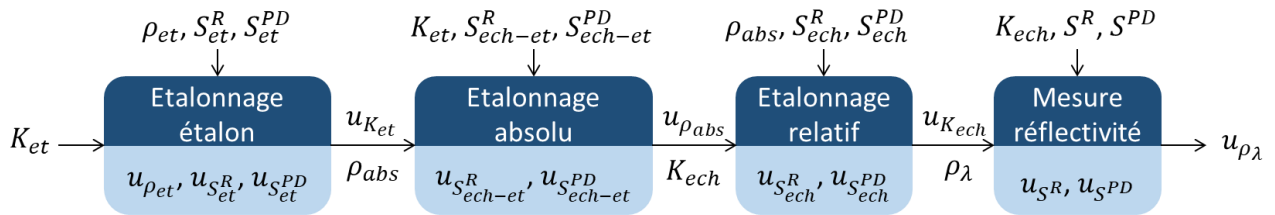


Figure 5 : Incertitude sur la mesure des réflectivités ρ_λ du pyroréfectomètre.

4. Résultats

La méthode d'évaluation des incertitudes de mesures de haute température par pyrométrie bichromatique et par pyrорéfectométrie est appliquée ici à des cas théoriques afin de déterminer les paramètres ayant la contribution la plus grande sur l'incertitude totale. Pour cela cinq points de températures ont été sélectionnés (1600 K, 1900 K, 2200 K, 2400 K, 2700 K) ainsi que trois réflectivités directionnelles pour les deux longueurs d'onde ($0,02 \text{ sr}^{-1}$, 1 sr^{-1} , 6 sr^{-1}). Les cinq températures permettent de balayer l'intégralité de la gamme d'étalonnage du pyrорéfectomètre. Les trois réflectivités ont été choisies pour correspondre à des matériaux de réflectivités faible, intermédiaire et élevée. Chacun des termes représentés dans les diagrammes des figures 3-5 est identifié et calculé.

Ces résultats ont été obtenus à partir d'un étalonnage optimisé et réalisé sur des cellules eutectiques fournies par le LCM (Laboratoire Commun de Métrologie LNE-Cnam). Ces cellules de qualité métrologique [7, 8] sont de composition Co-C (1597 K), Ru-C (2226 K) et Re-C (2747 K) et permettent de fixer l'incertitude des points d'étalonnages à 1K [7].

4.1. Incertitude sur la température pyrорéfectométrique T^*

L'incertitude totale (voir paragraphe 3.2.1) sur la température déterminée par le pyrорéfectomètre dépend des paramètres donnés dans les paragraphes 3.2.2 et 3.2.3. Le but de ce paragraphe est d'identifier les paramètres ayant un rôle prépondérant dans l'évaluation de l'incertitude totale. Les trois cas de réflectivités choisis sont étudiés séparément.

L'incertitude, déterminée expérimentalement, sur les signaux en réflectivités augmente avec la réflectivité, ce qui explique que l'incertitude totale sur la température est plus élevée dans le cas d'une réflectivité élevée. L'incertitude sur la température déterminée par pyrорéfectométrie augmente avec la température quelle que soit la réflectivité considérée. L'inflexion sur la figure 6 portant sur l'incertitude totale dans le cas d'une faible réflectivité s'explique par le terme d'étalonnage en température qui présente un maximum à 2200K résultant de la dépendance à la température des coefficients de sensibilité (voir équation (7)) et de la dépendance de l'équation de Sakuma-Hattori aux trois coefficients k_1 , k_2 et k_3 . L'impact du terme d'étalonnage en température est négligeable pour les deux autres cas de réflectivités.

Le terme dû à l'émissivité de la cavité des cellules eutectiques varie très peu selon le cas de réflectivité choisi. Son impact sur l'incertitude totale est donc significatif uniquement pour le cas de faible réflectivité (figure 6).

Les signaux associés à la mesure de réflectivités S^R et à l'étalonnage en réflectivité sur l'échantillon S_{ech}^R ont un impact significatif pour tous les cas de réflectivités, mais cet impact devient quasiment exclusif pour le cas de réflectivités élevées (figure 7 et figure 8).

L'incertitude sur la longueur d'onde est due à la largeur à mi-hauteur, égale à 50 nm, des filtres placés devant les détecteurs et contribue significativement à l'incertitude totale sur la température pyroréfectométrique et ne peut être réduite qu'en dégradant le rapport signal/bruit.

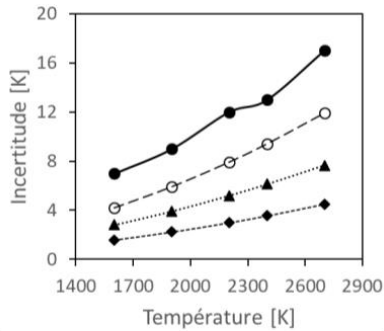


Figure 6 : Cas réflectivité faible $\rho = 0,02 \text{ sr}^{-1}$.

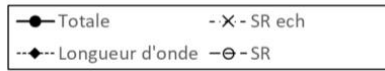
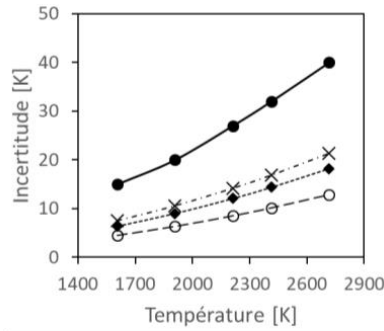


Figure 7 : Cas réflectivité intermédiaire $\rho = 1 \text{ sr}^{-1}$.

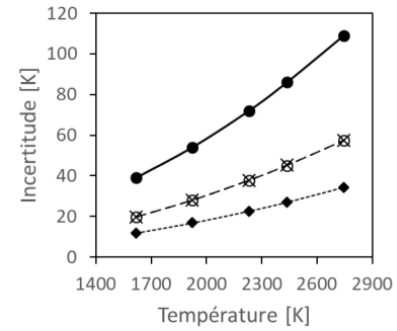


Figure 8 : Cas réflectivité élevée $\rho = 6 \text{ sr}^{-1}$.

4.2. Comparaison pyromètre – pyroréfectomètre

Dans cette partie, les incertitudes associées aux mesures de température par pyroréfectométrie (paragraphe 3.2.1) et par pyrométrie bichromatique (paragraphe 3.1) sont comparées. Les trois cas de réflectivités définis au paragraphe 4 sont considérés pour le calcul des incertitudes en pyroréfectométrie. Deux cas sont considérés pour la pyrométrie bichromatique en fonction de l'incertitude sur le ratio d'émissivités aux deux longueurs d'onde du pyromètre. Les incertitudes sur le ratio d'émissivités sont choisies pour un matériau dont l'émissivité est connue, $u(\epsilon) = 2\%$, et un matériau dont l'émissivité est très peu connue, $u(\epsilon) = 5\%$. L'incertitude sur le ratio de la transmission du hublot est fixée à 1%. L'incertitude donnée par le constructeur sur la température bichromatique T_c est de 1%. La comparaison de l'incertitude totale sur la température entre le pyroréfectomètre et le pyromètre bichromatique est donnée dans la figure 9.

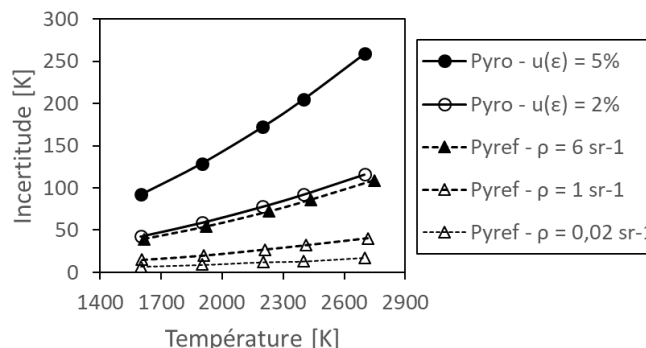


Figure 9 : Incertitude sur la température mesurée par pyrométrie bichromatique et par pyroréfectométrie.

L'incertitude sur la température donnée par le pyroréfectomètre reste systématiquement inférieure à celle obtenue en pyrométrie bichromatique. En effet, même dans le cas défavorable

d'une réflectivité élevée conduisant à des grandes incertitudes en pyrorrélectométrie, l'incertitude totale reste inférieure à celle obtenue en pyrométrie bichromatique pour une incertitude de 2% sur le ratio d'émissivités. La mesure des réflectivités a donc permis d'obtenir des mesures à très haute température avec une incertitude inférieure aux méthodes pyrométriques classiques.

5. Conclusion

Dans cet article, une méthode d'évaluation des incertitudes de mesures par pyrorrélectométrie à très haute température est proposée. La correction de la température par les réflectivités permet à la pyrorrélectométrie d'optimiser les mesures à très haute température. L'incertitude totale associée à ces mesures de températures dépend donc de paramètres d'étalonnage identifiés à partir de mesures réalisées sur des cellules eutectiques. L'incertitude totale dépend essentiellement des signaux en réflectivités liés à l'étalonnage et aux mesures, en particulier pour des matériaux avec des réflectivités élevées. Pour des matériaux de réflectivités faibles, il est nécessaire de prendre en compte un terme lié à l'incertitude sur l'émissivité de la cavité des cellules eutectiques. Cette étude conduit à une évaluation de l'incertitude totale sur la mesure de température par pyrorrélectométrie de l'ordre de 1 à 2%, alors qu'en pyrométrie bichromatique, l'incertitude est de l'ordre de 10%. L'émissivité n'a pas été estimée dans ce travail mais pourrait l'être à partir des mesures de réflectivités.

Références

- [1] C. Journeau et al., Upgrading the PLINIUS platform toward smarter prototypic-corium experimental R&D, *ATH20*, 2020.
- [2] L. Charpentier et al., The impact of oxidation on the optical properties of Si-SiC materials, *Ceramics International*, 46 (2020), 28536-28545.
- [3] I. Korobeinikov et al., Surface Tension and Density of Cr-Mn-Ni Steels with Transformation Induced Plasticity Effect, *steel research international*, 92 (2021), 2000260.
- [4] D. Hernandez et al., Experimental validation of a pyroreflectometric method to determine the true temperature on opaque surface without hampering reflections, *Measurement*, 42 (2009), 836-843.
- [5] BIPM, Evaluation des données de mesure - Guide pour l'expression de l'incertitude de mesure, *JCGM*, 100 (2008).
- [6] F. Sakuma et al., Establishing a practical temperature standard by using a narrow-band radiation thermometer with a silicon detector. *Temperature, Its Measurement and Control in Science and Industry* (American Institute of Physics, New York) 5 (1982), 421-427.
- [7] M. Sadli et al., Collaboration Between UME and LNE-INM on Co-C Eutectic Fixed-Point Construction and Characterization, *International Journal of Thermophysics*, 30 (2009), 36-46.
- [8] M. Sadli et al., Construction and in-situ characterisation of high-temperature fixed point cells devoted to industrial applications, *EPJ Web of Conferences*, 77 (2014), 18.
- [9] P. Saunders, Propagation of uncertainty for non-linear calibration equations with an application in radiation thermometry, *Metrologia*, 40 (2003), 93-101.
- [10] P. Saunders et al., Interpolation errors for radiation thermometry, *Metrologia*, 41 (2003), 41-46.

Remerciements

Les auteurs remercient Frédéric Bourson et Mohamed Sadli du Laboratoire Commun de Métrologie (LCM) LNE-CNAM pour des discussions fructueuses et pour le prêt de trois cellules eutectiques de qualité métrologique.

Validation expérimentale d'un modèle cinétique de solidification d'une plaque MCP/GNE.

Experimental validation of a kinetic model of a PCM/ENG plate solidification.

Mariam JADAL¹, Jérôme SOTO², Didier DELAUNAY^{1*}

¹Université de Nantes, CNRS, LTeN, UMR 6607, Polytech'Nantes, BP 50609, 44306 NANTES Cedex 3.

²ICAM Nantes, 35 avenue du Champ de Manoeuvres, 44470 Carquefou

* (auteur correspondant : didier.delaunay@univ-nantes.fr)

Résumé – Nous présentons le comportement thermique en solidification d'une plaque de graphite naturel expansé imprégnée de paraffine RT70HC. L'étude est menée au double plan expérimental et numérique. Les applications visées sont les procédés industriels ayant un temps caractéristique de charge et décharge de l'ordre de quelques minutes. On utilise une modélisation du changement de phase par l'ajout d'un terme source qui exprime une cinétique de cristallisation comportant deux transformations. Le modèle, implémenté sous Comsol, est validé expérimentalement.

Mots-clés : changement de phase, stockage d'énergie, modélisation, cinétique de solidification

Abstract – We present the thermal behavior during solidification of an expanded natural graphite plate impregnated with RT70HC paraffin. The study is carried out at both experimental and numerical levels. The targeted applications are industrial processes with a short charge and discharge characteristic time (of the order of a few minutes). A source formulation involving a crystallization kinetics for two transformations is used. The model implemented in Comsol is validated experimentally with a good agreement.

Keywords: phase change, heat storage, kinetic model, solidification

Nomenclature

K_{Av} coefficient d'Avrami (fonction de T)
 n exposant d'Avrami (constante)
 T température, K
 $C_p(T, \alpha)$ chaleur spécifique volumique, J/kg/K
 $S(T, \alpha)$ source de cristallisation W/m³

Symboles grecs
 α_i Fraction transformée
 ω_i Coefficient de pondération
 $\lambda(T, \alpha)$ conductivité thermique à la température T pour une fraction transformée α

1. Introduction

Le stockage thermique par chaleur latente est une technique efficace, à la fois du point de vue environnemental et du point de vue de l'efficacité énergétique. Les matériaux utilisés pour ce type de stockage sont les Matériaux à Changement de Phase (MCP). Ces derniers sont utilisés pour leur forte densité énergétique et leur stockage ou restitution d'une grande quantité de chaleur à température quasi-constante. Néanmoins, la plupart des MCP présentent une conductivité thermique faible (0,1 – 0,4 W.m⁻¹.K⁻¹). Ceci limite les puissances d'échange de chaleur. Nous nous intéressons ici au stockage de chaleur pour les procédés industriels avec un temps caractéristique de charge et décharge faible (de l'ordre de quelques minutes).

Par conséquent, la conception d'un matériau de stockage efficace requiert le développement de techniques d'amélioration des transferts thermiques. Pour cela, l'obtention de taux de transfert de chaleur compatible avec notre cahier des charges impose, soit d'utiliser une surface d'échange importante avec le MCP, soit d'améliorer la conductivité effective du matériau, soit d'encapsuler le MCP dans des éléments de petites tailles. Cette étude s'inscrit dans la continuité de la thèse de Kevin MERLIN [1]. Lors de cette dernière, un concept de stockage par chaleur latente dopé en conductivité thermique a été développé, caractérisé puis testé sur un démonstrateur d'échangeur-stockeur (6 kWh - 100 kW). Ce système a présenté des résultats prometteurs en termes de temps de retour [2] pour des applications industrielles à cycles thermiques courts. Les travaux présentés ici concernent le préchauffage de l'huile d'un moteur en moins d'une minute en utilisant un MCP dans l'optique de diminuer les émissions de CO₂ lors du démarrage du véhicule à froid. Dans ce contexte, le matériau est basé sur l'association d'une structure conductrice de Graphite Naturel Expansé (GNE), et d'un Matériau à Changement de Phase (MCP) de type paraffine RT70HC, présentant une température de changement de phase à 70°C. Ce dernier possède une cristallisation présentant deux transformations différentes. Ce comportement est connu pour certains types de MCP sans structure conductrice. C'est pourquoi, une étude approfondie sur la connaissance thermique d'un MCP dans une structure conductrice est pertinente. Ce travail est valorisable dans toutes les applications impliquant un MCP présentant une cinétique de solidification comparable au rapport au temps de déstockage. La matrice de GNE se présente sous forme de plaques, d'épaisseur 22mm fournies par la société Mersen. Ces plaques ont été réalisées en plusieurs étapes. Les vermicules de graphite sont tout d'abord exfoliés en utilisant un acide et un traitement à haute température. Ce traitement est suivi de l'application d'une compression uni-axiale, jusqu'à obtenir une structure à la densité désirée. Les vermicules de GNE forment alors une matrice consolidée dont la porosité peut être remplie par un MCP. Dans notre cas, le GNE utilisé présente une masse volumique d'environ 200 kg.m⁻³ et une porosité d'environ 90 %. Enfin les plaques de GNE sont imprégnées en 72 heures à 90°C par capillarité en phase liquide de paraffine RT70HC fournie par Rubitherm. Les plaques de matériau composite sont alors obtenues, avec une fraction massique de paraffine RT70HC de 80%, contre 20% de GNE. Le matériau obtenu est orthotrope, avec deux directions principales dans le plan de la plaque et la troisième selon l'épaisseur de celle-ci. La conductivité thermique plane est de l'ordre de 20W/m/K, ce qui est deux ordres de grandeur supérieur à celle de la paraffine pure. La conductivité transverse est de 0.6W/m/K. Les transferts dans le plan seront donc privilégiés dans les applications, avec un réseau de tubes dans lesquels circule un fluide caloporteur inséré perpendiculairement aux plaques du matériau composite MCP/GNE. Ce type de dispositif est décrit dans les références [1] et [2]. Etant donné que le MCP est imprégné dans la matrice de GNE, les principaux phénomènes de transferts thermiques sont conductifs.

2. Dispositif expérimental

Le dispositif (figure 1) permet de reproduire les conditions de transferts lors d'un processus de stockage thermique, dans une plaque qui représente un élément unitaire d'un module de stockage. Le système permet d'imposer une variation de température au matériau

composite, dans le plan de la plaque de dimensions 143×143×20mm, afin de privilégier les transferts suivant la direction dans laquelle la conductivité thermique est la plus importante (flèche sur la figure 1). Le dispositif expérimental comporte une pièce de cuivre dans laquelle circule le fluide caloporteur (eau) placée sur la tranche de la plaque. Des plaques isolantes entourent l'échantillon afin de limiter les pertes thermiques. Ce dispositif expérimental permet, dans un premier temps, d'identifier des propriétés thermiques du matériau et les résistances entre la plaque et son environnement hors du domaine de changement de phase à l'aide d'une méthode inverse, et ensuite, de valider expérimentalement le modèle numérique de changement de phase. Il est crucial de maîtriser le contact entre l'échantillon et la pièce de cuivre dans laquelle circule le fluide caloporteur. Pour cela, un vérin a été placé sur la face latérale de l'échantillon (côté opposé à la pièce de cuivre) pour appliquer une pression régulée entre l'échantillon et la pièce de cuivre. Deux échangeurs sont placés sur les parties supérieures et inférieures du dispositif. Ces derniers permettent d'obtenir des conditions initiales uniformes en température et également de contrôler plus facilement les conditions aux limites lors des essais. Un bain thermostaté de type LAUDA RK20 KS est utilisé pour la régulation thermique du fluide circulant dans les deux échangeurs. Quatre vérins ont été placés aux extrémités de la plaque support pour assurer le contact entre l'échantillon et les échangeurs de chaleur.

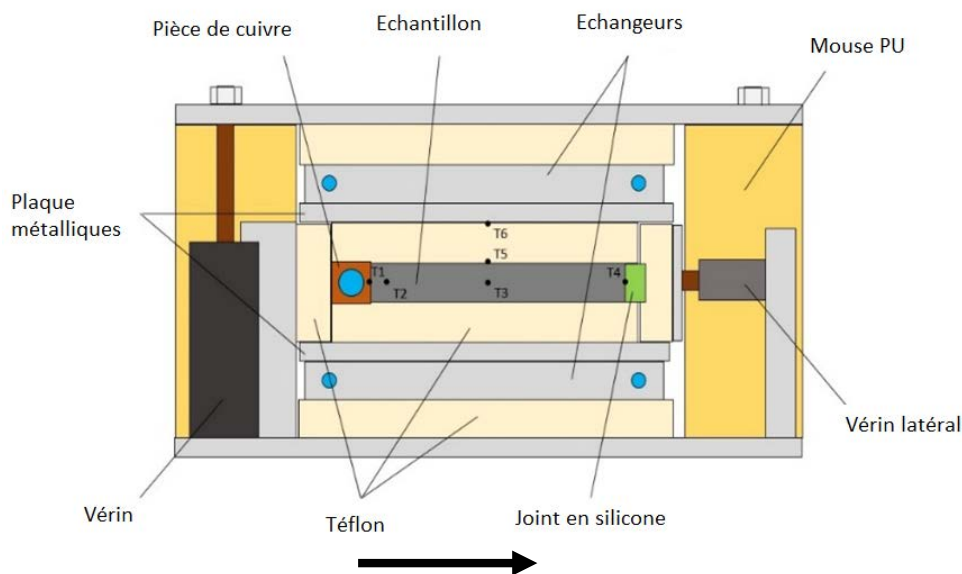


Figure 1 : schéma du dispositif expérimental. La flèche indique la direction de plus grande conductivité de la plaque.

Le champ de température dans la plaque est mesuré à l'aide de micro-thermocouples de types K et de diamètre 0.25 mm dont la position est montrée sur la figure 1. Un premier thermocouple (T_1) est positionné entre l'interface échantillon et la pièce de cuivre. Ce thermocouple va permettre de mesurer la température de surface de la pièce de cuivre. Il est placé dans une rainure de 0.3mm usinée à sa surface, permettant au thermocouple un positionnement précis sans risquer sa cassure. L'évolution de température du thermocouple (T_1) sera, par la suite, utilisée comme condition à la limite dans le modèle numérique. Trois thermocouples sont placés à différentes distances de la pièce de cuivre. Le premier est éloigné

de 10 mm de la pièce de cuivre (T_2), le deuxième de 71.5mm (T_3) soit au milieu de l'échantillon. Le troisième (T_4) est à l'extrémité de la plaque. Les thermocouples ont été collés à 10 mm de profondeur dans la plaque. Enfin, deux thermocouples ont été aussi placés sur la face inférieure (en contact avec l'échantillon) (T_5) et supérieure (en contact avec l'échangeur) (T_6) de la plaque d'isolant en téflon. Cette dernière est située au-dessus de l'échantillon. Ces thermocouples ont permis d'identifier la résistance thermique de contact entre les plaques de téflon et l'échantillon. Le thermocouple sur la face supérieure, au-dessus de l'échangeur (T_6) est utilisé comme condition à la limite dans le modèle numérique. La face inférieure est modélisée par symétrie dans le modèle numérique. L'incertitude de mesure est évaluée à $\pm 0,1K$ dans la gamme de températures étudiées.

3. Modélisation du changement de phase.

3.1. Etude en DSC.

Nous avons adopté une méthode consistant à prendre en compte, au cours de la phase de solidification, les phénomènes exothermiques liés à la cinétique de cristallisation par un terme source $S(T, \alpha)$ dans l'équation de l'énergie. La formulation de conservation d'énergie écrite ici en 1D devient alors :

$$\rho(T, \alpha). C_p(T, \alpha). \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda(T, \alpha). \frac{\partial T}{\partial x} \right) + S(T, \alpha) \quad (1)$$

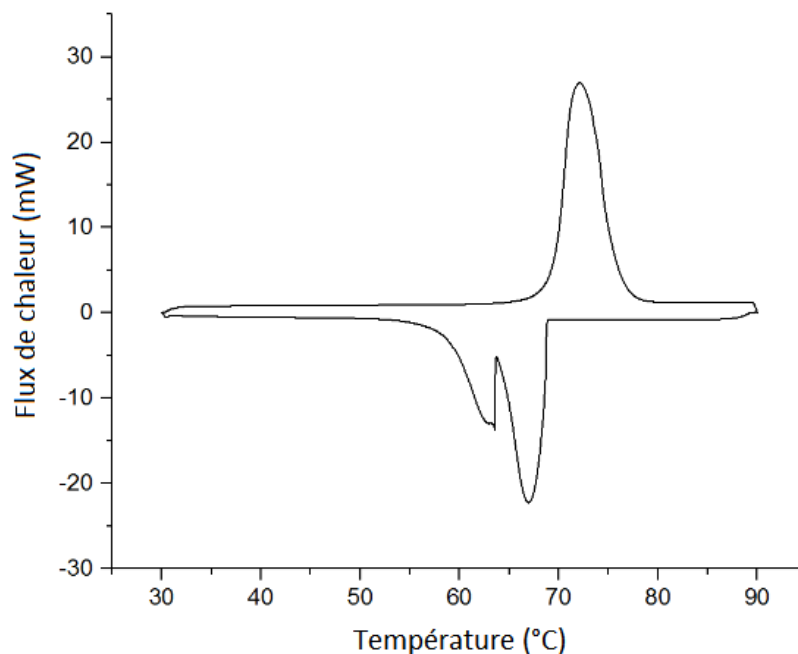


Figure 2 : Flux de chaleur en fonction de la température obtenu en DSC pour la RT70 HC

Un exemple d'enregistrement pour la RT70 est montré sur la figure 2, correspondant à une vitesse de 8K/min, en chauffage et en refroidissement. Un seul pic est visible en fusion (courbe du haut), alors que deux pics sont observés en refroidissement. Ceci signe deux sources exothermiques, mais on remarque que les deux pics se chevauchent, et qu'il est

impossible de les déconvoluer précisément. C'est le cas dans toute la gamme de mesure accessible avec les appareils disponibles aujourd'hui. Une alternative doit donc être proposée. A cette difficulté s'ajoute le problème que le matériau est composite et que le GNE peut avoir un effet sur la cinétique. Or il est quasi impossible d'effectuer des mesures en DSC en présence de graphite, la proportion exacte de celui-ci n'étant pas connue avec certitude dans des échantillons de quelques mg. Nous avons donc décidé d'effectuer la caractérisation cinétique en paraffine pure.

Nous avons défini une stratégie afin de séparer les deux pics exothermiques, pour prédire la cinétique de cristallisation pour chaque transformation correspondant à chacun des deux pics. Un cycle thermique isotherme en deux temps, a été imposé au MCP.

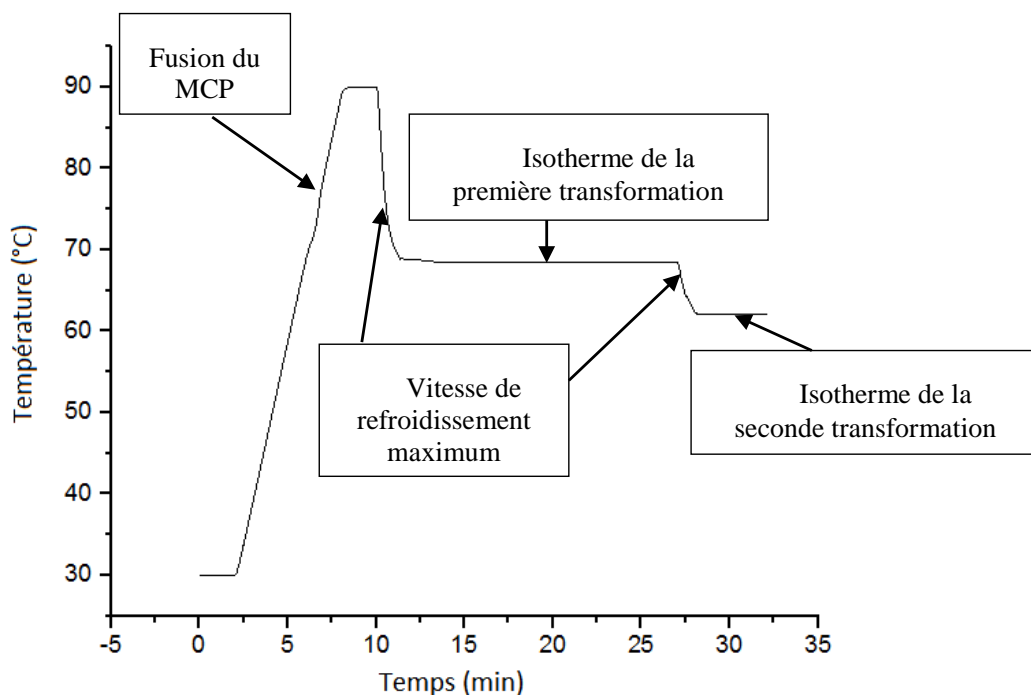


Figure 3 : Cycle thermique imposé à l'échantillon en isotherme.

Il est illustré par un exemple sur la figure 3 qui représente la consigne appliquée à l'échantillon. Comme nous nous intéressons à la solidification, une montée à vitesse constante est appliquée pendant la fusion. La paraffine RT70HC a ainsi été chauffée d'une température initiale de 30°C à 90°C. Cette température a été maintenue pendant cinq minutes. Ensuite, le MCP à l'état liquide, a été refroidi jusqu'à la température de début de cristallisation du premier pic (68°C), et est maintenu pendant 30 minutes à cette température. L'apparition du premier pic de cristallisation doit être observée au cours de l'isotherme. Ensuite un deuxième refroidissement a été imposé jusqu'à la température de début de cristallisation du deuxième pic (63.5°C). Encore une fois, la température est maintenue pendant 30 minutes pour pouvoir observer l'apparition du deuxième pic au cours de l'isotherme. Le refroidissement se fait à jusqu'à atteindre l'isotherme avant le début de la cristallisation.

De nombreux essais ont été réalisés en imposant un refroidissement le plus rapide possible, jusqu'à différentes températures de début de cristallisation du premier pic et du deuxième pic.

Les figures 4 et 5 montrent la séparation des deux transformations (premier et deuxième pic) et leurs apparitions pendant les isothermes dont les valeurs sont portées sur les figures. Le premier pic représente une enthalpie de $\Delta H_1 = 180 \text{ KJ.kg}^{-1}$, et le deuxième pic une enthalpie

$\Delta H_2 = 74 \text{ kJ.kg}^{-1}$. La somme d'enthalpie des deux pics, $\Delta H = 254 \text{ kJ.kg}^{-1}$, correspond à celle obtenue dans le cas anisotherme, avec une enthalpie globale de cristallisation incluant les deux pics de 258 kJ.kg^{-1} .

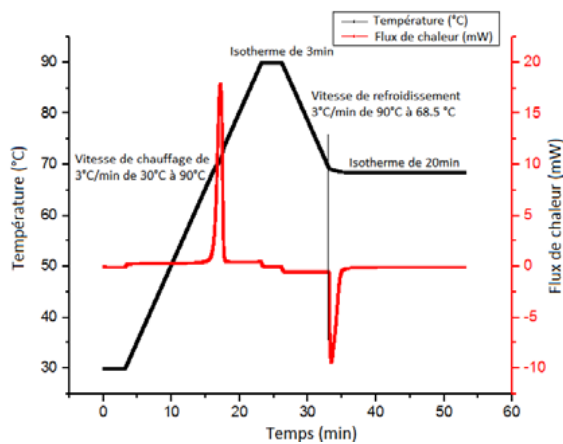


Figure 4 : Flux de chaleur et de la température en fonction du temps (premier pic).

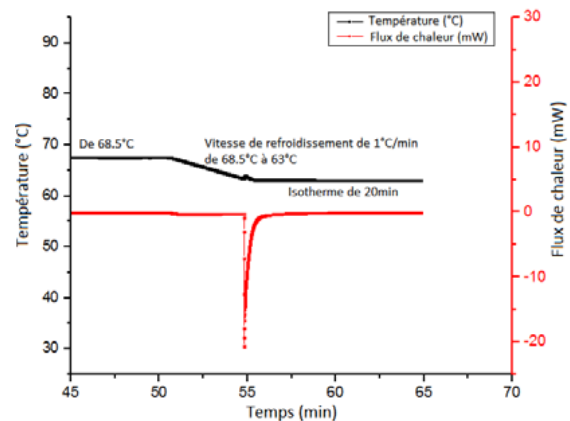


Figure 5 : Flux de chaleur et de la température en fonction du temps (deuxième pic).

Le premier pic a pu être observé lors des paliers de température sur une plage variant entre 68°C et 69.3°C . Le deuxième pic est apparu sur une plage de paliers de température variant entre 62.5°C et 63.5°C . Au-delà de cette plage de température, les pics de cristallisation apparaissent au cours du refroidissement (pendant la rampe de température). La théorie d'Avrami [4] permet de calculer le taux de transformation en faisant l'hypothèse que la cristallisation a lieu à température constante. La fraction solidifiée donnée par :

$$\alpha(t) = 1 - \exp(-K_{AV}t^n) \quad (2)$$

avec $K_{AV}(T)$ le coefficient d'Avrami, caractérisant l'aptitude du polymère à cristalliser. Et n l'exposant d'Avrami qui caractérise la géométrie des structures cristallines et le type de germination. Les figures 6 et 7 présentent les coefficients d'Avrami pour les deux pics. Les exposants d'Avrami sont respectivement de 2 pour la première transformation et de 1 pour la seconde. Ces valeurs, liées à la forme des entités cristallines et au type de germination (sporadique ou instantanée) ont été vérifiées par visualisation sous microscope. La reconstruction des pics de DSC en utilisant ces valeurs s'est avérée très précise, comme le lecteur pourra le constater dans [5]. On remarque néanmoins sur la figure 7 que le domaine dans lequel on obtient des mesures pour K_{av} est très limité pour la seconde transformation, ce qui a nécessité une extrapolation en température et une identification sur un autre dispositif et une autre géométrie que celle décrite dans cet article (voir [5]). La dépendance en température des coefficients d'Avrami K_{av} est prise en compte par une forme en cloche, les points hors du domaine atteignable en DSC étant obtenus par interpolation entre le maximum de K_{av} déterminé sur un autre dispositif et les températures où K_{av} est nul : la température de fusion et la température de transition vitreuse. On reconstitue ainsi la courbe en cloche qui est utilisée dans la simulation.

3.2. Modélisation numérique de la solidification.

Le terme source s'exprime à l'aide de la fonction de cinétique de cristallisation de chaque transformation sous la forme :

$$S(T, \alpha) = \rho(T, \alpha) \cdot \Delta H_T \left(\omega_1 \frac{d\alpha_1}{dt} + \omega_2 \frac{d\alpha_2}{dt} \right) \quad (3)$$

Avec : $\Delta H_T = \Delta H_1 + \Delta H_2$, $\omega_1 = \Delta H_1 / \Delta H_T$, $\omega_2 = \Delta H_2 / \Delta H_T$

La forme différentielle de Nakamura [6] est alors appliquée pour prédire la cinétique de chaque transformation lors d'un refroidissement quelconque, et ainsi calculer $d\alpha_i/dt$ en fonction de α_i et de la température T selon l'équation 4.

$$\frac{d\alpha_i}{dt} = n_i \times K_{Av}(T)^{\frac{1}{n_i}} \times (1 - \alpha_i) \times \left[\ln \left(\frac{1}{1 - \alpha_i} \right) \right]^{\frac{n_i - 1}{n_i}} \quad (4)$$

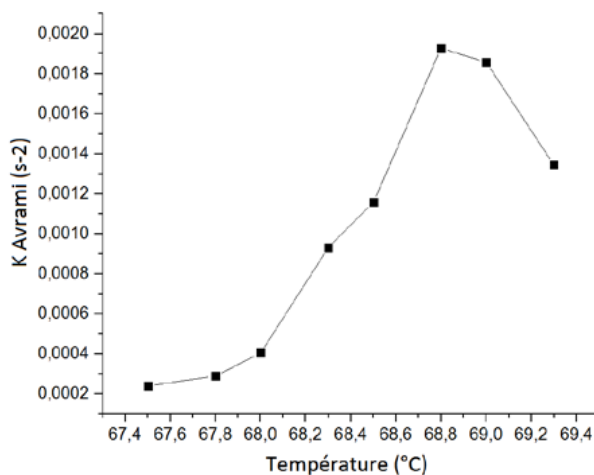


Figure 6 : Coefficient K_{Av} en fonction de la température pour le premier pic.

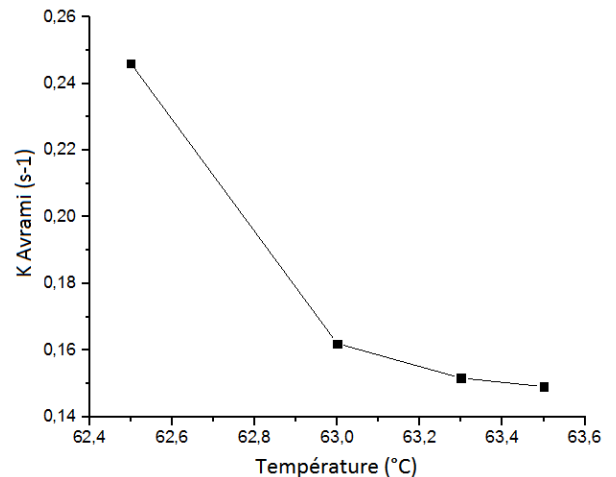


Figure 7 : Coefficient K_{Av} en fonction de la température pour le second pic

La fraction transformée α_i désigne dans la relation (4) α_1 ou α_2 , avec les valeurs de $K(T)$ et n correspondant à chacune des deux transformations. Le modèle de Nakamura a été implémenté en 2D sous Comsol, à l'aide d'une formulation éléments finis développée par A. Levy [7]. Le système résolu est constitué de l'équation (5) de la conduction anisotrope en 3D comportant le terme source donné par l'équation (3), couplée avec les équations cinétiques (4).

$$\rho(T, \alpha) \cdot C_p(T, \alpha) \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}(k(T, \alpha) \cdot \text{grad}T) + \rho(T, \alpha) \cdot \Delta H_T \left(\omega_1 \frac{d\alpha_1}{dt} + \omega_2 \frac{d\alpha_2}{dt} \right) \quad (5)$$

La figure 8 précise les différents paramètres imposés dans le modèle numérique sous Comsol©

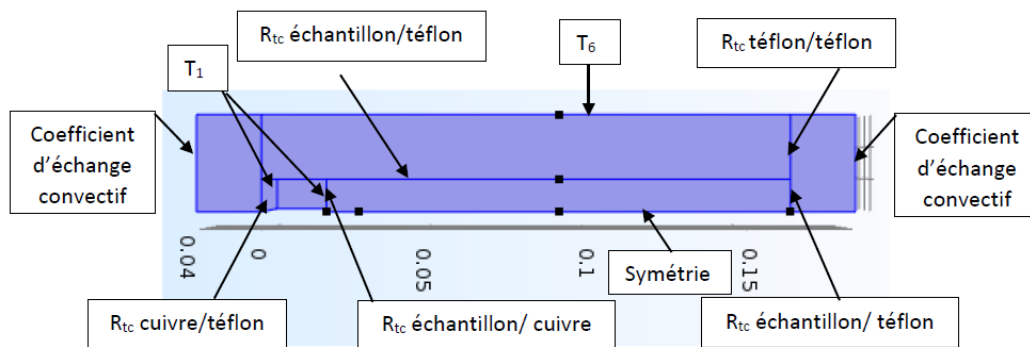


Figure 8 : conditions aux limites imposées dans le modèle numérique.

La figure 9 présente la comparaison entre les mesures et le calcul, aux coordonnées des thermocouples, lors d'un échelon de refroidissement imposé à la pièce de cuivre par le fluide caloporteur (température T_1).

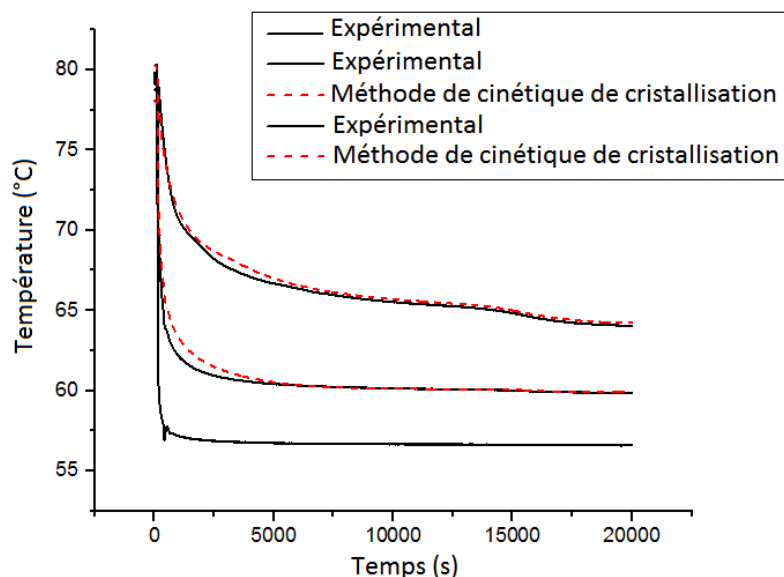


Figure 9 : températures mesurées et calculées aux thermocouples à cœur de la plaque de composite.

Les propriétés thermiques du matériau ont été mesurés par différentes techniques classiques (plaque chaude gardée, DSC, dilatomètre, ...) mais aussi par méthode inverse en dehors du domaine de changement de phase, en liquide et en solide. Il en est de même pour les différentes résistances thermiques aux interfaces [5]. Les variations des propriétés en fonction de la température et de la fraction transformée sont prises en compte. On constate que l'accord obtenu est très satisfaisant, avec un écart quadratique moyen de l'ordre de 0.03K.

4. Conclusion

L'utilisation d'une cinétique de solidification incluant deux transformations donne d'excellents résultats. Il faut noter que les paramètres cinétiques, obtenus en DSC et appliqués à la plaque composite semblent pertinents, ce qui indiquerait un effet nucléant du graphite peu influent sur la paraffine RT70HC. Une extrapolation de la fonction de cinétique de cristallisation du second pic a été nécessaire du fait du faible intervalle dans lequel elle a été obtenue. Les résultats ont alors montré un très bon accord [5]. Une première perspective concerne l'utilisation des mesures pour identifier la fonction de cinétique de cristallisation par méthode inverse qui constitue une méthode incontournable pour identifier la cinétique. En effet, les méthodes utilisant l'enthalpie apparente sont non fondées sur le plan théorique. Une seconde perspective est l'utilisation de ces résultats pour modéliser le fonctionnement d'un stockage par chaleur latente à dynamique rapide, prenant en compte la surfusion ainsi que des cycles complexes avec solidification incomplète qui peuvent être traité sans problème ni restriction théorique par l'introduction du champ de distribution de fraction transformée.

Références

- [1] K. Merlin, Caractérisation thermique d'un matériau à changement de phase dans une structure conductrice, thèse de l'Université de Nantes, 2016.
- [2] K. Merlin, J. Soto, D. Delaunay, and L. Traonvouez, "Industrial waste heat recovery using an enhanced conductivity latent heat thermal energy storage", *Appl. Energy*, vol. 183, pp. 491–503, 2016, doi: 10.1016/j.apenergy.2016.09.007
- [3] B. Pignon, Cristallisation des polymères semi-cristallins en condition thermique extrême, Thèse de l'Université de Nantes, 2015.
- [4] M. Avrami, Kinetics of phase change. I: General theory, *J. Chem. Physics*, vol. 7, pp. 1103–1112, 1939.
- [5] M. Jadal, caractérisation thermique d'un échangeur-stockeur constitué d'un matériau à changement de phase dans une structure conductrice, Thèse de l'Université de Nantes, 2020
- [6] T. Nakamura, K. Wantanabe, K., Katayama, K., and Amano, Some aspects of nonisothermal crystallization of polymers I: relationship between crystallization temperature, crystallinity, and cooling conditions, *J. Appl. Polym. Sci.*, vol. 16, pp. 1077–1091, 1972.
- [7] A. Levy, A Novel Physics Node for Nakamura Crystallization Kinetics, *Int. J. Theor. Appl. Math.*, 2017.

Modèles réduits ARX et produit de convolution en thermique linéaire des systèmes invariants.

Reduced ARX models and convolution product for heat transfer in times invariant systems.

Denis MAILLET^{1*}, Célien ZACHARIE¹, Benjamin RÉMY¹

¹Laboratoire Énergies et Mécanique Théorique et Appliquée
Université de Lorraine, CNRS, 2 avenue de la Forêt de Haye - BP 90161 - Vandoeuvre-lès-Nancy, France.

* (auteur correspondant : denis.maillet@univ-lorraine.fr)

Résumé – Les modèles paramétriques polynomiaux de structure ARX sont de plus en plus employés en caractérisation des transferts de chaleur en thermique des systèmes linéaires et invariants, du fait de leur robustesse dans les problèmes d'inversion, c'est-à-dire dans les problèmes d'identification de modèle ou d'estimation d'entrée. Leur parcimonie permet d'obtenir en effet des résidus très faibles avec un nombre restreint de coefficients. Cet article montre, sur une base théorique algébrique, que ces modèles ARX peuvent être déduits des modèles convolutifs.

Mots-clés : Calibration ; Identification ; Problème inverse ; Produit de convolution ; Parcimonie.

Abstract – Parametric polynomial models of ARX structure are becoming very popular for characterizing heat transfer for linear time independent systems, because of their robustness in inversion problems such as system identification or input estimation. Their parsimonious character allows low level residuals with a small number of parameters. This paper shows, on a theoretical algebraic basis, that these ARX models can be derived from the convective models.

Keywords: Calibration; Identification; Problème inverse; Convolution product; Parsimony.

1. Introduction

L'objet de ce papier est de faire le lien entre les modèles réduits de structure ARX et les modèles convolutifs qui relient une réponse en température $y(t)$ en un point donné de l'espace à une source $u(t)$, ici une excitation thermique transitoire $u(t)$, qui peut être soit une autre température, ou une puissance thermique dissipée, locale ponctuelle ou répartie. Ce lien causal entre une entrée et une sortie est caractérisé, au travers d'un produit de convolution, par une réponse impulsionnelle $h(t)$. Ce modèle convolutif est toujours applicable en dynamique des systèmes Linaires à coefficients Invariants en Temps (LIT) pourvu que l'excitation soit unique et séparable entre temps et espace [1, 2]. Il s'écrit :

$$y(t) = (h * u)(t) = \int_0^t h(t') u(t-t') dt' \Leftrightarrow \bar{y}(p) = \bar{h}(p) \bar{u}(p) \quad (1a, b)$$

Ici le symbole étoile désigne le produit de convolution, p est la variable de Laplace et la barre supérieure sur une fonction désigne sa transformée.

Un des problèmes inverses liés à ce modèle est celui de l'identification de $h(t)$ à partir d'observations ou de mesures de $u(t)$ et de $y(t)$ en des instants discrets de l'intervalle $]0, t_f]$.

A cause de la symétrie entre h et u dans (1a) ou (1b), ce problème spécifique de thermique inverse est différent du problème classique de conduction inverse (IHCP) où $u(t)$ est recherché à partir de valeurs échantillonnées de $y(t)$ qui sont entachées d'un bruit de mesure et dont la réponse impulsionnelle exacte $h(t)$ est connue, pour les raisons suivantes :

- i) dans ce problème d'identification non seulement $y(t)$ mais aussi $u(t)$ est entachée d'un bruit,
- ii) la réponse impulsionnelle (une transmittance si u est une température, ou une impédance s'il s'agit d'une puissance thermique) a un support fini qui est inconnu.

Le point i) peut être résolu par une régularisation utilisant les moindres carrés totaux (TLS) [1]. Le point ii) est plus délicat: le choix de l'ensemble des temps de mesure, et donc du pas de temps, a une influence importante sur la résolution de la fonction à estimer (nombre et localisation temporelle de la base de fonctions servant à la paramétrisation de $h(t)$), même en l'absence de bruit. Donc, si l'accord entre le choix des instants de mesure et le support (inconnu) de $h(t)$ n'est pas bon, une régularisation classique (Tikhonov) ou par TSVD (décomposition en valeurs singulières tronquée) de l'opérateur du modèle convolutif (1a) mis sous une forme discrète matricielle utilisant une matrice carrée (autant d'inconnues que de temps de mesure) ne peut pas toujours fournir une estimation satisfaisante, c'est-à-dire qui respecte le principe de non contradiction (« discrepancy principle ») de Morozov sur les résidus.

Une solution alternative de ce problème IHCP spécifique consiste à utiliser un modèle paramétrique polynomial spécifique, de structure AutoRégressive à entrée eXterne (ARX) dont la structure est donnée par l'équation (2) :

$$y_k = - \sum_{i=1}^{na} a_i y_{k-i} + \sum_{j=1}^{nb} b_j u_{k-j-nk} \quad (2)$$

La sortie du modèle $y_k = y(t_k)$ à un instant $t_k = k \Delta t$ courant est ici une combinaison des n_a sorties précédentes et des n_b entrées précédentes, avec un éventuel retard temporel égal à $n_k \Delta t$, où Δt est le pas d'acquisition ou d'observation [3]. Une identification par moindres carrés sur tout le domaine temporel de ce modèle discret, c'est-à-dire une estimation des $(n_a + n_b)$ paramètres a_i et b_j , pour un choix optimum du triplet (n_a, n_b, n_k) qui minimise les résidus correspondants, est généralement assez robuste [4]. Ce type d'algorithme est par exemple disponible dans l'environnement Matlab. Des applications récentes [5, 6] dans le domaine de la thermique des systèmes, dont la modélisation est difficile, commencent à apparaître.

Dans cet article, les modèles convolutif (1a) et ARX sont comparés sur une base théorique, en utilisant une paramétrisation de chacune des trois fonctions de (1a) sur un peigne de Dirac. Ceci conduit à des expressions explicites des paramètres du modèle ARX en fonction de la réponse impulsionnelle $h(t)$.

2. Interprétation des coefficients ARX en fonction de la réponse impulsionnelle

2.1 Version discrète du modèle convolutif

En pratique, comme vu plus haut, les observations des valeurs instantanées du signal de sortie $y(t)$ sont faites pour des temps discrets isochrones et sont donc échantillonnées avec un pas temporel à partir de cette fonction de sortie à temps continu. Ces valeurs sont calculées grâce à une quadrature numérique (1a) de l'intégrale de convolution :

$$y(t_k) = \int_0^{t_k} h(t') u(t_k - t') dt' = \sum_{j=1}^k \int_{t_{j-1}}^{t_j} h(t') u(t_k - t') dt' \approx \sum_{j=1}^k \Delta t \tilde{h}_j \tilde{u}_{k-j+1} \quad (3a)$$

Ici la notation tilde surmontant les symboles de la réponse impulsionnelle et de l'entrée désigne les moyennes glissantes de ces fonctions sur une fenêtre temporelle de largeur Δt . On les évalue aux bornes temporelles supérieures de ces intervalles désignés par leur indice :

$$\tilde{h}_j = \tilde{h}(t_j) \equiv \frac{1}{\Delta t} \int_{t_{j-1}}^{t_j} h(t') dt' \quad \text{avec} \quad \tilde{x}(t) \equiv \frac{1}{\Delta t} \int_{t-\Delta t}^t x(t') dt' \quad \text{pour } x = h \text{ or } u \quad (3b)$$

$$\text{et } \tilde{u}_{k-j+1} = \tilde{u}(t_{k-j+1}) = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_{k-j}}^{t_{k-j+1}} u(t'') dt'' = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_{j-1}}^{t_j} u(t_k - t') dt'$$

L'équation (3a), qui est une approximation dans le cas général, devient exacte si la covariance déterministe de $h(t)$ et $u_k^{flip}(t) = u(t_k - t)$ est égale à zéro sur chacun de leurs intervalles communs $\Delta_j =]t_{j-1}, t_j]$. C'est par exemple le cas si les deux fonctions sont strictement égales à leurs versions paramétrisées sur une base de fonctions constantes par morceaux, ou si elles varient linéairement sur chaque intervalle temporel.

Il est très intéressant d'introduire ici les notions de doses de ces fonctions sur chaque intervalle Δ_j :

$$\hat{x}_j = \int_{t_{j-1}}^{t_j} x(t') dt' = \hat{x}_j \Delta t \quad \text{pour } x = h \text{ ou } u \Rightarrow y_k = y(t_k) = \sum_{j=1}^k \hat{h}_j \tilde{u}_{k-j+1} = \sum_{j=1}^k \tilde{h}_j \hat{u}_{k-j+1} \quad (4a, b)$$

Une hypothèse forte est ici posée: on suppose que la fonction $h(t)$ est nulle pour des instants postérieurs à un temps $t_{nh} = n_h \Delta t$, ce qui suppose que le support de cette fonction est inclus dans l'intervalle $[0, t_{nh}]$ avec également $h(0) = 0$. Donc le nombre minimum m d'observations de $u(t)$ et $y(t)$ nécessaire à une reconstruction de $h(t)$ est égal à n_h . Nous supposons donc $m \geq n_h$.

Une représentation matricielle du modèle discret (3a) existe, si on considère les différentes variables, c'est à dire les valeurs échantillonnées de $h(t)$ et de $u(t)$ à la fin de chacun des m intervalles Δ_j ainsi que les doses correspondantes. Cette représentation est donnée ici pour un instant t_k appartenant à l'intervalle des observations $[t_1, t_m]$:

$$\mathbf{y} = \mathbf{N}(\tilde{\mathbf{h}}) \hat{\mathbf{u}} = \mathbf{N}(\tilde{\mathbf{u}}) \hat{\mathbf{h}} \quad \text{with} \quad \hat{\mathbf{u}} \equiv \Delta t \tilde{\mathbf{u}} \quad \text{and} \quad \hat{\mathbf{h}} \equiv \Delta t \tilde{\mathbf{h}} \quad (5a, b)$$

$$\text{où } \mathbf{y} = \begin{bmatrix} y_1 \\ y_2 \\ y_3 \\ \vdots \\ y_k \end{bmatrix} ; \mathbf{N}(\mathbf{x}) \equiv \begin{bmatrix} x_1 & & & & \\ x_2 & x_1 & & & 0 \\ x_3 & x_2 & x_1 & & \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \\ x_k & x_{k-1} & x_{k-2} & \cdots & x_1 \end{bmatrix} \text{ avec } \mathbf{x} \equiv \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \\ \vdots \\ x_k \end{bmatrix} \text{ pour } x = \tilde{h} \text{ or } \tilde{u} \quad (5c)$$

Ici $\mathbf{N}(\mathbf{x})$ est une matrice de Toeplitz triangulaire inférieure dont les colonnes sont le vecteur \mathbf{x} , ainsi que ses versions décalées et tronquées.

Les deux formes du modèle convolutif discret indiquées plus haut peuvent être utilisées, dans le sens direct, pour simuler la sortie pour des observations ou des mesures connues de l'entrée si la réponse impulsionnelle est également connue.

Cependant, dans un problème de conduction inverse, ou même de conduction-advection inverse pour un système de type LIT, pour lequel dont on cherche à évaluer l'entrée, pour des valeurs discrètes connues de $y(t)$ et $h(t)$, éventuellement en présence d'un bruit additif, la forme (5a) est la plus adaptée, puisque le vecteur $\tilde{\mathbf{u}}$ des doses de l'entrée est alors l'inconnue intrinsèque. Par contre, ceci nécessite d'accéder au vecteur $\tilde{\mathbf{h}}$ des moyennes par intervalle de $h(t)$, ce qui ne peut être fait qu'à l'aide d'une moyenne arithmétique des valeurs de cette fonction aux bornes de chaque intervalle Δ_j , voir l'équation (6a).

D'une façon symétrique, dans le cas d'un problème inverse d'identification de $h(t)$ à partir de la connaissance des valeurs discrètes de $y(t)$ et de $h(t)$, la forme (5b) est plus appropriée. Dans ce cas, le vecteur $\tilde{\mathbf{h}}$ doit être calculé en remplaçant le vecteur des moyennes $\tilde{\mathbf{u}}$ par un vecteur des moyennes arithmétiques correspondantes, voir l'équation (6b).

$$\tilde{\mathbf{x}} \approx \frac{1}{2} (\mathbf{x} + \mathbf{x}^{prior}) = \mathbf{K} \mathbf{x} \quad \text{with } \mathbf{x}^{prior} \equiv \begin{bmatrix} x_0 = 0 \\ x_1 \\ x_2 \\ \vdots \\ x_{k-1} \end{bmatrix} \text{ for } x = h \text{ or } u \text{ and } \mathbf{K} \equiv \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & & & & \\ 1 & 1 & & & 0 \\ & \ddots & \ddots & & \\ & & 0 & \ddots & 1 \\ & & & & 1 & 1 \end{bmatrix} \quad (6a, b)$$

Pour les deux problèmes inverses en dimensions finies vus plus haut, les trois fonctions du modèle portant sur le produit de convolution continu (1a) sont remplacées par leurs formes paramétrisées qui peuvent être obtenues par projection i) soit sur une base de fonctions constantes par morceaux ou ii) sur une base de distributions de Dirac (impulsions). Les deux formes sont strictement équivalentes en ce qui concerne les valeurs discrètes de la sortie sur une grille temporelle, mais la deuxième, qui correspond à une projection sur un peigne de Dirac $C_{\Delta t}(t)$, permet d'obtenir des transformées de Laplace très simple des trois fonctions échantillonnées :

$$y_{param}(t) = \int_0^\infty C_{\Delta t}(t) y(t) dt = (h_{param} * u_{param})(t) \quad (7)$$

où $C_{\Delta t}(t) = \sum_{i=1}^\infty \delta(t - i\Delta t)$ et $x_{param}(t) = \int_0^\infty C_{\Delta t}(t) \tilde{x}(t_i) dt$ pour $x = y, h$ ou u

2.2 le modèle ARX et son interprétation à partir de sa version en temps continu

Les sorties y_k du modèle ARX (2) sont considérées ici comme des valeurs échantillonnées d'un modèle ARX à temps continu $y_{ARX}(t)$ défini par :

$$y_{ARX}(t) = - \sum_{i=1}^{na} a_i y_{ARX}(t - \tau_i) + \sum_{j=1}^{nb} b_j u(t - \tau_{j+nk}) \quad \text{où } \tau_i = i \Delta t \quad (8)$$

Cette équation est écrite dans le domaine de Laplace, en utilisant la propriété des transformées des fonctions décalées en temps :

$$\bar{y}_{ARX}(p) = - \left(\sum_{i=1}^{na} a_i \exp(-\tau_i p) \right) \bar{y}_{ARX}(p) + \left(\sum_{j=1}^{nb} b_j \exp(-\tau_{j+nk} p) \right) \bar{u}(p) \quad (9)$$

Une comparaison des versions de Laplace du modèle convolutif(1b) et du modèle ARX à temps continu (9) donne :

$$\bar{h}(p) = \frac{\sum_{j=1+nk}^{nd} b_j \exp(-\tau_j p)}{1 + \sum_{i=1}^{na} a_i \exp(-\tau_i p)} \quad \text{où } nd = nk + nb \quad (10)$$

Les équations (1b) et (10), écrites pour une valeur nulle de la variable de Laplace p , fournissent des relations très intéressantes entre les doses cumulées des trois fonctions :

$$\bar{h}(0) = \frac{\bar{y}(0)}{\bar{u}(0)} = \frac{\sum_{i=1}^m \tilde{y}_i}{\sum_{i=1}^m \tilde{u}_i} = \frac{\sum_{j=1+nk}^{nd} b_j}{1 + \sum_{i=1}^{na} a_i} \Rightarrow h^{ss} = \frac{y^{ss}}{u^{ss}} = \frac{\sum_{i=1}^{i_{sr}} y_i}{\sum_{i=1}^{i_{sr}} u_i} \quad (11a, b)$$

Dans l'équation (11b) u^{ss} désigne une entrée en régime permanent (steady state) et y^{ss} est la réponse permanente correspondante pour le système physique considéré caractérisé par sa réponse impulsionnelle $h(t)$. Nous supposons ici que $y(t)$ est une variation de température. Donc h^{ss} est une résistance thermique (en K/W) si $u(t)$ est une puissance thermique (en watts) et on peut l'appeler transmittance permanente (une grandeur adimensionnelle) si $u(t)$ est une variation de température qui génère $y(t)$ de manière causale.

En théorie, l'indice i_{sr} du temps final qui apparaît dans la somme (11b) devrait être l'infini, puisqu'il correspond au temps nécessaire pour atteindre un régime permanent en entrée et en sortie, qui sont en fait des niveaux asymptotiques. Par contre, en pratique, le rapport $y(t)/h(t)$ peut atteindre le niveau h^{ss} , avec une précision acceptable, au bout d'un temps fini t_{sr} qui peut être défini comme le début d'un *régime glissant*.

2.3 Version matricielle du modèle ARX

Le modèle ARX (2) est écrit pour $na = nb = m-1$ et $nk = 0$, et un terme supplémentaire est introduit pour $j = 0$ dans la deuxième somme :

$$y_k = - \sum_{i=1}^{m-1} a_i y_{k-i} + \sum_{j=0}^{m-1} b_j u_{k-j} \Rightarrow \sum_{i=0}^{m-1} a_i y_{k-i} = \sum_{j=0}^{m-1} b_j u_{k-j} \quad \text{avec } a_0 = 1 \quad (12a, b)$$

La présence de ce terme en b_0 est expliquée plus loin. Un changement des indices i et j en $i-1$ et $j-1$ dans (12b) fournit l'équation (13a):

$$\sum_{i=1}^m a_{i-1} y_{k-i+1} = \sum_{j=1}^m b_{j-1} u_{k-j+1} \Rightarrow \sum_{i=1}^k a_{i-1} y_{k-i+1} = \sum_{j=1}^k b_{j-1} u_{k-j+1} \quad (13a, b)$$

Le changement des bornes supérieures des sommes entre (13a) et (13b) provient des valeurs nulles de $u(t)$ and $y(t)$ pour des temps négatifs ou nuls. Cette équation, multipliée par le pas temporel Δt , est écrite pour les instants entre t_1 et t_k , et la forme du système d'équations qui en résulte correspond au produit de convolution entre deux vecteurs déjà utilisé dans les équations (5a à c) :

$$\mathbf{N}(\mathbf{a}^{prior}) \mathbf{y} = \mathbf{N}(\mathbf{u}) \mathbf{b}^{prior} \quad \text{avec } \mathbf{x}^{prior} = [x_0 \quad x_1 \quad \dots \quad x_{k-1}]^T \quad \text{pour } x = a \text{ ou } b \quad (13c)$$

La notation \mathbf{x}^T désigne ici la transpose d'un vecteur ou d'une matrice \mathbf{x} .

2.4 Introduction des coefficients a du modèle ARX dans le modèle convolutif

Le membre de gauche de l'équation (4b), qui est la réponse discrète $y_k = y(t_k)$ dans le produit de convolution, correspond à la réponse du modèle à une excitation forcée. Si on effectue une translation temporelle de l'échelle des temps dont l'origine passe de $t_0 = 0$ à t_r , la sortie y_k peut être considérée comme la somme de $y_r = y(t_r)$ et d'un terme forcé, le produit de convolution de la réponse impulsionnelle translatée $h(t - t_r)$ et de la partie restante de l'entrée originale, c'est-à-dire de $u(t)$ pour $t > t_r$:

$$y(t) = y(t_r) + y_r^f(t) \quad \text{avec } y_r^f(t) = \int_{t_r}^t h(t') u(t-t') dt \quad \text{pour } r = 0 \text{ to } k-1 \quad (14a)$$

La version discrète de cette décomposition s'écrit :

$$y_k = \Delta t \sum_{j=1}^k \tilde{h}_j \tilde{u}_{k-j+1} = y_r + y_r^f(t_k) \quad \text{avec } y_r^f(t_k) \equiv \sum_{j=r+1}^k \tilde{h}_j \tilde{u}_{k-j+1} = \sum_{i=1}^{k-r} \tilde{h}_{k-i+1} \tilde{u}_i \quad (14b, c)$$

où $i = k - j + 1$ pour $r = 0$ à $k-1$ et pour $k = 0$ à $m-1$

Chaque équation donnant y_k ci-dessus, correspond à un index r pour l'instant de transition t_r qui peut varier de 0 à $k-1$. Elle est multipliée par un coefficient α'_{k-r} , et les k équations résultantes sont ensuite additionnées pour ces différentes de r , ce qui donne :

$$\alpha'_{sum} y_k = \sum_{r=0}^{k-1} \alpha'_{k-r} y_r + \sum_{r=0}^{k-1} \alpha'_{k-r} y_r^f(t_k) \quad \text{avec } \alpha'_{sum} \equiv \sum_{r=0}^{m-1} \alpha'_{k-r} = \sum_{i=0}^{m-1} \alpha'_i \quad (15a)$$

Une division des k équations ci-dessus par α'_{sum} fait apparaître k nouveaux coefficients α_i :

$$y_k = - \sum_{r=0}^{k-1} \alpha_{k-r} y_r - \sum_{r=0}^{k-1} \alpha_{k-r} y_r^f(t_k) \quad \text{avec } \alpha_i \equiv - \alpha'_i / \alpha'_{sum} \quad \text{pour } i = 1 \text{ à } k \quad (15b)$$

Après introduction d'un coefficient α_0 et en utilisant le fait que $y_0 = 0$, l'équation(15b) devient :

$$\sum_{r=1}^k \alpha_{k-r} y_r = - \sum_{r=0}^{k-1} \alpha_{k-r} y_r^f(t_k) \quad \text{avec } \alpha_0 = 1 \quad (15c)$$

Les changements d'indice $i = k - r + 1$ dans le membre de gauche et $j = k - r$ dans celui de droite, en notant de plus que $y_0^f(t_k)$ est égal à y_k , voir (14b), donnent :

$$\sum_{i=1}^k \alpha_{i-1} y_{k-i+1} = - \sum_{j=1}^k \alpha_j y_{k-j}^f(t_k) \quad (15d)$$

De la même manière que pour le passage de (13b) à (13c), l'équation (15d) est écrite sous forme matricielle :

$$\mathbf{N}(\mathbf{a}^{prior}) \mathbf{y} = - \mathbf{N}(\mathbf{a}) \mathbf{y}^f(t_k) \text{ avec } \mathbf{a}^{prior} \equiv [\alpha_0 = 1 \quad \alpha_1 \quad \dots \quad \alpha_{k-1}]^T \text{ et } \mathbf{a} \equiv [\alpha_1 \quad \alpha_2 \quad \dots \quad \alpha_k]^T \quad (16)$$

Le vecteur $\mathbf{y}^f(t_k)$, dont les composantes sont données par l'équation (14c), s'écrit :

$$\begin{bmatrix} y_0^f(t_k) \\ y_1^f(t_k) \\ \vdots \\ y_{k-1}^f(t_k) \end{bmatrix} = \Delta t \begin{bmatrix} \tilde{u}_k & \tilde{u}_{k-1} & \dots & \dots & \tilde{u}_1 \\ & \tilde{u}_k & \tilde{u}_{k-1} & & \vdots \\ & & \ddots & \ddots & \vdots \\ & 0 & & \ddots & \tilde{u}_{k-1} \\ & & & & \tilde{u}_k \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{h}_1 \\ \tilde{h}_2 \\ \vdots \\ \vdots \\ \tilde{h}_k \end{bmatrix} = \Delta t \begin{bmatrix} \tilde{h}_1 & \tilde{h}_2 & \dots & \dots & \tilde{h}_k \\ & \tilde{h}_1 & \tilde{h}_2 & & \vdots \\ & & \ddots & \ddots & \vdots \\ & 0 & & \ddots & \tilde{h}_2 \\ & & & & \tilde{h}_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{u}_k \\ \tilde{u}_{k-1} \\ \vdots \\ \vdots \\ \tilde{u}_{k-1} \end{bmatrix} \quad (17a)$$

ou, en utilisant l'opérateur matriciel de convolution ainsi qu'une matrice de permutation spécifique \mathbf{J} :

$$\mathbf{y}^f(t_k) = \mathbf{N}^T(\tilde{\mathbf{u}}^{flip}) \tilde{\mathbf{h}} = \mathbf{N}^T(\tilde{\mathbf{h}}) \tilde{\mathbf{u}}^{flip} \text{ avec } \mathbf{x}^{flip} \equiv [x_k \quad x_{k-1} \quad \dots \quad x_1]^T = \mathbf{J} \mathbf{x} \text{ et } \mathbf{J} \equiv \begin{bmatrix} & & & 1 \\ & 0 & \ddots & \\ & 1 & 0 & \\ 1 & & & \end{bmatrix} \quad (17b)$$

La substitution de (17b) dans (16) donne :

$$\mathbf{N}(\mathbf{a}^{prior}) \mathbf{y} = - \mathbf{N}(\mathbf{a}) \mathbf{N}^T(\tilde{\mathbf{u}}^{flip}) \tilde{\mathbf{h}} \quad \text{ou} \quad \mathbf{N}(\mathbf{a}^{prior}) \mathbf{y} = - \mathbf{N}(\mathbf{a}) \mathbf{N}^T(\tilde{\mathbf{h}}) \tilde{\mathbf{u}}^{flip} \quad (18a, b)$$

Une comparaison des membres de gauche des équations (18b) (modèle convolutif) et (13c) (modèle ARX) suggère de prendre les mêmes valeurs pour les a_i et les α_i , c'est à dire $\mathbf{a}^{prior} = \mathbf{a}^{prior}$. Dans ce cas, leurs membres de droite sont alors nécessairement égaux :

$$\mathbf{N}(\mathbf{u}) \mathbf{b}^{prior} = - \mathbf{N}(\mathbf{a}) \mathbf{N}^T(\tilde{\mathbf{h}}) \tilde{\mathbf{u}}^{flip} \quad \text{whith} \quad \mathbf{a} \equiv [a_1 \quad a_2 \quad \dots \quad a_k]^T \quad (19)$$

3. Relations entre les coefficients \mathbf{a} et \mathbf{b} du modèle ARX

Une entrée test $u(t)$ est ici utilisée pour obtenir une expression explicite des b_j en fonction des a_i . Il s'agit ici d'une fonction créneau, voir (20a), où $H(t)$ est la fonction de Heaviside et Q , soit une énergie absorbée par le système, en Joule, si l'entrée est une puissance thermique, soit une température, en Kelvin, si l'entrée est une variation de température. Les différentes matrices et vecteurs présents dans l'équation (19) sont facilement calculés :

$$u(t) = \frac{Q}{\Delta t} (H(t) - H(t - \Delta t)) ; \mathbf{u} = \tilde{\mathbf{u}} = \frac{Q}{\Delta t} [1 \quad 0 \quad \dots \quad 0]^T ; \mathbf{N}(\mathbf{u}) = \frac{Q}{\Delta t} \mathbf{I} ; \mathbf{N}^T(\tilde{\mathbf{h}}) \tilde{\mathbf{u}}^{flip} = Q \tilde{\mathbf{h}}^{flip} \quad (20a, b)$$

où \mathbf{I} est la matrice identité. Après simplification, l'équation (19) devient :

$$\mathbf{b}^{prior} = - \mathbf{N}(\mathbf{a}) \tilde{\mathbf{h}}^{flip} \Rightarrow \mathbf{b}^{prior} = - \mathbf{N}(\tilde{\mathbf{h}}^{flip}) \mathbf{a} \quad (21a, b)$$

Cette équation illustre la relation qui lie les coefficients b aux coefficients a . Elle montre aussi que si toutes les observations sont prises en compte dans le modèle ARX, c'est-à-dire si $k = m$, on obtient $b_0 = -\tilde{h}_m \Delta t$. Ceci signifie que ce dernier coefficient n'est nul que si la durée de l'expérience d'identification est plus grande que le temps t_{nh} pour lequel $h(t)$ atteint un niveau nul avec une précision acceptable, qui dépend en fait du niveau du bruit de mesure dans une expérience physique, voir la section 2.1.

La valeur ci-dessus de \mathbf{b}^{prior} est substituée dans l'équation (13c), voir (22a). Du fait des propriétés de commutativité et d'associativité du produit de convolution, cette équation s'écrit également sous la forme (22b):

$$\mathbf{N}(\mathbf{a}^{prior}) \mathbf{y} = -\mathbf{N}(\mathbf{u}) \mathbf{N}(\hat{\mathbf{h}}^{flip}) \mathbf{a} \quad ; \quad \mathbf{N}(\mathbf{a}^{prior}) \mathbf{y} = -\mathbf{N}(\mathbf{a}) \mathbf{N}(\hat{\mathbf{h}}^{flip}) \mathbf{u} \quad (22a,b)$$

Le membre de gauche est décomposé en deux termes:

$$\mathbf{N}(\mathbf{a}^{prior}) \mathbf{y} = \mathbf{y} + \mathbf{N}(\mathbf{a}) \mathbf{y}^{prior} \quad \text{avec} \quad \mathbf{y}^{prior} = [0 \quad y_1 \quad y_2 \quad \dots \quad y_{k-1} \quad y_k]^T \quad (22c)$$

L'équation (22b) devient alors :

$$\mathbf{y} = -\mathbf{N}(\mathbf{a}) (\mathbf{y}^{prior} + \mathbf{N}(\hat{\mathbf{h}}^{flip}) \mathbf{u}) \Rightarrow \mathbf{y} = \mathbf{X} \mathbf{a} \quad \text{avec} \quad \mathbf{X} = -\mathbf{N}(\mathbf{y}^{prior} + \mathbf{N}(\hat{\mathbf{h}}^{flip}) \mathbf{u}) \quad (23)$$

Ceci permet d'estimer les paramètres a et b du modèle ARX, c'est à dire d'un modèle réduit issu du modèle convolutif et dont la réponse impulsionnelle exacte est connue sur une grille temporelle, par une expérience d'estimation de paramètres :

$$\hat{\mathbf{a}} = \mathbf{X}^{-1} \mathbf{y} \quad \text{and} \quad \hat{\mathbf{b}} = -\mathbf{N}(\hat{\mathbf{h}}^{flip}) \mathbf{X}^{-1} \mathbf{y} \quad (23)$$

4. Conclusions

Nous avons montré ici qu'un modèle ARX constituait en fait une forme réduite d'un modèle convolutif. Pour que ses avantages dans son inversion, en termes de robustesse, et surtout de parcimonie, par rapport aux méthodes de déconvolution régularisée soient bien atteints, il faut écrire les deux dernières équations ci-dessus en réduisant le nombre de colonnes connexes de la matrice de sensibilité \mathbf{X} pour atteindre les nombres optimaux de ses coefficients n_a , n_b et n_c , en ajoutant éventuellement un coefficient b_0 à ce modèle réduit.

Références

- [1] W. Al Hadad and D. Maillet, Transfer function identification through total least squares, Journal of Physics: Conf. Series 1047 (2018), 012001, <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1047/1/012001>
- [2] W. Al Hadad, D. Maillet, and Y. Jannot, "Modeling unsteady diffusive and advective heat transfer for linear dynamical systems : A transfer function approach," International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 115, pp. 304–313, 2017.
- [3] L. Ljung, System identification: theory for the user, 2nd ed. Upper Saddle River NJ: Prentice-Hall PTR, 1999.
- [4] T. Loussouarn, D. Maillet, B. Schick, B. Rémy, D. Dan, Indirect measurement of temperature inside a furnace, ARX model identification, Journal of Physics: Conf. Series 1047 (2018), 012006, <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1047/1/012006>
- [5] A. François, L. Ibos, V. Feuillet, J. Meulemans, Estimation of the thermal resistance of a building wall with inverse techniques based on rapid active in situ measurements and white-box or ARX black-box models, [Energy and Buildings](#), Volume 226, 1 November 2020, Article number 110346
- [6] C. Zacharie, V. Schick, B. Rémy, G. Bergin, T. Mazet, R. Egal, Identification of Transfer Functions in a Vacuum Brazed Load with ARX Models, Instrumentation Measurement Metrologie, Vol.19, No.3, June, 2020, pp. 229-234, DOI: <https://doi.org/10.18280/i2m.190308>

des échantillons semi-transparents à l'infrarouge, comme les milieux vivants, pour lesquels une caractérisation en réflexion n'est pas adaptée.

Pour ces matériaux, l'émissivité ne peut être calculée par les méthodes usuelles [4], ce qui rend difficile l'utilisation de l'émission propre pour le calcul de champ de température absolue. L'étude de la thermo-dépendance de la transmission optique, appelée thermotransmittance [5, 6] permet de s'affranchir de la connaissance de l'émissivité pour le calcul de la température absolue. Cette grandeur est propre au matériau et ne dépend pas des conditions extérieures (température ambiante, ...). Enfin, elle peut être mesurée pour chaque longueur d'onde, ce qui a pour conséquence une meilleure résolution spatiale, contrairement à l'émission propre.

Cette étude préliminaire a donc pour objectif de valider la pertinence de la thermotransmittance pour la mesure des champs de température transitoire dans des milieux semi-transparents à l'infrarouge. A terme, elle sera utilisée pour des études en tomographie thermique transitoire.

Ce travail présente dans un premier temps le montage expérimental pour le calcul du coefficient de thermotransmittance. La méthode de calibration du coefficient pour un échantillon de silicium est développée dans un second temps. Enfin, les résultats des mesures de champs de température sont décrits en transitoire pour des lames de silicium et de verre.

2. Montage expérimental

Le montage utilisé pour mesurer la thermotransmittance d'un échantillon est présenté dans la figure 1. Afin de travailler en lumière monochromatique, le spectre d'une source type corps noir infrarouge (HawkEye Technologies, IR-Si295) est décomposé grâce à un monochromateur qui permet de sélectionner une longueur d'onde en sortie. La fente d'ouverture du monochromateur est de 5 mm. Dans cette étude, les longueurs d'onde utilisées sont comprises dans la gamme allant de 2 à 5 μm . Un assemblage de deux miroirs paraboliques permet de collimater et d'agrandir le faisceau incident afin d'éclairer une plus grande zone de l'échantillon. Ce dernier est chauffé par un four résistif annulaire asservi en température par un PID. Enfin, une caméra infrarouge (FLIR SC7000, InSb, gamme de longueur d'onde de 1,5 à 5 μm) collecte le flux transmis par l'échantillon.

Le signal capté par la caméra est la somme du flux transmis, I , et de l'émission propre, E , du matériau étudié. Une méthode à deux images est mise en place pour mesurer périodiquement l'émission propre lorsque la source incidente est éteinte puis la somme des signaux lorsque qu'elle est allumée. Pour cela, un hacheur optique est positionné en sortie du monochromateur et est synchronisé avec la fréquence d'acquisition de la caméra. Il devient alors possible de séparer les deux contributions par soustraction. Pour la mesure de thermotransmittance, seul le faisceau transmis, I , est utilisé.

Les matériaux étudiés sont une lame de silicium d'épaisseur 0,4 mm et une lame de verre d'épaisseur 2 mm, choisis pour leurs caractéristiques thermiques différentes, l'un étant conducteur, l'autre isolant.

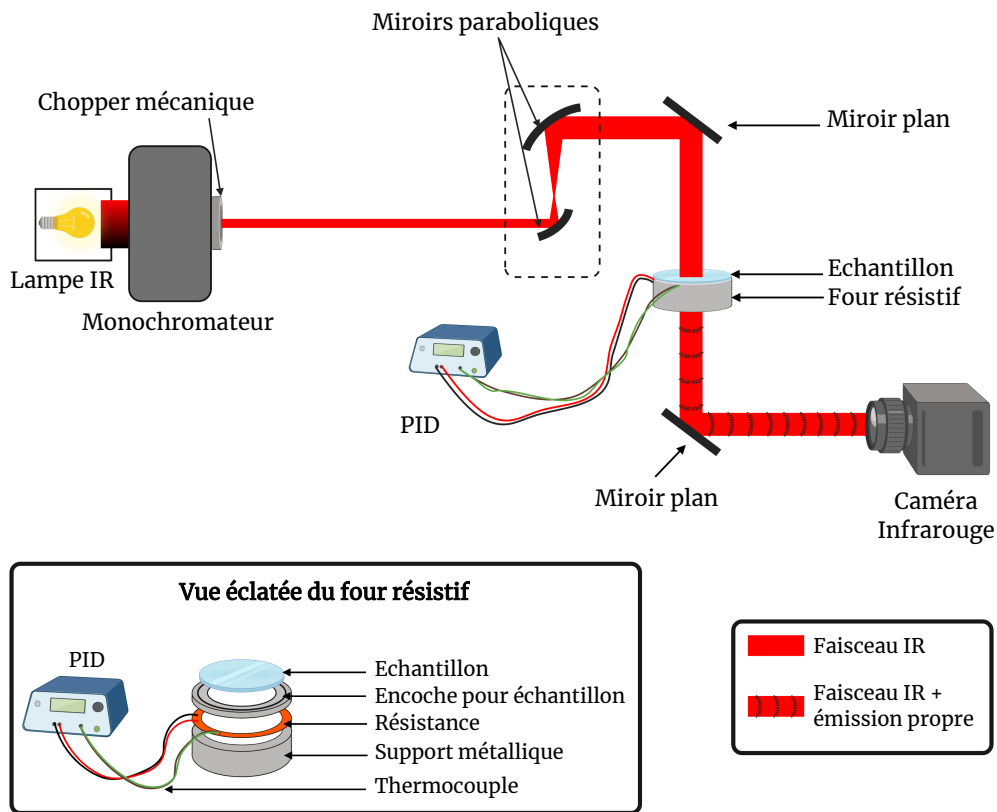


Figure 1 : Schéma du montage expérimental pour la mesure de la thermotransmittance.

3. Calibration du coefficient de thermotransmittance

3.1. Calcul du coefficient de thermotransmittance

La transmittance Γ du matériau étudié est le rapport entre le signal transmis, I , lorsque l'échantillon est placé devant la caméra, et le signal incident, I_0 , sans échantillon.

$$\Gamma(x, y, \lambda, T) = \frac{I(x, y, \lambda, T)}{I_0(x, y, \lambda, T_a)} \quad (1)$$

Par conséquent, l'étape de calibration nécessite une acquisition du faisceau incident sans échantillon afin de déterminer I_0 à la température ambiante. L'absorbance du matériau est alors :

$$A(x, y, \lambda, T) = -\log_{10}(\Gamma(x, y, \lambda, T)) \quad (2)$$

A cette étape, il faut remarquer que l'absorbance de l'échantillon dépend de sa température. Par conséquent, la variation d'absorbance en fonction de T est définie par :

$$\Delta A(x, y, \lambda, T) = A(x, y, \lambda, T) - A(x, y, \lambda, T_a) = -\log_{10} \left(\frac{\Gamma(x, y, \lambda, T)}{\Gamma(x, y, \lambda, T_a)} \right) \quad (3)$$

Enfin, il a été montré [5] que la variation d'absorbance varie linéairement avec la température :

$$\Delta A(x, y, \lambda, T) \approx \tau(x, y, \lambda)(T - T_a) \times e \quad (4)$$

Avec $\tau(x, y, \lambda)$ le coefficient de thermotransmittance et e l'épaisseur du matériau.

3.2. Calibration du coefficient de thermotransmittance sur une lame de silicium

Afin de déterminer la longueur d'onde optimale pour les mesures de thermotransmittance, la transmittance du matériau dans la gamme de 2 à 5 μm a été mesurée au préalable. Cette étude préliminaire permet de sélectionner $\lambda = 4 \mu\text{m}$ pour la lame de silicium, ce qui correspond à sa transmittance maximale. Grâce au four résistif contrôlé par un PID, le signal transmis par l'échantillon est enregistré à différentes températures, de T_a jusqu'à 100°C.

Afin de réduire le bruit sur les acquisitions, le signal est moyenné temporellement sur 400 images, puis spatialement par zones de 5 par 5 pixels. Le coefficient de thermotransmittance $\tau(x, y, \lambda)$ est calculé en chaque point de la nouvelle image de coordonnées (x, y) . La figure 2 (a) et (b) représente la variation d'absorbance en fonction de l'écart de température $\Delta T = T - T_a$. L'écart-type sur la température mesurée est de l'ordre de 9 °C (voir figure 2 (c) et (d), cf. équation 6). Les phénomènes de convection de l'air autour de l'échantillon sont une contribution importante de cette erreur, notamment sur les températures les plus élevées. De plus, l'incertitude augmente aux bords du faisceau, ce qui peut s'expliquer par une diminution du signal dans ces zones.

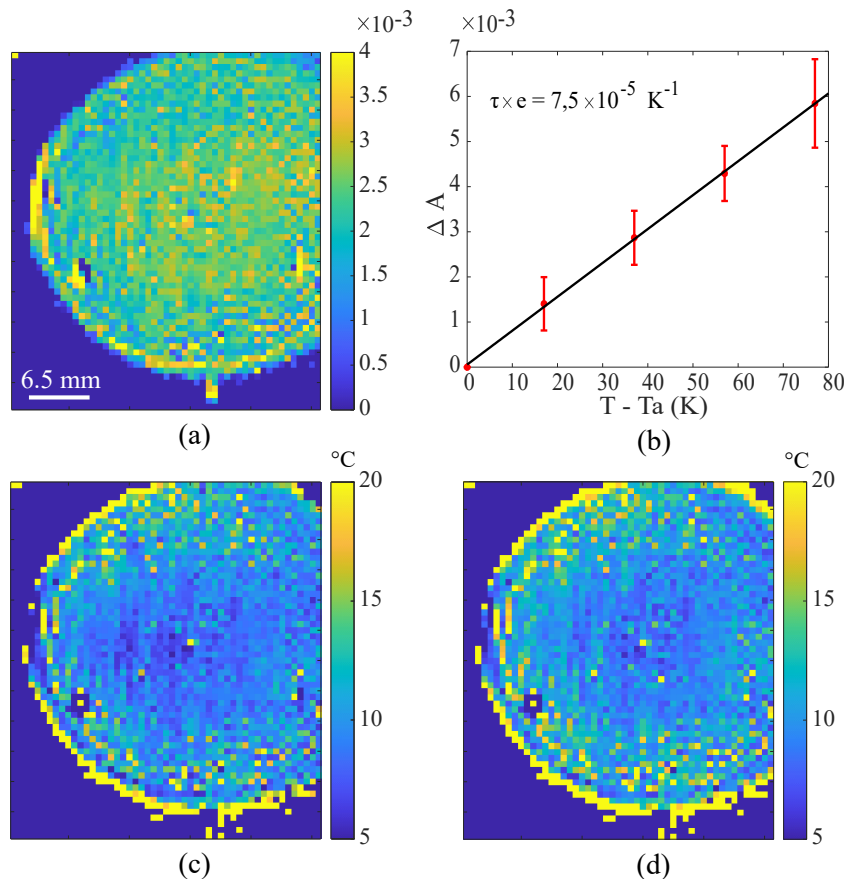


Figure 2 : (a) Cartographie de ΔA de l'échantillon de silicium mesuré à 60°C. (b) Évolution de ΔA en fonction de $\Delta T = T - T_a$ pour un pixel pris au centre de l'image (a), les barres d'erreurs correspondent aux écarts-types temporels. (c) Erreur sur la température à 40°C pour chaque pixel, l'erreur moyenne est de 8,4°C. (d) Erreur sur la température à 80°C pour chaque pixel, l'erreur moyenne est de 9,2°C.

Le coefficient directeur de la droite $\Delta A = f(\Delta T)$ (voir figure 2) est le coefficient de thermotransmittance dépendant, à ce stade, de l'épaisseur du matériau. Ainsi, calculé en chaque pixel, une cartographie $\tau(x, y, \lambda)$ est établie. Pour la lame de silicium, le coefficient de thermotransmittance moyen dépendant de l'épaisseur est : $\bar{\tau}(\lambda = 4\mu\text{m}) \times e = (7,5 \pm 1,1) \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$.

Grâce à la mesure du coefficient de thermotransmittance, il est désormais possible de calculer des champs de température absolue. En effet, d'après l'équation 4, il vient :

$$T(x, y, \lambda) = \frac{\Delta A(x, y, \lambda, T)}{\tau(x, y, \lambda) \times e} + T_a. \quad (5)$$

L'écart-type $u_{\Delta T}$ sur la mesure de température est donné par :

$$u_{\Delta T} = \sqrt{\left(\frac{\partial T}{\partial \Delta A}\right)^2 u_{\Delta A}^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial \tau}\right)^2 u_{\tau}^2} \quad (6)$$

Avec $u_{\Delta A}$ l'écart-type temporel sur ΔA et u_{τ} l'écart-type de la régression linéaire pour le calcul de τ .

La figure 3 représente les champs de température mesurés grâce au coefficient de thermotransmittance lors de l'étape de calibration. Les mesures de champs de température en régime permanent obtenues après calibration sont cohérentes avec les températures de consigne du four résistif. Elles valident ainsi la méthode de calibration. La prochaine étape consiste donc à réaliser des mesures de champs de température transitoire.

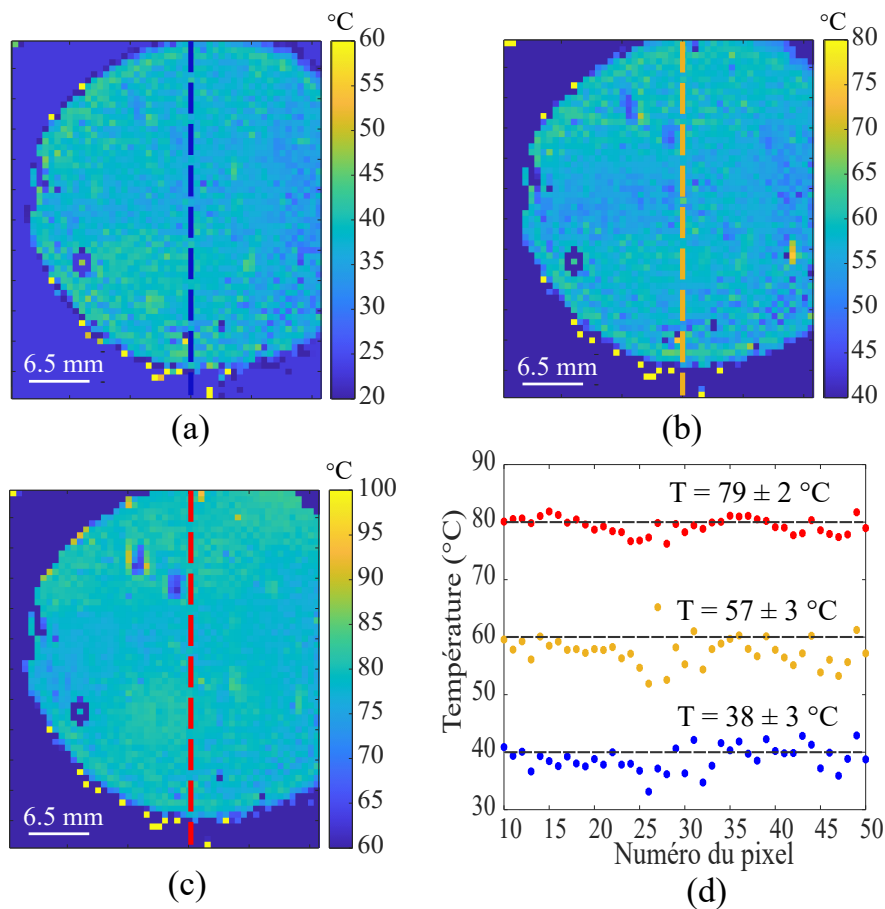


Figure 3 : (a), (b) et (c) : Champs de température en régime permanent. Températures de consigne du four résistif : (a) 40°C, (b) 60°C et (c) 80°C. (d) : Valeurs des pixels sur une coupe des champs de température mesurés lorsque le four est à 40°C, 60°C et 80°C.

4. Mesures de champs de température transitoire

Le même dispositif expérimental que pour la calibration est utilisé. L'échantillon initialement à la température T_a à l'instant t_0 est chauffé par le four résistif. A la différence de l'étape de calibration, la caméra enregistre un film de la montée en température du matériau au cours du temps. La variation d'absorbance est calculée pour chaque image du film (cf. équation 3). Le coefficient de thermostransmittance permet finalement de mesurer les champs de température transitoire (cf. équation 5).

La fréquence d'acquisition des images est de 30 Hz : une image sur deux correspond à l'émission propre du matériau, l'autre à la somme de l'émission propre et du signal transmis. Par conséquent, la fréquence d'acquisition effective est de 15 Hz. Afin de diminuer le bruit sur les images finales, des moyennes temporelles et spatiales sont réalisées. Les paramètres utilisés pour cette étude sont résumés tableau 1. Les figures 4 et 5 représentent des champs de température transitoire des échantillons de verre et de silicium.

	Longueur d'onde	Moyenne temporelle	Moyenne spatiale	$\bar{\tau}(\lambda)$
Verre	3,3 μm	30 images	5 x 5 pixels	$1,5 \times 10^{-1} K^{-1}.m^{-1}$
Silicium	4 μm	30 images	5 x 5 pixels	$2,0 \times 10^{-1} K^{-1}.m^{-1}$

Tableau 1 : Paramètres d'étude pour les mesures de champs de température transitoire des échantillons de verre et de silicium.

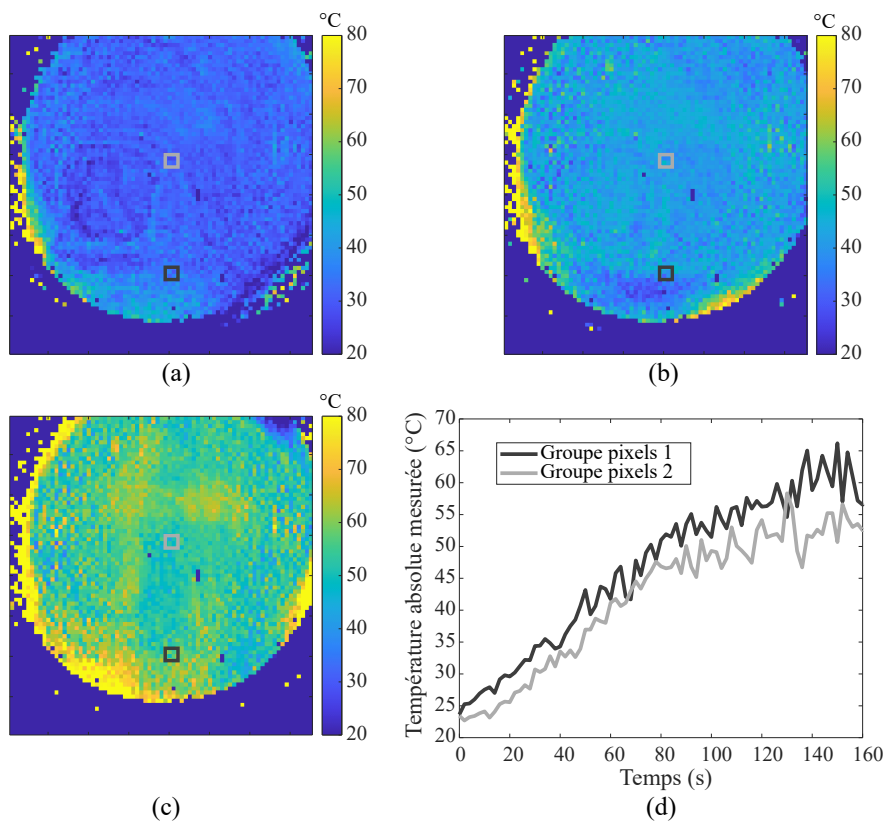


Figure 4 : (a), (b) et (c) : Champs de température transitoire mesurés sur la lame de silicium. Les images sont prises à $t_1 = 34$ s (a), $t_2 = 68$ s (b) et $t_3 = 134$ s (c) par rapport au début de l'acquisition. (d) : Évolution de la température au cours du temps pour deux groupes de pixels pris au centre et au bord de l'échantillon (carrés sur les figures (a), (b) et (c)).

Le silicium étant un bon conducteur (conductivité de l'ordre de 140 W/m/K), le gradient de température est faible sur une image prise à un instant t du film. Cependant, l'étude comparative de deux groupes de pixels issus du centre et du bord de l'échantillon (figure 5 (d)) montre que la méthode est suffisamment résolue pour étudier des variations de température inférieures à 5°C au cours du temps.

La même mesure est réalisée sur l'échantillon de verre, calibré au préalable. Comme il est plus isolant que le silicium (conductivité de l'ordre de 1 W/m/K), les gradients de température sur les images y sont plus marqués.

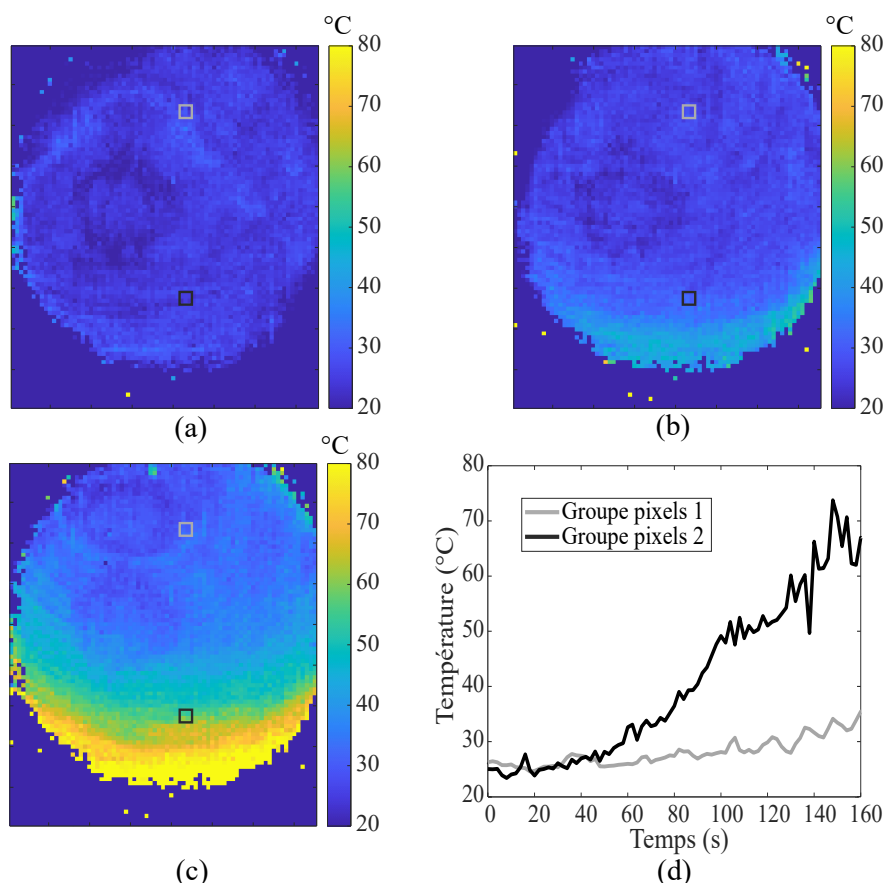


Figure 5 : (a), (b), (c) : Champs de température transitoire mesurés sur la lame de verre. Les images sont prises à $t_1 = 34s$ (a), $t_2 = 68 s$ (b) et $t_3 = 134 s$ (c) par rapport au début de l'acquisition. (d) : Évolution temporelle de la température de deux groupes de pixels pris à deux positions différentes sur l'échantillon (carrés sur les figures (a), (b) et (c)).

Finalement, les résultats présentés figures 4 et 5 valident la méthode de la thermotransmittance pour la mesure de champs de température absolue et transitoire dans des milieux semi-transparents à l'infrarouge.

5. Conclusion

Ce travail a permis de mettre en évidence l'intérêt de la thermotransmittance pour la mesure de champs de température absolue et transitoire dans des milieux solides, homogènes et semi-transparents à l'infrarouge. Néanmoins, la plus grande difficulté de cette méthode réside dans la faible quantité du signal utile, contrairement à une caractérisation en émission propre.

Les pistes d'amélioration concernent principalement l'étape de calibration qui actuellement génère une incertitude importante sur la mesure. Pour palier à cela, il est envisagé une méthode de double calibration, pouvant inclure le signal réfléchi par l'échantillon. De plus, une meilleure isolation du système permettrait de limiter les perturbations liées aux phénomènes convectifs, et d'apporter une meilleure précision de la mesure au cours de la calibration.

Cette étude préliminaire ouvre la voie au développement d'une méthode d'imagerie confocale pour la mesure de propriétés thermiques par imagerie 3D dans des organismes vivants.

Références

- [1] R. Usamentiaga, P. Venegas, J. Guerediaga, L. Vega, J. Molleda, F.G. Bulnes, Infrared thermography for temperature measurement and non-destructive testing. *Sensors (Switzerland)*, (2014) .
- [2] A. Ewinger, G. Rinke, A. Urban, S. Kerschbaum, In situ measurement of the temperature of water in microchannels using laser Raman spectroscopy, *Chemical Engineering Journal*, (2013) .
- [3] M. Farzaneh, K. Maize, D. Lüeren, J.A. Summers, P.M. Mayer, P.E. Raad, K.P. Pipe, A. Shakouri, R.J. Ram, J.A. Hudgings, CCD-based thermoreflectance microscopy : Principles and applications, *Journal of Physics D : Applied Physics*, (2009) .
- [4] A. Adibekyan, E. Kononogova, C. Monte, J. Hollandt, Review of PTB measurements on emissivity, reflectivity and transmissivity of semitransparent fiber-reinforced plastic composites, *International Journal of Thermophysics*, (2019) .
- [5] C. Pradere, M. Ryu, A. Sommier, M. Romano, A. Kusiak, J.L. Battaglia, J.C. Batsale, J. Morikawa, Non-contact temperature field measurement of solids by infrared multispectral thermotransmittance, *Journal of Applied Physics*, (2017) .
- [6] N. Kakuta, H. Yamashita, D. Kawashima, K. Kondo, H. Arimoto, Y. Yamada, Simultaneous imaging of temperature and concentration of ethanol-water mixtures in microchannel using near-infrared dual-wavelength absorption technique, *Measurement Science and Technology*, (2016) .

Estimation par méthode inverse du flux absorbé par une plaque en fonte destinée à la cuisson solaire

Estimation of the flux absorbed by a cast iron slab for solar cooking purpose

Gabriel GUILLET, Jonathan GASPAR, Thomas FASQUELLE, Séverine BARBOSA, Benjamin KADOCH, Yannick PIZZO, Fabrice RIGOLLET, Christophe LE NILIOT, Jean-Laurent GARDAREIN

Aix Marseille Univ, CNRS, IUSTI, Marseille, France

Résumé - Dans le cadre de l'étude d'un cuiseur solaire de Scheffler, une estimation du flux de rayonnement absorbé par sa plaque de cuisson en fonte est recherchée. Un banc d'expérimentation constitué d'un panneau rayonnant et d'une plaque en fonte équipée de thermocouples est développé. Une méthode d'inversion utilisant la méthode des gradients conjugués couplée à l'état adjoint est aussi présentée. Elle est vérifiée sur un cas numérique puis appliquée sur les mesures de température du banc d'essai. Bien que des écarts soient constatés, les résultats sont encourageants et quelques améliorations permettront l'utilisation de cette méthode pour caractériser les performances des cuiseurs solaires.

Mots-clés : technique inverse ; estimation de flux ; cuiseur solaire ; métrologie ; expérience.

Abstract - In the context of a study about Scheffler solar cooker, we investigate a method to estimate the absorbed thermal radiation by the cooking slab. An experimental bench consisting of a radiant panel facing a cast iron plate provided with thermocouples was set up. An inversion method using the conjugate gradient method and the adjoint state is presented. This method is verified on a numerical case and then applied to the temperature measurements of the test bench. Although some discrepancies are noted, the results are encouraging and some improvements could allow using this method to characterize the performance of solar cookers.

Keywords: inverse method; flux estimation; solar cooker; metrology; experiment.

Nomenclature

c_p	capacité thermique massique, $W.K^{-1}.kg^{-1}$	∇	opérateur nabla
e	épaisseur, m	ε	émissivité totale
$F_{\Gamma_1 \rightarrow amb}$	facteur de forme de Γ_1 vers <i>amb</i>	θ	inclinaison de la fonctions gaussienne, rad
l	longueur, m	λ	conductivité thermique, $W.K^{-1}.m^{-1}$
h	coefficient de convection, $W.K^{-1}.m^{-2}$	ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
L	largeur, m	σ	constante de Stefan-Boltzmann, $W.m^{-2}.K^{-4}$
n	normale extérieure à la surface	σ_x	écart-type selon x de la gaussienne, m
t	temps, s	σ_y	écart-type selon y de la gaussienne, m
T	température, K	$\sigma_{0,01}$	écart-type d'un bruit de mesure, °C
(x, y, z)	coordonnées spatiales, m	φ	flux surfacique, $W.m^{-2}$
(x_c, y_c)	centre de la fonction gaussienne, m		
α	absorptivité	<i>abs</i>	absorbé
Γ_1	limite exposée au flux	<i>amb</i>	ambient
Γ_2	limite non exposée au flux	<i>inc</i>	incident, reçu

1. Introduction

L'invention du "four boîte" date du XVIII^e siècle [1]; ce qui n'était à ce moment qu'une curiosité scientifique s'est vu peu à peu améliorée et déclinée en plusieurs versions. Au cours de l'histoire, l'intérêt pour les cuiseurs solaires s'est justifié de deux façons. D'une part, ils restent généralement peu coûteux, simples à fabriquer, à utiliser et à entretenir; ils sont utilisables en toute place recevant le rayonnement direct du soleil et peuvent être transportables. D'autre part, les cuiseurs solaires peuvent engendrer d'importantes économies de ressources (temps, argent, matières premières, ressources énergétiques). Pour ces raisons, il existe aujourd'hui des applications dans les domaines de la restauration, de l'agroalimentaire et de l'industrie [2, 3].

Alors que les cuiseurs solaires à concentration paraboliques atteignaient une plus grande puissance de cuisson que les autres types de cuiseur [4], ils présentaient jusque là l'inconvénient d'avoir un foyer optique mobile selon la saison. Le réflecteur de Scheffler est venu pallier ce défaut en compensant la variation saisonnière de la hauteur du soleil par une déformation du réflecteur primaire [5]. Il est alors devenu possible d'alimenter la cuisine d'un bâtiment en énergie solaire.

Dans le cadre du projet "Conception de restaurants optimisés pour la cuisine solaire" (CROCS) et en collaboration avec la Société Le Présage [6], un cuiseur de ce type et son intégration dans un restaurant à haute qualité environnementale sont étudiés. Une méthode de caractérisation des performances énergétiques du système est notamment en cours de développement.

Dans ce contexte, une étude de l'efficacité de la partie optique du cuiseur solaire est actuellement en cours, un intérêt particulier étant porté au flux solaire reçu, φ_{inc} , par la plaque en fonte. Mesurer un flux radiatif incident sans le perturber peut être complexe, d'autant plus lorsqu'il est inhomogène et que son intensité est relativement importante. Une solution est donc d'utiliser des techniques inverses pour estimer le flux absorbé par la plaque $\varphi_{abs} = \varepsilon\varphi_{inc}$ à l'aide d'une instrumentation simple, peu coûteuse et peu intrusive. Dans cet article, nous présenterons la méthode inverse utilisée, sa validation numérique ainsi qu'une application sur un banc d'expérimentation.

2. Cuiseur, banc d'essai et métrologie

Le cuiseur solaire évoqué précédemment est constitué d'un réflecteur primaire de Scheffler, d'un réflecteur secondaire et d'une plaque en fonte. La plaque en fonte joue le rôle d'absorbeur sur sa face inférieure et le rôle de plaque de cuisson sur sa face supérieure. Une fois le flux de rayonnement absorbé, le transfert thermique a lieu par conduction de sa face inférieure vers sa face supérieure, mais aussi de son milieu vers sa périphérie. Le cuisinier peut ainsi utiliser le centre de la plaque très chaud pour saisir ses aliments et les bords tièdes pour les laisser mijoter.

Afin de valider la méthode proposée, un banc de mesure simplifié a été élaboré. Il est constitué d'un panneau rayonnant placé face à la plaque en fonte positionnée verticalement. Des thermocouples mesurent la température sur la face de la plaque non exposée au flux.

Le panneau rayonnant, alimenté au propane, a une surface émettrice carrée de 0,50 m de côté. La plaque de cuisson, en fonte, a été meulée sur la face destinée à être utilisée par le cuisinier. C'est un parallélépipède de 1,00 m de long, 0,60 m de large et de 13 ± 1 mm d'épaisseur. Ses propriétés thermophysiques sont récapitulées dans le tableau 1. La face exposée au flux Γ_1 sera appelée "face avant", et la face non exposée et les bords Γ_2 seront nommés "face arrière".

Les capteurs de température sont des thermocouples chemisés de type K de 1,5 mm de diamètre. Le système d'acquisition a une résolution de 0,1 °C et une fréquence de mesure de

Propriétés de la fonte (supposée former un corps gris)	(T exprimée en °C)
Masse volumique	$\rho = 7194 - 0,0199 \cdot T$
Capacité thermique massique	$c_p = 450,5 + 0,4714 \cdot T$
Conductivité thermique	$\lambda = 49,85 - 0,0106 \cdot T$
Emissivité (= absorptivité) totale	$\varepsilon = 0,65$

 Tableau 1 : *Propriétés thermophysiques supposées de la plaque en fonte [7, 8, 9].*

1 Hz. Il est caractérisé par une incertitude type égale à $\pm(\frac{0,4}{100} \cdot T + 0,5)$ °C. Les thermocouples sont fixés en dix emplacements sur la surface de la plaque à l'aide de bandes adhésives en aluminium. Un thermocouple supplémentaire est fixé sur un bord de la plaque de manière à être directement exposé au flux, donnant ainsi les instants exacts d'allumage et d'extinction du panneau rayonnant. Par soucis de commodité, on écrira aussi bien "thermocouple 10" ou "Th10" et "courbe 10" pour désigner respectivement le thermocouple fixé au point 10 et la courbe de température obtenue grâce à ce thermocouple.

Un fluxmètre commercial CAPTEC de type Captherm "flux total" est utilisé pour réaliser des mesures ponctuelles. L'incertitude type qui lui est associée est $\pm 3\%$.

Pour l'expérience, la distance entre le panneau rayonnant et la plaque en fonte est fixée à $0,460 \pm 0,005$ m. Au préalable, le flux reçu par la plaque est mesuré à l'aide du fluxmètre placé successivement à la position de chaque thermocouple. Ensuite, un créneau de puissance radiative est appliqué sur la plaque de t_a (allumage du panneau rayonnant) à t_b (extinction et éloignement) et sa réponse thermique est enregistrée. Une attention particulière est portée sur l'atteinte du régime quasi-permanent pendant et après le créneau.

3. Modèle direct

Connaissant le flux incident $\varphi_{inc}(x, y, t)$ et les propriétés thermophysiques de la plaque (tableau 1), il est possible de déterminer la température $T(x, y, z, t)$ en tout point $M(x, y, z)$ de la plaque Ω : il s'agit du problème direct décrit par les équations ci-dessous.

On note \mathbf{n} la normale à la surface au point $M(x, y, z)$, et pour une meilleure compréhension on note aussi : $T(x, y, z, t) = T$, $\rho(T) = \rho$, $c_p(T) = c_p$, $\lambda(T) = \lambda$, $\varphi_{inc}(x, y, t) = \varphi_{inc}$.

Pour tout $M \in \Omega$, on a :

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla \cdot (\lambda \nabla T) = 0. \quad (1)$$

Dans les mêmes dispositions et à $t = 0$, la condition initiale s'écrit :

$$T = T_{amb}. \quad (2)$$

Pour tout $M \in \Gamma_1$ et pour $t_a < t < t_b$, la condition à cette limite s'écrit :

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial n} = -\varepsilon \varphi_{inc} + \varepsilon \sigma T^4 - F_{\Gamma_1 \rightarrow amb} \varepsilon \sigma T_{amb}^4 + h(T - T_{amb}). \quad (3)$$

Pour tout $M \in \Gamma_1$ et pour $t > t_b$, de même que pour tout $M \in \Gamma_2$ et quel que soit t, la condition à ces limites s'écrit :

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial n} = \varepsilon \sigma (T^4 - T_{amb}^4) + h(T - T_{amb}). \quad (4)$$

On suppose que l'environnement radiatif est assimilable à un corps noir de température constante, uniforme et égale à la température ambiante. De même, on présume que le coefficient de convection est constant et uniforme sur toute la surface de la plaque.

On admettra enfin que le flux absorbé par la surface de la plaque $\varphi_{abs} = \varepsilon\varphi_{inc}$ peut être décrit par une fonction gaussienne à deux écarts types pouvant pivoter sur son axe et définie par :

$$\varphi_{abs}(x, y) = \varphi_{abs,max} \exp(-(a(x - x_c)^2 + 2b(x - x_c)(y - y_c) + c(y - y_c)^2)) \quad (5)$$

$$\text{avec : } a = \frac{\cos^2(\theta)}{2\sigma_x^2} + \frac{\sin^2(\theta)}{2\sigma_y^2} \quad b = \frac{\sin(2\theta)}{4\sigma_x^2} + \frac{\sin(2\theta)}{4\sigma_y^2} \quad c = \frac{\sin^2(\theta)}{2\sigma_x^2} + \frac{\cos^2(\theta)}{2\sigma_y^2}.$$

Le problème direct est résolu par le programme CAST3M [10] à l'aide de la méthode des éléments finis. Le maillage est formé de 1 440 éléments quadratiques cubiques à 8 noeuds, mesurant chacun 5 cm de côté dans le plan (xy) , et il y a 6 couches d'éléments dans l'épaisseur de la plaque.

4. Problème inverse, méthode d'inversion et validation sur un cas numérique

Le problème direct étant défini, il reste maintenant à estimer le flux absorbé $\varphi_{abs} = \varepsilon\varphi_{inc}$ en fonction des températures mesurées sur la face arrière de la plaque. Résoudre ce problème inverse revient à minimiser l'écart au sens des moindres carrés (fonction coût) entre l'effet simulé par le modèle direct et l'effet mesuré expérimentalement. Pour résoudre ce problème mal posé et non linéaire, nous avons opté pour la méthode des gradients conjugués couplée à l'état adjoint [11]. La résolution du problème par itération nécessite de connaître, à chaque itération, la profondeur et la direction de descente. Ces dernières sont respectivement obtenues grâce au problème de sensibilité et au problème adjoint non présentés ici [11]. L'utilisation d'une méthode de résolution par itération implique aussi de définir un critère d'arrêt. Dans notre cas, le calcul s'arrête dès que la valeur de la fonction coût est inférieure à un seuil correspondant au niveau de bruit ou bien lorsque l'algorithme a convergé vers une solution stable.

Comme nous ne disposons que de dix mesures ponctuelles, l'*a priori* sur la distribution du flux défini précédemment est nécessaire. Ainsi, la résolution du problème inverse revient à estimer l'évolution temporelle du maximum de cette fonction ainsi que des paramètres décrivant sa forme.

Avant de pouvoir traiter des données expérimentales, il est nécessaire de réaliser une validation numérique de la méthode d'inversion. Une sollicitation est entrée dans le modèle direct et un bruit de mesure est ajouté aux températures obtenues. La méthode d'inversion est ensuite appliquée sur ces mesures simulées. Afin d'éviter l'*inverse crime*, l'expérience numérique est réalisée à l'aide d'un modèle numérique différent (maillage, méthode de résolution, logiciel...) de celui sur lequel repose le problème inverse (Matlab ®). Ici, la sollicitation originale est un créneau de flux absorbé de 15 kW.m^{-2} et d'une durée de 450 s. A partir de celle-ci, une réponse thermique sans bruit est simulée et trois réponses thermiques supplémentaires sont créées en y ajoutant un bruit de mesure d'écart-type 0,05 ; 0,1 et 1 °C respectivement.

L'évolution des fonctions coût des cas numériques a été tracée dans la figure 1 . On observe que les fonctions coûts diminuent avec les itérations et se rapprochent de leurs critères d'arrêt (lignes pointillés). Néanmoins seul le cas avec un bruit d'écart type de 1 °C atteint son seuil, tandis que les autres cas présentent plus de difficultés pour atteindre le leur. Le cas sans bruit de mesure reste même à un niveau équivalent aux cas avec un faible bruit de mesure. Ce comportement s'explique en observant les résidus du cas sans bruit de mesure sur la figure 2 . On constate que les principaux écarts entre les courbes du modèle et de l'expérience numérique se situent principalement au début et à la fin du créneau : ce phénomène est dû aux limites de la modélisation numérique. A l'exception de ces instants les résidus sont faibles et inférieurs à 0,2 °C. Ceci est à comparer à la température de la plaque qui varie entre 20 °C et 300 °C.

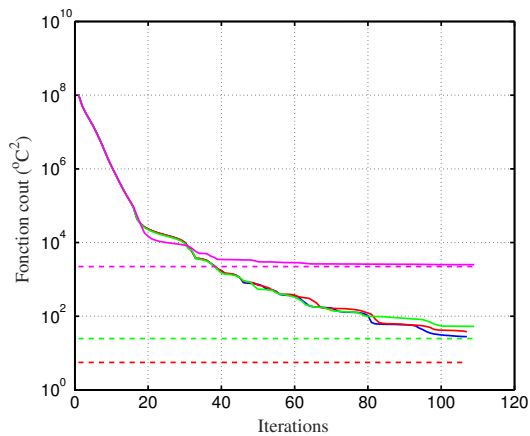


Figure 1 : Fonctions coût des quatre cas numériques.

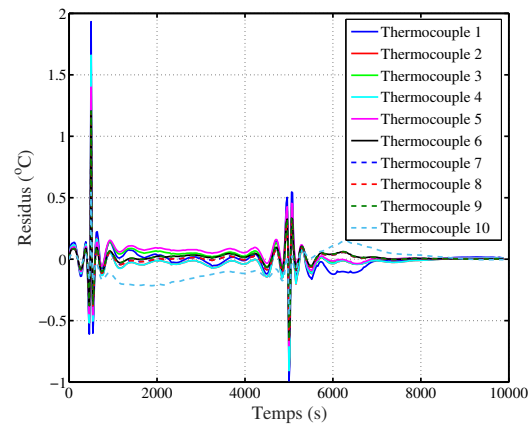


Figure 2 : Résidus pour le cas numérique sans bruit.

La figure 3 présente l'évolution temporelle du flux maximum absorbé estimé pour chacun des cas numériques ainsi que l'évolution du flux exact en noir. On observe que les courbes se superposent et que les instants de montée et descente sont bien retrouvés. Les oscillations dues aux bruits de mesure sont également faibles et seulement visibles pour le cas présentant un important bruit de mesure (20 fois supérieur au bruit expérimental). Les paramètres estimés qui caractérisent la forme gaussienne du flux, récapitulés dans le tableau 2, sont quasi égaux entre eux et avec les valeurs exactes quel que soit le bruit de mesure. Tout ceci valide la méthode d'inversion, démontre sa robustesse vis à vis du bruit de mesure et justifie son utilisation quant au cas expérimental.

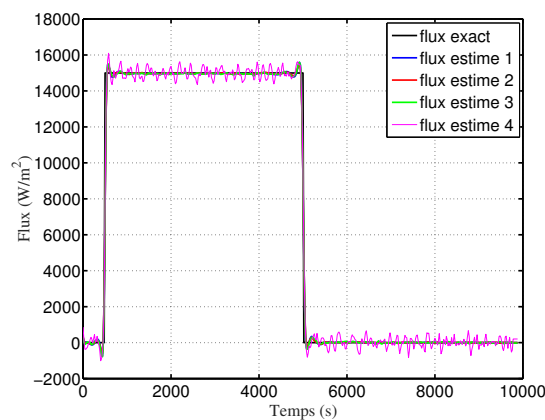


Figure 3 : Flux absorbés estimés sans bruit (1), avec écart-type de 0,05 °C (2), avec écart-type de 0,1 °C (3) et avec écart-type de 1 °C (4), superposés sur la sollicitation originale (noté "flux exact").

Paramètres	Unités	σ_{exact}	σ_0	$\sigma_{0,05}$	$\sigma_{0,1}$	σ_1
$\varphi_{abs,max}$	$\text{kW} \cdot \text{m}^{-2}$	15,00	14,98	14,98	14,97	15,00
x_c	m	0,500	0,500	0,500	0,500	0,500
y_c	m	0,300	0,300	0,300	0,300	0,300
σ_x	m	0,250	0,250	0,250	0,250	0,250
σ_y	m	0,350	0,352	0,352	0,353	0,351
θ	rad	0,000	0,000	0,000	0,000	0,007

 Tableau 2 : Paramètres de la fonction gaussienne estimés pour plusieurs niveau de bruit : flux maximum moyen ($\varphi_{abs,max}$), position du centre (x_c , y_c), écart-types (σ_x , σ_y) et angle de rotation (θ).

5. Résultats et interprétation

Avant d'inverser nos mesures expérimentales, nous nous sommes intéressés à la validité de l'*a priori* utilisé pour décrire le flux absorbé. Pour cela nous avons tout d'abord réalisé un calcul de facteurs de forme pour déterminer la distribution spatiale du flux incident lorsqu'une plaque rayonnante de température uniforme fait face à notre plaque. L'intensité du rayonnement reçu par la plaque et normalisée par sa valeur maximale est présentée en figure 4 où la forme obtenue correspond bien à une Gaussienne qui, dans ce cas simplifié, est axisymétrique avec un écart-type de 32,5 cm.

En complément, les mesures directes du flux incident présentées sur la figure 5 confirment ce résultat et appuient l'*a priori* de forme énoncé dans le problème inverse. Cette forme semble être centrée un peu plus haut et à gauche du point 1, situé au milieu de la plaque, ce qui est tout à fait cohérent avec le placement du panneau rayonnant par rapport à la plaque.

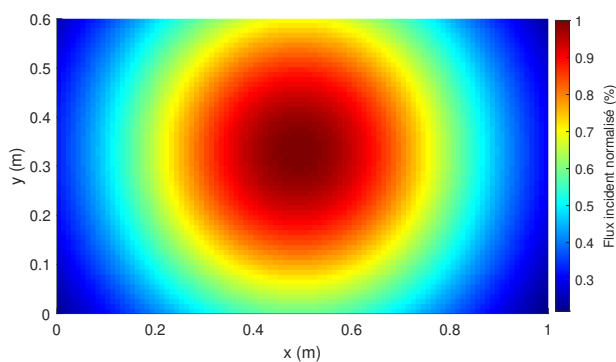


Figure 4 : Répartition de l'intensité du flux incident normalisé, obtenue par calcul de facteurs de forme.

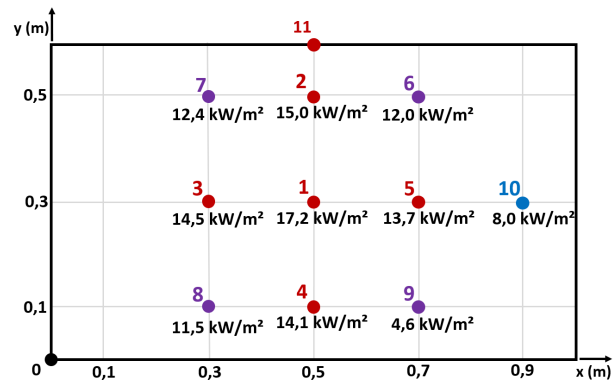


Figure 5 : Résultats de mesures ponctuelles du flux incident φ_{inc} .

La figure 6 illustre l'évolution des températures obtenues durant l'expérience. Les courbes de température des points 7 et 8 ont été retirées car les thermocouples se sont décollés de la plaque pendant l'expérience. On retrouve le fait que la tache de rayonnement n'est pas parfaitement centrée sur la plaque. Les valeurs mesurées au point 2 sont supérieures à celles mesurées au point 4 alors qu'ils sont à équidistance du centre de la plaque. De même pour les points 3 et 5.

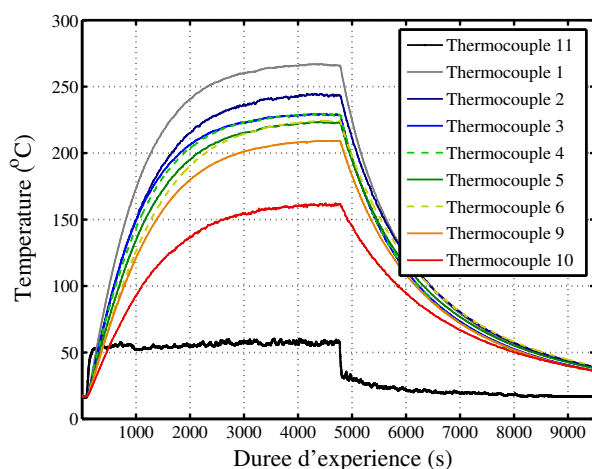


Figure 6 : Évolution des températures mesurées à la surface de la plaque (face arrière).

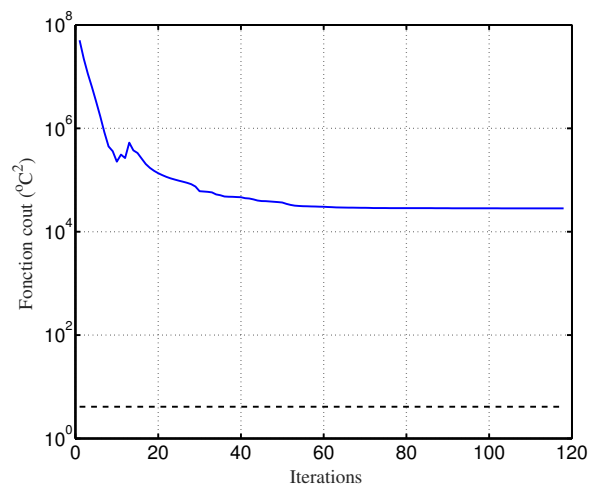


Figure 7 : Évolution de la fonction coût du cas réel au fur et à mesure des itérations.

L'évolution de la fonction coût du cas expérimental est tracée sur la figure 7. Elle converge vers une valeur supérieure d'environ quatre ordres de grandeur au-dessus du niveau de bruit

(droite en pointillés) et les résidus sont plus grands que pour les cas numériques. De plus, ces résidus sont signés, preuve que les mesures et/ou le modèle présentent un biais. Il faut néanmoins modérer ce constat en insistant sur le fait que ces écarts représentent une erreur d'au plus 5 % sur l'estimation de flux.

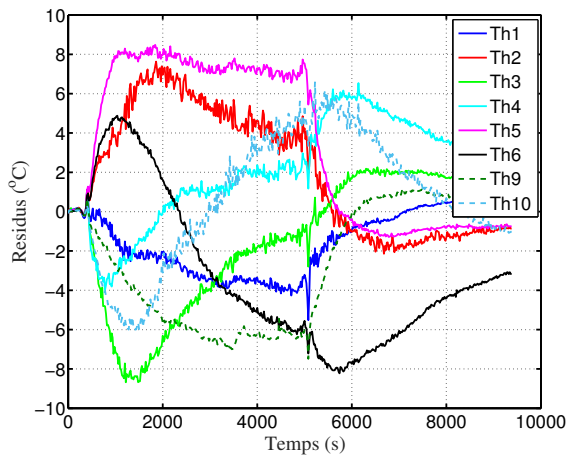


Figure 8 : Résidus entre les températures estimées et les températures mesurées expérimentalement.

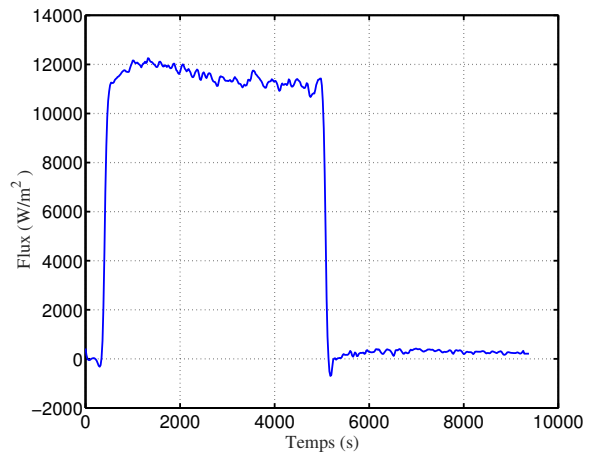


Figure 9 : Évolution du flux maximal absorbé estimé durant l'expérience réelle.

La figure 9 représente le flux absorbé estimé au maximum de la fonction gaussienne. On reconnaît les instants d'allumage et d'extinction du panneau rayonnant. On remarque une légère diminution du flux pendant le créneau qui est cohérente avec les observations expérimentales : la détente dans la bouteille de gaz entraîne un refroidissement important ; ceci influe sur le débit de gaz et donc sur le flux de chaleur émis par le panneau rayonnant. La valeur du flux absorbé estimé, environ égale à $11,5 \text{ kW.m}^{-2}$, correspond à la valeur du flux incident mesuré avec le fluxmètre à l'absorptivité près (en supposant que $\alpha_{fluxmètre} = 1$ et $\alpha_{plaque} = \varepsilon_{plaque} = 0,65$). Pendant la phase de refroidissement, on observe un flux positif presque nul, ce qui permet de valider l'ordre de grandeur du coefficient d'échange convectif fixé à $7 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$.

Les paramètres estimés caractérisant la forme du flux absorbé sont récapitulés dans le tableau 5. On obtient finalement des écarts types de 0,29 m et 0,28 m induisant une forme proche d'une courbe gaussienne axisymétrique, comme prévu par le calcul de facteur de forme. On remarque que ces valeurs sont légèrement inférieures aux valeurs calculées. On a en effet supposé que le panneau rayonnant avait une température uniforme, ce qui expérimentalement n'est peut-être pas le cas à cause du système d'injection de gaz localisé au centre du panneau et induisant sans doute une zone centrale plus chaude que les bords. Néanmoins, avec des écarts types expérimentaux environ 10 % plus faibles que le cas théorique, les écarts restent relativement faibles. Enfin on constate que le flux est positionné près du centre avec un léger décalage vertical.

Paramètres	Unités	Estimations
$\varphi_{abs,max}$	kW.m^{-2}	11,5
x_c	m	0,50
y_c	m	0,33
σ_x	m	0,29
σ_y	m	0,28
θ	rad	1,4

Tableau 3 : Estimation finale des paramètres caractérisant la tache de flux expérimentale : flux maximum moyen ($\varphi_{abs,max}$), position (x_c , y_c), écarts-types (σ_x , σ_y) et angle de rotation (θ)

6. Conclusion et perspectives

Dans cet article, nous nous intéressons à une méthode de caractérisation des cuiseurs solaires. Pour cela, nous avons présenté le banc expérimental développé et son instrumentation. Nous avons également décrit les transferts énergétiques qui ont lieu à l'intérieur et aux interfaces de la plaque en fonte du cuiseur solaire étudié via un modèle direct.

Afin de résoudre le problème inverse non linéaire et mal posé associé à ce modèle, nous avons adapté une méthode d'inversion et l'avons testé sur un cas numérique. Sa convergence, sa précision et sa robustesse par rapport au bruit de mesure ont ainsi été démontrées. L'application de cette méthode d'inversion aux mesures de température réalisées sur le banc d'expérimentation a permis d'obtenir une estimation du flux absorbé φ_{abs} par la plaque. Les caractéristiques de ce flux concordent avec les mesures expérimentales du flux incident φ_{inc} réalisées grâce à un fluxmètre commercial et avec le calcul de facteur de forme (à l'émissivité près).

Bien que le résultat obtenu soit encourageant, les résidus montrent qu'il reste des écarts à justifier et à réduire avant de pouvoir prétendre à la caractérisation de performances des cuiseurs solaires. Une meilleure connaissance des caractéristiques thermophysiques de la plaque en fonte et une prise en compte plus fine du coefficient d'échange convectif dans le modèle pourrait réduire ces écarts. De plus, l'utilisation de thermocouples brasés dans la plaque pourraient améliorer la précision des mesures et diminuer leur sensibilité aux perturbations. Une caméra infrarouge pourrait également être utilisée pour doubler les mesures de température et augmenter la fiabilité de l'estimation.

Références

- [1] M. Aramesh, A review of recent advances in solar cooking technology, *Renewable Energy*, 140 (2019) 419-435.
- [2] <http://www.solare-bruecke.org/index.php/fr/die-scheffler-reflektoren> (site consulté le 13/01/2021)
- [3] <https://www.solarcookers.org/partners/distribution-solar-cookers> (site consulté le 13/01/2021)
- [4] N. Kumar, An exergy based unified test protocol for solar cookers of different geometries, *Renewable Energy*, 44 (2012) 457-462.
- [5] U. Oelher, The use of indigenous materials for solar conversion, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 33 (1994) 379-387.
- [6] <https://lepresage.fr/> (site consulté le 25/01/2021)
- [7] H.T. Angus, *Cast Iron : Physical and Engineering Properties (Second Edition)*, Butterworth-Heinemann (1976).
- [8] R. L. Hecht, Thermal transport properties of grey cast irons, *SAE Technical Papers*, 10 (1996).
- [9] D. Holmgren, Review of thermal conductivity of cast iron, *Journal of Cast Metals Research*, 18 (2005) 331-345.
- [10] <http://www-cast3m.cea.fr/> (site consulté le 25/01/2021)
- [11] J. Gaspar et al., First heat flux estimation in the lower divertor of WEST with embedded thermal measurements, *Fusion Engineering and Design* 146 (2019) 757-760.

Remerciements

Les auteurs remercient la Région Sud Provence-Alpes-Côtes-d'Azur et la Société Le Présage pour leur intérêt et leur soutien financier à ce projet de recherche dans le cadre du dispositif "Emplois Jeunes Doctorants".

Développement d'un fluxmètre imageur hyperspectral sans contact par thermographie infrarouge

Contactless hyperspectral imaging fluxmetry by infrared thermography

Abderezak AOUALI^{1*}, Stephane CHEVALIER¹, Alain SOMMIER¹, Jean-Christophe BATSALE¹, Christophe PRADERE¹

¹I2M, UMR CNRS-UB-ENSAM 5295

Esplanade des Arts et Metiers, 33405 Talence Cedex, France.

*(auteur correspondant : abderezak.aouali@u-bordeaux.fr)

Résumé - La connaissance de la forme et de la densité de flux thermique délivré par une source est primordiale pour tous dispositifs expérimentaux. Cette connaissance nécessite le développement d'une méthode qui s'appuie sur un modèle mathématique décrivant le transfert thermique. Un dispositif basé sur un thermoconvertisseur hyperspectral ainsi qu'une méthode inverse liée au transfert conductif sont présentés dans ce travail. Cela permettra d'estimer la forme ainsi que la densité d'énergie d'une source thermique dans une très large gamme spectrale.

Mots-clés : Fluxmétrie hyperspectrale ; Thermographie infrarouge ; Méthodes inverses.

Abstract - The knowledge of the shape and density of the heat flux delivered by a source is of prime interest for all experimental setups. This knowledge requires the development of a method based on a mathematical model describing the heat transfer. A setup based on a hyperspectral thermoconverter as well as an inverse thermal method related to the conductive transfer is presented in this work. The estimation of the shape and the energy density of a heat source is performed for a very wide spectral range.

Keywords: Hyperspectral fluxmetry; Infrared thermography; Inverse methods.

Nomenclature

a	diffusivité thermique, $m^2 \cdot s^{-1}$	T	température, K
C_p	chaleur spécifique, $J \cdot K^{-1} \cdot kg^{-1}$	<i>Symboles grecs</i>	
e	épaisseur, m	α, β	fréquences spatiales, m^{-1}
h	coefficient d'échange convectif, $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$	ϵ	émissivité
\hat{h}	réponse impulsionnelle	λ	conductivité thermique, $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
p	variable de Laplace, s^{-1}	ρ	masse volumique, $kg \cdot m^{-3}$
P	puissance, W	ψ	coefficient de calibration, $J \cdot K^{-1} \cdot m^{-2}$
Q	source interne, $W \cdot m^{-3}$		
t	temps, s		

1. Introduction

Ces travaux s'inscrivent dans le cadre d'un projet ADEME qui vise à caractériser thermiquement et chimiquement les torches à plasma. L'enjeu principal est la mesure des champs 3D de

la température et du flux sans contact en vue de l'optimisation énergétique des torches.

La connaissance du flux thermique est souvent primordiale dans certains domaines, citons à titre d'exemple les domaines de la construction, de l'aéronautique, de l'aérospatiale, ou de l'optique. Cette connaissance du flux thermique peut : (i), permettre la réalisation de bilans thermiques, (ii), servir de données d'entrées à des modèles ou (iii), contrôler des procédés.

Dans les travaux précédents, il existe de nombreuses méthodes d'estimation des sources de chaleur en fonction de la nature du transfert thermique : conduction, convection ou rayonnement. On s'intéressera dans cette étude uniquement aux méthodes inverses thermiques liées au transfert conductif. Dans les travaux de Garderein et al. [1], il a été développé un système basé sur un thermocouple permettant d'estimer les flux locaux en se basant sur des méthodes inverses thermiques analytiques. Une autre étude de Zeribi et al. [2] rapporte la fabrication d'un capteur de flux thermique en se basant sur la méthode du gradient de température spatiale. La reconstruction spatiale des sources thermiques a été abordé par Groz et al. [3, 4] en utilisant des modèles analytiques ainsi que deux méthodes d'inversion (statistique et déconvolution par Toeplitz) sans pour autant atteindre l'aspect quantitatif de l'estimation de l'amplitude du flux thermique. Dans la continuité de ces travaux, il devient important de développer de nouveaux capteurs de flux sans contact (reconstruction spatiale de la source ainsi que sa densité de flux) qui soient efficace dans une large gamme spectrale (hyperspectral).

Ici l'objectif est de développer un capteur de flux hyperspectral en utilisant un film de carbone très fin et homogène appelé thermoconvertisseur hyperspectral basé sur la technologie EMIR développée par Balageas et al [5]. Des études ont été faites sur le thermoconvertisseur [6, 7] et ont démontré sa capacité à absorber le rayonnement dans une très large gamme spectrale (du visible aux ondes radio) avec des proportionnalités différentes (selon la longueur d'onde). Ce capteur permettra d'estimer la répartition spatiale de la source ainsi que sa densité d'énergie. Dans cette communication, nous présentons le montage expérimental ainsi que le modèle analytique et la méthode inverse utilisée. Ensuite, une méthode de calibration du thermoconvertisseur hyperspectral est décrite afin de mettre en évidence l'aspect quantitatif du capteur. Enfin, des résultats obtenus par le capteur pour des sources de différentes gammes spectrales sont exposés.

2. Matériel et méthodes

2.1. Dispositif expérimental

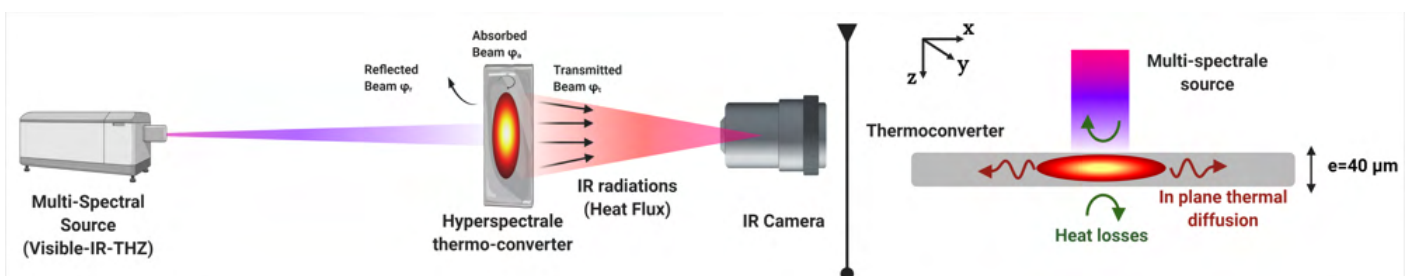


Figure 1 : Schéma du montage expérimental

Le montage expérimental est décrit dans la figure 1.a. Une source multi-spectrale permet d'éclairer et d'exciter thermiquement le thermoconvertisseur. En réponse le thermoconvertisseur chauffe et réémet des radiations infrarouges. Une caméra infrarouge de type Insb (FLIR SC700) conçue pour la gamme spectrale $[1.5\mu\text{m}-5.5\mu\text{m}]$ placée derrière le thermoconvertisseur (qui est assimilé à un corps noir $\epsilon \approx 1$ [6]) permet de faire les acquisitions.

2.2. Modèle mathématique

L'évolution du champ de température dans le thermoconvertisseur (épaisseur = 40 μm) est régie par l'équation de conduction 3D chaleur avec une source volumique interne :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho C_p \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial t} = \lambda_x \frac{\partial^2 T(x, y, z, t)}{\partial x^2} + \lambda_y \frac{\partial^2 T(x, y, z, t)}{\partial y^2} + \lambda_z \frac{\partial^2 T(x, y, z, t)}{\partial z^2} + Q(x, y, z, t), \\ -\lambda_x \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial x} \Big|_{x=\pm L_x/2} = 0, \\ -\lambda_y \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial y} \Big|_{y=\pm L_y/2} = 0, \\ -\lambda_z \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial z} \Big|_{z=e/2} = hT(x, y, e/2, t), \\ -\lambda_z \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial z} \Big|_{z=-e/2} = -hT(x, y, e/2, t), \\ T(x, y, z, t = 0) = 0. \end{array} \right. \quad (1)$$

Pour une petite valeur de "e", les gradients de température dans l'épaisseur du thermoconvertisseur peuvent être négligés. En supposant la linéarité des pertes de chaleur le long de la direction z (ailette), l'équation précédente peut s'écrire :

$$\frac{\partial T(x, y, t)}{\partial t} = a_x \frac{\partial^2 T(x, y, t)}{\partial x^2} + a_y \frac{\partial^2 T(x, y, t)}{\partial y^2} - \underbrace{\frac{2h}{\rho C_p e}}_{1/\tau} T(x, y, t) + \frac{Q(x, y, t)}{\rho C_p}, \quad (2)$$

Avec $a = \frac{\lambda}{\rho C_p}$. Une façon de résoudre l'équation Eq. 2 est d'appliquer une transformée de Laplace temporelle et deux transformées en cosinus spatiales au champ de température $T(x, y, t)$. On obtient de ce fait l'équation suivante :

$$p\Theta(\alpha_n, \beta_m, p) = -a_x \alpha_n^2 \Theta(\alpha_n, \beta_m, p) - a_y \beta_m^2 \Theta(\alpha_n, \beta_m, p) - \frac{1}{\tau} \Theta(\alpha_n, \beta_m, p) + \frac{\phi(\alpha_n, \beta_m, p)}{\rho C_p}, \quad (3)$$

Et

$$\Theta(\alpha_n, \beta_m, p) \underbrace{\left(p + a_x \alpha_n^2 + a_y \beta_m^2 + \frac{1}{\tau} \right)}_K = \frac{\phi(\alpha_n, \beta_m, p)}{\rho C_p}, \quad (4)$$

$$\Theta(\alpha_n, \beta_m, p) = \frac{\phi(\alpha_n, \beta_m, p)}{\rho C_p (p + K)}. \quad (5)$$

Pour trouver le profil de température espace-temps, il faut effectuer deux transformations en cosinus inverses dans l'espace et une transformation de Laplace inverse dans le temps.

Afin de s'affranchir de la contribution du ρC_p du thermoconvertisseur (inconnu) et du volume de la source dans le modèle, un coefficient de calibration ψ sera déterminée (voir partie **Calibration**). Il convient donc de noter que dans le cas du point source avec excitation Dirac temporelle, l'équation Eq. 5 s'écrit :

$$Q(x, y, t) = \delta(x, y, t), \text{ on a : } \mathcal{H}(\alpha_n, \beta_m, t) = \mathcal{L}^{-1} \left(\frac{\psi \cdot \delta(\alpha_n, \beta_m)}{(p + K)} \right) = \psi \cdot \delta(\alpha_n, \beta_m) \exp(-Kt). \quad (6)$$

Dans ce cas, l'équation Eq. 6 correspond à la réponse impulsionnelle du point source dans l'espace de Fourier.

2.3. Méthode inverse

On se basant sur l'équation Eq. 5, la température de sortie peut simplement s'écrire comme un produit de convolution espace-temps de la source et de la réponse impulsionnelle :

$$T(x, y, t) = Q(x, y, t) \otimes \hat{h}(x, y, t), \quad (7)$$

Où $\hat{h}(x, y, t)$ est la réponse impulsionnelle dans l'espace réel.

Après le passage dans la base de Fourier spatiale :

$$\theta(\alpha_n, \beta_m, t) = \int_0^{+\infty} \phi(\alpha_n, \beta_m, t - t_0) \times \mathcal{H}(\alpha_n, \beta_m, t_0) dt_0 \quad (8)$$

Cela représente une convolution temporelle de la source et de la réponse impulsionnelle dans la de Fourier spatiale :

$$\theta(\alpha_n, \beta_m, t) = \phi(\alpha_n, \beta_m, t) \otimes_t \mathcal{H}(\alpha_n, \beta_m, t) \quad (9)$$

Enfin, la source peut être déduite de l'équation Eq. 9 :

$$\phi(\alpha_n, \beta_m, t) = \theta(\alpha_n, \beta_m, t) \otimes_t \frac{1}{\mathcal{H}(\alpha_n, \beta_m, t)} \quad (10)$$

Ensuite, pour chaque mode, une inversion par moindres carrés linéaires avec une régularisation de Thikonov [8] est effectuée, pour cela, nous définissons :

- S : Matrice Toeplitz [9] (matrice de réponse impulsionnelle) de taille $(t \times t)$ estimée à partir de la réponse impulsionnelle définie dans l'équation Eq. 6.
- D : Matrice de dérivation [8, 9] de taille $(t \times t)$, tous les termes de la matrice sont des zéros sauf les termes diagonaux et surdiagonaux qui valent respectivement de 1 et -1 .
- μ : Coefficient de régularisation [10, 11].

Ensuite, l'expression suivante permet d'estimer la source dans la base de Fourier spatial :

$$\phi(\alpha_n, \beta_m, t) = (S'_{i,j,t \times t} S_{i,j,t \times t} + \mu D'_{t \times t} D_{t \times t})^{-1} S'_{i,j,t \times t} \times \theta(\alpha_n, \beta_m, t) \quad (11)$$

Enfin, pour trouver la distribution spatiale de la source, deux transformations en cosinus inverse sont nécessaires.

2.4. Calibration

Afin d'estimer le flux d'excitation, une calibration du modèle est nécessaire. La diffusivité thermique a pu être estimée par la méthode du Flying Spot [12] et vaut $a_x = a_y = 4.7 \times 10^{-7} \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Pour calibrer le thermoconvertisseur, on utilise une méthode par effet Joule basée sur un fil de chromel de longueur (50 mm), de diamètre (200 μm), et de résistance (618 $\text{m}\Omega$). Le montage réalisé est décrit dans la figure 3, un générateur électrique est connecté au bord du fil de chromel et permet de délivrer une tension régulée. Le thermoconvertisseur est collé sur le fil qui est isolé par une mousse. Enfin, une caméra infrarouge permet de faire les acquisitions.

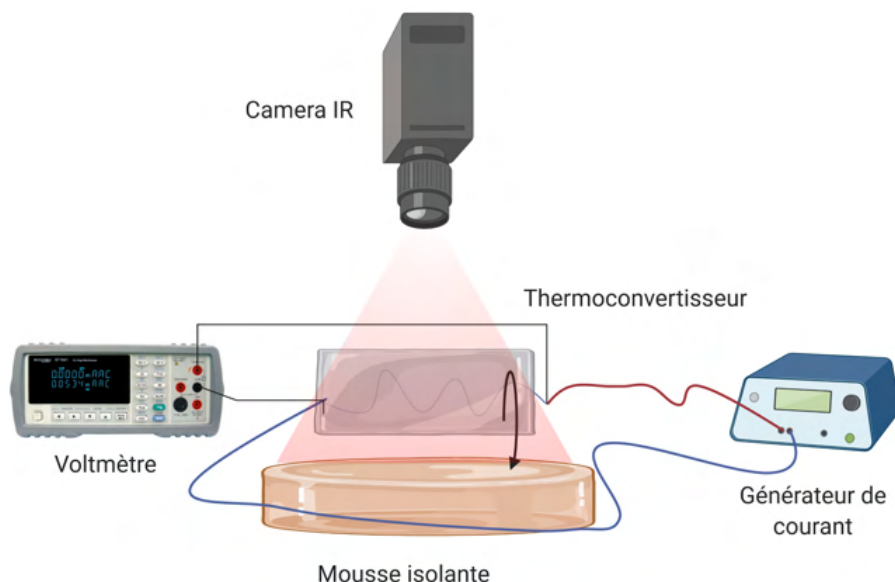


Figure 2 : Montage expérimental de la calibration du thermoconvertisseur par effet Joule

La méthodologie utilisée consiste à délivrer différentes tensions qui sont mesurées au bornes du fil de chromel. La puissance injectée peut donc être déduite pour chaque mesure. La méthode inverse est appliquée pour reconstruire la source d'excitation, et un flux proportionnel au volume du fil et au ρC_p du thermoconvertisseur est estimé (voir figure 3). Un coefficient de calibration peut être déduit des différents flux estimés et de la connaissance de la puissance injectée au préalable (voir figure 4).

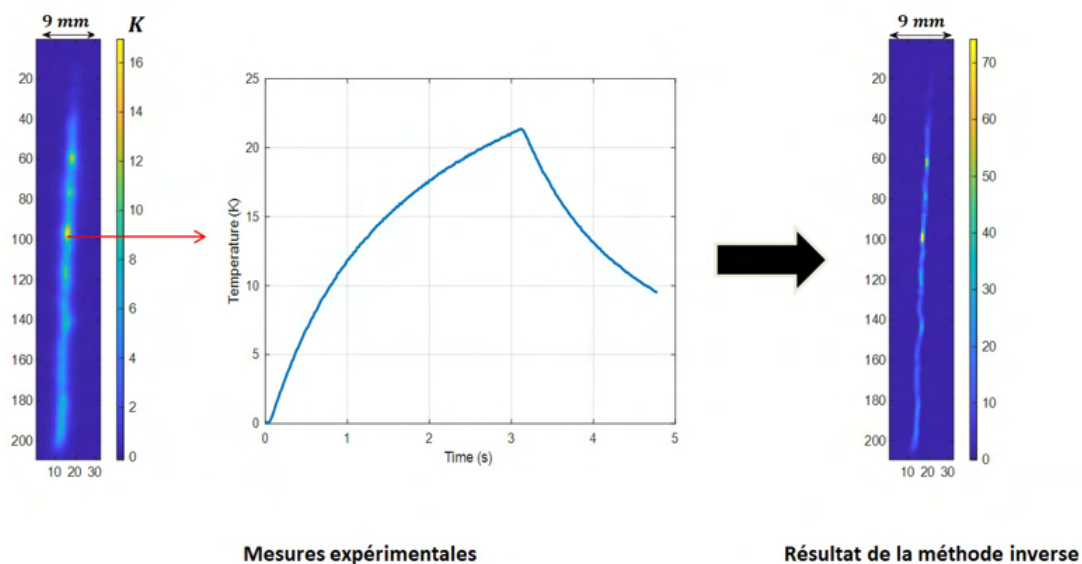
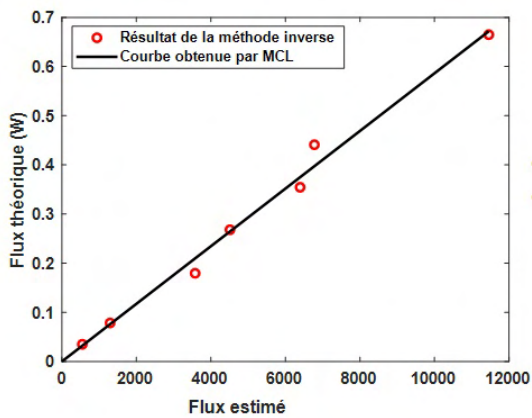


Figure 3 : Mesures expérimentales par effet joule pour un flux théorique de 0,354W et résultat de la méthode inverse



- Coefficient de calibration : $\psi = 5,8 \cdot 10^{-5}$
- L'écart-type est égale à $1,47 \cdot 10^{-6}$ avec une erreur de $114 \mu W$ sur la valeur du flux estimée

Figure 4 : Courbe de calibration du thermoconvertisseur par effet joule

3. Résultats et discussions

3.1. Resistance chauffante : $R = 73 \Omega$; $U = 4,93 V$; $P = 333 mW$

Le thermoconvertisseur est chauffé par la résistance pendant 3 secondes, le champ de température au cours du temps a été mesuré par la caméra infrarouge, ensuite. La méthode inverse a été appliquée et le flux a été estimé en calculant l'intégrale de l'image obtenue.

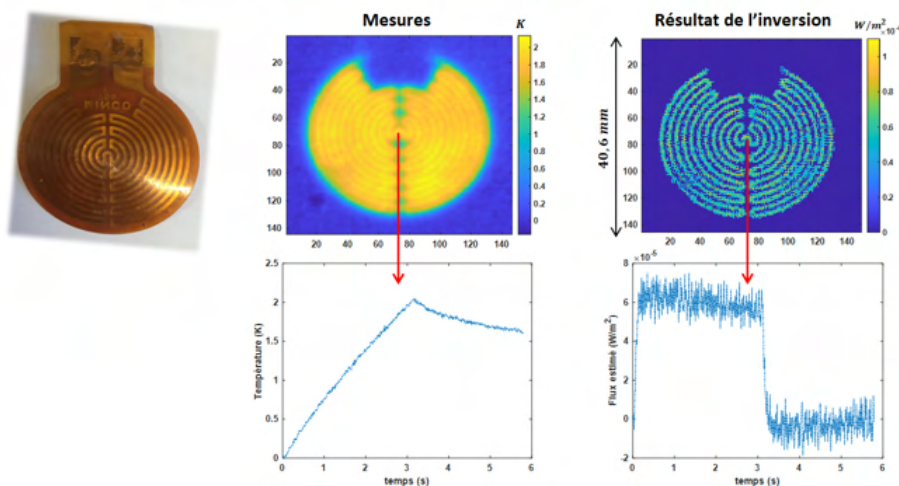


Figure 5 : Résultat de la méthode inverse sur une résistance chauffante de forme complexe

$$P_{\text{estimée}} = \sum_{i=1}^{i=140} \sum_{j=1}^{j=140} \phi_{\text{estimée}} = 332,6 mW$$

Le flux estimée est de $332.6mW$ par rapport à un flux théorique de $333mW$, avec une erreur de 0.12% .

3.2. Source Laser dans le proche infrarouge : longueur d'onde = $980 nm$; $P = 280 mW$

L'absorbance du thermoconvertisseur dans l'Infrarouge a été mesurée par [6] et est quasiment de 100% . Le thermoconvertisseur est excité dans ce cas par un Laser de longueur d'onde de $980 nm$. Les mêmes étapes décrites dans le cas de la résistance chauffante sont nécessaires pour l'estimation du flux.

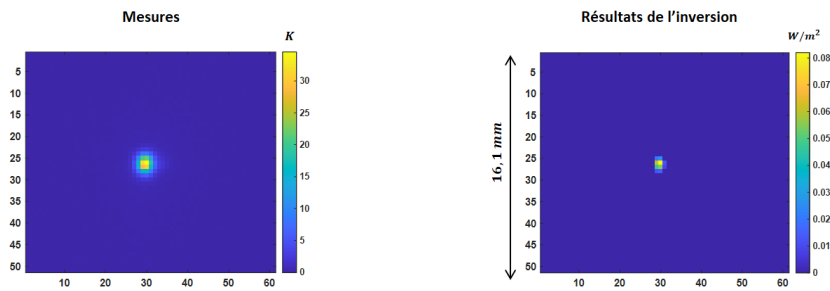


Figure 6 : Résultat de la méthode inverse sur une source laser dans le proche infrarouge

$$P_{\text{estimée}} = \sum_{i=1}^{i=60} \sum_{j=1}^{j=50} \phi_{\text{estimée}} = 272 \text{ mW}$$

Le flux estimée est de 272 mW par rapport à un flux théorique de 280 mW , avec une erreur de 2.86% .

3.3. Source giga-Hertz : longueur d'onde = 3 mm ; $P = 400 \text{ mW}$

L'absorbance du thermoconvertisseur dans le giga-Hertz a été mesurée par [6] et est quasiment de 61% . Le thermoconvertisseur est excité dans ce cas par une source GHZ de longueur d'onde de 3 mm . Les mêmes étapes décrites dans le cas de la résistance chauffante sont nécessaires pour l'estimation du flux.

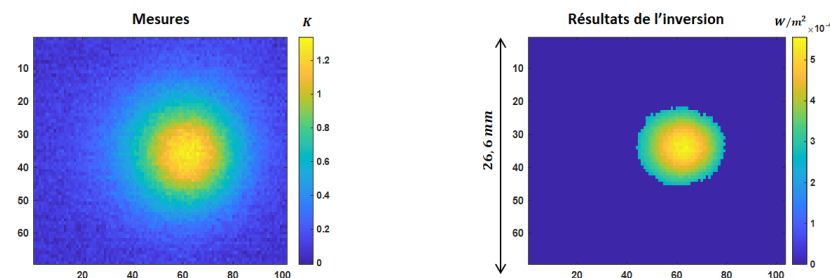


Figure 7 : Résultat de la méthode inverse sur une source giga-Hertz

$$P_{\text{estimée}} = \sum_{i=1}^{i=67} \sum_{j=1}^{j=100} \phi_{\text{estimée}} = 246 \text{ mW}$$

Le flux estimée est de 246 mW par rapport à un flux théorique de $400 \text{ mW} \times 62\% = 248 \text{ mW}$, avec une erreur de 0.81% .

4. Conclusion

Une méthode permettant d'estimer la forme ainsi que la densité du flux d'une source thermique multispectrale en utilisant un thermoconvertisseur hyperspectral a été présentée dans ces travaux. Elle permet, grâce à un modèle des transferts de chaleur au sein du thermoconvertisseur de construire une réponse impulsionnelle qui servira essentiellement à reconstruire la forme de la source, et, grâce à une calibration du thermoconvertisseur par effet Joule d'estimer la densité de flux de la source.

Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier l'ADEME pour le soutien de ce travail à travers le projet IGAR avec Arcelor-Mittal.

Références

- [1] Gardarein, J. *et al.* Miniaturized heat flux sensor for high enthalpy plasma flow characterization. *Inverse Problems in Science and Engineering* (2013).
- [2] Zribi, A. *et al.* Design, fabrication and characterization of thin film resistances for heat flux sensing application. *Sensors and Actuators A : Physical* (2016).
- [3] Groz, M., Abisset-Chavanne, E., Meziane, A., Sommier, A. & Pradere, C. Bayesian inference for 3d volumetric heat sources reconstruction from surfacic ir imaging. *Applied science* (2020).
- [4] Groz, M., Abisset-Chavanne, E., Meziane, A., Sommier, A. & Pradere, C. Three-dimensional reconstruction of thermal volumetric sources from surface temperature fields measured by infrared thermography. *Applied science* (2019).
- [5] Balageas, D. L., Levesque, P. & Deom, A. A. Characterization of electromagnetic fields using a lock-in infrared thermographic system. In *Thermosense XV : An International Conference on Thermal Sensing and Imaging Diagnostic Applications*, vol. 1933, 274–285 (International Society for Optics and Photonics, 1993).
- [6] Romano, M. *et al.* Broadband sub-terahertz camera based on photothermal conversion and ir thermography. *Journal of infrared, millimeter and terahertz waves* (2016).
- [7] Pradere, C. *et al.* Photothermal converters for quantitative 2d and 3d real-time terahertz imaging. *Quantitative InfraRed Thermography Journal* (2010).
- [8] Tikhonov, A. On the solution of ill-posed problems and the method of regularization. *Russian Academy of Sciences : Moscow, Russia* **151** (1963).
- [9] Gray, R. Toeplitz and circulant matrices : A review. *Found. Trends Commun. Inf. Theory* **2**, 155–239 (2006).
- [10] E, P. Sur un theoreme general relatif aux equations integrales de premiere espece et sur quelques problemes de physique mathematique. *Rendiconti del Circolo Matematico di Palermo* **29**, 79–97 (2010).
- [11] Vogel, C. Computational methods for inverse problems. *SIAM : Philadelphia, PA, USA* **23**, 79–97 (2002).
- [12] Gaverina, L., Batsale, J., Sommier, A. & Pradere, C. Pulsed flying spot with the logarithmic parabolas method for the estimation of in-plane thermal diffusivity fields on heterogeneous and anisotropic materials. *Journal of Applied Physics* **121**, 115105 (2017).

Métrologie infrarouge haute précision pour la détermination des coefficients de transfert en condensation convective.

High precision infrared metrology for the determination of heat transfer coefficients in convective condensation.

Marion BEAUMALE^{1,2*}, Pascal LAVIEILLE¹, Marc MISCEVIC¹

¹Laboratoire PLAsma et Conversion d'Énergie

Université Paul Sabatier – 118 route de Narbonne – 31062 Toulouse cedex 9.

² Entreprise EPSILON groupe ALCEN

Bâtiment B612 – 3 Rue Tarfaya – 31400 Toulouse.

*(auteur correspondant : marion.beaumale@laplace.univ-tlse.fr)

Résumé - Le dispositif expérimental proposé permet de mesurer localement et simultanément l'épaisseur du film liquide et le coefficient de transfert de chaleur lors d'un écoulement de condensation annulaire. En raison du mode de refroidissement utilisé, la détermination du coefficient de transfert de chaleur nécessite une extrême précision de mesure de la température de paroi, difficile à atteindre par les outils habituels. Le travail réalisé porte sur la mise en place d'une technique de mesure permettant la détermination avec une haute précision de la température de paroi d'un tube vertical en saphir par caméra infrarouge lors de la condensation convective du HFE 7000 en écoulement descendant.

Mots-clés : condensation convective ; métrologie infrarouge ; coefficient d'échange ; expérimental.

Abstract - The experimental device that is proposed allows to measure locally and simultaneously the liquid film thickness and the heat transfer coefficient during annular condensation flow. Due to the cooling method used, the determination of the heat transfer coefficient requires an extreme precision of the wall temperature measurement, which is difficult to achieve with usual tools. The work carried out relates to the setting up of a technique allowing the high precision measurement of the wall temperature of a sapphire vertical tube by infrared camera during the convective condensation of HFE 7000 in downward flow configuration.

Keywords: convective condensation; infrared metrology; heat transfer coefficient; experimental.

Nomenclature

C compensation électronique caméra

CIR caméra infrarouge

G gain caméra

IR infrarouge

k coefficient correction de δ_{FL}

S signal, count

Symboles grecs

δ épaisseur film, μm

τ transmissivité

φ densité de flux, $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$

Indices et exposants

a apparent

AR arrière-plan

BC bloc en cuivre

c collecté

CE corps étalon

e émis

FL film liquide

i niveau de correction $i=1,2,3$

PT peinture du tube

r réfléchi

ref référence

t transmis

1. Introduction

Les systèmes diphasiques sont envisagés comme des solutions de refroidissement pour de multiples applications. La particularité de ce type de systèmes est le couplage fort entre performances thermiques et structuration des phases liquide et vapeur au sein de l'écoulement. Ainsi, la prédiction des transferts de chaleur demeure encore aujourd'hui l'une des problématiques principales dans le dimensionnement des systèmes mettant en œuvre la condensation en film à faible vitesse massique. La détermination du coefficient de transfert de chaleur nécessite de connaître avec précision la température de paroi, difficile à obtenir par les outils habituels en raison du mode de refroidissement utilisé (i.e. convection forcée d'air) et du matériau constituant le tube (i.e. saphir). Le travail réalisé porte sur la mise en place d'une technique de mesure permettant la détermination avec une haute précision ($U = f \times u = 0,05 \text{ °C}$ l'incertitude élargie avec $f = 2$ le facteur d'élargissement pour un niveau de confiance de 95% et u l'incertitude-type) de la température de paroi d'un tube vertical en saphir par CIR lors de la condensation convective du HFE 7000 en écoulement descendant. Premièrement, le dispositif expérimental est détaillé. Les enjeux liés à une mesure de température par CIR sont ensuite explicités. Puis le protocole développé ainsi que la calibration de la mesure IR en fonction de la température de paroi du condenseur sont présentés. L'ensemble des précisions annoncées par la suite correspondent à des incertitudes élargies calculées pour un niveau de confiance de 95% d'après [3].

2. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental (voir Figure 1 [1]) permet d'évaluer le coefficient de transfert de chaleur en condensation convective. L'originalité du dispositif proposé est sa capacité à mesurer localement et simultanément l'épaisseur du film liquide et le coefficient de transfert de chaleur ainsi que de visualiser l'écoulement.

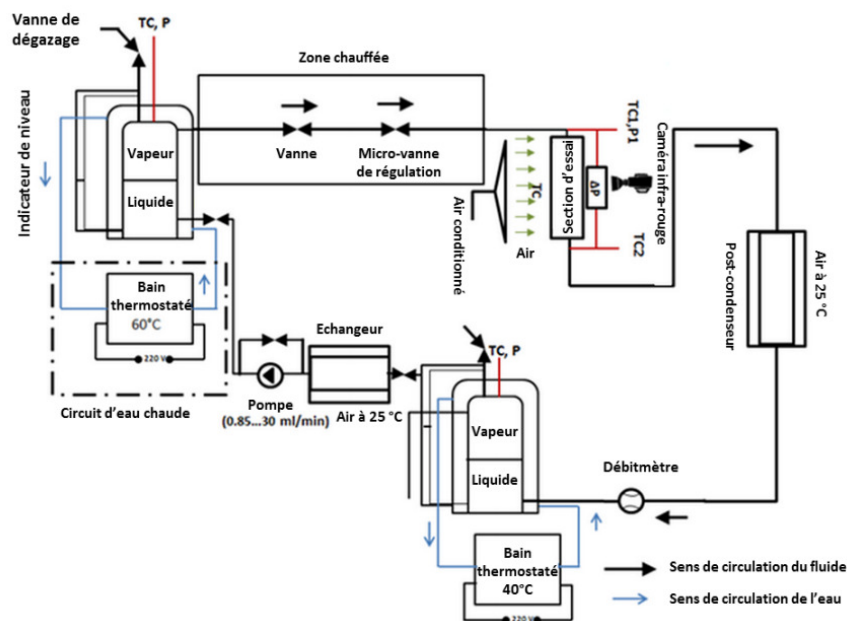


Figure 1 : Schéma du dispositif expérimental

Le condenseur utilisé est un tube en saphir de longueur 1 m, de diamètre interne 3,4 mm et de diamètre externe 6 mm. Ce matériau a été retenu pour sa conductivité thermique élevée (40 W/m/K), permettant d'améliorer le transfert de chaleur radial, ainsi que pour sa transparence

dans le visible, permettant la visualisation de l'écoulement et la mesure des épaisseurs de films par des moyens optiques. La longueur du tube permet d'obtenir une condensation complète dans le condenseur à des vitesses massiques faibles ($< 40 \text{ kg/m}^2/\text{s}$). Il est à noter que compte-tenu de la forte conductivité du saphir, la résistance de conduction radiale est de plusieurs ordres de grandeurs inférieures à la résistance de convection externe. La température de paroi externe est par conséquent quasiment identique à celle de la paroi intérieure (écart maximum de $0,18^\circ\text{C}$). Le tube est positionné verticalement entre deux réservoirs de HFE 7000 thermostatés à l'équilibre diphasique. La configuration de l'écoulement liquide/vapeur est axisymétrique et l'écoulement descendant. Les réservoirs sont régulés respectivement à 60°C et 40°C , permettant d'imposer une différence de pression entre l'entrée et la sortie du système entourant le condenseur (respectivement 2,2 et 1,2 bar). Chaque réservoir contenant le fluide de travail est régulé en pression grâce au contrôle de la température de l'eau circulant autour de ce dernier dont la température est stabilisée par un bain thermostaté. La conduite entre la sortie du réservoir d'entrée et l'entrée du condenseur est chauffée à l'aide d'une résistance électrique de façon à maintenir le fluide sous forme de vapeur légèrement surchauffée à l'entrée du condenseur. Cette conduite est équipée d'une vanne micrométrique en amont du condenseur permettant le réglage précis du débit massique. Une pompe ferme la boucle et assure le remplissage du réservoir d'entrée.

La vapeur est condensée dans la section d'essai grâce à une circulation d'air climatisé dont le flux, uniformisé grâce à un divergent et un nid d'abeille, est envoyé perpendiculairement au tube à une vitesse d'environ $3,2 \text{ m/s}$ ($\pm 0,2 \text{ m/s}$) et une température de 13°C ou 23°C . Six thermocouples sont installés près du tube pour mesurer la température de l'air ($\pm 0,1^\circ\text{C}$). Un capteur de pression absolue ($\pm 36 \text{ mbars}$) permet de déterminer la pression de saturation à l'entrée de la section d'essai. La courbe de variation de la température de saturation en fonction de la pression a été calibrée in-situ à l'aide d'un thermocouple de type K ($\pm 0,05^\circ\text{C}$) et un capteur de pression. En sortie du condenseur est installé un post-condenseur. Le débit massique du fluide est ensuite mesuré par un débitmètre à effet Coriolis ($\pm 0,4\%$).

Un capteur confocal chromatique et un interféromètre en lumière blanche sont utilisés pour mesurer les épaisseurs des films liquides. La température de paroi externe du tube en saphir est déterminée par CIR. Le saphir utilisé étant un matériau quasi-transparent dans les longueurs d'ondes détectées par la caméra ($3\text{-}5 \mu\text{m}$), une bande de peinture noire d'émissivité 0,95 d'environ 1 mm de large a été déposée le long du tube sur sa surface externe. Une platine mobile motorisée d'une course verticale de 300 mm permet d'obtenir un positionnement relatif de forte répétabilité des dispositifs de mesures ($\pm 0,3 \mu\text{m}$). La longueur de la section test étant supérieure à la course verticale possible de la platine, un treuil est utilisé pour pouvoir déplacer verticalement la platine. Avant le déplacement de cette dernière, un repère est positionné devant le tube afin d'avoir une référence avant/après déplacement de la platine et garder ainsi une position relative précise entre deux positions du treuil.

3. Calibrations de la température de la paroi externe du tube en fonction de la mesure par caméra infrarouge

La détermination du coefficient de transfert de chaleur nécessite de déterminer précisément la température de paroi externe du tube en saphir. Pour cela, une caméra IR de type FLIR SC6000HS est utilisée. La caméra IR enregistre l'image thermique d'une scène. Cette image correspond à un flux radiatif collecté par chaque pixel de la matrice du capteur de la caméra. Ce flux collecté φ_{objet}^c (voir équation 1) dépend du flux émis par l'objet observé mais aussi des flux environnants réfléchis et transmis par cet objet (voir Figure 2). Il est traduit en un signal S

tel que $S = G\varphi_{objet}^c + C$, où G est le gain et C la compensation électronique de la caméra.

$$\varphi_{objet}^c = \varphi_{objet}^e + \varphi_{objet}^r + \varphi_{objet}^t + \varphi_{objectif}^c \quad (1)$$

L'objectif de la méthode proposée est de pouvoir isoler le flux émis par l'objet φ_{objet}^e du flux collecté par la caméra φ_{objet}^c afin de déterminer la relation liant ce flux à la température de l'objet. Pour cela, différents niveaux i de correction seront apportés sur le flux collecté, noté φ_{objet}^{ci} . Tout d'abord un dispositif de référence est proposé, permettant de tenir compte des fluctuations de la compensation de la caméra et du rayonnement de son objectif ainsi que de la température ambiante. Par la suite, les flux transmis par la peinture du condenseur sont analysés (voir Figure 2). Enfin, la calibration entre le flux collecté par la caméra visant la peinture du condenseur et la température de paroi du condenseur est détaillée.

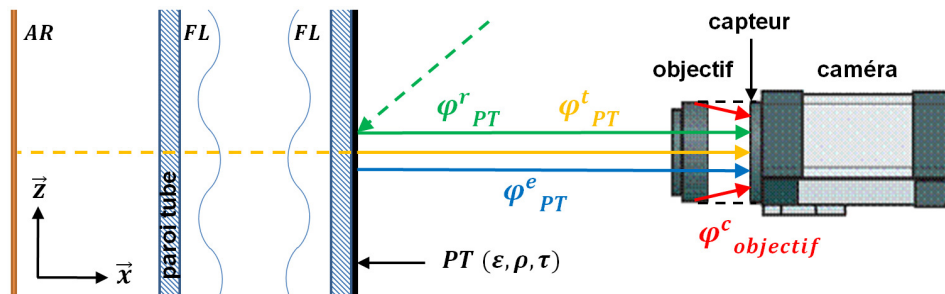


Figure 2 : Schéma des différents flux collectés par la caméra IR observant comme objet la PT

3.1. Adaptation du banc d'essai à la mesure infrarouge

Etablir une relation unique liant le flux collecté par un pixel de la caméra lorsqu'on vise la paroi externe du tube et la température de paroi demande de prendre certaines précautions. Premièrement, la température de la salle de manipulation est autour de 23 °C mais peut varier de quelques °C. L'installation d'éléments opaques dans les longueurs d'ondes de travail de la caméra telles que des plaques de plexiglas en fond du champ de vision de la caméra permet d'encadrer le champ de la caméra d'une émission homogène, protégeant ainsi les mesures de flux parasites tels que des objets et/ou personnes se trouvant dans la salle.

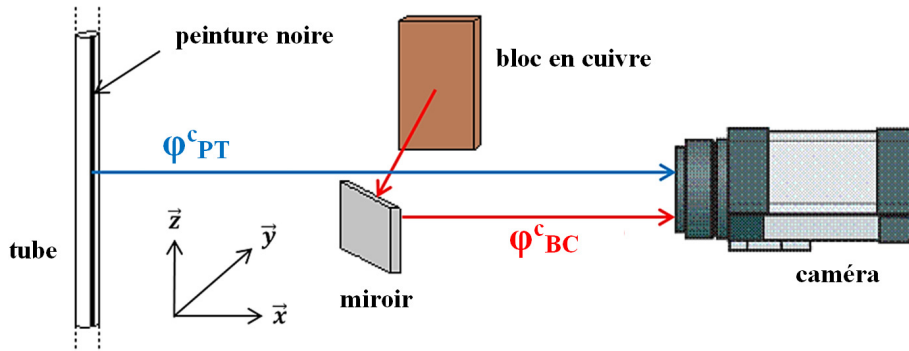


Figure 3 : Schéma du dispositif expérimental pour la mesure infrarouge

Des études antérieures [2] ont montrées que les variations de l'ambiance et de la compensation électronique de la caméra impactent la mesure par CIR entraînant des incertitudes sur la détermination de la température de paroi du tube de l'ordre de $\pm 0,4$ °C. Afin d'obtenir une mesure fiable et reproductible par caméra, un dispositif de référence est mis en place pour permettre de s'affranchir de ces variations à chaque instant. Pour cela, une surface de référence de température connue est intégrée au dispositif expérimental. La surface de référence choisie

est un bloc en cuivre peint en noir avec une peinture d'émissivité identique à celle de la peinture du tube. Le choix du matériau est motivé par la haute conductivité du cuivre permettant l'homogénéité permanente du bloc de référence placé à la température ambiante. Ce bloc est instrumenté avec une sonde Pt100 4 fils calibrée et de forte répétabilité ($\pm 0,02$ °C). Ainsi, la visualisation sur une même fenêtre caméra de la bande de peinture du tube et du bloc en cuivre permet de travailler en signal relatif en comparant à chaque instant leurs flux collectés par la caméra. Cette différence de flux, couplée à la mesure de la température ambiante par la sonde Pt100 équipant le bloc en cuivre permet d'obtenir un signal qui s'affranchit des fluctuations de la compensation électronique et de l'ambiance. Afin que le bloc en cuivre ne perturbe pas l'écoulement d'air envoyé sur le condenseur tout en restant dans le plan objet de la caméra, un miroir IR constitué d'un dépôt d'argent est utilisé pour permettre d'intégrer la visualisation de la surface de référence dans la fenêtre de visualisation du tube malgré leur éloignement spatial (voir Figure 3).

3.2. Calibration du dispositif de référence

L'utilisation d'un dispositif de référence suppose de connaître en amont la relation entre le flux collecté par la caméra visant l'objet référent et la température de l'objet. La calibration du bloc en cuivre consiste à obtenir une relation unique entre sa température et le flux collecté indépendamment des fluctuations de l'ambiance et de la compensation de la caméra. Pour cela une source de rayonnement stable est nécessaire. Un corps étalon d'émissivité 0,95 ayant une grande stabilité en température ($< \pm 0,05$ °C) est utilisé comme source et maintenu à une température de consigne de 30 °C. Idéalement, le corps étalon aurait pu être utilisé directement comme surface de référence mais son intégration au dispositif expérimental n'a pu être envisagée de par son encombrement.

Une résistance disposée au dos du bloc en cuivre permet de faire varier sa température afin d'accéder aux différentes valeurs de température sur une gamme représentative des conditions ambiantes qui pourront être rencontrées dans la pièce. La calibration est effectuée en visualisant sur une même fenêtre caméra le corps étalon et le bloc en cuivre lors de la chauffe de ce dernier. Les deux objets étudiés sont opaques dans les longueurs d'ondes détectées par la CIR.

Afin de s'affranchir des variations engendrées par un changement de conditions expérimentales (température ambiante et/ou compensation électronique différente), la différence d'intensité entre le signal du bloc en cuivre et celui du corps étalon à un même instant est utilisée. Cette différence permet ainsi de corréler la température du bloc en cuivre au flux qu'il émet :

$$S_{BC\ ref} = S_{BC}^c - S_{CE}^c = G(\varphi_{BC}^e + cste_1) \quad (2)$$

La courbe de calibration de la température du bloc en cuivre en fonction de la différence de signal obtenu par CIR entre le bloc en cuivre et le corps étalon a été interpolée par un polynôme d'ordre 2 offrant une incertitude élargie de $\pm 0,04$ °C sur les mesures. L'ensemble des points de mesure a été effectué dans la même journée et vérifié quelques jours après avec un éloignement à la calibration inférieur à $\pm 0,04$ °C malgré les fluctuations de température de la pièce et de compensation de la caméra entre ces différents jours, validant la reproductibilité des mesures et l'intérêt de travailler en signal relatif.

Par la suite, lors de la mesure par CIR de la peinture du condenseur, la différence des signaux collectés au niveau de la peinture du tube et du bloc en cuivre sera utilisée. Cette différence est fonction des flux émis et transmis par la peinture et du flux émis par le bloc en cuivre (voir équation 3) en supposant leur différence de réflectivité négligeable (même peinture). Ensuite,

la différence entre le signal S_{BCref} du bloc en cuivre obtenu par calibration et le signal collecté S_{BC}^c pour la même température Θ_{BC} est utilisé. On accède ainsi au décalage qui se produit par rapport à cette situation de référence pour toutes les mesures qui s'effectueront sur la paroi du condenseur. Ce procédé sera appliqué pour chaque mesure IR (voir équation 4).

$$S_{PT}^c - S_{BC}^c = G(\varphi_{PT}^e + \varphi_{PT}^t - \varphi_{BC}^e) \quad (3)$$

$$S_{PT}^c - S_{BC}^c + S_{BCref} = G\varphi_{PT}^{c1} = G(\varphi_{PT}^e + \varphi_{PT}^t + cste_1) \quad (4)$$

3.3. Calibration de la paroi externe du condenseur

La bande de peinture noire du tube n'est pas totalement opaque, une proportion du flux collecté par la caméra et venant de la peinture dépend des flux émis par l'arrière-plan et par le film liquide s'écoulant dans le tube (voir Figure 2). Ces deux derniers flux correspondent au flux transmis au travers de la peinture du tube (voir équation 5).

$$\varphi_{PT}^{c1} = \varphi_{PT}^e + \varphi_{AR}^{e,a} + \varphi_{FL}^{e,a} + cste_1 \quad (5)$$

La calibration entre le flux collecté par la caméra au niveau de la bande de peinture noire du tube et sa température s'effectue en plusieurs étapes. Une première étape consiste à déterminer l'influence du flux émis par l'arrière-plan sur le flux collecté au niveau de la peinture du tube. Une seconde étape consiste à déterminer l'influence du flux émis par le film liquide sur le flux collecté par la caméra au niveau de la peinture du tube. La dernière étape consiste à déterminer la relation entre le flux collecté au niveau de la peinture du tube et sa température en tenant compte des variations des flux émis par l'arrière-plan et le film liquide.

Une influence de la géométrie du tube sur la mesure infrarouge n'est pas exclue : la surface extérieure du tube est légèrement facettée, des défauts liés aux conditions de fabrications peuvent exister, le saphir dans les longueurs d'ondes 3-5 μm n'est pas parfaitement transparent. Ainsi, il a été choisi de calibrer la température de paroi en fonction du flux collecté au niveau de la bande de peinture noire in-situ et sur la longueur totale du tube. Le montage pour la calibration correspond à celui des essais expérimentaux (voir Figure 3).

3.3.1. Influence du flux émis par l'arrière-plan sur le flux collecté de la peinture du tube

Le pourcentage du flux émis par l'arrière plan transmis par la peinture du tube correspond à la transparence de l'ensemble {tube, film liquide et peinture du tube}. Pour évaluer cette transparence une série de mesures est effectuée le long du tube avec différentes températures d'arrière-plan et différentes épaisseurs de film liquide. Des résistances chauffantes, installées sur une plaque d'aluminium fixée au dos de la plaque de plexiglas (correspondant à l'arrière-plan), permettent de modifier le flux émis par l'arrière-plan. La réflexion du capteur de la caméra sur le plexiglas est supposée nulle (plexiglas très loin du plan de focalisation). Les expériences s'effectuent avec un écoulement de HFE 7000 au sein du condenseur à température de saturation constante et sans la soufflerie. La température de paroi externe est estimée à partir du calcul des résistances thermiques dans le film liquide et dans la paroi du condenseur. A noter le caractère fortement limitant de l'échange externe lorsque la soufflerie est éteinte (rapport $\approx 1\%$). La température de saturation est déterminée par un capteur de pression en entrée de condenseur.

Pour chaque position sur le tube, la dérivée du flux collecté au niveau de la bande de peinture noire par rapport au flux collecté au niveau de l'arrière-plan correspond à la transparence de l'ensemble {tube, film liquide et peinture du tube}. Les variations de transparence observées

pour 2 épaisseurs de film liquide différentes sont identiques (voir Figure 4). Ainsi, les transparences obtenues sont indépendantes des épaisseurs de film liquide. Au niveau du chevauchement de 2 fenêtres caméra, les variations de transparence observées permettent de valider la reproductibilité de la procédure (voir Figure 5).

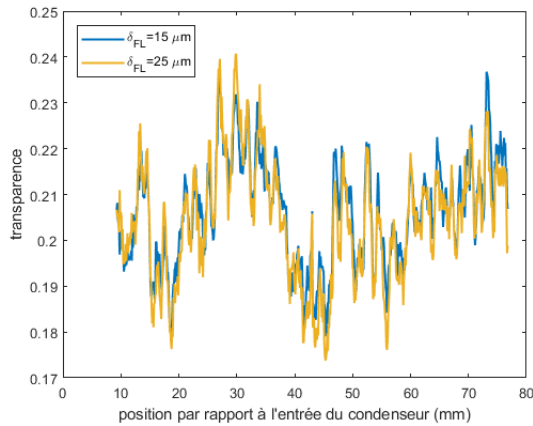


Figure 4 : Transparence pour 2 épaisseurs de film liquide

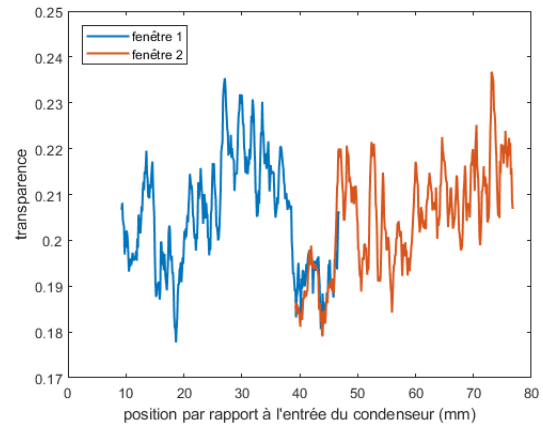


Figure 5 : Transparence sur les 2 premières fenêtres caméra

La connaissance de la transparence τ permet de connaître l'impact des variations du flux émis par l'arrière-plan sur le flux collecté par la caméra visant la peinture du tube. Par la suite, cet effet sera pris en compte sur le flux φ_{PT}^{c2} collecté au niveau de la peinture du tube :

$$\varphi_{PT}^{c2} = \varphi_{PT}^{c1} - \tau\varphi_{AR}^{c1} = \varphi_{PT}^e + \varphi_{FL}^{e,a} + cste_2 \quad (6)$$

3.3.2. Influence du flux émis par le film liquide sur le flux collecté de la peinture du tube

Le flux émis par le HFE 7000 dans le domaine des longueurs d'ondes détectées par la CIR dépend de l'épaisseur de liquide observée (milieu semi-transparent). Pour évaluer l'influence de l'épaisseur du film sur le flux collecté par la caméra observant la bande de peinture noire du tube, une série de mesures est effectuée à même température de saturation et mêmes conditions ambiantes pour différentes épaisseurs de film (25 à 50 μm) sur une portion du tube. Dans cette expérience, le HFE 7000 s'écoule en flux descendant dans le condenseur, la soufflerie n'est pas allumée et la température de paroi est supposée à température de saturation du HFE 7000.

Le modèle proposé suppose que le flux traversant la peinture du tube correspond au flux émis par l'arrière-plan auquel s'ajoute le flux émis par le film liquide (voir équation 5). Ce modèle simplifié est adopté en raison de la transmittance élevée du film liquide dans la gamme d'épaisseur de film étudiée, impactant peu la proportion du flux émis par l'arrière plan traversant l'ensemble {tube, film liquide et peinture du tube} démontré dans la section précédente.

L'évolution du flux collecté au niveau de la peinture du tube en fonction de l'épaisseur de film liquide obtenue est linéaire de coefficient k . Une variation de 10 μm du film liquide entraîne ainsi une augmentation du signal collecté au niveau de la peinture du tube de 16 niveaux (sur un signal numérisé sur 16 bits). Dans la suite de la calibration de la température de paroi du tube en fonction du flux collecté au niveau de la peinture du tube, le flux collecté sera corrigé, et noté φ_{PT}^{c3} , pour tenir compte de l'épaisseur du film liquide (voir équation 7).

$$\varphi_{PT}^{c3} = \varphi_{PT}^{c2} - k\delta_{FL} = \varphi_{PT}^e + cste_2 \quad (7)$$

3.3.3. Détermination de la relation entre la température de paroi et la mesure caméra

La calibration du flux collecté par la caméra observant la peinture du tube en fonction de la température de paroi externe du tube s'effectue sur l'ensemble du tube avec un écoulement en condensation du HFE 7000 à l'intérieur du condenseur pour différentes températures de saturation. Comme cela a déjà été précisé, la température de paroi du tube est estimée à partir de la température de saturation du fluide et de l'air ambiant en tenant compte des résistances thermiques des épaisseurs de film liquide et du tube. La température de l'arrière-plan ainsi que l'épaisseur du film liquide sont pris en compte. Les mesures ont été réalisées sur une semaine. Pour chaque position le long du tube, une courbe de calibration est générée, interpolée par un polynôme d'ordre 2 (voir Figure 6). Une incertitude élargie de 0,05 °C sur la détermination de la température de paroi externe est obtenue.

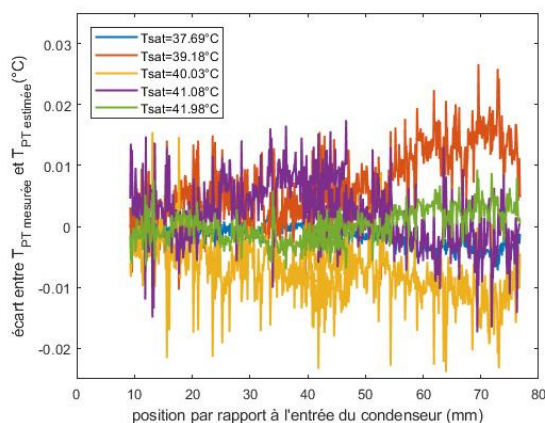


Figure 6 : Résidus de l'interpolation de θ_{PT} en fonction du signal collecté

4. Conclusion

La technique développée de mesure de température par caméra IR permet de déterminer avec une haute précision la température de paroi externe d'un condenseur, offrant ainsi la possibilité de diminuer les incertitudes sur la détermination des coefficients de transfert de chaleur en condensation convective. L'utilisation de signaux caméra relatifs permet de s'affranchir des variations ambiantes. L'analyse des différents paramètres impactant la mesure IR de la peinture noire du tube (telles que la température du plexiglas en arrière-plan et l'épaisseur de film liquide à l'intérieur du tube) a été réalisée. Ces travaux ont permis d'effectuer une calibration robuste de la température de paroi externe du tube en fonction de la mesure IR de la bande de peinture noire du tube en tenant compte du caractère semi-transparent de la section d'essai.

Références

- [1] P. Lavieille, L.P. Le Nguyen, J. Roy, M. Miscovic, B. Schlegel, J. Lluc, Mesures locales couplées du coefficient d'échange interne et de l'épaisseur de film de liquide en condensation convective, *Congrès Français de Thermique SFT 2019* (Nantes, 3-6 juin, 2019), 479-486.
- [2] L.P. Le Nguyen, Effect of gravity on convective condensation at low mass velocity, Thèse de l'Université Paul Sabatier (France) et de l'Université de Padoue (Italie), 2017.
- [3] Bureau International des Poids et Mesures (BIPM), Evaluation des données de mesure - Guide pour l'expression de l'incertitude de mesure, JCGM, 2008.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à l'agence spatiale européenne pour le financement de ces recherches dans le cadre du MAP ENCOM4.

Méthode de Monte-Carlo Symbolique pour la caractérisation des propriétés thermiques : application à la méthode flash

Symbolic Monte-Carlo method for the characterization of thermal properties : application to the flash method

Morgan SANS^{1*}, Stéphane BLANCO², Cyril CALIOT³, Mouna EL HAFI¹, Olivier FARGES⁴, Richard FOURNIER², Léa PENAZZI¹

¹Centre de Recherche d'Albi en génie des Procédés des Solides Divisés, de l'Energie et de l'Environnement, Campus Jarlard – 81000 Albi.

²Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie, 118 route de Narbonne – 31077 Toulouse.

³Laboratoire de Mathématique et de leurs Applications, Allée du parc Montaury – 64600 Anglet.

⁴Laboratoire Énergie Mécanique Théorique et Appliquée, 2 Avenue de la Forêt de Haye - 54500 Vandœuvre-lès-Nancy

*(auteur correspondant : morgan.sans@mines-albi.fr)

Résumé - Lors de la procédure de caractérisation, l'inverseur est contraint d'imaginer une expérience pouvant être simulée par un modèle suffisamment simple pour garantir une construction rapide de la solution. La méthode de Monte-Carlo Symbolique apparaît comme une méthode intéressante pour traiter les problèmes 3D multi-physiques notamment grâce à son insensibilité à la complexité géométrique, la fonction de transfert qu'elle permet de produire et sa capacité à fournir rapidement une solution pour différentes valeurs d'un paramètre thermophysique donné. Une mise en œuvre de la méthode de Monte-Carlo Symbolique est décrite et étudiée dans le cadre de la résolution d'un problème d'estimation de propriétés consistant à caractériser la diffusivité thermique par la méthode flash.

Mots-clés : Méthode de Monte-Carlo Symbolique ; Méthode stochastique ; Caractérisation thermique ; Modélisation multi-physiques ;

Abstract - During the characterization, the procedure required to imagine an experiment that can be simulated by a model simple enough to guarantee a quick construction of the solution. The Symbolic Monte-Carlo method appears to be an interesting method for dealing with multi-physical 3D problems, in particular due to its insensitivity to geometrical complexity, the transfer function it allows to produce and its capacity to quickly provide a solution for different values of a given thermophysical parameter. An implementation of the Monte-Carlo Symbolic method is described and studied within the framework of the resolution of a thermal properties identification problem consisting in characterizing the thermal diffusivity by the flash method.

Keywords: Symbolic Monte-Carlo method; Stochastic method; Thermal characterization; Multiphysical modelings;

1. Introduction

La caractérisation des propriétés thermophysiques des matériaux reposent toujours sur le tryptique : modèle direct, mesures expérimentales et algorithme d'inversion. Dans le cadre de problèmes d'inversions non-linéaires, la recherche d'optimum est réalisée itérativement et nécessite d'accéder répétitivement à la solution du modèle direct choisi. Ce constat contraint ainsi

l'inverseur à mettre en place une expérience pouvant être simulée par un modèle suffisamment simple pour garantir une construction de la solution qui soit suffisamment peu coûteuse en temps de calcul. Un compromis entre le niveau de complexité du modèle (hypothèses et conditions aux limites) et de l'expérience (matériaux utilisés et métrologie) est à réaliser. Cependant, la caractérisation de milieux complexes à haute température tels que les fibres [1], les mousses solides [2] ou les liquides silicatés [3] nécessite un besoin croissant de développement des outils numériques afin d'intégrer une plus grande complexité géométrique (problème 3D multi-couches) et le couplage multi-physiques des modes de transport de la chaleur (milieux semi-transparents).

Les développements récents de la méthode de Monte-Carlo permettent de proposer une solution efficace à ces besoins numériques [4]. La reformulation en espace de chemins de l'équation de la chaleur et des conditions aux limites du problème étudié fait apparaître la température en un point sonde du système et à un instant donné comme la résultante de la propagation de la chaleur à partir des différentes sources et conditions aux limites et initiale prises en compte aux temps précédents. L'estimation locale de la température est alors réalisée à partir de la construction de chemins de propagation évoluant, sans maillage volumique, dans la géométrie complexe 3D et prenant en compte le couplage de différents modes de transport comme la conduction, la convection/advection et le rayonnement [5]. La résolution est ainsi vue comme une marche aléatoire dans laquelle plusieurs chemins évaluent l'influence des sources surfaciques/volumiques et s'arrêtent lorsqu'une température connue comme la température initiale ou une condition aux limites de Dirichlet est atteinte. Le couplage de ces méthodes stochastiques aux outils de la communauté graphique permet de traiter aisément des géométries 3D complexes tandis que la construction de tels chemins permet d'intégrer naturellement le couplage des modes de transport.

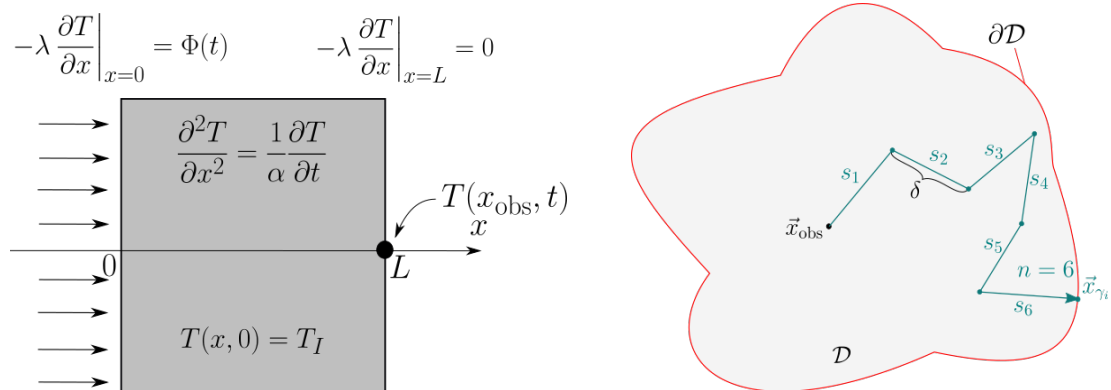
Très récemment, il a été montré que la fonction liant la température locale aux propriétés thermophysiques du modèle thermique (fonction de transfert) peut être estimée grâce à un archivage pertinent de l'information contenue dans les chemins construits lors de la résolution par MC [6]. Ainsi, l'estimation de la fonction est réalisée par un unique calcul d'un algorithme de Monte-Carlo, dit Symbolique, qui permettra, par la suite, la reconstruction de la solution pour n'importe quelle valeur de paramètre. De ce fait, la méthode de Monte-Carlo Symbolique (MCS) apparaît comme une méthode efficace pour la caractérisation thermophysique des matériaux. Un unique calcul MCS permet de stocker l'information suffisante pour réaliser rapidement l'ensemble de la procédure d'estimation. En transfert radiatif, cette démarche a par ailleurs été employé récemment pour l'identification de propriétés radiatives de matériaux hétérogènes [7]. Cependant, les études actuelles se limitent à une dépendance unique de cette fonction au coefficient de convection ou à la diffusivité dans le cas spécifique de conditions aux limites de Dirichlet.

La méthode MCS ouvrant de nouvelles possibilités dans le domaine de la caractérisation des propriétés thermophysiques des matériaux et tirant profit de la capacité de la méthode de Monte Carlo à traiter des configurations 3D multiphysiques complexes, nous proposons sa mise en œuvre sur le cas classique et académique de la méthode flash 1D. Après un bref rappel du problème thermique, nous explicitons la méthodologie associée à la résolution par la méthode de MCS et notamment la gestion de l'information portée par les chemins. Le modèle direct obtenu par MCS est validé par comparaison avec la méthode semi-analytique des quadripôles thermiques. Finalement, le couplage de la méthode MCS avec un algorithme de Newton est réalisé et permet l'estimation de la diffusivité thermique.

2. Méthode

2.1. Principe Monte-Carlo : cas flash 1D

La méthode *flash*, initialement développée par Parker en 1961 est une méthode couramment employée pour la mesure de la diffusivité thermique de matériaux. Elle consiste à exciter un échantillon à l'équilibre thermique T_I par une brève impulsion Φ . L'évolution temporelle de la température sur la face opposée à l'excitation (technique face arrière) est mesurée puis comparée au modèle direct pour réaliser l'identification. Le problème thermique associé est représenté sur la figure 1a. L'échantillon est supposé homogène et opaque. Dans un cas "idéal", l'échantillon est parfaitement isolé (milieu adiabatique) et le flux est réparti de façon uniforme sur la face avant. Le transfert de chaleur peut alors être considéré comme unidirectionnel.



(a) Problème thermique associé à la méthode flash sans convection/rayonnement à la paroi

(b) Représentation graphique de la construction des chemins : passage aux dimensions supérieures

Figure 1 : Cas d'étude

Pour résoudre le problème thermique donné, une façon de procéder consiste à employer la méthode des différences finies. En utilisant un schéma d'Euler explicite (ordre 1) pour approcher la dérivée temporelle, et un schéma centré (ordre 2) pour la dérivée spatiale, l'équation de la chaleur devient :

$$\frac{T(x, t) - T(x, t - \tau)}{\tau} = \frac{\alpha}{\delta^2} (T(x + \delta, t - \tau) - 2T(x, t - \tau) + T(x - \delta, t - \tau)) \quad (1)$$

avec δ le pas de discrétisation spatiale et τ le pas de discrétisation temporelle. La température à la position x et au temps t s'exprime comme :

$$T(x, t) = \mu T(x + \delta, t - \tau) + (1 - 2\mu)T(x, t - \tau) + \mu T(x - \delta, t - \tau) \quad (2)$$

avec $\mu = \frac{\alpha\tau}{\delta^2}$. Pour cet exemple, la condition Courant-Friedrichs-Lewis (CFL) impose $\mu \leq 1/2$ pour que le schéma explicite soit stable. Suivant cette condition, l'équation (2) peut être interprétée de façon probabiliste et être utilisée pour construire des chemins de propagation. L'équation (2) s'écrit comme :

$$T(x, t) = \mathcal{P}_d T(x + \delta, t - \tau) + \mathcal{P}_c T(x, t - \tau) + \mathcal{P}_g T(x - \delta, t - \tau) \quad (3)$$

Il est alors possible de réaliser la construction d'une marche reposant sur le maillage régulier 1D de pas δ correspondant, avec \mathcal{P}_d , \mathcal{P}_c et \mathcal{P}_g les probabilités respectivement associées à un calcul des températures $T(x + \delta, t - \tau)$ (à droite), $T(x, t - \tau)$ (au centre) et $T(x - \delta, t - \tau)$ (à gauche). Chacune de ces températures au temps $t - \tau$ étant inconnue, le procédé est

poursuivi de façon récursive jusqu'à ce qu'une température connue telle qu'une température à la frontière (Dirichlet) ou la température à l'instant initial soit atteinte. La température au point d'observation s'exprime comme l'espérance d'une variable aléatoire déterminée suivant la trajectoire construite. Classiquement, la méthode de Monte-Carlo consiste à générer un grand nombre N_{mc} de chemins qui permettra une estimation de la température comme :

$$\bar{T}(x_{obs}, t) = \frac{1}{N_{mc}} \sum_{i=1}^{N_{mc}} w_i \quad (4)$$

avec w_i le poids de l'algorithme de Monte-Carlo, *i.e.* les températures obtenues aux extrémités des chemins.

Afin de permettre l'interprétation algorithmique à utiliser dans tout le domaine, la méthode des différences finies est également appliquée aux conditions à la limite. Dans le cas du présent problème, en fixant $\mu = 1/2$, la température à la position d'intérêt x_{obs} s'écrit :

$$T(x_{obs}, t) = \left\{ \begin{array}{l} \mathcal{H}(t \leq 0) \times T_I \\ + \\ \mathcal{H}(t > 0) \left\{ \begin{array}{l} \mathcal{H}(x = 0) \times (T(x + \delta, t) + \Phi(t)\delta/\lambda) \\ + \\ \mathcal{H}(x = L) \times T(x - \delta, t) \\ + \\ \mathcal{H}(x \in \mathcal{D}) \times \left[\frac{1}{2}T(x - \delta, t - \tau) + \frac{1}{2}T(x + \delta, t - \tau) \right] \end{array} \right\} \end{array} \right. \quad (5)$$

La construction d'un chemin (*i.e.* une réalisation de l'algorithme) commence à la position x_{obs} et au temps d'intérêt t . La première étape consiste à vérifier que le temps alloué au chemin est supérieur à 0. Dans le cas contraire, la température initiale connue T_I est atteinte et l'algorithme s'arrête. Sinon, les différentes configurations spatiales sont traitées. Si le chemin se trouve sur une des deux frontières, il est replacé au sein du volume sans retrait de temps. Pour le cas précis de la frontière où l'excitation est appliquée, le poids de Monte-Carlo de ce chemin est incrémenté de la quantité $\Phi(t)\delta/\lambda$ correspondant à la contribution du flux d'excitation. Enfin, si le chemin appartient au volume, il est déplacé à gauche ou à droite selon une probabilité de 1/2 et le temps associé à ce chemin est décrémenté de $\tau = \frac{\delta^2}{2\alpha}$. Dans le cas où la température reste inconnue, le procédé décrit par l'équation (5) est répété pour le nouveau temps et la nouvelle position.

En définissant $x_\gamma^{(j)}$ la position d'un chemin donné γ qui a atteint la frontière excitée après j interactions avec cette dernière, $\tau_\gamma^{(j)}$ le temps nécessaire pour parcourir ce chemin et $p_\Gamma^{(j)}(x_\gamma^{(j)})$ la densité de probabilité nécessaire à l'échantillonnage d'un tel chemin, l'équation (5) peut s'écrire plus généralement comme :

$$T(x_{obs}, t) = \left\{ \begin{array}{l} \mathcal{H}(t - \tau_\gamma^{(1)} \leq 0) \times T_I \\ + \\ \mathcal{H}(t - \tau_\gamma^{(1)} > 0) \int_{D_\Gamma^{(1)}} p_\Gamma^{(1)}(x_\gamma^{(1)}) dx_\gamma^{(1)} \times [T(\delta, t - \tau_\gamma^{(1)}) + \Phi(t - \tau_\gamma^{(1)})\delta/\lambda] \end{array} \right. \quad (6)$$

Ainsi, lors de la première interaction avec la frontière au temps $t - \tau_\gamma^{(1)} > 0$, le chemin est replacé en $x = \delta$, le poids de Monte-Carlo est incrémenté de $\Phi(t - \tau_\gamma^{(1)})\delta/\lambda$ et la construction est poursuivie jusqu'à une seconde interaction au temps si $t - \tau_\gamma^{(2)} > 0$ ou un arrêt de l'algorithme

dans le cas contraire. Au final, le poids de Monte-Carlo associé à une unique réalisation de l'algorithme peut alors s'écrire :

$$w_i = T_I + \sum_{j=1}^{J_i} \mathcal{H}(t - \tau_\gamma^{(j)} > 0) \frac{\Phi(t - \tau_\gamma^{(j)})\delta}{\lambda} \quad (7)$$

avec J_i le nombre d'interactions avec la paroi associé à la réalisation i .

L'emploi d'une telle méthode pour la résolution d'un problème thermique aussi simple et comportant une solution semi-analytique peut sembler lourd. Cependant, il est à noter que le passage de la résolution d'un problème conductif 1D vers un problème conducto-convecto-radiatif 3D peut être réalisé aisément et assez directement en utilisant une marche sur une grille 3D (géométrie cubique) ou sur une sphère (géométrie complexe) [5] comme représenté sur la figure 1b dans le cas d'une marche à pas fixe.

2.2. Monte-Carlo Symbolique (MCS)

L'idée de la méthode MCS est d'archiver l'information suffisante pour être en mesure de reconstruire la solution pour n'importe quelle valeur de paramètre comme proposée dans [6]. D'après ce qui a été présenté précédemment, l'équation (6) peut s'écrire comme :

$$T(x_{obs}, t) = T_I + \sum_{j=1}^{+\infty} \underbrace{\int_{D_\Gamma^{(j)}} p_\Gamma^{(j)}(x_\gamma^{(j)}) dx_\gamma^{(j)}}_{\text{espace}} \mathcal{H}(t - \tau_\gamma^{(j)} > 0) (\Phi(t - \tau_\gamma^{(j)})\delta/\lambda) \quad (8)$$

Chaque chemin $x_\gamma^{(j)}$ est composé de n sauts de pas δ ce qui implique une décrémentation du temps associé de $n\tau = n\delta^2/2\alpha$. Ainsi, s'il est possible de stocker le nombre de sauts nécessaires pour atteindre la frontière, le temps nécessaire pour parcourir ce chemin peut être déterminé pour n'importe quelle valeur de α . Le poids de Monte-Carlo peut alors être estimé en post-traitement. L'équation (6) peut donc se ré-écrire :

$$T(x_{obs}, t) = T_I + \sum_{j=1}^{+\infty} \sum_{n=1}^{+\infty} p_N^{(j)}(n) \mathcal{H}(t - \tau_\gamma^{(j)} > 0) (\Phi(t - \tau_\gamma^{(j)})\delta/\lambda) \quad (9)$$

avec $p_N^{(j)}(n)$ la probabilité qu'un chemin atteigne la frontière correspondante pour la $j^{\text{ème}}$ fois après n sauts. Cependant, même si cela est réalisable, l'estimation et l'archivage de toutes les densités de probabilités $p_N^{(j)}(n)$ pour tous les ordres de passage j possibles représentent une quantité encore importante de données. De plus, le temps à retirer à chaque chemin est indépendant de l'ordre de passage j . En intervertissant les sommes, la grandeur d'intérêt s'écrit :

$$T(x_{obs}, t) = T_I + \sum_{n=1}^{+\infty} \sum_{j=1}^{+\infty} p_N^{(j)}(n) \mathcal{H}(t - \tau_\gamma^{(j)} > 0) (\Phi(t - \tau_\gamma^{(j)})\delta/\lambda) \quad (10)$$

$$= T_I + \sum_{n=1}^{+\infty} f_N(n) \mathcal{H}(t - \tau(n) > 0) (\Phi(t - \tau(n))\delta/\lambda) \quad (11)$$

avec $f_N(n)$ une distribution du nombre d'interactions avec la frontière excitée pour un nombre de sauts donné et $\tau(n) = n\tau = n\delta^2/2\alpha$ la décrémentation temporelle à appliquer à un chemin

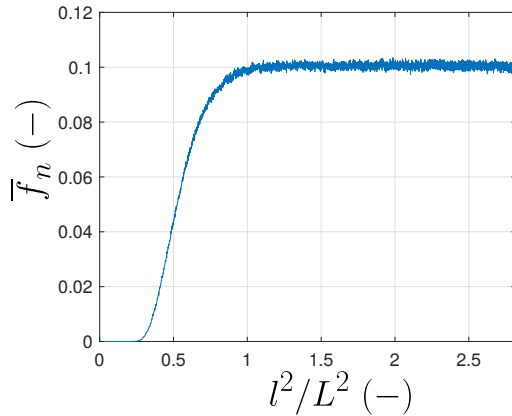
composé de n sauts, quel que soit le nombre de passage à cette frontière. La distribution f est estimée par MCS comme :

$$f_N(n) \approx \bar{f}_n = \frac{1}{N_{\text{mc}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{mc}}} \sum_{j=1}^{J_i} w_{i,n}^{(j)} = \frac{1}{N_{\text{mc}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{mc}}} w_{i,n} \quad (12)$$

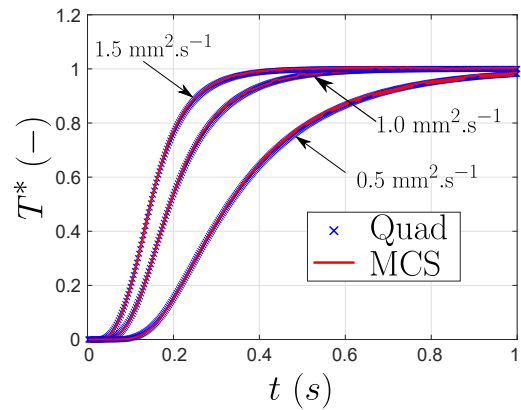
La reformulation du problème permet de faire apparaître la grandeur symbolique f_N que le MCS s'attache à calculer en archivant le nombre d'interactions avec la paroi à flux imposé et le nombre de sauts associé. En pratique, chaque chemin est construit comme décrit dans la section 2.1. pour un nombre N_{max} de sauts choisis. À chaque interaction avec la paroi excitée, un compteur associé au nombre de sauts n qu'il a fallu réaliser est incrémenté d'une unité. Ce procédé est répété pour un nombre N_{mc} de chemin. La figure 2a représente la distribution estimée par l'algorithme MCS en fonction de l^2/L^2 avec $l^2 = n\delta^2$ et pour $N_{\text{mc}} = 10^6$ réalisations. Elle correspond à l'information minimum requise pour être à même de reconstruire la grandeur d'intérêt pour toute valeur de diffusivité et pour tout temps sans devoir relancer une procédure de construction des chemins. L'estimation de la température en face arrière est reconstruite comme :

$$\bar{T}(x_{\text{obs}}, t) = T_I + \sum_{n=1}^{N_{\text{max}}} \bar{f}_n \mathcal{H}(t - \tau(n) > 0) (\Phi(t - \tau(n))\delta/\lambda) \quad (13)$$

La figure 2b représente la température adimensionnée $T^* = (T(x_{\text{obs}}, t) - T_I)/(T_{\text{max}} - T_I)$ (avec T_{max} la température maximum) en fonction du temps, calculée par la méthode MCS et la méthode des quadripôles thermiques pour trois valeurs de diffusivité thermique. La densité de flux appliquée est unitaire et varie temporellement selon une fonction porte de largeur 0.1s. L'échantillon considéré est de longueur $L = 1\text{mm}$. D'après la figure 2b, la réponse en face arrière est précisément reconstruite par la méthode MCS et est validée, sur ce cas simple, par comparaison avec une solution semi-analytique.



(a) Fonction estimée par MCS



(b) Température adimensionnée calculée par la méthode MCS et par la méthode des quadripôles thermiques

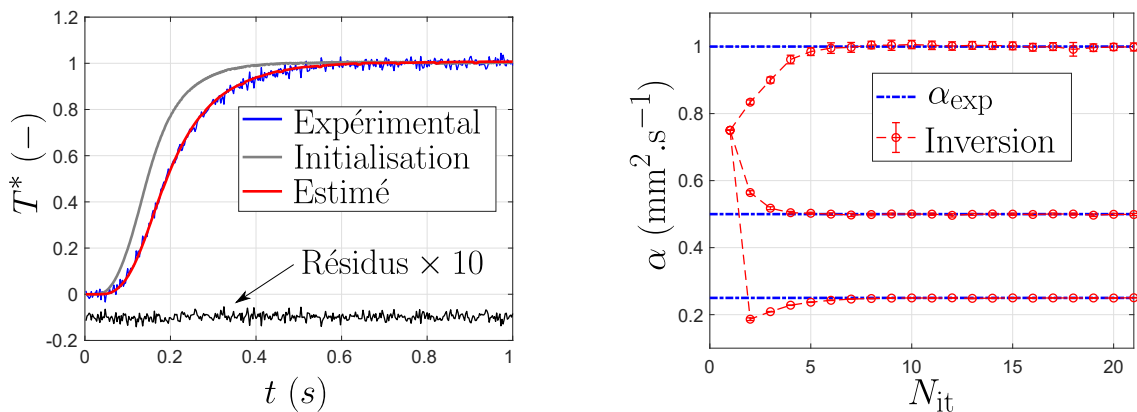
Figure 2 : Construction de la solution par la méthode MCS

Lors de l'estimation par MCS sur le problème thermique présent, les chemins peuvent théoriquement évoluer indéfiniment au sein de la géométrie dû à l'absence de conditions à la limite de type Dirichlet et l'inaccessibilité à l'information temporelle à cette étape du calcul. Ainsi, il est nécessaire de définir arbitrairement un nombre de saut maximum $N_{\text{max}} > 2\alpha t_{\text{max}}/\delta^2$ suffisamment grand pour être en mesure de reconstruire la solution pour tout temps et pour des valeurs suffisamment grandes de diffusivité thermique lors de la procédure d'inversion.

En recourant à un type de marche adapté (cf. section 2.1), l'extension de la méthode MCS décrite ici vers le traitement d'une géométrie 3D complexe et la résolution d'un problème conducto-convecto-radiatif peut être réalisé de façon aisée et directe. Indépendamment de la complexité physique et géométrique à considérer, le même principe d'archivage de l'information peut être employé. Dans le cadre de l'utilisation d'une marche reposant sur une sphère en 2D ou 3D, une information supplémentaire, associée à des sauts tels que $\delta_w < \delta$ en raison d'interactions avec des parois, sera à archiver mais ne pose pas de difficultés majeures.

3. Résultat

Les résultats présentés dans cette partie décrivent l'application de la méthode à un problème d'inversion. Une courbe expérimentale est simulée numériquement en ajoutant un bruit suivant une loi normale de moyenne nulle et d'écart-type 1.0×10^{-3} à la réponse normalisée en face arrière, obtenue par la méthode des quadripôles thermiques pour une diffusivité α_{exp} connue (thermogramme représenté en bleu cf. figure 3a). La procédure d'estimation consiste à retrouver cette valeur. Pour cela, l'algorithme de Newton (unidirectionnel) est utilisé et la sensibilité est estimée par différence finie. Une diffusivité α_0 nécessaire à l'initialisation est fournie à l'algorithme (thermogramme correspondant représenté en gris) qui, itérativement, cherche à minimiser l'écart entre la solution obtenue par le modèle et la courbe expérimentale (bruitée). À chaque étape de cette procédure, un calcul de la solution pour différentes valeurs de diffusivité (sensibilité) est nécessaire et est réalisé rapidement par l'emploi de la méthode MCS. La solution obtenue après convergence de l'algorithme est représentée en rouge sur la figure 3a.



(a) Solution en face arrière reconstruite par MCS (résidus décalés de -0.1 pour des questions de lisibilité)

(b) Pour trois diffusivités : diffusivité fixée pour la construction du thermogramme expérimental (en bleu) et diffusivité estimée à chaque itération de l'algorithme d'inversion

Figure 3 : Procédure d'inversion

La figure 3b représente les valeurs successives de diffusivité lors des différentes itérations de l'algorithme d'inversion pour trois *expériences numériques* différentes et une initialisation à $\alpha_0 = 0.75 \text{ mm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. D'après les résultats observés, la valeur de diffusivité thermique expérimentale est précisément identifiée et l'ensemble de la procédure d'inversion peut être entièrement réalisée avec un unique calcul préalable de la méthode MCS.

4. Conclusion

Dans cette communication, une procédure de caractérisation de la diffusivité thermique par une méthode flash 1D est présentée. L'originalité de la démarche repose sur l'utilisation de la

méthode de Monte-Carlo Symbolique pour la résolution du problème thermique (modèle direct) nécessaire à l'estimation. Basée sur la construction stochastique de chemins, cette méthode consiste à archiver le minimum d'information utile à la reconstruction de la température locale (point-sonde) pour n'importe quelle valeur d'un paramètre donné. Ainsi, un unique calcul préalable sur le problème thermique d'intérêt permet de réaliser rapidement l'ensemble des différentes procédures d'inversion.

Sur le cas simple d'un problème de conduction 1D avec conditions aux limites de type Neumann, le formalisme et la méthodologie associés à la résolution par Monte-Carlo et Monte-Carlo Symbolique sont décrits. De plus, la solution du modèle direct calculée pour différentes valeurs de diffusivité thermique est validée par comparaison à la méthode des quadripôles thermiques. Enfin, dans le cadre d'une procédure de caractérisation thermique, l'utilisation de la méthode de Monte-Carlo Symbolique pour une estimation rapide et précise de la diffusivité est démontrée.

Grâce à une formulation en espace de chemin, ces travaux peuvent être aisément et assez directement étendus à la résolution de problèmes thermiques multi-physiques dans des géométries 3D complexes. Le principe d'archivage de l'information décrit ici permettra ainsi et, selon le même procédé, une réalisation rapide de la procédure d'inversion sans augmentation significative des temps de calculs couramment requis par le modèle direct. Les travaux futurs porteront, d'une part, sur l'extension de la méthodologie à des géométries 3D et au couplage des modes de transports conducto-convecto-radiatif et, d'autre part, sur l'estimation simultanée de plusieurs paramètres du problème thermique (par ex. diffusivité et coefficient de convection, ...).

Références

- [1] Jannot, Y and Degiovanni, A and Schick, V and Meulemans, J, Apparent thermal conductivity measurement of anisotropic insulating materials at high temperature by the parallel hot-wire method, *International Journal of Thermal Sciences*, 160 (2021) 106672.
- [2] Sans, M. and Schick, V. and Parent, G. and Farges, O., Experimental characterization of the coupled conductive and radiative heat transfer in ceramic foams with a flash method at high temperature, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 148 (2020) 119077.
- [3] Schick, V and Rémy, B and Degiovanni, A and Demeurie, F and Meulemans, J and Lombard, P, Measurement of thermal conductivity of liquids at high temperature, *Journal of Physics : Conference Series*, 395 (2012) 012078.
- [4] Fournier, R and Blanco, S and Eymet, V and El Hafi, M and Spiesser, C, Radiative, conductive and convective heat-transfers in a single Monte Carlo algorithm, *Journal of Physics : Conference Series*, 676 (2016) 012007.
- [5] Ibarrart, L and Caliot, C and El Hafi, M and Fournier, R and Blanco, S and Dutour, S and Dauchet, J and Tregan, J-M and Eymet, V and Forest, V, Combined conductive-convective-radiative heat transfer in complex geometry using the Monte Carlo method :application to heat solar receivers *International Heat Transfer Conference Digital Library*, (2018)
- [6] Penazzi, L and Blanco, S and Caliot, C and Coustet, C and El Hafi, M and Fournier, R and Galtier, M and Ibarrart, L and Roger, M, Toward the use of Symbolic Monte Carlo for Conduction-Radiation Coupling in Complex Geometries *International Heat Transfer Conference Digital Library*, (2019)
- [7] Maanane, Y and Roger, M and Delmas, A and Galtier, M and André, F, Symbolic Monte Carlo method applied to the identification of radiative properties of a heterogeneous material *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, (2019) 107019

Thème 5

Thermique appliquée - habitat

Comparaison de deux techniques de rafraîchissement passif en toiture sous différentes conditions climatiques	303
Réflexions sur l'utilisation de capteurs de densité de flux thermique sur un banc expérimental in situ	311
Conception de parois multi-couches pour véhicules utilitaires isothermes	319
Optimisation multicritère d'un échangeur de chaleur air-sol pour différents climats mondiaux	327
Analyse du confort thermique dans une cavité ventilée selon la position de l'ouverture de sortie . . .	335
Modélisation CFD des performances thermiques d'un mur Trombe	343
Modélisation thermique de bâtiments intégrant le BIM et la méthode des graphes avec le module NetworkX de Python.	351

Comparaison de deux techniques de rafraîchissement passif en toiture sous différentes conditions climatiques

Comparison of two passive cooling techniques for roofs under various climatic conditions

Féryal CHTIOUI*, Anaïs MACHARD, Emmanuel BOZONNET, Patrick SALAGNAC

LaSIE (UMR CNRS 7356), La Rochelle Université, Av. M. Crépeau, 17042 La Rochelle, France

*(auteur correspondant : feryal.chtioui1@univ-lr.fr)

Résumé – Depuis quelques années, du fait de la hausse des températures et de périodes caniculaires, les bâtiments doivent répondre à de nouveaux enjeux qui sont d'éviter l'inconfort d'été. Ce contexte nous a amenés à étudier, en période estivale, une technique de rafraîchissement passif par rétention d'eau en toiture-terrasse de bâtiments commerciaux, d'en évaluer son potentiel et de la comparer à une autre solution de rafraîchissement passif de type « cool-roof ». Les performances thermiques de ces solutions sont évaluées pour différents paramètres de conception, différentes localisations et pour différents climats (actuel, futur et canicule future). Les résultats des simulations montrent une diminution de 83 à 196 % des besoins de froid par rapport à une toiture classique bitumineuse.

Mots-clés : Rétention d'eau, Evaporation, Changement climatique, Toiture, Simulation

Abstract - In recent years, due to rising temperatures and heat waves, buildings have had to respond to new challenges to avoid summer discomfort. This context has led us to study, during the summer period, a passive cooling technique using water retention in the roof terraces of commercial buildings, to evaluate its potential and to compare it to another passive cooling solution of the "cool-roof" type. The thermal performances of these solutions are evaluated for different design parameters, different locations and for different climates (current, future and future heat wave). Simulation results show a reduction in cooling needs ranging from 83 % to 196 % in comparison to a conventional bituminous roof.

Keywords: Water Retention, Evaporation, Climate Change, Roof, Simulation

Nomenclature

ΔB réduction des besoins de froid, kWh
 c_p chaleur massique à p. cste, J/(kg.K)
 e épaisseur, m
 E_s éclairement solaire, W/m²
 h coeff. d'échange surfacique, W/(m².K)
 l_v chaleur latente de vaporisation, J/kg
 n vecteur normal
 p pression, Pa
 q_m débit évaporé, kg/s
 t temps, s
 T température, °C
 V vitesse de l'air, m/s

Symboles grecs

α absorptivité solaire
 φ densité de flux, W/m²
 λ diffusivité thermique, W/(m.K)
 ρ masse volumique, kg/m³

Indices et exposants

c plafond
o air extérieur
op opérative
rs surface de toiture
v vapeur
w eau
ws surface de bassin

1. Introduction

Dans un contexte de changement climatique, les bâtiments doivent s'adapter à de nouvelles contraintes. Jusqu'à présent, lorsqu'un bâtiment était dimensionné du point de vue thermique, on s'intéressait essentiellement à la problématique d'hiver en France (chauffage du bâtiment). Depuis quelques années, du fait de la hausse des températures et de l'augmentation de la fréquence des périodes caniculaires en été, les bâtiments doivent répondre à de nouveaux enjeux qui sont d'éviter l'inconfort de l'été. Les apports de chaleur sont généralement bénéfiques en hiver lorsqu'ils participent au chauffage d'un bâtiment et néfastes en été quand il s'agit de combattre ces apports au sein du bâtiment pour éviter/limiter les surchauffes. La solution généralement envisagée est d'installer un système de climatisation. Ces derniers sont cependant fortement consommateurs d'énergie et utilisent des fluides frigorigènes qui sont de puissants gaz à effet de serre (GES). Pour faire face à la forte augmentation de cette consommation, il est nécessaire de développer des systèmes de rafraîchissement « passifs ».

La conception de toitures-terrasses (élément de l'enveloppe le plus exposé aux apports solaires) intégrant de nouveaux composants peut alors jouer un rôle primordial sur la demande énergétique et sur le confort estival intérieur. Parmi les solutions existantes, on peut citer la végétalisation des surfaces [1], l'utilisation de techniques d'ombrage, les traitements radiatifs de surface (« cool-roof ») [2] ou la rétention d'eau comme les bassins de toiture [3]. Ce sont ces deux dernières techniques qui font l'objet de cet article avec un focus sur la rétention d'eau.

La solution de rétention d'eau comme technique de refroidissement est basée sur les phénomènes naturels d'évaporation, d'échanges radiatifs nocturnes et d'inertie thermique de la masse d'eau. En journée, les apports d'énergie provenant du rayonnement solaire et du bâtiment sont convertis en chaleur latente (évaporation de l'eau) et chaleur sensible (inertie de la masse d'eau). La nuit, la chaleur stockée dans la masse d'eau est évacuée par convection naturelle avec l'air ambiant plus froid et par rayonnement de grandes longueurs d'onde avec la voûte céleste. Quelques expériences ont montré que ce type de dispositif est efficace sur le confort thermique dans les zones arides et tempérées [4].

Après une description des différents mécanismes physiques de transfert au sein d'une toiture-terrace et du modèle numérique développé, différents paramètres pour la technique de rétention d'eau sont étudiés comme l'épaisseur de la lame d'eau, les propriétés radiatives de la toiture et l'importance de la localisation. Dans une seconde partie, les performances thermiques de la toiture « évaporative » sont comparées à celles d'une toiture de référence bitumineuse et à une toiture « froide » pour différents climats (actuel, futur et caniculaire futur).

2. Modélisation de la toiture évaporative

Dans le cas des bâtiments commerciaux ou industriels, la toiture est la paroi qui échange le plus avec l'environnement du fait de ses dimensions. L'intégration d'une toiture évaporative ou à rétention d'eau aux bâtiments permet de créer un rafraîchissement de ce dernier en limitant les apports radiatifs en courtes longueurs d'onde (CLO) la journée par évaporation. Pendant la période diurne, la toiture reçoit du rayonnement solaire qui est absorbé pour une part par la couche d'eau et pour l'autre part par la toiture. L'augmentation de la température de l'eau favorise le phénomène d'évaporation ce qui limite les apports d'énergie au bâtiment. Durant la nuit, l'eau cède une partie de l'énergie accumulée pendant la journée par rayonnement de grandes longueurs d'onde (GLO) avec la voûte céleste et par convection naturelle et/ou forcée avec l'air extérieur, généralement à une température plus basse.

2.1. Bilan thermique

La toiture étudiée est composée d'une lame d'eau d'épaisseur e_w , d'un isolant (PU) d'épaisseur 6 cm et d'une couche de béton d'épaisseur 20 cm. Dans la suite de l'étude, une surface de 1 m² a été considérée. Les différents échanges thermohydrauliques au sein de la toiture et avec son environnement sont présentés sur la Figure 1.

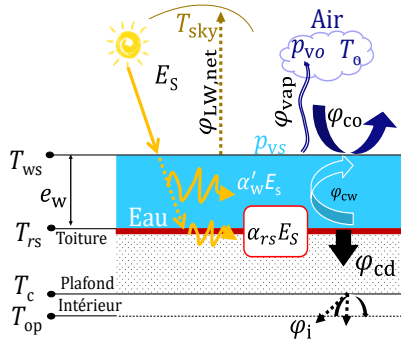


Figure 1 : Mécanismes thermohydrauliques d'une lame d'eau en toiture-terrasse

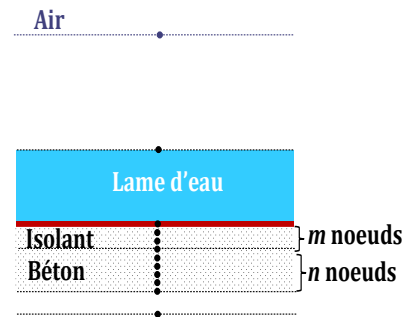


Figure 2 : Discrétisation de la toiture équipée d'une lame d'eau

Le modèle simulant le comportement thermique de la toiture est présenté ci-dessous.

- Pour le nœud de surface T_{ws} , le bilan thermique s'écrit :

$$\left(\rho c_p \frac{e}{2}\right)_w \frac{\partial T_{ws}}{\partial t} = \underbrace{h_{co}(T_o - T_{ws})}_{\varphi_{co}} + \underbrace{h_{re}(T_{sky} - T_{ws})}_{\varphi_{re}} + \underbrace{h_{cw}(T_{rs} - T_{ws})}_{\varphi_{cw}} + \underbrace{\frac{\alpha'_w}{2} E_s}_{\varphi_{w,CLO}} - \underbrace{q_{mv} l_v}_{\varphi_v} \quad (1)$$

où φ_{co} représente le flux de chaleur échangé par convection avec l'air extérieur ; φ_{re} est le flux de chaleur échangé par rayonnement avec la voûte céleste ; φ_{cw} est le flux convectif échangé au sein de la lame d'eau ; $\varphi_{w,CLO}$ est la puissance radiative solaire absorbée par la 1/2 couche d'eau et φ_v est le flux de chaleur évaporé. Le coefficient de transfert par convection h_{co} entre la surface de l'eau et l'air extérieur s'exprime en fonction de la vitesse moyenne du vent V [5]. En ce qui concerne l'échange convectif au sein de la lame d'air, il est représenté par le coefficient h_{cw} obtenu par la relation de Kutateladze [6]. Le débit d'évaporation q_{mv} à la surface du bassin est déterminé par la relation [7] :

$$q_{mv} = h_{co} \frac{p_{vs} - p_{vo}}{1,6 c_{po} p_{atm}} \quad (2)$$

- Pour le nœud T_{rs} à l'interface entre le bassin et l'isolant, on peut écrire :

$$\left(\rho c_p\right)_{rs} \frac{\partial T_{rs}}{\partial t} = \underbrace{-\vec{n} \cdot (-\lambda \vec{\nabla} T_{rs})}_{\varphi_{cd}} + \underbrace{h_{cw}(T_{ws} - T_{rs})}_{\varphi_{cw}} + \underbrace{\frac{\alpha'_w}{2} E_s}_{\varphi_{w,CLO}} + \underbrace{\alpha'_{rs} E_s}_{\varphi_{r,CLO}} \quad (3)$$

φ_{cd} représente le flux conductif au sein de l'isolant ; $\varphi_{w,CLO}$ et $\varphi_{r,CLO}$ sont respectivement les puissances radiatives en CLO absorbées par la 1/2 couche d'eau et la toiture. Les coefficients d'absorption du rayonnement solaire pour la toiture α'_{rs} et pour l'eau α'_w dépendent du spectre et de l'angle d'incidence et sont calculés en prenant en compte les inter-réflexions. Ces coefficients ont été évalués à partir du modèle proposé en 2009 par Wu et al. [8].

- Au sein du béton et de l'isolant, l'équation de la chaleur s'écrit de la forme :

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (-\lambda \vec{\nabla} T) = 0 \quad (4)$$

- A l'interface béton – intérieur, le flux de chaleur conductif φ_{cd} est transféré sous forme convectif et radiatif GLO (φ_i) à l'intérieur du bâtiment :

$$\underbrace{-\vec{n} \cdot (-\lambda \vec{\nabla} T_c)}_{\varphi_{cd}} = \underbrace{h_i (T_{op} - T_c)}_{\varphi_i} \quad (5)$$

Les différents paramètres (T_0 , V , E_s , HR) proviennent de fichiers météorologiques extraits de METEONORM. La température de ciel T_{sky} a été évaluée à partir du modèle de Pepin-Bosc [9].

La température opérative T_{op} de consigne est définie à partir de la moyenne glissante sur 24 h de la température extérieure $T_{o,moy}$. En mode chauffage $T_{op} = 20^\circ\text{C}$ si $T_{o,moy} \leq 18^\circ\text{C}$, et en climatisation T_{op} varie linéairement, et limitée à 28°C si $T_{o,moy} \geq 32^\circ\text{C}$.

2.2. Modélisation

Pour résoudre le problème, la méthode nodale a été utilisée. Du fait de la faible épaisseur de la lame d'eau, celle-ci a été décomposée en deux volumes, un en surface et un au fond du bassin. L'isolant a été discrétisé spatialement en m volumes et le béton en n volumes (Figure 2). L'écriture du bilan thermique sur chaque volume conduit au système d'équations différentielles ordinaires couplées et non linéaires suivant :

$$C \frac{\partial \vec{T}}{\partial t} = A \vec{T} + \vec{B} \quad (6)$$

où C représente la matrice des capacités thermiques, A la matrice des conductances thermiques, \vec{T} le vecteur des températures à déterminer et \vec{B} le vecteur des sollicitations thermiques. La résolution temporelle du système s'effectue à l'aide d'un schéma de type Euler implicite. Un pas de temps de 1 min a été utilisé par la suite.

Les paramètres de simulation sont présentés dans le Tableau 1.

<i>Absorptivité CLO de la toiture, α_{rs}</i>	0,8	<i>Epaisseur d'eau constante, e_w</i>	5 cm
<i>Emissivité GLO de la toiture, ε_{rs}</i>	0,9	<i>Emissivité GLO de l'eau, ε_w</i>	0,9

Tableau 1 : Paramètres de simulation

Pour la solution de la toiture « froide », une absorptivité solaire α_{rs} de 0,2 a été choisie.

2.3. Economie de climatisation

Afin de caractériser les performances de la toiture à rétention d'eau et de la toiture « froide », l'indicateur ΔB [kWh/m²/an] quantifie les économies de climatisation ($T_{op} > 20^\circ\text{C}$).

$$\Delta B = \sum_{t, \varphi_{réf} > 0 \text{ et } T_{op} > 20^\circ\text{C}} (\varphi_{réf} - \varphi_{solution}) \Delta t \quad (7)$$

L'évaluation de la performance des deux solutions de rafraîchissement passif a été réalisée en prenant comme solution de référence le cas d'une toiture sèche bitumineuse.

3. Résultats et discussion

3.1. Etude des solutions passives pour une journée « chaude »

Cette première étude a été réalisée pour une journée « chaude ». La simulation a été réalisée sur 15 jours pour prendre en compte l'inertie de la toiture, seule la dernière journée a été conservée et présentée.

3.1.1. Comparaison des différentes solutions

Dans cette section, le comportement thermique de différents types de toiture est présenté : Une toiture bitumineuse (0), un système de rétention d'eau (RPB) et une toiture « froide » (type cool roof CR) sont analysés pour la ville de Carpentras (climat méditerranéen). La Figure 3 présente les évolutions de la température d'air (T_o), de la vitesse d'air (V), de l'éclairement solaire (E_s) et de la température de surface extérieure de la toiture bitumineuse (T_{rs0}) pour une journée en été. Sur la Figure 4 sont tracées les températures d'air et de surface pour les différentes technologies ainsi que la température d'eau (T_{ws}) pour la toiture RPB5, solution RP avec une couche d'eau d'une épaisseur de 5 cm et un fond en bitume ($\alpha_{rs} = 0,8$).

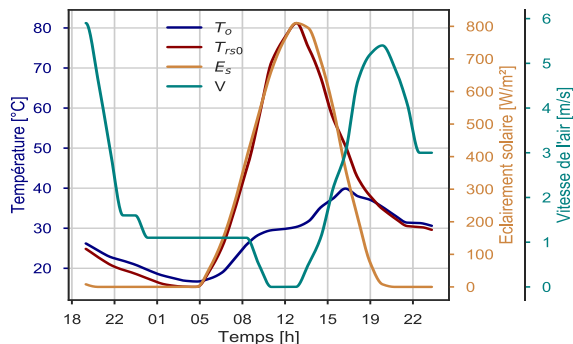


Figure 3 : Evolution des conditions météorologiques

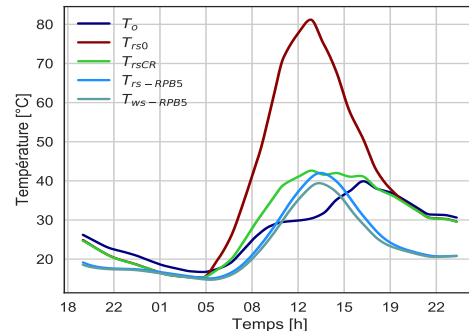


Figure 4 : Evolution de la température d'air et des températures de surface

On peut noter (Figure 3) que la température de surface de la toiture de référence (T_{rs0}) atteint $81,2^{\circ}\text{C}$ pour un éclairement solaire de 810 W/m^2 et une vitesse de vent de l'ordre de 6 m/s alors que la température d'air maximale est de $39,9^{\circ}\text{C}$.

Pour les mêmes conditions météorologiques, la solution CR permet de réduire la température de surface d'environ $38,6^{\circ}\text{C}$ ($T_{rsCR} = 42,6^{\circ}\text{C}$) et la solution RP de $39,2^{\circ}\text{C}$, ($T_{rs-RPB5} = 42^{\circ}\text{C}$). La température de l'eau du bassin est au maximum de $39,4^{\circ}\text{C}$ et demeure inférieure à celle du fond du bassin avec une différence de l'ordre de $2,6^{\circ}\text{C}$ au plus chaud de la journée (Figure 4). La solution RP réduit fortement la température de la toiture grâce au phénomène d'évaporation de l'eau mais déphase aussi le pic de chaleur de 45 min du fait de l'ajout de la capacité volumique de l'eau contrairement à la solution CR. Entre le coucher du soleil et son levé, les températures T_{rs0} et T_{rsCR} sont superposées et suivent l'évolution de la température d'air. La température $T_{rs-RPB5}$ reste, quant à elle, plus basse jusqu'à minuit. Les températures de la surface de l'eau (T_{ws}) et du fond du bassin ($T_{rs-RPB5}$) ne présentent pas d'écart la nuit, ce qui est dû à une évaporation 24 fois plus faible que la journée (33 W/m^2 à 6 h et 781 W/m^2 à 16 h) et une température de ciel plus basse.

3.1.2. Influence de l'épaisseur de la couche d'eau et des propriétés radiatives de la surface de la toiture

La Figure 5 et la Figure 6 présentent les évolutions de la température de surface de la toiture de la solution RP pour différentes épaisseurs e_w de couche d'eau (1, 5 et 10 cm) et de la température de surface de la solution de référence. Le coefficient d'absorption solaire α_{rs} du revêtement sous la couche d'eau a été pris respectivement à 0,8 (Figure 5) et 0,2 (Figure 6), ce qui correspond à une toiture classique et à une toiture « froide ».

Dans le cas d'un revêtement classique bitumineux (Figure 5), l'augmentation de l'épaisseur d'eau atténue les variations de température de la toiture. La baisse de température maximum

est respectivement de 36,1, 39,19 et 43,8°C pour les épaisseurs de 1, 5 et 10 cm d'eau, soit une température maximum moyenne de 41,4°C (courbes T_{rsB}).

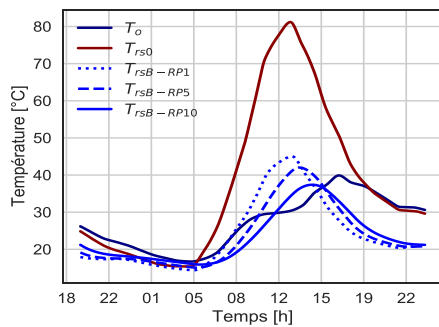


Figure 5 : Evolution de la température du fond du bassin pour $\alpha_{rs} = 0,8$

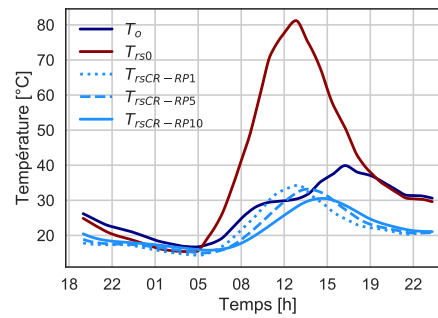


Figure 6 : Evolution de la température du fond du bassin pour $\alpha_{rs} = 0,2$

On constate par ailleurs un déphasage entre les courbes de température pour les différentes épaisseurs de la couche d'eau qui correspond au temps mis par la chaleur pour atteindre le fond du bassin. L'augmentation de l'épaisseur d'eau permet de retarder la pénétration de la chaleur au sein du bâtiment. Ce retard est de 7 minutes pour 1 cm et atteint 107 minutes pour 10 cm. Concernant le revêtement « froid » (Figure 6), on peut noter un comportement similaire, avec une atténuation plus importante de la température de surface par rapport au revêtement classique, courbes T_{rsCR} (10,7, 8,8 et 6,9°C). En termes de déphasage, la solution intégrant un revêtement froid génère un retard supplémentaire (3, 11 et 21 min). La combinaison du bassin d'eau et du revêtement « froid » semble une solution intéressante pour limiter les apports d'énergie solaire pendant l'été mais aussi les gradients de température qui peuvent accélérer le vieillissement de la toiture. Dans la suite de l'article, les solutions revêtement froid (CR), rétention d'eau avec revêtement bitume (RPB) et rétention d'eau avec revêtement froid (RPC) sont comparées.

3.2. Impact des technologies et de la localisation sur l'année

Dans cette partie, les températures de surface de toiture sont évaluées et comparées pour les différentes solutions passives (Figure 7) et pour trois villes La Rochelle, Paris et Carpentras (Figure 8) qui correspondent respectivement à un climat océanique, continental et méditerranéen. Les fichiers climatiques ont été reconstitués suivant la méthode décrite dans [10], ils sont issus du modèle de climat IPSL-RCA4 pour les périodes actuelle et future du milieu du siècle suivant le scénario RCP 8,5. La Figure 7 et la Figure 8 illustrent le nombre d'heures cumulées en fonction de l'évolution de T_{rs} sur une période annuelle ainsi que les maximums atteints par chaque solution durant le climat type actuel.

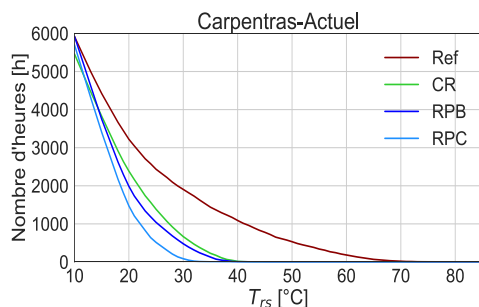


Figure 7 : Distributions cumulées du nombre d'heures pour la ville de Carpentras

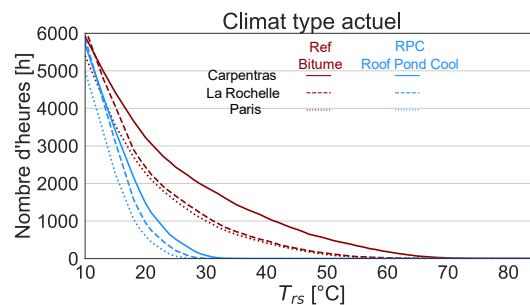


Figure 8 : Distributions cumulées du nombre d'heures pour différentes villes

Pour la ville de Carpentras (Figure 7), T_{rs} atteint 81,6°C pour la solution de référence lors du climat type actuel, ce qui sollicite fortement les matériaux. Pour les solutions CR et RPB et

RPC, les réductions de $T_{rs,max}$ calculées par $100 \cdot \frac{T_{rs0,max} - T_{rs,max}}{T_{rs0,max}}$ sont respectivement de 48,0 %, 44,5 %, et 54,8 %. On constate un écart très faible entre les températures de surface pour les deux solutions CR et RPB.

Concernant la localisation (Figure 8), le comportement de la toiture RPC est similaire à Paris, La Rochelle et Carpentras, bien que les températures soient plus élevées à Carpentras car le climat y est plus chaud. La solution RPC permet de réduire T_{rs} de 58,0 % pour Paris et de 54,3 % pour La Rochelle. En outre, T_{rs} ne dépasse pas 37°C pour la solution RP pour toutes les localisations, contrairement à la solution de référence. Le nombre d'heures cumulées de T_{rs} supérieure à 37°C représente environ 2000 h/an pour Carpentras et 1000 h/an pour la Rochelle et Paris.

3.3. Impact du changement climatique et des périodes caniculaires

La Figure 9 est un focus sur les températures de la toiture pour les solutions RCP et de référence durant la semaine la plus chaude à Paris pour trois fichiers climatiques (année type actuelle, année type future, canicule future). La Figure 10 compare les trois solutions de rafraîchissement sur la période de canicule future.

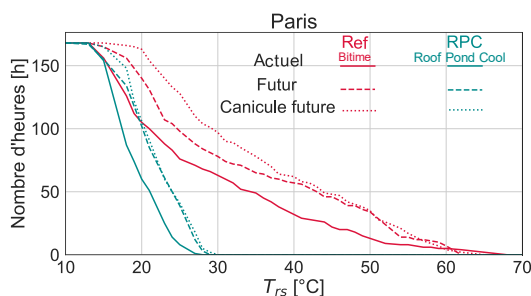


Figure 9 : Fréquences cumulées (semaines chaudes type actuelle, type future, et canicule future) de T_{rs} – Ref et RPC

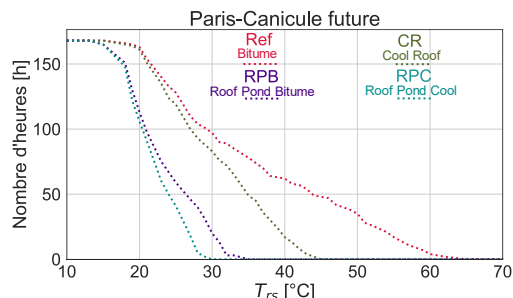


Figure 10 : Fréquences cumulées de T_{rs} (semaine canicule future) – Ref, CR, RPB et RPC

La solution RPC permet de réduire la température de surface maximale T_{rs} d'environ 37°C par rapport à la référence (T_{rs0} atteint 66°C) (Figure 9). En effet, pour la solution RPC, à Paris, T_{rs} ne dépasse jamais 30°C et ce même en période de canicule future. En comparant les différentes solutions lors de la canicule future à Paris (Figure 10), les solutions CR, RPB et RPC assurent une réduction de 30 %, 45 % et de 54 % par rapport à la solution de référence. Cela démontre l'efficacité élevée des solutions RP et plus particulièrement de la solution RPC lors de la canicule future par rapport aux autres solutions. On constate également une réduction de la température maximum significative pour la solution RPB par rapport à CR avec une réduction de 16°C. Si pour le climat actuel, l'écart entre les solutions CR et RPB est faible, cet écart devient plus important lors du climat futur type et encore plus lors de la canicule future. La solution CR n'intervient que sur le flux solaire reçu (celui si ne varie que faiblement pour les climats futurs) alors que la solution RP est liée aux apports solaires mais aussi aux variations de température et d'humidité extérieures.

La Figure 11 présente les charges thermiques transmises par la toiture de chaque technologie pour les trois années : type actuelle, type future et canicule future. La réduction des charges de chaque solution par rapport à la référence est écrite en pourcentage.

Les charges thermiques transmises pour la référence augmentent de plus de trois fois (+ 11 kWh/m²) entre le climat actuel-type et le climat futur-canicule. Plus le climat est chaud, plus les solutions de rafraîchissement passif CR, RPB et RPC sont efficaces pour diminuer les

charges thermiques en valeur absolue, jusqu'à devenir un puit de chaleur dû à l'évaporation. Les trois solutions sont très efficaces et la plus-value d'un système RP envers un système CR est démontrée spécialement en climat caniculaire futur.

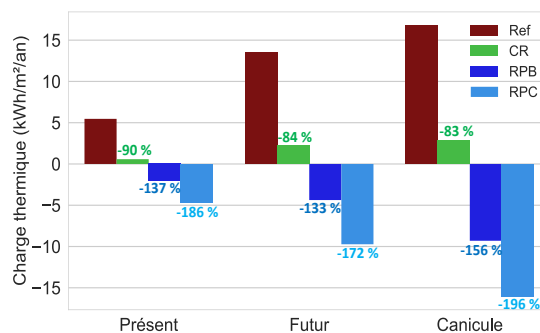


Figure 11 : Chaleur transmise par la toiture en période de climatisation

4. Conclusions

Les résultats ont montré l'intérêt de la toiture à rétention d'eau intégrant un revêtement « froid » par rapport à la référence bitumineuse. Cette solution passive contribue à une forte réduction des charges thermiques de 196 %, 172 % et 186 % respectivement pour les climats canicule future, futur-type et actuel-type. Le gain de RPC par rapport à la toiture de référence est une diminution maximale de température de surface de 48°C. L'efficacité de la solution est tout particulièrement démontrée en climat chaud (Carpentras) ainsi qu'en canicule future à Paris. Les charges thermiques transmises par la toiture sont quasiment 3 fois inférieures pour les solutions RP comparés à la solution CR en climat canicule future.

Références

- [1] Besir, A. B., and Cuce, E., 2018, "Green Roofs and Facades: A Comprehensive Review," *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, **82**, pp. 915–939.
- [2] Al-Obaidi, K. M., Ismail, M., and Abdul Rahman, A. M., 2014, "Passive Cooling Techniques through Reflective and Radiative Roofs in Tropical Houses in Southeast Asia: A Literature Review," *Frontiers of Architectural Research*, **3**(3), pp. 283–297.
- [3] Sharifi, A., and Yamagata, Y., 2015, "Roof Ponds as Passive Heating and Cooling Systems: A Systematic Review," *Applied Energy*, **160**, pp. 336–357.
- [4] Kharrufa, S. N., and Adil, Y., 2008, "Roof Pond Cooling of Buildings in Hot Arid Climates," *Building and Environment*, **43**(1), pp. 82–89.
- [5] Règles Th-U, 2015, *Les Règles Th-U*.
- [6] Kutateladze, S. S., 1964, "Fundamentals of Heat Transfer."
- [7] Kishore, V. V. N., and Joshi, V., 1984, "A Practical Collector Efficiency Equation for Nonconvecting Solar Ponds," *Solar Energy*, **33**(5), pp. 391–395.
- [8] Wu, H., Tang, R., Li, Z., and Zhong, H., 2009, "A Mathematical Procedure to Estimate Solar Absorptance of Shallow Water Ponds," *Energy Conversion and Management*, **50**(7), pp. 1828–1833.
- [9] Pepin-Bosc, M. H., 1984, "Le Rayonnement Atmosphérique."
- [10] Machard, A., Inard, C., Alessandrini, J.-M., Pelé, C., and Ribéron, J., 2020, "A Methodology for Assembling Future Weather Files Including Heatwaves for Building Thermal Simulations from the European Coordinated Regional Downscaling Experiment (EURO-CORDEX) Climate Data," *Energies*, **13**(13), p. 3424.

Réflexions sur l'utilisation de capteurs de densité de flux thermique sur un banc expérimental in-situ.

Considerations about the use of heat flux sensors in a *in-situ* experimental bench.

Marina MALAGONI^{1*}, Sandra GALLEGO², Stéphane GINESTET², Gilles ESCADEILLAS²

¹ Instituto Federal de Goiás

Avenida Assis Chateaubriand, n° 1.658, Setor Oeste. 74130-012 - Goiânia, Goiás, Brasil.

² Laboratoire Matériaux et Durabilité des Constructions – LMDC

135 Avenue de Rangueil, 31400 Toulouse.

*(auteur correspondant : malagoni@insa-toulouse.fr)

Résumé – ce travail s'intéresse à des problèmes soulevés sur des fluxmètres pendant la mise en place d'un banc d'essais pour monitorer *in-situ* des façades d'un bâtiment ancien avant et après rénovation, afin d'appréhender le comportement thermo-hydrigue de ces parois. Nous présentons un nouveau type de fluxmètre perforé qui serait plus adapté pour des parois respirantes sur des bâtiments anciens et nous menons une réflexion sur le facteur de sensibilité : son étalonnage, sa probable dérive dans le temps, l'incertitude associée et la résistance du câblage électrique.

Mots-clés : Monitoring *in-situ* ; Fluxmètres ; Métrologie ; Etalonnage ; Sensibilité.

Abstract – this work is interested in problems raised on flowmeters during the installation of a test bench to monitor *in-situ* the facades of an old building before and after renovation, in order to understand the thermo-hydric behaviour of its walls. We present a new type of perforated flowmeter that would be more suitable for breathable walls on old buildings and we reflect on the sensitivity factor: its calibration, probable drift over time, the associated uncertainty and the resistance of the electrical wiring.

Keywords: *In-situ* monitoring; Heat flux sensors; Metrology; Calibration; Sensitivity.

Nomenclature

S	sensibilité, $V/(W/m^2)$	T	température, °C
q	densité de flux de chaleur, W/m^2	<i>Symboles grecs</i>	
L	épaisseur échantillon, m	λ	conductivité thermique, $W/(m.K)$
E	tension de sortie, V	<i>Indices et exposants</i>	
ΔT	écart de température, °C	f	mesuré avec fluxmètre
u	incertitude	λ	mesuré avec lambdamètre
u_c	incertitude standard combinée		

1. Introduction

La littérature est riche en travaux comparant les propriétés thermo-physiques mesurées *in-situ* et les simulations numériques décrivant le comportement thermique de murs modernes, anciens et rénovés à l'aide de différents matériaux [1]–[3]. Cependant, on constate aussi un écart entre les valeurs déterminées sur site en conditions réelles et les valeurs théoriques, souvent attribué à la variabilité des propriétés des matériaux et aux modèles de transfert de chaleur et de masse et généralement corrigé avec des coefficients multiplicateurs (type « offset ») [4].

On observe aussi un manque d'informations sur la méthodologie de mise en place des capteurs, notamment en ce qui concerne l'étalonnage, le comportement de la sensibilité dans le temps, la forme du capteur elle-même et les longueurs de câble électrique. Autant de variables qui pourraient aussi être à l'origine de ces écarts.

L'utilisation des capteurs de densité de flux thermique (fluxmètres) implique des contraintes sur plusieurs facteurs. La pose du transducteur sur un mur modifie la résistance thermique locale et fait que le flux de chaleur local peut différer de celui du mur non instrumenté.

De plus, la résistance thermique du capteur étant généralement différente de celle de son environnement immédiat, le flux thermique sur les bords du capteur n'est pas unidimensionnel. Sans mentionner que l'hypothèse de régime permanent est rarement, voire jamais, valable pour des mesures *in-situ* [5]. On voit donc que l'étalonnage de ce type de capteur doit être réalisé au plus près de son cadre d'application.

L'utilisation des fluxmètres *in-situ* demande alors un étalonnage à des niveaux de flux de chaleur et températures cohérents avec les conditions finales d'utilisation [6]. Ce travail se propose donc d'établir un nouveau protocole d'étalonnage des capteurs de densité de flux thermique en le comparant avec la procédure de la norme américaine ASTM C1130.

Nous présentons les analyses de la sensibilité sur des fluxmètres de surface pleine et aussi perforée. Ces derniers seraient plus adaptés pour des parois respirantes sur bâtiments anciens, afin de réduire les perturbations sur le flux thermique [7]. Une étude particulière est aussi menée sur l'influence de la longueur du câble électrique, qui relie les capteurs à la centrale d'acquisition pour la mesure de densité de flux thermique. Une analyse sur l'ampleur et l'importance relative des incertitudes de la sensibilité des fluxmètres sera enfin présentée.

2. Matériaux et méthodes

Dans cette partie ; nous présentons les fluxmètres et les équipements utilisés dans cette étude aussi bien que le protocole d'étalonnage des fluxmètres.

2.1. Fluxmètres

Les capteurs de densité de flux thermique sont constitués de thermocouples connectés en série et ils correspondent à un transducteur produisant une tension de sortie (E) linéairement proportionnelle à la densité de flux thermique locale (q). Chaque fluxmètre présente une sensibilité (S) d'usine qui correspond à ce coefficient de proportionnalité.

Comme montré par Zarr *et al.* [8], l'ordonnée à l'origine peut être négligée et la forme fonctionnelle présentée sur l'équation 1 est suffisante pour l'étalonnage.

$$E = Sq \tag{1}$$

Avec le temps, les capteurs peuvent s'abîmer et le facteur d'étalonnage peut dériver. Le but de cette procédure est donc de vérifier la validité du facteur d'usine de fluxmètres (l'étude porte sur des fluxmètres sortis d'usine en 2015) et le niveau d'interférence du rallongement des câbles électriques sur la mesure.

La Figure 1 présente les fluxmètres étudiés. Ce sont des capteurs carrés présentant 10 cm de côté et une épaisseur de 0,6 mm fabriqués par la société CAPTEC. Ils sont constitués de 140 thermocouples de type K par cm² et le matériau électriquement isolant du support correspond à de l'époxy et du polyimide. Les deux capteurs pleins sont appelés P1 et P2 et les

deux trousés T1 et T2. La surface de mesure des capteurs troués est deux fois plus petite que celle des capteurs pleins et le diamètre des trous est de 1,6 cm.

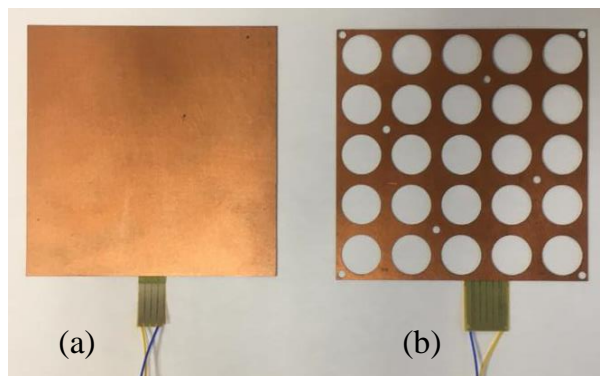


Figure 1 : Typologie des fluxmètres étudiés : (a) plein ; (b) troué.

2.2. Equipements

La procédure d'étalonnage consiste à comparer la mesure de la tension de sortie d'un fluxmètre relié à une centrale d'acquisition de données (Centrale Agilent 34907A avec carte d'acquisition 34901A) et la densité de flux thermique obtenue à l'aide d'un appareil de mesure de la conductivité thermique à plaque chaude gardée, appelé lambdamètre ou λ -mètre (Lambda-Meßtechnik GmbH Dresden – EP500). Un aperçu général du banc d'essais est montré sur la Figure 2.

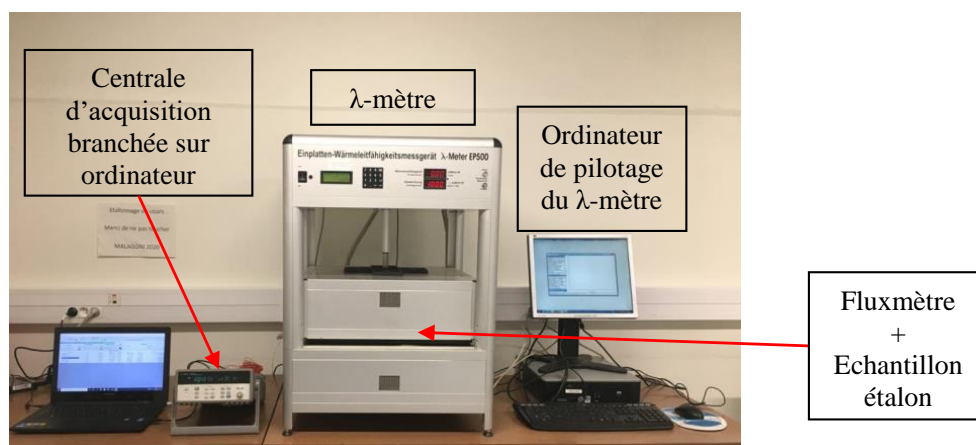


Figure 2 : Configuration du banc d'essais pour l'étalonnage des fluxmètres.

Les mesures avec le lambdamètre ont été effectuées selon la norme ASTM C177 [9] en adaptant l'empilement dans l'équipement avec un échantillon étalon en verre de conductivité thermique égale à 0,625 W/m.K et d'épaisseur de 19,4 mm.

Contrairement aux équipements classiques pour l'étalonnage des capteurs thermiques, l'équipement à plaque chaude gardée utilisé ne fournit pas le flux de chaleur. C'est un équipement spécifique pour la détermination de la conductivité thermique des matériaux d'usage en génie civil et la procédure présentée a été adaptée pour permettre son utilisation.

Nous avons posé un panneau isolant fibreux de haute densité au-dessus de la plaque froide et au centre de cet isolant (percé de 15 x 15 cm) nous avons positionné l'échantillon étalon en verre. Puis au-dessus de ce dernier, nous avons posé le fluxmètre à étalonner. Nous cherchons une configuration simple à mettre en place en laboratoire et plus proche des conditions réelles d'usage de ce capteur *in-situ* comme discuté précédemment. La pression de contrôle est réglée

à 1 kN/m² à chaque essai. La Figure 3 présente les schémas d'empilement des échantillons dans le lambdamètre pour la configuration préconisée par la norme américaine et celle simplifiée avec l'étalon en verre.

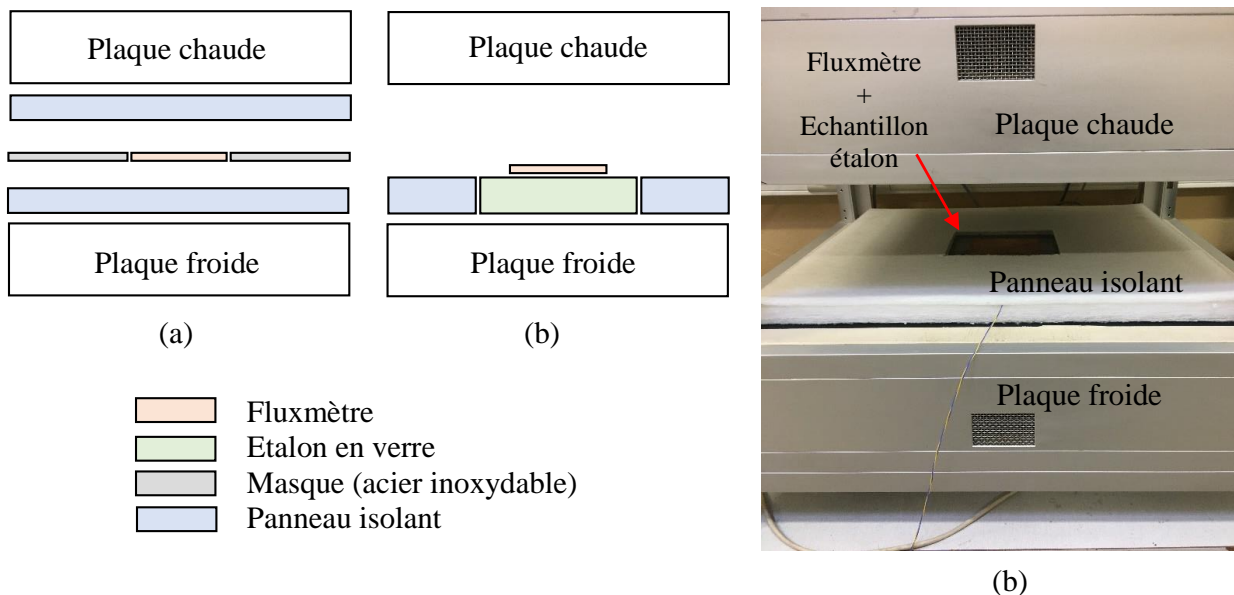


Figure 3 : Empilement dans le lambdamètre : (a) méthode ASTM C1130 ; (b) méthode avec échantillon étalon en verre.

Nous avons pris un soin particulier pour centrer le fluxmètre comme le montre la Figure 4.

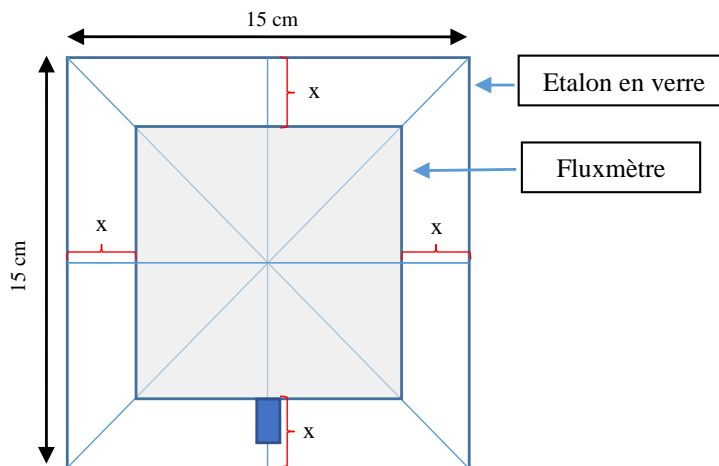


Figure 4 : Positionnement du fluxmètre sur l'échantillon étalon.

A la fin de l'essai, le lambdamètre donne les valeurs de la conductivité thermique (λ) en fonction du temps. Les capteurs ont été testés à une température moyenne de 20°C et trois différentes densités de flux thermique ajustées en fonction de la différence de température entre les plaques chaude et froide (ΔT), soit 5, 10 et 15°C. Les températures ont été choisies en fonction des températures moyennes de la ville de Cahors (Lot 46), où les capteurs seront posés et de la capacité du lambdamètre.

2.3. Protocole d'étalonnage

Les deux procédures décrites ci-dessus donnent des relevés en fonction du temps. La centrale d'acquisition fournit les valeurs de tension (E) et le lambdamètre la conductivité thermique (λ). Afin de pouvoir comparer les données, il est nécessaire de calculer la densité de flux thermique en régime permanent pour chaque essai.

2.3.1. Calcul de la densité de flux à partir de la mesure de la conductivité thermique

A partir des valeurs de λ obtenues, on peut calculer la densité de flux thermique à travers l'empilement dans le lambdamètre, en utilisant la loi de Fourier ou l'analogie électrique selon l'équation 2, avec l'hypothèse d'un système monodimensionnel.

$$q_\lambda = \lambda \frac{\Delta T}{e} \quad (2)$$

2.3.2. Relevés de la tension de sortie

A partir des valeurs obtenues en régime permanent et en prenant 6 chiffres significatifs, on réalise une moyenne de la tension de sortie pour pouvoir calculer la densité de flux thermique. Nous avons relevé les données toutes les minutes, et la moyenne est obtenue à partir d'environ 200 valeurs. La mesure s'achève lorsque λ varie de moins de 1,0% en l'espace de 60 minutes. La Figure 5 présente les résultats d'un essai. On voit bien l'intervalle où le régime permanent est atteint, grâce à des droites verticales en pointillés rouge.

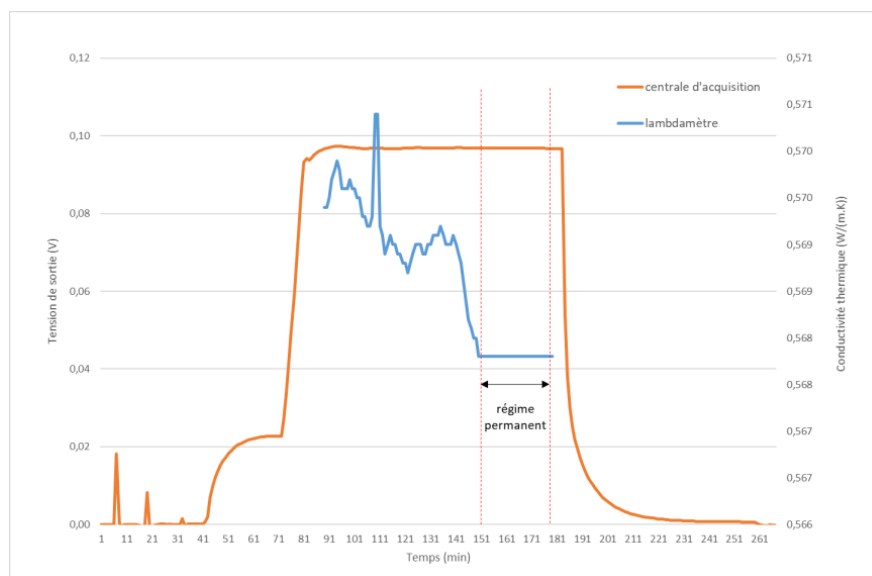


Figure 5 : Visualisation des mesures de tension de sortie de la centrale d'acquisition et des mesures de conductivité thermique avec le lambdamètre, au cours du temps.

2.3.3. Calcul de la sensibilité

Pour calculer le nouveau facteur, nous traçons le graphique de la densité de flux donnée à partir du lambdamètre (q_λ) en fonction de la tension de sortie donnée par la centrale Agilent (E) pour chaque variation de température (5, 10 et 15°C), comme montré sur la Figure 6.

Une corrélation linéaire comme montrée sur l'équation 1 a été observée pour tous les capteurs. Le coefficient de détermination (R^2) est égal à 1 pour tous les fluxmètres analysés. La valeur finale de la sensibilité étalonnée (S) correspond donc à la pente de la droite obtenue.

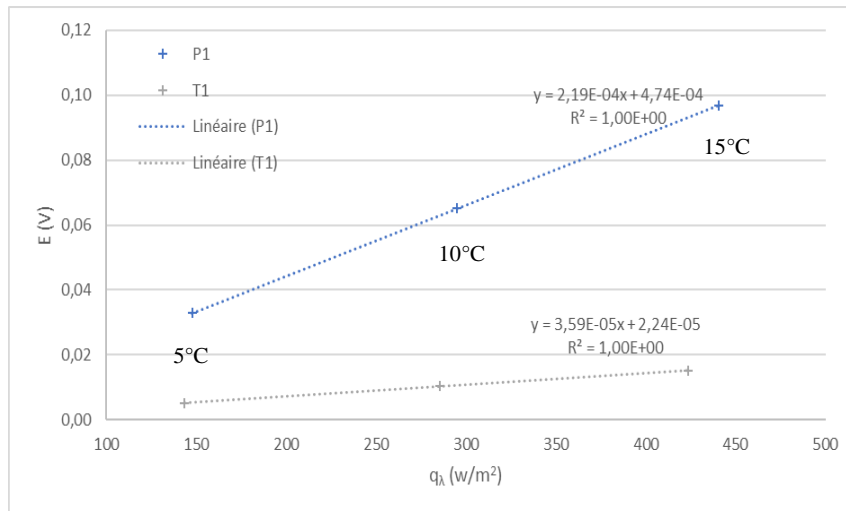


Figure 6 : Densité de flux obtenue à partir du lambdamètre (q_λ) en fonction de la tension de sortie donnée par la centrale Agilent (E) pour chaque variation de température sur les fluxmètres P1 et T1 avec la méthode de l'échantillon étalon en verre.

3. Influence de la longueur du câble électrique

L'allongement du câble électrique est assez fréquent lors de mesures *in-situ* avec des centrales d'acquisition (nous ne parlons pas des capteurs autonomes). Ce type de modification entraîne une résistance supplémentaire au niveau de la chaîne de mesure. Le but ici est de présenter l'influence de la longueur du câble sur l'étalonnage avec la méthode ASTM C1130, donc sur la valeur finale de la sensibilité des capteurs.

Nous avons ajouté une longueur de 10 ($\pm 0,01$) m de câble en cuivre étamé multibrin (diamètre intérieur égal à 7 x 0,193 mm) à chaque capteur (longueur initiale du câble égale à 3 m) et répété les mesures sans modifier leur positionnement dans le lambdamètre.

4. Incertitudes de mesure

Les incertitudes sur les valeurs mesurées ont été évaluées selon les directives internationales actuelles [10]. Pour les valeurs de densité de flux thermique (q_λ), calculées à partir des valeurs de conductivité thermique (λ), nous avons considéré les incertitudes de résolution et celles fournies par le fabricant du lambdamètre (reproductibilité et exactitude des mesures). Pour les valeurs de tension de sortie de la centrale d'acquisition (E), nous avons considéré les incertitudes de résolution et celles fournies par le fabricant (mesure, commutation et conversion du transducteur). Ces composants ont été combinés selon le principe de propagation des incertitudes avec un coefficient d'élargissement égal à 2, selon une loi rectangulaire de distribution.

Le calcul de l'incertitude pour la sensibilité (S) des fluxmètres a été fait selon le principe de propagation des incertitudes appliqué à l'équation 1, comme montré sur l'équation 3.

$$u_c(S) = \sqrt{\frac{u_{(E)}^2}{q_\lambda^2} + \frac{E^2}{q_\lambda^4} \cdot u_{(q_\lambda)}^2} \quad (3)$$

5. Résultats et discussion

5.1. Sensibilité

Le Tableau 1 présente les valeurs des sensibilités d'usine pour les fluxmètres étudiés, ainsi que celles en étalonnant selon la méthode de l'étalon en verre et de la norme ASTM C1130.

Echantillon	S_{usine}	Etalon verre			ASTM C 1130		
		$S_{\text{étalonné}}$	$\pm u_c (S)$	(ΔS)	$S_{\text{étalonné}}$	$\pm u_c (S)$	(ΔS)
		V/(W/m ²)	V/(W/m ²)	V/(W/m ²)	%	V/(W/m ²)	V/(W/m ²)
P1	1,91E-04	2,19E-04	0,03E-04	14,6	1,95E-04	0,05E-04	2,1
P2	1,84E-04	2,22E-04	0,03E-04	20,4	1,96E-04	0,05E-04	6,5
T1	2,18E-05	3,59E-05	0,06E-05	64,5	2,47E-05	0,41E-05	13,3
T2	2,14E-05	3,44E-05	0,06E-05	60,6	2,37E-05	0,41E-05	10,7

Tableau 1 : Sensibilités étalonnées des fluxmètres par la méthode avec échantillon étalon en verre et ASTM C1130 et écart (ΔS) entre les valeurs obtenues par rapport à la sensibilité d'usine.

Les différences observées entre les sensibilités d'usine et celles obtenues après étalonnage 5 ans plus tard montrent que cette étape est indispensable pour l'utilisation rigoureuse de tels capteurs sur des bancs d'essais *in-situ* et pour éviter des erreurs de mesure importantes.

La méthode de la norme américaine donne des valeurs plus proches de la sensibilité d'usine. Les différences peuvent être liées à la méthode d'étalonnage en usine, au niveau de densité de flux thermique de l'étalonnage ou à la dérive de la sensibilité dans le temps. De plus, on note que les fluxmètres troués donnent des résultats avec une incertitude plus faible que les pleins pour les deux méthodes. Cette différence est expliquée par des tensions de sortie beaucoup plus faibles pour les capteurs troués (environ 10 fois).

L'écart plus important par rapport à la sensibilité d'usine observé pour la méthode avec l'échantillon étalon en verre peut être dû à un effet de bord engendré par la différence de surface entre le fluxmètre et l'échantillon. Cependant, d'autres essais devront être réalisés pour valider cette méthode d'étalonnage puisque son principal atout est de se rapprocher des conditions opératoires *in-situ*. Par exemple, le matériau étalon en verre pourrait être remplacé par un matériau dont la conductivité thermique est similaire à celle de la paroi à instrumenter.

5.2. Câblage électrique

Le Tableau 2 présente les valeurs de sensibilité des fluxmètres calculées sans rallongement et avec rallongement du câble avec la méthode ASTM.

Echantillon	Longueur initiale		Rallongé		(ΔS)
	$S_{\text{étalonné}}$	$\pm u_c (S)$	$S_{\text{étalonné}}$	$\pm u_c (S)$	
	V/(W/m ²)	V/(W/m ²)	V/(W/m ²)	V/(W/m ²)	
P1	1,95E-04	0,05E-04	1,98E-04	0,05E-04	1,5
P2	1,96E-04	0,05E-04	1,94E-04	0,05E-04	-0,8
T1	2,47E-05	0,41E-05	2,45E-05	0,41E-05	-1,0
T2	2,37E-05	0,41E-05	2,37E-05	0,41E-05	0,0

Tableau 2 : Sensibilités étalonnées des fluxmètres par la méthode ASTM C1130 avec et sans rallongement du câble et écart (ΔS) entre les valeurs obtenues.

Ces résultats montrent que le fait de multiplier la longueur initiale du câble par un facteur 4 n'intervient quasiment pas sur la sensibilité des capteurs et la précision de l'essai. En effet, les valeurs de sensibilité obtenues après rallongement sont comprises dans l'incertitude de la mesure avant rallongement.

6. Conclusion

Nous avons montré que la vérification de la sensibilité des capteurs de densité de flux thermique doit être menée en fonction de leur utilisation *in-situ* pour se rapprocher au plus près des conditions opératoires réelles. Pour cela, une nouvelle méthode d'étalonnage facilement réalisable en laboratoire a été présentée et comparée à la norme américaine.

Enfin, l'allongement du câble de raccordement n'influe pas de manière significative sur les mesures effectuées avec les capteurs de densité de flux thermique et peut être envisagé après positionnement des fluxmètres sur le banc d'essais si nécessaire.

Références

- [1] G. Costantine, C. Maalouf, T. Moussa, and G. Polidori, "Experimental and numerical investigations of thermal performance of a hemp lime external building insulation," *Build. Environ.*, vol. 131, no. January, pp. 140–153, 2018.
- [2] T. Bejat, A. Piot, A. Jay, and L. Bessette, "Study of two hemp concrete walls in real weather conditions," in *Energy Procedia* 78, 2015, vol. 78, pp. 1605–1610.
- [3] B. Arregi, R. Garay-Martinez, J. Astudillo, M. García, and J. C. Ramos, "Experimental and numerical thermal performance assessment of a multi-layer building envelope component made of biocomposite materials," *Energy Build.*, vol. 214, no. 109846, 2020.
- [4] G. F. Jones and R. W. Jones, "Steady-state heat transfer in an insulated, reinforced concrete wall: Theory, numerical simulations, and experiments," *Energy Build.*, vol. 29, no. 29, pp. 293–305, 1999.
- [5] ASTM, *Building applications of heat flux transducers*, no. special technical publication 885. 1983.
- [6] ASTM International, *C1130: Standard Practice for Calibrating Thin Heat Flux Transducers*. 2017, pp. 1–8.
- [7] T. J. Sauer, O. D. Akinyemi, P. Thery, J. L. Heitman, T. M. DeSutter, and R. Horton, "Evaluation of a new, perforated heat flux plate design," *Int. Commun. Heat Mass Transf.*, vol. 35, pp. 800–804, 2008.
- [8] R. R. Zarr, B. Dougherty P., J. J. Filliben, and V. M. Fuentes, "Calibration of Thin Heat Flux Sensors for Building Applications Using ASTM C1130," *J. Test. Eval.*, vol. 29, pp. 293–300, 2001.
- [9] ASTM International, *C177: Standard Test Method for Steady-State Heat Flux Measurements and Thermal Transmission Properties by Means of the Guarded-Hot-Plate*. 2019.
- [10] Joint Committee For Guides In Metrology - JCGM, *Evaluation of measurement data: Guide to the expression of uncertainty in measurement*. 2010, p. 134.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à Fabien Nougarrowles pour son expertise technique tout au long de la campagne de mesures.

Conception de parois multi-couches pour véhicules utilitaires isothermes

Design of multilayer wall for isothermal vehicle

Adrien FUENTES^{1*}, Patrick GLOUANNEC¹, Hervé NOEL¹

¹Univ. Bretagne Sud, UMR CNRS 6027, IRDL, F-56100 Lorient

* (auteur correspondant : adrien.fuentes@univ-ubs.fr)

Résumé – L’exploitation de véhicules électrique dans les villes est appelée à se développer. Dans le cadre de ces travaux, on s’intéresse à l’isolation de véhicules de petits volumes essentiellement destinés au transport de produits alimentaires périssables conditionnés à une température d’environ 4°C. Des plaques planes de mousse de polyuréthane (PU) contenant différents taux de matériaux à changement de phase, ont été fabriquées pour cette étude. Après la caractérisation des matériaux et la validation d’un modèle numérique par des expérimentations, différents scénarios sont simulés.

Mots-clés : Transfert de chaleur, parois isolante, caractérisation, expérimentation, modélisation

Abstract – The use of electric vehicles in cities is set to grow. This work focuses on the insulation of small-volume vehicles mainly intended for the transport of perishable food products packaged at a temperature of about 4°C. Flat polyurethane (PU) foam panels containing different rates of phase change materials were manufactured for this study. After the characterization of the materials and the validation of a numerical model by experiments, different scenarios are simulated.

Keywords: Heat transfer, insulating walls, characterization, experiment, modeling

Nomenclature

MCP matériau à changement de phase
 PU polyuréthane
 T température, °C
 h enthalpie, J.g⁻¹
 L chaleur de changement d’état, J.g⁻¹
 cp capacité thermique massique, J.g⁻¹.K⁻¹
 e épaisseur, m
 E énergie, Wh.m⁻²

Symboles grecs

λ conductivité thermique, W.m⁻¹.K⁻¹
 ρ masse volumique, kg.m⁻³
 τ taux de MCP dans le composite, %
 φ densité de flux, W.m⁻²

Indices et exposants

f fusion
 s solidification
 m massique

1. Introduction

L’exploitation de véhicules électriques pour la livraison urbaine de denrées périssables est appelée à fortement se développer dans les années à venir. Ce moyen de livraison permet de réduire les émissions carbonées liées au transport de produits alimentaires réfrigérées. Pour que ce scénario soit viable, il devient nécessaire de limiter l’usage du groupe frigorifique embarqué et de privilégier l’utilisation du stockage électrochimique (batteries) pour la motorisation du véhicule.

La réglementation Française concernant tous types de véhicules frigorifiques impose l’application des accords ATP (accord relatif aux transports internationaux de denrées périssables) pour la circulation [1]. Les niveaux d’isolations ne sont pas très ambitieux ce qui conduit à l’exploitation de groupes froid de forte puissance. Par ailleurs, Estrada-Flores et al. [2] ont mesurés de fortes disparités de conductance globale (0,93 à 1,24 W.m⁻².K⁻¹) sur des modèles identiques de véhicules.

Dans le cadre de ces travaux, on s'intéresse à l'isolation thermique de véhicules de petits volumes, essentiellement destinés au transport durant quelques heures de produits alimentaires réfrigérés. La contrainte est de concevoir des parois thermiquement optimales tout en ne pénalisant pas la masse et le volume utile du véhicule.

L'objet de cette communication est, dans un premier temps, de présenter les résultats de caractérisation thermophysique d'un composite isolant constitué d'un Matériau à Changement de Phase (MCP) disposé dans une matrice polyuréthane (PU). Puis dans un second temps, les propriétés obtenues sont intégrées dans un modèle numérique, qui est ensuite utilisé pour évaluer la performance de différentes configurations de parois isolantes.

2. Matériel et techniques

Des plaques planes de mousse de polyuréthane contenant différents taux de microbilles de MCP ont été fabriquées. Ces plaques de surface 30x30 cm² et d'épaisseur 2 cm sont ensuite découpées en fonction du type de caractérisation. Plusieurs essais de mise en œuvre ont été réalisés avec des taux massiques de MCP de 40% et 50%, intégrés dans un mélange de polyol et d'isocyanate afin de réaliser des mousses composites.

2.1. Mesure de la capacité thermique

La faible taille des échantillons utilisés lors d'une mesure par DSC ne permet pas d'obtenir un volume représentatif du composite PU-MCP, notamment en raison de la potentielle inhomogénéité de dispersion du MCP dans la matrice PU. Une analyse par DSC du MCP pur a d'abord été réalisée à l'aide d'un micro-calorimètre (MDSC3-SETARAM) programmé pour suivre une plage de température comprise entre 0 à 22°C sous une vitesse de 0,05 K·min⁻¹. La masse de MCP pur utilisée pour cette caractérisation est de 117mg. Les résultats, présentés en fonction de la température (Figure 1), montrent clairement une hystérésis entre les phases de fusion et de solidification. Afin d'évaluer la chaleur latente et le taux de MCP à l'échelle d'une plaque composite PU-MCP, une expérimentation spécifique a donc été réalisée et est présentée par la suite.

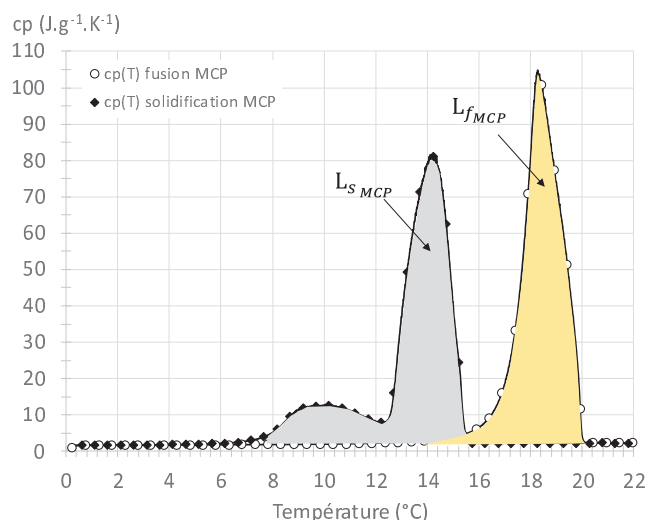


Figure 1 : Mesure par DSC du MCP pur

τ_{MCP} théorique (%)	T_{pic} fusion (°C)	T_{pic} solidification (°C)	$L_{f_{MCP}}$ (J.g ⁻¹)	$L_{s_{MCP}}$ (J.g ⁻¹)
100	18,3	14,2	185,4 ± 9,3	186,4 ± 9,3

Tableau 1 : Taux de MCP théorique et mesuré pour 2 composites PU-MCP

2.2. Mesure des conductivités

La conductivité thermique apparente des différents matériaux a été mesurée sur une plage de température de -5 à 35°C , à l'aide d'un conductivimètre (NETZSCH HFM 436/3), et selon la norme ISO 8301. La faible rigidité de la mousse PU permet, au regard de l'effort de maintien appliqué aux échantillons, de négliger les potentielles résistances de contact. Les conductivités thermiques d'une mousse de PU pure et de deux plaques composites PU-MCP, chargées à $40\%_m$ et $50\%_m$, sont tracées en fonction de la température (Figure 2). On remarque d'une part, que l'ajout de MCP dans la mousse PU augmente sensiblement sa conductivité thermique. Cette valeur est environ 2 fois plus élevée pour les composites que pour la mousse de PU seule ; elle passe de $0,025 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ à environ $0,05 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$. D'autre part, on observe une hausse de la conductivité thermique avec l'augmentation du taux de MCP. Elle croît de $11,5\%$ en moyenne lorsque le taux massique de MCP passe de $40\%_m$ à $50\%_m$.

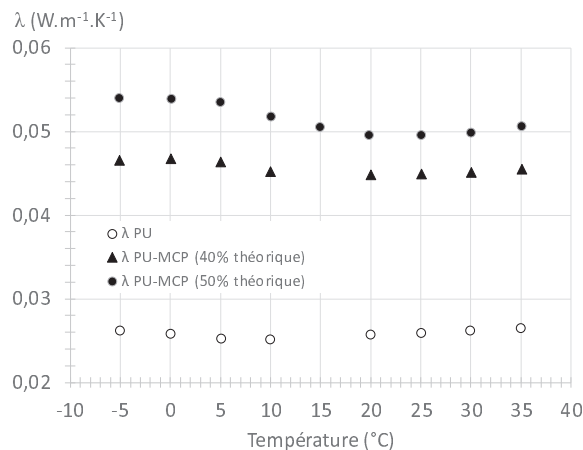


Figure 2 : Mesure de conductivité du PU et des 2 plaques de composites PU-MCP

2.3. Dispositif expérimental pour les tests

Un dispositif spécifique a été mis en place au laboratoire [3]-[4] afin de caractériser les transferts de chaleur à travers des plaques multicouches de taille significative (jusqu'à $15 \times 15 \text{ cm}^2$ de surface et 6 cm d'épaisseur). Ce dispositif consiste à placer l'échantillon à tester entre deux échangeurs à plaque isothermes, dont la température est contrôlée à l'aide de bains thermostatés. Par ailleurs, afin de minimiser les pertes thermiques avec l'ambiance, les faces latérales de l'échantillon testé sont isolées par 4 cm de PU. Un schéma du dispositif est présenté dans la Figure 3.

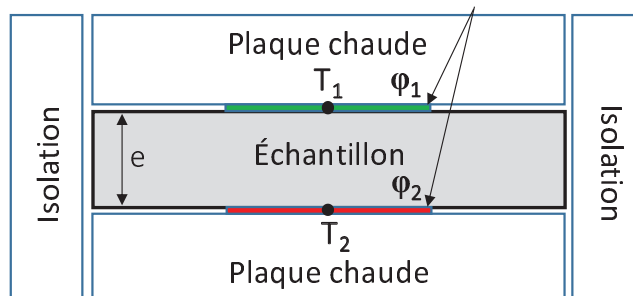


Figure 3 : Schéma du dispositif expérimental de plaques chaudes gardées

Afin d'observer la réponse thermique de la plaque testée, l'expérimentation a été instrumentée avec des thermocouples de type K disposés au centre de chaque face de la paroi testée (T_1 et T_2). De plus, la densité de flux de chaleur traversant chaque face de l'échantillon est mesurée à l'aide de deux fluxmètres (Captec) de $10 \times 10 \text{ cm}^2$. L'épaisseur des fluxmètres est de 0,4 mm et leur incertitude de mesure est évaluée à 5%.

Le banc d'essai a été utilisé afin de déterminer la chaleur latente des plaques de composite PU-MCP. Pour cela, la chaleur stockée ou libérée par les plaques de composites, entre deux états d'équilibre (2°C et 30°C) a été mesurée (Figure 4).

La chaleur nécessaire pour changer d'état le MCP contenu dans le composite est alors calculée en intégrant la variation de flux de chaleur à ces bornes entre les deux états d'équilibre (1). Une fois l'enthalpie de changement d'état $L_{f_{PU-MCP}}$ (ou $L_{s_{PU-MCP}}$) connue, il est alors possible de calculer le taux de MCP $\tau_{f_{MCP}}$ (ou $\tau_{s_{MCP}}$) contenu dans la plaque de composite (2). Δh_{PU} correspond ici à la variation d'enthalpie du PU seul, durant la phase de changement d'état du MCP.

Pour un des composites (40%_m), les résultats conduisent à des taux massiques de MCP de $33,9 \pm 4,6\%$ et $36,6 \pm 4,6\%$, calculés respectivement durant la phase de fusion et de solidification. Aux incertitudes de mesure près, ces valeurs sont proches de la valeur théorique donnée par le fabricant. Ce constat est également observé pour l'autre composite testé (Tableau 2). Une loi de mélange (3) permet d'obtenir l'évolution de l'enthalpie en fonction de la température (Figure 5).

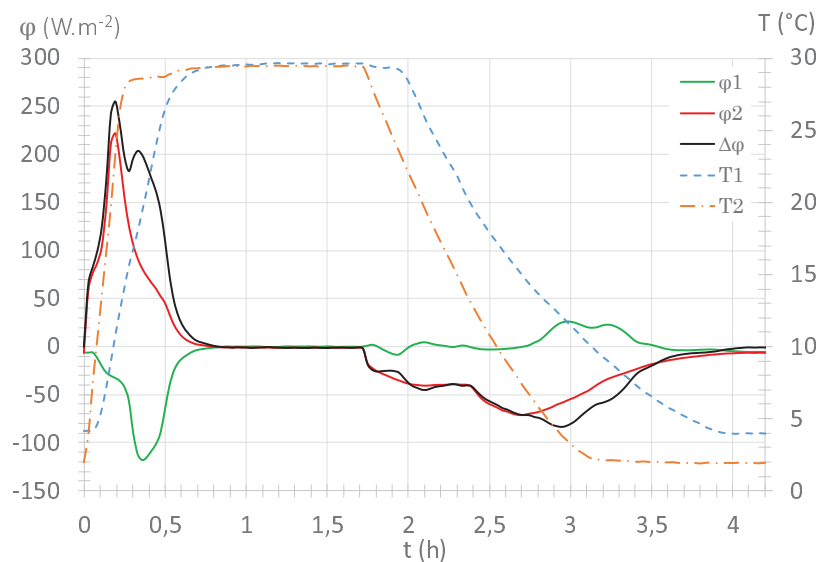


Figure 4 : Densités de flux de chaleur et températures mesurés aux bornes d'une paroi du composite PU-MCP (cas 40%_m théorique de MCP)

$$L_{f_{PU-MCP}} = \frac{1}{\rho e} \int (\phi_1 + \phi_2) dt \quad (1)$$

$$\tau_{f_{MCP}} = \frac{L_{f_{PU-MCP}} - \Delta h_{PU}}{L_{f_{MCP}} - \Delta h_{PU}} \quad (2)$$

τ_{MCP} théorique (%)	$L_{f_{PU-MCP}}$	$L_{s_{PU-MCP}}$	$\tau_{f_{MCP}}$ (%)	$\tau_{s_{MCP}}$ (%)
40	$62,9 \pm 11,6$	$68,2 \pm 12$	$33,9 \pm 4,6$	$36,6 \pm 4,6$
50	$79,1 \pm 14,1$	$80,9 \pm 14,3$	$42,6 \pm 5,5$	$43,4 \pm 5,4$

Tableau 2 : Taux de MCP mesuré pour 2 composites PU-MCP lors des phases de fusion et solidification, comparé au taux de MCP théorique

$$h_{PU-MCP}(T) = (1 - \tau_{MCP}) h_{PU}(T) + \tau_{MCP} h_{MCP}(T) \quad (3)$$

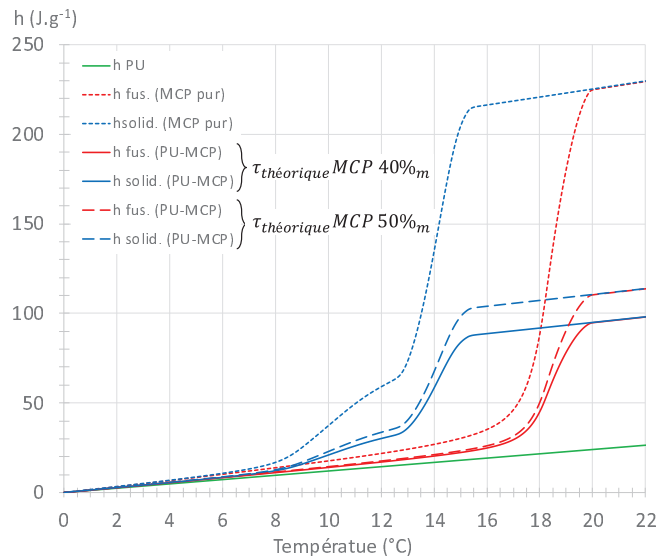


Figure 5 : Enthalpie en fonction de la température pour le PU, le MCP pur et pour deux composites PU-MCP (40%_m et 50%_m théorique)

3. Modèle numérique

Le modèle numérique proposé est validé ici à l'aide d'une comparaison expérimentale/numérique. La simulation numérique est réalisée à l'aide de COMSOL Multiphysics®. Le dispositif employé est le même que celui présenté en §2.3. L'évolution des températures T_1 et T_2 est basée sur un scénario d'utilisation diurne du véhicule. Ce scénario de 24h est composé de trois étapes décrites dans la Figure 6.

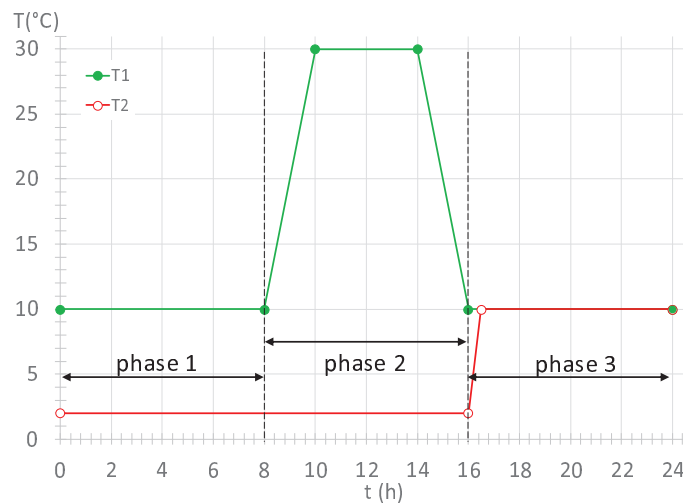


Figure 6 : Températures imposées à chaque face de la paroi isolante lors du scénario de « véhicule frigorifique »

La phase 1 correspond au refroidissement de l'enceinte isotherme du véhicule réalisée durant la nuit. Au cours de cette étape, une face de la paroi composite (T_1) est fixée à 10°C (température extérieure : garage) et la seconde (T_2) à 2 °C (température intérieure du véhicule). Ces températures sont imposées à la paroi pendant 8h.

La phase 2 correspond à la période de livraison des marchandises (période diurne). On considère que la température extérieure (T_1) augmente progressivement de 10 °C à 30 °C en 2h (début de journée). Cette température reste ensuite à 30°C pendant 4h et ensuite diminue progressivement de 30 °C à 10 °C en 2h (fin de journée). Pendant toute cette période de jour, la température de la face intérieure (T_2) est imposée à 2 °C.

Enfin, la troisième étape correspond à l'arrêt du véhicule réfrigéré et à sa période de stockage dans le garage (ouverture des portes). Ainsi, les deux faces de la paroi sont amenées à 10 °C, puis laissées à cette température pendant 8 h. À la fin de cette période un nouveau cycle commence.

3.1. Équations constitutives

On considère un problème de transfert de chaleur monodimensionnel (Figure 7), en formulation enthalpique (4). Les domaines sont maillés avec des éléments d'ordre 1 et un raffinement de maillage est considéré aux abords des frontières. Les propriétés thermiques du composite PU-MCP utilisés dans le modèle sont celles qui ont été caractérisées précédemment en fonction de la température. On applique des conditions de Dirichlet aux bornes de l'échantillon (5)-(6), basées sur les mesures expérimentales de T_1 et T_2 .

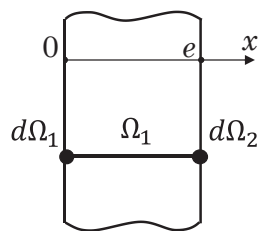


Figure 7 : Géométrie considérée

$$x \in \Omega_1 \quad \rho \frac{\partial h(T)}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot (\lambda(T) \vec{\nabla} T) \quad (4)$$

$$x \in d\Omega_1 \quad T = T_1(t) \quad (5)$$

$$x \in d\Omega_2 \quad T = T_2(t) \quad (6)$$

La Figure 8 présente une comparaison numérique/expérimentale, des densités de flux de chaleur de chaque face du composite PU-MCP chargé à 50%_m théorique. On remarque qu'excepté lors des brusques variations de températures, le modèle prédit correctement les densités de flux de chaleur sur chaque face du composite. En particulier, les densités de flux de chaleur sont correctement simulées lors des périodes de chauffage (entre la 11^{ème} et 13^{ème}h), mais aussi de refroidissement (entre la 17^{ème} et la 19^{ème}h), ceci montre que le changement de phase du composite est bien pris en compte dans le modèle.

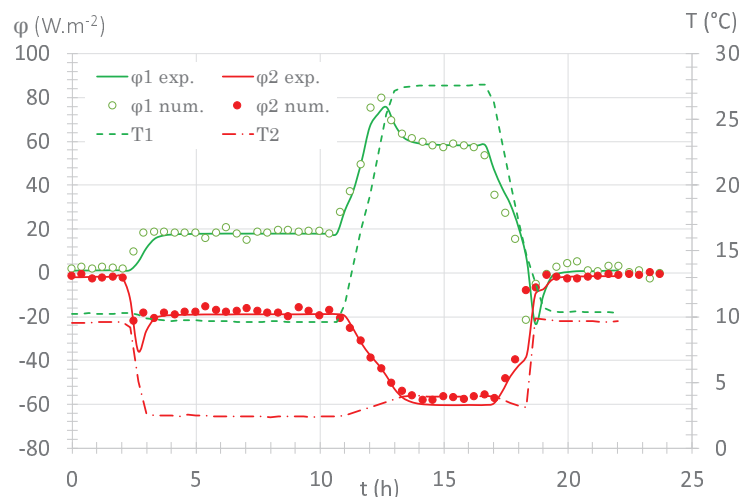


Figure 8 : Scénario d'un véhicule frigorifique : réponse thermique simulée et expérimentale du composite PU-MCP (50%_m théorique)

4. Étude de configurations multicouche

Après avoir vérifié la bonne prédiction du modèle numérique, celui-ci est utilisé pour évaluer le comportement thermique de plusieurs configurations multicouches. Une plaque isolante multicouche constituée d'une plaque de PU-MCP (composite chargé à 50%_m théorique), prise en sandwich par deux couches de PU est étudiée (Figure 9).

Les configurations étudiées sont comparées selon leur performances, notamment en calculant l'énergie (7) traversant la surface $d\Omega_2$ durant la période de livraison (Figure 6 – phase 2).

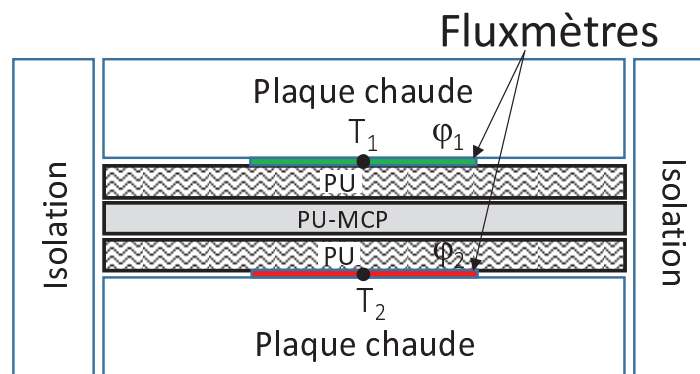


Figure 9 : Schéma du dispositif expérimental des plaques chaudes gardées utilisé pour l'étude de parois multicouches

$$\left\{ \begin{array}{l} x \in d\Omega_2 \\ t \in [\text{phase 2}] \end{array} \right. \quad E = \int \varphi_2 dt \quad (7)$$

4.1. Configurations étudiées

Les cas d'étude présentés ici correspondent à une étude numérique d'une paroi multicouche menée avec un composite PU-MCP chargé à 50%_m théorique (Tableau 3).

On observe une valeur plus élevée de l'énergie introduite dans le véhicule lorsque le composite PU-MCP se trouve éloigné de la surface extérieure (cas 1 et 2). Il est également constaté que les configurations de 3 à 6 permettent de réduire la quantité de chaleur transmise de 0,3 à 4,2%, en comparaison avec le cas de référence.

Ces constats, observés également dans d'autres travaux [5]-[7], mettent en avant l'importance d'optimiser la position et l'épaisseur de la couche de composite PU-MCP au sein de cette paroi multicouche, afin de notamment réduire – pour cette application – les apports thermiques venant de l'extérieur durant la phase de livraison. L'optimisation de ces paramètres fait l'objet d'un travail en cours.

Configuration	Couche 1 (int. Véhicule)	Couche 2	Couche 3 (ext. Véhicule)
1	1 cm PU	2 cm PU-MCP	3 cm PU
2	2 cm PU	2 cm PU-MCP	2 cm PU
3	3 cm PU	2 cm PU-MCP	1 cm PU
4	3 cm PU	1,5 cm PU-MCP	1,5 cm PU
5	4 cm PU	1,5 cm PU-MCP	0,5 cm PU
6	3,5 cm PU	2cm PU-MCP	0,5 cm PU
Ref	6 cm PU	-	-

Tableau 3 : Compositions étudiées numériquement

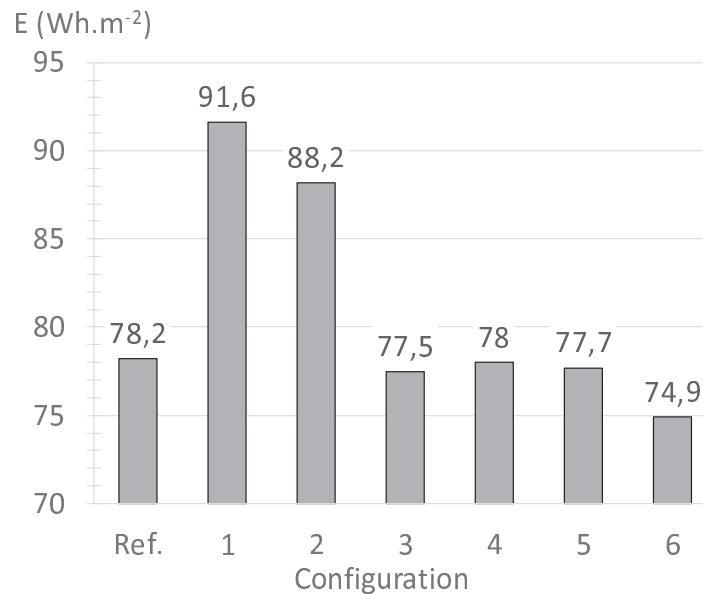


Figure 10 : Énergie traversant la surface $d\Omega_2$ durant la période de livraison (phase 2)

5. Conclusion

Par le biais de cette communication on a montré la démarche et les moyens mis en œuvre pour travailler sur la conception de parois thermiquement performantes dédiées aux véhicules de livraison de produits réfrigérés. Après avoir vérifié la bonne prédiction du modèle numérique à l'aide d'une confrontation expérimental/numérique, l'étude de différentes configurations de parois multicouche a permis de mettre en avant l'importance de l'épaisseur et de la position du composite PU-MCP dans l'objectif de réduire l'énergie introduite dans le véhicule durant une tournée de livraison.

Références

- [1] Mashud Ahmed, Oliver Meade, Mario A. Medina, Reducing heat transfer across the insulated walls of refrigerated truck trailers by the application of phase change materials, *Energy Conversion and Management*, 51 (2010), 383–392.
- [2] S. Estrada-Flores, A. Eddy, Thermal performance indicators for refrigerated road vehicles, *International Journal of Refrigeration*, 29 (2006), 889-898
- [3] P. Glouannec, B. Michel, G. Delamarre, Y. Grohens, Experimental and numerical study of heat transfer across insulation wall of a refrigerated integral panel van, *Applied Thermal Engineering*, 73 (2014), 196-204
- [4] B. Michel, P. Glouannec, A. Fuentes, P. Chauvelon, Experimental and numerical study of insulation walls containing a composite layer of PU-PCM and dedicated to refrigerated vehicle, *Applied Thermal Engineering*, 116 (2017), 382-391
- [5] Kuznik, F., et al., Optimization of a Phase Change Material Wallboard for Building Use, *Appl. Therm. Eng.* 28 (2008) 1291-1298.
- [6] Zhou, D., et al., Parametric analysis of influencing factors in Phase Change Material Wallboard (PCMW), *Appl. Energ.* 119 (2014) 33-42.
- [7] Sambou, V., et al., Thermal Optimization of Multilayered Walls using Genetic Algorithm, *Energ. Buildings* 41 (2009) 1031-1036

Optimisation multicritère d'un échangeur de chaleur air-sol pour différents climats mondiaux

Multi-criteria optimization of an earth-air heat exchanger for different worlds climates

Arnaud LAPERTOT^{1*}, Benjamin KADOCH¹, Olivier LE METAYER¹.

¹ IUSTI UMR 7343, CNRS-Université d'Aix Marseille, 5 rue Enrico Fermi, Marseille, France

*(auteur correspondant : arnaud.lapertot@univ-amu.fr)

Résumé – Une méthodologie d'optimisation multicritère est appliquée à un système énergétique composé d'échangeur de chaleur air-sol, d'une pompe à chaleur et d'un stockage thermique. La procédure repose sur une analyse de sensibilité, une optimisation multicritère et une aide à la décision. Elle a pour but de déterminer le meilleur dimensionnement et la meilleure régulation du dispositif. Les résultats montrent que le système est dépendant des conditions météorologiques, mais il parvient à être rentable, performant et autonome pour les différents climats mondiaux considérés.

Mots-clés : Echangeur de chaleur air-sol, Optimisation, Pompe à chaleur, Analyse de Sensibilité, Stockage de chaleur

Abstract – A multi-criteria optimization methodology is applied to an energy system composed of an earth-air heat exchanger, a heat pump and a heat storage. The procedure based on a sensitivity analysis, a multi-criteria optimization, a decision-making, aims to determine the best sizing and regulation of the system. The results show that the system is dependent on weather conditions but it is still effective, autonomous and profitable for the different climates of the world considered.

Keywords: Earth-to-air heat exchanger, Heat pump, Heat storage, Optimization, Sensitivity analysis

Nomenclature

A	surface, m^2
c_p	capacité thermique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$
\dot{m}	débit massique, $kg.s^{-1}$
P	puissance, kW
T	température, $^{\circ}C$
<i>Symboles grecs</i>	
ϵ	efficacité, –
ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
Δp	pertes de charge, Pa
η	rendement, –

Abréviations

CER	coût d'énergie récupérée, $\text{€}/kWh$
COP	coefficient de performance, –
ECS	eau chaude sanitaire
EAS	échangeur air-sol
F_{ENR}	fraction d'énergie renouvelable, –
PAC	pompe à chaleur
PV	photovoltaïque
TH	thermique
VMC	ventilation à récupération de chaleur

1. Introduction

La consommation d'énergie dans le monde augmente très rapidement et le secteur de l'habitat est responsable d'environ 20 % de ces besoins [1]. Les stratégies mondiales ont prévu de réduire la consommation d'énergie dans le bâtiment afin de lutter contre le réchauffement climatique. Pour cela, il est possible d'utiliser des échangeurs de chaleur air-sol (EAS). L'EAS est un système de chauffage, de ventilation et de climatisation qui utilise l'air extérieur pour circuler dans des tubes dans le sol afin de récupérer l'énergie géothermique [2]. Cette énergie permet de préchauffer ou refroidir l'air dans le bâtiment par ventilation. De plus, l'installation d'une ventilation à récupération de chaleur (VMC) améliore les performances du système en récupérant l'énergie de l'air vicié. En effet, le coefficient de performance (COP) peut atteindre 16,3 [2]. Cependant, le système nécessite de l'énergie auxiliaire pour satisfaire les besoins

énergétiques globaux [3]. La combinaison d'un EAS, d'une pompe à chaleur (PAC) et de capteurs photovoltaïques (PV) semble prometteuse pour augmenter les performances du dispositif. En outre, des capteurs solaires thermiques (TH) peuvent être couplés à un stockage de chaleur pour satisfaire la demande d'eau chaude sanitaire (ECS) [4].

L'objectif de cette étude est de déterminer le meilleur dimensionnement et la meilleure régulation du système en utilisant une procédure d'optimisation. Celle-ci est composée d'une analyse de sensibilité, d'une optimisation multicritère et d'une aide à la décision. Tout d'abord, l'analyse de sensibilité est réalisée avec la méthode FAST et permet de sélectionner les paramètres les plus influents. Ensuite, une étude d'optimisation multicritère est effectuée avec les algorithmes génétiques pour déterminer les meilleurs compromis. Enfin, la méthode d'aide à la décision TOPSIS sélectionne la meilleure combinaison pour différents climats mondiaux.

Cet article présente une méthodologie d'optimisation appliquée à un puits canadien. Le système énergétique est modélisé et simulé dynamiquement sur une année complète dans la section 2. Ensuite, les résultats obtenus sont discutés et interprétés pour les différentes méthodes. Enfin, la meilleure solution est fournie pour les différents climats mondiaux dans la section 3.

2. Modélisation du système

Le système est composé d'un réseau d'air pour le chauffage et le rafraîchissement par ventilation et d'un réseau d'eau pour l'eau chaude sanitaire. Le réseau d'air est constitué d'un échangeur air-sol, d'une ventilation à récupération de chaleur, d'une pompe à chaleur air-air, de capteurs solaires photovoltaïques et d'un bypass. Ensuite, le réseau d'eau est composé de capteurs solaires thermiques, d'un échangeur de chaleur à plaque (EC) et d'un stockage de chaleur (SC), illustré par la Figure 1. Enfin, un bâtiment est modélisé via des besoins en énergies.

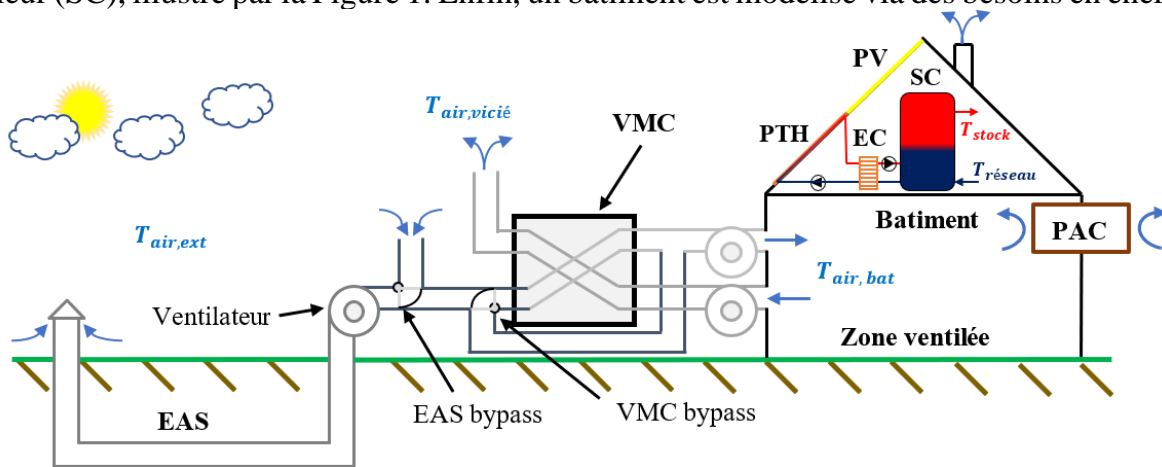


Figure 1: Schéma du système énergétique.

2.1. Echangeur de chaleur air-sol (EAS)

L'échangeur air-sol est un tube enterré dans le sol à une profondeur z avec une longueur L et un rayon r . Un ventilateur collecte l'air extérieur pour récupérer les calories du sol. Le ventilateur impose une vitesse qui est liée au renouvellement de l'air du bâtiment R_{air} . La puissance consommée par le ventilateur et celle récupérée par l'EAS sont détaillées dans [3] :

$$\begin{cases} P_{cons}^{EAS} = \frac{1}{\eta_{EAS}} \Delta p_{EAS} \left(\frac{\dot{m}_{air}}{\rho_{air}} \right) \\ P_{recu}^{EAS} = \dot{m}_{air} c_{p,air} |T_{air}^{ext} - T_{air,neuf}^{out,EAS}| \end{cases} \quad (1)$$

avec $\eta_{EAS} = 0,63$ le rendement du ventilateur, Δp_{EAS} les pertes de charge. $T_{air,neuf}^{out,EAS}$ et T_{air}^{ext} correspondent aux températures de l'air en sortie de l'EAS et de l'air extérieur. \dot{m}_{air} est le débit, ρ_{air} la masse volumique et $c_{p,air}$ la capacité thermique de l'air.

2.2. Ventilation à récupération de chaleur (VMC)

La ventilation à récupération de chaleur extrait une partie de l'énergie perdue provenant de l'air vicié pour l'échanger avec l'air neuf. Deux ventilateurs sont utilisés pour faire circuler l'air dans la VMC, un pour le réseau de soufflage et un autre pour le réseau de reprise. La puissance consommée par les ventilateurs et celle récupérée par la VMC sont déterminées par :

$$\begin{cases} P_{cons}^{VMC} = \frac{1}{\eta_{VMC}} \Delta p_{VMC} \left(\frac{\dot{m}_{air}}{\rho_{air}} \right) + P_{antigel} \\ P_{recu}^{VMC} = \dot{m}_{air} c_{p_{air}} |T_{air\ neuf}^{out\ VMC} - T_{air\ neuf}^{in\ VMC}| \end{cases} \quad (2)$$

avec $T_{air\ neuf}^{in\ VMC}$ et $T_{air\ neuf}^{out\ VMC}$ les températures de l'air en entrée et en sortie de la VMC. η_{VMC} et Δp_{VMC} correspondent respectivement au rendement des ventilateurs et aux pertes de charge. Un système antigel est utilisé quand la température de l'air extérieure est négative ($T^0 = 0\text{ }^\circ\text{C}$) [3].

$$P_{antigel} = \dot{m}_{air} c_{p_{air}} |T_{air\ neuf}^{in\ VMC} - T^0| \quad (3)$$

2.3. Pompe à chaleur air-air (PAC)

La pompe à chaleur capte les calories de l'air pour les transférer à l'intérieur du bâtiment. Elle a besoin d'une énergie électrique pour produire de l'énergie thermique. La PAC est dimensionnée en fonction de sa puissance thermique P_{PAC} . Selon [5], deux corrélations (f_1, f_2) sont utilisées pour calculer la puissance électrique consommée P_{cons}^{PAC} et la puissance thermique produite P_{prod}^{PAC} à partir de la température de l'air du bâtiment T_{air}^{bat} et de l'air extérieur T_{air}^{ext} .

$$\begin{cases} P_{prod}^{PAC} = P_{PAC} * f_2(T_{air}^{bat}, T_{air}^{ext}) \\ P_{cons}^{PAC} = f_1(T_{air}^{bat}, T_{air}^{ext}) \end{cases} \quad (4)$$

2.4. Capteurs solaires photovoltaïques (PV)

Les capteurs solaires photovoltaïques transforment le rayonnement solaire en électricité à l'aide d'un processus photoélectrique. La puissance électrique produite P_{prod}^{PV} est une fonction de la surface A_{PV} et du rendement η_0 des capteurs photovoltaïques.

$$P_{prod}^{PV} = A_{PV} [\eta_0 \Phi - (T_{air}^{ext} + K_R^{PV} \Phi - T_{air}^{bat}) K_T^{PV}] \quad (5)$$

$K_R^{PV} = 0,0035\text{ }KW^{-1}m^2$ est le coefficient de rayonnement et $K_T^{PV} = 0,61\text{ }WK^{-1}m^{-2}$ le coefficient de température [6]. Φ correspond au rayonnement solaire qui dépend des conditions météorologiques.

2.5. Capteurs solaires thermiques (TH)

Les capteurs solaires thermiques produisent de l'énergie thermique grâce au rayonnement du soleil, en chauffant le fluide caloporteur qui circule dans les collecteurs solaires. La puissance produite P_{prod}^{TH} est une fonction de la surface des capteurs thermiques A_{TH} .

$$P_{prod}^{TH} = A_{TH} \left[F_r \left(\Phi - K_{ext} (T_{eau}^{in} - T_{air}^{ext}) \right) \right] \quad (6)$$

ou T_{eau}^{in} est la température de l'eau en entrée des capteurs. F_r et K_{ext} correspondent au facteur d'évacuation de la chaleur et au coefficient global de transfert de chaleur [4], respectivement.

2.6. Echangeur de chaleur (EC)

L'échangeur de chaleur transfère l'énergie de la boucle des capteurs solaires thermiques vers la stockage de chaleur. D'après [4], l'efficacité de l'échangeur $\epsilon = 0,8$ permet d'exprimer la puissance échangée par l'EC à partir de la puissance produite par les capteurs thermiques.

$$P_{prod}^{EC} = \epsilon * P_{prod}^{TH} \quad (7)$$

2.7. Stockage d'eau chaude sanitaire (ECS)

Le système de stockage contient de l'eau chaude sanitaire. Selon [4], l'équation différentielle (8) permet de trouver le profil de température T_{eau}^{stock} qui augmente si les capteurs solaires thermiques fournissent de l'énergie et diminue s'il y a du puisage.

$$\rho_{eau} c_{p_{eau}} V_{ECS} \frac{dT_{eau}^{stock}}{dt} = P_{prod}^{EC} - P_{puisée}^{ECS} \quad (8)$$

avec V_{ECS} le volume du stockage et $P_{puisée}^{ECS}$ la puissance puisée d'eau chaude sanitaire.

$$P_{puisée}^{ECS} = \dot{m}_{eau} c_{p_{eau}} (T_{eau}^{stock} - T_{eau}^{réseau}) \quad (9)$$

T_{eau}^{stock} est la température dans le stockage d'ECS et $T_{eau}^{réseau} = 15 \text{ °C}$ la température en entrée du réseau d'eau. La puissance consommée par les pompes est exprimée par :

$$P_{cons}^{ECS} = \frac{1}{\eta_{pompe}} \Delta p_{ECS} \left(\frac{\dot{m}_{eau}}{\rho_{eau}} \right) \quad (10)$$

ou $\eta_{pompe} = 0,6$ est le rendement de la pompe et Δp_{ECS} les pertes de charge. \dot{m}_{eau} est le débit de puisage, ρ_{eau} la masse volumique et $c_{p_{eau}}$ la capacité thermique de l'eau.

2.8. Régulation

Dans le réseau d'air, le bypass sélectionne le mode d'opération qui permet d'avoir une température d'insufflation la plus proche de la température de régulation T_{reg} fixée par l'utilisateur entre 19 et 26 °C. D'après [3], les différents modes de régulation sont que l'air insufflé dans le bâtiment provient soit de l'air extérieur, soit de l'air en sortie de l'échangeur air-sol, soit de l'air en sortie de la ventilation à récupération de chaleur ou soit du couplage entre l'EAS et la VMC. De plus, dans le réseau d'eau, si la température du ballon d'eau chaude sanitaire dépasse la consigne de 60 °C, les pompes hydrauliques s'arrêtent et les capteurs n'absorbent plus d'énergie solaire.

2.9. Bâtiment

Un bâtiment collectif de 6 habitations est considéré avec un volume d'air total de 1000 m³. Ce dernier est soumis à des conditions météorologiques et les données sont composées de la température extérieure T_{air}^{ext} , de la température du bâtiment T_{air}^{bat} , du rayonnement solaire Φ et du débit de puisage \dot{m}_{eau} pour chaque heure d'une année. Le débit de puisage est fonction de trois gaussiennes qui correspondent aux besoins journaliers d'ECS. La température du bâtiment est modélisée par la température extérieure moyennée sur une journée. T_{air}^{bat} est une manière simplifiée de prendre en compte l'inertie thermique de l'air du bâtiment [4]. En outre, le bâtiment est soumis à des pertes thermiques dues à la ventilation, et à une demande de chaleur et d'ECS :

$$\begin{cases} P_{lost}^{vent} = \dot{m}_{air} c_{p_{air}} (T_{insufflée}^{bat} - T_{air}^{bat}) \\ P_{dem}^{thm} = U_{bat} A_{bat} (T_{air}^{bat} - T_{air}^{ext}) \\ P_{dem}^{ECS} = \dot{m}_{eau} c_{p_{eau}} (T_{eau}^{consigne} - T_{eau}^{réseau}) \end{cases} \quad (11)$$

avec A_{bat} la surface du bâtiment et U_{bat} le coefficient de déperdition. $T_{eau}^{consigne} = 60 \text{ °C}$ est la température de consigne d'eau chaude. Des bilans thermiques permettent de déterminer les puissances auxiliaires nécessaires pour combler le manque d'énergie :

$$\begin{cases} P_{aux}^{thm} = P_{dem}^{thm} + P_{lost}^{vent} - P_{recu}^{EAS} - P_{recu}^{VMC} - P_{prod}^{PAC} \\ P_{aux}^{elec} = P_{cons}^{ECS} + P_{cons}^{PAC} + P_{cons}^{EAS} + P_{cons}^{VMC} - P_{prod}^{PV} \\ P_{aux}^{ECS} = P_{dem}^{ECS} - P_{puisée}^{ECS} \end{cases} \quad (12)$$

3. Résultats et discussions

La procédure d'optimisation est composée d'une analyse de sensibilité, d'une optimisation multicritère et d'une aide à la décision multicritère pour déterminer le meilleur dimensionnement et la meilleure régulation du système pour différents climats mondiaux.

3.1. Définition des variables et des objectifs

Les variables de dimensionnement sont le rayon r , la longueur L , la profondeur z de l'échangeur de chaleur air-sol, la puissance de la pompe à chaleur P_{PAC} , les surfaces des capteurs photovoltaïques A_{PV} et thermiques A_{TH} . Les paramètres de régulation sont le renouvellement de l'air R_{air} et la température de régulation T_{reg} . Le Tableau 1 présente les valeurs de référence [3, 4] et les valeurs limites des différents paramètres. La valeur du minimum et du maximum a une variation de $\pm 30\%$ par rapport à la valeur de référence.

Variable	r	L	z	R_{air}	T_{reg}	A_{PV}	P_{PAC}	A_{TH}	V_{ECS}
Unité	m	m	m	h^{-1}	$^{\circ}C$	m^2	kW	m^2	m^3
Référence	0,25	50,0	2,50	0,50	22,5	10,0	3,00	25,0	1,20
Minimum	0,18	35,0	1,75	0,35	19,0	7,0	2,10	18,0	0,80
Maximum	0,33	65,0	3,25	0,65	26,0	13,0	3,90	33,0	2,10

Tableau 1 : Valeurs de référence et valeurs limites des variables.

Les objectifs correspondent à deux critères énergétiques et un critère économique. La fraction d'énergie renouvelable F_{ENR} annuelle ($T = 1$ an) est liée à l'énergie auxiliaire totale et à la demande d'énergie (thermique et eau chaude sanitaire).

$$F_{ENR} = 1 - \frac{\int_0^T (P_{aux}^{thm} + P_{aux}^{elec} + P_{aux}^{ECS}) dt}{\int_0^T (P_{dem}^{thm} + P_{dem}^{ECS}) dt} \quad (13)$$

Le coefficient de performance (COP) annuel du système est défini par le rapport entre l'énergie thermique récupérée et l'énergie électrique consommée.

$$COP = \frac{\int_0^T (P_{recu}^{EAS} + P_{recu}^{VMC} + P_{prod}^{PAC} + P_{puisée}^{ECS}) dt}{\int_0^T (P_{cons}^{EAS} + P_{cons}^{VMC} + P_{cons}^{PAC} + P_{cons}^{ECS}) dt} \quad (14)$$

Le coût de l'énergie récupérée (CER) est le ratio entre le coût total du système (installation, opération et maintenance) et l'énergie récupérée durant sa durée de vie de $N_{ans} = 20$ ans.

$$CER = \frac{coût_{installation} + coût_{opération} + coût_{maintenance}}{N_{ans} * \int_0^T (P_{recu}^{EAS} + P_{recu}^{VMC} + P_{prod}^{PAC} + P_{puisée}^{ECS}) dt} \quad (15)$$

Les prix de l'échangeur air-sol et de la ventilation à récupération de chaleur sont détaillés dans [3]. Le coût d'installation quantifie la facturation de la main-d'œuvre et des matériaux. L'achat des panneaux photovoltaïques dépend de la surface des capteurs, de l'onduleur et du raccordement au réseau. De même, le coût de la pompe à chaleur dépend de sa puissance. De plus, les frais de stockage et des capteurs thermiques sont une fonction du volume V_{ECS} et de la surface A_{TH} , respectivement. En outre, le coût de maintenance est lié au nettoyage des capteurs photovoltaïques et thermiques une fois par an. Enfin, le coût d'opération est défini par le produit entre le prix de l'électricité P_{elec} et l'énergie auxiliaire sollicitée. P_{elec} varie entre les différentes capitales [7] référencées dans le Tableau 3.

3.2. Analyse de sensibilité

L'analyse de sensibilité a pour objectif d'identifier, de hiérarchiser les facteurs les plus influents et de déterminer les facteurs non influents afin de les rendre constants [8]. Dans cette

étude, la méthode FAST [8] consiste à approcher les fonctions objectifs par des harmoniques en utilisant les transformées de Fourier. Cette technique évalue les indices de Sobol qui sont des estimateurs permettant de quantifier les variations des paramètres sur les objectifs.

Le Tableau 2 présente le classement des variables en fonction de l'indice de Sobol moyenné $\bar{I}S$ sur les 3 objectifs et sur les 5 capitales étudiées. Les résultats montrent que P_{PAC} , A_{TH} , R_{air} , V_{ECS} et A_{PV} sont les paramètres les plus influents, car les valeurs des contributions sont de 29,4 % ; 28,8 % ; 17,2 % ; 6,2 % ; 6,0 %, respectivement. Les autres paramètres n'ont pas d'impact sur les objectifs car les $\bar{I}S$ sont inférieurs à 0,05. Par conséquent, les variables sélectionnées pour la procédure d'optimisation sont R_{air} , P_{PAC} , A_{PV} , V_{ECS} et A_{TH} . Les autres variables sont fixées à leur valeur de référence.

En outre, les valeurs limites correspondent au dimensionnement d'un bâtiment collectif de 400 m² [3, 4]. Pour le processus d'optimisation, les variables varient entre [0,35 ; 0,65] h⁻¹ pour R_{air} , [0,2 ; 2,0] m³ pour V_{ECS} , [0 ; 10] kW pour P_{PAC} et [0 ; 100] m² pour A_{PV} et A_{TH} .

Rang	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Variable	P_{PAC}	A_{TH}	R_{air}	V_{ECS}	A_{PV}	T_{reg}	L	z	r
$\bar{I}S$	0,294	0,288	0,172	0,062	0,060	0,048	0,021	0,011	0,002

Tableau 2 : Classement des variables en fonction de l'indice de Sobol moyen.

3.3. Optimisation multicritère

Un problème d'optimisation multicritère cherche à optimiser simultanément plusieurs fonctions objectifs. Il n'existe pas une seule solution pour ce problème, mais c'est un ensemble de solutions qui possède un bon compromis pour les différents objectifs et qui forme le front de Pareto. Dans cette étude, l'algorithme NSGA-II [9] utilise un processus de sélection, de croisement et de mutation pour faire évoluer une population de 100 individus sur 1 000 générations. Compte tenu du grand nombre de résultats obtenus sur l'ensemble des 5 capitales et du fait que les fronts de Pareto sont équivalents, seules les figures pour Moscou sont montrées.

La Figure 2 montre les solutions de Pareto en fonction des objectifs. Chaque point correspond à une solution qui est colorée en fonction des valeurs des paramètres. Quand le F_{ENR} augmente de 0,30 à 0,98, le COP diminue de 12 à 4 et le CER diminue de 0,30 à 0,04 €/kWh. La Figure 2 a) présente le front de Pareto en fonction du renouvellement de l'air. Quand R_{air} varie entre 0,35 et 0,65 vol/h, le F_{ENR} augmente, le COP et le CER diminuent. En effet, lorsque R_{air} augmente, l'énergie récupérée par l'EAS/VMC augmente mais l'énergie consommée par les ventilateurs augmente également due aux pertes de charge. La Figure 2 b) illustre les meilleures solutions en fonction de la puissance de la pompe à chaleur. Lorsque P_{PAC} augmente entre 0 et 10 kW, le CER et le COP diminuent, car l'énergie thermique récupérée par la PAC augmente, mais l'énergie électrique consommée augmente également. De même, quand P_{PAC} est maximale, les besoins de chaleur sont satisfaits mais pas les besoins électriques et d'ECS. La Figure 2 c) expose les solutions de Pareto en fonction de la surface des capteurs photovoltaïques. Dans le cas où A_{PV} augmente de 0 à 100 m², le F_{ENR} accroît pour combler la demande d'électricité, mais pas les besoins d'ECS. De plus, l'augmentation de A_{PV} entraîne un surcoût du système et donc un CER plus élevé. La Figure 2 d) présente le front de Pareto pour la surface des capteurs thermiques. Lorsque A_{TH} varie de 10 à 100 m², le F_{ENR} augmente pour satisfaire les besoins d'ECS mais provoque une augmentation du CER à cause du surcoût du système. Enfin, quand V_{ECS} varie de 0,5 à 1,9 m³, le F_{ENR} augmente, car le ballon stocke plus d'énergie et utilise moins les énergies auxiliaires pour combler la demande d'ECS. Cependant, lorsque V_{ECS} augmente, le CER augmente en raison du coût total du système.

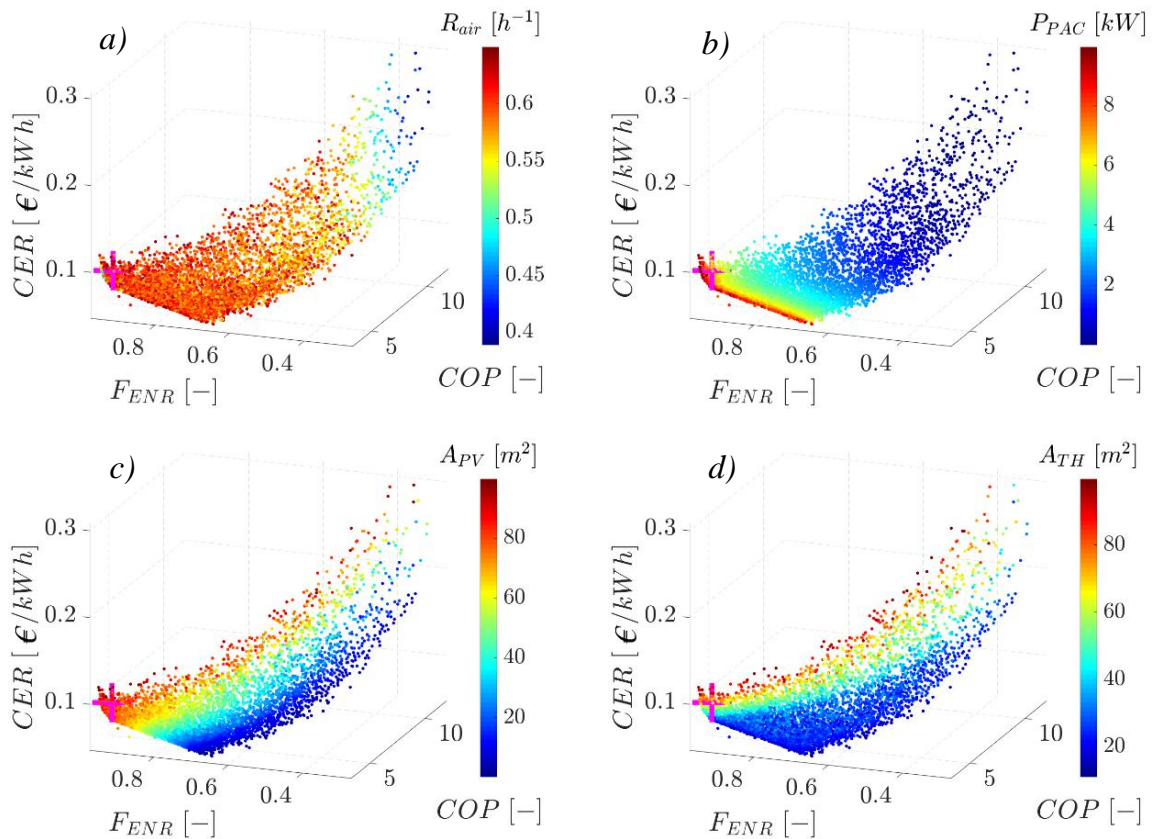


Figure 2 : Représentation du front de Pareto en fonction des paramètres pour Moscou. La croix rose correspond au meilleur compromis obtenue avec la méthode TOPSIS.

3.4. Aide à la décision multicritère

L'aide à la décision est l'ensemble des techniques utilisées pour choisir la meilleure des solutions possibles. L'utilisateur a un rôle important dans ce choix, dans ce cas, il pourra donner plus ou moins d'importance à certains objectifs. La méthode TOPSIS [10] consiste à sélectionner la solution qui se rapproche le plus de la solution idéale. Dans cette étude, le meilleur dimensionnement et la meilleure régulation sont sélectionnés avec la méthode TOPSIS. L'importance associée à chaque objectif est de 1/3 et la solution idéale correspond au maximum de F_{ENR} et de COP , et au minimum de CER .

Le Tableau 3 présente les meilleurs compromis pour les 5 capitales étudiées. Pour les variables, R_{air} varie entre 0,37 et 0,64 vol/h, A_{PV} entre 11,7 et 78,8 m², P_{PAC} entre 3,49 et 6,72 kW, V_{ECS} entre 0,55 et 1,74 m³, et A_{TH} entre 10,7 et 70,9 m². Pour les objectifs, le COP varie entre 4,1 et 6,6, le F_{ENR} entre 0,94 et 0,99 et le CER entre 0,08 et 0,18 €/kWh. Le coefficient de performance est élevé grâce à l'utilisation des échangeurs air-sol qui permet d'obtenir de grandes performances. Dans ce cas, le système est presque indépendant des énergies auxiliaires car la fraction d'énergie renouvelable est proche de 1. Il serait possible d'améliorer le F_{ENR} en augmentant A_{TH} , A_{PV} et P_{PAC} mais cela augmenterait le CER . De plus, le coût de l'énergie récupérée est inférieur au prix de l'électricité pour presque toutes les capitales, ce qui signifie que le système est rentable. Cependant le meilleur compromis de Moscou a un CER supérieur à P_{elec} car le prix de l'électricité est faible. Il existe une solution qui permet d'avoir un CER de 0,047 €/kWh en diminuant le COP à 4,0 et le F_{ENR} à 0,66.

Par ailleurs, pour les climats froids, comme Ottawa et Moscou, le COP , le CER et le F_{ENR} sont plus faibles par rapport aux autres capitales. En effet, le COP est moins important car R_{air} est élevé, en raison de l'augmentation de l'énergie consommée. Lorsque CER est plus faible, il permet de récupérer plus d'énergie quel qu'en soit le coût. Quand la F_{ENR} est plus faible, le

système n'est pas en mesure de satisfaire la demande d'énergie et en particulier les besoins d'ECS. Ensuite, pour les climats chauds, comme Ouagadougou et Canberra, R_{air} , A_{PV} , P_{PAC} , V_{ECS} et A_{TH} sont plus faibles car le système a besoin de récupérer moins d'énergie pour satisfaire la demande, de ce fait, les objectifs sont plus élevés. Enfin, pour le climat tempéré (Paris), les valeurs des objectifs et des paramètres sont cohérentes car elles sont intermédiaires par rapport aux résultats précédents.

I	COP	F_{ENR}	CER / P_{elec}	R_{air}	A_{PV}	P_{PAC}	V_{ECS}	A_{TH}
Unité	–	–	€/kWh	h^{-1}	m^2	kW	m^3	m^2
Moscou	4,22	0,939	0,094 > 0,049	0,586	78,8	6,72	1,74	70,9
Ottawa	4,12	0,956	0,088 < 0,091	0,644	65,2	6,68	1,06	67,9
Ouagadougou	6,09	0,991	0,083 < 0,188	0,368	11,7	4,40	0,55	10,7
Paris	5,25	0,954	0,118 < 0,180	0,463	45,6	5,94	1,19	63,6
Canberra	6,55	0,957	0,175 < 0,210	0,409	13,0	3,49	1,07	56,7

Tableau 3 : Meilleur compromis de la procédure d'optimisation multi-objectifs.

4. Conclusion et perspective

Cette étude présente un processus d'optimisation multicritère appliqué à un système énergétique composé d'un échangeur de chaleur air-sol, d'une pompe à chaleur et d'un stockage de chaleur. Tout d'abord, une analyse de sensibilité montre que R_{air} , P_{PAC} , A_{PV} , V_{ECS} et A_{TH} sont les paramètres les plus influents. Ensuite, une optimisation multicritère permet d'identifier les solutions de Pareto qui sont un bon compromis pour les différents objectifs. Lorsque le F_{ENR} augmente, le CER et le COP diminuent. Enfin, une méthode d'aide à la décision multicritère sélectionne le meilleur compromis pour les différents climats mondiaux étudiés. Quel que soit les conditions climatiques, le système demeure rentable, autonome et efficace. Il serait intéressant d'appliquer cette procédure d'optimisation à un système composé d'une éolienne avec un stockage d'électricité par batteries pour satisfaire les besoins d'électricité.

Références

- [1] https://webstore.iea.org/download/direct/4093?filename=key_world_energy_statistics_2020.pdf (site consulté le 16/03/2021).
- [2] H. Li, L. Ni, G. Liu, Z. Zhao, Y. Yao, Feasibility study on applications of an earth-air heat exchanger (EAHE) for preheating fresh air in severe cold regions, *Renewable Energy* 133(2018)1268–1284.
- [3] A. Lapertot, M. Cuny, B. Kadoch, O. Le Métayer, Optimization of an earth-air heat exchanger combined with a heat recovery ventilation for residential building needs, *Energy and Buildings* (2021), p.110702.
- [4] S. Launay, B. Kadoch, O. Le Métayer, C. Parrado, Analysis strategy for multi-criteria optimization: Application to inter-seasonal solar heat storage for residential building needs, *Energy* 171(2019) 419-434.
- [5] H. Blervaque. Modeling rules of energy system in low energy buildings. Génie des procédés. Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2014. Français. (NNT: 2014ENMP0032). (tel-01139365).
- [6] P. Poulet. R. Outbib. Energy production for dwellings by using hybrid systems based on heat pump variable input power. *Applied Energy* 147(2015)413-429.
- [7] <https://fr.globalpetrolprices.com/> (site consulté le 15/12/2020).
- [8] A. Saltelli, M. Ratto, T. Andres, F. Campolongo, J. Cariboni, D. Gatelli, M. Saisana, S. Tarantola, *Global Sensitivity Analysis. The Primer*, Vol. 304, John Wiley & Sons, 2008.
- [9] K. Deb, A. Pratap, S. Agarwal, T. Meyarivan, A fast and elitist multiobjective genetic algorithm: NSGA-II, *Evolutionary Computation, IEEE Transactions on* 6 (2002) 182 – 197.
- [10] G. H. Tzeng, J. J. Huang, *Multiple attribute decision making: Methods and applications*, CRC Press, Taylor and Francis Group, A Chapman & Hall Book, Boca Raton, 2011.

Analyse du confort thermique dans une cavité ventilée selon la position de l'ouverture de sortie.

Analysis of thermal comfort in a ventilated cavity according to the position of the outlet opening.

Yamina HARNANE^{1,2*}, Sihem BOUZID^{1,3}, Sonia BERKANE⁴, Abdelhafid BRIMA^{2,4}

¹Département de Génie Mécanique Faculté des Sciences et Sciences Appliquées, Université Larbi Ben M'Hidi - Algérie.

²Laboratoire de Génie Mécanique (LGM), Université Mohamed Khider Biskra - Algérie.

³Laboratoire Conception et Modélisation Avancée des Systèmes Mécaniques et Thermo-Fluide, Université Larbi Ben M'Hidi - Algérie.

⁴Département de Mécanique, Faculté de Technologie Université Batna 2 - Algérie

*(auteur correspondant : harnane_y@yahoo.fr)

Résumé – Dans cet article nous avons évalué les performances du confort thermique à l'intérieur d'une cavité carrée ventilée. Nous avons analysé numériquement la dynamique et la thermique de l'écoulement à l'aide du logiciel CFD « Fluent 14.0 ». Selon la disposition de l'ouverture de sortie de l'air, quatre configurations sont considérées, l'entrée étant fixe et disposée en bas de la paroi gauche. Les résultats obtenus pour l'efficacité de la ventilation sont donnés en termes de température moyenne à l'intérieur de la cavité, de distribution de température ε_T et la température effective de tirage EDT.

Mots-clés : Convection mixte ; Confort thermique ; Simulation numérique ; Rafraîchissement ; Efficacité de ventilation.

Abstract – In this paper, we evaluated the performance of thermal comfort performance inside a ventilated square cavity. We have numerically analyzed the dynamics and thermics of the flow using CFD software “Fluent 14.0”. Depending on the location of air outlet opening, four configurations are considered, with the inlet being fixed and located at the bottom of the left wall. The results obtained for the ventilation efficiency are given in terms of the average temperature inside the cavity, the temperature distribution ε_T and the effective draft temperature EDT.

Keywords: Mixed convection; Thermal comfort; Numerical simulation; Cooling; Ventilation efficiency.

Nomenclature

EDT température effective de tirage, °C

H hauteur, m

Gr_H nombre de Grashof $Gr_H = \frac{(g \cdot \beta \cdot \phi \cdot H^4)}{\lambda \nu^2}$

L largeur, m

l épaisseur du mur, m

T température, K

T_x température locale de l'air, °C

T_m température moyenne, °C

v volume de la cavité, m³

V_x vitesse locale de l'air, m.s⁻¹

Symboles grecs

ε_T efficacité thermique

Indices et exposants

en entrée

s sortie

m moyenne

mg mur gauche

1. Introduction

Un bâtiment confortable et performant énergétiquement est bien étanche à l'air, bien isolé thermiquement et bien ventilé hygiéniquement. L'être humain passe entre 80% et 90% de son temps dans un espace intérieur clos et y respire de l'air intérieur bien souvent plus pollué que l'air extérieur. La ventilation permet de renouveler l'air vicié par de l'air frais et sain [1], elle permet aussi le refroidissement de la masse interne des bâtiments et participe au confort thermique du corps en lui prélevant de la chaleur par convection et évaporation de sueur. On peut trouver dans la littérature de nombreux travaux plus ou moins récents dans lesquels plusieurs modèles expérimentaux et simulations numériques ont été réalisés dans le but d'évaluer les performances des cavités ventilées et leurs atouts dans le rafraîchissement [2–4]. Dans ces cavités les mouvements d'air sont souvent provoqués par l'action combinée des gradients de pression induits par le vent et /ou par le tirage thermique. Le taux de ventilation naturelle est généralement élevé lorsqu'il y a un gradient de température important entre l'intérieur et l'extérieur et / ou lorsqu'il souffle fortement [3-4]. Une condition reste à satisfaire cependant ; les ouvertures doivent se faire de sorte que l'air qui circule ne soit pas gêné dans sa progression [5]. La maîtrise de la dynamique et la thermique de l'écoulement dans les cavités ventilées est difficile à cause de l'interventions des différents paramètres dynamiques et physiques. Dans cet article nous présentons la modélisation via un code CFD de la ventilation mixte dans ce genre de configuration. Nous étudions en particulier les performances de la ventilation et cherchons à caractériser l'incidence de l'emplacement de la bouche d'extraction sur le confort thermique.

2. Configurations géométriques

Les configurations étudiées sont des cavités de mêmes dimensions de hauteur $H = 2.5 \text{ m}$ et de largeur $L = 2.5 \text{ m}$, équipées d'une ouverture d'entrée d'air de hauteur $H_{en} = 0.1 \text{ m}$, située en bas de la paroi gauche et d'une sortie de hauteur $H_s = 0.25 \text{ m}$ située à des endroits différents selon le cas (figure 1). Une telle configuration est souvent rencontrée dans les systèmes de ventilation des bâtiments [6-7]. Pour mieux gérer les apports de chaleur et à cause des effets positifs de l'inertie thermique sur les conditions intérieures [8], la paroi gauche (chauffée) est prise d'épaisseur $l = 0.5 \text{ m}$.

3. Conditions aux limites

Les conditions aux limites sont les mêmes dans tous les cas d'études afin de pouvoir comparer les paramètres du confort thermique et de choisir la configuration optimale selon ces paramètres. Toutes les parois sont considérées adiabatiques sauf la paroi gauche constitué d'un matériau en brique de terre de caractéristiques thermo-physiques ($\lambda_{mg} = 0.9 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \text{K}^{-1}$, $\rho_{mg} = 2500 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, $C_{pmg} = 1426 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \text{K}^{-1}$ et $\alpha_{mg} = 2.5 \times 10^{-7} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$) [9] qui est exposée à une densité de flux de chaleur $Q = 200 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ donnant un nombre de Grashof $Gr_H = 4 \times 10^{13}$. A l'entrée la vitesse de l'air est imposée $V_{en} = 0.57 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ avec $T_{en} = 300 \text{ K}$, $k_{en} = 3.85 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ et $\varepsilon_{en} = 0 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$ en restant dans la limite de la convection mixte. La condition de sortie sous fluent est de type « pressure-outlet » : $P_{sortie} = 0$ [10]. Cette condition résulte du théorème de Bernoulli (Local). Le débit de renouvellement d'air est donné par : $q_v = 3600 \int \vec{V} \cdot \vec{n} \cdot dS_{entrée} = 205,2 \text{ m}^3/\text{h}$ ce qui donne un taux de renouvellement très important pour le rafraîchissement ($\eta = q_v/\text{volume} = 54,72 \text{ [vol/h]}$)

4. Notions du confort thermique

Le confort des ambiances intérieures est difficile à quantifier. Il dépend de la sensation du corps humain, il peut être thermique, acoustique ou hygrométrique. Le confort thermique est régi par la température, la vitesse de l'air, l'humidité relative et la température moyenne. Il dépend de plusieurs indices physiques (pour simplifier la description de l'environnement thermique et des contraintes imposées par un environnement).

4.1. Température effective de tirage

La température effective de tirage (EDT) est l'un des premiers indices thermiques. Créé par Rydberg et Norback [11] puis modifié par Koestel et Tuve [12], il combine la température et la vitesse de l'air. Les valeurs de température effective de tirage comprises entre -1.7 et 1.1 ($-1.7 < EDT < 1.1$) caractérisent le confort thermique tandis que les valeurs EDT en dehors de cette plage représentent la zone d'inconfort thermique. Selon Koestel et Tuve [12], la température effective de tirage est définie comme :

$$EDT = (T_x - T_m) - 8(V_x - 0.15) \quad (1)$$

4.2. Efficacité de la distribution de la température ε_T

Pour mieux quantifier le confort thermique d'un volume ventilé, Awbi [13] a défini l'indice d'efficacité d'un scénario de ventilation ε_T . Cet indice est le rapport de la différence des températures entre l'air extrait T_s et l'air insufflé T_{en} par la différence entre la température moyenne de l'air intérieur T_m et la température de l'air insufflé. L'indice ε_T permet d'apprécier la capacité d'un système de ventilation à éliminer de la chaleur présente dans un domaine ventilé. Il est donné par la relation suivante :

$$\varepsilon_T = \frac{T_s - T_{en}}{T_m - T_{en}} \quad (2)$$

Où T_m est la température moyenne calculée à l'intérieur de la cavité par [10] :

$$T_m = \frac{1}{v} \int T dv. \quad (3)$$

Si $\varepsilon_T > 1$, on dit que la ventilation assure une évacuation efficace de la chaleur et si $\varepsilon_T < 1$, la ventilation n'évacue pas suffisamment la chaleur qui demeure à l'intérieur.

5. Simulation numérique

Les simulations numériques sont réalisées pour une géométrie et un écoulement d'air bidimensionnels en régime stationnaire turbulent. Le modèle 2D a été créé en utilisant le logiciel commercial Fluent® [10]. Le fluide est newtonien et incompressible sous l'approximation de Boussinesq et le transfert par rayonnement est négligé. Afin de simuler l'écoulement dans la cavité ventilée, le modèle de turbulence « k- ε RNG » a été choisi en raison de sa fiabilité dans les écoulements avec recirculation [14]. Le modèle k- ε RNG est basé sur le

concept de viscosité dynamique turbulente, où la viscosité μ_t est exprimée en fonction de l'énergie cinétique turbulente k et de son taux de dissipation ε : $\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$. Les constantes relatives à ce modèle sont trouvées analytiquement en utilisant la théorie RNG. $C_\mu = 0.0845$, $C_{\varepsilon 1} = 1.42$, $C_{\varepsilon 2} = 1.68$, $\sigma_T = 0.9$, $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\varepsilon = 1.3$.

La résolution des équations discrétisées est réalisée par l'algorithme « SIMPLEX » pour assurer le couplage pression-vitesse ; les termes de diffusion sont interpolés par un schéma spatial du second ordre et les termes de convection sont interpolés par le schéma « Upwind » du second ordre. Les propriétés thermo-physiques de l'air sont constantes à l'exception de la variation de la masse volumique du terme de flottabilité qui rend l'approximation de Boussinesq valable. La force de pesanteur est également prise en compte.

6. Résultats et discussion

6.1. Sensibilité au maillage

Nous avons réalisé plusieurs tests pour la configuration (entrée en bas – sortie en haut de la paroi droite) et cela pour la convection purement naturelle qui est physiquement très sensible au maillage et avec les mêmes conditions aux limites sauf à l'entrée où la condition est de type « pressure-inlet » qui résulte du théorème de Bernoulli (local) : $P_{entrée} = -\frac{1}{2}u_{entrée}^2$ et $Q = 347 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$. Le nombre de Grashof dans ce cas est de $Gr_H = 7 \times 10^{13}$. Nous avons créé trois grilles de maillage (100×107 ; 140×150 et 180×196) structurés, non uniformes et raffinés près des parois plus 90 cellules dans le mur solide suivant la direction x . En augmentant le nombre de cellules, nous remarquons que l'effet du maillage sur le champs thermique et dynamique devient négligeable, figure 2. A l'issue de ces résultats, nous avons retenu le maillage 140×150 pour toutes les simulations considérées avec une répartition judicieuse suivant la configuration.

6.2. Validation

Afin de tester le code CFD « Fluent 14.0 », nous avons pris une configuration de l'étude numérique de L. Koufi & al. [7]. Les deux configurations sont similaires en dimensions et en conditions aux limites. La simulation numérique a reproduit la structure globale monocellulaire de l'écoulement de la convection mixte turbulente dans la cavité ventilée, figure 3.

6.3. Influence de la position des ouvertures

Pour étudier l'influence de la position des ouvertures, nous avons examiné les résultats en termes de T_m , ε_T et EDT.

6.3.1. Températures à l'intérieur de la cavité

Les températures moyennes T_m de l'air à l'intérieur de la cavité en fonction de l'emplacement de la sortie d'air pour chaque configuration étudiée sont montrées sur la figure 4. L'écart moyen des températures moyennes entre les cas d'étude n'est pas considérable et ne

dépasse pas 1°C. Cet indice est insuffisant pour juger l'effet de l'emplacement de sortie sur le confort thermique dans la cavité.

6.3.2. Efficacité de la distribution de la température ϵ_T

La figure 5 montre l'évolution de l'efficacité ϵ_T pour chaque configuration. L'efficacité $\epsilon_T > 1$ pour toutes les configurations, la ventilation assure une évacuation efficace de la chaleur. La configuration 4 fournit la meilleure efficacité cela peut être expliqué du fait que l'air extrait provient d'un écoulement le long de la paroi gauche (chaude) et que, par conséquent la température de l'air extrait est élevée et l'efficacité de ventilation également (T_s élevée). La configuration 3 semble meilleure que les configurations 1 et 2 qui ont presque le même indice ϵ_T et cela à cause de l'emplacement des ouvertures de sortie qui sont très proches.

6.3.3. La température effective de tirage (EDT)

Afin de prévoir numériquement les zones de confort thermique, on a calculé l'indice EDT. D'après la formule (2), on voit que les effets de seulement deux paramètres de l'air, à savoir la température et la vitesse, qui ont été utilisées pour former cet indice. L'indice EDT montre une grande sensibilité de la température et de la vitesse de l'air sur la zone de confort thermique. L'indice EDT supérieur à +1.1 indique une zone d'inconfort chaud et lorsque EDT est inférieur à -1.7 on parle d'une zone d'inconfort froid. La figure 6 montre la zone de confort ainsi que le champ thermique pour chaque configuration en fonction de l'emplacement de la sortie. Dans toutes les configurations étudiées, on remarque une zone d'inconfort froid créée près de l'entrée qui s'étend le long du plancher (paroi basse de la cavité). La zone de confort dans la configuration 1 ne dépasse pas 1.25 m d'élévation. En outre, en raison de l'effet de jet d'entrée, une zone d'inconfort chaud est créée à partir de $y=1.25$ m. Dans la configuration 2, la zone de confort thermique s'étend jusqu'à 1.75 m d'élévation. Une zone d'inconfort chaud est créée en haut de la cavité et s'étend jusqu'à la sortie. La zone de confort thermique EDT pour le cas de la configuration 3 couvre jusqu'à presque 2 m d'altitude ($\approx 2/3$ de la cavité). Dans la configuration 4, la zone de confort thermique couvre presque toute la cavité sauf la zone du coin haut gauche à proximité de la sortie, où règne l'air chaud et la zone près du mur gauche. L'effet du jet d'entrée sur la zone d'inconfort thermique à proximité de l'entrée est très prononcé et s'étend de l'entrée à l'extrémité de la pièce le long du plancher. Ce cas illustre que tout le corps, à l'exception de la région des jambes, se trouve à l'intérieur de la zone de confort.

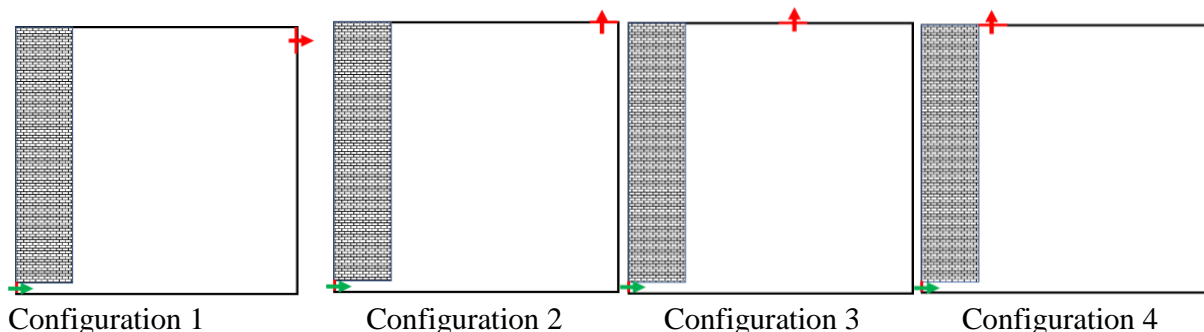


Figure 1 : Configurations géométriques

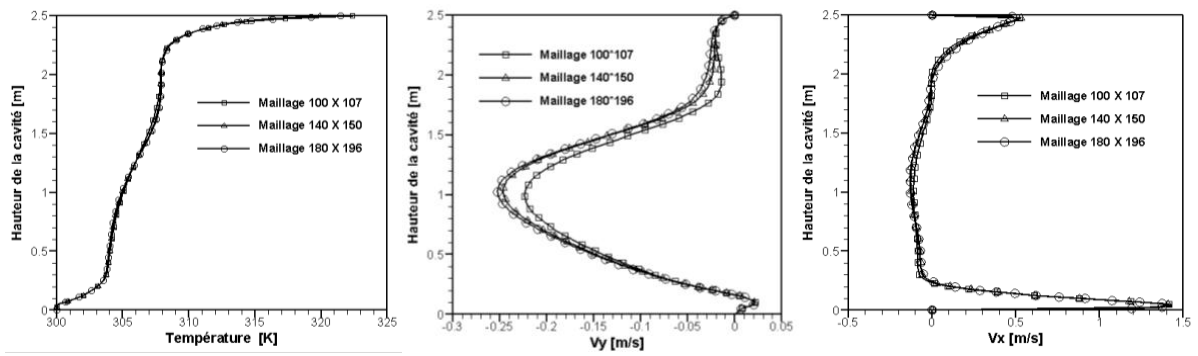


Figure 2 : Effet du maillage à mi-largeur de la cavité (à partir de la paroi gauche interne)

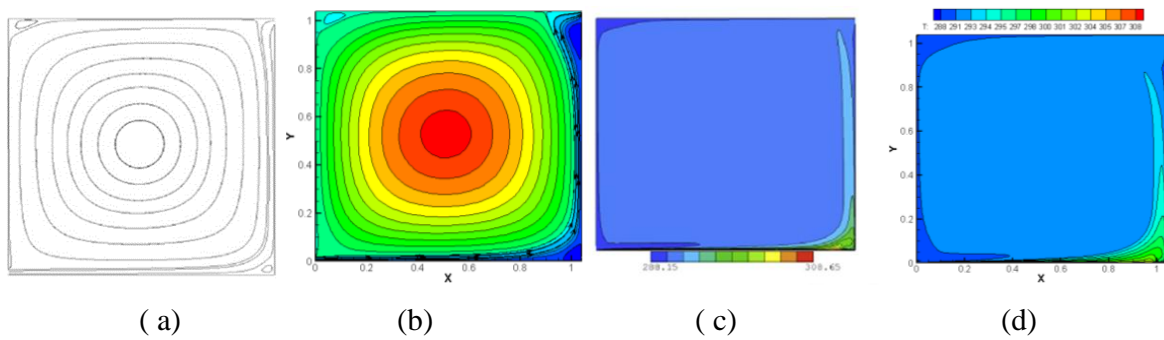


Figure 3 : Lignes de courant et isothermes à $Ra = 2.6 \times 10^9$. (a ; c) Etude numérique de L. Koufi & al. [7] ; (b ; d) nos résultats numériques.

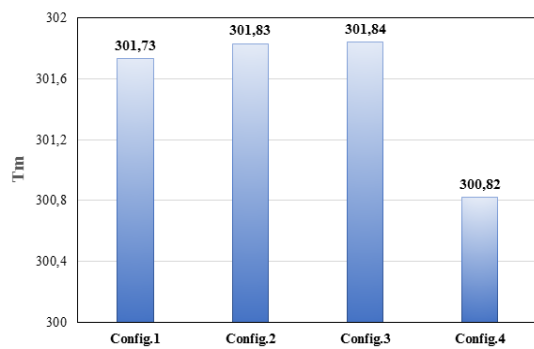


Figure 4 : Evolution des températures moyennes en fonction de l'emplacement des ouvertures de sortie

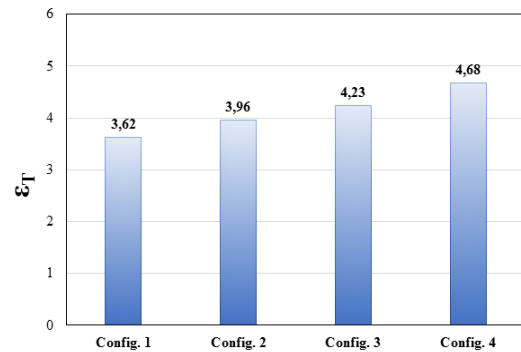
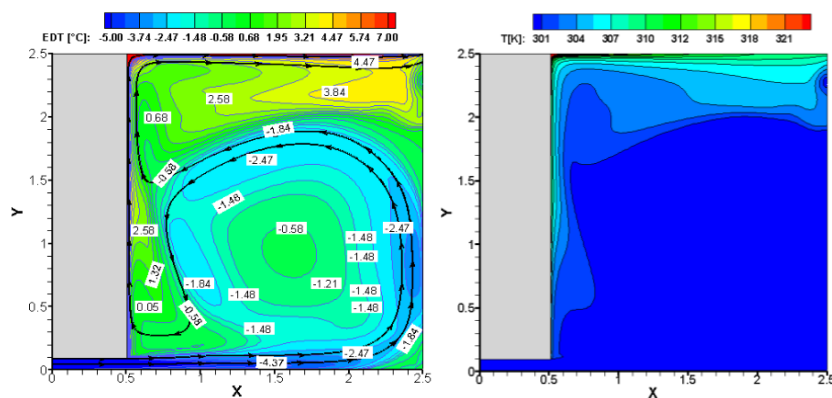


Figure 5 : Evolution de l'efficacité ϵ_T en fonction de l'emplacement des ouvertures de sortie



Configuration 1 ($T_m=301,73$ K ; $\epsilon_T = 3,62$)

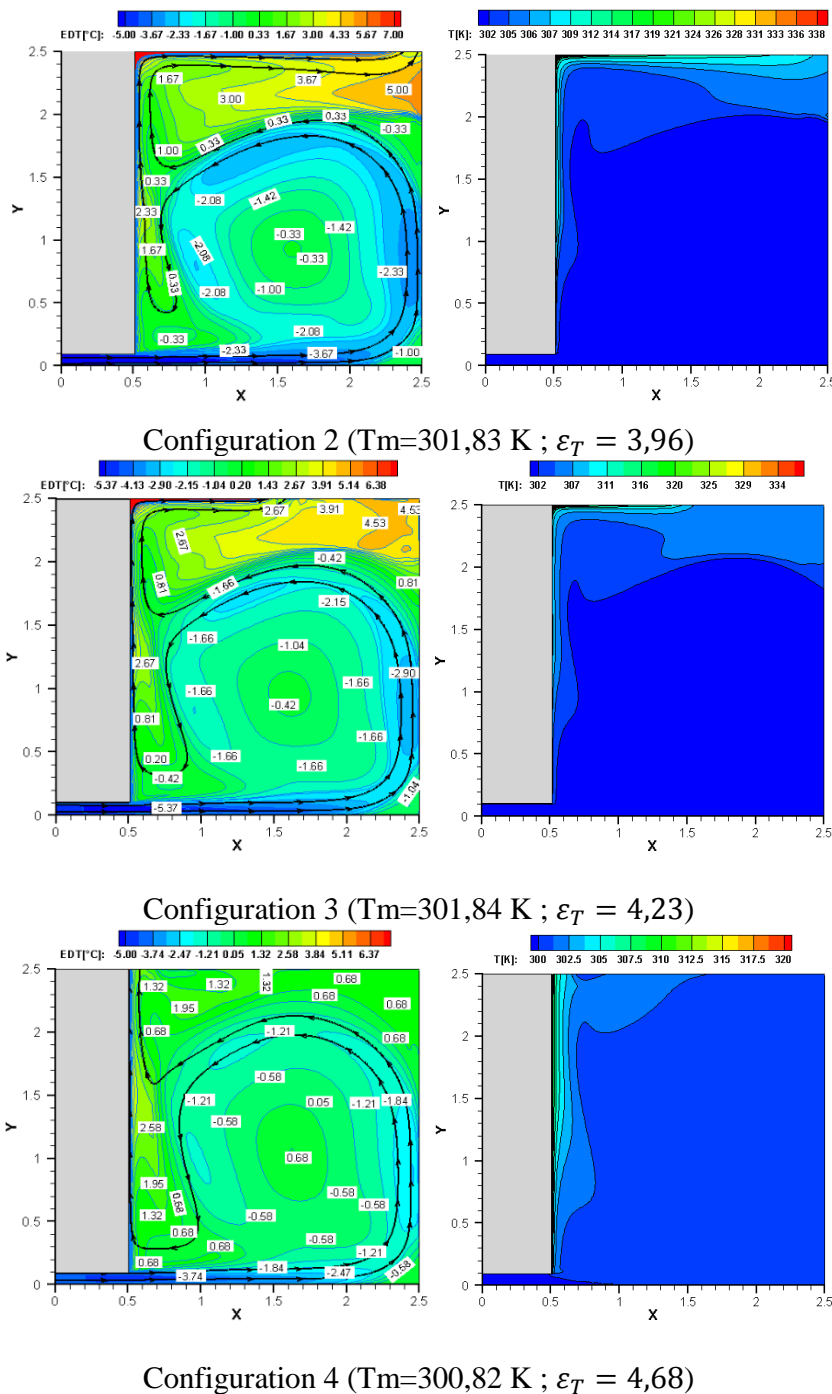


Figure 6 : Distribution des zones de confort thermique pour chaque configuration

7. Conclusion

Dans cette étude numérique, nous avons évalué les performances de la ventilation par convection mixte en fonction de l'emplacement de l'ouverture de sortie. Pour les quatre configurations choisies, nous avons calculé la température moyenne, l'efficacité de la distribution de la température et la température efficace de tirage. On a conclu qu'en terme d'efficacité, les quatre configurations ont des performances similaires ($\varepsilon > 1$). La configuration 4 offre la meilleure efficacité qui est à son tour liée à la température moyenne T_m la plus faible. Les résultats montrent que l'emplacement de l'ouverture de sortie joue un rôle important sur la distribution de l'air frais dans la cavité. On remarque que lorsque l'ouverture de sortie se rapproche de la source de chaleur, elle fournit une meilleure efficacité.

En termes des zones de confort thermique, l'indice EDT a un effet significatif sur la taille de la zone de confort. Les configurations 3 et 4 ont montré une meilleure zone qui couvrent presque les 2/3 de la cavité et qui s'étendent au-delà de 2 m de hauteur. Ces cas illustrent que tout le corps, à l'exception des jambes (la région inférieure de la cavité), se trouve à l'intérieur de la zone de confort. Les simulations numériques réalisées nous ont permis d'identifier deux indices de confort thermique parmi plusieurs indicateurs. En perspective, une étude paramétrique sera intéressante avec un traitement d'autres indices de ventilation.

Références

- [1] O. A. Sppänen, W.J. Fisk, M. J. Mendell. "Association of ventilation rates and CO₂ concentrations with health and other responses in commercial and institutional buildings", *INDOOR AIR*, 4 (1999), 226-252. Madeleine, Thermodynamique des ombres radiatives, *Int. J. Fond. Therm*, 48 (2012), 1939-1945.
- [2] P. V. Nielsen, A. Restivo, J. H. Whitelaw. "Buoyancy-affected flows in ventilated rooms", *Numerical Heat Transfer*, (1979) 2, 115:127.
- [3] Y. Sakamoto, Y. Matsuo. "Numerical predictions of three-dimensional flow in a ventilated room using turbulence models", *Appl. Math. Modelling*, (1980) 4, 67-72.
- [4] P. V. Nielsen. "Specification of a two-dimensional test case", International Energy Agency, Annex 20 (1990).
- [5] J. L. Izard. "Architecture d'été, construire pour le confort d'été". Aix-en-Provence ; Ed EDISUD (1993).. Gerbier, *Interaction fluide structures sous champ thermique pulsé*, Lieu de publication du livre, Editions de la Liberté (2004).
- [6] D. Blay, S. Mergui, C. Niculae. "Confined turbulent mixed convection in the presence of horizontal buoyant wall jet, fundamentals of mixed convection," *Heat Transf. Div.*, vol. 213, pp. 65–72, 1992.
- [7] L. Koufi, Z. Younsi, Y. Cherif, H. Naji "Numerical investigation of turbulent mixed convection in an open cavity: Effect of inlet and outlet openings"; *International Journal of Thermal Sciences* 116 (2017), 103-117.
- [8] O. Sidler, directeur de la Sté ENERTECH "L'inertie thermique en climat méditerranéen, Confort et consommations d'énergie", Montpellier, (Colloque du 15-05-2003).
- [9] S. Ait Kadi "Performances thermiques du matériau terre pour un habitat durable des régions arides et semi-arides", Mémoire de Magistère, Spécialité Architecture ; Option : Architecture et développement durable, Université de Tizi Ouzou, Algérie (2012)
- [10] FLUENT User's Guide, Fluent Inc., Release 14.0, November 2011.
- [11] J. Rydberg J and P. Norback, "Air Distribution and Draft", *ASHRAE Transactions* (1949) 55:225.
- [12] A. Koestel and G. L. Tuve. "Performance and Evaluation of Room Air Distribution Systems", *ASHRAE Transactions*, (1955) 61:533.
- [13] H. B. Awbi. "Ventilation of buildings", Second Edition. Spon Press (2003).
- [14] J. Bredberg, On two-equation eddy-viscosity models. Internal Report 01/8, Department of thermos fluid dynamics. Chalmers university of technology, Göteborg, Sweden (2001).

Modélisation CFD des performances thermiques d'un mur Trombe.

CFD analysis of the thermal performance of a Trombe wall.

Afef LARIBI^{*}, Sylvie BEGOT¹, Valérie LEPILLER¹, Yacine AIT-OUMEZIANE¹, Philippe DESEVAUX¹

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

^{*}(auteur correspondant : afef.laribi@univ-fcomte.fr)

Résumé – Cette étude concerne l'analyse des performances thermiques d'un mur Trombe couplé à un local. Elle est réalisée via un modèle numérique CFD 2D permettant de simuler le comportement thermique du mur Trombe en régime permanent. Le modèle CFD prend en compte les transferts par conduction, convection et rayonnement ainsi que la turbulence de l'écoulement d'air. Après une validation des simulations à partir de résultats issus de la littérature, une étude paramétrique de l'influence de la largeur des ouïes et de l'épaisseur de la lame d'air sur l'efficacité thermique du système est réalisée.

Mots-clés : Mur Trombe ; énergie solaire passive ; CFD ; convection naturelle ; transfert thermique conjugué

Abstract – This study concerns the analysis of the thermal performance of a Trombe wall coupled to a room. It is performed using a 2D CFD model to simulate the steady-state thermal behavior of the Trombe wall. The CFD model considers conduction, convection and radiation transfers as well as airflow turbulence. After validation of the simulations using results from the literature, a parametric study concerning the influence of the vents size and air gap depth on the thermal efficiency of the system is carried out.

Keywords: Trombe wall; passive solar heating; CFD; free convection; conjugate heat transfer

Nomenclature

e	épaisseur, m	ε	émissivité, -
H	hauteur, m	φ	densité de flux, W/m ²
L	largeur, m	σ	constante de Stefan-Boltzmann, W/m ² K ⁴
C_p	chaleur massique, J.kg ⁻¹ .K ⁻¹	Indices et exposants	
h	coefficient d'échange convectif, W.m ⁻² .K ⁻¹	v	vitrage
v	vitesse, m.s ⁻¹	la	lame d'air
T	température, °C	cn	corps noir
Symboles grecs		is	isolation
λ	conductivité thermique, W.m ⁻¹ .K ⁻¹	mm	mur massif
β	coefficient de dilatation thermique, K ⁻¹	o	ouïe
ρ	masse volumique, kg.m ⁻³	amb	ambiante
μ	viscosité dynamique, kg.m ⁻¹ .s ⁻¹	$cond$	conductif
α	absorptivité, -	$conv$	convectif
		rad	radiatif
		ext	extérieur

1. Introduction

Afin de réduire la consommation énergétique dans le secteur du bâtiment, considéré comme le secteur le plus énergivore en France avec 40 % de la consommation énergétique, les solutions énergétiques passives sont une piste de recherche prometteuse. En effet, les systèmes solaires passifs apparaissent comme une alternative intéressante pour répondre aux besoins énergétiques d'un bâtiment en permettant d'économiser jusqu'à 30 % de l'énergie consommée [1]. L'une des techniques passives les plus performantes réside dans l'utilisation de murs Trombe. Un tel mur est un système composé, de l'extérieur vers l'intérieur, d'un vitrage séparé d'une paroi stockeuse opaque par une lame d'air ventilée. Afin de favoriser les échanges thermiques convectifs, des ouïes sont installées en parties haute et basse de la paroi stockeuse. Son intégration au bâtiment vise à valoriser le rayonnement solaire en associant deux phénomènes physiques : l'effet de serre à travers un vitrage et l'inertie thermique du mur.

Les performances d'un système mur Trombe sont affectées par divers paramètres, tels que la taille des ouïes et l'épaisseur de la lame d'air. Différentes études ont été réalisées afin de déterminer les valeurs permettant d'obtenir la meilleure efficacité thermique du mur. Fadhil [2] a étudié expérimentalement un mur Trombe intégrant un local de hauteur 1,5 m. Il a montré qu'en faisant varier l'épaisseur de la lame d'air de 10 à 30 cm, l'efficacité atteint une valeur maximale pour une épaisseur de 15 cm et diminue au-delà. Corasaniti et al. [3] ont étudié un mur Trombe tronqué de 3 m de hauteur, muni d'ouïes de 20 cm de largeur. Cette étude a montré qu'une meilleure efficacité thermique est obtenue quand l'épaisseur de la lame d'air varie entre 25 et 30 cm. Liping et al. [4] ont confirmé, à travers une étude numérique, que la valeur optimale de l'épaisseur de la lame d'air est égale au (1/10) de la hauteur du mur et que la taille optimale des ouïes doit être égale au (3/20) de la hauteur en se basant sur la variation du débit massique. Toutefois, les résultats de la littérature méritent d'être complétés en étudiant un système complet mur Trombe et local, en se basant sur des critères globaux caractéristiques de l'efficacité thermique du système. Dans ce contexte, notre étude vise à développer un modèle numérique permettant de simuler le comportement thermique d'un système mur Trombe. Le comportement du mur Trombe en régime permanent est étudié via un modèle CFD en deux dimensions prenant en compte les transferts par conduction, convection et rayonnement ainsi que la turbulence de l'écoulement d'air. Ce modèle est utilisé pour une première étude paramétrique de l'influence de l'épaisseur de la lame d'air et de la taille des ouïes sur les performances thermiques du système mur Trombe.

2. Simulation numérique du mur Trombe

2.1. Description du modèle numérique

La simulation CFD (Computational Fluid Dynamics) est un outil d'investigation précieux permettant d'analyser des phénomènes thermiques et fluidiques complexes. Dans cette étude, le logiciel Ansys Fluent 19.1 a été utilisé afin de modéliser, en deux dimensions et en régime permanent, le comportement thermo-aérodynamique du mur Trombe intégrant un local.

Le système étudié (Figure 1) est un local formé de trois parois opaques en béton, chacune d'épaisseur 30 cm et d'une paroi semi-transparente d'épaisseur 6 mm. Le mur massif est en béton, recouvert d'une peinture noire d'épaisseur négligeable afin d'augmenter son absorptivité.

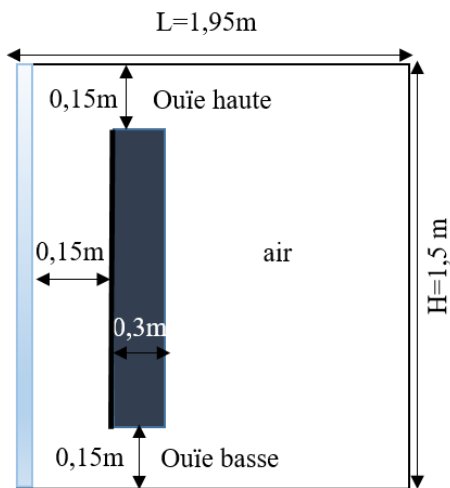


Figure 1 : Géométrie du cas test

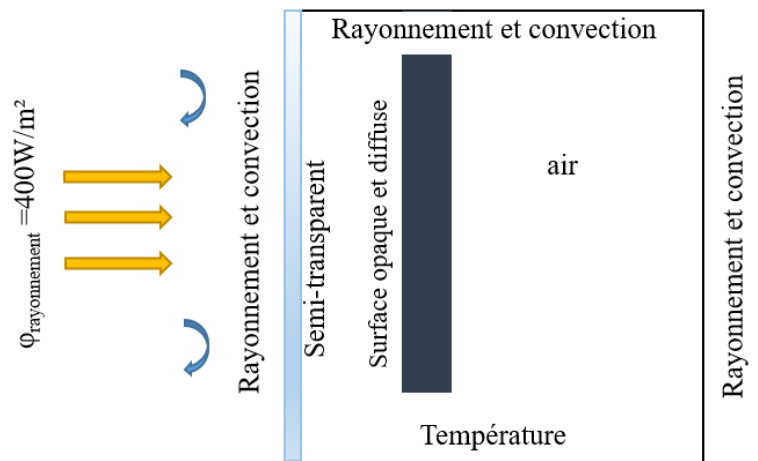


Figure 2 : Conditions aux limites du modèle

Le domaine d'étude, 2D, est délimité par le vitrage et les parois inférieure, supérieure et arrière du local. L'effet du milieu environnant est pris en compte sur la face arrière et la paroi horizontale supérieure. Celle-ci est donc soumise à une condition mixte de convection et de rayonnement. Une température fixe est considérée au niveau de la paroi horizontale inférieure. Au niveau du vitrage, le rayonnement solaire est pris en compte ainsi que les échanges superficiels convectifs avec le milieu extérieur. L'ensemble des conditions aux limites sont résumées sur la Figure 2.

Le coefficient d'échange convectif dans l'ambiance extérieure est calculé à partir de la vitesse du vent (donnée météorologique) en utilisant la corrélation suivante :

$$h_{ext} = 2.8 + 3 V_{vent} \quad [5] \quad (1)$$

Pour analyser le comportement thermo-aéraulique du système, les équations aux dérivées partielles régissant des lois de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie sont résolues par le biais de la méthode des volumes finis. L'écoulement de l'air au sein du système d'étude présente un caractère turbulent. En effet, son nombre de Rayleigh vaut $Ra = 7,06 \cdot 10^{12}$ dans nos conditions. Il est défini par :

$$\frac{g\beta\phi H^4 \rho^2 C_p^2}{\lambda^3} \quad (2)$$

La turbulence est prise en compte dans nos simulations en utilisant les modèles RANS k-epsilon RNG et k-oméga SST, modèles communément utilisés pour la simulation CFD de systèmes mur Trombe [6]. Les propriétés thermo-physiques (Tableau 1) des matériaux sont considérées comme constantes.

	λ W.m ⁻¹ .K ⁻¹	ρ kg.m ⁻³	C_p J.Kg ⁻¹ .K ⁻¹	μ Kg.m ⁻¹ .s ⁻¹	β K ⁻¹
air	0,024	Boussinesq	1006,43	$1,789 \cdot 10^{-5}$	0,0033
Vitrage	1,4	2500	750	-	-
Béton	1,7	2240	880	-	-

Tableau 1 : Propriétés thermo-physiques des matériaux

L'air est assimilé à un fluide incompressible, dont la masse volumique peut être calculée par l'approximation de Boussinesq :

$$\rho = \rho_0(1 - \beta(T - T_0)) \quad (3)$$

Où : T_0 est la température de référence, ρ_0 la masse volumique prise à la température de référence et β le coefficient de dilatation thermique calculé à la température de référence.

Le rayonnement solaire, source de chaleur du système, transmis à travers la paroi transparente qu'est le vitrage, est pris en compte en utilisant le modèle de rayonnement DO (Discrete Ordinate), permettant de résoudre l'équation des transferts radiatifs [7].

Les simulations sont réalisées en utilisant le solveur « Pressure-based coupled » pour le couplage pression-vitesse. Les équations de transports sont résolues avec un schéma de discrétisation du second ordre de type upwind, à l'exception de l'équation des transferts radiatifs (modèle DO) qui utilise une discrétisation au premier ordre. La convergence des calculs est obtenue lorsque les équations de continuité, de quantité de mouvement, d'énergie, de turbulence et de transfert radiatif présentent des résidus respectivement inférieurs à 10^{-3} , 10^{-3} , 10^{-6} , 10^{-3} , 10^{-6} .

2.2. Validation et étude de l'indépendance de la solution au maillage

Afin de s'assurer de la pertinence des résultats du modèle, nous les avons confrontés à des résultats issus de la littérature, avant de vérifier leur indépendance au maillage utilisé [8-10].

La confrontation avec la littérature est réalisée sur deux géométries simples (Figure 3), souvent rencontrés dans le cas de transferts thermiques conjugués. La première géométrie est une cavité rectangulaire présentant un rapport d'aspect important [8-9], de dimensions 0,076 x 2,18 m². La seconde géométrie est une cavité carrée de dimensions 0,75 x 0,75 m² [10].

La figure 3a présente la variation de la température sur la largeur de la cavité rectangulaire à une hauteur $y = 0,218$ m. Elle compare les résultats obtenus avec les deux modèles de turbulence testés à des résultats expérimentaux [8-9]. La variation de la température au milieu de la cavité carrée en fonction de la hauteur [10] est présentée dans la figure 3b. Les résultats montrent une sensibilité des résultats au modèle de turbulence utilisé, le modèle k-om SST semblant présenter la meilleure cohérence avec les résultats expérimentaux. C'est donc ce modèle qui sera utilisé dans la suite de cette étude.

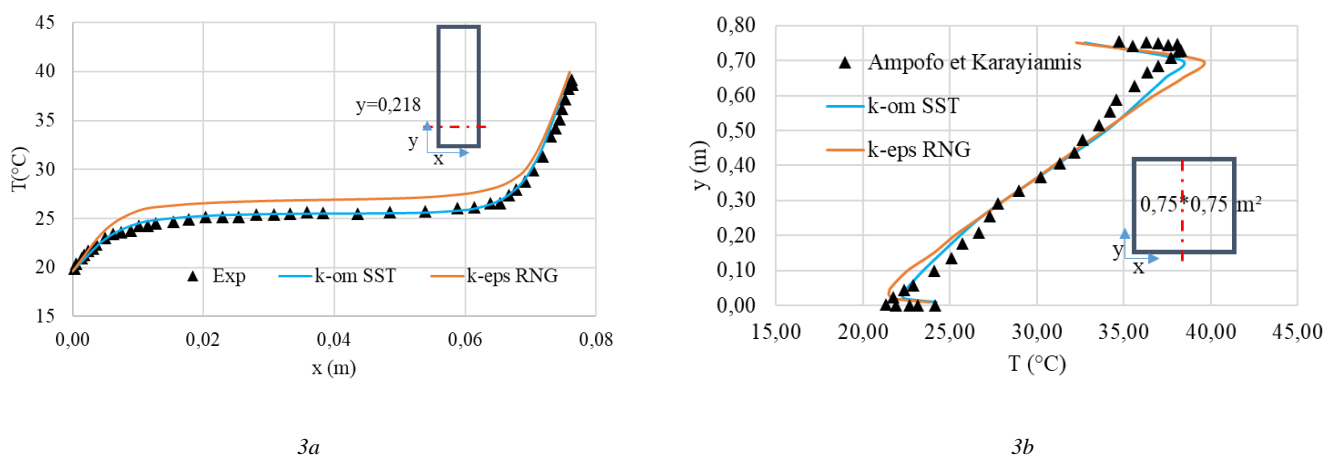


Figure 3 : 3a- Variation de la température en fonction de x en $y = 0,218$ m, 3b-Variation de la température en fonction de y en $x = 0,375$ m

A l'issue de cette étape, l'indépendance de la solution au maillage a été vérifiée sur la géométrie d'étude présentée sur la Figure 1. La variation de la vitesse moyenne au niveau de l'ouïe haute est utilisée comme critère afin de déterminer la taille de maillage adéquate (Figure 4). Il ressort de cette étude qu'un maillage avec un nombre d'éléments de 12 400 permet d'obtenir des résultats indépendants au maillage.

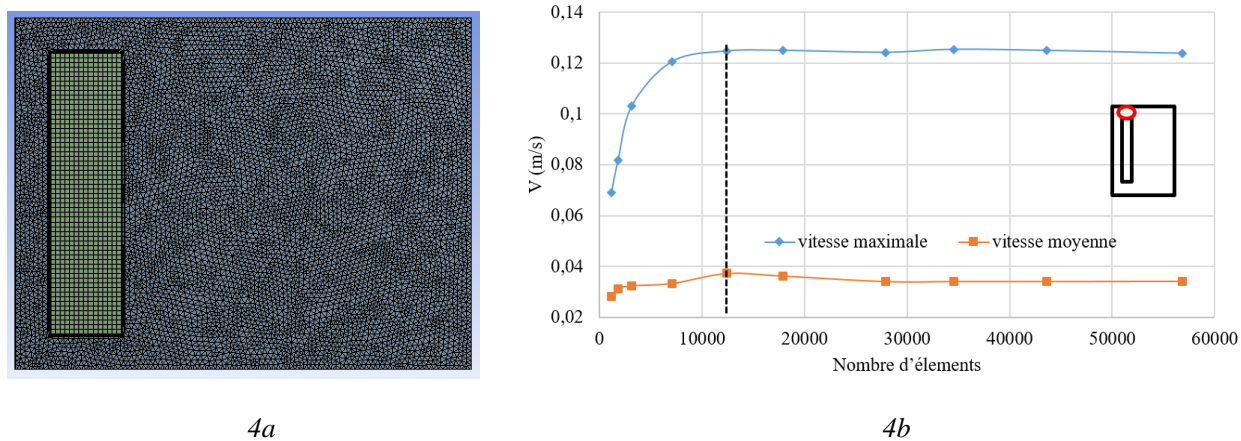


Figure 4 : 4a- Maillage du domaine d'étude , 4b- Variation de la vitesse moyenne au niveau de l'ouïe supérieure en fonction du nombre d'éléments du maillage

3. Résultats et discussion

3.1. Définition de l'efficacité

Des résultats relatifs à la configuration initiale (Figure 1) sont présentés sur les figures 5 et 6. Ils concernent les contours de température et de vitesse dans le domaine d'étude. On observe une stratification de température dans le local. Les vitesses dans la lame d'air les plus élevées se situent le long de la face externe du mur massif (zone la plus chaude du système) pour atteindre une valeur maximale de 0,19 m/s au niveau de l'ouïe supérieure. Les vitesses le long de la face interne du mur massif sont quant à elles très faibles.

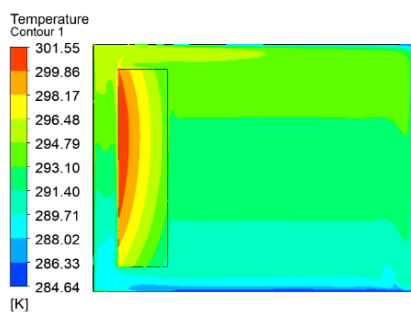


Figure 5 : Contours de température

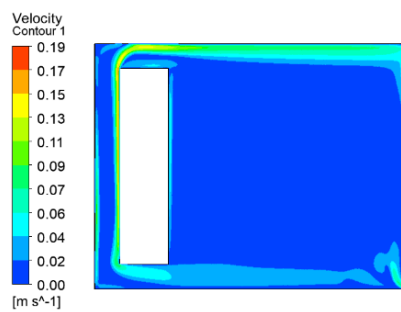


Figure 6 : Contours de vitesse

L'efficacité thermique η est un paramètre qui caractérise les performances thermiques du système mur Trombe. Il est défini comme le rapport de la somme des apports thermiques (conductif, convectif et radiatif) et l'énergie solaire reçus sur le vitrage $AI_{\text{solaire, incident}}$. L'apport thermique recouvre les quantités de chaleur apportée à l'air par conduction, convection et rayonnement (Eq 3-6). Ce paramètre est fréquemment utilisé comme indicateur de performance d'un mur Trombe [1].

$$\eta = \frac{Q_{cond} + Q_{conv} + Q_{rad}}{I_{solaire,incident}A} \quad (4)$$

$$Q_{conv} = \dot{m}C_p(T_{sortie} - T_{entrée}) \quad (5)$$

$$Q_{cond} = \frac{\lambda}{e} S_{échange}(T_{face\ externe} - T_{face\ interne}) \quad (6)$$

$$Q_{rad} = S_{échange}\sigma\epsilon_{mur\ massif}(T_{face\ interne}^4 - T_{local}^4) \quad (7)$$

Où T_{sortie} et $T_{entrée}$ sont les températures moyenne d'entrée et de la sortie d'air à travers les ouïes basse et haute, \dot{m} est le débit massique d'air traversant l'ouïe, $T_{face_externe}$ et $T_{face_interne}$ sont les températures moyennes au niveau de la face externe et la face interne du mur massif, T_{local} est la température moyenne du local.

3.2. Influence de la taille des ouïes

Nous avons analysé dans un premier temps l'effet de la taille des ouïes sur l'efficacité thermique du système, en considérant une épaisseur de la lame d'air égale à 0,15 m. Les figures 7 et 8 représentent respectivement les évolutions des échanges thermiques et de l'efficacité thermique en fonction de la taille des ouïes. Nous remarquons que l'échange conductif décroît linéairement de 50 à 25 W/m quand la taille des ouïes augmente. Cette décroissance s'explique par la diminution de la surface d'échange de mur d'une part et par la diminution de la température de la face externe de la paroi stockeuse d'autre part. L'échange convectif croît lorsque la dimension des ouïes augmente jusqu'à 0,2 m puis reste quasiment constant quand cette dimension devient plus importante. L'augmentation de la taille des ouïes permet de favoriser l'échange convectif puisque le débit d'air traversant les ouïes augmente avec leur taille. La quantité de chaleur échangée par rayonnement est faible et semble peu influencée par la taille des ouïes.

L'efficacité thermique augmente quand la taille des ouïes varie de 0,1 à 0,15 m avant de décroître sensiblement au fur et à mesure que la taille des ouïes augmente. L'efficacité thermique présente une valeur maximale de 16,5 % pour une largeur de l'ouïe de 0,15 m correspondant au 10^{ème} de la hauteur de mur, résultat en accord avec les valeurs de la littérature [1].

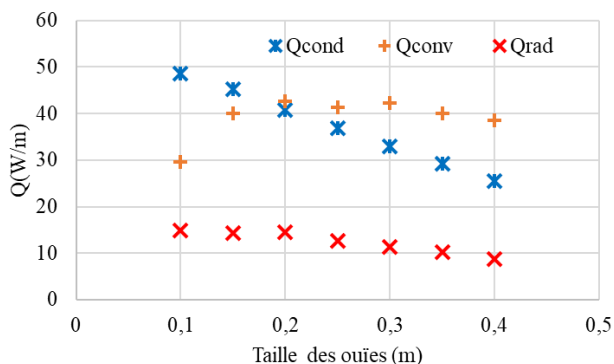


Figure 7 : Variation des échanges thermiques en fonction de la taille des ouïes

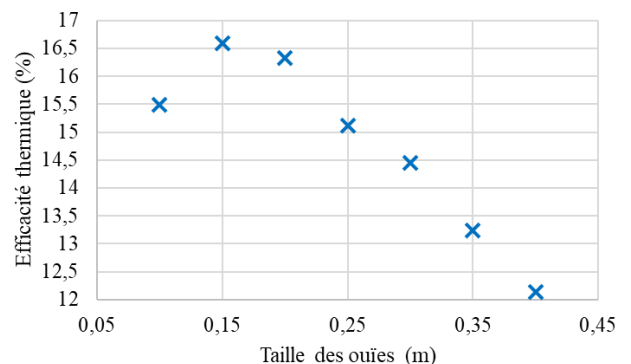


Figure 8 : Variation de l'efficacité thermique en fonction de la taille des ouïes

4. Conclusion

Cette étude concerne l'analyse des performances thermiques d'un mur Trombe couplé à un local. Elle est réalisée via un modèle numérique CFD 2D prenant en compte les transferts par conduction, convection et par rayonnement ainsi que la turbulence de l'écoulement d'air. Après une validation des simulations à partir de résultats issus de la littérature, le modèle CFD est utilisé pour étudier l'influence de la largeur des ouïes et de l'épaisseur de la lame d'air sur l'efficacité thermique du système mur Trombe. Il apparaît que l'augmentation de la taille des ouïes favorise l'échange par convection mais engendre une diminution des échanges par conduction et rayonnement. Nos résultats montrent qu'une largeur d'ouïe égale au 10^{ème} de la hauteur du mur conduit à la meilleure efficacité thermique. Concernant l'influence de l'épaisseur de la lame d'air, nos simulations montrent qu'augmenter cette épaisseur pénalise l'efficacité thermique du système.

Le développement d'un modèle CFD 3D instationnaire est actuellement en cours, ainsi que la réalisation d'une maquette expérimentale de système mur Trombe destiné à la validation des simulations. Ce modèle permettra une analyse systématique plus fine de l'influence des paramètres géométriques du système, des matériaux utilisés et de la présence d'ouvrants sur les performances thermiques du mur Trombe.

Références

- [1] Z. Hu, W. He, J. Ji, et S. Zhang, A review on the application of Trombe wall system in buildings , *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 70, p. 976-987, avr. 2017, doi: 10.1016/j.rser.2016.12.003.
- [2] E. Fadhil, effect of air gap width on the evaluation of the Trombe wall efficiency, *international review of Mechanical engineering (IREME)*, p. 7, 2019.
- [3] S. Corasaniti, L. Manni, F. Russo, et F. Gori, Numerical simulation of modified Trombe-Michel Walls with exergy and energy analysis, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 88, p. 269-276, nov. 2017, doi: 10.1016/j.icheatmasstransfer.2017.09.005.
- [4] L. Wang et A. Li, a numerical study of Trombe wall for enhancing stack ventilation in buildings, *23rd Conference on Passive and Low Energy Architecture*, p. 7, 2006.
- [5] J. A. Duffie et W. A. Beckman, *Solar Engineering of Thermal Processes, Fourth Edition*. 2013.
- [6] M. Swiatek, Etude de la convection naturelle et de la stratification thermique dans une cavité inclinée et chauffée au milieu : application aux capteurs solaires autostockeurs, thèse de doctorat de l'Université Grenoble Alpes, 2015.
- [7] *Ansys fluent 19R1 theory guide, Ansys Inc, 4944, 2019.*
- [8] P. L. Betts et I. H. Bokhari, Experiments on turbulent natural convection in an enclosed tall cavity , *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 21, n° 6, p. 675-683, déc. 2000, doi: 10.1016/S0142-727X(00)00033-3.
- [9] N. Benyahia, M. Aksouh, A. Mataoui, et H. F. Oztop, Coupling turbulent natural convection-radiation-conduction in differentially heated cavity with high aspect ratio, *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 158, p. 106518, déc. 2020, doi: 10.1016/j.ijthermalsci.2020.106518.
- [10] Y. Ji, CFD modelling of natural convection in air cavities, *CFD letters : An International Journal*, vol. 6, n° 1, Art. n° 1, mars 2014.

Modélisation thermique des bâtiments intégrant le BIM et la méthode des graphes.

Building thermal modelling integrating BIM and the Graph Method.

Mustapha OUHIMD^{123*}, Hassan BOUIA¹³, Christian OBRECHT¹², Frédéric KUZNIK¹² et Mathias BOUQUEREL¹³

¹BHEE Bâtiment Haute Efficacité Energétique, Laboratoire en commun entre EDF R&D TREE et le CETHIL

²CETHIL UMR5008, Centre d’Energétique et de Thermique de Lyon
9 Rue de la Physique, 69621 Villeurbanne, France

³EDF R&D Site des Renardières, Département TREE
Avenue des Renardières, 77250 Ecuelles - Moret-sur-Loing cedex, France

* (auteur correspondant : mustapha.ouhimd@insa-lyon.fr)

Résumé – Une nouvelle méthodologie est utilisée pour générer et simuler de façon générique un modèle de comportement thermique du bâtiment. Il s’agit de créer un modèle de graphe en langage Python (module NetworkX) en se basant sur les données géométriques et physiques disponibles (maquette BIM, ...), ce graphe permet de générer le jeu de matrices du système linéaire invariant pour la simulation numérique. Cette méthodologie est appliquée à un cas simple du bâtiment monozone et validée par comparaison avec un modèle de référence généré avec une chaîne d’outils déjà validée.

Mots-clés : thermique du bâtiment ; maquette BIM ; graphe NetworkX ; simulation numérique.

Abstract – A new methodology is used to translate and simulate in a generic way the building thermal models. It consists in creating a graph model in Python language (NetworkX module) based on available geometric and physical data (BIM mock-up...), this graph can generate the invariant linear system for numerical simulation. This methodology is applied to a simple case of a single zone building, and validated by comparison with a reference model generated by an already validated tool chain.

Keywords: building thermal models; BIM mock-up; Networkx graph; numerical simulation.

Nomenclature

c	chaleur massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	S	surface d’échange, m^2
e	épaisseur, m	T	vecteur des températures, K
h	coefficient d’échange, $W.m^{-2}.K^{-1}$	U	vecteur des sollicitations, K
t	temps, s		
x	coordonnée spatiale, m		
A	matrice associée au vecteur T , s^{-1}		
A'	matrice associé au vecteur T , $W.K^{-1}$		
B	matrice associée au vecteur U , s^{-1}		
B'	matrice associée au vecteur U , $W.K^{-1}$		
BIM	Building Information Model		
BEM	Building Energy Model		
C'	matrice des capacités, $J.K^{-1}$		
			<i>Symboles grecs</i>
		α	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$
		λ	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
		ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
			<i>Indices et exposants</i>
		p	pression, Pa

1. Introduction

La modélisation en thermique du bâtiment intégrant les maquettes numériques BIM est une nouvelle voie de création de modèles traduisant la thermique des bâtiments. Elle permet de

transformer une maquette BIM et les informations utiles qu'elle peut fournir, en un modèle thermique BEM à l'aide de chaînes d'outils spécifiques. La chaîne d'outils MyBEM anciennement appelée Merrubi en référence au projet ANR MERRUBI (Schumann et al., 2017) [1] permet entre autres de générer à partir du BIM, et de façon générique, un modèle BEM en langage Modelica [2] en utilisant la bibliothèque *BuildSysPro* [3] validée expérimentalement [4] et numériquement [5]. Des résultats de simulation peuvent être générés à l'aide d'un compilateur de code modelica (Dymola [6]). Cette chaîne a été utilisée dans le cadre des travaux appliqués à la modélisation énergétique des bâtiments à partir du BIM à l'échelle du quartier (Bouquerel et al., 2019) [7].

Dans ce contexte, cet article permet de présenter une nouvelle méthodologie de modélisation thermique du bâtiment en intégrant, d'une part, le BIM, et d'autre part, le module gratuit de Python nommé NetworkX [8] contenant les méthodes appliquées de la théorie des graphes.

Cette méthodologie consiste en la transformation de maquette BIM sous format gbXML [9] à l'aide de l'outil HélioBIM de la chaîne MyBEM, en un modèle thermique générique sous forme de graphe. Ce graphe est constitué de sommets représentant les points d'intérêt pour le calcul des températures (volume d'air, surface de paroi, interface entre les couches de matériaux...). Ces sommets sont interconnectés par des arcs caractérisant les flux thermiques entre eux (conduction, convection, renouvellement d'air, ponts thermiques, ...). Cela permet ensuite de construire le système linéaire invariant représentatif de l'état du bâtiment très facilement dans le cas d'échange radiatif linéarisé en grandes longueurs d'onde.

La faisabilité de cette méthodologie est vérifiée pour un cas d'usage simple par comparaison entre le modèle de graphe et le modèle de référence BuildSysPro. Cette comparaison est faite en deux temps, au niveau des matrices d'état et des résultats de simulation.

2. Outils et Méthodes

2.1. Modélisation thermique du bâtiment

2.1.1. Cas d'une paroi plane

L'échange thermique conductif est supposé monodimensionnel au sein de la paroi selon son épaisseur dans le sens des abscisses x . La paroi est caractérisée par des propriétés thermophysiques supposées invariantes : sa conductivité thermique λ , sa masse volumique ρ , sa capacité calorifique C_p (et donc sa diffusivité thermique $\alpha = \frac{\lambda}{\rho C_p}$). Les coefficients d'échange convectif sont supposés constants et linéarisés.

A l'instant $t=0s$: les ambiances de part et d'autre de la paroi à la température uniforme ($T_{ext,1} = T_{ext,2} = T_0$) sont soumises à des conditions de Fourier ou de 3ème espèce à flux convectif imposé. A instant $t>0s$: l'ambiance côté $x=e$ est à la température $T_{ext2} = T_1 \neq T_0$. Leurs coefficients d'échange convectifs sont h_1 et h_2 .

Le système d'équations à résoudre pour ce type de problème :

$$\left\{ \begin{array}{l} T(x, t = 0) = T_0 \\ -\lambda \frac{\partial T(x=0, t)}{\partial x} = h_1 (T_{ext1} - T(x=0, t)) \\ \lambda \frac{\partial T(x=e, t)}{\partial x} = h_2 (T_{ext2} - T(x=e, t)) \\ \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2} \end{array} \right. \quad (1)$$

Une couche de paroi d'épaisseur e est discrétisée spatialement en n mailles juxtaposables. Le traitement de la conduction thermique est simplifié à l'aide d'un modèle thermique constitué d'une capacité et deux résistances (R2C1) représentant chaque maille d'une épaisseur $\Delta x = e/n$.

2.1.2. Cas d'un local monozone

Le bilan sensible d'un local monozone est modélisé par des échanges thermiques qui se produisent à travers son enveloppe par conduction, convection, rayonnement (parois opaques et vitrages), ponts thermiques, renouvellement d'air, apports de chaleur dues aux charges internes (occupation, équipement, éclairage) et production de chauffage/climatisation.

Dans cet article, le bilan du local étudié (schématisé fig. 4 en bas) sera limité au transfert de chaleur linéarisé en grandes longueurs selon le modèle de paroi défini dans le paragraphe 2.1.1.

Une fois le problème défini (linéarisé et discrétisé), un graphe composé de sommets et d'arcs peut être créé, où les sommets correspondent aux nœuds capacitifs de mailles et de zones thermiques ambiantes, et les arcs caractérisent l'échange thermique entre deux nœuds adjacents (entre mailles courantes ou entre une maille superficielle et sa zone adjacente) comme le montre les figures 3 et 4. On peut attribuer les températures (K) aux sommets et les conductances thermiques (W/K) aux arcs.

Le nombre de sommets est égal à la somme de nœuds de mailles et de zones. La numérotation de graphe se fait de manière croissante, en commençant par les nœuds de zones puis les nœuds de mailles des parois par incrémentation de l'extérieur vers l'intérieur.

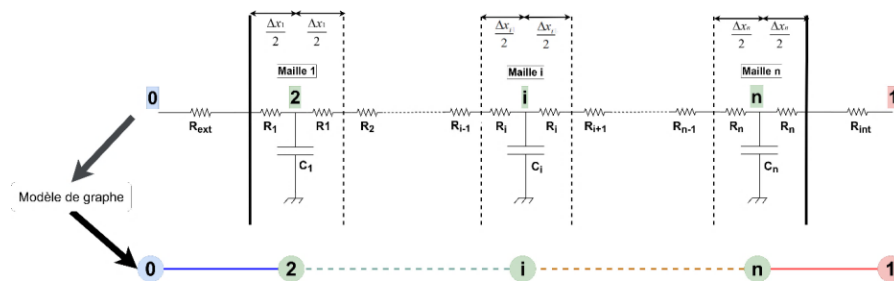


Figure 3 : Graphe représentatif de la discrétisation du système d'équation (1) d'une paroi

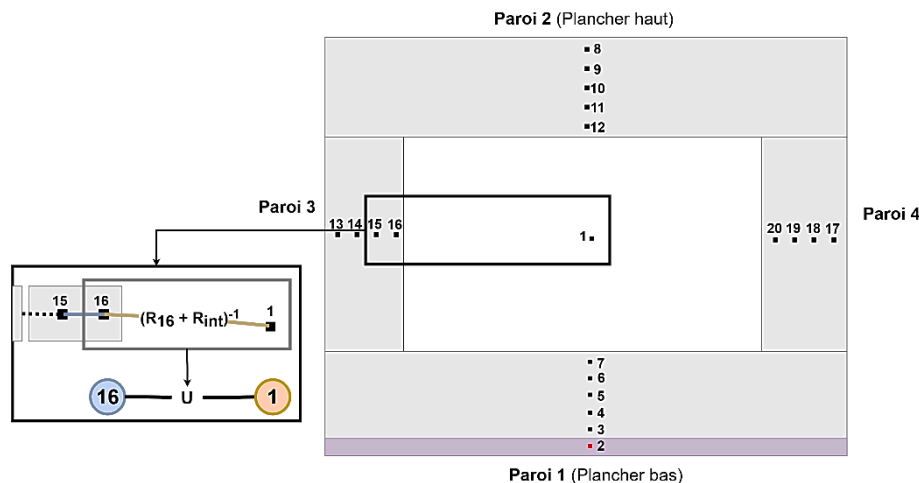


Figure 4 : Représentation d'un arc entre deux sommets dans le graphe (entre le nœud de la zone d'air intérieure et le nœud de la maille superficielle d'une paroi côté intérieure)

À partir d'un modèle de graphe, une représentation d'état du bâtiment sous forme d'un système linéaire invariant d'ordre n (nombre de nœuds capacitifs) peut être générée (voir équation 2).

$$\begin{cases} \mathbf{C}' \frac{dT}{dt} = \mathbf{A}'T + \mathbf{B}'U \\ \frac{dT}{dt} = \mathbf{A}T + \mathbf{B}U \end{cases} \quad (2)$$

où T est le vecteur des températures, $\mathbf{A}'=[\mathbf{a}_{ij}]$ est une matrice d'état carrée (tri-diagonale dans le cas d'un mur) d'ordre n , $\mathbf{B}'=[\mathbf{b}_{ij}]$ est une matrice de commande, $\mathbf{C}'=[\mathbf{c}_i]$ est une matrice des capacités diagonale carrée d'ordre n et U est le vecteur des sollicitations (température extérieure). La méthode de résolution numérique présentée dans le paragraphe 2.2.4 permet de

lancer la simulation numérique et générer les températures calculées des nœuds, qui seront attribuées directement aux sommets correspondants dans le graphe.

2.2. Modélisation informatique

2.2.1. Chaîne d'outils MyBEM

Dans ce travail, nous avons utilisé l'outil d'analyse de données HélioBIM issu de la chaîne MyBEM. Les différentes étapes de cette chaîne sont illustrées dans la figure 5.

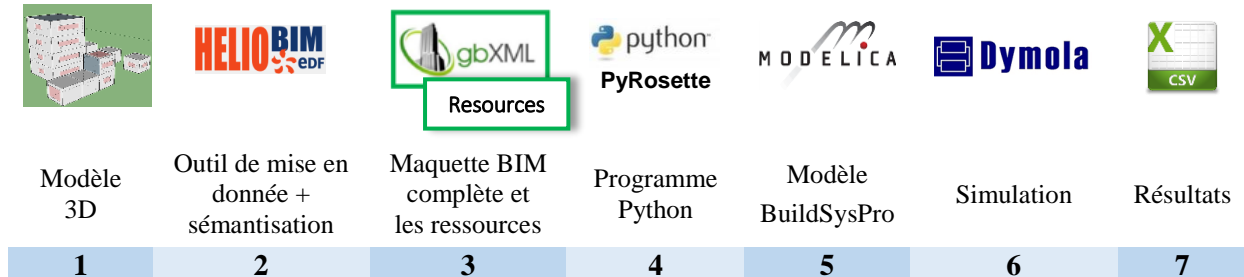


Figure 5 : Chaîne d'outils de modélisation énergétique MyBEM

2.2.2. Méthode des graphes appliquée à la thermique du bâtiment

À partir d'un ensemble de fichiers (maquette BIM complète + ressources) généré dans l'étape 3 de la chaîne MyBEM, la méthode des graphes, via le module NetworkX de Python, est utilisée pour créer un graphe permettant de générer les matrices d'état du système étudié comme le montre la figure 6.

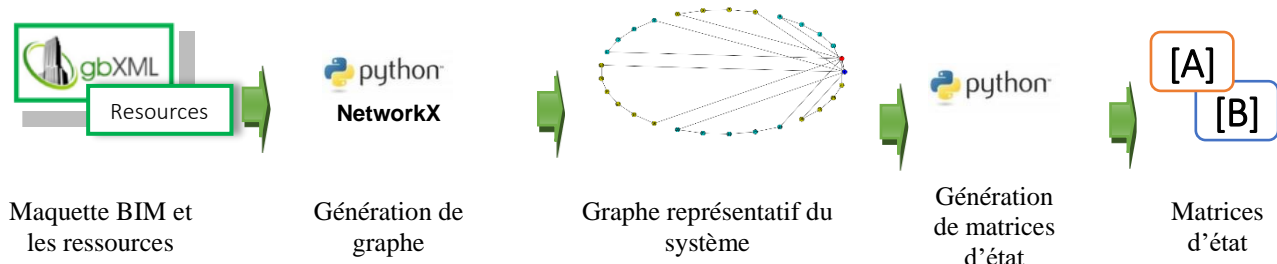


Figure 6 : Modélisation thermique intégrant la méthode des graphes en utilisant l'outil Héliobim

2.2.3. Génération des matrices d'état à partir d'un modèle BuildSysPro

À partir d'un modèle BuildSysPro généré dans l'étape 5 de la chaîne MyBEM, la fonction *Linearize* de Dymola permet de générer les matrices d'état correspondantes. Ces matrices sont exploitées par la suite pour une comparaison avec les matrices générées à partir de modèle de graphe comme le présente le processus décrit dans le paragraphe 2.2.2.

2.2.4. Génération des résultats de simulation à partir d'un système linéaire invariant

À partir de matrices d'état traduisant la thermique du système, de vecteur de sollicitations et de variable/es d'intérêt(e)s défini(s) (température de zone dans notre cas), la méthode *StateSpace* de Dymola permet de former le système linéaire invariant à résoudre et de générer les résultats de simulations.

2.2.5. Comparaison des matrices d'états des deux modèles thermiques étudiés

Afin de comparer deux matrices ($M_{(\text{graphe})}$, $M_{(\text{buildSysPro})}$) générées avec la bibliothèque *NumPy* de Python, nous avons utilisé les indicateurs présentées dans le tableau 1.

Ecart (E)	: $E = M_{(\text{buildSysPro})} - M_{(\text{graphe})}$
Ecart relatif (ER)	: $ER = E / M_{(\text{graphe})}$
Ecart absolu (EA)	: $EA = E $
Ecart relatif absolu (ERA)	: $ERA = ER $

Ecart absolu maximal (EAM)
Ecart relatif maximal (ERM)

$$: \text{EAM} = \text{maximum}(| E |)$$

$$: \text{ERM} = \text{maximum}(| ER |)$$

Tableau 1 : Expressions des indicateurs statistiques pour le calcul des écarts

2.2.6. Comparaison des résultats des deux modèles thermiques

Afin de comparer les résultats de simulation, les matrices d'état correspondantes aux deux modèles étudiés sont injectées dans le modèle Modelica illustré par la figure 7, et qui intègre la méthode décrite dans le paragraphe 2.2.4, ce qui permet d'éliminer l'erreur due au solveur. L'entrée des modèles est soumise à une sollicitation représentée par la température de l'air extérieur. En sortie, trois courbes sont générées représentant les résultats de simulation des deux modèles ($y_matPython$ et $y_matDymola$) et l'écart correspondant ($y_Dif_Dym_Pyth$).

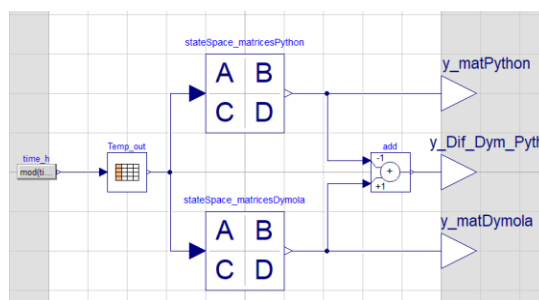


Figure 7 : Modèle Modelica pour la simulation numérique à partir des systèmes d'état des deux modèles étudiés (Graphe et BuildSysPro)

2.2.7. Programme informatique

Le programme s'exécute dans un environnement de codage Python, La figure 8 illustre le processus global du programme:

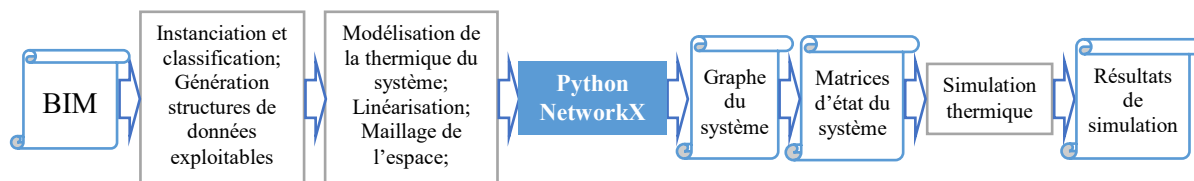


Figure 8 : Processus global du programme pour la génération des résultats de simulation thermique intégrant le BIM et la méthode des graphes.

3. Résultats

3.1. Cas d'usage : Zone d'air simple

3.1.1. Données géométriques et matériaux

Le cas d'usage traité dans le cadre de cet article est un local monozone en béton sous la forme d'un cube de 125m³ (5x5x5), toutes les parois donnent sur l'extérieur. Le local ne possède pas de baies ni d'un système de chauffage.

Une isolation par l'extérieur (ITE) est appliquée au plancher bas, le matériau d'isolation utilisé est la laine de verre (LV). La construction des parois et les propriétés thermophysiques des matériaux utilisés sont présentées dans les tableaux 2 et 3.

	Matériau	Epaisseur (cm)
Plancher bas	Béton	20
	LV (ITE)	6
Mur	Béton	15
Plancher haut	Béton	20

Tableau 2 : Construction des parois

	Béton	LV
Conductivité (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	1,740	0,038
Densité (kg.m ⁻³)	2200	40
Chaleur massique (J.kg ⁻¹ .K ⁻¹)	1200	1030

Tableau 3 : Propriétés thermophysiques des matériaux

3.1.2. Données météorologiques

Le site météorologique choisi pour ce cas est paris Montsouris.

Le fichier météo du site utilisé contient des données typiques pour la période 1961-1990 (données historiques Meteonorm). Ce fichier est exploité par l’outil HélioBIM pour générer un fichier au format [.csv] exploitable de façon générique par le programme informatique.

La donnée climatique exploitée est la température de l’air extérieur, son évolution pour une année et un pas de temps horaire est illustré comme le montre la figure 9, et ses valeurs minimales, maximales et moyennes sont présentées dans le tableau 4.

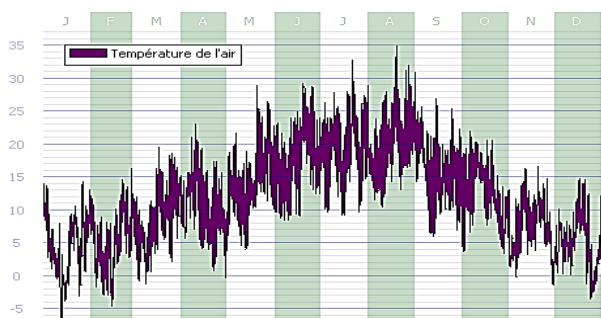


Figure 9 : Température de l’air extérieur (en °C) en fonction de temps (en heures)

Température de l'air extérieur (°C)	
minimum	-7,0
maximum	34,9
moyenne	11,9

Tableau 4 : Valeurs minimales, maximales et moyennes

3.1.3. Graphe du système

Le processus décrit précédemment dans le paragraphe 2.2.2 est appliqué à la zone étudiée, le graphe généré est illustré comme le montre la figure 10.

Le graphe représente les 29 nœuds du système. Le sommet '0' coloré en bleu et le sommet '1' coloré en rouge représentent respectivement la température des nœuds d’air extérieur et intérieur, et les sommets numérotés de '2' à '28' représentent les températures des nœuds associés aux mailles des parois avec une affectation de la même couleur aux mailles d’une même paroi.

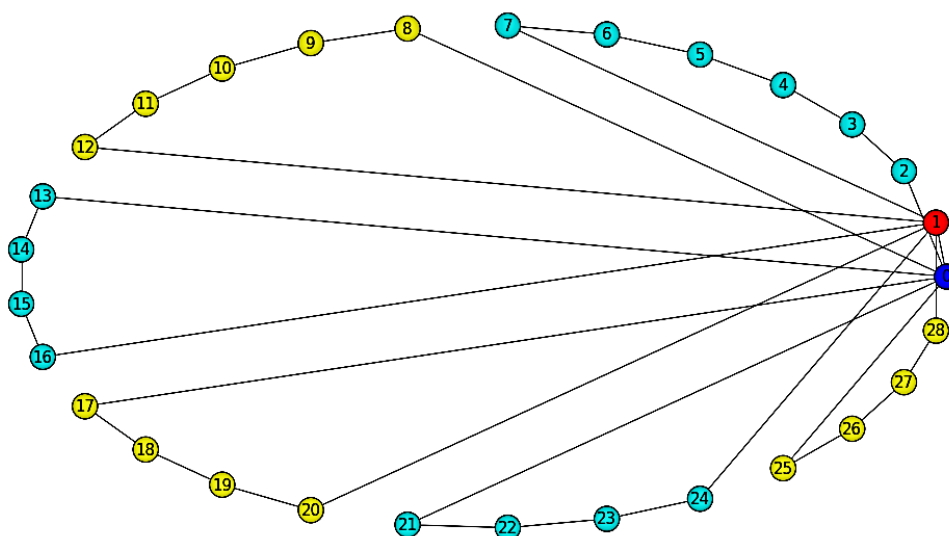


Figure 10 : Graphe représentatif de l’état thermique du système

3.1.4. Simulation et comparaison entre un graphe et un modèle BuildSysPro

Les données de simulation utilisées sont présentées dans le tableau 5.

Maillage	6 mailles pour le plancher bas, 5 pour la toiture et 4 pour les murs
Variable d'intérêt	Température de la zone d'air intérieur
Intervalle de simulation	Annuel
Pas de temps	horaire

 Tableau 5 : *Données de simulation utilisées pour la zone étudiée*

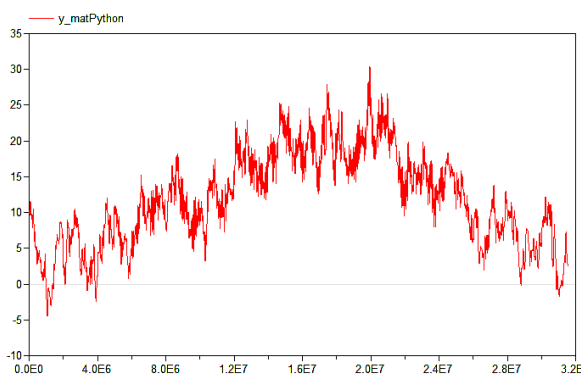
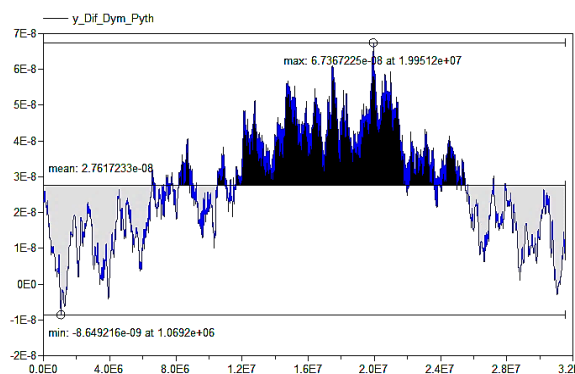
A partir du système d'état (voir le système d'équation 2), les écarts présentés dans le tableau 6 sont générés en utilisant les indicateurs définis dans le paragraphe 2.2.5.

	Matrice A	Matrice B
Ecart absolu maximal (s⁻¹)	1.38 e-12	4.91 e-09
Ecart relatif maximal (%)	5.73 e-10	1.06 e-05

 Tableau 6 : *Ecart relatif maximal entre les matrices générées à partir des deux modèles*

Ces écarts correspondent à la différence algébrique entre les matrices A et B générées avec les deux méthodes. Leurs très faibles valeurs sont dues à l'élimination de l'erreur de modélisation, en utilisant les mêmes données d'entrée (maillage spatial, coefficients d'échange, etc.), la seule erreur restante est due à la mémoire machine utilisée par l'environnement des deux outils (Python/Graphe et Dymola/BuildSysPro).

La température de la zone étudiée a été calculée à partir des matrices des deux modèles (graphe et BuildSysPro) en utilisant la méthode présentée dans le paragraphe 2.2.6, le résultat généré à partir du graphe est illustré par la figure 11 et l'écart de température entre les résultats des modèles est illustré par figure 12.


 Figure 11 : *Température de la zone (en °C) calculée à partir du graphe NetworkX en fonction de temps (en secondes)*

 Figure 12 : *Ecart de température entre les deux modèles (Graphe et BuildSysPro) en fonction de temps (en secondes)*

Ecart moyen (K)	2.76e-08
Ecart maximal absolu (K)	6.74e-08

 Tableau 7 : *Ecart moyen et écart relatif maximal absolu entre les deux résultats obtenus*

Les comparaisons aux niveaux des matrices d'état (tableau 6) et des résultats de simulation (tableau 7) permettent de valider le programme intégrant la maquette BIM et la méthode des graphes pour ce cas d'usage simple (cube monozone). Finalement, on obtient un graphe complet et validé où les conductances thermiques et les températures calculées sont attribuées respectivement aux arcs et aux sommets.

4. Discussion

L'objectif principal de la méthodologie proposée était de vérifier la faisabilité de la conversion d'un modèle 3D ou d'un modèle d'énergétique du bâtiment en un modèle de graphe dédié à la simulation thermique. Il semble que l'approche utilisée à cette fin permet d'atteindre cet objectif de manière automatique pour un cas d'usage simple.

L'utilisation de maquettes numériques BIM permet d'accroître cette automatisation, à laquelle s'ajoute l'importance des outils de sémantisation qui génèrent et réinitialisent ces maquettes.

Il apparaît donc que l'utilisation de la méthode des graphes représente une approche intéressante pour faciliter la modélisation de problèmes complexes, notamment celui de l'énergétique des bâtiments. En effet, cette approche, via le module NetworkX gratuit de Python, permet d'analyser des chemins entre les nœuds grâce à sa connexité, de générer des jeux de matrices traduisant la thermique du système et d'utiliser un mode d'affichage adapté (circulaire, aléatoire, arborescence, etc.).

De plus, le développement d'un programme informatique intégrant le processus complet offre une démarche automatisée permettant de simplifier considérablement le travail d'un modélisateur.

5. Conclusion

Dans cet article, l'utilisation de la théorie des graphes appliquée à la thermique des bâtiments a été présentée comme une solution à l'un des problèmes de la modélisation énergétique des bâtiments, qui est d'optimiser le processus de création de modèles allant d'une maquette BIM jusqu'aux résultats d'intérêt.

Actuellement, le programme développé est limité à un format gbXML spécifique à la thermique du bâtiment généré par l'outil HélioBIM, et il n'intègre pas les systèmes énergétiques.

Enfin, cette méthodologie peut être considérée comme une étape d'un nouveau concept général, qui consiste à mieux exploiter un graphe et l'appliquer à d'autres études, une analyse des nœuds critiques et l'influence réciproque des zones thermiques les unes sur les autres. L'application de cette méthode à des études plus complexes sera l'objet d'un prochain article.

Références

- [1] M. Schumann, T. Duforestel, H. Bouia, M. Bouquerel, M. Brun, A. Ribault, T. Leduc, N. Hoyet, M. De Fouquet, E. Dufrasnes, J-M. Sonnet, R. Lécussan, G. Rusaouen, Interdisciplinary around design tools for new **buildings** and districts : the ANR MERRUBI project, *Proceeding of PLEA*, (Edinburgh, 2017), SCRIBD, pp 2148-2155.
- [2] <https://www.modelica.org/modelicalanguage> (site consulté le 18/01/2021)
- [3] <https://github.com/EDF-TREE/BuildSysPro> (site consulté le 18/01/2021)
- [4] Bontemps, S., Kaemmerlen; A., Blatman, G., Mora, L. (2013). Reliability of dynamic simulation models for building energy in the context of low-energy buildings. *Proceedings of the 13th IBPSA Conference*. (Chambery, France, 26th-28th August 2013). Building Simulation 2013, Springer, pp 1952-1959.
- [5] Plessis G., Kaemmerlen A., Lindsay A. (2014). BuildSysPro: a Modelica library for modelling buildings and energy systems. *Proceedings of the 10th International Modelica Conference*. (Lund, Sweden 10th-12th March 2014), pp 1161-1169.
- [6] <https://www.3ds.com/fr/produits-et-services/catia/produits/dymola/> (site consulté le 18/01/2021).
- [7] M. Bouquerel, S. Bermes, A. Brun, H. Bouia, R. Lécussan, B. Charrier, Building Energy Modeling at District Scale through BIM Based Automatic Model Generation – Towards Building Envelope Optimization, *Proceedings of the 16th IBPSA Conference*. (Rome, 2nd-4th September 2019). Building Simulation 2019. Springer, pp 3676-3683.
- [8] Aric A. Hagberg, Daniel A. Schult and Pieter J. Swart, “*Exploring network structure, dynamics, and function using NetworkX*”, in Proceedings of the 7th Python in Science Conference (SciPy2008), G ael Varoquaux, Travis Vaught, and Jarrod Millman (Eds), (Pasadena, CA USA), pp. 11–15, Aug 2008
- [9] Green building XML, www.gbxml.org (site consulté le 18/01/2021)

Thème 6

Thermique appliquée - échangeur

Multi-objective design optimization of a hybrid renewable energy system	361
Modélisation numérique et intégration d'un désorbeur à plaques et films tombants dans un prototype de machine à absorption eau-ammoniac	369
Vaporisation ascendante d'un mélange binaire d'HFC dans un passage d'ailettes décalées	377
Optimisation des paramètres d'un échangeur de chaleur avec agitateur par la méthode taguchi et l'algorithme génétique	385
Analyse du profil de température et de création d'entropie dans un évaporateur à film tombant	393
Optimisation d'un microéchangeur à partir d'un bilan entropique	401
Étude des performances de climatiseurs individuels en climat tropical	409

Multi-objective design optimization of a hybrid renewable energy system

Sonja KALLIO¹, Monica SIROUX^{1*}

¹INSA Strasbourg ICUBE Strasbourg University, Strasbourg, France

* (Corresponding author: monica.siroux@insa-strasbourg.fr)

Abstract - A photovoltaic-thermal (PVT) collector is a solar-based micro-cogeneration system which generates simultaneously heat and power for buildings. Thermal and electrical energy storages are coupled with the PVT collectors to support fluctuating energy production in order to meet a certain energy demand. To maximize the self-consumption of renewable energy sources, the optimal size of the hybrid energy system components has to be determined. In this paper, a solar energy system is modelled and a genetic algorithm (NSGA-II) is used to obtain a Pareto front of optimal design solutions for decision makers.

Keywords: renewable energy, photovoltaic-thermal, micro cogeneration, multi-objective optimization, hybrid energy system

Nomenclature

A	area, m ²	$(\alpha\tau)$	effective absorbance
C_B	battery capacity, kWh	β	temperature coefficient; %/K
c	specific heat, J/(kg K)	<i>Index and exponent</i>	
G	solar irradiation, W/m ²	a	absorber
h	heat transfer coefficient, W/(m ² K)	aux	auxiliary boiler
I	investment, (€)	B	battery
m	mass, kg	CD	conduction
\dot{m}	mass flow rate, kg/s	ch	charging
NSGA	non-dominated sorting genetic algorithm	CV	convection
P	power, W	dis	discharging
Q	heat flux, W	e	environment
R	reliability	f	coolant fluid
r_c	packing factor of collector	g	glass cover
SOC	State-of-Charge	i	insulation
T	temperature, K	L	load
t	time, s	pv	photovoltaic
V	storage volume, m ³	RD	radiation
<i>Greek symbols</i>		t	tube bonding
η	efficiency	TS	thermal storage
α	absorbance		

1. Introduction

The building sector has a high impact on greenhouse gas emissions and final energy consumption in the European Union (EU) by being the largest energy end-use sector with a share of 41% [1]. The micro combined heat and power (micro-CHP) units produce simultaneously heat and electricity from a single fuel source at high efficiency and close to the consumption point for building use. The units are referred up to 15 kW of electrical power [2]. The renewable energy based micro-CHP systems are in the key role in reaching the primary energy and pollutant emissions reduction targets of the EU [3].

The photovoltaic-thermal (PVT) collector is a solar-based micro-cogeneration unit which produces electricity by the PV module and useful heat by cooling the PV module with a coolant fluid. This leads to increase overall system efficiency but also an increasing electrical efficiency due to the decreased operation temperature of the PV module [4]. Liang et al. [5] studied the performance of PVT collectors connected in series. They performed numerical and experimental study, in which 6 PVT collectors were connected in series resulting to total amount of 36 collectors. They analyzed coolant fluid outlet temperature, PV temperature, and electrical and thermal efficiencies. The serial connection of PVT collectors increases coolant outlet temperature until certain point but decreases the electrical efficiency of the last panels due to higher operation temperature. Buonomano et. al [6] performed a dynamic analysis of the hybrid energy system including PVT collectors, energy storages and electric vehicle. They studied energy, environmental and economic performance of the system powering a building. They also carried out a sensitivity analysis to optimize the system configuration.

The PVT collectors can be connected in series with multiple rows, and be integrated with electrical and thermal storages to provide energy for residential building use. The optimal size of the PVT system components depends mainly on the electrical and thermal energy demand of the building but also on the weather conditions and amount of solar radiation during the day. In order to maximize self-consumption of the solar system, the most of the produced energy has to be stored on-site for the later use of the building.

In recent years, the design methods have got alongside new design methods using nature inspired artificial intelligence methods, such as genetic algorithm (GA), evolutionary algorithm and particle swarm optimization (PSO). The objective function describes the key design criteria of the optimization problem. In many optimization cases, multiple objectives have to be satisfied in order to find a trade-off solution for the design. Due to this, instead of a single-objective optimization, the multi-objective optimization approach is recommended resulting in more accurate and realistic system design. [7]

In this given framework, a research contribution is provided by demonstrating multi-objective optimization of the PVT/battery/thermal storage system with the evolutionary NSGA-II approach. The objectives of the 3-dimensional optimization problem are to maximize the thermal and electrical reliability of the system and to minimize the initial investment costs. The Pareto optimal set of design solutions is derived and analyzed. The sensitivity analyze of the selected inputs is carried out.

2. Methodology

Photovoltaic-thermal (PVT) collectors provide low-grade heat for domestic hot water (DHW) production and electricity for building appliances. In this section, the model description of the hybrid renewable energy system in Fig. 3 including PVT collectors, thermal storage, battery system, thermal load and electrical load is presented. A residential building is selected to present the energy consumption side of the system. The hourly yearly meteorological data of Strasbourg, including global solar radiation, ambient temperature and wind speed, is used to simulate PVT collector thermal and electrical energy production. Strasbourg is located in the Central Europe in Northern France and has oceanic and semi-continental climate. The system is modelled into Matlab/Simulink environment and the open-source CARNOT Toolbox [8] is used to model the system components, such as thermal and electrical storages.

The solar system provides the energy demand of the building and an auxiliary boiler is used to support DHW production. The electricity production of the PVT collectors is

supported by the electric grid connection and the surplus production is first stored to the battery system or sold to the grid.

2.1. PVT collectors

The dynamic model of the covered PVT collector have been presented in the literature [4,9–12] and used to evaluate the thermal and electrical performance of the collector. The following energy balance governing equations of various collector layers are used to model the single water-based flat plate PVT collector.

The glass cover (g):

$$m_g c_g \frac{dT_g}{dt} = h_{g-e,CV} A (T_e - T_g) + h_{g-e,RD} A (T_{sky} - T_g) + h_{g-pv,CV} A (T_{pv} - T_g) + h_{g-pv,RD} A (T_{pv} - T_g) + A \alpha_g G_{irr} \quad (1)$$

The PV layer (pv):

$$m_{pv} c_{pv} \frac{dT_{pv}}{dt} = h_{g-pv,CV} A (T_g - T_{pv}) + h_{pv-g,RD} A (T_g - T_{pv}) + h_{pv-a,CD} A_{pv-a} (T_a - T_{pv}) + h_{pv-t,CD} A_{pv-t} (T_t - T_{pv}) + G_{irr} A_{pv} (\alpha \tau)_{pv} - G_{irr} A r_c \eta_{EL(T)} \quad (2)$$

In which electrical efficiency $\eta_{pv(T)}$ depends on the photovoltaic cell/absorber layer temperature T_{pv} . Due to this the electrical efficiency of the PV depends linearly on the temperature T_{pv} , the temperature coefficient β_{pv} and on the efficiency at standard conditions T_{ref} . The efficiency is calculated according to the following relation:

$$\eta_{EL(T)} = \eta_{STC} [1 - \beta_{pv} (T_{pv} - T_{ref})] \quad (3)$$

The absorber layer (a):

$$m_a c_a \frac{dT_a}{dt} = h_{a-pv,CD} A_a (T_{pv} - T_a) + h_{a-t} A_{a-t} (T_t - T_a) + h_{a-i,CD} A_{a-i} (T_i - T_a) \quad (4)$$

The tube bonding (t):

$$m_t c_t \frac{dT_t}{dt} = h_{t-pv,CD} A_{pv-t} (T_{pv} - T_t) + h_{t-a} A_{a-t} (T_a - T_t) + h_{t-i,CD} A_{t-i} (T_i - T_t) + h_{t-f} A_{t-f} (T_f - T_t) \quad (5)$$

The insulation layer (i):

$$m_i c_i \frac{dT_i}{dt} = h_{a-i,CD} A_{a-i} (T_a - T_i) + h_{t-i,CD} A_{t-i} (T_t - T_i) + h_{i-e,CD+CV} A (T_e - T_i) \quad (6)$$

The coolant fluid (f):

$$m_f c_f \frac{dT_f}{dt} = h_{t-f} A_{t-f} (T_a - T_f) + \dot{m} c_f (T_{f,in} - T_{f,out}) \quad (7)$$

The governing equations (1-7) are implemented to the Matlab/Simulink. The more detailed description of the equations and model validation are presented in the Author's previous work [10]. The model of the single PVT collector is used to model the PVT field with the number of PVT collectors in series N and the number of PVT rows M.

2.2. Electrical storage

The battery system is used to store produced electricity when the electricity demand of the building is lower than the production from the PVT collectors. The use of battery storage improves the matching between the electricity production and demand in order to maximize the self-consumption.

The battery model is based on the load balance between the electricity production and demand. If the electricity production is higher than demand, the battery is charged and discharged if the demand is higher. If the battery is full and the demand is low, the electricity is sold to the grid.

$$P_{load}(t) = P_{PVT}(t) + SOC_B(t)P_{dis} \quad (8)$$

where SOC_B is the battery state of charge.

$$SOC_B(t) = SOC(t - \Delta t) + \frac{\eta_B P_{ch}(t)\Delta t}{C_B} - \frac{P_{dis}(t)\Delta t}{C_B} \quad (9)$$

where P_{ch} and P_{dis} are charging and discharging powers and C_B is the battery capacity. The battery block of the CARNOT Toolbox is used to simulate the battery behavior.

2.3. Thermal storage

The considered solar energy system includes a stratified thermal storage for hot water to improve the system efficiency and enable the matching between the heat production and demand. The CARNOT Toolbox was used to model the stratified thermal storage of the system. The volume of the storage is divided into nodes to present the stratification. For each node, the energy balance is calculated in order to find the current temperature of each node. This modelling approach is widely used in the literature [13,14]. The CARNOT tank model called “Storage_Type_1” was used in the simulation. The model present a heat buffer with 4 nodes in which solar heat is injected and transferred to the cold DHW flow by heat exchangers. More detailed description of the tank model is presented in [8].

2.4. Energy demand profiles

The residential building is selected to present the demand side of the model in the optimization problem. The normalized standard electricity demand profiles generated by German Association of Energy and Water Industries, BDEW (Bundesverband der Energie- und Wasserwirtschaft) [15] are used to simulate electricity demand in every 15 min in the residential building. The profile is based on the measured data and takes into account electrical appliances excluding special applications, such as heat pumps and electrical storage heaters. The used electricity profile includes 3 different time periods of the year: winter, summer and transition. Additionally, 3 different day types are presented: work day, Saturday and Sunday/holiday.

In addition to the electricity demand, the system is used to produce domestic hot water (DHW). The household is assumed to include 4 inhabitants and daily DHW demand profile is used according to [16].

2.5. Multi-objective optimization

In this study, the Matlab function called gamultiobj of the Global Optimization Toolbox is used to run the multi-objective design optimization of the renewable energy system. The gamultiobj-function creates a set of optimal solutions in the space of decision variables on the Pareto front. The function uses a controlled, elitist genetic algorithm, which is a variant of NSGA-II. The detailed description of the algorithm is presented by Deb in [17]. Generally, the multi-objective optimization problem of two or more conflicting objectives is described mathematically as follows [4]:

Minimized/Maximized $f_m(x)$, $m = 1, 2, \dots, M$;

Subject to $g_j(x) \geq 0$, $j = 1, 2, \dots, J$;

$h_k(x) = 0$, $k = 1, 2, \dots, K$;

$x_i(L) \leq x \leq x_i^{(U)}$, $i = 1, 2, \dots, n$;

In this formulation, the objective functions are minimized or maximized subject to certain constraints.

The flow chart of the NSGA-II optimization process is presented in Fig. 1. First, the objective functions and optimization variables are defined for the optimization problem. The initial population (the parent population) and score matrices for all decision variables are created with the simulation model of the system and based on the input data and bounds of the decision variables. Next, the created matrices are given for the gamultiobj-function, which starts the iterative process by evaluating the fitness function with the simulation model and making selection, crossover and mutation of the population in order to generate a better generation of the population [10].

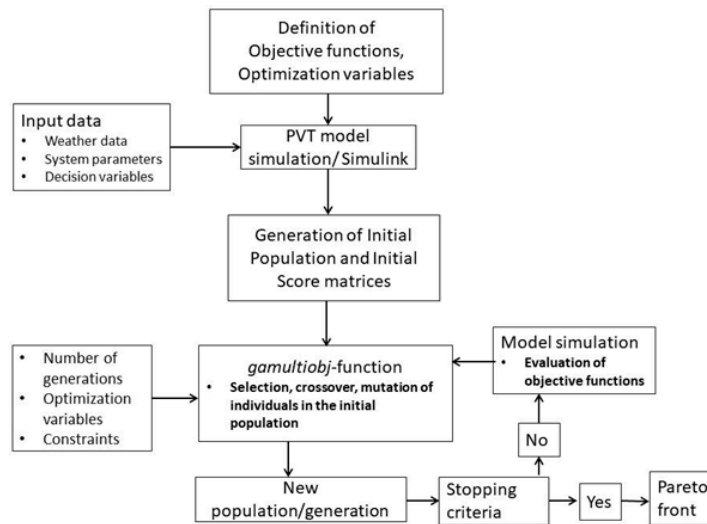


Figure 1: *The simulation-based multi-objective optimization process.* [10]

In this study, the electrical and thermal reliability of the system and the initial investment costs are three objectives to be optimized. The goal of the optimization is to find a Pareto optimal set of system designs to maximize self-consumption and autonomy of the system over year with the minimum initial investment costs. The 3-dimensional optimization problem of the system design is formulated as follows. To minimize:

$$f_1(x) = \frac{\sum_t^{8760} Q_{aux}(t)}{\sum_t^{8760} Q_{DHW}(t)} = \frac{\sum_t^{8760} m_L(t) c_p (T_{set}(t) - T_{top}(t))}{\sum_t^{8760} Q_{DHW}(t)} = R_{thermal} \quad (10)$$

$$f_2(x) = \frac{\sum_t^{8760} [P_L(t) - (P_{PVT}(t) + SOC_B(t))]}{\sum_t^{8760} P_L(t)} = R_{electric} \quad (11)$$

$$f_3(x) = I_{PVT}A + I_B C_B + I_{TS} V_{TS} = I_{total} \quad (12)$$

Where $R_{electric}$ and $R_{thermal}$ are the electrical and thermal reliability of the system, respectively. The reliability shows the share of the load that cannot be met by the solar

system. I_{total} is the total initial investment of the system including the initial investment costs of PVT collectors (I_{PVT}), battery system (I_{B}) and thermal storage (I_{TS}). SOC_{B} , P_{L} and P_{PVT} represent battery power, electrical power of load and PVT generation, respectively. Q_{aux} , Q_{DHW} , m_{L} , T_{set} and T_{top} are the generated thermal power by auxiliary device, required thermal power of DHW, DHW demand, the required temperature of DHW and temperature of water in the top of heat storage, respectively. Table 1 presents the selected decision variables of the system to be optimized by minimizing the objective functions. Table 2 present the estimated prices of the system components used in the optimization.

	Decision variable	Bounds	Unit
m	Coolant mass flow	$0.022 \leq x(1) \leq 0.024$	kg/s
N	Nr. of PVT in series	$1 \leq x(2) \leq 6$	-
M	Nr. of PVT in rows	$1 \leq x(3) \leq 5$	-
C_{bat}	Battery capacity	$4 \leq x(4) \leq 10$	kWh
V_{TS}	Thermal storage volume	$0.1 \leq x(5) \leq 0.4$	m^3

Table 1: Decision variables for multi-objective optimization problem.

Component	Price	Ref.
PVT collector	325 €/m ²	DualSun company
Thermal storage	2.95 €/m ³	[13]
Electrical storage	1143 €/kWh	Enphase company

Table 2: The component prices of the system

3. Results and discussion

The yearly electricity and DHW demand profiles of the residential building with 4 inhabitants were used to perform the multi-objective optimal component sizing optimization of the hybrid energy system including PVT collectors, thermal storage and battery system with the NSGA-II algorithm. The hourly yearly meteorological data of Strasbourg was used to simulate PVT collector thermal and electrical energy production. As a result the Pareto front was obtained for the optimization problem and is presented in Fig. 2.

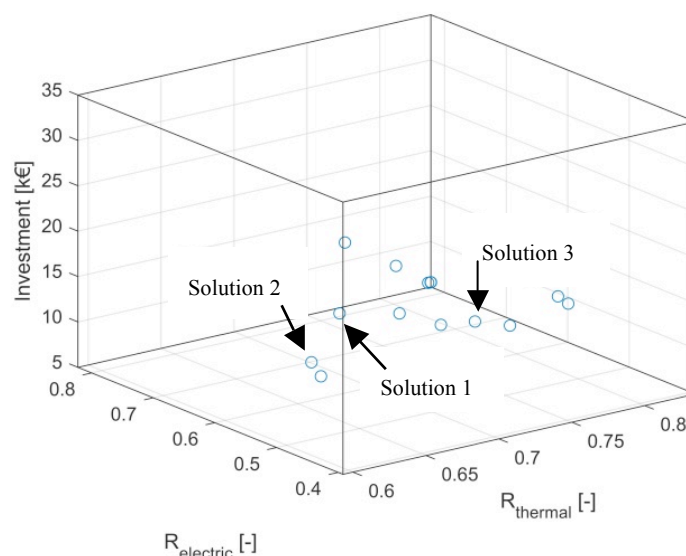


Figure 2: The Pareto front in the objective space

The goal of the optimization was to maximize self-consumption and autonomy of the system over year with the minimum initial investment costs. The optimization algorithm

found 14 non-dominating optimal solutions for the component sizing of the hybrid energy system. The solutions are presented in Fig. 2. Within the optimal solutions, the yearly thermal reliability R_{thermal} was between 0.83 and 0.59. On the other words, at least 59% of the yearly thermal energy demand had to be covered by an auxiliary boiler and 41% is covered by the PVT collectors. At the same time, the yearly electrical reliability R_{electric} was between 0.82 and 0.39, and at least 39% of the yearly electricity demand had to be bought from the electric grid. The initial investment costs of the optimal solutions were between 5517 € and 30 480 €. However, the best reliability of the system was reached with the investment costs of 22 600 € including 3 PVT collectors in series and 5 rows, the battery capacity of 9.5 kWh and thermal storage volume of 0.4 m³.

The Pareto front presents the optimal set of solutions in the objective space and can be used by the decision-makers to select the most reasonable solution for each application. Table 3 presents 3 solutions with different range of investment costs selected from the Pareto front.

	PVT in series	PVT rows	C_B (kWh)	V_{TS} (m ³)	R_{th}	R_{el}	Inv. (€)
Sol. 1	3	5	9.5	0.4	0.59	0.40	22601
Sol. 2	1	3	7.3	0.3	0.64	0.55	11244
Sol. 3	1	2	4.7	0.1	0.80	0.66	7061

Table 3: The selected solutions of the Pareto front

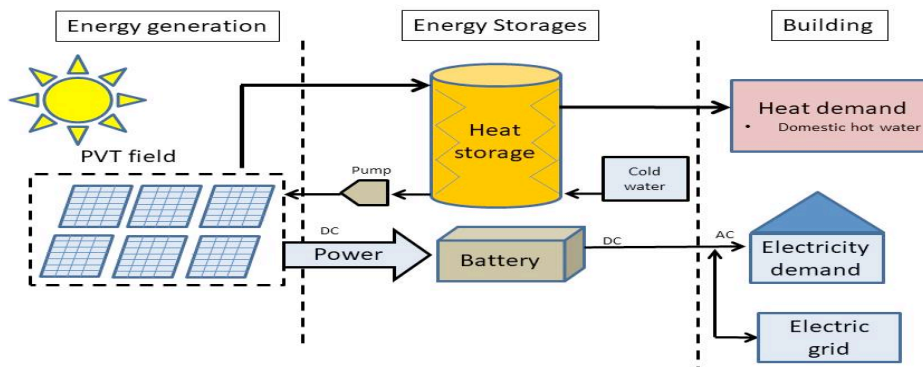


Figure 3: The system layout of the hybrid renewable energy system.

4. Conclusion

In this paper, a PVT/battery/thermal storage hybrid energy system was modelled into Matlab/Simulink environment and the optimal sizing problem was solved using NSGA-II algorithm. The system was optimized for a residential building electricity and DHW demand, and the weather conditions of Strasbourg, were used to estimate PVT energy production.

The main objective of the optimization was to maximize self-consumption and autonomy of the system over year with the minimum initial investment costs. The objective functions were to minimize thermal and electrical reliability, and the initial investment costs. The Pareto front was obtained containing a set of the optimal solutions within the objective space. Within the Pareto front, the higher investment costs resulted in the better reliability of the system. The results revealed that the studied energy system cannot cover all energy demand under defined constraints but an additional energy source is required and the considered energy system should be extended to be a hybrid renewable energy system that integrates different energy conversion and storage technologies in order to form a sustainable and energy efficient set-up to satisfy a certain energy demand. The optimization results revealed

that the multi-objective optimization with the genetic algorithm is suitable for the hybrid energy system optimal component sizing problem.

References

- [1] Doroudchi, E.; Alanne, K.; Okur, Ö.; Kyyrä, J.; Lehtonen, M. Approaching net zero energy housing through integrated EV. *Sustain. Cities Soc.* 38 (2018), 534–542
- [2] Murugan, S.; Horák, B.; A review of micro combined heat and power systems for residential applications. *Renew. Sustain. Energy Rev.* 64 (2016), 144–162
- [3] González-Pino, I.; Pérez-Iribarren, E.; Campos-Celador, A.; Terés-Zubiaga, J.; Las-Heras-Casas, J. Modelling and experimental characterization of a Stirling engine-based domestic micro-CHP device. *Energy Convers. Manag.* 225 (2020), 113429
- [4] Tamayo Vera, J.; Laukkanen, T.; Sirén, K. Performance evaluation and multi-objective optimization of hybrid photovoltaic-thermal collectors. *Sol. Energy.* 102 (2014), 223–233
- [5] Liang, R.; Zhou, C.; Pan, Q.; Zhang, J. Performance evaluation of sheet-and-tube hybrid photovoltaic/thermal (PVT) collectors connected in series. *Procedia Eng.* 205 (2017), 461–468
- [6] Buonomano, A.; Calise, F.; Cappiello, F.L.; Palombo, A.; Vicidomini, M. Dynamic analysis of the integration of electric vehicles in efficient buildings fed by renewables. *Appl. Energy.* 245 (2019), 31–50
- [7] Ko, M. Multi-Objective Optimization Design for Indirect Forced-Circulation Solar Water Heating System Using NSGA-II. *Energies.* 8 (2015), 13137–13161
- [8] Wohlfeil, A. CARNOT Toolbox. FH Aachen. Available online: <https://fh-aachen.sciebo.de/index.php/s/0hxeb0iIjrui3ED> (Available online : 01/08/2021).
- [9] Chow, T.T. Performance analysis of photovoltaic-thermal collector by explicit dynamic model. *Sol. Energy.* 75 (2003), 143–152
- [10] Kallio, S.; Siroux, M. Energy Analysis and Exergy Optimization of Photovoltaic-Thermal Collector. *Energies.* 13 (2020), 5106
- [11] da Silva, R.M.; Fernandes, J.L.M. Hybrid photovoltaic/thermal (PV/T) solar systems simulation with Simulink/Matlab. *Sol. Energy.* 84 (2010), 1985–1996
- [12] Evola, G.; Marletta, L. Exergy and thermoeconomic optimization of a water-cooled glazed hybrid photovoltaic/thermal (PVT) collector. *Sol. Energy.* 107 (2014), 12–25
- [13] Tamayo Vera, J.; Laukkanen, T.; Sirén, K. Multi-objective optimization of hybrid photovoltaic-thermal collectors integrated in a DHW heating system. *Energy Build.* 74 (2014), 78–90
- [14] Uchman, W.; Kotowicz, J.; Remiorz, L. An Experimental Data-Driven Model of a Micro-Cogeneration Installation for Time-Domain Simulation and System Analysis. *Energies.* 13 (2020)
- [15] BDEW Standardlastprofile Strom, <https://www.bdew.de/energie/standardlastprofile-strom/> (Available online : 01/08/2021)
- [16] Herrando, M.; Markides, C.N.; Hellgardt, K. A UK-based assessment of hybrid PV and solar-thermal systems for domestic heating and power: System performance. *Appl. Energy.* 122 (2014), 288–309
- [17] Deb, K. Multi-Objective Optimization using Evolutionary Algorithms; John Wiley and Sons: Chichester, England, 2001

Acknowledgements

The authors would like to thank Interreg V Rhin supérieur ACA-MODES project for their support and funding of this research.

Modélisation numérique et intégration d'un générateur/rectifieur à plaques et films tombants dans un prototype de machine à absorption NH₃/H₂O

Numerical modeling and integration of a falling film plate generator/rectifier in a NH₃/H₂O absorption machine prototype

M. Wirtz^{1,2,*}, B. Stutz², H.T. Phan¹, F. Boudehenn¹

¹ Univ. Grenoble Alpes, CEA, LITEN, DTCH. F-38000 Grenoble, France

² LOCIE, Univ. Savoie Mont Blanc, CNRS UMR5271, Savoie Technolac, 73376 Le Bourget Du Lac France

* Auteur correspondant : mathilde.wirtz@cea.fr

Résumé – La production efficace de froid d'une machine à absorption NH₃/H₂O nécessite l'utilisation d'un rectifieur en sortie du générateur, afin d'éliminer l'eau contenue dans la vapeur d'ammoniac. Le présent travail à la fois numérique et expérimental décrit le fonctionnement d'un « générateur combiné » à plaques et films tombants associant la génération de la vapeur et sa purification par réabsorption partielle. Le modèle numérique met en œuvre des corrélations de la littérature, des bilans de masse et de chaleur ainsi que des équations d'équilibre à l'interface liquide-vapeur. Un prototype de générateur combiné est implanté dans une machine à absorption de capacité 5 kW de froid. Une analyse de ses performances expérimentales est présentée, ainsi qu'une première validation du modèle numérique.

Mots-clés : Générateur combiné ; Machine à absorption NH₃/H₂O ; Modélisation numérique ; Prototype expérimental

Abstract – The efficient cold production of an NH₃/H₂O absorption machine requires the use of a rectifier at the output of the generator, in order to remove water contained in the ammonia vapor. This numerical and experimental work describes the operation of a falling film and plate combined generator involving vapor generation and purification by partial reabsorption. The numerical model is developed through correlations of the literature, heat and mass balances and equilibrium equations at the liquid-vapor interface. The combined generator is implemented in a 5 kW cold capacity absorption machine. An analysis of its experimental performances is presented, as well as a first validation of the numerical model.

Keywords: Combined generator; NH₃/H₂O Absorption machine; Numerical modeling; Experimental prototype

Nomenclature

<i>Grandeurs</i>				
\dot{m}	Débit massique	[kg/h]	C	Caloporteur
\dot{Q}	Puissance	[kW]	L	Liquide
T	Température	[°C]	V	Vapeur
x	Fraction liquide d'ammoniac	[-]	i	Interface
y	Fraction vapeur d'ammoniac	[-]	in	Entrée (<i>inlet</i>)
ε	Efficacité	[-]	out	Sortie (<i>outlet</i>)
			ch	Source chaude
			int	Source intermédiaire
<i>Indices</i>				

H_2O	Eau	f	Source froide
NH_3	Ammoniac	SR	Solution riche
m	Massique	ECP	Echangeur de chaleur à plaques

1. Introduction

On observe un regain d'intérêt ces dernières années pour les machines à absorption, grâce à leur capacité à produire du froid pour l'industrie ou la climatisation des bâtiments, à partir d'énergie fatale ou de sources thermiques renouvelables. Ces machines présentent comme autre avantage d'utiliser des fluides de travail naturels à très faible impact environnemental. Parmi les différents fluides utilisés, le couple NH_3/H_2O présente des propriétés physiques intéressantes permettant de produire du froid à des températures positives et négatives, et d'utiliser des échangeurs de chaleur à plaques (ECP) conventionnels [1], connus pour leur compacité et leur efficacité [2][3].

Le faible écart de volatilité entre l'absorbant (H_2O) et le réfrigérant (NH_3) induit cependant la présence de traces d'eau dans la vapeur en sortie de générateur, qu'il faut réduire au moyen d'un rectifieur pour assurer le bon fonctionnement du système. Afin de garantir une configuration de machine NH_3/H_2O compacte et efficace, un nouveau composant tirant partie des avantages de la technologie des ECP à films tombants est proposé. Ce « générateur combiné » se compose d'une section génératrice de vapeur en partie basse, soumise à un apport de chaleur via un fluide caloporteur circulant à contre-courant, et d'une section adiabatique en partie haute qui permet la purification de la vapeur générée par réabsorption partielle de celle-ci par la solution eau-ammoniac. Les écoulements de liquide et de vapeur s'effectuent à contre-courant : la solution s'écoule vers le bas tandis que la vapeur générée s'échappe vers le haut. Cette configuration s'avère plus efficace que la configuration d'écoulement à co-courant [4]. La combinaison des sections chauffée et adiabatique permet de réunir en un même composant les fonctions du générateur et du rectifieur. Cela permet de se passer de bouteilles de séparation liquide-vapeur que l'on trouve en sortie des désorbeurs à plaques noyés, et donc de réduire les coûts d'investissement. Cette solution qui combine les avantages des colonnes à distiller et des ECP à films tombants offre des gains particulièrement intéressants en termes de compacité et de performances [5][6].

Un modèle numérique du générateur combiné mettant en œuvre des bilans de masse, d'espèces et d'enthalpie, des corrélations de transfert de masse et de chaleur, ainsi que des équations d'équilibre à l'interface solution-vapeur a été développé. Il permet de décrire les phénomènes physiques s'opérant en son cœur, et de caractériser ses performances. Les résultats du modèle sont comparés aux résultats expérimentaux obtenus sur un prototype de générateur combiné implanté dans une machine à absorption NH_3/H_2O de capacité 5 kW de froid. Une campagne expérimentale a permis de mesurer les performances globales de la machine.

2. Fonctionnement et modèle du générateur combiné

2.1. Le générateur combiné

Un ECP innovant appelé « générateur combiné » associant la production et la rectification de la vapeur de réfrigérant a été conçu. Il est composé de deux jeux de plaques verticales, chauffées et adiabatiques, qui mettent en jeu des films tombants. Dans la partie haute, le mélange eau-ammoniac à forte concentration en ammoniac (appelé solution riche) est injecté dans un bac distributeur par un assemblage de flûtes. Cette solution est ensuite distribuée sur

les plaques adiabatiques, ondulées et perforées, ce qui permet d'améliorer la distribution du fluide sur leurs deux faces. La solution s'écoule ensuite le long de plaques chauffées et rainurées, disposées perpendiculairement aux plaques adiabatiques. Dans cette partie « désorbeur » chauffée, le fluide caloporteur circule à contre-courant de la solution ruisselante. L'apport de chaleur permet de générer de la vapeur composée essentiellement d'ammoniac, avec des traces d'eau. Le rainurage des plaques (de 4 mm de largeur) permet de garder un taux de mouillage acceptable des plaques en limitant les phénomènes d'agrégation du fluide sous l'effet de la tension superficielle (formation de ruisselets). La vapeur produite qui circule de bas en haut de l'échangeur interagit avec les films ruisselants s'écoulant le long des plaques adiabatiques. La réabsorption partielle de la vapeur par la solution permet de réduire la fraction d'eau contenue dans la vapeur et donc de la purifier. Des canaux d'échappement de forme rectangulaire appelés « cheminées » sont implantés dans le bac de rétention de la solution, et permettent à la vapeur issue des plaques adiabatiques de s'échapper en partie haute de l'échangeur. Le fonctionnement du générateur combiné est présenté sur la Figure 1. Les dimensions caractéristiques du générateur combiné sont présentées dans le Tableau 1.

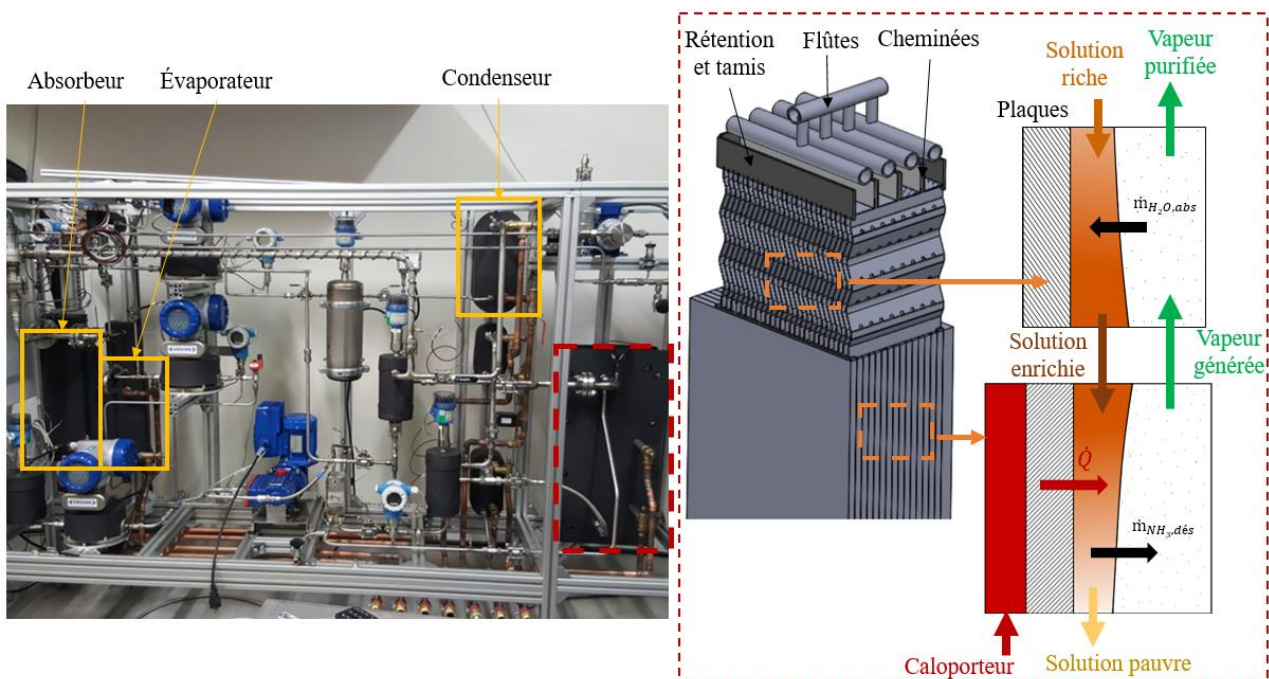


Figure 1 : Générateur combiné implanté dans la machine à absorption ; schémas des écoulements et transferts entre les plaques.

	Plaques chauffées	Plaques adiabatiques
Longueur	0.32 [m]	0.10 [m]
Largeur	0.150 [m]	0.09 [m]
Épaisseur	0.006 [m]	0.0008 [m]
Nombre	14	28

Tableau 1. Géométrie du générateur combiné.

2.2. Modèle numérique

Un modèle numérique, basé sur les travaux de D. Triché [7], permet l'étude des transferts de chaleur et de masse. Il met en œuvre des corrélations de la littérature, des bilans de masse et de chaleur ainsi que des équations d'équilibre à l'interface liquide-vapeur. Une nouvelle méthode de résolution a été développée, permettant de simuler les configurations d'écoulement en co ou en contre-courant [4]. Ce nouveau modèle peut reproduire à la fois les processus

d'absorption et de désorption, ce qui est essentiel pour ce nouveau générateur combinant les deux processus.

La Figure 2a et la Figure 2b montrent l'évolution des températures et des fractions d'ammoniac le long du générateur combiné, comprenant la partie réabsorption en haut et la partie désorption en bas. Les valeurs d'entrée correspondent aux conditions nominales de fonctionnement de la machine à absorption (Tableau 2). Dans le cas de la Figure 2, la solution issue de l'économiseur est refroidie avant son entrée dans le générateur combiné afin d'améliorer le processus de purification de la vapeur.

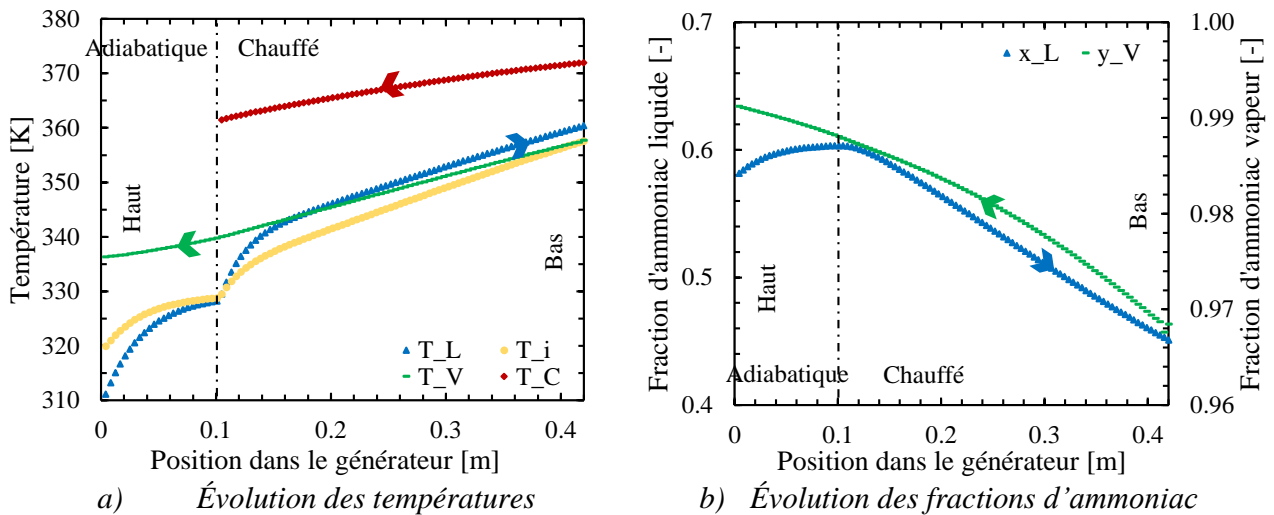


Figure 2 : Évolution des températures et des fractions d'ammoniac dans le générateur, cas nominal.

Le fluide caloporteur entre en bas du générateur et donne sa chaleur à la solution eau-ammoniac, en remontant le long des plaques chauffées. Le film tombant de solution riche est chauffé à la paroi par le caloporteur, et refroidi à l'interface liquide-vapeur en raison du processus d'évaporation. À l'interface, l'écart à l'équilibre des phases liquide et vapeur est suffisamment faible pour être négligé. La température d'interface T_i peut alors être calculée à partir de la pression et des fractions d'ammoniac à l'interface dans les phases liquide et vapeur x_i et y_i . Le débit de vapeur, nul en bas de l'échangeur, augmente avec la hauteur. La température de vapeur T_V en bas de l'échangeur correspond à la température d'interface T_i . La température de vapeur le long de l'échangeur dépend de la température de l'interface où elle est générée et de la température de la vapeur produite plus bas avec laquelle elle se mélange. Le chauffage à contre-courant induit l'augmentation de la température de la solution avec sa distance à l'entrée. Ce qui explique la diminution de la température de vapeur T_V lors de son ascension, sa valeur restant supérieure à la température d'interface T_i . Dans la partie adiabatique, la solution sous-refroidie en entrée est chauffée par absorption de la vapeur émise en partie basse ($T_L < T_i$). La température du film de solution augmente et tend vers l'état d'équilibre au bas de la partie adiabatique, où $T_L \approx T_i$. Étant donné les conditions d'équilibre thermodynamique, la vapeur est principalement composée d'ammoniac. En conséquence, la fraction d'ammoniac x_L dans le film de solution augmente pendant le processus d'absorption et diminue pendant le processus de désorption. La diminution de la température d'interface T_i le long de l'écoulement de la vapeur s'accompagne d'une diminution de la fraction d'eau générée à l'interface, et par conséquent d'une augmentation de la fraction d'ammoniac y_V dans la vapeur tout au long de son écoulement. Elle varie de $y_V = 0.968$ en bas de l'échangeur, où elle est égale à la fraction d'équilibre à l'interface, à $y_V = 0.987$ en sortie de la section générateur, et atteint $y_V = 0.991$ en sortie de de la section adiabatique.

2.3. Implantation dans le prototype de machine à absorption NH₃/H₂O

Le prototype de générateur combiné est implanté à la place de l'ensemble générateur - rectifieur dans la machine à absorption simple-effet NH₃/H₂O de capacité 5 kW frigorifiques développée au laboratoire. Il est chauffé par un circuit d'eau dont la température peut être ajustée sur la gamme (80°C - 120°C). Il est alimenté par la solution riche issue de l'absorbeur et préchauffée dans un économiseur (ECP implanté entre l'absorbeur et le désorbeur) [8]. Les premiers essais portant sur les performances du générateur ont été réalisés dans les conditions standard de fonctionnement de ce type de composants : la solution est légèrement surchauffée en entrée. Elle subit alors une détente flash en sortie des flûtes d'injection. La vapeur générée lors de cette désorption flash se mélange avec la vapeur issue des plaques adiabatiques. Après la détente, la solution, proche de l'équilibre, est recueillie dans le bac distributeur puis répartie sur les plaques adiabatiques où elle échange avec la vapeur générée au niveau des plaques chauffées. Le quart inférieur des plaques chauffées, noyé par la solution, est le siège de transferts par ébullition.

L'étude a été poursuivie en explorant une large gamme de conditions de fonctionnement de la machine, tant en ce qui concerne les températures des sources chaude T_{ch} , intermédiaire T_{int} et froide T_f que pour les débits de solution riche \dot{m}_{SR} et de fluide caloporteur \dot{m}_c (Tableau 2).

	T_{ch} [°C]	T_f [°C]	T_{int} [°C]	\dot{m}_c [kg/h]	\dot{m}_{SR} [kg/h]
Plage de valeurs	85 - 110	10 - 22	22 - 33	800 – 1800	70 - 145
Valeur nominale	100	18	27	1600	115

Tableau 2. Plage de valeurs des paramètres d'entrée, et leurs valeurs nominales.

La Figure 3 représente les évolutions du débit de vapeur générée et de la fraction d'ammoniac dans la vapeur en sortie du générateur combiné en fonction de la surchauffe de la solution riche injectée en entrée. Plus la surchauffe de la solution en entrée est faible, plus le débit de vapeur générée diminue et plus la fraction massique d'ammoniac dans la vapeur augmente. Ces évolutions sont induites par la détente flash et les mécanismes de réabsorption partiel de la vapeur par la solution. Certaines mesures dépassent la limite physique de concentration ($y_{Vout} > 1$). Ceci est dû aux incertitudes de mesures, qui sont de l'ordre de 1%. La fraction massique d'ammoniac dans la vapeur générée en sortie du générateur pourra être améliorée en sous-refroidissant la solution en entrée. Un échangeur-refroidisseur sera prochainement implanté en entrée du désorbeur pour permettre cette étude.

Avant la mise en place du nouveau générateur combiné, la vapeur était produite par ébullition de la solution dans un échangeur à plaques, séparée de la solution dans une bouteille séparatrice, puis déshydratée dans un rectifieur. La Figure 4 compare les fractions d'ammoniac de la vapeur en sortie du nouveau générateur (mesurées à l'aide d'un débitmètre en sortie condenseur), et de l'ancien générateur (via différents bilans de masse), en fonction du débit de vapeur générée. Le nouveau design, bien que fonctionnant dans des conditions encore non optimales, permet de générer une vapeur de qualité bien meilleure que celle obtenue avec l'ancien dispositif, et suffisamment pure pour permettre de se passer de rectifieur pour la production de froid positif. La mise en place d'un refroidisseur en entrée devrait permettre d'améliorer encore les performances actuelles en favorisant la réabsorption de l'eau par la solution, et en supprimant la production de vapeur par détente flash au niveau des flûtes d'injection.

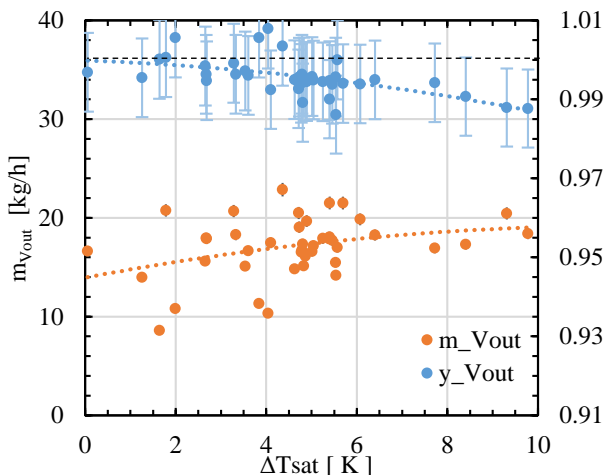


Figure 3 : Évolution du débit et de la fraction d'ammoniac dans la vapeur générée en sortie du générateur en fonction de la surchauffe de la solution riche en entrée.

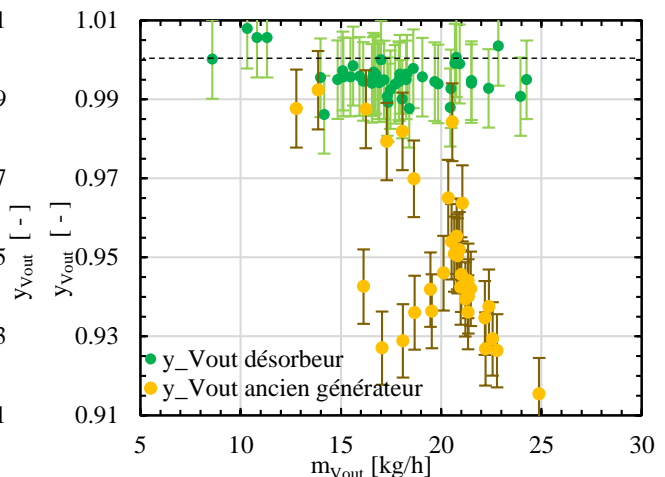


Figure 4 : Évolution des fractions d'ammoniac dans la vapeur en fonction du débit de vapeur générée pour le générateur combiné et par l'ancien générateur associé au rectifieur.

L'efficacité massique du générateur compare le débit massique de vapeur produite avec le débit maximal de vapeur qui pourrait être produit en présence d'un générateur infiniment long, chauffé à contre-courant, et pour lequel les écoulements de vapeur et de solution circulent dans le même sens (calcul réalisé à partir de bilans de masse, espèces et enthalpies) :

$$\varepsilon_m = \frac{\text{Débit de vapeur générée en sortie du désorbeur}}{\text{Débit maximal de vapeur atteignable en sortie du désorbeur}} \quad (1)$$

La Figure 5 présente l'évolution de l'efficacité massique du générateur en fonction du débit massique du caloporteur en entrée. Les paramètres d'entrée sont fixés aux valeurs nominales présentées dans le Tableau 2, sauf pour le débit de fluide caloporteur qui varie dans sa plage de données. Le fluide limitant est la solution riche. La Figure 5 montre une augmentation de l'efficacité massique avec l'augmentation du débit de caloporteur. Le régime d'écoulement du fluide caloporteur étant laminaire sur l'ensemble de la plage de débit, le coefficient d'échange reste donc constant. L'augmentation du débit de caloporteur s'accompagne d'une augmentation et d'une homogénéisation de la température de paroi. L'augmentation de l'efficacité massique observée résulte de cette augmentation de la température de paroi. Elle plafonne à des valeurs comprises entre 0.45 et 0.5. Ces valeurs sont inférieures aux valeurs attendues, obtenues en supposant un mouillage complet des plaques. Les faibles valeurs des efficacités massiques semblent ainsi pouvoir être attribuées à des problèmes de mouillabilité des plaques.

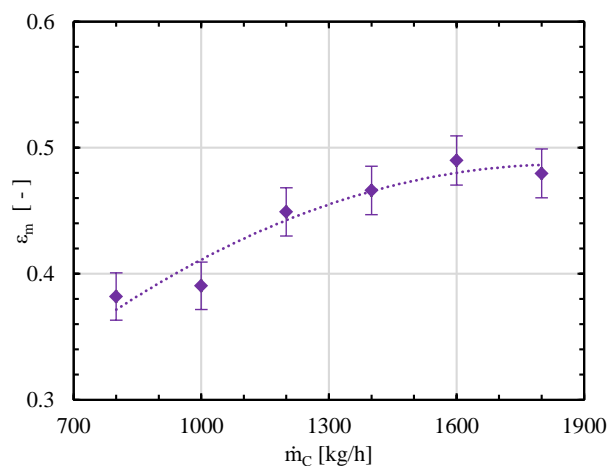


Figure 5 : Évolution de l'efficacité massique du générateur en fonction du débit caloporteur.

3. Validation numérique/expérimentale

Les valeurs mesurées sur la plage de débit de solution [100-140 kg/h] sont comparées aux résultats du modèle numérique (partie 2.1). Les paramètres d'entrée du modèle correspondent aux valeurs mesurées en entrée du générateur :

- Températures du fluide caloporteur et de la solution riche ;
- Débits du fluide caloporteur et de la solution riche ;
- Fraction d'ammoniac dans la solution riche ;
- Pression dans le désorbeur.

Le phénomène de désorption flash se développant en sortie des flûtes est pris en compte dans le modèle numérique au travers des bilans de masse, espèce et enthalpie permettant à la solution de revenir à l'état d'équilibre. La vapeur générée est mélangée à la vapeur provenant des plaques adiabatiques. L'ébullition libre se développant dans la partie noyée des plaques est également prise en compte à l'aide d'un modèle d'ébullition libre en supposant que la solution se comporte comme un mélange idéal (modèle de Rohsenow [9]). L'impact des phénomènes de diffusion sera prochainement intégré au modèle d'ébullition.

La Figure 6a compare la puissance fournie au générateur combiné par le fluide caloporteur, dans le modèle numérique et sa mesure. La correspondance entre les résultats du modèle et les valeurs expérimentales présente un écart maximal de 41%, dû à une surestimation de la puissance dans le modèle. Les écarts maximums correspondent à des conditions de températures de source extrêmes.

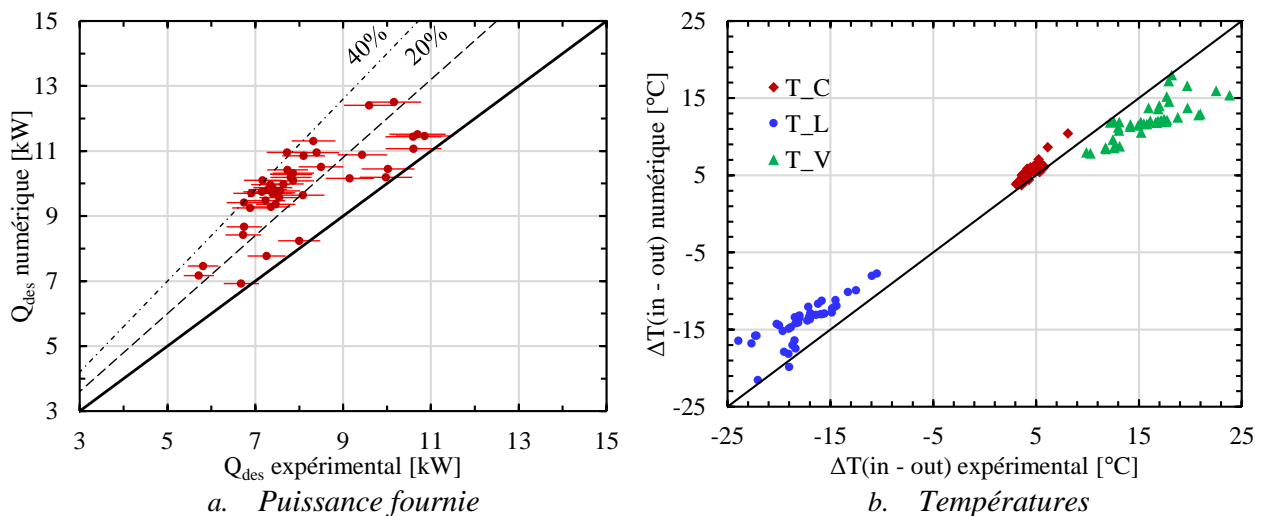


Figure 6 : Comparaison numérique/expérimentale des performances du désorbeur.

La Figure 6b compare les différences de températures calculées et mesurées entre l'entrée et la sortie du générateur pour le fluide caloporteur, la solution et la vapeur générée. La diminution de la température du caloporteur le long du générateur est légèrement plus importante pour le modèle numérique (de 4 à 10°C) que pour les mesures (de 3 à 8°C). Dans le prototype, le réchauffement de la température de solution de l'entrée à la sortie varie entre 8 et 24°C, tandis que numériquement la solution s'échauffe de 7 à 22°C. Dans le modèle la température de la vapeur diminue entre 7 à 18°C tandis qu'expérimentalement elle diminue entre 8 et 24°C en remontant dans le générateur. Les écarts peuvent s'expliquer par des problèmes de mouillabilité au niveau des films ruisselants qui impactent les transferts thermiques. Une amélioration du modèle d'ébullition est également envisagée afin de caractériser au mieux les phénomènes s'y déroulant.

4. Conclusion

Un générateur à plaques et films ruisselants comprenant une section de désorption chauffée, ainsi qu'une section de réabsorption adiabatique a été conçu et implanté dans une machine à absorption NH₃/H₂O de capacité 5 kW. Son comportement a été également modélisé numériquement. Sur l'ensemble des tests menés, la vapeur est générée avec une pureté en ammoniac supérieure à 0.98, permettant de s'affranchir de la mise en place d'un rectifieur pour la production de froid positif. Le débit et la pureté de la vapeur produite dépendent de la surchauffe de la solution en entrée du désorbeur. Plus celle-ci est faible, plus la fraction d'ammoniac dans la vapeur générée en sortie est élevée. La mise en place d'un sous-refroidissement de la solution apparaît être une piste d'étude prometteuse pour la production de froid négatif demandant une forte pureté en ammoniac. De plus, ce premier travail de comparaison expérimentale/numérique des performances du générateur montre une bonne concordance des résultats. Des améliorations doivent être apportées au modèle numérique afin de mieux représenter les phénomènes expérimentaux comme l'assèchement des plaques et les phénomènes de diffusion de masse dans la zone d'ébullition. L'impact du générateur sur les performances globales de la machine à absorption sera également prochainement étudié.

Références

- [1] Sun J., Fu L., Zhang S., "A review of working fluids of absorption cycles". *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 16 (2012) 1899 – 1906
- [2] Khan M.S., Khan T.S., Chyu M.C., Ayub Z.H., "Evaporation heat transfer and pressure drop of ammonia in a mixed configuration chevron plate heat exchanger". *International Journal of Refrigeration* 41 (2014) 92-102
- [3] Jiménez-García J.C., Rivera W., "Parametric analysis on the experimental performance of an ammonia/water absorption cooling system built with plate heat exchangers". *Applied Thermal Engineering* 148 (2019) 87 – 95
- [4] Wirtz M., Phan H.T., Stutz B., Boudéhenn F., "Modélisation numérique d'un générateur à plaques et films tombants pour machine à absorption NH₃/H₂O", *Congrès Annuel de la Société Française de Thermique 2020*, https://www.sft.asso.fr/DOIeditions/CFT2020/PDF/32_doi.pdf
- [5] Staedter M. A., Garimella S. "Direct-coupled desorption for small capacity ammonia-water absorption systems", *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, 127 (2018) 196-205
- [6] Golden J.H., "Ammonia-water desorption in flooded columns", *Georgia Institute of Technology*, 2012.
- [7] Triché D., "Étude numérique et expérimentale des transferts couplés de masse et de chaleur dans l'absorbeur d'une machine à absorption ammoniac-eau", Université de Grenoble Alpes, 2016
- [8] Boudéhenn F., Demasles H., Wyttenbach J., Jobard X., Chèze D., Papillon P., "Development of a 5kW cooling capacity ammonia-water absorption chiller for solar cooling applications", *Energy Procedia* 30 (2012) 35 – 43
- [9] Rohsenow W.M., « A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids », Technical report 5, Massachusetts Institute of Technology, 1951

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude au Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergie Alternatives (CEA) qui a supporté ces travaux.

Vaporisation ascendante d'un mélange binaire d'HFC dans un passage d'ailettes décalées

Upward two-phase flow of HFC binary mixture in an offset-strip finned passage

Ines Ben El Mekki^{1,2,*}, Marine Andrich¹, Marc Wagner¹, Florine Giraud², Brice Tremeac², Pascal Tobaly²

¹Paris Innovation Campus, Air Liquide

1 chemin de la porte des loges – BP 126 – 78354 Jouy en Josas –France.

² Laboratoire du froid, des Systèmes Energétiques et Thermiques (Lafset), CNAM, HESAM université 292 rue Saint-Martin – 75003–Paris, France

*(auteur correspondant : ines.benelmekki@airliquide.com)

Résumé – La présente étude vise à analyser expérimentalement l'impact du mélange binaire sur les mécanismes de transfert de chaleur lors de la vaporisation ascendante d'un mélange de R-134a et R-245fa dans un passage à ailettes décalées. Le diamètre hydraulique de la section d'étude est de 1,75 mm. La pression opératoire dans la section d'essai est entre 2 et 5 bar absolu, la densité de flux de chaleur varie entre 1 et 29 kW.m⁻² et la vitesse massique est comprise entre 11 et 35 kg.m⁻².s⁻¹. Cette étude vise aussi à étudier l'impact des ailettes décalées sur les régimes et les cartes d'écoulement.

Mots-clés : Vaporisation ascendante ; Mélange binaire ; Ailettes décalées.

Abstract – This current study aims at investigating experimentally the impact of binary mixtures on heat transfer mechanisms governing the upward vaporization of binary mixture composed of R-134a and R-245fa. The test section is an offset-strip finned passage whose hydraulic diameter is about 1.75 mm. The pressure at the inlet of the test section is between 2 and 5 bar absolute. The ranges of heat flux and mass flux are respectively 1 - 29 kW.m⁻² and 11 - 35 kg.m⁻².s⁻¹. This work aims also at studying the impact of offset-strip fins on flow regimes and flow maps.

Keywords: Upward vaporization; binary mixture; offset-strip fins.

Nomenclature

J^*	vitesse adimensionnelle de Wallis	x	titre en vapeur
\dot{m}	débit massique, kg.s ⁻¹	y	fraction molaire, mol/mol
D	diamètre, m	z	hauteur, m
G	vitesse massique, kg.m ⁻² .s ⁻¹	<i>Symboles grecs</i>	
g	constante de gravitation, m.s ⁻²	α	coefficient de transfert, W.m ⁻² .K ⁻¹
h	hauteur des ailettes, m	δ	épaisseur des ailettes, m
J	vitesse superficielle, m.s ⁻¹	η	efficacité de l'ailette
k	conductivité thermique, W.m ⁻¹ .K ⁻¹	ρ	masse volumique, kg.m ⁻³
l	longueur de la section d'étude, m	<i>Indices et exposants</i>	
L	chaleur latente, J.kg ⁻¹	p	paroi
M	paramètre de l'ailette, m ⁻¹	pri	primaire
n	densité des ailettes, m ⁻¹	b	bulle
Q	puissance de chauffe, W	h	hydraulique
q	densité de flux de chaleur, W.m ⁻²	i	interface
S	surface d'échange, m ²	L	liquide
s	largeur du canal, m	s	secondaire
T	température, °C	sat	saturation
W	largeur de la section d'étude, m	v	vapeur

1. Introduction

L'utilisation des échangeurs à plaques et ailettes a été élargie aux procédés cryogéniques tels que la liquéfaction du gaz naturel et aux systèmes de réfrigération. Les ailettes les plus utilisées dans ces évaporateurs sont les ailettes décalées car elles favorisent l'homogénéisation de l'écoulement et empêchent l'établissement des couches limites thermiques afin de favoriser la turbulence et améliorer ainsi le transfert thermique. Bien que l'ébullition des fluides purs dans des géométries à ailettes décalées ait été intensivement étudiée dans la littérature, la combinaison entre les fluides binaires et les ailettes décalées a été peu explorée.

Les deux problématiques scientifiques en rapport avec la vaporisation ascendante d'un mélange binaire dans une géométrie à ailettes décalées concernent premièrement l'impact de ces ailettes sur les régimes et les cartes d'écoulement et deuxièmement l'impact des fluides binaires sur les mécanismes de transfert de chaleur.

De nombreuses études sur l'ébullition dans les échangeurs compacts à plaques et ailettes ont investigué l'effet hydrodynamique des ailettes décalées. Par exemple, Carey et Mandrusiak [1] ont étudié l'ébullition de l'eau, du méthanol et du n-butanol dans des géométries confinées et discontinues avec des ailettes décalées. Le diamètre hydraulique de leur section d'essais est de 5,15 mm. La vitesse massique varie de 3 à 100 kg.m⁻².s⁻¹. La carte d'écoulement a été obtenue par visualisation sur toute la longueur d'échange. Les auteurs ont conclu qu'il y a une transition rapide qui s'établit, pour tous les fluides testés, entre le régime d'écoulement à poches et bouchons et le régime d'écoulement agité d'une part, et le régime annulaire d'autre part. En outre, ils ont observé que le régime d'écoulement à bulles est négligeable devant les autres configurations d'écoulement pour les géométries discontinues telles que les ailettes décalées. On retrouve cette observation dans le travail réalisé par Desrats [2], qui a étudié l'ébullition des hydrocarbures (propane et isobutane) dans des ailettes décalées et perforées.

De point de vue thermique, l'impact des mélanges binaires de fluides frigorigènes sur les mécanismes de transfert de chaleur a été étudié par Jung et Radermacher [3]. Les auteurs ont conclu qu'à partir d'un titre en vapeur supérieur à 0,2, le mécanisme d'ébullition nucléée est complètement supprimé pour tous les mélanges testés et que le mécanisme d'ébullition convective prédomine sur le mode de transfert de chaleur par ébullition nucléée. En effet, la seule limitation à la croissance des bulles pour les fluides purs est la diffusion de la chaleur latente à travers l'interface liquide vapeur. Cependant, pour les mélanges binaires non azéotropes, une limitation supplémentaire apparaît du fait de la différence de volatilité des deux composants : le composé le plus volatil se diffuse préférentiellement dans la phase vapeur. Un gradient de concentration local est ainsi établi à l'interface liquide vapeur conduisant à l'apparition d'une résistance de masse supplémentaire limitant la croissance de la bulle.

Une autre analyse qualitative pourrait expliquer la suppression de l'ébullition nucléée. En effet, le mécanisme de croissance des bulles est directement lié à la surchauffe au niveau de la paroi ($T_p - T_{sat}$). La figure 1 représente le diagramme d'équilibre du mélange binaire non azéotrope R-134a / R-245fa à 2 bar absolu qui constitue le mélange utilisé pour cette étude. Initialement y_b est la composition du constituant le plus volatil (R-134a), ainsi la surchauffe est égale à $(T_p - T_b)$. Cependant, localement, à l'interface de la bulle, le liquide est appauvri en R-134a. La température de bulle du liquide au voisinage de l'interface liquide vapeur augmente alors de T_b à T_i réduisant ainsi la surchauffe. Par conséquent, la croissance de la bulle devient plus lente et l'ébullition nucléée disparaît rapidement laissant place à l'ébullition convective.

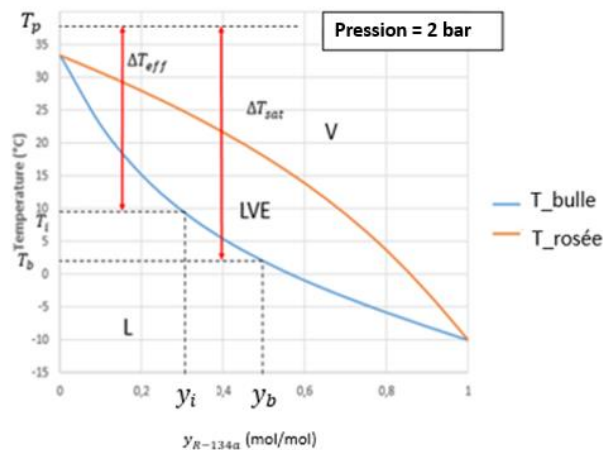


Figure 1 : Diagramme d'équilibre du mélange binaire non azéotrope R-134a / R-245fa

Afin de comprendre tous les phénomènes physiques et étudier les impacts thermiques et hydrodynamiques de l'utilisation des mélanges binaires et des ailettes décalées, une étude expérimentale a été réalisée.

2. Banc expérimental

2.1. Boucle principale

La boucle principale est représentée à la figure 2. Elle comporte un compresseur à piston (relié à un variateur de vitesse), un condenseur à eau, un sous-refroidisseur à eau glycolée, une vanne de détente et un vaporiseur qui constitue la section d'essai.

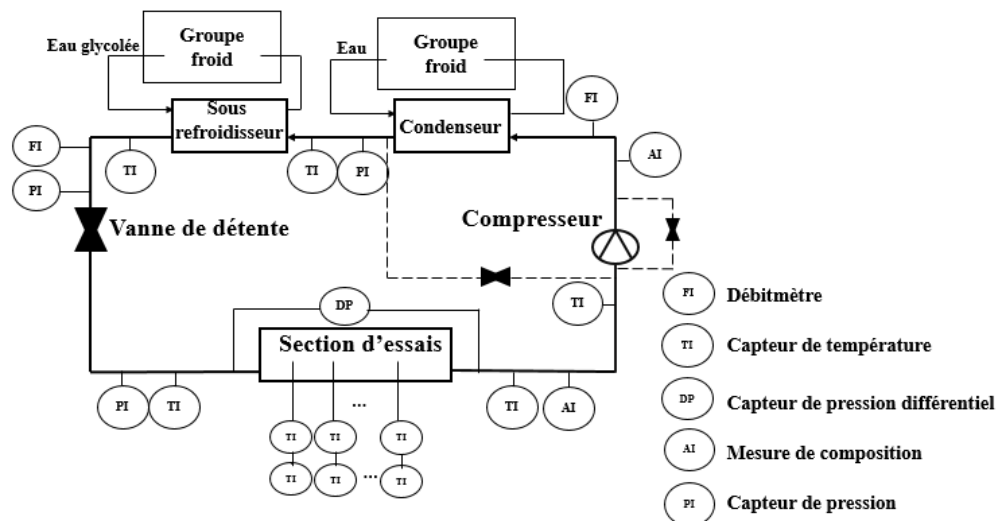


Figure 2 : Représentation schématique de la boucle expérimentale

Des capteurs de pression et de température sont installés à plusieurs endroits dans la boucle. Deux mesures de composition (AI) sont introduites dans l'installation. La mesure s'effectue avec la technique de chromatographie en phase gazeuse. Une vanne de recyclage et une vanne de bypass du condenseur sont installées autour du compresseur afin de pouvoir réaliser plusieurs tests en faisant varier le débit et la pression en entrée du vaporiseur. Deux débitmètres « Coriolis » sont installés en entrée du condenseur et en entrée de la vanne de détente.

2.2. Section d'étude

La section d'étude, représentée à la figure 3 est composée d'un seul passage à ailettes décalées dont les paramètres géométriques sont détaillés à la figure 4. Les valeurs de ces paramètres géométriques sont données dans le tableau 1.

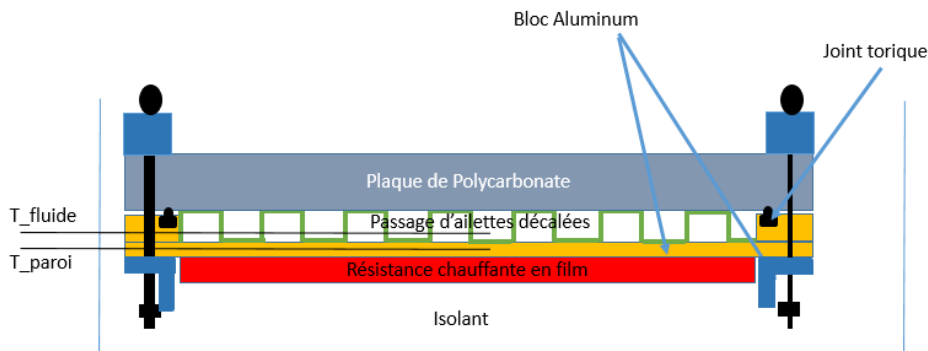


Figure 3 : Représentation schématique d'une coupe sur la largeur de la section d'étude

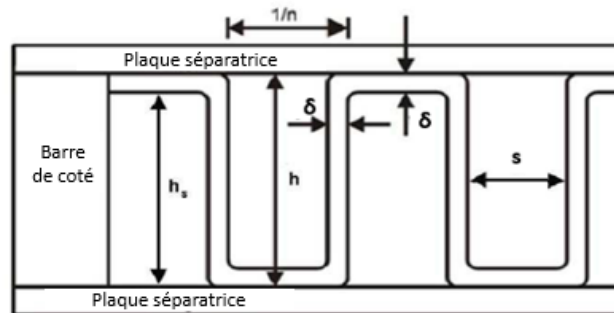


Figure 4 : Paramètres géométriques du passage d'ailettes décalées

	Hauteur des ailettes h (mm)	Epaisseur des ailettes δ (mm)	Densité des ailettes n (Ailettes / m)	Largeur des ailettes s (mm)
Valeurs	7 (-0,01/+0,02)	0,2 (+/- 0,01)	826,77 (+/- 0,5)	1

Tableau 1 : Valeurs des paramètres géométriques du passage d'ailettes décalées

La longueur et la largeur des ailettes décalées valent respectivement 1500 et 50 mm. Ce passage est compris entre une plaque de polycarbonate (qui sert à visualiser l'écoulement diphasique afin d'en déduire les régimes et les cartes d'écoulement) et un bloc d'aluminium usiné et chauffé sur la face arrière par une résistance en film adhésif. Cette résistance amène le flux de chaleur nécessaire pour vaporiser le liquide entrant dans la section d'essai. Des thermocouples de type T sont insérés à 9 endroits sur la longueur d'échange dans le fluide et dans la paroi afin de mesurer la différence de température locale pour en déduire le coefficient d'échange thermique au niveau du vaporiseur.

Les incertitudes de mesures des conditions d'écoulement (débit, pression, puissance de chauffe) dans la section d'essais sont synthétisées dans le tableau 2.

	Mesure de Débit	Mesure de température du vaporiseur	Mesure de pression	Mesure de la puissance de chauffe
Valeur d'incertitude	+/- 0,07 kg/h	+/- 0,01 °C	+/- 0,016 bar absolu	+/- 2 W

 Tableau 2 : *Incertitudes de mesures*

La vitesse massique, la section de passage ainsi que le diamètre hydraulique de la section d'étude sont donnés par les équations 1,2 et 3 :

$$G = \frac{\dot{m}}{S} \quad (1)$$

$$S = h_s * (1 - n\delta) * W \quad (2)$$

$$D_h = \frac{2S}{(1 - n\delta + nh_s) * W} \quad (3)$$

3. Résultats et discussions

3.1. Etude hydrodynamique

Les premiers résultats sont obtenus avec une vitesse massique égale à 11,21 kg.m⁻².s⁻¹, et une pression de 2,81 bar absolu en entrée de la section d'étude. La composition circulante du fluide binaire a été mesurée pour ces premiers essais. La fraction molaire de R-134a est de 44,5 % et celle de R-245fa est de 55,5%. Les régimes d'écoulements, représentés à la figure 5 et identifiés par visualisation sont principalement le régime à bulles (a), le régime à poches et bouchons (b), le régime agité (c) et le régime annulaire (d) qui sont présents comme le montre la figure 6 sur toute la longueur d'échange de la section d'essai.

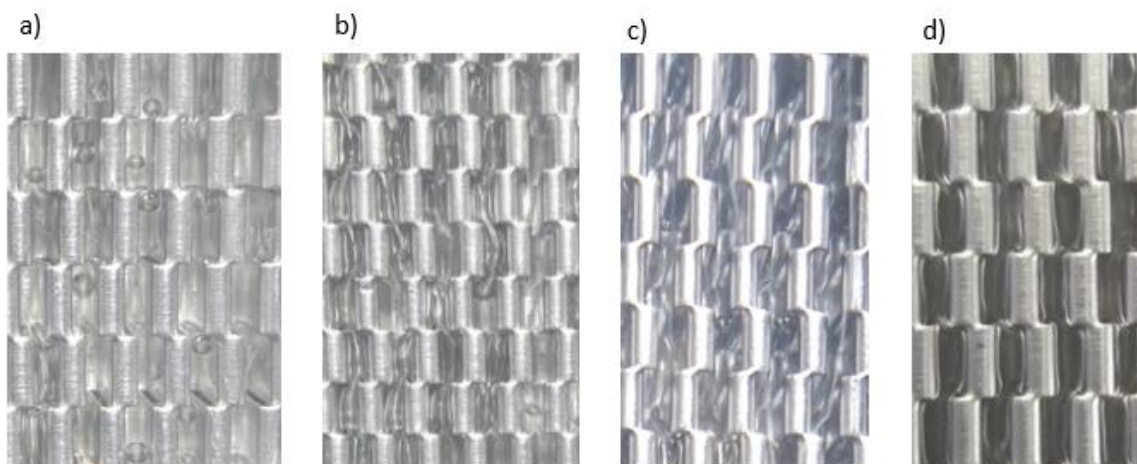


Figure 5 : *Les régimes d'écoulement observés le long de la section d'essais (de gauche à droite, du bas en haut de l'échangeur respectivement)*

$$(G = 11,21 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1} ; P = 2,81 \text{ bar absolu} ; q = 8,58 \text{ kW.m}^{-2})$$

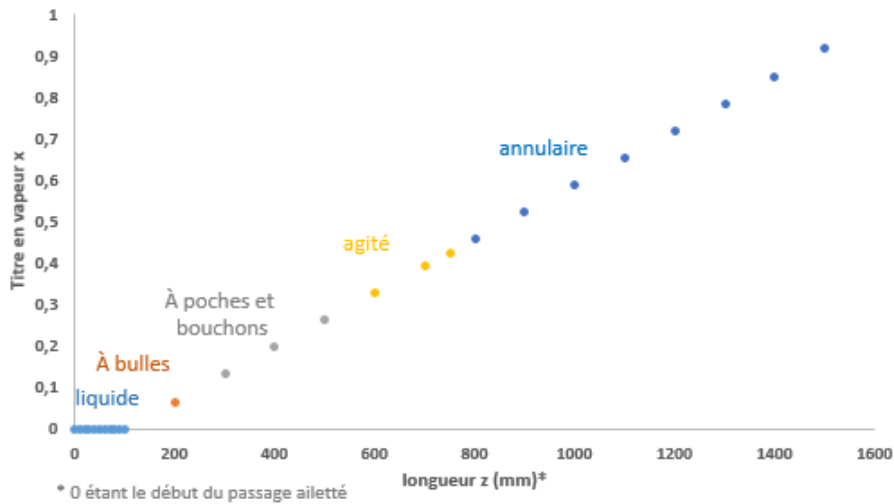


Figure 6 : Positions des régimes d'écoulement en fonction de la longueur de la section d'essais

Il a été constaté lors de l'observation de l'écoulement diphasique que le régime à bulles est négligeable devant les autres configurations d'écoulement (figure 6). Cette observation est semblable à celle reportée par Desrats [2]. Une explication possible de ce phénomène provient de l'effet de la géométrie confinée induit par les ailettes décalées.

En effet, la taille de la bulle, dans le régime d'écoulement à bulles, se trouve limitée par la largeur du canal ($s = 1$ mm) et ne peut donc augmenter qu'en suivant la longueur formant ainsi « des poches ». Les résultats préliminaires ont conduit à une première ébauche de la carte d'écoulement (représentée à la figure 7) en utilisant les vitesses superficielles du liquide et de la vapeur. Le titre en vapeur, ainsi que les vitesses superficielles sont données par les équations 4, 5 et 6. Les masses volumiques vapeur et liquide sont supposées constantes tout au long de l'échange. Cette hypothèse est à améliorer, par la suite, en intégrant la perte de charge pour estimer la masse volumique locale de chaque phase.

$$x = \frac{zQ}{L * \dot{m} * L_{vap}} \quad (4)$$

$$J_V = \frac{xG}{\rho_V} \quad (5)$$

$$J_L = \frac{(1 - x)G}{\rho_L} \quad (6)$$

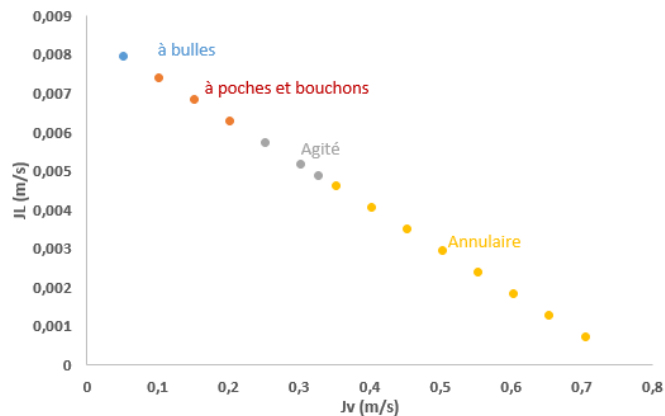


Figure 7 : Carte d'écoulement en fonction des vitesses superficielles liquide et vapeur dans un passage d'ailettes décalées ($G = 11,21 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$; $P = 2,81 \text{ bar absolu}$; $q = 8,58 \text{ kW.m}^{-2}$)

La transition entre le régime agité et le régime annulaire a lieu lorsque la vitesse adimensionnelle de Wallis en vapeur (donnée par l'équation (7)) atteint la valeur de 0,28.

$$J_V^* = J_V * \sqrt{\frac{\rho_V}{gD_h(\rho_L - \rho_V)}} \quad (7)$$

Cette valeur est à comparer avec celle trouvée par Carey et Mandrusiak [1] : leur transition entre ces deux régimes correspond à une vitesse de Wallis en vapeur égale à 0,5. Cet écart est expliqué par l'effet du confinement d'une part et la valeur des masses volumiques des HFC (qui est plus importante que celle des fluides utilisés par ces auteurs) d'autre part. Le nombre de confinement de la section d'essai de Carey et Mandrusiak [1] ($Co = 0,34$) est inférieur à celui de la section d'étude utilisée dans cette présente étude ($Co = 0,58$). Ainsi, les premiers résultats semblent indiquer que la ligne de transition est déplacée vers des titres en vapeur inférieurs à ceux de Carey et Mandrusiak [1].

3.2. Etude thermique

Le coefficient de transfert thermique local est calculé à partir des mesures de puissance de chauffe, et des températures dans le fluide et dans la paroi à différentes hauteurs de la section d'essai selon l'équation (8).

$$\alpha(z) = \frac{q}{T_p(z) - T_f(z)} = \frac{qS_{pri}}{S_f} \frac{1}{T_p(z) - T_f(z)} = \frac{qS_{pri}}{S_{pri} + \eta(\alpha(z)) S_s} \frac{1}{T_p(z) - T_f(z)} \quad (8)$$

$$\eta = \frac{th(hM)}{hM} \quad (9)$$

M étant le paramètre de l'ailette. Pour des ailettes décalées, ce paramètre est donné par l'équation (10) (L ici est la longueur de la serration).

$$M^2 = \frac{h}{k} \frac{2(L + \delta)}{L\delta} \quad (10)$$

Les températures dans le fluide à plusieurs hauteurs de la longueur d'échange sont représentées à la figure 8. Ces températures ont été comparées avec les résultats de simulations obtenus avec EDR (« Exchanger Design and Rating ») qui est un logiciel de simulation d'échangeurs thermiques. Les données d'entrées utilisées dans EDR sont identiques à celles utilisées pour la première campagne d'essais (en termes de fluide, débit, pression et géométrie).

Il a été observé que les résultats obtenus par EDR prédisent bien les données expérimentales pour le régime annulaire (l'écart moyen entre EDR et les résultats expérimentaux est de 2 %). Cependant, pour les autres configurations d'écoulement, EDR sous-estime les données expérimentales et l'écart moyen entre les deux est de 14%. Des investigations sur les modèles d'écoulement utilisés par ce logiciel sont en cours afin de comprendre et justifier cet écart.

Les températures de paroi à plusieurs hauteurs de la longueur d'échange sont représentées à la figure 9. Il a été constaté qu'EDR sous-estime les données expérimentales : cet écart provient de la différence entre la configuration de chauffe entre EDR et la présente étude. En effet, EDR se base sur un chauffage symétrique sur les deux faces avant et arrière de l'échangeur. Cependant, la configuration de chauffe de la section d'essais est basée sur un chauffage asymétrique (adiabatique sur la face avant et chauffage homogène sur la face arrière).

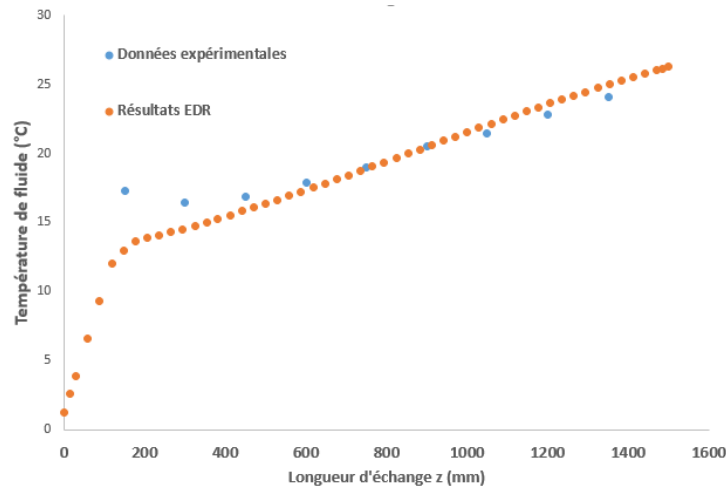


Figure 8 : Comparaison entre les données expérimentales et les résultats d'EDR pour la température dans le fluide

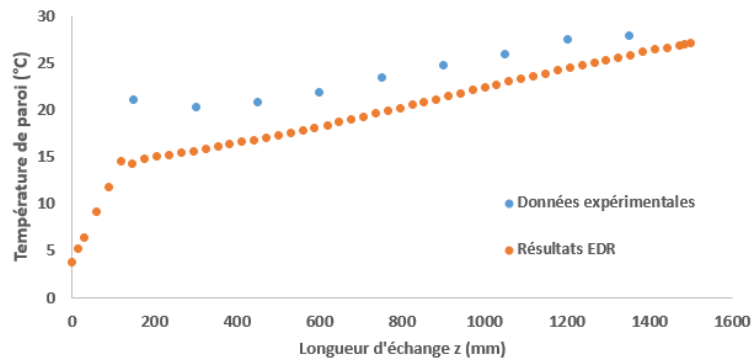


Figure 9 : Comparaison entre les données expérimentales et les résultats d'EDR pour la température de paroi

4. Conclusion

Cette étude vise à étudier l'influence des ailettes décalées sur l'écoulement diphasique en vaporisation ascendante. Il a été observé que le régime d'écoulement à bulles est négligeable devant les autres configurations d'écoulement. Cette observation est expliquée par l'effet du confinement induit par ce type d'ailettes. De plus, les résultats préliminaires semblent suggérer que la ligne de transition entre le régime agité et le régime annulaire a lieu pour des titres en vapeur faibles (en comparaison avec les canaux non millimétriques). Ce résultat est à confirmer en faisant plusieurs tests supplémentaires.

Les premières données expérimentales des températures dans le fluide et dans la paroi ont été comparées avec celles obtenues par un logiciel de simulation d'échangeurs thermiques (EDR). Les conclusions tirées de cette comparaison seront à confirmer par la suite.

Références

- [1] V.P. Carey, G.D. Mandrusiak, Annular film-flow boiling of liquids in a partially heated, vertical channel with offset strip fins, *International journal of heat and mass transfer*, 29 (1985), 927-939.
- [2] C. Desrats, Etude expérimentale de l'ébullition d'hydrocarbures dans les échangeurs à plaques et ailettes. *Thèse*, Lieu de publication : Grenoble : Université de Provence Aix-Marseille (2006).
- [3] D. Jung, R. Radermacher, Prediction of evaporation heat transfer coefficient and pressure drop of refrigerant mixtures, *International journal of refrigeration*, 16 (1992), 330-338.

Optimisation des paramètres d'un échangeur de chaleur avec agitateur par la méthode Taguchi et l'algorithme génétique.

Optimization a heat exchanger parameter with stirrer using Taguchi method and genetic algorithm.

Sihem BOUZID^{1*}, Larbi BENDADA², Nacer HABIR³, Yamina HARNANE⁴

^{1,2}Laboratoire Conception et modélisation avancée des systèmes mécaniques et thermo fluides (LCMASMTF), Université Oum El Bouaghi, Algérie.

³Laboratoire des Matériaux et Structure des Systèmes Électromécaniques et leurs Fiabilité (LMSEF), Université Oum El Bouaghi, Algérie.

⁴ Laboratoire de Génie Mécanique (LGM), Université de Biskra, Algérie.

*(auteur correspondant : sihembouid69@gmail.com)

Résumé : Résoudre un problème d'optimisation, c'est rechercher, parmi un ensemble de solutions qui vérifient des contraintes données, la (ou les) solution(s) qui rend (ent) minimale (ou maximale) une fonction mesurant la qualité de cette solution. Cette fonction est appelée fonction objectif ou fonction évaluation. Il s'agit d'optimiser les paramètres d'un échangeur de chaleur double calandre avec agitateur. Notre étude a consisté en la réalisation de 54 tests en agissant sur trois paramètres : débit de fluide chaud, vitesse de rotation de l'agitateur et température d'entrée du fluide chaud en considérant deux modes : serpentín et calandre d'un échangeur de chaleur avec agitateur. L'analyse de Taguchi a permis d'optimiser les niveaux des paramètres de fonctionnement. L'efficacité obtenue vaut 0,2964 et 0,4100 pour les modes serpentín et calandre, respectivement. L'évaluation des générations pour l'optimisation de l'efficacité est d'environ 25 générations avec un optimum égal à 0,2952 et 0,3365 pour les modes serpentín et calandre, respectivement. Les meilleures valeurs des individus obtenues via l'algorithme génétique sont A1B3C1 en mode serpentín et A3B3C1 en mode calandre.

Mots clés : échangeur de chaleur, optimisation, efficacité, Taguchi, algorithmes génétiques.

Abstract: Solving an optimization problem is to find, among a set of solutions which satisfy given constraints, the solution (s) that minimize or maximize a function measuring this solution quality. This function is called objective function or evaluation function. This is to optimize the parameters of a double shell heat exchanger with stirrer. Our study consisted to carry-out 54 tests by acting on three parameters: hot fluid flow rate, stirrer rotation speed and hot fluid inlet temperature considering two modes: coil and shell of a heat exchanger with stirrer. Taguchi's analysis allowed the optimization of the operating parameter levels. The obtained efficiency obtained is of 0.2964 and 0.4100 for coil and shell modes, respectively. The generations' evaluation efficiency optimization is about 20 generations with an optimum of 0.2952 and 0.3365 for coil and shell modes, respectively. The best values for individuals obtained via genetic algorithm are A1B3C1 and A3B3C1 in coil and shell modes, respectively.

Keywords: heat exchanger, optimization, efficiency, Taguchi, genetic algorithms.

Nomenclature

T	Température, °C			s	sortie		
q _c	Débit volumique, l.mn ⁻¹	c	chaud	AG	Algorithme génétique	ω	vitesse de rotation, trs.mn ⁻¹
S/B	Rapport Signal-bruit	f	froid	ABC	Paramètres à différents niveaux	η	efficacité
n	Nombre de tests	e	entrée				

1. Introduction

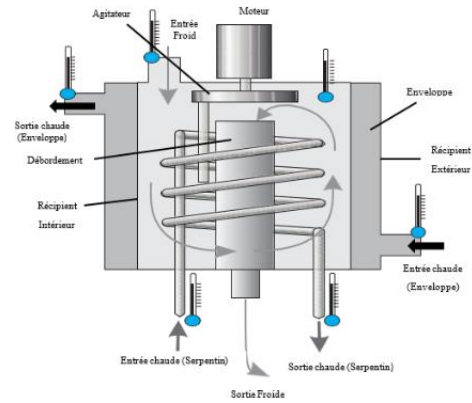
Dans l'équipement de toute installation énergétique, il y a au moins un échangeur de chaleur. Les ingénieurs en énergie cherchent le meilleur fonctionnement des échangeurs de chaleur pour leur permettre de décider quel échangeur est le plus adapté à leur construction ou quels sont les meilleurs paramètres de fonctionnement pour le rendement attendu. Cette étude implique l'optimisation des paramètres d'un échangeur de chaleur avec agitateur de type TD360d. Le travail a été effectué en deux parties : Réalisation des tests de fonctionnement de l'échangeur en agissant sur trois paramètres : débit de fluide chaud, vitesse de rotation de l'agitateur et température d'entrée du fluide chaud ; puis utilisation des algorithmes de Taguchi et génétiques afin d'optimiser ces mêmes paramètres pour maximiser l'efficacité de l'échangeur.

2. Revue Bibliographique

Quelques références de la littérature, réalisées dans le contexte de notre travail sont présentées ici. Sampreeti Jena et al [1] ont établi une corrélation entre la minimisation de la longueur et la minimisation du coût pour deux types de disposition de tube (triangulaire et carrée). Benoît Allen et Louis Gosset [2] ont présenté un modèle permettant d'estimer le coût total des échangeurs de chaleur tubulaires avec condensation dans les tubes ou dans la calandre, ainsi que la réduction du coût au minimum. Mariajayaprakash, Arokiasamy et al [3] ont utilisé la méthode de Taguchi pour identifier les différents paramètres de processus affectant les caractéristiques de qualité des amortisseurs. Dans l'article de Saphir Sanay, Hassan Hajabdollahi [4], le coût total et les paramètres géométriques sont les sept paramètres de conception considérés pour la conception optimale d'un échangeur de chaleur tubes et calandre. Gognan Xie et al [5] ont appliqué un algorithme génétique (AG) avec succès à la conception thermique d'échangeurs de chaleur à tube et calandre (FTHE). Le poids total minimum ou le coût total annuel des FTHE est pris respectivement comme fonction objectif dans l'AG. T.Achouri et C.Bougriou [6] ont développé un programme en langage Fortran qui leur a permis d'obtenir le diamètre optimal correspondant au coût total minimal de l'échangeur (coûts de réalisation et de pompage) pour la même puissance thermique transférée. Cette étude fait l'objet d'une contribution d'optimisation pour des échangeurs industriels de ce type dont le but est d'optimiser leur fonctionnement là où le plan expérimental est difficile à réaliser.

3. Méthode expérimentale/modèle mathématique

L'échangeur de chaleur utilisé à calandre chemisée avec serpentin et agitateur Td360d, de marque TecEquipment figure 1, imite les échangeurs de chaleur les plus courants dans l'industrie. Il existe deux modes de fonctionnement : Mode calandre, l'eau chaude s'écoule à travers la calandre (l'eau froide est interne) ; Mode serpentin, l'eau chaude s'écoule à travers le serpentin en chauffant l'eau froide dans le réservoir (l'eau froide est externe) figure 2.


 Figure 1. *Echangeur TD360d*

 Figure 2. *Modes de fonctionnement*

3.1 Tests réalisés : Les tests ont été réalisés suivant la combinaison des paramètres indiqués sur le tableau 1.

	A	B	C
	Débit volumique q_c	Vitesse de rotation ω	Température T
Niveau	l/min	trs/min	°C
1	1	0	40
2	2	50	50
3	3	100	60

 Tableau 1. *Valeurs des différents paramètres*

La combinaison des 3 paramètres pour 3 valeurs chacun nous a fourni 27 tests à exécuter pour chacun des deux modes : Serpentin et calandre (au total 54 tests). Pour chaque test on a calculé la valeur moyenne, à partir d'un ensemble de mesures effectuées durant 900s à un intervalle de 30s chacun (300 lectures), de l'efficacité selon les équations suivantes :

- L'efficacité thermique du circuit chaud :

$$\eta_c = \frac{T_{ce} - T_{cs}}{T_{ce} - T_{fe}} \quad (1)$$

- L'efficacité thermique du circuit froid :

$$\eta_f = \frac{T_{fs} - T_{fe}}{T_{ce} - T_{fe}} \quad (2)$$

- L'efficacité moyenne :

$$\eta = \frac{\eta_c + \eta_f}{2} \quad (3)$$

3.2 Modèle mathématique

En se basant sur les résultats de la partie expérimentale, nous avons utilisé deux méthodes d'optimisation : la méthode de Taguchi et la méthode des Algorithmes Génétiques.

3.2.1 Méthode de Taguchi

La technique de Taguchi utilise l'approche du rapport signal sur bruit pour mesurer l'écart de la caractéristique de qualité à partir de la valeur souhaitée. Le rapport S / B est utilisé comme fonction objectif d'optimisation des paramètres. Comme l'objectif est de maximiser l'efficacité en déterminant le niveau optimal de chaque facteur, le type « plus grand est le meilleur » rapport S/B est choisi et le calcul est effectué par la formule :

$$S/B_H = -10 \log \left(\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{1}{y_i^2} \right) \quad (4)$$

y_i : i ème valeur de la caractéristique calculée (efficacité).

3.2.2 Méthode des Algorithmes Génétiques AG

Nous avons développé un modèle mathématique se basant sur un réseau orthogonal. Ce modèle a été utilisé en tant que fonction objectif dans l'algorithme génétique mono-objectif. Les corrélations entre les différents paramètres ont été obtenues par la régression, méthode moindres carrés. Les fonctions objectifs et les contraintes sont définies comme suit :

$$\text{Maximiser l'efficacité } \eta : Y (A, B, C) \quad (5)$$

Sous les contraintes :

- Débit volumique q_c : $1 \leq A \leq 3$ (6)

- Vitesse ω : $0 \leq B \leq 100$ (7)

- Température T_{ce} : $40 \leq C \leq 60$ (8)

Le calcul par l'outil Minitab nous a fourni la fonction objectif (Eq. 9) pour le mode serpentin :

$$\eta_{\text{moyenne}} = -0,0580 \cdot q_c + 0,00935 \cdot \omega + 0,00353 \cdot T_{ce} + 0,328 \quad (9)$$

et la fonction objectif (Eq. 10) pour le mode calandre :

$$\eta_{\text{moyenne}} = +0,0217 \cdot q_c + 0,000302 \cdot \omega + 0,000697 \cdot T_{ce} + 0,287 \quad (10)$$

4. Résultats

4.1 Méthode de Taguchi

Pour mieux illustrer la qualité de simulation des modèles et bien analyser leur robustesse, nous traçons les courbes représentant l'effet de l'interaction des différents paramètres à différents niveaux, respectivement pour le mode Serpentin et le mode calandre, ceci successivement en termes d'efficacité (η) illustrée sur la figure 3 et la figure 4.

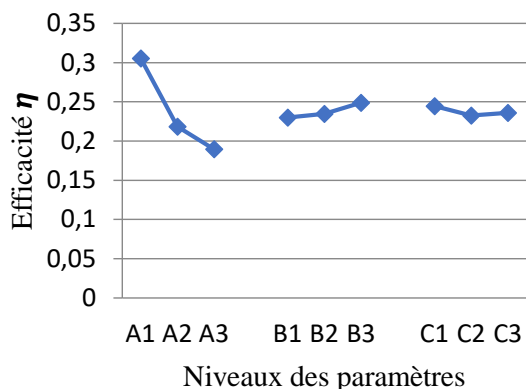


Figure 3. Efficacité moyenne « mode serpent »

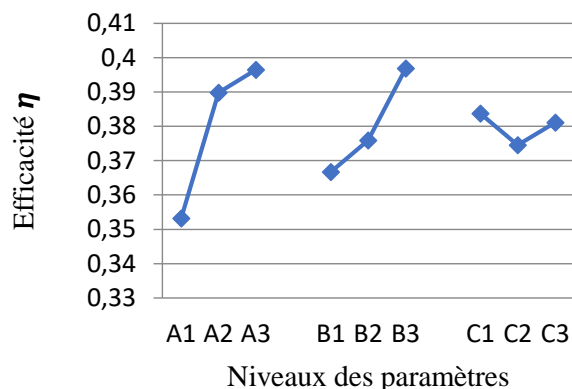


Figure 4. Efficacité moyenne « mode calandre »

Pour faciliter et résumer la lecture des figures 3 et 4, nous avons dressé le tableau 2 et le tableau 3 ci-dessous spécifiant les valeurs maximales de l'efficacité (η)

Niveaux	A	B	C
1	0,3055	0,23	0,2445
2	0,2182	0,2346	0,2328
3	0,1896	0,2487	0,2361
Maximum	0,3055	0,2487	0,2445

Tableau 2. Valeurs maximales de l'efficacité « mode serpent »

Niveaux	A	B	C
1	0,3531	0,3667	0,3838
2	0,3899	0,3759	0,3746
3	0,3965	0,3969	0,3811
Maximum	0,3965	0,3969	0,3838

Tableau 3. Valeurs maximales de l'efficacité « mode calandre »

De même la représentation est effectuée en termes de rapport Signal/bruit (S/B) nous obtenons la figure 5 et la figure 6.

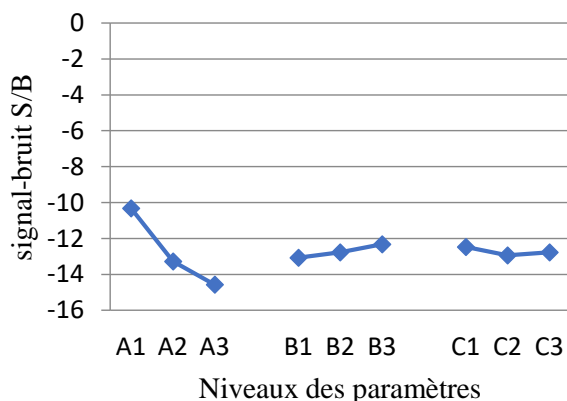


Figure 5. Rapport signal-bruit (S/B) « mode serpent »

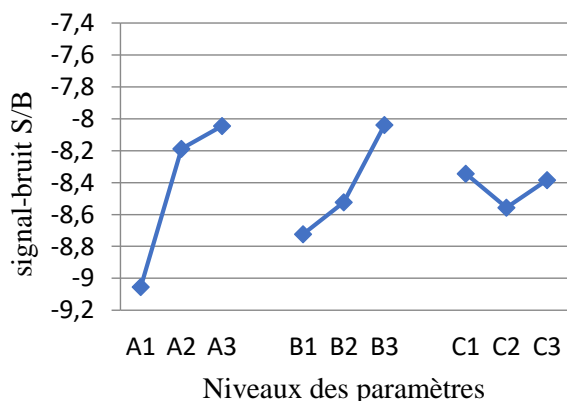


Figure 6. Rapport signal-bruit (S/B) « mode calandre ».

Les tableaux 4 et 5 ci-dessous spécifiant les valeurs maximales du rapport signal/bruit (S/B).

Niveaux	A	B	C
1	-10,3251	-13,0788	-12,4734
2	-13,2770	-12,7722	-12,9335
3	-14,5797	-12,3306	-12,7749
Maximum	-10,3251	-12,3306	-12,4734

Tableau 4. Valeurs maximales du rapport signal-bruit (S/B) "mode serpent" "

Niveaux	A	B	C
1	-9,0545	-8,7239	-8,3448
2	-8,1871	-8,5225	-8,5571
3	-8,0441	-8,0394	-8,3839
Maximum	-8,0441	-8,0394	-8,3448

Tableau 5. Valeurs maximales du rapport signal-bruit (S/B) "mode calandre" "

En analysant la figure 3, il est clair que, d'une part, l'efficacité moyenne de l'échangeur de chaleur η est maximale pour les niveaux des paramètres A1, B3 et C1 pour le mode Serpentin, et A3, et B3 et C1 pour le mode calandre sur la figure 4 ; d'autre part, sur la figure 5 le rapport signal-bruit S/B est maximum pour les niveaux des paramètres A1, B3 et C1 pour le mode Serpentin, et A3, B3 et C1 pour le mode calandre figure 6. Comme le rapport signal-bruit S/B maximum signifie une meilleure caractéristique de qualité du processus, la combinaison optimale des niveaux de facteurs de contrôle est donc déterminée comme : A1B3C1 pour le mode Serpentin et A3B3C1 pour le mode calandre.

4.2 Méthode des Algorithmes Génétiques

Le problème de l'algorithme génétique a été résolu respectivement pour le mode Serpentin et calandre. Avec Toolbox dans Matlab, nous avons choisi le nombre de générations par défaut 50, le nombre d'individus 3. Les graphes sont illustrés sur la figure 7, la figure 8 en termes de valeurs de forme moyenne et meilleure (fitness value et mean value), au-delà de 25 générations les deux courbes se superposent indiquant le résultat optimum.

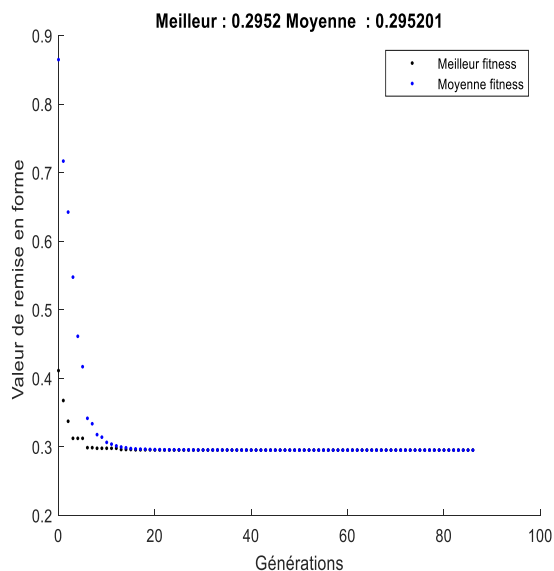


Figure 7. Génération pour l'optimisation de l'efficacité « mode Serpentin ».

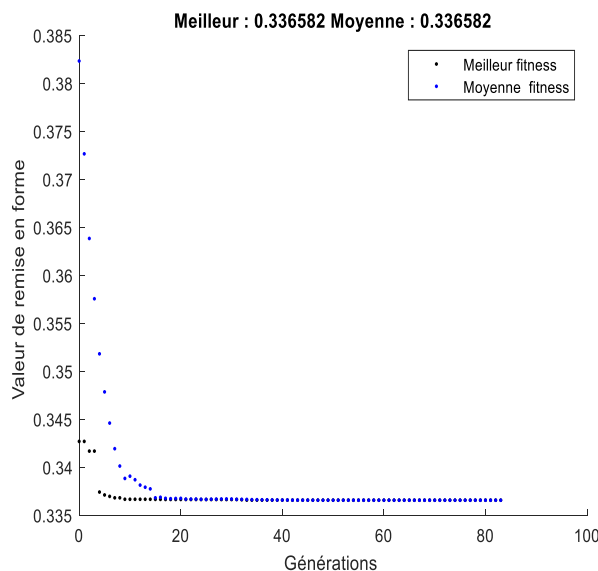


Figure 8. Génération pour l'optimisation de l'efficacité « mode calandre »

Ces résultats sont obtenus à 88 itérations pour le mode serpent et à 83 itérations pour le mode calandre.

Les graphes illustrés sur la figure 9 et la figure 10 représentent l'optimisation en termes de Meilleur individu, pour les deux cas la variable 3 est dominante, vient en deuxième position la variable 1 et en dernière position la variable 2 pour le mode serpentin. Inversement pour le mode calandre, la variable 2 vient en deuxième position et la variable 1 en dernier.

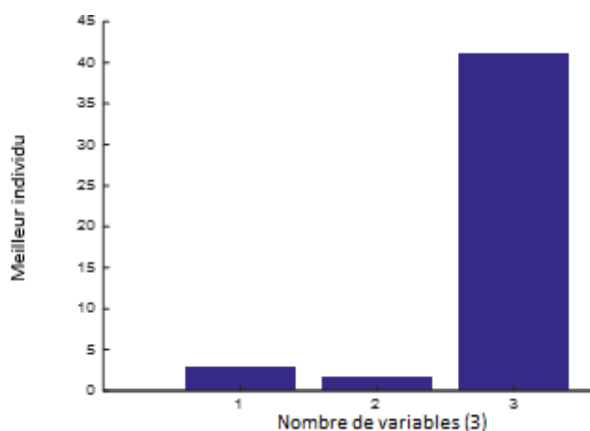


Figure 9. Meilleures valeurs des individus obtenues par AG « mode Serpentin ».

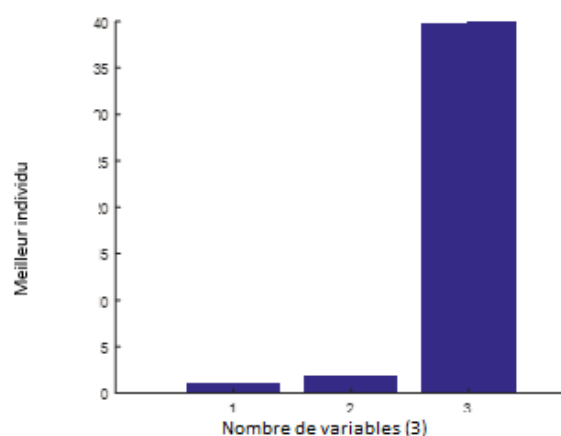


Figure 10. Meilleures valeurs des individus obtenues par AG « mode calandre ».

Les résultats de l'optimisation de l'échangeur de chaleur obtenus par la méthode de Taguchi et l'algorithme génétique ainsi que les valeurs fournies par les tests de l'expérimental, sont résumés dans le tableau 6 et le tableau 7 respectivement pour le mode serpentin et le mode calandre ci-dessous :

	Débit volumique (l/s)	Vitesse (tr/min)	Température (°C)	Efficacité moyenne
Expériences	1	100	50	0.3533
Méthode de Taguchi	1	100	40	0.2964
Algorithme Génétique	1	100	40	0,2952

Tableau 6. Résultats de l'optimisation par Taguchi et AG « mode Serpentin »

	Débit volumique (l/s)	Vitesse (tr/min)	Température (°C)	Efficacité moyenne
Expériences	3	100	60	0.4199
La méthode de Taguchi	3	100	40	0.4100
algorithme Génétique	3	100	40	0,33658

Tableau 7. Résultats de l'optimisation par Taguchi et AG « mode calandre »

5. Conclusion

Concernant l'analyse de Taguchi, le calcul ainsi réalisé fournit la même combinaison de niveaux A1B3C1 pour le mode Serpentin et A3B3C1 pour le mode calandre pour la valeur maximale soit en termes d'efficacité ou en termes de rapport signal/bruit. Les fonctions objectifs obtenues par l'algorithme génétique ont permis l'évaluation des générations pour l'optimisation de l'efficacité à environ 25 générations avec une valeur meilleure égale à 0.2952 pour le mode Serpentin et 0.3365 pour le mode calandre. En comparant entre les deux méthodes, on peut dire que la méthode Taguchi donne un optimum pour l'efficacité supérieur à celui donné par l'algorithme AG (0.2964 > 0,2952) pour le mode serpent. De même pour le mode calandre (0.41000 > 0,33658). En plus, la méthode de Taguchi a fourni des résultats plus proches de ceux de l'expérimental comparé à la méthode AG. Et de là on conclut que l'efficacité Optimum de fonctionnement de l'échangeur de chaleur, dans ce cas, est obtenu en mode calandre pour un débit 3l/min, une vitesse de rotation 100, une température d'entrée chaude 40°C, elle vaut dans ce cas 41%.

Références

- [1] J. Sampreeti,. Multi-objective optimization of design parameters of a shell & tube type heat exchanger using genetic algorithm, *Int. J. Curr. Engine Techn.*, 3 (2013).
- [2] A. Benoit, Optimisation d'échangeurs de chaleur : Condenseur à calandre, réseau d'échangeur de chaleur et production d'eau froide, Thèse de l'Université Laval QUÉBEC, (2010).
- [3] A. Mariajayaprakash,. Optimisation of shock absorber process parameters using failure mode and effect analysis and genetic algorithm, *J. Indus. Engine Int. Springer, Heidelberg*, 9 (2013), 1-10.
- [4] S. Sanaye, Multi-objective optimization of shell and tube heat exchangers, *Appl. Ther. Engine*, 30 (2010), 1937–1945.
- [5] X. Gongnan, Application of a genetic algorithm for thermal design of fin-and-tube heat exchangers, *Heat Trans. Engine.*, 29 (2008), 597-607.
- [6] A.Touati, Etude Technico-économique des échangeurs de chaleur à triple tube concentrique, Thèse de l'Université de BATNA, (2014).

Analyse du champ de température et de la création d'entropie dans un évaporateur à film tombant

Thermodynamic Analysis of a Falling Film Evaporator

Arnat MAHAMOUDOU^{1*}, Nolwenn LE PIERRÈS¹, Julien RAMOUSSE¹

¹Laboratoire LOCIE, USMB – CNRS UMR 5271
73370 Le Bourget-du-Lac.

* (auteur correspondant : arnat.mahamoudou@univ-smb.fr)

Résumé – Un évaporateur à film tombant est étudié pour des Reynolds du fluide caloporteur de 50 à 1750 afin de déterminer les champs de température et de vitesse mais aussi les créations d'entropie locales en appliquant la Thermodynamique des Processus Irréversibles. Les résultats montrent que la masse évaporée est impactée par le débit du fluide caloporteur, la longueur du film et la différence de température entre l'entrée du film tombant et la température d'évaporation. La création d'entropie quant à elle, est impactée par les propriétés des deux fluides, le débit du fluide caloporteur et la température d'entrée du film tombant.

Mots-clés : Echangeur de chaleur ; Film tombant ; Champ de température ; Création d'entropie ; Echelle locale.

Abstract – This study aims to study a falling film evaporator for Reynolds of heat transfer fluid from 50 to 1750 in order to determine the temperature and velocity fields but also the local entropy generation by applying the Thermodynamics of Irreversible Processes. Results show that the evaporated mass depends on the heat transfer fluid flow rate, the film length and the temperature difference between the saturation temperature and the entrance of the falling film. The entropy generation is impacted by the properties of the two fluids, the flow rate of the heat fluid transfer and the entrance temperature of the falling film.

Keywords: Heat exchanger; Falling film; Temperature profile; Entropy generation; Local scale.

Nomenclature

C_p	capacité calorifique massique, $J.K^{-1}kg^{-1}$	Φ	flux surfacique, $W.m^{-2}$
e	épaisseur de la paroi, m	<i>Indices et exposants</i>	
L	longueur, m	evap	évaporation
L_v	chaleur latente d'évaporation, $J.kg^{-1}$	bulk	mélange
\dot{m}	débit massique, $kg.s^{-1}$	f	film tombant
Re	nombre de Reynolds	gen	créée
\dot{S}	création d'entropie, $W.K^{-1}$	htf	fluide caloporteur
T	température, K	in	entrée
u	vitesse du fluide, $m.s^{-1}$	max	maximale
<i>Symboles grecs</i>		moy	moyenne
δ	épaisseur, m	p	paroi
λ	conductivité thermique $W.K^{-1}.m^{-1}$	out	sortie
μ	viscosité dynamique, Pa.s	sat	saturation
ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$	th	thermique
$\dot{\sigma}$	création d'entropie volumique, $W.K^{-1}.m^{-3}$	visq	visqueuse

1. Introduction

L'évaporateur à film tombant est un échangeur de chaleur à changement de phase, mettant en jeu un film ruisselant s'évaporant à sa surface libre (Figure 1(a)). Il est largement utilisé dans les machines de réfrigération et de chauffage tels les machines à sorption du fait de son aptitude à fonctionner à des faibles pincements de température avec des coefficients de transferts de chaleur élevés [1] permettant ainsi de réduire la taille des échangeurs. Cette étude consiste à comprendre le comportement local des films ruisselants lors des transferts thermique et hydrodynamique en analysant les profils de température et la création d'entropie. L'étude locale est importante car elle permet de connaître les verrous (conditions de fonctionnement, dimension du composant, nature des fluides) sur lesquels agir pour minimiser la création d'entropie.

2. Description du problème

Le système étudié est décrit sur la figure 1(b). Un film laminaire de fluide incompressible d'épaisseur δ_f s'écoule sous l'effet de la gravité sur une plaque verticale chauffée au moyen d'un fluide caloporteur s'écoulant en co-courant entre deux plaques séparées de δ_{htf} . Ce film est le siège de phénomènes thermiques conduisant à une évaporation à la surface libre, supposée à température de saturation constante le long du film (Pression constante).

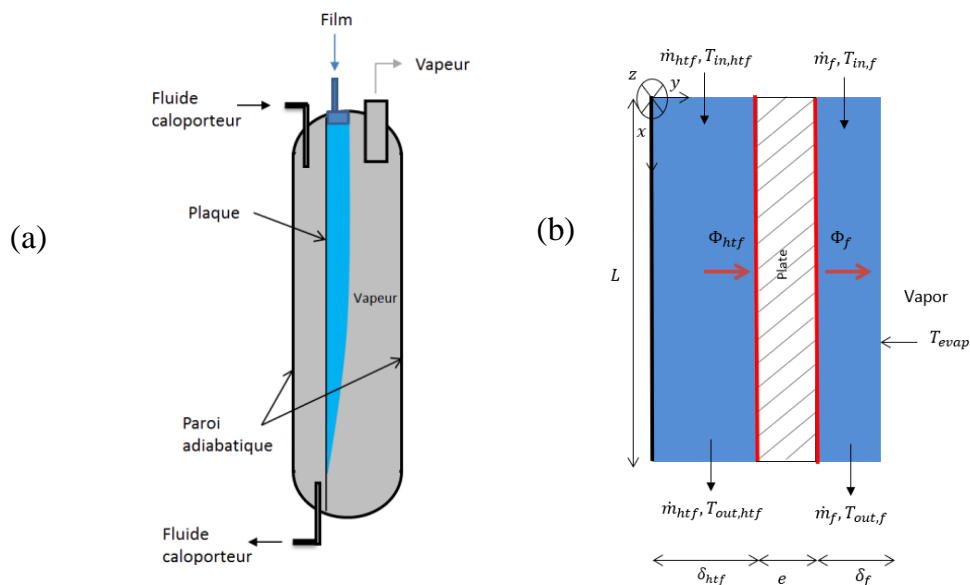


Figure 1 : Evaporateur à film tombant (a), film tombant sur une plaque verticale (b)

Un repère cartésien est considéré pour la résolution du problème comme indiqué sur la figure 1(b). L'origine étant prise à l'entrée de l'échangeur du côté du fluide caloporteur.

2.1. Equations du modèle

Les hypothèses suivantes ont été formulées pour les deux fluides : régime stationnaire, épaisseur et propriétés du film constantes, phénomènes de conduction négligés dans le sens de l'écoulement, température d'évaporation égale à la température de saturation et supposée constante $T_{sat} = T_{evap} = cste$, effets de bords négligés ($\partial T / \partial z \approx 0$), pas de changement de phase dans l'épaisseur du film et forces de cisaillements négligées à la surface libre. De plus, un profil de Nusselt est supposé pour les profils de vitesse des deux fluides afin de simplifier l'étude, d'autant qu'il est suffisant pour modéliser le problème de film tombant [2]. Le profil de Nusselt stipule que le profil de vitesse est parabolique. De ce fait :

$$\begin{cases} u_{htf}(y) = 4 \cdot u_{htf,max} \left(\frac{y}{\delta_{htf}} - \left(\frac{y}{\delta_{htf}} \right)^2 \right) \\ u_f(y_1) = \frac{\rho_f g}{\mu_f} \delta_f^2 \left(\frac{y_1}{\delta_f} - \frac{1}{2} \left(\frac{y_1}{\delta_f} \right)^2 \right) \text{ où } y_1 = y - \delta_{htf} - e \end{cases}$$

L'équation de la chaleur appliquée au fluide caloporteur et au film tombant en tenant compte des hypothèses s'écrit :

$$\begin{cases} \rho_{htf} C_{p,htf} u_{htf}(y) \frac{\partial T_{htf}(x,y)}{\partial x} = \lambda_{htf} \frac{\partial^2 T_{htf}(x,y)}{\partial y^2} \\ \frac{\partial T_p(x,y)}{\partial y} = \frac{T_f(x, \delta_{htf} + e) - T_{htf}(x, \delta_{htf})}{e} \\ \rho_f C_{p,f} u_f(y) \frac{\partial T_f(x,y)}{\partial x} = \lambda_f \frac{\partial^2 T_f(x,y)}{\partial y^2} \end{cases} \quad (1)$$

Connaissant le débit par unité de largeur (Γ_f), la vitesse moyenne et l'épaisseur du film tombant sont définis comme dans [2], [3], à savoir :

$$\begin{cases} \delta_f = \left(\frac{3\mu_f \Gamma_f}{\rho^2 g} \right)^{\frac{1}{3}} \\ u_{f,m} = \frac{1}{\delta_f} \int u_f(y_1) dy_1 = \frac{\rho_f g}{3\mu_f} \delta_f^2 = \frac{2}{3} u_{f,max} \end{cases} \quad (2)$$

La vitesse maximale du fluide caloporteur est obtenue à partir de la vitesse moyenne u_{moy} pour un débit et une épaisseur de canal imposée.

$$u_{htf,moy} = \frac{\dot{m}_{htf}}{\rho_{htf} * S} = \frac{1}{\delta_{htf}} \int u_{htf}(y) dy = \frac{2}{3} u_{htf,max}$$

La création d'entropie volumique locale ($\dot{\sigma}_{gen}$) dans le film tombant et dans le fluide caloporteur est due aux créations d'entropie d'origine thermique ($\dot{\sigma}_{gen,th}$) et d'origine visqueuse ($\dot{\sigma}_{gen,visq}$) comme indiqué dans l'équation (3) [4].

$$\dot{\sigma}_{gen} = \frac{\lambda}{T(x,y)^2} \left(\frac{\partial T(x,y)}{\partial y} \right)^2 + \frac{\mu}{T(x,y)} \left(\frac{\partial u(y)}{\partial y} \right)^2 \quad (3)$$

2.2. Conditions aux limites du modèle

Les conditions aux limites considérées pour la résolution du problème sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \text{En } y = 0: & \quad u_{htf} = 0, \quad \frac{\partial T_{htf}}{\partial y} = 0 \\ \text{En } y = \delta_{htf}: & \quad u_{htf} = 0, \quad \frac{\partial T_{htf}}{\partial y} = \frac{\partial T_p}{\partial y} = \boxed{p} \\ \text{En } y = \delta_{htf} + e: & \quad u_f = 0, \quad \frac{\partial T_f}{\partial y} = \frac{\partial T_p}{\partial y} = \boxed{p} \\ \text{En } y = \delta_{htf} + e + \delta_f: & \quad \frac{\partial u_f}{\partial y} = 0, \quad T_f(x, \delta_{htf} + e) = T_{sat} \text{ et } k_f \frac{\partial T_f}{\partial y} = \dot{m}_{evap} L_v \end{aligned}$$

La conservation du flux au niveau de la plaque est due au fait que le régime est stationnaire et que la conduction suivant l'axe x est négligeable devant celle suivant y ($\partial T/\partial x \ll (\partial T/\partial y)$).

3. Méthode de résolution

3.1. Condition de fonctionnement

La résolution du modèle (1) est faite numériquement en utilisant la méthode implicite des différences finies sous Julia [5] dans le cas où les deux fluides sont de l'eau. L'évaporation se fait à une température constante de 300.0 K. La pression de saturation est alors de 3.4 kPa. La chaleur latente d'évaporation est de 2400 kJ.kg⁻¹ [6]. La table 1 résume les conditions de fonctionnement des deux fluides pour un rapport de débit allant de 4 à 140 ainsi que les caractéristiques de la plaque. La température d'entrée du fluide chaud est maintenue à 305.0 K alors que celle du fluide froid prend les valeurs suivantes : 300.0, 300.5, 301.0, 302.0 et 302.5 K. Les masses volumiques des deux fluides sont supposées égales et valent 997.8 kg.m⁻³.

	Epaisseur	Conductivité λ	Capacité calorifique C_p	Débit, Γ	Reynolds
	mm	W.K ⁻¹ .m ⁻¹	J.K ⁻¹ kg ⁻¹	kg/(s.m)	-
Plaque	0.05	500	-	-	-
Fluide caloporteur	0.2	0,61	4178.0	0.04 – 1.4	50 – 1750
Film tombant	0.13	0,61	4178.0	0.01	49.8

Table 2 : Données de l'étude

3.2. Validation du modèle

La création d'entropie globale obtenue par intégration de la création d'entropie thermique volumique est comparée à celle obtenue à partir de l'équation (4) issu d'un bilan entropique, pour validation.

$$\dot{S}_{gen,th} = \frac{\dot{m}_{evap}\Delta H_{liq_vap}}{T_{sat}} + \dot{m}_{htf}C_{p,htf} \ln\left(\frac{T_{bulk,out,htf}}{T_{bulk,in,htf}}\right) + \dot{m}_f C_{p,f} \ln\left(\frac{T_{bulk,out,f}}{T_{bulk,in,f}}\right) \quad (4)$$

Avec

$$T_{bulk} = \frac{\iint \rho C_p u T(x,y) dx dy}{\rho C_p u_{moy} S}$$

Dans les conditions de simulation, les écarts observés entre les deux méthodes de calcul de la création d'entropie globale restent inférieurs à 4%.

4. Interprétation des résultats

Deux cas sont étudiés pour différentes valeurs du nombre de Reynolds du fluide caloporteur : le premier cas est celui où la température d'entrée du film tombant est égale à celle d'évaporation alors que le deuxième cas est celui où les deux températures mentionnées sont différentes (film surchauffé en entrée par rapport à la température d'évaporation).

4.1. Film à température de saturation à l'entrée

Dans ce cas, l'évaporation est exclusivement due à la quantité de chaleur transmise par le fluide caloporteur.

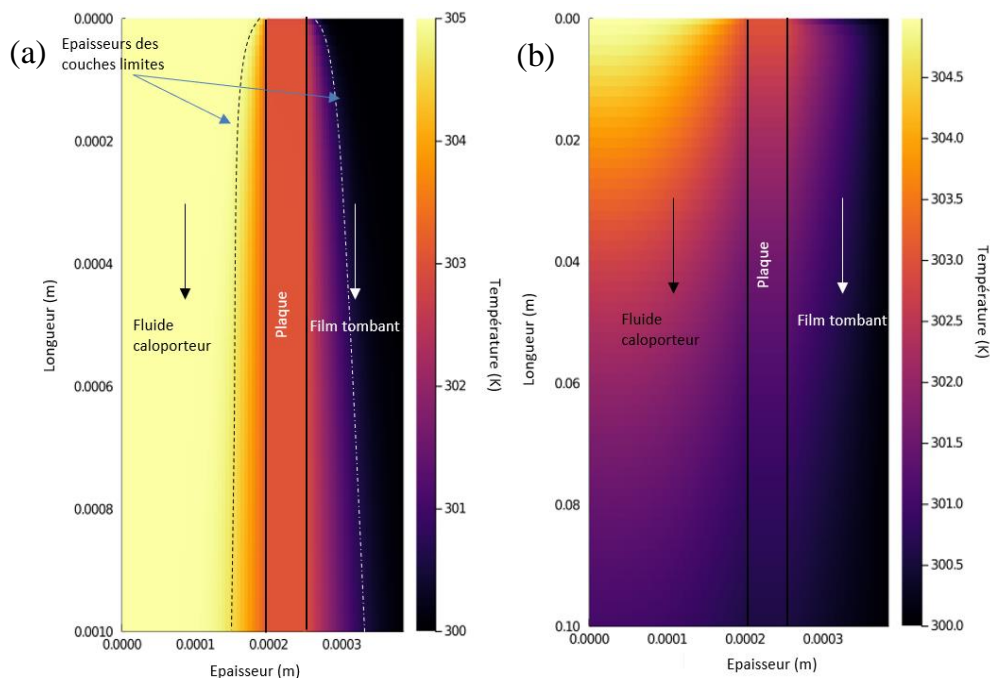


Figure 2 : Champ de température dans l'évaporateur pour $L = 0.001\text{m}$ et $L = 0.1\text{m}$ à $Re_{hf} = 250$

A l'entrée de l'évaporateur ($L = 0$), la plaque chauffée transmet de la chaleur au film tombant, conduisant ainsi au développement de la couche limite thermique (figure 2 (a)) – en noir, l'épaisseur de la couche limite du fluide caloporteur et en blanc celle du film ruisselant. Logiquement, le fluide caloporteur se refroidit tout au long de l'évaporateur alors que le film tombant se réchauffe. La figure 2(b) montre le champ de température après établissement des couches limites thermiques.

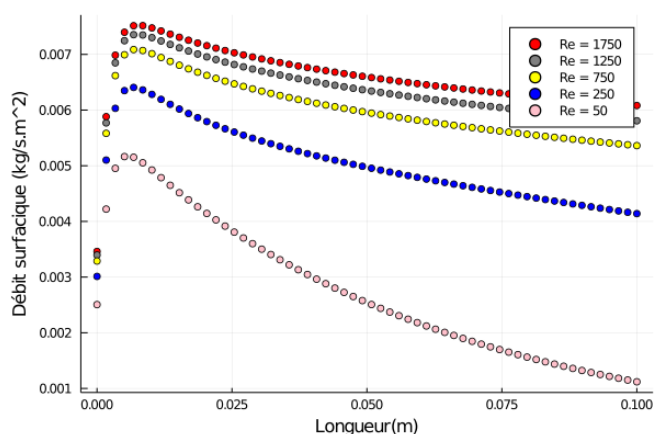


Figure 3 : Débit évaporé à la surface libre du film tombant pour différentes valeurs du nombre de Reynolds du fluide caloporteur

La figure 3 présente l'influence du débit du fluide caloporteur sur la masse évaporée pour un rapport de débit du fluide caloporteur sur le film allant de 4 à 140. Cette dernière augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds du fluide caloporteur qui se traduit par un développement plus rapide de la couche limite thermique du côté du film tombant. De plus, le

débit évaporé augmente rapidement à l'entrée de l'échangeur à cause du gradient de température qui est plus grand à ce niveau, jusqu'à atteindre un maximum après moins de 6 cm. Ensuite, la quantité évaporée diminue du fait de l'hypothèse de température d'évaporation constante tout au long du film. Le débit évaporé représente 2.73% du débit du film pour $Re_{htf} = 50$ et 6.51% pour $Re_{htf} = 1750$ sur 0.1 mètre de longueur ce qui justifie l'hypothèse de l'épaisseur de film constante.

4.2. Film surchauffé en entrée

La température d'entrée du film tombant a aussi un impact sur le développement de la couche limite thermique et par conséquent, sur le débit évaporé. Du fait de la surchauffe, le film subit le développement de deux couches limites : celle due à l'écoulement du fluide caloporteur, du côté de la paroi, et celle due à la surchauffe, du fait du gradient de température qui existe entre la surface d'évaporation et l'entrée du film tombant.

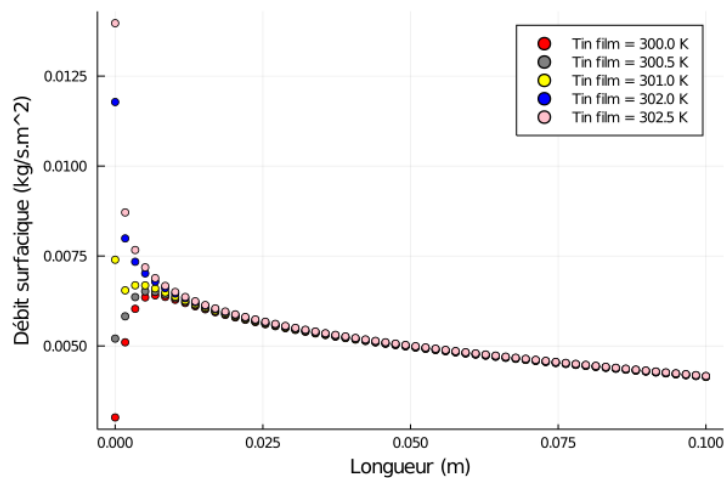


Figure 4 : Débit évaporé à la surface libre du film tombant en fonction de la longueur du film et pour différentes valeurs de surchauffe et $Re_{htf} = 250$ avec $T_{sat} = 300K$

La figure 4 montre l'évolution du débit évaporé pour différentes températures de surchauffe d'entrée du film et pour $Re_{htf} = 250$. Lorsque le film tombant entre surchauffé dans l'évaporateur, le débit évaporé à l'entrée est principalement dû à l'énergie interne apportée par le film. A partir de 6 cm, le débit évaporé est dû à la chaleur transmise par le fluide caloporteur. Plus la surchauffe à l'entrée est importante plus le flux de chaleur échangé est important à proximité de l'entrée, se traduisant donc par une quantité évaporée globale dans l'échangeur plus importante. Le débit évaporé représente jusqu'à 5.22% du débit du film pour $Re_{htf} = 250$ et une surchauffe en entrée de 2.5 K.

5. Analyse thermodynamique

L'analyse des figures 5 et 6 montrent l'évolution (en échelle logarithmique) de la création d'entropie volumique d'origine thermique dans l'évaporateur. Elle augmente avec le nombre de Reynolds (figure 5) et de la surchauffe surtout à l'entrée de l'évaporateur (figure 6) – la différence peut se voir au niveau de la zone entourée – dû à l'impact du développement de la couche limite thermique. Une fois qu'elle est entièrement développée, la création d'entropie thermique diminue avec l'augmentation de la longueur.

La figure 7 montre l'évolution logarithmique de la création d'entropie volumique d'origine visqueuse dans le film tombant. Elle domine au niveau de la paroi à cause des frottements et est minimale à la surface libre allant de 2 à $-5 \text{ W} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}$. De plus, elle ne varie pas en fonction de la longueur du film tombant conformément à l'hypothèse du profil de Nusselt. Ces résultats

sont en adéquation avec ceux de [8], [9]. Les valeurs négatives des créations d'entropie (en échelle logarithmique) sur les figures sont dues à des créations d'entropie inférieures à $1 \text{ W} \cdot \text{K} \cdot \text{m}^{-3}$.

De plus, la création d'entropie visqueuse à travers la plaque est nulle car il n'y a pas d'écoulement. Par ailleurs, la création d'entropie visqueuse – 0 à $7.35 \text{ W} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}$ dans le film tombant – est négligeable devant celle d'origine thermique – 4129 à plus de $25000 \text{ W} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}$ dans le film tombant pour $Re_{htf} = 250$. Toutefois, elle n'est pas négligeable pour le fluide caloporteur du fait des grands débits ($Re_{htf} = 50$ et 1750) dans un canal de 0.2 mm .

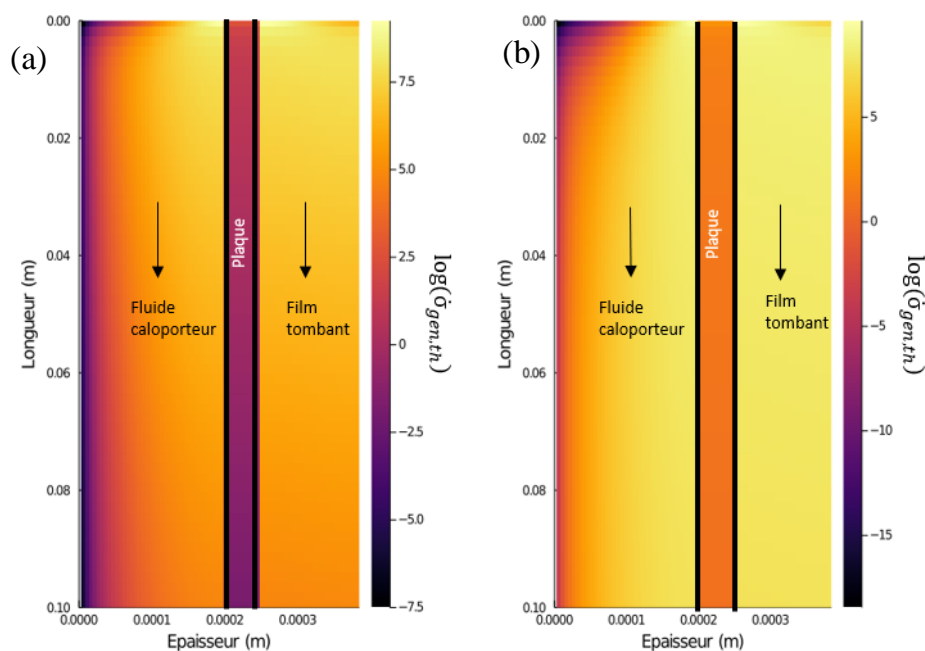


Figure 5 : Evolution de la création d'entropie d'origine thermique pour (a) $Re_{htf} = 50$ et (b) $Re_{htf} = 250$ pour un film à l'entrée à saturation

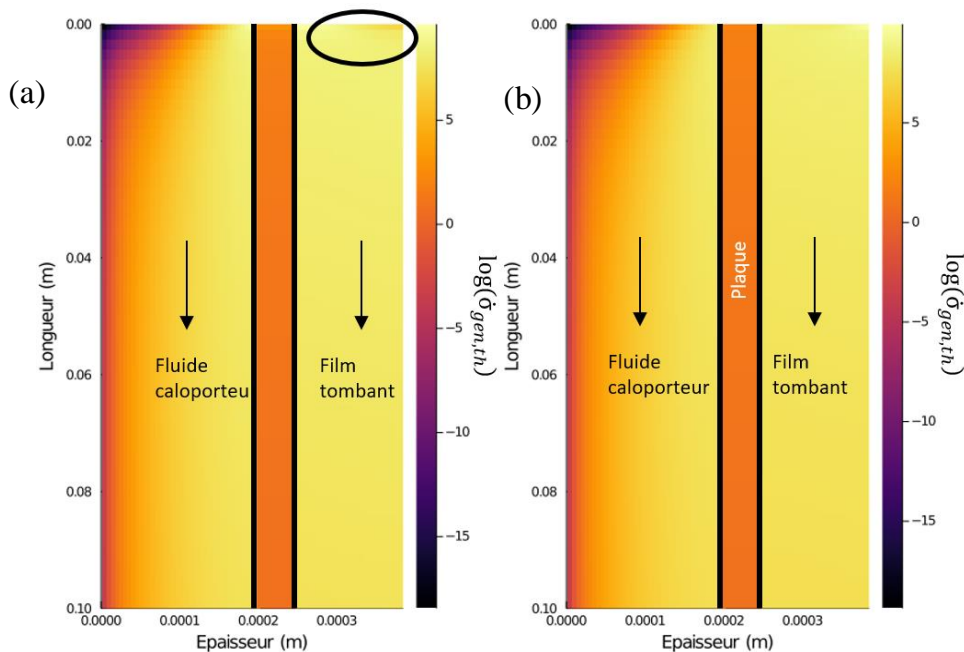


Figure 6 : Evolution de la création d'entropie d'origine thermique pour $Re_{htf} = 250$ pour (a) un film à l'entrée à saturation et pour (b) un film en entrée avec une surchauffe de 2.5 K

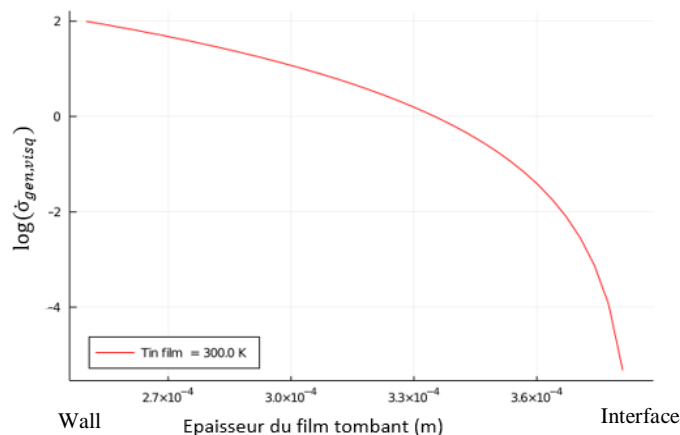


Figure 7 : Evolution logarithmique de la création d'entropie visqueuse volumique due à l'écoulement du film tombant

6. Conclusion

Ce travail a permis de déterminer d'une part le champ de température d'un évaporateur à film tombant pour des différents nombre de Reynolds du fluide caloporteur. D'autre part, l'analyse thermodynamique a permis de mieux comprendre l'origine de la création d'entropie à l'échelle locale. Cette étude a permis d'identifier, de localiser et de quantifier les différentes contributions des phénomènes dissipatifs (thermiques et visqueux). Dans les conditions étudiées, la création d'entropie visqueuse est largement négligeable devant celle d'origine thermique dans le film tombant. En outre, la création d'entropie d'origine thermique est impactée à la fois par le nombre de Reynolds du fluide caloporteur et par la surchauffe du film. En perspectives, il sera intéressant d'introduire l'étude de la phase vapeur dans l'analyse afin de voir son impact. Ce travail doit ainsi permettre d'identifier les leviers à l'échelle locale pour améliorer les performances globales de ces échangeurs. Ce travail préliminaire sera poursuivi par l'étude des échangeurs de type absorbeurs/désorbeurs, mettant en jeu des transferts supplémentaires de matière dans l'épaisseur du film.

Références

- [1] W. M. Salvagnini et M. E. S. Taqueda, « A Falling-Film Evaporator with Film Promoters », *Ind. Eng. Chem. Res.*, 43 (2004) 6832-6835.
- [2] Grossman, « Simultaneous heat and mass transfer in film absorption under laminar flow », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 26 (1983), 357-371.
- [3] Flores, « Etude des transferts de masse et de chaleur au sein d'un absorbeur eau/bromure de lithium », Ph.D thesis, Université de Grenoble, 2014.
- [4] Giannetti, Rocchetti, Saito, et Yamaguchi, « Irreversibility analysis of falling film absorption over a cooled horizontal tube », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 88 (2005), 755-765.
- [5] <https://julialang.org/> (site consulté le 01/09/2020)
- [6] « Caractéristiques physiques de la vapeur d'eau saturée de 0 à 30 bar », 06 (2020), [En ligne]. Disponible sur : www.thermexcel.com.
- [7] Nougier, Méthodes de calcul numérique, volume 2 : Fonctions équations aux dérivées, (2001). Hermès Science Publications.
- [8] Makinde, « Thermodynamic second law analysis for a gravity-driven variable viscosity liquid film along an inclined heated plate with convective cooling », *J Mech Sci Technol*, 24 (2010) 899-908.
- [9] Saouli et Aïboud-Saouli, « Second law analysis of laminar falling liquid film along inclined heated plate », *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 31 (2004), n° 6, 879-886.

Optimisation d'un micro-échangeur à partir d'un bilan entropique.

Second law analysis for a micro heat exchanger optimization.

Emna DELLALI¹, François LANZETTA^{1*}, Sylvie BEGOT¹, Jean-Yves RAUCH²

¹ Institut FEMTO-ST, Univ. Bourgogne Franche-Comté, CNRS
Département Energie, Parc technologique, 2 avenue Jean Moulin, 90000 Belfort.

² Institut FEMTO-ST, Univ. Bourgogne Franche-Comté, CNRS
Département AS2M, 24 rue Savary, F-25000 Besançon, France, 25000 Besançon.

*(auteur correspondant : francois.lanzetta@univ-fcomte.fr)

Résumé – L'objectif de cet article est de déterminer les performances optimales d'un micro-échangeur verre/silicium réalisé en technologie de salle blanche pour lequel des corrélations de coefficient de frottement ont été établies en écoulement de gaz monodirectionnel continu. Nous montrons que les irréversibilités causées par les pertes de charge sont supérieures à celles générées par les irréversibilités thermiques. Nous avons ainsi défini un facteur adimensionnel de production d'entropie qui présente un minimum en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement.

Mots-clés : bilan entropique, micro-échangeur, coefficient de frottement, optimisation.

Abstract – This paper concerns the determination of the optimal performance of a glass/silicon micro heat exchanger made in clean room technology for which friction coefficient correlations have been established in continuous monodirectional gas flow. We show that the irreversibilities caused by pressure drops are higher than those generated by thermal irreversibilities. We have thus defined a dimensionless entropy production factor which presents a minimum as a function of the Reynolds number.

Keywords: Second law analysis, micro heat exchanger, friction factor, optimization.

Nomenclature

a	constante	\dot{S}	flux d'entropie, W.K ⁻¹
c_p	chaleur spécifique, J.kg ⁻¹ K ⁻¹	T	température, K
D_h	diamètre hydraulique, m	<i>Symboles grecs</i>	
E	efficacité thermique	Δ	différence
f	coefficient de frottement	ε	porosité
L	longueur, m	μ	viscosité dynamique, Pa.s
\dot{m}	débit massique, kg.s ⁻¹	ρ	masse volumique, kg.m ⁻³
N	facteur adimensionnel de production d'entropie	Θ	paramètre adimensionnel
P	pression	<i>Indices et exposants</i>	
\dot{Q}	flux thermique, W	<i>film</i>	film
Re	nombre de Reynolds	<i>g</i>	gaz
R_{th}	résistance thermique linéaire, m. K.W ⁻¹	<i>gen</i>	généré
S	surface d'échange, m ²	<i>opt</i>	optimal
		<i>p</i>	paroi
		1,2	entrée, sortie

1. Introduction

Le développement quasi exponentiel des MEMS (Micro-Electro-Mechanical-Systems) dans l'industrie permet d'augmenter la densité de composants sur différents supports électroniques

et informatiques [1]. L'accroissement résultant des sources de chaleur locales nécessite alors d'intensifier les transferts thermiques de chaleur dans le but de refroidir ces composants. Le refroidissement peut être réalisé à partir d'échangeurs fonctionnant avec des fluides en écoulements monophasiques gazeux, liquides, avec changement de phase [2], [3]. Nous avons conçu un micro-échangeur à base d'assemblages de parois en verre et silicium constituant des canaux de dimensions micrométriques traversé par un gaz dans le but d'évacuer le flux de chaleur produit sur des surfaces de quelques millimètres carrés. En régime permanent, les écoulements en micro-canal avec transfert de chaleur sont le siège de transferts thermiques et de pertes de charge fonctions des conditions géométriques (diamètre hydraulique, longueur, surface) et thermo-fluidiques (masse volumique, viscosité, chaleur spécifique). La disparité dans les résultats obtenus dans la littérature concernant les micro-écoulements en régime permanent est essentiellement due aux effets de raréfaction, de rapport d'aspect du micro-canal et de la rugosité de la paroi. En effet, des études portées sur des micro-échangeurs thermiques montrent que les échanges thermiques sont nettement améliorés contre une augmentation de pertes de charge pour les micro-écoulements [4]. Des études effectuées sur des micro-écoulements d'azote, d'hélium et d'argon montrent qu'en régime laminaire, pour des faibles débits massiques, le coefficient d'échange thermique convectif se trouve réduit par rapport à celui escompté par calculs, ce décalage étant plus notable pour des faibles débits [5]. Il est également souligné l'importance de la conduction axiale dans les parois et sa prépondérance par rapport à celle dans le fluide ce qui favorise le mélange et diminue ainsi l'efficacité du micro-échangeur.

Dans cet article, un bilan entropique permet de distinguer la part entre les irréversibilités fluidiques (frottements visqueux) et thermiques en fonction du débit de gaz, du coefficient de frottement et du nombre de Reynolds. Nous comparons nos résultats à quelques résultats issus de la littérature. La méthodologie générale permet de montrer que la production d'entropie adimensionnelle présente une valeur optimale (minimale) en fonction du nombre de Reynolds afin, par exemple, d'optimiser le débit massique en fonction du diamètre hydraulique du micro-échangeur pour des conditions thermiques données.

2. Modèle entropique

La figure 1 présente le micro-échangeur qui est constitué de parois de verre sur substrat silicium [6]. Les plots en silicium sont de type rectangle oblong. Le micro-échangeur est traversé par un fluide gazeux (azote) de débit massique \dot{m} constant et unidirectionnel. La température moyenne de paroi de l'échangeur est T_p . Le flux de chaleur transporté par le fluide s'écrit alors :

$$\dot{Q} = \dot{m} c_p (T_1 - T_2) \quad (1)$$

On définit la production de flux d'entropie \dot{S}_{gen} [5] [6] par :

$$\dot{S}_{gen} = \frac{\dot{Q}}{T_1^2} \Delta T_g + \frac{8 f \dot{m}^3 L}{\rho^2 \pi^2 D_h^5 T_1} \quad (2)$$

ainsi que le facteur adimensionnel de production d'entropie N_S rapporté à la température d'entrée du fluide dans le micro-échangeur [7] [8]:

$$N_S = \frac{T_1 \dot{S}_{gen}}{\dot{Q}} = N_{S,\Delta T} + N_{S,\Delta P} \quad (3)$$

Les quantités $N_{S,\Delta T}$ et $N_{S,\Delta P}$ représentent, sous formes adimensionnées, les parts de flux d'entropies produits par les irréversibilités d'origines thermiques ($N_{S,\Delta T}$) et fluidiques ($N_{S,\Delta P}$), respectivement. On définit l'efficacité thermique E de l'échangeur :

$$E = \frac{T_1 - T_2}{T_1 - T_p} \quad (4)$$

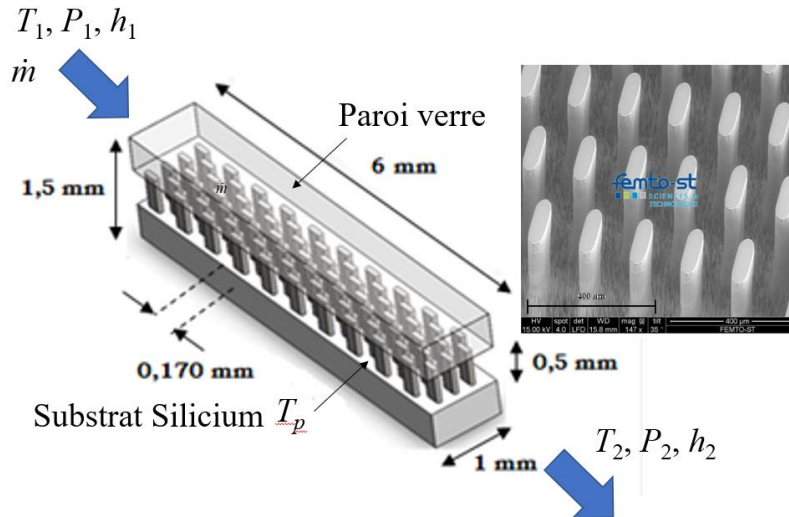


Figure 1 : Micro-échangeur verre silicium (plots de types rectangles oblongs)

et la résistance thermique R_{th} entre le fluide en écoulement (azote) et la paroi de l'échangeur, rapportée à la longueur L de l'échangeur [9] :

$$R_{th} = \frac{L}{\dot{m} c_p} \left(\frac{1}{E} - \frac{1}{2} \right) \quad (5)$$

D'autre part, le coefficient de frottement f du fluide au sein d'un micro-échangeur peut être exprimé sous la forme générale [10]:

$$f(Re) = a_0 + \sum_{i=1}^n a_i Re^{b_i} \quad (6)$$

où les constantes a_i ($0 \leq i \leq n$) sont identifiées pour des conditions d'écoulements variables (unidirectionnels ou alternés) selon les auteurs (tableau 1). Ainsi, dans nos travaux, Dellali [6] nous avons considéré l'écoulement gazeux unidirectionnel pour deux valeurs différentes de porosité ($\varepsilon = 0,8$ et $\varepsilon = 0,9$) et deux intervalles de nombres de Reynolds correspondants.

On définit le paramètre adimensionnel Θ qui s'apparente à une résistance thermique adimensionnelle :

$$\Theta = \frac{R_{th} \dot{Q}}{T_1 L} \quad (7)$$

On aboutit à l'expression générale caractérisant la production d'entropie adimensionnée N_S au sein du micro-échangeur :

$$N_S = \underbrace{\Theta + \frac{T_1 - T_2}{2T_1}}_{N_{S,\Delta T}} + \underbrace{\frac{\pi \mu^3 R_{th} Re^3}{8 \rho^2 D_h^2 \Theta T_1} f(Re)}_{N_{S,\Delta P}} \quad (8)$$

L'étude théorique permet de mettre en évidence les performances thermo-fluidiques du micro-échangeur et d'en déterminer ses caractéristiques optimales. Nous allons tracer les évolutions de la production d'entropie adimensionnée N_S en fonction du paramètre de température adimensionnel Θ et du nombre de Reynolds Re calculé sur la base du diamètre hydraulique D_h du microcanal.

Auteurs	Géométrie	Exposants de la loi de frottement					Domaine de validité
		a_0	a_1	b_1	a_2	b_2	
Dellali [6]	Plots rectangulaires oblongs	/	103	-0.916	/	/	$2 < Re_{Dh} \leq 42$ $\varepsilon = 0.8$
Dellali [6]	Plots rectangulaires oblongs	/	172	-0.916	/	/	$5 < Re_{Dh} \leq 95$ $\varepsilon = 0.9$
Hsu et al. [2]	Grilles métalliques	1	109.3	-1	5	-0.5	$0.27 \leq Re_{Dh} \leq 2600$ $0.7 \leq \varepsilon \leq 0.8$
Ibrahim et al. [11]	Feuilles métalliques	/	153	-1	0.127	0.01	$10 \leq Re_{Dh} \leq 200$ $\varepsilon = 0.85$
Tanaka [12]	Treillis métalliques	1.6	175	-1	/	/	$10 \leq Re_{Dh} \leq 2000$ $0.37 \leq \varepsilon \leq 0.95$
Vanapalli [13]	Plots rectangulaires	/	87.1	-0.8	/	/	$20 \leq Re_{Dh} \leq 30$ $\varepsilon = 0.75$

Tableau 1 : *Exposants de la loi du coefficient de frottement* $f(Re) = a_0 + \sum_{i=1}^n a_i Re^{b_i}$ [6].

A partir de l'équation (8), nous pouvons identifier les valeurs Θ_{opt} et Re_{opt} qui minimisent le facteur de production d'entropie adimensionnel N_S . La méthode consiste à annuler les dérivées premières et à déterminer les paramètres optimaux Θ_{opt} et Re_{opt} correspondants.

$$\frac{\partial N_S}{\partial \Theta} = 0 \Rightarrow \Theta_{opt} = \sqrt{\frac{\pi}{8} \frac{\mu^3 R_{th}}{\rho^2 D_h^2 T_1} Re^3 f(Re)} \quad (9)$$

et

$$\frac{\partial N_S}{\partial Re} = 0 \Rightarrow Re_{opt} = 0 \quad (10)$$

3. Exploitation du modèle

Le modèle que nous avons développé est exploité dans les conditions d'écoulement rappelées dans le tableau 2. Le débit de gaz \dot{m} est imposé. Les dimensions du micro-échangeur sont rappelées sur la figure 1, les propriétés thermofluidiques du gaz (azote) sont prises à la température moyenne $T_{moy} = (T_1 + T_2)/2$. Le micro-échangeur a été développé en tant que régénérateur (écoulement alterné) dans le travail de Dellali [6], il sera exploité en écoulement continu unidirectionnel dans un travail futur. Les températures d'entrée et sortie seront mesurées par des microsondes de température (microthermocouples de type K de 7,6 μm de diamètre, développés au laboratoire). Dellali [6] a extrait deux corrélations concernant le coefficient de frottement f à partir d'une simulation numérique que nous comparons à celles

issues de la littérature (figure 2). La difficulté de comparer ce type de corrélation provient des géométries différentes bien que les diamètres hydrauliques présentent des valeurs similaires.

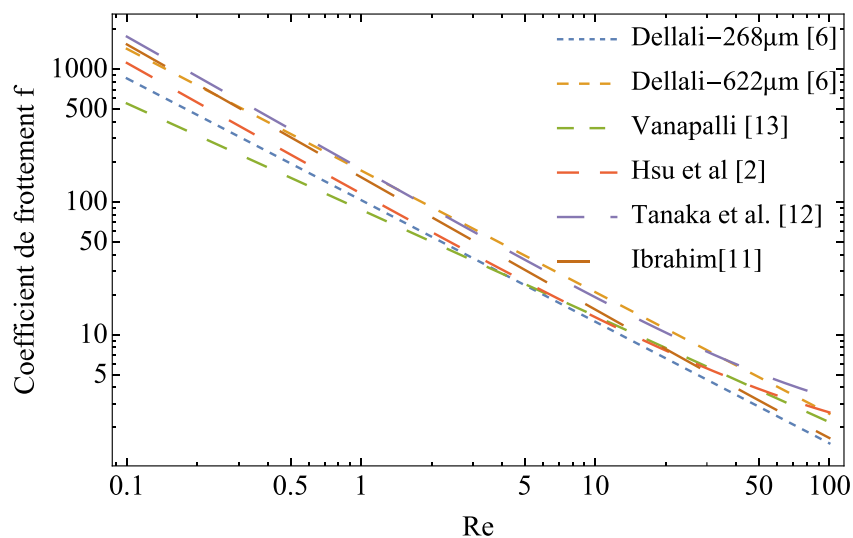


Figure 2 : Comparaison des coefficients de frottement f en fonction du nombre de Reynolds Re pour $0.1 < Re < 100$

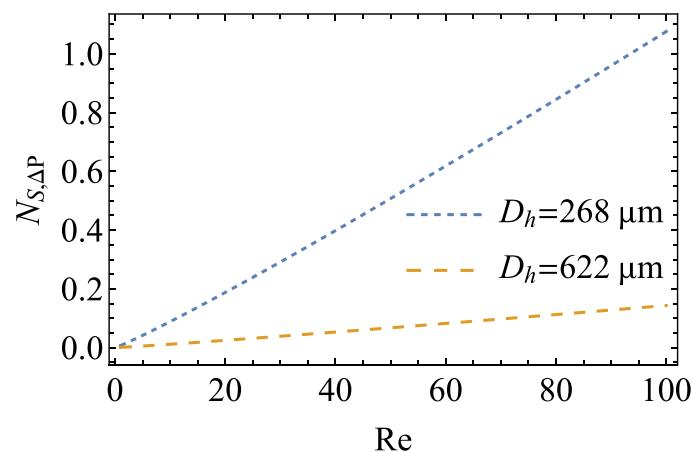


Figure 3 : Production d'entropie fluide adimensionnelle $N_{S,\Delta P}$

Fluide (Propriétés à T (K))	Azote
Viscosité dynamique (Pa.s)	$\mu(T) = (3.10^{-9}T^3 - 6.10^{-6}T^2 + 0.0077T - 0.034)10^{-5}$
Chaleur spécifique (J.kg ⁻¹ .K ⁻¹)	$c_p(T) = 8.10^{-15}T^6 - 2.10^{-11}T^5 + 2.10^{-8}T^4 - 8.10^{-6}T^3 + 0.0018T^2 - 0.1802T + 1045.9$
Masse volumique (kg.m ⁻³)	$\rho(T) = 8.10^{-16}T^6 - 2.10^{-12}T^5 + 3.10^{-9}T^4 - 2.10^{-6}T^3 + 0.0006T^2 - 0.1033T + 9.602$
Débit (kg.s ⁻¹)	$0 < \dot{m} < 0.001$
Micro-échangeur	
Entrée (K)	$298 < T_1 < 310$
Sortie (K)	$295 < T_2 < 305$
Longueur (m)	$L = 0.06$
Porosité	$\varepsilon = 0.80$ et $\varepsilon = 0.90$
Efficacité thermique	$0 < E < 1$

Tableau 2 : Données numériques

La production d'entropie fluide adimensionnelle $N_{S,\Delta P}$ (figure 3) croît logiquement avec le nombre de Reynolds et nous vérifions la valeur minimale Re_{opt} qui correspond bien à la condition $Re = 0$ (équation 10). La figure 4 présente le rapport des productions d'entropies adimensionnelles fluide $N_{S,\Delta P}$ et thermique $N_{S,\Delta T}$. Les irréversibilités fluidiques prennent le pas sur les irréversibilités thermiques. En effet, pour $Re > 5$, le faible gradient de température aux extrémités du micro-échangeur, $T_1 = 303$ K et $T_2 = 305$ K, génère de faibles irréversibilités comparées à celles engendrées par les pertes de charge. N_S croît avec le nombre de Reynolds Re et décroît avec le diamètre hydraulique D_h . Ainsi, pour $Re > 20$, $N_S|_{268\mu m} \approx 7,5 N_S|_{622\mu m}$ (Figure 5).

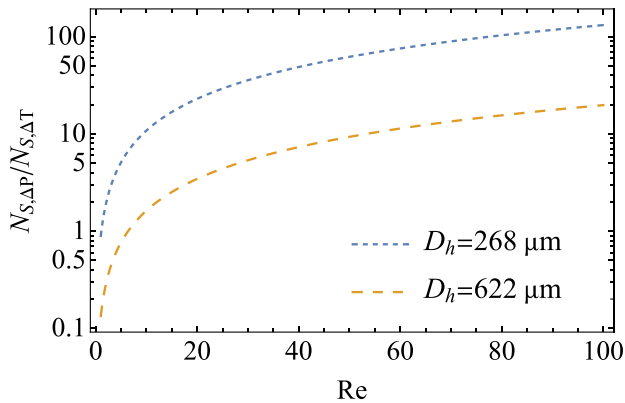


Figure 4 : Rapport des productions d'entropies adimensionnelles fluide et thermique en fonction de Re [6] ($T_1 = 303$ K et $T_2 = 305$ K)

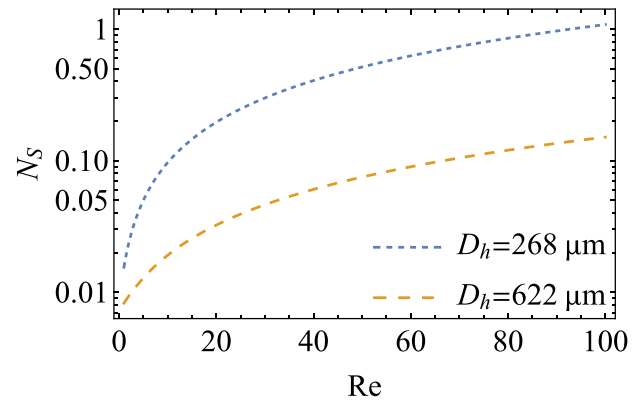


Figure 5 : Production d'entropie adimensionnelle totale $N_S = N_{S,\Delta T} + N_{S,\Delta P}$ en fonction de Re [6]

Notre géométrie de microcanaux constitués de plots rectangulaires oblongs et les porosités correspondantes sont proches de celles proposées par Vanapalli [13]. C'est pour cela que dans la suite de l'article, nous comparerons principalement nos résultats à ceux de Vanapalli. Nos résultats présentent des valeurs très proches pour $D_h = 268$ μm quel que soit Θ , ce qui n'est pas le cas pour $D_h = 622$ μm , diamètre pour lequel nos résultats convergent pour $\Theta \rightarrow 0.2$. Pour le micro-échangeur de diamètre hydraulique $D_h = 268$ μm , la valeur de Θ qui minimise la production d'entropie ($N_S = 0.045$) est $\Theta_{opt} = 0.02$ (Figure 6 et équation 9).

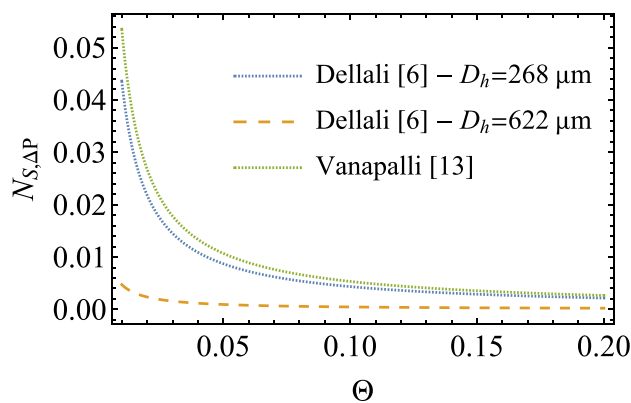


Figure 5 : Production d'entropie fluide adimensionnelle $N_{S,\Delta P}$ en fonction de Θ ($Re = 10$)

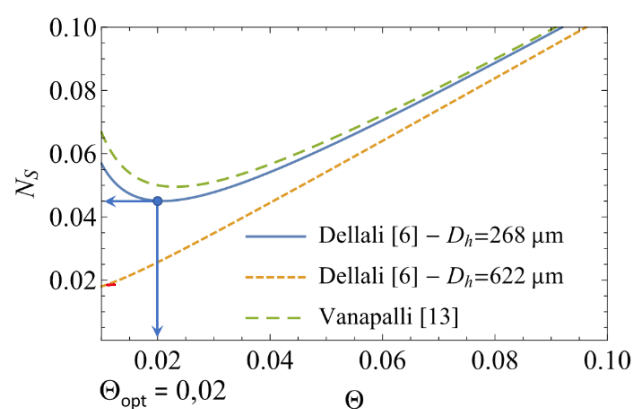


Figure 6 : Production d'entropie adimensionnelle totale $N_S = N_{S,\Delta T} + N_{S,\Delta P}$ en fonction de Θ ($Re = 10$)

Nous montrons ainsi que le paramètre adimensionnel optimal Θ_{opt} croît avec le débit de gaz, donc avec le nombre de Reynolds Re pour des conditions données de température T_l d'entrée de micro-échangeur et d'efficacité thermique E .

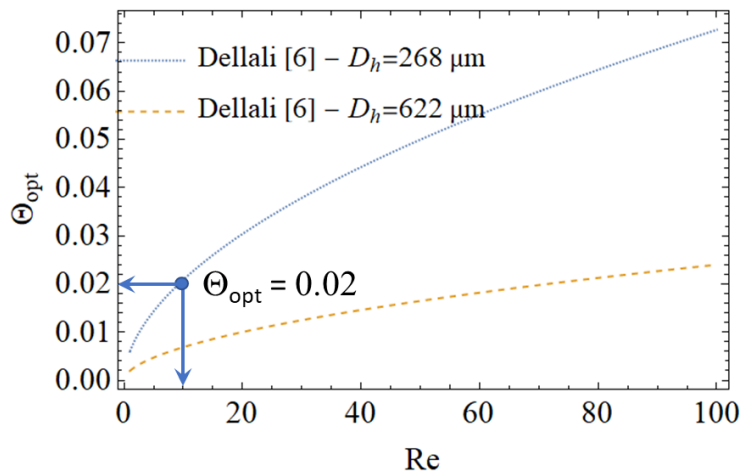


Figure 7 : Evolution du paramètre adimensionnel Θ en fonction du nombre de Reynolds Re ($\Theta_{opt} = 0.02$ pour $Re = 10$)

4. Conclusion et perspectives

Cette étude analytique a montré que l'écoulement monodirectionnel de gaz au travers du micro-échangeur présente une production d'entropie dont la part créée par les pertes de charge est bien supérieure à celle créée par les irréversibilités d'origine thermique. Les corrélations de coefficient de frottement ont été comparées à celles issues de la littérature pour des géométries similaires mais non identiques. Nous montrons ainsi une convergence des résultats sur la gamme de nombre de Reynolds compris entre 5 et 30. Nous avons mis en évidence que la production d'entropie adimensionnelle Ns présente une valeur minimale en fonction du paramètre adimensionnel Θ qui dépend du nombre de Reynolds. Cette étude sera prochainement complétée par des essais expérimentaux en écoulement permanent monodirectionnel avec différents gaz (air ambiant, azote et hélium) et sous différentes amplitudes de température, ce qui nous permettra de comparer les résultats théoriques et expérimentaux.

Références

- [1] E. Monier-Vinard, Contribution à la modélisation thermique nodale d'une carte électronique et de ses composants - Apport des méthodes d'optimisation stochastiques évolutionnaires, Thèse de l'Université Paris Nanterre, 2020.
- [2] C.-T. Hsu, H. Fu et P. Cheng, On pressure-velocity correlation of steady and oscillating flows in regenerators made of wire screens, *Journal of Fluids Engineering, ASME International*, 121, (1999), 52-56.
- [3] S. J. Kim et S. W. Lee, *Air cooling technology for electronic equipment*, CRC press, 2020.

- [4] C. Harris, K. Kelly, T. Wang, A. McCandless et S. Motakef, Fabrication, modeling, and testing of micro-cross-flow heat exchangers, *Journal of Microelectromechanical systems*, 11, (2002), 726–735.
- [5] Y. Peles, A. Koşar, C. Mishra, C.-J. Kuo et B. Schneider, Forced convective heat transfer across a pin fin micro heat sink, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48, (2005), 3615–3627
- [6] E. Dellali, Etude théorique et expérimentale des écoulements oscillants alternés d'un gaz au sein de micro et milli-régénérateurs de moteur Stirling. Thèse de l'Université Bourgogne Franche-Comté, 2018.
- [7] A. Bejan, Second law analysis in heat transfer, *Energy*, 5, (1980), 720–732.
- [8] A. Bejan et E. Mamut, Thermodynamic optimization of complex energy systems, vol. 69, (1999), Springer Science & Business Media.
- [9] M. Li et A. C. K. Lai, Thermodynamic optimization of ground heat exchangers with single U-tube by entropy generation minimization method, *Energy Conversion and Management*, 65, (2013), 133–139.
- [10] E. Dellali, S. Bégot, F. Lanzetta, E. Gavignet et J. Y. Rauch, Pressure drop analysis of oscillating flows through a miniature porous regenerator under isothermal and nonisothermal conditions, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 103, 5, (2019), 394–405.
- [11] M. B. Ibrahim, D. Danila, T. Simon, S. Mantell, L. Sun, D. Gedeon, S. Qiu, G. Wood, K. Kelly et J. McLean, A Microfabricated Segmented-Involute-Foil Regenerator for Enhancing Reliability and Performance of Stirling Engines: Phase II Final Report for the Radioisotope Power Conversion Technology NRA Contract NAS3-03124, (2007).
- [12] M. Tanaka, I. Yamashita et F. Chisaka, Flow and heat transfer characteristics of the Stirling engine regenerator in an oscillating flow, *JSME international journal. Ser. 2, Fluids engineering, heat transfer, power, combustion, thermophysical properties*, 33, (1990), 283–289.
- [13] S. Vanapalli, H. J. M. ter Brake, H. V. Jansen, J. F. Burger, H. J. Holland, T. T. Veenstra et M. C. Elwenspoek, Pressure drop of laminar gas flows in a microchannel containing various pillar matrices, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 17, 6, (2007), 1381–1386.

Remerciements

Ces travaux ont été financés par l'EUR EIPHI (contrat ANR-17-EURE-0002) et la Région Bourgogne-Franche-Comté.

Étude des performances d'un climatiseur individuel en climat tropical.

Performance study of a split system in tropical climate.

Étienne BILLARD¹, Thomas LE COCQ¹, Fabien PICGIRARD², Guillaume HOARAU³, Jean-François MARTIN¹, Jean CASTAING-LASVIGNOTTES¹, Olivier MARC^{1*}

¹Laboratoire Physique et Ingénierie Mathématique pour l'Énergie, l'environnement et le bâtiment (PIMENT) : Université de la Réunion, 15 Avenue René Cassin, Sainte-Clotilde 97715, La Réunion.

²ADEME : 3 avenue Théodore Drouhet, Le Port 97829, La Réunion.

³EDF Réunion : 14 rue de Sainte Anne, 97744, Saint-Denis MESSAG Cedex 9, La Réunion.

*(auteur correspondant : olivier.marc@univ-reunion.fr)

Résumé – L'île de La Réunion présente un contexte énergétique particulier dans la mesure où l'équilibre production – consommation se fait à l'échelle de l'île. La climatisation constituant 40% de la demande totale en électricité, il est intéressant d'identifier les climatiseurs individuels les moins énergivores et les plus adaptés au climat réunionnais. Une étude expérimentale est menée par le laboratoire PIMENT en collaboration avec EDF et l'ADEME afin de caractériser les performances de ces appareils. Cet article présente le banc expérimental avec lequel sont réalisés les essais, puis l'influence des conditions de fonctionnement sur les indicateurs de performances est analysée.

Mots-clés : Climatiseur individuel; Banc de test ; Energy Efficiency Ratio (EER); EER Saisonnier.

Abstract – Reunion Island has a particular energy context, the balance between production and consumption is achieved on the scale of the island. Air conditioning accounts for 40% of the total electricity demand, it is interesting to identify which individual air conditioners consume the least energy and are the most adapted to the climate of Reunion Island. An experimental study is carried out by the laboratory PIMENT in cooperation with EDF and ADEME in order to characterize the performance of these appliances. This article presents the experimental bench and the influence of the operating conditions on the performance indicators is analysed.

Keywords: Split system; Test bench; EER; SEER.

Nomenclature (11 points, 2 colonnes)

E	Energie électrique, J	<i>Indices</i>	
\dot{E}	Puissance électrique, W	a	air
h	Enthalpie, J.kg ⁻¹	CK	mode chauffage carter
\dot{m}	Débit massique kg.s ⁻¹	<i>design</i>	charge de conception
N	Nombre d'heure	e	évaporateur
Q	Energie thermique, J	f	fluide frigorigène
\dot{Q}	Flux de chaleur, W	in	entrée
<i>Abréviations</i>		j	indice de sommation
EER	<i>Energy Efficiency Ratio</i>	l	liquide
$ESEER$	<i>SEER en Europe</i>	OFF	mode arrêt
$RSEES$	<i>SEER à La Réunion</i>	ON	mode marche
$SEER$	<i>EER Saisonnier</i>	out	sortie
<i>Symboles grecs</i>		SB	mode veille
w	humidité spécifique, kg.kgas ⁻¹	TO	mode arrêt par thermostat

1. Introduction.

L'île de La Réunion présente un contexte énergétique particulier, étant une zone non interconnectée, l'équilibre production – consommation se fait à l'échelle de l'île. Le secteur du bâtiment représente 80% de la consommation électrique dont la moitié pour la climatisation, qui est un des postes les plus énergivores de l'île. Le mix énergétique est très carboné (719 gCO₂/kWh électrique) car il est constitué à 69% d'énergies fossiles (fioul, charbon) et à 31% d'énergies renouvelables [1]. Face à ce constat, un projet visant à réduire la consommation électrique des systèmes de climatisation individuels sur l'île est mené par le laboratoire PIMENT de l'Université de La Réunion en partenariat avec EDF et l'ADEME. Pour cela une étude expérimentale a été lancée afin de déterminer les performances des systèmes de climatisation individuels du marché réunionnais. L'objectif final étant d'identifier les appareils les plus efficaces afin de favoriser leur émergence sur le territoire.

Cet article fait suite à une publication au congrès de la SFT 2020 [2], pour laquelle il était question de mesurer les performances des différents modèles de climatiseurs individuels en comparant leurs efficacités énergétiques saisonnières SEER (*Seasonal Energy Efficiency Ratio*). Ce coefficient permet d'associer une classe énergétique à un système de climatisation, il est obtenu en pondérant des efficacités énergétiques EER (*Energy Efficiency Ratio*) avec un pourcentage d'utilisation selon les conditions de tests décrits par la norme NF EN 14511 [3]. Cependant, depuis la première publication, la norme a changé NF EN 14825 [4] et propose maintenant un post-traitement donnant des résultats plus précis, mais elle n'est pas représentative du climat réunionnais car elle ne tient pas compte de l'humidité et des températures plus élevées sur l'île. C'est pourquoi nous proposons d'adapter la norme au contexte local en modifiant le nombre d'heures d'utilisation du climatiseur selon les conditions climatiques réunionnaises, ainsi qu'en réalisant les tests en prenant en compte une humidité relative dans le bâtiment plus proche de la réalité.

Cet article présente dans un premier temps le banc d'essai ainsi que le protocole expérimental suivi pour réaliser les tests. Ensuite, l'influence de l'humidité relative sur le fonctionnement d'un système de climatisation est analysée. Enfin, l'effet du taux de charge et de la température extérieure sur l'efficacité du climatiseur est décrit et les SEER déclarés par les fabricants et ceux obtenus expérimentalement sont comparés.

2. Matériel et méthode

2.1. Banc expérimental

L'expérimentation consiste à tester le climatiseur en condition réelle de fonctionnement, pour cela les charges thermiques d'un bâtiment ainsi que des conditions climatiques réunionnaises sont simulées. Pour mener à bien ce projet, un banc de test a été conçu et installé à l'IUT de Saint-Pierre (Figure 1.a). Il est composé de deux enceintes adiabatiques mitoyennes où l'une reproduit le climat extérieur, et l'autre le bâtiment à climatiser. L'appareil étudié est installé entre les deux pièces, l'évaporateur dans celle simulant les charges du bâtiment (Figure 1.b) et l'unité extérieure (groupe de condensation) dans celle simulant les conditions climatiques (Figure 1.c).

L'enceinte simulant les conditions intérieures est contrôlée en température et en humidité par un aérotherme et un humidificateur vapeur. La chambre extérieure est contrôlée en température par un ventilo-convecteur alimenté par un groupe froid et un aérotherme. Ces appareils de contrôle sont asservis grâce à des sondes d'ambiance qui mesurent la température

et l'humidité relative dans les pièces. Un logiciel assure le suivi et la visualisation en temps réel des différentes variables (températures, humidités relatives, pressions, puissances ...), il sert aussi d'interface pour imposer des consignes aux appareils de contrôle.



Figure 1 : Banc d'essai : (a) vue globale des deux chambres climatiques, (b) unité intérieure du climatiseur instrumenté, (c) unité extérieure du climatiseur instrumenté

Le banc de test est équipé en instruments de mesure qui permettent le calcul des grandeurs utiles à la caractérisation des systèmes de climatisation étudiés. Il possède deux débitmètres Coriolis et des sondes de pression, placés en entrée et en sortie de l'évaporateur, servant à relever la température, la masse volumique, le débit massique et la pression du fluide frigorigène. Le tout permet de calculer, via la bibliothèque de propriété des fluides CoolProp [5], les enthalpies du fluide de travail en entrée et en sortie d'évaporateur. La puissance frigorifique calculée côté fluide frigorigène est donnée par la formule (1) :

$$\dot{Q}_f = \dot{m}_f (h_{f \text{ out}} - h_{f \text{ in}}) \quad (1)$$

La consommation électrique du split est relevée via un compteur de puissance, ainsi l'EER est calculé d'après la formule (2) :

$$EER = \frac{\text{Energie frigorifique produite}}{\text{Energie électrique consommée}} \quad (2)$$

En parallèle des mesures sur le fluide, des relevés sont aussi réalisés sur l'air grâce à des sondes de vitesse, de température et d'hygrométrie en entrée et en sortie d'évaporateur. Ces données permettent de calculer les enthalpies spécifiques, humidités spécifiques et débits volumiques. La puissance frigorifique calculée côté air est donnée par la formule (3) :

$$\dot{Q}_a = \dot{m}_a (h_{a \text{ in}} - h_{a \text{ out}} - h_{l \text{ out}}(\omega_{in} - \omega_{out})) \quad (3)$$

Dans la suite de l'article, les puissances frigorifiques présentées sont calculées uniquement du côté du fluide frigorigène.

2.2. Protocole expérimental et calcul du SEER

Le protocole expérimental s'appuie sur la norme NF EN 14825 [3].

Ratio de la charge partielle (%)	Température sèche de l'air extérieur(°C)	Température sèche (humide) de l'air intérieur (°C)	EER (-)
100	35	27 (19)	EER ₁
74	30	27 (19)	EER ₂
47	25	27 (19)	EER ₃
21	20	27 (19)	EER ₄

Tableau 1 : Conditions de charge partielle pour la norme NF EN 14825

La norme NF EN 14825 décrit la démarche nécessaire au calcul du SEER d'un système de climatisation individuel. Pour chaque température extérieure allant de 17°C à 40°C avec un pas de 1°C, un EER est attribué puis pondéré par un nombre d'heures d'utilisation de l'appareil. Quatre EER sont obtenus expérimentalement d'après les conditions présentées dans le Tableau 1, puis les efficacités restantes sont interpolées linéairement à partir des valeurs expérimentales. Le SEER en mode actif ($SEER_{ON}$) est calculé d'après la formule suivante :

$$SEER_{ON} = \frac{\sum_{j=1}^n N_j \times \dot{Q}_e(T_j)}{\sum_{j=1}^n N_j \times \frac{\dot{Q}_e(T_j)}{EER(T_j)}} \quad (4)$$

Finalement, afin de prendre en compte le fonctionnement en mode veille, arrêt par thermostat, arrêt et chauffage de carter, le SEER est obtenu selon la formule 5 :

$$SEER = \frac{\dot{Q}_{design} \times N_{ON}}{\frac{\dot{Q}_e}{SEER_{ON}} + \dot{E}_{TO} \times N_{TO} + \dot{E}_{SB} \times N_{SB} + \dot{E}_{CK} \times N_{CK} + \dot{E}_{OFF} \times N_{OFF}} \quad (5)$$

D'après la norme NF EN 14825, le SEER est donc calculé grâce aux tests à charges partielles en pondérant les EER obtenus expérimentalement avec le nombre d'heures d'utilisation du climatiseur pour une température extérieure associée. L'analyse du climat Réunionnais montre des différences notables entre les heures d'utilisation données par la norme et celles rencontrées localement. A l'image du calcul du SCOP pour les pompes à chaleur qui tient compte de l'hétérogénéité des climats européens, nous avons choisi de prendre en compte le type d'usage selon que le climatiseur est utilisé en mode résidentiel ou en mode tertiaire.

De plus, les conditions intérieures de l'air imposées par la norme à savoir 27°C de température sèche et 19°C de température humide conduisent à une humidité relative de 50% (de type « climat sec »). Nous avons constaté que dans ce cas les climatiseurs testées ne produisent pas de condensats. Afin de se rapprocher des conditions climatiques réunionnaises, nous avons choisi de modifier les paramètres intérieurs de l'air en imposant une température sèche de 27°C et une humidité relative de 65% plus proche de la réalité (de type « climat humide »). Dans ce cas, les climatiseurs testées produisent des condensats.

Enfin, pour qualifier la performance de ces climatiseurs et afin de se rapprocher des conditions réelles de fonctionnement et reproduire le comportement d'un usager, nous avons choisi de ne pas interagir avec le climatiseur autrement qu'en imposant la température de consigne via la télécommande. En effet, les tests effectués à charge partielle selon la norme NF EN 14825 et conduisant aux SEER affichés par les constructeurs sont réalisés en fixant la fréquence du courant alimentant le compresseur et donc en s'affranchissant complètement de la régulation du système de climatisation ce qui n'est pas représentatif de la réalité [6, 7].

En résumé, pour étudier les performances du climatiseur nous allons faire varier les paramètres suivants :

- Le taux de charge : 21%, 47%, 74%, 100% de la charge nominale du climatiseur.
- La température extérieure : 20°C, 25°C, 30°C, 35°C.
- L'humidité relative : 50% (« climat sec ») et 65% (« climat humide »).

3. Résultats

Le système de climatisation étudié dans cet article est un modèle de classe énergétique A+++ (SEER = 8,6), réversible, doté de la technologie inverter et d'une puissance nominale 2 kW.

3.1. Influence de l'humidité relative intérieure sur l'efficacité du climatiseur

Le climat tropical de La Réunion étant plus humide qu'en Europe, il est donc pertinent d'évaluer l'effet de l'humidité relative sur le fonctionnement d'un système de climatisation. D'après Setyawan et al. [8], l'impact de la variation de l'hygrométrie extérieure sur le fonctionnement du condenseur est très faible, nous nous intéressons alors uniquement à étudier l'influence de l'humidité relative intérieure sur les performances du climatiseur.

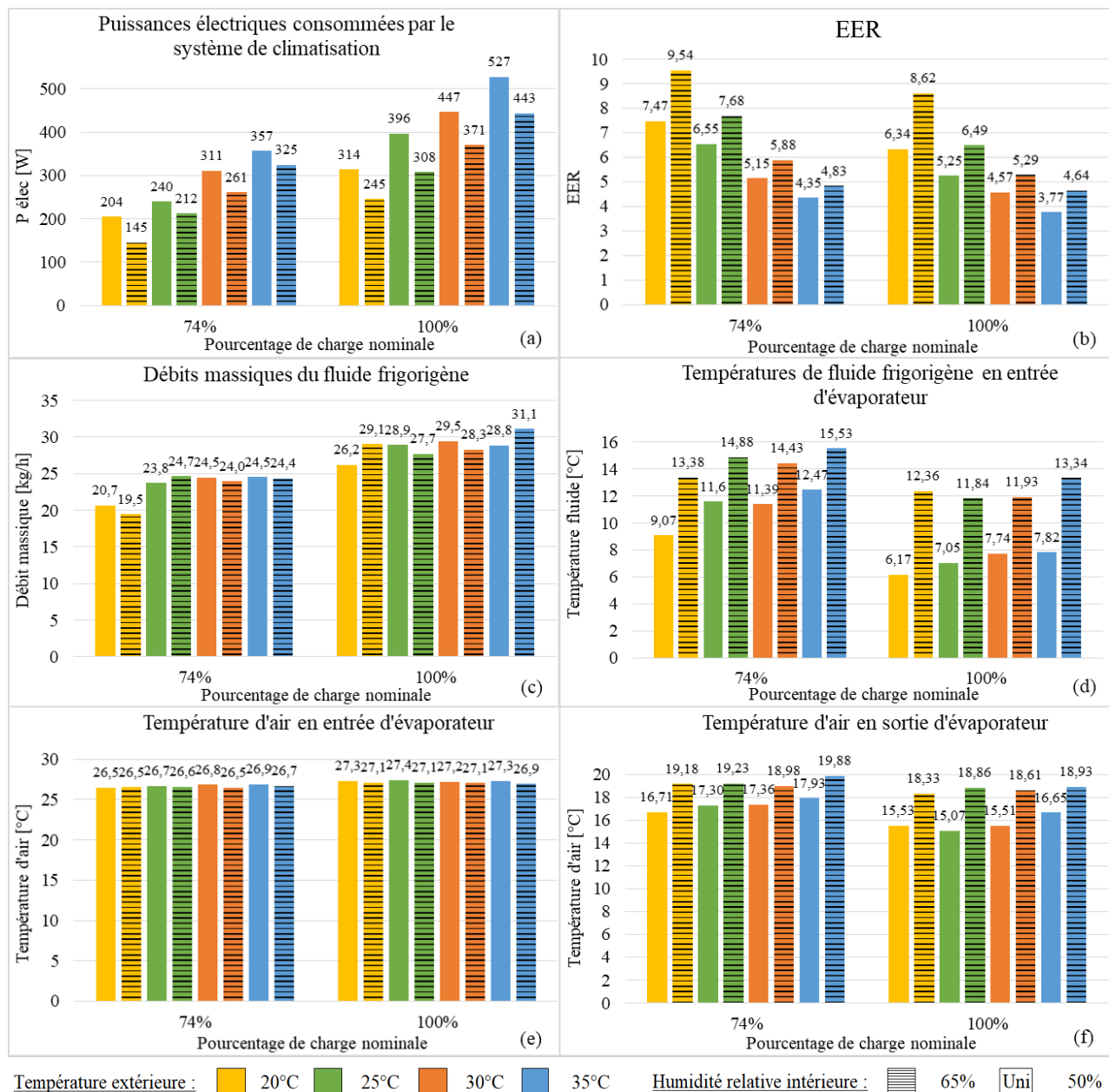


Figure 2 : Évolution des puissances électriques (a), des EER (b), des débits massiques du fluide (c), des températures du fluide (d), des températures d'air en entrée (e) et en sortie (f) de l'évaporateur.

La Figure 2 présente l'évolution des puissances électriques, des EER, des principaux paramètres du fluide frigorigène et de l'air au cours de 16 tests correspondant à 2 taux de charge

(74% soit 1,5 kW et 100% soit 2 kW), 4 températures extérieures (20°C, 25°C, 30°C, 35°C) et 2 humidités relatives intérieures ($HR_{int} = 50\%$, $HR_{int} = 65\%$).

D'après la Figure 2.a, le système consomme moins d'électricité lorsque l'humidité relative est plus élevée (à 65%), ainsi à puissance frigorifique constante, les EER sont supérieurs (Figure 2.b). De plus, le débit massique de fluide frigorigène ne varie pas en fonction de l'humidité relative (Figure 2.c) alors que sa température à l'entrée de l'évaporateur augmente sensiblement avec celle-ci (Figure 2.d). La température de l'air en entrée d'évaporateur quant à elle ne varie pas au cours des différents tests, elle est égale à la température de consigne de $27^{\circ}\text{C} \pm 0,5^{\circ}\text{C}$, alors qu'en sortie d'évaporateur la température d'air est plus élevée lorsque l'humidité relative l'est aussi. Ceci vient du fait que le froid produit par l'évaporateur sert en partie à condenser la vapeur d'eau présente dans l'air et donc le refroidit moins. Cela a pour conséquence d'augmenter la pression d'évaporation et probablement de diminuer le taux de compression, en considérant que la haute pression reste inchangée. Ainsi le climatiseur consomme moins d'électricité pour produire la même puissance frigorifique et donc son EER est supérieur lorsque l'humidité relative augmente. Il est à noter que la haute pression n'étant pour le moment pas instrumentée, cette question reste encore à l'étude.

3.2. Tests à charge partielle et calcul du SEER

La Figure 3 présente les évolutions des puissances électriques et les EER pour les 4 taux de charge (21%, 47%, 74% et 100%), les 4 températures extérieures (20°C, 25°C, 30°C et 35°C) et pour 2 humidités relatives intérieures ($HR_{int} = 50\%$, $HR_{int} = 65\%$).

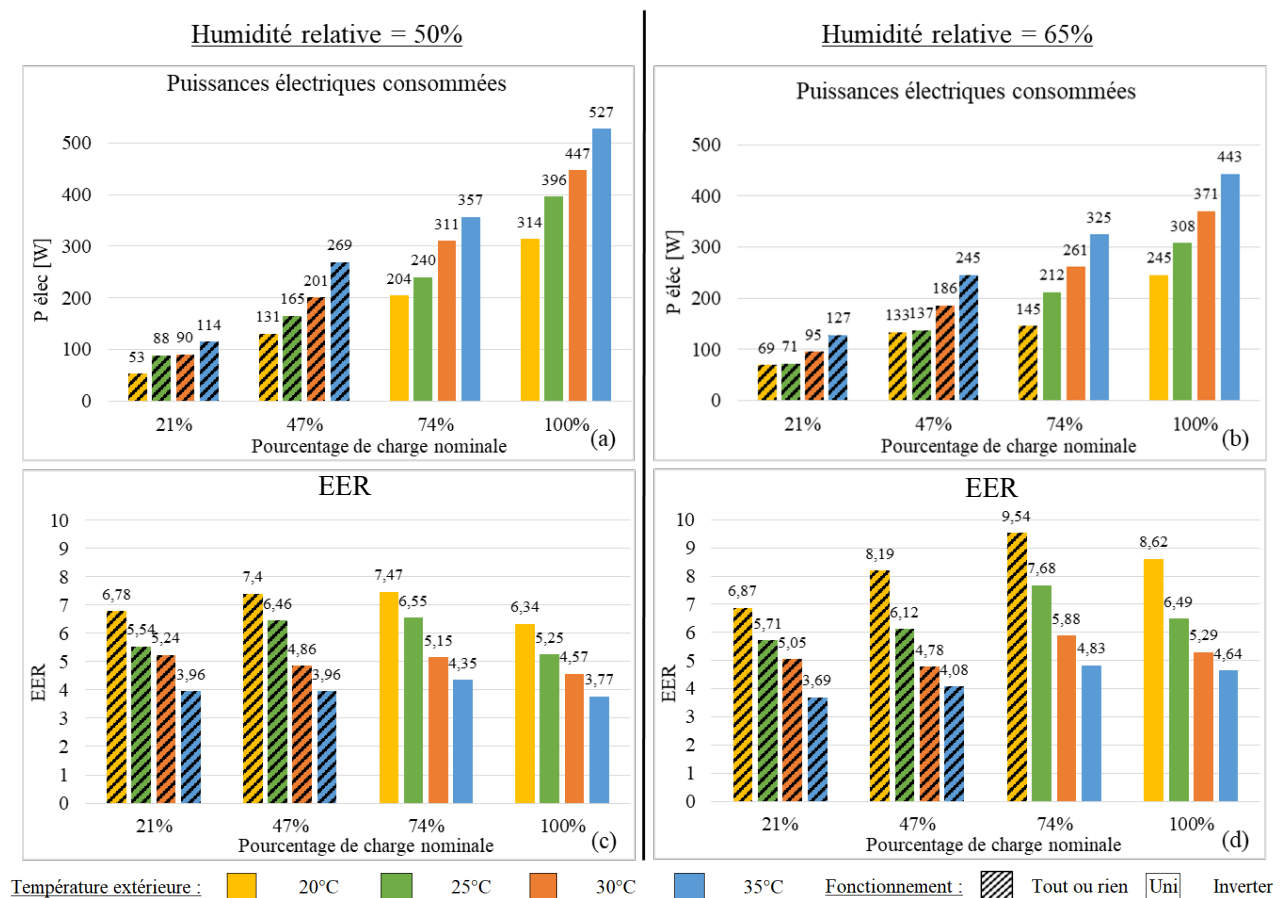


Figure 3 : Évolution de la puissance électrique consommée et de l'EER à charge partielle pour 2 humidités relatives intérieures ($HR_{int} = 50\%$, $HR_{int} = 65\%$)

A température extérieure constante, la consommation électrique du système de climatisation augmente avec la puissance frigorifique et à charge constante, cette même consommation électrique augmente avec la température de l'air extérieur (Figure 3.a et 3.b). Ces résultats ne sont pas surprenants et reflètent le fonctionnement classique d'une pompe à chaleur. En revanche, l'évolution de l'EER en fonction du taux de charge n'est pas monotone contrairement à la puissance électrique consommée, mais passe par un maximum situé entre 50% et 100% de la charge nominale. Ces résultats ont été observés dans des précédents travaux et sont typiques des climatiseurs de type inverter où les performances de ces systèmes ne sont pas maximales à charge nominale [7, 9]. En outre, les consommations électriques sont moins élevées, et les EER meilleurs lorsque les tests sont réalisés avec une humidité relative plus importante comme expliqué précédemment. De plus, le mode de fonctionnement du climatiseur varie selon le taux de charge et passe d'un mode de type inverter, à taux de charge élevé, avec une variation fine de l'alimentation électrique des différents composants (compresseur et ventilateur du condenseur) à un mode de type tout ou rien lorsque le taux de charge est plus faible. En effet, le variateur de fréquence permettant de moduler les vitesses de rotation du compresseur et du ventilateur du condenseur et donc la puissance frigorifique produite, atteint son seuil bas à environ 50% de sa fréquence nominale. En dessous de ce seuil (à faible fréquence) ce type de fonctionnement n'est plus efficace car le rendement du moteur chute considérablement [10], le mode tout ou rien est alors activé.

À partir des résultats expérimentaux de la Figure 3 nous pouvons calculer le SEER du climatiseur individuel. Comme expliqué précédemment (partie 2.2. Protocole expérimental), la norme NF EN 14825 a été adaptée au contexte local et prend en compte le climat réunionnais en modifiant à la fois l'humidité relative dans l'enclenche intérieure ainsi que les heures d'utilisation du climatiseur en fonction de la température extérieure pour deux usages tertiaire et résidentiel :

- l'usage de type tertiaire : le climatiseur est allumé entre 8h et 20h tous les jours sauf le week-end, 45 semaines par an (en enlevant juillet et août).
- l'usage de type résidentiel : le climatiseur est allumé entre 21h et 5h tous les jours et entre 12h et 15h le week-end, 45 semaines par an (en enlevant juillet et août).

De plus, afin de se rapprocher des conditions réelles de fonctionnement, nous interagissons avec le climatiseur en imposant la température de consigne via la télécommande. Le système de régulation est donc pris en compte.

Tous ces éléments conduisent aux résultats présentés dans le Tableau 2 :

ESEER fabricant	ESEER adapté	RSEER Tertiaire	RSEER Résidentiel
8,6	5,28	5,36	5,54

Tableau 2 : Comparaison des SEER donnés par le fabricant et mesurés sur le banc de test

Le Tableau 2 présente l'ESEER donné par le fabricant et correspondant à l'étiquette énergétique A+++ . L'ESEER adapté correspond aux tests issus de la norme NF EN 14825 pour un climat européen (sec) et prend en compte la régulation du climatiseur. Il est à noter que l'intégration de la régulation dans la mesure des performances du système fait chuter la valeur du ESEER d'environ 3,3 points. Les valeurs affichées par le constructeur sont donc largement surestimées par rapport aux mesures réalisées dans des conditions réelles d'utilisation. En plus de la régulation du climatiseur, les RSEER tertiaire et résidentiel prennent en compte les conditions climatiques réunionnaises (températures extérieures et humidité relative intérieure plus élevées). Les résultats montrent que les valeurs des RSEER tertiaire et résidentiel sont

supérieures au ESEER adapté du fait d'une humidité relative plus élevée. Enfin, le RSEER résidentiel est supérieur à celui du tertiaire car il correspond à un fonctionnement de nuit où les températures extérieures sont plus faibles donc le système est plus efficace dans ces conditions.

Conclusion/Perspectives

La campagne d'étude expérimentale d'un système de climatisation individuel menée sur un banc de test composé de deux enceintes aux conditions contrôlées, a permis d'analyser et d'expliquer l'influence des conditions de fonctionnement sur le comportement d'un appareil. Les résultats montrent qu'à conditions de température extérieure et de puissance frigorifique identiques l'EER augmente avec l'humidité relative intérieure car la température d'évaporation est plus élevée et donc potentiellement le taux de compression est plus faible, entraînant une baisse de la consommation électrique. De plus, les résultats obtenus montrent que l'EER passe par un maximum pour un taux de charge compris entre 50% et 100%. Enfin, les SEER mesurés sur le banc de test sont éloignés de celui affiché par le constructeur, du fait de la prise en compte à la fois du climat réunionnais et des conditions réelles d'utilisation du climatiseur.

Références

- [1] Horizon Réunion, Bilan énergétique de la Réunion 2019, ed. 2020. <https://energies-reunion.com/nos-actions/observation/ber-2019-edition-2020/> (site consulté le 12/01/2021).
- [2] O. Marc, E. Dedriche, J-F. Martin, T. Le Cocq, J. Castaing-Lasvignottes. Détermination expérimentale des indicateurs de performance des systèmes de climatisation individuels en environnements contrôlés, *Congrès français de thermique* (2020), https://www.sft.asso.fr/DOIeditions/CFT2020/PDF/16_doi.pdf.
- [3] Norme Afnor NF EN 14511, https://cobaz.afnor.org/notice/norme/nf-en-14511-2/FA179950?rechercheID=977323&searchIndex=1&activeTab=all#id_lang_1_descripteur, (site consulté le 19/01/2021).
- [4] Norme Afnor NF EN 14825, <https://cobaz.afnor.org/viewer-docs?urn=FA187180&type=norme&cleID=8930896> (site consulté le 19/01/2021).
- [5] I. H. Bell, J. Wronski, S. Quoilin, V. Lemort, Pure and Pseudo-pure Fluid Thermophysical Property Evaluation and the Open-Source Thermophysical Property Library CoolProp, *Industrial & Engineering Chemistry Research*, (2014).
- [6] S. P. Mavuri, Field behaviour of inverter air conditioners effect on seasonal performance, *International journal of application or innovation in engineering and management*, 4 (2015), 18-25.
- [7] C. Palkowski, S. Von Schwarzenberg, A. Simo, Seasonal cooling performance of air conditioners: the importance of independent test procedures used for MEPS and labels, *International Journal of Refrigeration*, 104 (2019), 417-425.
- [8] A. Setyawan, A. Badarudin, Performance of a residential air conditioning unit under constant outdoor air temperature and varied relative humidity, *Materials Science and Engineering*, 830 (2020).
- [9] D. Zhang, X. Zhang, J. Liu, Experimental study of performance of digital variable multiple air conditioning system under part load conditions, *Energy and buildings*, 43 (2011), 1175-1178.
- [10] N. Grech, M. Farrugia, Experimental investigation on variable speed operation of air conditioning, *9th International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics* (Malta, 16 – 18 July, 2012).

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leurs remerciements à l'ADEME et EDF Réunion pour le financement du banc d'essai.

Thème 7

Transferts en milieux hétérogènes

Simulation de l'écoulement dispersé vapeur/gouttes dans des conditions d'APRP	419
Transferts couplés de masse et de chaleur en milieu poreux. Application au séchage de la bagasse de canne à sucre par comparaison numérique et expérimentale.	427
Bulles d'eau à pression sub-atmosphérique : étude expérimentale et analyse dimensionnelle dans un canal vertical confiné	435
Modélisation individu centré de la condensation en goutte	443

Simulation de l'écoulement dispersé vapeur/gouttes dans des conditions d'APRP.

Simulation of steam/droplets dispersed flow under LOCA conditions.

Juan Esteban LUNA VALENCIA^{1,2*}, Arthur V.S OLIVEIRA^{1,2}, Alexandre LABERGUE¹, Tony GLANTZ², Georges REPETTO³, Michel GRADECK¹

¹ Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, 54000 Nancy

² Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire, BP 3 - 13115 Saint Paul-lez-Durance.

* (auteur correspondant : lunavale1@univ-lorraine.fr)

Résumé – Lors d'un accident de perte de réfrigérant primaire (APRP) dans un réacteur nucléaire, le renouillage produit un écoulement dispersé de vapeur et de gouttes se produit en aval du front de remouillage et cet écoulement se propage dans les assemblages combustibles. Ces assemblages peuvent se déformer en générant des sous-canaux bouchés. Dans cet article, l'objectif est d'analyser par simulation numérique (code NECTAR) l'influence de la déviation de la vapeur sur le transfert de chaleur dans deux sous-canaux bouchés ($\tau_b=61\%$ et 90%) dans des conditions représentatives d'un APRP. La dissipation thermique interne totale et la contribution des différents mécanismes de transfert de chaleur sont analysées.

Mots-clés : APRP ; NECTAR ; Thermo-hydraulique ; Modèle mécaniste ; Simulation numérique.

Abstract – In a loss of coolant accident (LOCA), a dispersed flow of vapor and droplets occurs downstream of the rewet front which propagates through the fuel assemblies. These assemblies can be deformed with some blocked subchannels. In this article, the objective is to numerically analyze (using the NECTAR code) the influence of the vapor deviation on the heat transfer in two blocked subchannels ($\tau_b=61\%$ and 90%) under LOCA's representative conditions. The total internal heat dissipation is evaluated, and the contributions of the different mechanisms involved are analyzed.

Keywords: LOCA; NECTAR; Thermo-hydraulics; Mechanistic model; Numerical simulation.

Nomenclature (11 points, 2 colonnes)

d	diamètre, m	α	fraction volumique
E	énergie, J	μ	espérance mathématique
f	coefficient de frottement	τ_b	taux de bouchage
g	accélération gravitationnelle, $m.s^{-2}$	<i>Indices et exposants</i>	
h	enthalpie, $J.kg^{-1}$	0	initiale
Nu	nombre de Nusselt	b	bouché
m	masse, kg	e	entrée,
\dot{m}	débit massique, $kg.s^{-1}$	ev	évaporation
Pr	nombre de Prandtl	g	gouttes
Re	nombre de Reynolds	h	hydraulique
S	section transversale, m^2	i	impacts des gouttes avec la paroi
T	température, K	int	interne
t	temps, s	p	paroi
u	vitesse, $m.s^{-1}$	sat	saturation
<i>Symboles grecs</i>		v	vapeur
σ	écart type	z	direction axial
ρ	densité, $kg.m^{-3}$		
Φ	flux thermique, W		

1. Introduction

Lors d'un APRP, les systèmes de sûreté (ECCS) injectent de l'eau de refroidissement dans le plenum inférieur du cœur du réacteur afin de le renoyer. Un écoulement vapeur/gouttes est formé en aval du front du trempé au contact de l'eau avec les gaines à haute température. Néanmoins, selon la sévérité des bouchages dans les sous-canaux, due à la déformation des gaines, une déviation de l'écoulement se produit vers les sous-canaux moins bouchés [1], [2]. Par conséquent, l'efficacité du refroidissement des gaines fortement ballonnées peut être compromise, étant donné que la convection entre la vapeur et la paroi est le mécanisme contribuant le plus important au refroidissement des crayons combustibles [3]. D'autre part, Ruyer et al. [2] ont montré que les gouttes ont un comportement inertiel et ne dévient pas avec la vapeur. Cela contribue à maintenir un refroidissement des sous-canaux bouchés. La caractérisation physique de cet écoulement diphasique et des échanges thermiques avec les crayons à haute température est complexe (fragmentation et coalescence des gouttes, turbulence, non-équilibre thermodynamique entre phases, etc) et nécessite encore des études. La figure 1 représente les différents mécanismes de transfert de masse et de chaleur, ainsi que les différents phénomènes physiques qui peuvent avoir lieu en aval du front de trempé.

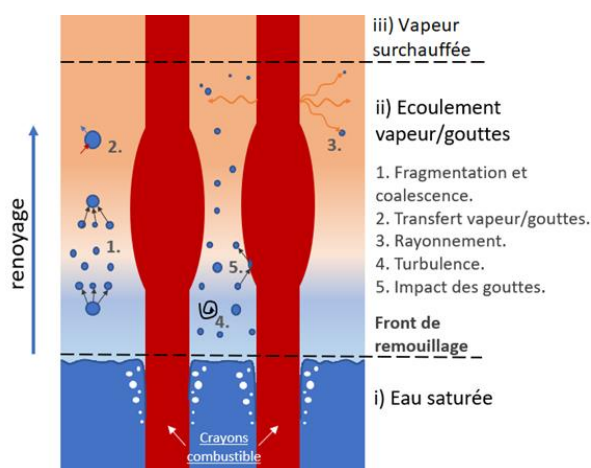


Figure 1 : Phénomènes de transfert de chaleur et de masse dans un APRP.

Différents modèles mécanistiques ont été proposés pour simuler cet écoulement [4], [5]. Cette approche qui couple plusieurs modèles à effets séparés est applicable dans une large gamme de conditions physiques de l'écoulement et aussi aux codes de sûreté nucléaire où, en raison des non-équilibres présents, les contributions des transferts de chaleur et de masse sont estimées localement en utilisant des modèles de fermeture. Dans un travail précédent [3], nous avons implémenté un modèle mécanistique dans un code de calcul, nommé NECTAR¹, afin de calculer les transferts de chaleur et de masse mis en jeu entre l'écoulement polydispersé et les crayons tenant compte de la dynamique des gouttes (à l'échelle d'un sous-canal). Une des caractéristiques de ce code 1D est qu'il prend en compte la distribution et la fragmentation des gouttes. NECTAR a été validé par des mesures expérimentales effectuées sur le banc expérimental COLIBRI² du LEMTA, pour trois géométries différentes représentant le gonflement de la gaine à l'échelle du sous-canal et différentes conditions thermo-hydrauliques [3].

¹ NECTAR: New Experimental Code for Thermal-hydraulic Analysis in a Representative geometry.

² COLIBRI: COoLing of Blockage Region Inside a PWR Reactor.

Par ailleurs, l'IRSN a réalisé des mesures des taux de redistribution du débit dans un assemblage 7×7 avec 16 crayons ballonnés pour différentes conditions géométriques (taux de bouchage, longueur de bouchage et coplanarité de la déformation) ainsi que pour différents débits [6]. Les résultats ont montré que le taux de bouchage est le facteur prédominant pour la quantité de débit dévié, notamment pour le cas sans transfert de chaleur entre l'écoulement et la paroi. Le taux de bouchage (τ_b) est un paramètre utilisé pour caractériser la réduction de la section transversale (S_0) due à la déformation de la gaine dans un APRP (Eq. 1). Les résultats expérimentaux réalisés avec COLIBRI avaient montré une amélioration des transferts de chaleur dans le cas d'un sous-canal bouché, ceci était dû à l'accélération de la vapeur (i.e non-déviée) dans les sous-canaux bouchés [7]. En effet, comme le débit massique de vapeur qui pénétrait dans la section d'essais avait été maintenu égal pour tous les cas, la vitesse de vapeur augmentait donc avec la réduction de passage. Pour tenir compte de l'effet de redistribution au sein d'un assemblage réel, la boucle COLIBRI a été modifiée. Afin d'estimer le comportement thermo-hydraulique de ces nouvelles expériences, nous présentons ici une simulation, à l'aide du code NECTAR, en considérant cette déviation du débit de vapeur. Les calculs ont été faits pour deux taux de bouchage ($\tau_b = 61\%$ et 90%). La dissipation thermique interne totale et la contribution des différents mécanismes de transfert de chaleur ont été calculées et analysées.

$$\tau_b = 1 - \frac{S_b}{S_0}, \quad \tau_{b(90\%)} = 0.9, \quad \tau_{b(61\%)} = 0.61 \quad (1)$$

2. Description du Code NECTAR

Le code est basé sur le bilan thermique entre la gaine (paroi chaude à refroidir) et l'écoulement interne de vapeur surchauffée et gouttes dispersées. La figure 2 montre les différents transferts : convection forcée paroi/vapeur (Φ_{pv}), rayonnement paroi/vapeur ($\Phi_{r,pv}$), convection vapeur/gouttes (Φ_{vg}), rayonnement vapeur/gouttes ($\Phi_{r,vg}$), rayonnement paroi/gouttes ($\Phi_{r,pg}$), impacts paroi/gouttes ($\Phi_{i,pg}$) et évaporation des gouttes (\dot{m}_{ev}).

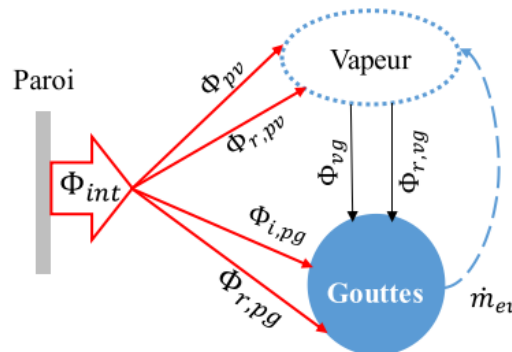


Figure 2 : transferts thermiques considérés dans NECTAR (adapté de [3]).

Le flux de chaleur dissipé à la paroi dû à l'écoulement interne (Φ_{int}) est donc la somme de quatre différentes contributions :

$$\Phi_{int} = \Phi_{pv} + \Phi_{r,pv} + \Phi_{i,pg} + \Phi_{r,pg} \quad (2)$$

Le Tableau 1 résume les équations de conservation utilisées dans NECTAR. Pour le calcul des différents mécanismes de transfert de chaleur nous avons utilisé les corrélations suivantes :

- Convection forcée paroi/vapeur (Φ_{pv}), corrélation de Gnielinski [8] :

$$Nu_v = \frac{(f/8)(Re_v - 1000)Pr}{1 + 12.7(f/8)^{0.5}(Pr^{2/3} - 1)} \quad (3)$$

- Convection entre la vapeur et les gouttes (Φ_{vg}), corrélation de Ranz et Marshall [9] avec la modification de Yuen et Chen [10] :

$$Nu_g(1 + (h_v - h_g)/h_{fg}) = 2 + 0.6Re_M^{0.5}Pr^{0.33} \quad (4)$$

- Impacts des gouttes avec la paroi ($\Phi_{i,pg}$). Le code utilise les données (pour l'estimation de h_i) et modèle de Gradeck et al. [11] pour le calcul de l'énergie prélevée par une seule goutte :

$$E_g = \int_0^{t_R} (h_{i,pg}(Tp - \bar{T}_v) + \varepsilon_p \sigma_{SB}(T_p^4 - T_g^4)) \frac{\pi d(t)^2}{4} dt \quad (5)$$

D'où t_R , h_i , ε_p , $d(t)$ et σ_{SB} représentent le temps de résidence de la goutte à la paroi, le coefficient de transfert par l'impact d'une goutte, l'émissivité de la paroi, le diamètre d'étalement de la goutte et la constante de Stefan Boltzmann respectivement. Avec la corrélation de Hewitt et Govan [12] pour la masse d'eau déposée à la paroi, le code estime le transfert de toute la population de gouttes qui impactent la paroi.

- Pour le calcul du transfert par rayonnement entre la vapeur, les gouttes et la paroi, le code utilise le modèle des résistances thermiques de Sun et al. [13].

	Équations
Conservation de la masse (vapeur)	$\frac{dm_v}{dt} = \dot{m}_{ev}$
Bilan de quantité de mouvement (goutte)	$\rho_g u_g \frac{du_g}{dz} = -\frac{3}{4d_g} \frac{v \cdot C_D}{(1+B)} \rho_v (u_g - u_v) u_g - u_v + (\rho_v - \rho_g)g$ $C_D = \frac{24}{Re(1+B)}, B = \frac{c p_v (T_v - T_{sat})}{h_{fg} + (Q_L/\dot{m})}, v = \frac{1}{1-6.55\alpha_d}$
Bilan d'énergie	$c p_v \left\{ T_v(z+dz) \left[\dot{m}_v(z) + \frac{d\dot{m}_v}{dt}(z) \right] - \dot{m}_v(z) T_v(z) \right\} = \Phi_{ev}$ $\Phi_{ev} = \Phi_{i,pg} + \Phi_{r,pg} + \Phi_{vg} + \Phi_{r,vg}$

Tableau 1 : Équations de conservation du code NECTAR [3].

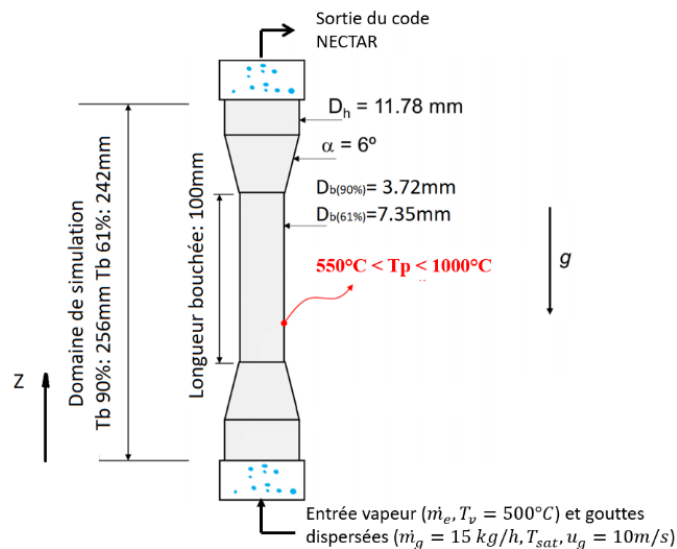
Par ailleurs, le modèle de Chou et Faeth [14] est utilisé pour calculer la nouvelle distribution après fragmentation. Les gouttes sont considérées sphériques et à saturation. La paroi est considérée comme thermiquement « mince » ($Bi \ll 1$). Enfin les simulations sont valides uniquement dans le régime de Leidenfrost (où la température de la paroi est suffisante pour créer une couche de vapeur entre les gouttes et la paroi). Les informations détaillées concernant le développement du code sont disponibles dans l'article d'Oliveira et al. [3].

3. Domaine de simulation et conditions limites

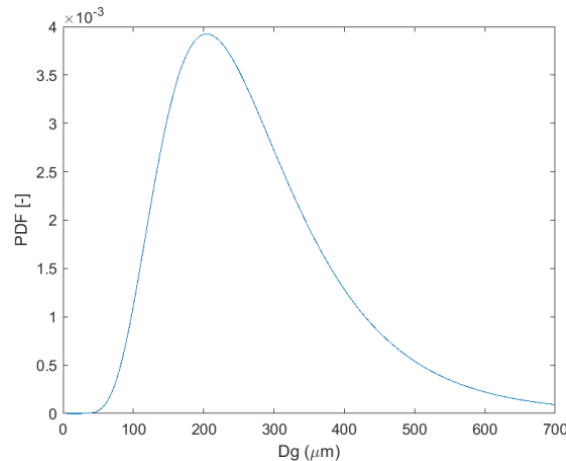
La figure 3 montre le domaine de simulation. Les simulations ont été faites selon les conditions expérimentales et géométriques de COLIBRI [7]. Dans ce sens, le débit massique de vapeur à l'entrée du domaine de simulation est déjà réduit car COLIBRI assure la déviation du débit en amont de la section d'essai (appelé par la suite le bypass de vapeur). La géométrie des sous-canaux bouchés simulée est identique à celle de COLIBRI.

Par ailleurs, Oliveira et al. [6] ont montré que le taux de bouchage joue un rôle important dans la quantité de vapeur déviée dans un APRP. Par conséquent, pour le présent travail, la quantité de vapeur déviée est prise comme proportionnelle au taux de bouchage, et le débit massique d'entrée dans la section d'essais (après le bypass) est calculé selon :

$$\dot{m}_e = (1 - \tau_b) \dot{m}_0 \quad (6)$$

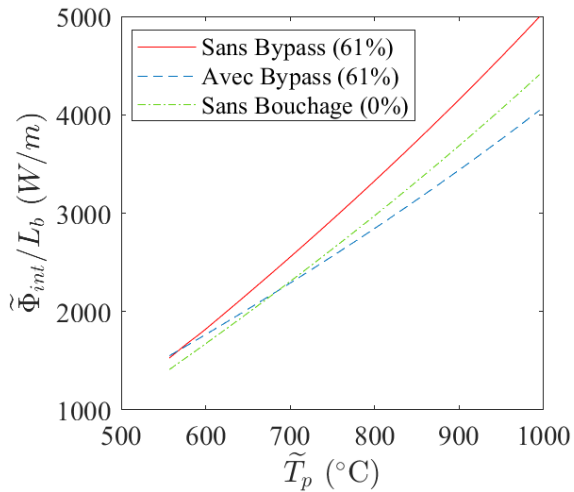
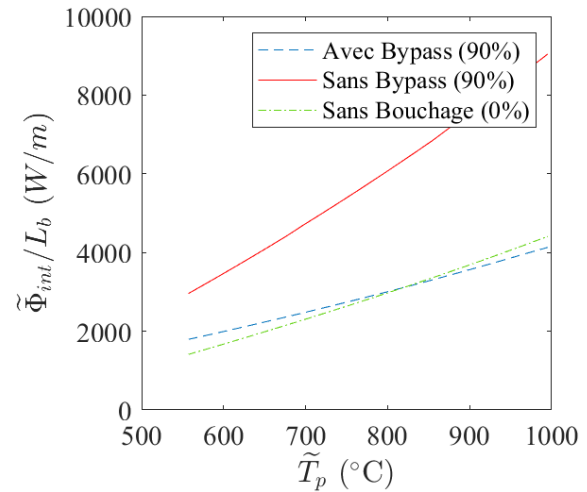

 Figure 3 : *Domaine de calcul de NECTAR.*

Selon le cas, \dot{m}_e peut être égale à \dot{m}_0 pour le cas sans bouchage si les calculs se font sans bypass de vapeur et, pour les cas avec bypass, il va varier selon le taux de bouchage. Les conditions d'entrée du calcul sont : (1) Températures de paroi comprises entre 550°C et 1000°C, (2) débit massique initiale de vapeur (\dot{m}_0) de 5kg/h, à 1 bar de pression et à 500°C de température, et (3) débit massique de gouttes de 15kg/h, qui correspond à une fraction volumique de $4 \cdot 10^{-3}$. La vitesse initiale des gouttes est de 10m/s. La distribution en taille des gouttes est montrée dans la Figure 4. Le diamètre moyen d_{10} est de 250 μ m, pour un diamètre maximal de 700 μ m et un diamètre minimal de 5 μ m.


 Figure 4 : *Distribution des gouttes du type log-normale ($\mu=0.45$, $\sigma= \ln(d_{10})$, $d_{10}=250 \mu\text{m}$).*

4. Résultats

Les figure 5 et 6 représentent le flux de chaleur dissipé à la paroi par l'écoulement interne pour les différents taux de bouchage étudiés. Les figures montrent aussi le flux dissipé à la paroi pour un sous-canal intact ($\tau_b=0\%$) pour les mêmes conditions d'écoulement vapeur/gouttes. Malgré la diminution du débit massique de la vapeur avec le bypass, le refroidissement entre les sous-canaux bouchés et le sous-canal intact est du même ordre de grandeur.


 Figure 5 : Flux dissipé à la paroi, $\tau_b = 61\%$.

 Figure 6 : Flux dissipé à la paroi, $\tau_b = 90\%$.

Il est important de rappeler que, dans un cas réel, la puissance résiduelle locale augmenterait dans les zones ballonnées en raison de la relocalisation du combustible. Par conséquent, les cas avec bouchages sont les plus critiques à refroidir. Comme attendu, le flux dissipé à la paroi est moindre avec la déviation du débit massique de vapeur. Cependant, cette diminution n'est pas proportionnelle au taux de déviation de la vapeur. La diminution du débit massique est compensée par l'augmentation des autres transferts, tel que montrée dans le tableau 2. La diminution de Φ_{vp} est inférieure à la réduction du débit de vapeur, soit environ 53% et 79% pour un bouchage du 61% et 90% respectivement. Cela peut s'expliquer par le fait que la diminution de la vitesse de la vapeur entraîne une amélioration de Φ_{vg} , de sorte que la vapeur est refroidie par les gouttes.

T _p (°C)	Flux de chaleur (kW/m ²)							
	$\tau_b = 61\%$				$\tau_b = 90\%$			
	Sans Bypass		Avec Bypass		Sans Bypass		Avec Bypass	
550	1000	550	1000	550	1000	550	1000	
Φ_{vg}	36,98	143,74	21,61	71,12	221,92	675,82	50,28	134,85
$\Phi_{i,pg}$	23,6	40,63	41,45	79,71	21,08	38,89	98,01	184,33
$\Phi_{r,pv}$	0,66	5,78	0,83	6,19	0,64	4,46	0,89	5,16
$\Phi_{r,pg}$	4,55	27,48	3,51	19,35	10,72	63,55	6,97	36,58

Tableau 2 : Flux de chaleur de chaque mécanisme de transfert.

D'autre part, selon les simulations avec bypass, l'impact des gouttes devient le mécanisme le plus important dans le refroidissement de la paroi (Tableau 3). En effet, la diminution du diamètre et de la vitesse de la vapeur favorise les impacts des gouttes avec la paroi. Cela explique le fait que $\Phi_{i,pg}$ double sa valeur pour un taux de 61%, et est multiplié par environ 4,7 pour un taux de 90%. A noter que lors d'un APRP, la température de la vapeur sera toujours inférieure à la température de la paroi. Cependant, le tableau 3 montre aussi l'importance des impacts des gouttes dans le cas d'une faible différence de température entre la vapeur et la paroi.

Ces résultats seront confrontés à des expériences sur la boucle COLIBRI. D'autre part, il faut remarquer que les simulations ont été faites sans prendre en compte les interactions entre les gouttes dans les différents transferts thermiques.

	$\tau_b = 61\%$				$\tau_b = 90\%$			
	<i>Sans Bypass</i>		<i>Avec Bypass</i>		<i>Sans Bypass</i>		<i>Avec Bypass</i>	
T_p (°C)	550	1000	550	1000	550	1000	550	1000
Φ_{vg} (%)	56,21	66,05	32,06	40,32	87,25	86,34	32,2	37,36
$\Phi_{i,pg}$ (%)	35,87	18,67	61,5	45,2	8,29	4,97	62,77	51,07
$\Phi_{r,pv}$ (%)	1,01	2,65	1,23	3,51	0,25	0,57	0,57	1,43
$\Phi_{r,pg}$ (%)	6,91	12,63	5,21	10,97	4,21	8,12	4,46	10,14

Tableau 3 : Contribution en pourcentage de chaque mécanisme de transfert.

5. Conclusions

Les simulations réalisées avec NECTAR permettent d'analyser l'influence de la déviation du débit massique de vapeur sur les transferts thermiques qui ont lieu dans un tube représentatif d'un sous-canal de REP refroidi par un écoulement vapeur/gouttes lors d'un APRP. Cette analyse a permis d'obtenir les résultats suivants :

- La déviation du débit massique de vapeur entraîne une diminution du flux dissipé à la paroi. Néanmoins, cette diminution n'est pas proportionnelle au taux de bouchage.
- La contribution des impacts des gouttes peut dépasser 60% du flux de chaleur total dissipés à la paroi pour un sous-canal bouché expérimentant une déviation du débit massique de vapeur.
- Malgré la déviation du débit massique de vapeur dans les sous-canaux bouchés, la puissance évacuée reste du même ordre de grandeur que pour le sous-canal intact et quelques fois même supérieure à basse température de paroi. D'après nos résultats, cela s'explique par une augmentation d'autres mécanismes de transfert, notamment les impacts des gouttes avec la paroi.

Ces résultats numériques doivent être confrontés à des expériences à fin de validation. Par ailleurs, vu la grande influence des gouttes sur le refroidissement, il faudra sans doute tenir compte du possible effet des interactions entre les gouttes sur les différents transferts de chaleur.

Références

- [1] N. H. Nguyen, J. Kim, S.-H. Hong, S.-K. Moon, and C.-H. Song, "Improvements of COBRA-TF on the effect of flow blockage during a LB LOCA with consideration of fuel relocation phenomenon," *Nucl. Eng. Des.*, vol. 325, pp. 218–231, 2017, doi: <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2017.08.015>.
- [2] P. Ruyer *et al.*, "Two-phase flow across a partially damaged core during the reflood phase of a loca," *Nucl. Eng. Des.*, vol. 264, pp. 187–194, 2013, doi: [10.1016/j.nucengdes.2013.02.026](https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2013.02.026).
- [3] A. V. S. Oliveira, J. D. Peña Carrillo, A. Labergue, T. Glantz, and M. Gradeck, "Mechanistic modeling of the thermal-hydraulics in polydispersed flow film boiling in LOCA conditions," *Nucl. Eng. Des.*, vol. 357, no. August 2019, 2019, doi: [10.1016/j.nucengdes.2019.110388](https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2019.110388).
- [4] Y. Guo and K. Mishima, "A non-equilibrium mechanistic heat transfer model for post-dryout dispersed flow regime," *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 26, no. 6–7, pp. 861–869, 2002, doi: [10.1016/j.expthermfluidsci.2002.05.001](https://doi.org/10.1016/j.expthermfluidsci.2002.05.001).

10.1016/S0894-1777(02)00195-4.

- [5] H. Anglart, H. Li, and G. Niewinski, “Mechanistic modelling of dryout and post-dryout heat transfer,” *Energy*, vol. 161, pp. 352–360, 2018, doi: 10.1016/j.energy.2018.07.011.
- [6] A. V. S. Oliveira *et al.*, “Velocity field and flow redistribution in a ballooned 7×7 fuel bundle measured by magnetic resonance velocimetry,” *Nucl. Eng. Des.*, vol. 369, no. August, p. 110828, 2020, doi: 10.1016/j.nucengdes.2020.110828.
- [7] J. D. Peña Carrillo, A. V. S. Oliveira, A. Labergue, T. Glantz, and M. Gradeck, “Experimental thermal hydraulics study of the blockage ratio effect during the cooling of a vertical tube with an internal steam-droplets flow,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 140, pp. 648–659, 2019, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.06.012.
- [8] V. Gnielinski, “New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe and channel flow,” *Int. Chem. Eng.*, vol. 16, no. 2, pp. 359–368, 1976.
- [9] W. R. Ranz, W. E. and Marshall, “Evaporation from drops,” *Chemical Engineering Progress*, vol. 48. pp. 141–146, 1952, [Online]. Available: <http://dns2.asia.edu.tw/~ysho/YSHO-English/1000 CE/PDF/Che Eng Pro48, 141.pdf>.
- [10] M. C. Yuen and L. W. Chen, “Heat-transfer measurements of evaporating liquid droplets,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 21, no. 5, pp. 537–542, 1978, doi: 10.1016/0017-9310(78)90049-2.
- [11] 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, pp. 14–25, 2013, doi: 10.1016/j.expthermflusci.2012.10.023.
- [12] 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, 1990, doi: 10.1016/0017-9310(90)90094-B.
- [13] K. H. Sun, J. M. Gonzalez, and C. L. Tien, “Calculations of Combined Radiation and Convection Heat Transfer in Rod Bundles Under Emergency Cooling Conditions.,” *Am. Soc. Mech. Eng.*, no. 75-HT-64, pp. 414–420, 1975.
- [14] W. H. Chou and G. M. Faeth, “Temporal properties of secondary drop breakup in the bag breakup regime,” *Int. J. Multiph. Flow*, vol. 24, no. 6, pp. 889–912, 1998, doi: 10.1016/S0301-9322(98)00015-9.

Remerciements

Ce travail est réalisé dans le cadre d'une thèse financée par l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN) à Cadarache

Transferts couplés de masse et de chaleur en milieu poreux. Application au séchage de la bagasse de canne à sucre par comparaison numérique et expérimentale.

Paul GUILLOU^{1*}, Olivier MARC¹, Laetitia ADELARD¹, Daniel MADYIRA², Esther AKINLABI², Jean CASTAING-LASVIGNOTTES¹

¹Laboratoire Physique et Ingénierie Mathématique pour l’Energie, l’environnement et le bâtiment (PIMENT). Université de La Réunion, 15 Avenue René Cassin, Sainte-Clotilde 97715, La Réunion

²Department of Mechanical Engineering Science, Faculty of Engineering and the Built Environment, University of Johannesburg, South Africa.

*paul.guillou@univ-reunion.fr

Résumé – La biomasse représente une ressource renouvelable et abondante pouvant faire l’objet de différentes valorisations (énergétique, matériaux de construction, paillage agricole par exemple) pour lesquelles le séchage peut représenter une étape nécessaire. Dans cette étude nous étudions la bagasse de canne à sucre pour une géométrie cylindrique en deux dimensions grâce à une approche expérimentale et numérique. Les variables suivies sont la teneur en eau globale, l’humidité relative locale et la température à 9 positions différentes dans l’échantillon au cours du temps. La comparaison des approches a permis l’identification de 4 coefficients de transferts du modèle et permet alors de simuler les dynamiques locales et globales lors du séchage.

Mots-clés : Séchage, Milieux poreux, Modélisation, Simulation, Expérimentation

Abstract – Biomass is a renewable and abundant resource that can be used in various ways (energy, building materials, agricultural mulching for example) for which drying can be a necessary process. In this study we study sugarcane bagasse for a two-dimensional cylindrical geometry using an experimental and numerical approach. The variables monitored are the global water content, the local relative humidity and the temperature at 9 different positions in the medium over time. The comparison of the approaches allowed the identification of 4 transfer coefficients of the model and then allows to simulate the local dynamics during drying.

Keywords: Drying, Porous media, Modeling, Simulation, Experimentation

Nomenclature

c	Concentration molaire, mol.m ⁻³	\dot{Q}	Flux de chaleur, W
C_p	Chaleur massique à pression constante, J.kg ⁻¹ .K ⁻¹	S	Surface, m ²
dz	Hauteur, m	T	Température, K
D	Diffusivité massique, m ² .s ⁻¹	U	Énergie interne, J
dr	Épaisseur, m	X	Teneur en eau base sèche, kg _{eau} .kg _{sec} ⁻¹
dt	Pas de temps, s	<i>Symboles grecs</i>	
h	Enthalpie spécifique, J.kg ⁻¹	α_h	Coefficient d’échange thermique externe, W.m ⁻² .K ⁻¹
HR	Humidité relative, %	α_m	Coefficient d’échange massique externe, m.s ⁻¹
L_v	Chaleur latente de vaporisation, J.kg ⁻¹	λ	Conductivité thermique, W.m ⁻¹ .K ⁻¹
M	Masse molaire, kg.mol ⁻¹	ε	Porosité
m	Masse, kg	<i>Indices et exposants</i>	
\dot{m}	Débit massique, kg.s ⁻¹	as	Air sec

eff Effectif
ext Extérieur
int Intérieur

liq Liquide
sol Solide
vap Vapeur d'eau

1. Introduction

Du fait des enjeux énergétiques et environnementaux mondiaux, la biomasse représente un matériau renouvelable et abondant pouvant faire l'objet de différentes utilisations. Bien que sa valorisation énergétique participe à 4,2 % de la consommation d'énergie primaire en France en 2019 [1], d'autres voies se développent comme par exemple l'intégration de matériaux biosourcés dans le béton [2] ou la fabrication de panneaux d'isolation thermiques et acoustiques [3, 4]. Pour l'ensemble de ces applications, cette biomasse doit généralement subir une étape de séchage. Ainsi l'étude de ce procédé doit permettre de mieux comprendre les transferts de masse et de chaleur ainsi que leur couplage dans un milieu poreux hétérogène. Par ailleurs, bien que les phénomènes de transferts soient bien documentés dans la littérature, il est indispensable d'effectuer une étape expérimentale afin de prendre en compte la spécificité du matériau étudié.

Parmi les biomasses disponibles, la bagasse est le résidu fibreux issu de l'exploitation de la canne à sucre et permet d'assurer près de 8 % de la production électrique de l'île de La Réunion. Bien qu'il existe des études sur le séchage de la bagasse de canne à sucre, cette dernière est généralement étudiée à partir de modèles empiriques en couche mince [5]–[8]. Ces modèles sont construits à partir des courbes expérimentales de séchage sur lesquelles sont identifiés les paramètres du modèle. Généralement les auteurs s'intéressent uniquement à la dynamique globale de l'échantillon à travers le suivi de la teneur en eau de l'échantillon [9], sans prise en compte de la température, et pour des quantités de biomasse relativement faibles (100 grammes maximum). Cela suppose que la résistance aux transferts internes est négligeable devant les transferts externes. Lorsque les dimensions de l'échantillon augmentent, les gradients thermiques et hydriques présents dans l'échantillon influencent les dynamiques de séchage et il est alors nécessaire d'avoir recours à une analyse spatiale [10]. C'est dans cette démarche que s'inscrit cette étude grâce à la comparaison de résultats expérimentaux et numériques.

L'approche expérimentale a nécessité le développement d'un dispositif pour le suivi de la teneur en eau globale, de l'humidité relative au centre de l'échantillon et de la température pour 9 positions dans l'échantillon de bagasse. Parallèlement, un modèle dynamique en volume fini a été développé afin de suivre les variables mesurées expérimentalement. A partir des données recueillies pour deux campagnes de séchage et du modèle développé, nous procédons à l'identification des 4 paramètres de transferts du modèle.

2. Expérimentations

La bagasse utilisée dans ces travaux a été prélevée dans une des deux usines thermiques de l'île de La Réunion et a été placée dans des sacs hermétiques pour le transport jusqu'à son utilisation. La Figure 1 présente le dispositif expérimental qui permet de mesurer les évolutions temporelles des principales variables, à savoir la température, l'humidité relative et la teneur en eau d'un échantillon. Ce dispositif est composé : (1) d'une étuve de séchage thermorégulée avec une stabilité de la régulation inférieure 0,2°C ; (2) d'un capteur de force pour la mesure en continu de la masse de l'échantillon avec une précision de ± 2 g ; (3) d'une sonde d'humidité relative de type capacitif d'une précision de ± 2 % ; (4) de l'échantillon de bagasse de géométrie cylindrique, d'une hauteur de 50 cm pour un diamètre de 30 cm et réalisé en treillis d'aluminium avec des mailles carrées de 1 mm ; (5) de 9 thermocouples chemisés de type K avec une précision de $\pm 0,5$ °C ; (6) d'une centrale d'acquisition et d'un ordinateur pour l'enregistrement

des données. Deux campagnes de séchage ont été réalisées sur la bagasse de canne à sucre. La première est effectuée à une température de consigne fixe de 50°C et la deuxième à 60°C. Pour chaque campagne de séchage, la bagasse est extraite des sacs de stockage et est introduite dans le cylindre jusqu'à mi-hauteur sans tassement. La sonde d'humidité relative est disposée au centre tandis que les 9 thermocouples sont implantés dans l'échantillon aux 9 positions renseignées sur la Figure 1. L'échantillon ainsi instrumenté est introduit dans l'étuve de séchage, qui a préalablement été chauffée à la température de consigne. Lorsque le régime permanent est atteint, les instruments de mesures sont retirés et la température de consigne est placée à 105°C afin d'obtenir la masse sèche de l'échantillon testé.

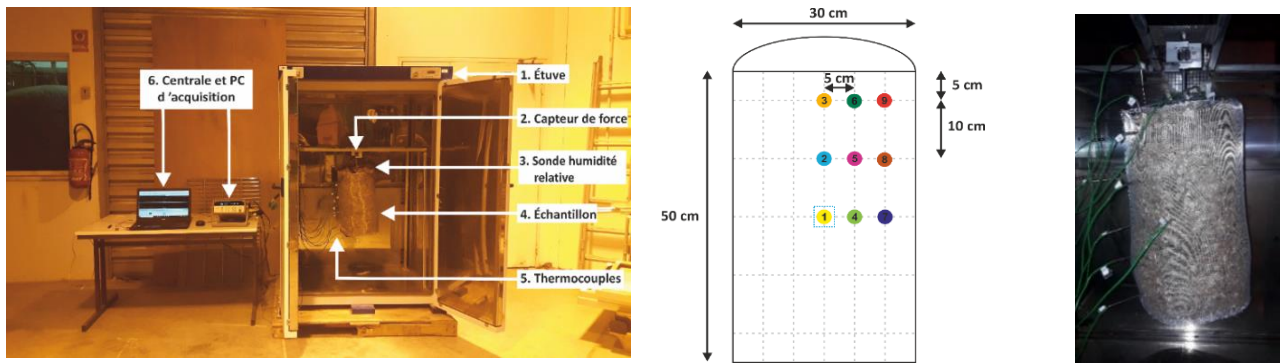


Figure 1 : Dispositif expérimental pour le séchage de la biomasse (gauche), avec le schéma d'implantation des thermocouples et de la sonde d'humidité relative (centre) ainsi que l'implantation expérimentale (droite) dans l'échantillon.

3. Modèle

Afin d'utiliser les résultats expérimentaux obtenus nous avons développé un modèle inspiré des travaux de Whitaker [11]. Le point de départ est de considérer qu'en n'importe quel point de la biomasse, un volume élémentaire représentatif (VER) peut être construit, au sein duquel trois phases sont considérées : solide, liquide et gazeuse. Sur chaque VER les différentes quantités sont moyennées. La Figure 4 présente le passage du milieu réel (a), à la représentation d'un VER (b) pour obtenir une représentation moyennée des différentes phases considérées (c).

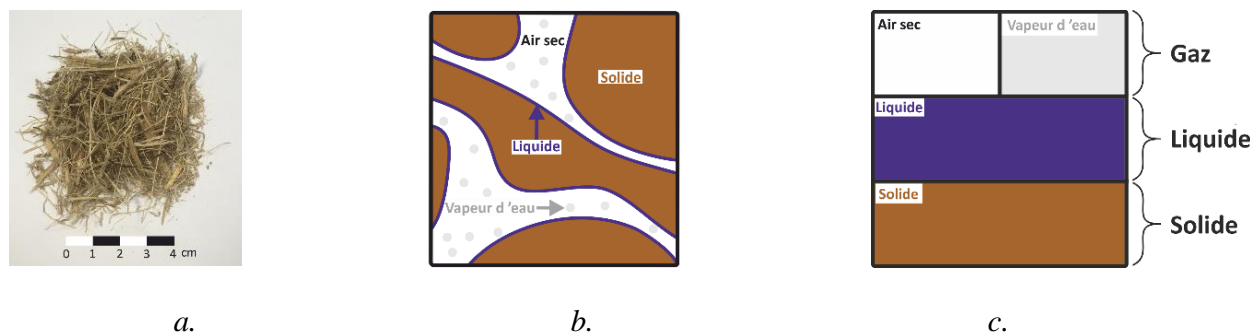


Figure 2 : La bagasse réelle (a), schématisée en présence des 3 phases (b) et la représentation moyennée (c).

Les équations de conservation de la masse des différentes phases sont établies sur chacun des VER et sont présentées dans le Tableau 4. L'eau liquide possède un terme source due à son évaporation. La vapeur d'eau possède ce même terme source évaporatif ainsi qu'un terme de transfert diffusif. L'air sec possède également un terme de transport.

Liquide	Vapeur d'eau	Air sec
$\frac{\partial m_{liq}}{\partial t} = -\dot{m}_{evap}$	$\frac{\partial m_{vap}}{\partial t} = \sum_{frontières} \pm \dot{m}_{vap} + \dot{m}_{evap}$	$\frac{\partial m_{as}}{\partial t} = \sum_{frontières} \pm \dot{m}_{as}$

Tableau 1 : équations de conservation massique.

La conservation de l'énergie est établie en considérant le VER à l'équilibre thermique [9], [12] et s'écrit :

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \sum_{frontières} (\pm \dot{m}_{vap} \cdot h_{vap} \pm \dot{m}_{as} \cdot h_{as}) + \sum_{frontières} \dot{Q} - L_v \cdot \dot{m}_{evap} \quad (1)$$

Les transferts de masse (vapeur d'eau et air sec) et de chaleur sont supposés suivre la loi de Fick et de Fourier respectivement :

Diffusion	Conduction
$\dot{m}_i = -M_i \cdot S \cdot D_{eff} \cdot \nabla c_i \quad i=vap,as$	$\dot{Q} = -\lambda_{eff} \cdot S \cdot \nabla T$

Tableau 2 : équations de transferts.

Les équations d'équilibre concernent le couple liquide/vapeur d'eau et solide/vapeur. Le premier est établi selon l'ASHRAE [13] tandis que le deuxième est représenté à partir du modèle d'isotherme de sorption de Smith modifié [14]. Enfin, le Tableau 3 représente les conditions aux limites établies pour le transfert de masse et de chaleur avec un coefficient d'échange constant [15] (α_m et α_h) :

Masse	Chaleur
$\dot{m}_i = -M_i \cdot S \cdot \alpha_m \cdot (c_{surf} - c_{ext}) \quad i=vap,as$	$\dot{Q} = -\alpha_h \cdot S \cdot (T_{surf} - T_{ext})$

Tableau 3 : conditions aux limites.

Du fait de la symétrie de révolution de notre géométrie cylindrique, l'ensemble du domaine est discrétisé par la méthode des volumes finis en deux dimensions (hauteur et rayon). Chaque VER possède quatre surfaces d'échanges (nord, sud, est et ouest) avec les volumes adjacents sur lesquels sont évalués les flux de matière et d'énergie.

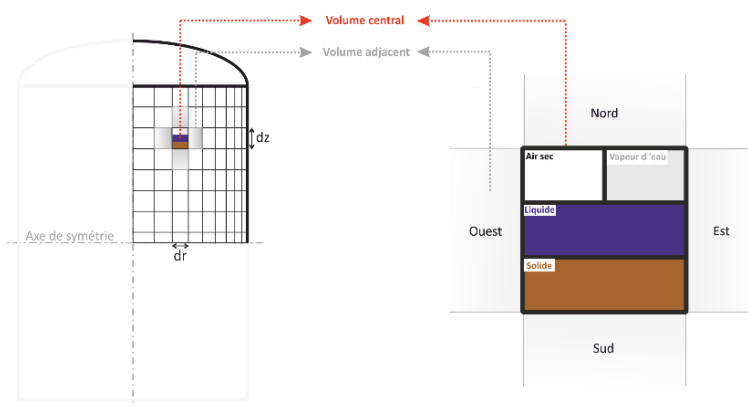


Figure 3 : discrétisation spatiale du domaine cylindrique (gauche) et composé de plusieurs VER (droite).

4. Résultats

Le modèle fait intervenir 4 paramètres qu'il est nécessaire de déterminer pour évaluer les flux thermiques et massiques et ainsi rendre compte des évolutions temporelles et spatiales des trois variables suivies à savoir la température, l'humidité relative et la teneur en eau. Les deux premiers paramètres sont qualifiés d'effectifs et concernent la conductivité de la bagasse (λ_{eff}) et la diffusion de la vapeur d'eau (D_{eff}). Les deux derniers concernent le transfert externe de chaleur (α_h) et de masse (α_m) avec l'environnement en convection naturelle.

Grâce au modèle développé et aux données expérimentales recueillies sur les deux campagnes, nous déterminons ces coefficients par identification grâce à la méthode de Nelder-Mead [16]. Le critère à minimiser est la somme des écarts quadratiques entre les valeurs numériques et expérimentales pour la température, l'humidité relative et la teneur en eau :

$$Ecart = \left(\frac{T_{\text{exp}} - T_{\text{mod}}}{T_{\text{exp}}} \right)^2 + \left(\frac{\varphi_{\text{exp}} - \varphi_{\text{mod}}}{\varphi_{\text{exp}}} \right)^2 + \left(\frac{X_{\text{exp}} - X_{\text{mod}}}{X_{\text{exp}}} \right)^2 \quad (2)$$

Les valeurs expérimentales sont celles obtenues à partir du banc développé avec un pas de temps de sauvegarde de 20 minutes. Les propriétés thermo-physiques sont considérées constantes (Tableau 4) et le maillage retenu est composé de 16 éléments selon la direction radiale et 26 éléments selon la hauteur. Pour résoudre le système d'équations différentielles ordinaires nous avons utilisé la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4.

	ρ_{bag}	ϵ_{bag}	$C_{p\text{bag}}$	$C_{p\text{liq}}$	$L_{v\text{liq}}$	$C_{p\text{vap}}$	$C_{p\text{as}}$
Unité	kg.m ⁻³	-	J.kg.K ⁻¹	J.kg.K ⁻¹	kJ.kg ⁻¹	J.kg.K ⁻¹	J.kg.K ⁻¹
Valeur	125	0,51	1400	4180	2257	1826	1006

Tableau 4 : Propriétés thermo-physique de la bagasse, de l'eau liquide, de la vapeur d'eau et de l'air sec utilisés lors des simulations.

4.1. Comparaison des résultats expérimentaux et numériques

Les résultats présentés sur la Figure 4 et Figure 5 concernent le séchage de la bagasse de canne à sucre pour une température de consigne de 50°C. La masse de bagasse humide initiale est de 3,68 kg, soit une teneur en eau de 1,065, avec une température de 30,4°C tandis que le milieu est saturé en vapeur d'eau. Les résultats de simulations ont été obtenus après identification des coefficients de transferts présentés dans le Tableau 5 :

	D_{eff}	λ_{eff}	α_m	α_h
	m ² .s ⁻¹	W.m ⁻¹ .K ⁻¹	m.s ⁻¹	W.m ⁻² .K ⁻¹
Bagasse	3.10 ⁻⁵	0,061	0,091	6,05

Tableau 5 : Coefficients de transferts identifiés pour la bagasse.

La Figure 4 représente l'évolution de la teneur en eau globale de l'échantillon ainsi que l'humidité relative au centre de l'échantillon. Au début du séchage, la perte en eau de l'échantillon est localisée à la surface de l'échantillon où la vapeur d'eau générée est directement évacuée dans le milieu extérieur tandis que le centre de l'échantillon reste à la saturation. Globalement, les deux dynamiques sont bien reproduites par le modèle, avec une quasi superposition des courbes expérimentales et numériques.

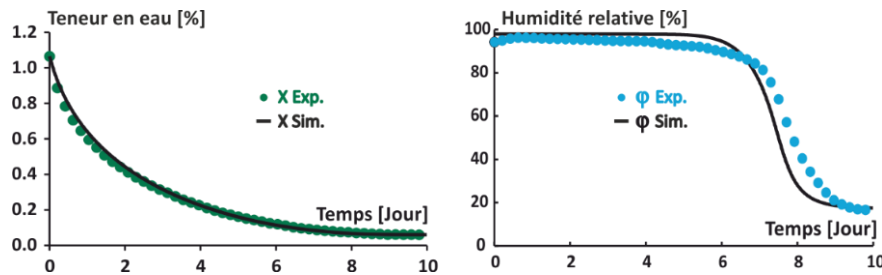


Figure 4 : Teneur en eau globale (gauche) et humidité relative au centre de l'échantillon (droite).

La Figure 5 représente l'évolution des températures pour les différentes positions dans l'échantillon. Lors du séchage, deux flux thermiques sont en compétition et sont responsables des évolutions de températures observées. Le premier est le flux de chaleur fourni par l'air de séchage qui est transmis par convection puis conduction à l'échantillon et qui tend à augmenter la température du milieu. Le second est le flux évaporatif, qui tend à diminuer la température du milieu. Ainsi, l'ensemble de l'échantillon subit d'abord une élévation de sa température d'environ 5°C en moins d'une heure. Lorsque la quantité d'eau à la surface diminue, un front de séchage apparaît et délimite deux zones. La première est la zone humide, représentée par une température d'environ 32°C et un air saturé en vapeur d'eau. La deuxième est la zone partiellement sèche qui voit sa température augmenter sous l'effet de l'apport de chaleur de l'air extérieur et de la diminution du flux évaporatif. Ce front est matérialisé par la rupture de pente entre la phase descente/stagnation de la température et celle croissante. Il est naturellement atteint en premier par les positions périphériques (n°3, 6, 7, 8, 9) après environ 2 à 3 jours de séchage. Ensuite, lorsqu'il se propage vers le centre de l'échantillon, la résistance aux transferts internes de masse (diffusion) et de chaleur (conduction) augmente et le centre de l'échantillon n'atteint ce front qu'à partir du 6^{ème} jour.

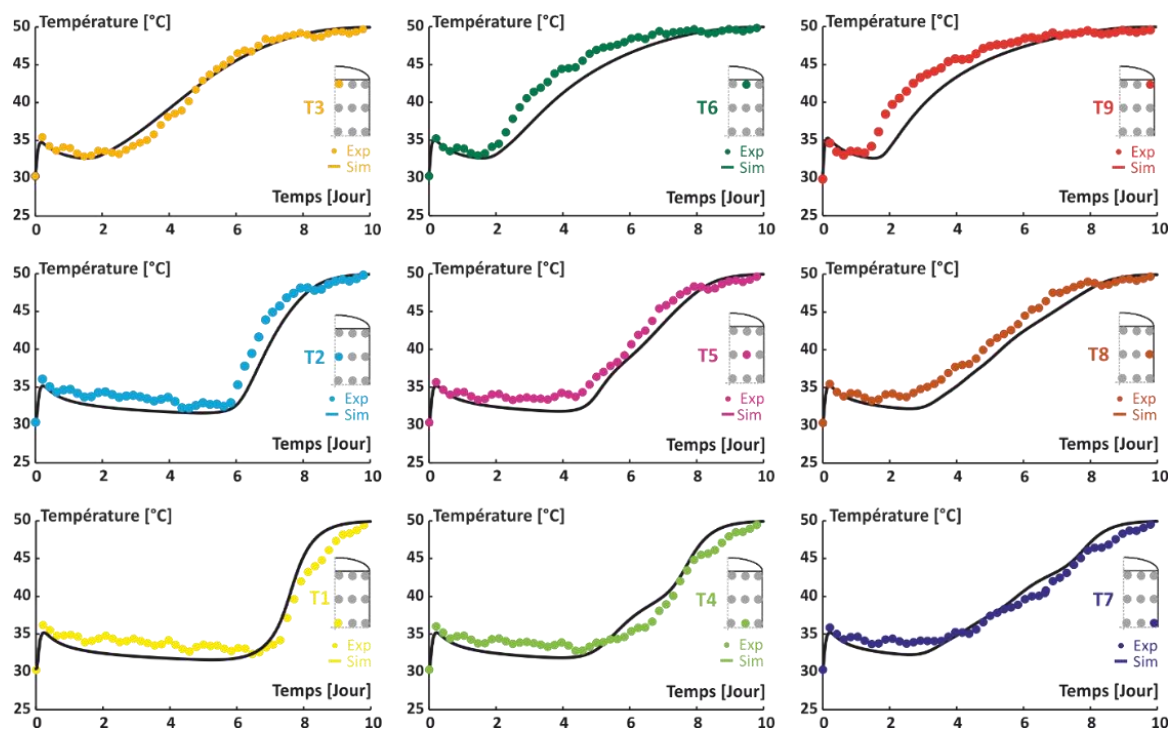


Figure 5 : Evolution de la température pour 9 positions dans l'échantillon de bagasse. Campagne de séchage avec une température de consigne de 50°C.

Les Figure 6 et Figure 7 présentent la comparaison des résultats numériques et expérimentaux pour une température de consigne de 60°C afin de valider les coefficients

précédemment identifiés. Pour cette campagne, la masse de bagasse humide initiale est de 3,65 kg, soit une teneur en eau de 1,057, et une température de 30 °C.

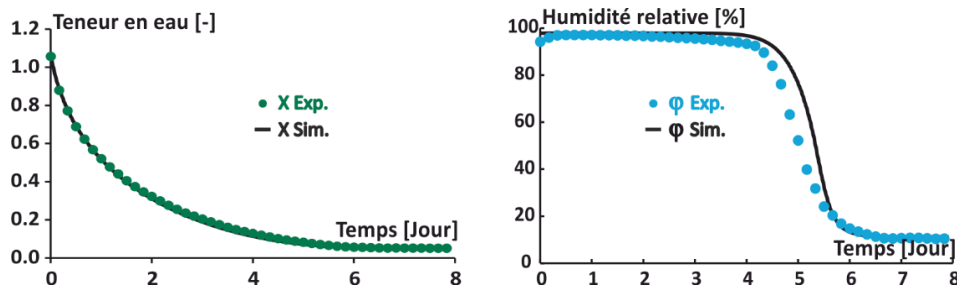


Figure 6 : Teneur en eau globale (gauche) et humidité relative au centre de l'échantillon (droite).

La Figure 7 présente les évolutions de température pour les 9 positions de l'échantillon. Les dynamiques expérimentales sont bien reproduites par le modèle pour les coefficients identifiés.

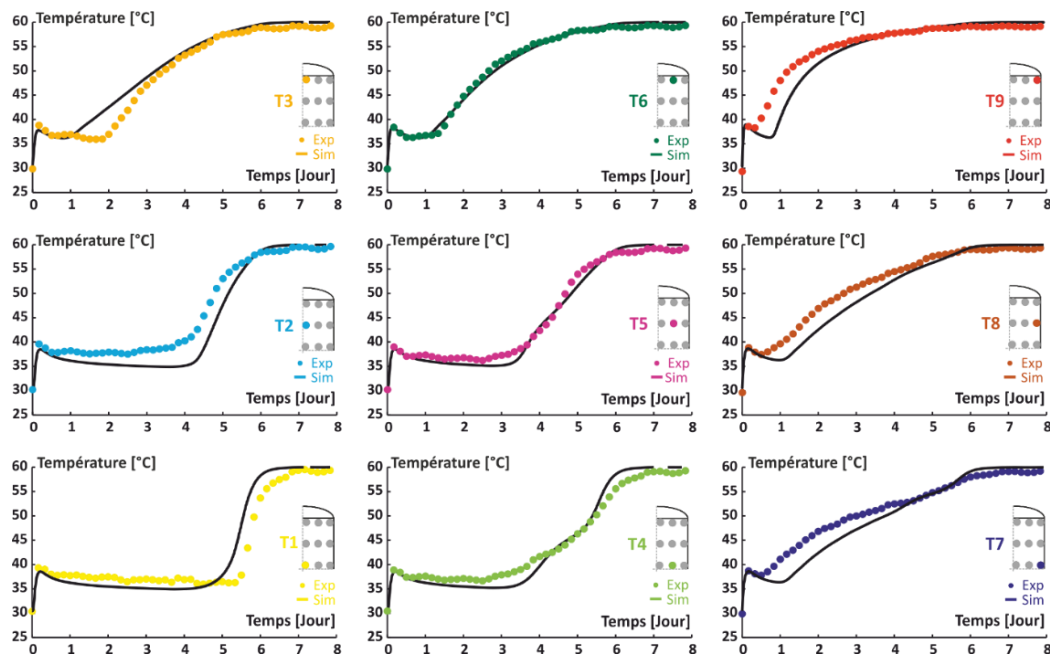


Figure 7 : Evolution de la température pour 9 positions dans l'échantillon de bagasse.

5. Conclusion

Cette étude concerne le séchage de la bagasse de canne à sucre grâce à une approche expérimentale et numérique. Pour la première, un banc expérimental a été développé pour une géométrie cylindrique. Il permet de mesurer la masse de l'échantillon, l'humidité relative au centre et la température pour 9 positions réparties dans la bagasse. La deuxième approche a permis le développement d'un modèle local de séchage dynamique afin de suivre les différentes variables mesurées expérimentalement. La comparaison des deux approches a permis l'identification puis la validation des 4 coefficients de transferts intervenant dans le modèle. Les simulations présentent des comportements thermiques et hydriques satisfaisant pour les 9 positions renseignées. Ainsi le modèle développé peut être un outil prédictif pour l'évaluation des évolutions temporelles et spatiale lors du séchage en convection naturelle de la bagasse de canne à sucre.

Références

- [1] Ministère de la transition écologique, Chiffres clés de l'énergie - Édition 2020, p. 80.

- [2] C. Onésippe, N. Passe-Coutrin, F. Toro, S. Delvasto, K. Bilba, et M.-A. Arsène, Sugar cane bagasse fibres reinforced cement composites: Thermal considerations, *Composites Part A: Applied Science and Manufacturing*, vol. 41, n° 4, p. 549-556, avr. 2010, doi: 10.1016/j.compositesa.2010.01.002.
- [3] M. Krishpersad, R. Dale, K. Gurmohan, et H. Subhas, Biodegradable fibrous thermal insulation, *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, vol. 28, n° 1, p. 3, 2005.
- [4] A. G. Carvalho, R. F. Mendes, S. L. Oliveira, et L. M. Mendes, Effect of Post-production Heat Treatment on Particleboard from Sugarcane Bagasse, *Materials Research*, vol. 18, n° 1, p. 78-84, févr. 2015, doi: 10.1590/1516-1439.270814.
- [5] F. B. Scheufele, C. Ribeiro, A. N. Módenes, F. R. Espinoza-Quiñones, R. Bergamasco, et N. C. Pereira, Assessment of drying temperature of sugarcane bagasse on sorption of reactive blue 5G dye, *Fibers and Polymers*, vol. 16, n° 8, p. 1646-1656, août 2015, doi: 10.1007/s12221-015-5087-2.
- [6] J. R. Ramirez et L. M. Lagunas, Engineering properties of sugarcane fibres, *International sugar journal*, vol. 27, p. 11, 2010.
- [7] B. Vijayaraj, R. Saravanan, et S. Renganarayanan, Studies on thin layer drying of bagasse, *International Journal of Energy Research*, vol. 31, n° 4, p. 422-437, mars 2007, doi: 10.1002/er.1237.
- [8] J. M. G. Costa, J. L. G. Corrêa, B. E. Fonseca, F. M. Borém, et S. V. Borges, Drying and Isotherms of Sugar Cane Bagasse, *REVENG*, vol. 23, n° 2, p. 128-142, avr. 2015, doi: 10.13083/1414-3984/reveng.v23n2p128-142.
- [9] K. Zhang et C. You, Experimental and Numerical Investigation of Lignite Particle Drying in a Fixed Bed, *Energy & Fuels*, vol. 25, n° 9, p. 4014-4023, sept. 2011, doi: 10.1021/ef200759t.
- [10] P. Guillou, O. Marc, L. Adelard, D. Madyira, E. Akinlabi, et J. Castaing-Lasvignottes, Séchage de copeaux de bois et de bagasse : simulation numérique et comparaison expérimentale, Société Française de Thermique, 2020, p. 8.
- [11] S. Whitaker, Simultaneous heat, mass, and momentum transfer in porous media: A theory of drying, Academic Press., vol. 13. J.P. Hartnett and T.F. Irvine, Jr, 1977, ISBN 978-0-12-020013-9.
- [12] A. Erriguible, P. Bernada, F. Couture, et M. Roques, Simulation of Convective Drying of a Porous Medium with Boundary Conditions Provided by CFD, *Chemical Engineering Research and Design*, vol. 84, n° 2, p. 113-123, févr. 2006, doi: 10.1205/cherd.05047.
- [13] American Society of Heating, Refrigerating and air conditioning engineers, Psychometrics: Theory and Practice. 1996, ISBN 1-883413-39-7.
- [14] M. Simo-Tagne, A. Zoulalian, Y. Rogaume, R. Rémond, et B. Bonoma, Modélisation des isothermes de sorption, caractérisation des propriétés thermodynamiques et détermination des humidités d'équilibre d'usage des bois tropicaux, *Revue des énergies renouvelables*, vol. 19, n° 1, p. 79-96, 2016.
- [15] P. Perré, Simulation par volumes finis des transferts couplés en milieux poreux anisotropes : séchage du bois à basse et à haute température, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 33, n° 11, 1990, doi: 10.1016/0017-9310(90)90004-E.
- [16] N. A. John et M. Roger, A simplex method for function minimization, *The Computer Journal*, vol. 7, n° 4, p. 308-313, 1965, doi: 10.1093/comjnl/7.4.308.

Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier la Région Réunion, les Fonds Européen de Développement Régional (FEDER) pour leur participation financière à ces travaux et également Jérôme Vigneron pour son assistance technique lors de l'élaboration du dispositif expérimental.

Bulles d'eau à pression sub-atmosphérique : étude expérimentale et analyse dimensionnelle dans un canal vertical confiné.

Water bubbles at sub-atmospheric pressure: experimental study and dimensional analysis in a vertical confined channel.

Patric MANTAROPOULOS, Florine GIRAUD*, Brice TREMEAC, Pascal TOBALY

Laboratoire du Froid, des Systèmes Energétiques et Thermiques (Lafset), Cnam, HESAM Université, 292 rue Saint-Martin 75003 Paris

*(auteur correspondant : florine.giraud@lecnam.net)

Résumé – La dynamique d'éclatement de bulles d'eau dans un environnement sub-atmosphérique a été peu étudiée dans la littérature. Sa compréhension est pourtant indispensable à l'amélioration de certains échangeurs fonctionnant à l'eau. Par une analyse dimensionnelle, cette étude a pour objectif de mettre en lumière les forces prédominantes au moment de l'éclatement. Un lien a également pu être établi entre ces forces et la hauteur de projection des gouttelettes (paramètre caractérisant l'éclatement).

Mots-clés : Eau ; bulles ; sub-atmosphérique ; évaporateur à plaques ; éclatement

Abstract – The dynamics of water bubble bursting in a sub-atmospheric environment have rarely been investigated in the literature. Yet, its understanding is crucial for the improvement of certain heat exchangers operating with water. Through a dimensional analysis, this study aims to highlight the predominant forces when the bubble bursts. A link has also been established between these forces and the height of the droplets' projection (parameter which characterizes the bursting).

Nomenclature

H_p	Hauteur de projection, cm	g	Accélération de la pesanteur, kg.m.s^{-2}
h^+	Hauteur du sommet de la bulle, cm	We	Nombre de Weber
v^+	Vitesse du sommet de la bulle, m.s^{-1}	Bo	Nombre de Bond
R^{eq}	Rayon équivalent, cm	Fr	Nombre de Froude
S	Surface apparente, cm^2	<i>Indices et exposants</i>	
ρ	Masse volumique, kg.m^{-3}	max	Maximum
σ	Tension de surface, J.m^{-2}	L	Phase liquide
		V	Phase vapeur

1. Introduction

La grande majorité des fluides frigorigènes utilisés aujourd'hui sont soumis à des normes très strictes qui sont amenées à se durcir davantage en raison de leur impact environnemental. La recherche d'alternatives à ces fluides paraît donc indispensable. Parmi ces alternatives, un fluide semble particulièrement attractif : neutre, naturel et sans impact environnemental, l'eau semble répondre à tous les critères. Cependant, son utilisation dans la climatisation ou la réfrigération impose de travailler à des pressions très basses, proches de son point triple (0,6 kPa).

Dans ces conditions de pression, la pression hydrostatique ne peut plus être négligée. Un gradient de pression est ainsi créé dans l'environnement d'ébullition. Couplé à la spécificité des

propriétés thermo-physiques de l'eau dans ces gammes de pressions et notamment à la faible masse volumique de la vapeur d'eau, des comportements atypiques peuvent être observés à l'image des bulles de taille centimétrique en forme de champignon présentées par [1-2]. La pression hydrostatique a donc une influence importante sur l'environnement d'ébullition (cette influence est présentée avec plus de détails dans [1] et [3]). Appliqué au cas d'un évaporateur à plaques lisses, il a ainsi pu être montré que la majorité du flux thermique est généré par évaporation d'un film liquide [3], formé par croissance et éclatement des bulles de taille importante, contrairement à ce qui peut être observé à plus hautes pressions.

L'utilisation d'évaporateurs à plaques pour de l'eau à basse pression passe donc par une meilleure compréhension de la dynamique de croissance et d'éclatement des bulles afin d'obtenir des évaporateurs compacts et efficaces. Pourtant, malgré plus d'un siècle d'études sur la théorie de croissance de bulles ([4-6]), leur comportement dans ces conditions est très peu documenté. La plupart des modèles présents dans la littérature ne s'appliquent pas à ces gammes de pressions et font de nombreuses hypothèses qui ne sont plus applicables (modèles de bulles sphériques ou semi-sphériques, pas de prise en compte de la pression hydrostatique...).

L'objectif de cette étude est donc d'étudier les paramètres qui influent sur la formation du film liquide projeté, notamment par l'étude de la dynamique de la bulle et de l'impact des différentes forces en présence sur ce film liquide afin d'arriver à terme à pouvoir prédire les comportements observés.

2. Banc expérimental

2.1. Le canal vertical (évaporateur)

La présente étude s'appuie sur des résultats expérimentaux obtenus sur un banc d'essais, dont le constituant principal est un canal vertical lisse confiné (figures 1 et 2). L'épaisseur du canal peut être fixée à 2, 4 ou 6 mm grâce à des entretoises et des joints toriques adaptés. L'alimentation en fluide de ce canal est assurée, par le bas, par trois tubes de section circulaire de 2 mm de diamètre. Un régulateur PID permet, à partir de l'information du niveau de liquide qui est mesuré dans le canal, d'imposer la valeur du débit d'entrée nécessaire. Après vaporisation, l'eau quitte le canal par une fente située à l'extrémité supérieure du canal.

Afin d'assurer la vaporisation et la création de bulles, un fluide secondaire circule à courant dans un canal adjacent de 1 mm d'épaisseur. Le fluide secondaire entre avec un débit fixé à 1 L/min et à la température souhaitée, imposée par un bain thermostaté. Les deux canaux sont séparés par une plaque en acier inoxydable de 6 mm d'épaisseur.

Enfin, la paroi extérieure du canal principal, en PMMA, est transparente et permet donc de visualiser les phénomènes d'ébullition. Ces derniers sont capturés à l'aide d'une caméra rapide (Phantom VEO410) à une fréquence de 3000 à 5200 images par seconde et une résolution de 1280x800 pixels, avec un temps d'exposition compris entre 20 et 191,8 μ s environ.

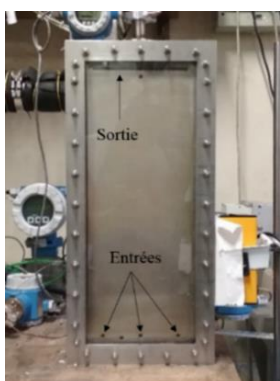


Figure 1 : Photographie du canal (face)

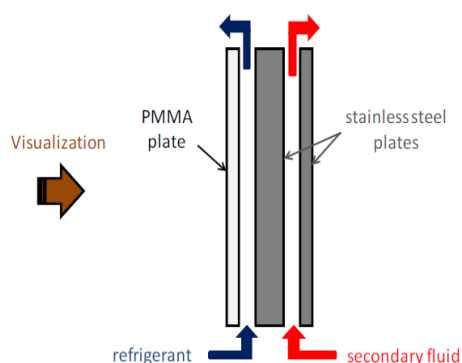


Figure 2 : Schéma du canal (profil) [7]

2.2. L'installation

Afin de faire fonctionner l'installation en continu, le canal est relié à un condenseur. Les conditions de fonctionnement du condenseur sont imposées par un bain thermostaté qui permet, via un fluide secondaire qui circule à la température voulue dans un échangeur tubulaire en cuivre surdimensionné, d'imposer la température interne du condenseur. La pression du condenseur est donc la pression de saturation correspondant à sa température interne.

L'eau quitte le condenseur à l'état liquide et est entraînée par une pompe afin de compenser les pertes de charge. Enfin, l'eau circule dans une vanne de détente en amont de l'évaporateur, pour y entrer en diphasique.

La température est mesurée en entrée et en sortie de chaque composant, côté primaire et secondaire, au moyen de thermocouples de type K, avec une précision de 0,1K. La pression est également mesurée (précision de 0,075% de la plage de mesure [0-50 mbar]) à chaque composant ainsi qu'en amont et en aval de la vanne de détente. Les pressions de travail au canal principal de cette étude sont comprises entre 7 et 17 mbar.



Figure 3 : Banc expérimental complet

3. Analyse d'images

3.1. Traitement et détection de contours

Une campagne expérimentale précédemment réalisée sur ce banc [7] a permis de réaliser 200 acquisitions par caméra rapide des bulles se formant dans le canal (à 2, 4 et 6 mm d'épaisseur).

Afin d'exploiter ces enregistrements et calculer les paramètres pertinents, il est nécessaire en premier lieu de traiter les images brutes. Grâce à un programme développé spécifiquement pour ces travaux en langage Python (utilisation du module OpenCV), les images sont automatiquement traitées en plusieurs étapes : création d'un filtre pour supprimer l'arrière-plan, débruitage, binarisation et détection de contours. La figure 4 montre un exemple de traitement des images. On peut ainsi clairement observer la dynamique de la bulle, de sa nucléation sous la surface libre ($t = 35$ ms dans l'exemple figure 4) à son éclatement ($t = 160$ ms).

Sur les 200 vidéos enregistrées lors de la campagne d'essais, 165 sont exploitables après traitement automatique (les autres n'ayant pas pu être traitées correctement).

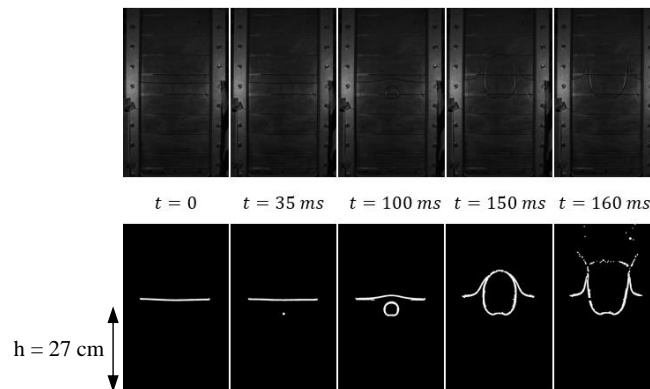


Figure 4 : Exemple de vidéo traitée (en haut : images originales, en bas : images traitées).

3.2. Mesures

Une fois le traitement des images réalisé, les caractéristiques de la bulle peuvent être mesurées. Dans cette étude, on s'intéresse particulièrement aux paramètres suivants :

- La surface apparente de la bulle (S). Pour la calculer, chaque colonne de pixels de l'image est parcourue pour déterminer la longueur des cordes, correspondant à la différence des coordonnées de chaque extrémité de la bulle (figure 5). La surface apparente correspond à la somme de toutes les cordes de la bulle.
- La hauteur du sommet de la bulle (figure 5, h^+). Ce paramètre permettra par la suite de calculer la vitesse verticale de la bulle.

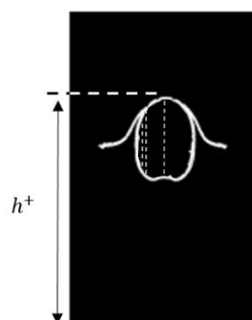


Figure 5 : Exemple de cordes servant au calcul de la surface apparente et emplacement du sommet de la bulle

- La hauteur de projection des gouttelettes après explosion (H_p). Cette dernière est un paramètre important dans cette étude : elle correspond à la hauteur maximale du film liquide se déposant sur la paroi du canal après éclatement de la bulle. Comme précisé en

introduction, l'évaporation de ce film contribue à la majorité des transferts thermiques avec le fluide secondaire. Le calcul de la hauteur de projection serait un moyen efficace de caractériser la formation de ce film. Pour la calculer, le programme applique la procédure suivante : à chaque image enregistrée à la suite de l'éclatement (dont l'instant est choisi manuellement), la densité de pixels est calculée sur chaque ligne parcourue depuis le haut de l'image. La hauteur de projection est alors la différence entre la ligne de densité de pixels maximum et la hauteur de liquide avant croissance de la bulle.

Finalement, le bon fonctionnement du code est vérifié par comparaison avec des mesures numériques réalisées manuellement sur le logiciel ImageJ. L'écart moyen de mesure par rapport à cette référence est estimé à 16%. Cet écart correspond dans la majorité à une surestimation du calcul automatisé par rapport aux valeurs mesurées.

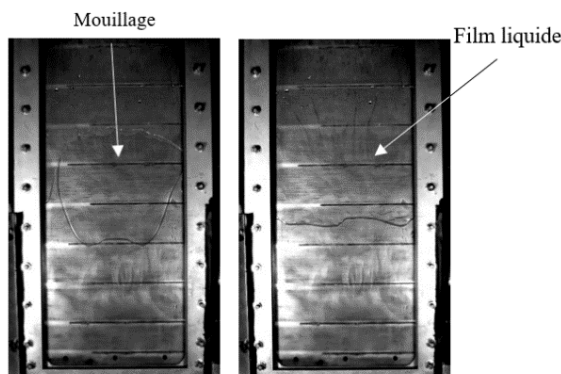


Figure 6a : Illustration du film liquide

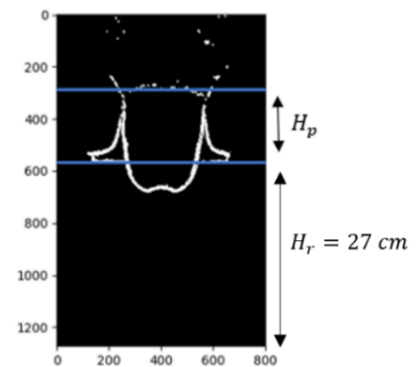


Figure 6b : Définition de la hauteur de projection (unité des axes : pixels)

4. Analyse dimensionnelle

Pendant la croissance d'une bulle, ses caractéristiques (comme sa taille, sa vitesse ou sa forme) sont déterminées par la prédominance de certaines forces par rapport à d'autres. Dans cette étude, on s'intéresse particulièrement à la tension superficielle, la flottabilité et les forces inertielles : ces forces semblent avoir une influence sur la hauteur de projection [8]. Cet impact est évalué par le biais de nombres adimensionnels.

4.1. Grandeurs caractéristiques

La définition de nombres adimensionnels s'appuie sur le choix des grandeurs caractéristiques du problème. L'objet de cette étude concernant l'effet de la dynamique de la bulle et des forces en présence sur son éclatement, les paramètres choisis sont les caractéristiques de la bulle mesurées à l'instant précédant l'éclatement (lorsqu'elles sont à leur maximum). Ainsi, pour chaque enregistrement, les grandeurs caractéristiques suivantes sont déterminées :

- Le temps caractéristique $t_{\text{éclatement}}^-$ correspond au moment précédant la rupture de l'interface libre. Il sera utilisé pour définir les autres grandeurs caractéristiques.
- La longueur caractéristique utilisée est le rayon équivalent de la bulle (défini comme le rayon du cercle de même aire que la bulle) au moment de l'éclatement (voir équation 1).

$$R_{max}^{eq} = \sqrt{\frac{S_{max}}{\pi}} = \sqrt{\frac{S(t = t_{\text{éclatement}}^-)}{\pi}} \quad (1)$$

Avec S la surface apparente de la bulle dont la mesure est précisée au paragraphe précédent.

- La vitesse caractéristique considérée correspond à la vitesse du sommet de la bulle au moment de l'éclatement (équation 2).

$$v_{max}^+ = \left(\frac{dh^+}{dt} \right)_{t=t_{\text{éclatement}}^-} \quad (2)$$

Avec h^+ la hauteur du sommet de la bulle définie précédemment.

4.2. Nombres adimensionnels

Comme précisé en introduction de cette partie, l'impact des forces inertielles, de tension de surface et de gravité sur la hauteur de projection est évalué. Ainsi, les nombres de Weber, Bond et Froude (équations 3, 4 et 5 respectivement) sont utilisés pour identifier l'importance de ces forces.

$$We = \frac{\rho_L R_{max}^{eq} (v_{max}^+)^2}{\sigma_L} \sim \frac{\text{forces inertielles}}{\text{tension de surface}} \quad (3)$$

$$Bo = \frac{(R_{max}^{eq})^2 g (\rho_L - \rho_V)}{\sigma_L} \sim \frac{\text{forces de gravité}}{\text{tension de surface}} \quad (4)$$

$$Fr = \sqrt{\frac{We}{Bo}} \sim \frac{\text{forces inertielles}}{\text{forces de gravité}} \quad (5)$$

Avec ρ_L , σ_L et μ_L respectivement la masse volumique, la tension de surface et la viscosité de la phase liquide, ρ_V la masse volumique de la phase vapeur et g l'accélération de la pesanteur.

4.3. Forces prédominantes

D'après la méthode utilisée par [9] et [10], les points expérimentaux sont placés sur un graphe $Bo = f(We)$ (figure 7), formant une cartographie des zones de prédominance de chaque force considérée. Il convient de préciser que les nombres adimensionnels utilisés ici sont définis différemment de ceux utilisés dans les références citées. L'incertitude associée à ces points est considérée égale à 16%, correspondant à l'écart moyen défini précédemment (ce dernier étant largement supérieur à l'incertitude des capteurs).

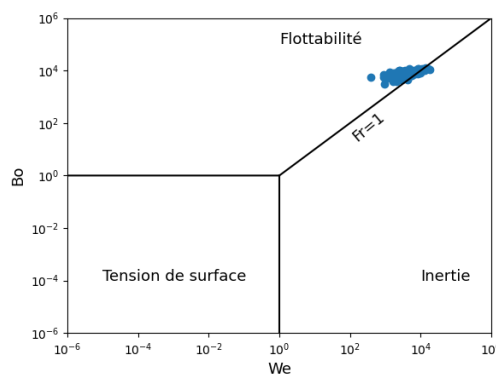


Figure 7 : Prédominance relative des forces dans le domaine d'étude

Il apparaît que les données sont regroupées dans la zone de prédominance des forces inertielles et de gravité, proches de la droite $Fr = 1$. Ces deux forces semblent donc avoir un

impact équivalent sur la bulle au moment de son éclatement. La tension de surface, en revanche, semble n'avoir que peu d'importance à cet instant.

4.4. Impact sur la hauteur de projection

La figure 8a montre un graphique 3D comparant la hauteur de projection à ces deux nombres. Il apparaît que la hauteur de projection est corrélée à la combinaison Bo-We : plus ils sont importants, plus la hauteur de projection est élevée. Sur la figure 8b, une projection de ce graphique 3D sur le plan Bo-We (qui correspond à un agrandissement de la figure 7) confirme que les hauteurs les plus élevées correspondent aux valeurs maximales de ces deux nombres, et inversement.

Ainsi, il semble que plus la prédominance des forces de gravité et d'inertie par rapport à la tension de surface est forte, plus la hauteur de projection est importante.

La tension de surface caractérise les interactions moléculaires du liquide à son interface, dont la rupture nécessite de l'énergie (pour surmonter ces interactions). La flottabilité et les forces inertielles sont, dans le cas présent, largement dominantes par rapport à la tension de surface : l'interface de la bulle se rompt et l'éclatement a lieu. Le surplus d'énergie après la rupture (d'autant plus important que la dominance des forces sur la tension de surface est prononcée) serait ensuite transféré aux gouttelettes sous forme d'énergie cinétique.

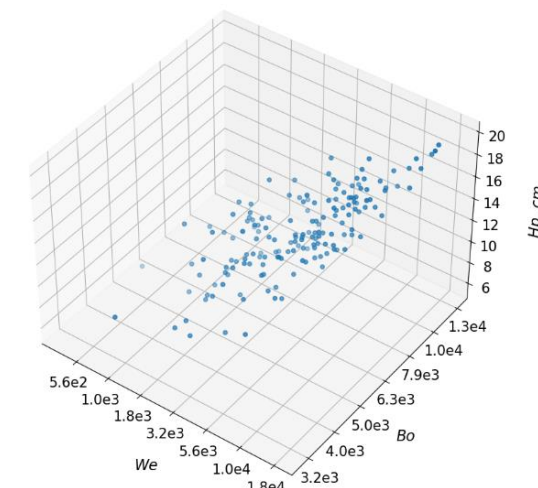


Figure 8a : Hauteur de projection en fonction de Bo et We

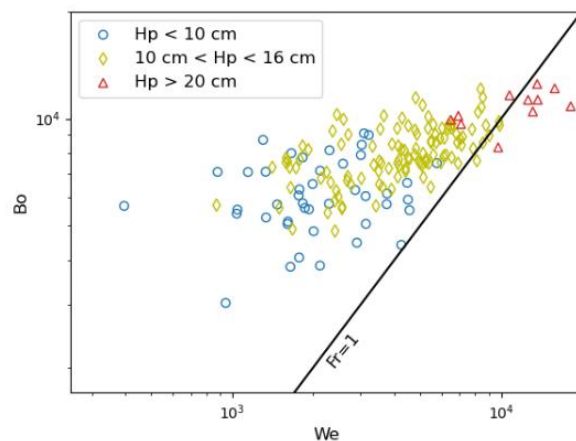


Figure 8b : Projection sur le plan Bo-We

5. Conclusion et perspectives

Les données expérimentales recueillies lors d'une précédente campagne ont été traitées puis analysées grâce à un programme développé au laboratoire. L'exploitation de ces données a permis d'établir un lien entre la dynamique de la bulle à l'instant de l'éclatement (et notamment les forces agissant dessus) et la hauteur de projection des gouttelettes. En effet, les nombres de Bond et de Weber, qui mesurent la prédominance relative de la gravité et des forces inertielles (respectivement) sur la tension de surface, ont été définis. Il a pu être conclu que la hauteur de projection est plus importante lorsque ces nombres sont élevés.

Une analyse similaire est envisagée en modifiant certaines propriétés thermophysiques du fluide, notamment en augmentant la température du liquide (et donc la pression de travail), afin de se rapprocher de la zone de prédominance de la tension de surface.

Références

- [1] Michaie, S., Rullière, R. & Bonjour, J. Towards a more generalized understanding of pool boiling at low pressure: Bubble dynamics for two fluids in states of thermodynamic similarity. *Experimental Thermal and Fluid Science* 101 (2019), 217–230.
- [2] Van Stralen, S. J. D., Cole, R., Sluyter, W. M. & Sohal, M. S. Bubble growth rates in nucleate boiling of water at subatmospheric pressures. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 18 (1975), 655–669.
- [3] Giraud, F., Toubanc, C., Rullière, R., Bonjour, J. & Clausse, M. Experimental study of water vaporization occurring inside a channel of a smooth plate-type heat exchanger at subatmospheric pressure. *Applied Thermal Engineering* 106 (2016), 180–191.
- [4] Lord Rayleigh. VIII. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 34 (1917), 94–98.
- [5] Plesset, M. S. & Zwick, S. A. The Growth of Vapor Bubbles in Superheated Liquids. *Journal of Applied Physics* 25 (1954), 493–450.
- [6] Mikic, B. B., Rohsenow, W. M. & Griffith, P. On bubble growth rates. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 13 (1970), 657–666.
- [7] Giraud F., Fluro L., Tremeac B., Water vaporization inside a smooth plate-type heat exchanger at subatmospheric pressure: impact of the channel thickness, *International Congress of Refrigeration, Montréal, Canada* (2019).
- [8] Mantaropoulos P., Giraud F., Tremeac B., Tobaly P., Water boiling at low pressure: dynamics of growth and bursting of bubbles in a plate-type evaporator, *14th Gustav Lorentzen Conference, Kyoto, Japan* (2020).
- [9] Giraud F., Tremeac B., Influences of confinement on subatmospheric water vaporization phenomena in a vertical rectangular channel, *International Journal of Heat and Mass Transfer* (2019), 118725.
- [10] Smith K., Kempers R., Robinson, A.J., Confinement and vapour production rate influences in closed two-phase reflux thermosyphons Part A: Flow regimes, *International Journal of Heat and Mass Transfer* (2018), 907-921.

Modélisation individu centré de la condensation en gouttes

Jérémy. LETHUILLIER¹, Pascal. LAVIEILLE¹, Frédéric. TOPIN^{1,2}, Marc. MISCEVIC^{1,*}

¹ LAPLACE, UMR CNRS-INP-UPS 5213, University of Toulouse, France

² IUSTI, UMR CNRS-AMU 7343, Aix-Marseille Université, France

*(auteur correspondant : marc.miscevic@laplace.univ-tlse.fr)

Résumé - La comparaison de deux approches ("Individual Based Model" et "Population Balance Model") permettant de calculer la distribution de la taille des gouttes se formant sur un substrat lors de la condensation d'une vapeur est réalisée. Des écarts significatifs ont été observés entre les deux approches, en particulier sur la distribution des gouttes de petite taille (i.e. celles qui ne sont pas observables expérimentalement). Les différences observées sur les distributions sont ensuite analysées en terme d'écart sur la prédiction des flux de chaleur transférés. Enfin une étude paramétrique a été réalisée en considérant trois paramètres qu'il est *a priori* possible de contrôler expérimentalement.

Mots-clés : Condensation en goutte ; Modèle basé sur un bilan de population ; Modèle basé sur l'individu ; Coefficient de transfert ; Analyse paramétrique.

Abstract - The comparison of two approaches ("Individual Based Model" and "Population Balance Model") that allow to calculate the drop-size distribution during dropwise condensation process is carried out. Significant differences were observed between the two approaches, in particular on the distribution of small drops (i.e. those which are not observable experimentally). The differences observed on the distributions are then analyzed in terms of discrepancies between the prediction of the heat flux obtained by both methods. Finally, a parametric study was carried out by considering three parameters that are *a priori* possible to control experimentally.

Keywords: Dropwise condensation; Population balance model; Individual based model; Heat transfer; Parametric analysis.

Nomenclature

G	Vitesse de croissance, m/s	σ	Tension de surface, N/m
k	Conductivité thermique, W/(m.K)	τ	Temps caractéristique, s
L	Chaleur latente, J/kg	<i>Indices et exposants</i>	
n	Distribution de la taille des gouttes, m ⁻³	a	avancée
N_s	Densité de site de nucléation, m ⁻²	b	balayage
q	Densité de flux, W/m ²	c	coalescence
Q	Flux, W	g	global
r	Rayon, m	l	liquide
t	Temps, s	t	traitement
T	Température, K	v	vapeur
<i>Symboles grecs</i>		min	minimum
θ	Angle de contact, °	max	maximum
ρ	Masse volumique, kg/m ³	sat	saturation

1. Introduction

La modélisation de la condensation en goutte se décompose en deux parties complémentaires : un modèle de transferts de chaleur entre une goutte unique et son environnement, ainsi qu'un modèle de distribution de la taille des gouttes. Actuellement, le modèle de transfert au travers d'une goutte unique communément utilisé est celui de Kim et Kim [1]. Celui-ci repose sur un réseau de résistances thermiques en série entre le substrat et la phase vapeur (conduction dans la couche correspondant au traitement de surface, dans la goutte liquide, interface liquide-vapeur et courbure de l'interface), ainsi que sur l'hypothèse d'un transfert purement conductif au sein de la goutte. Récemment, cette seconde hypothèse a été remise en question par Xu et al. [2]. Ces auteurs ont utilisé un modèle numérique complet afin de montrer que les écoulements dans la goutte en croissance diffèrent fortement des cas quasi-statiques. Le rayon critique où la convection commence à avoir une influence significative sur la croissance des gouttes est d'environ quelques microns dans les configurations testées.

Le modèle de Kim et Kim [1] qui conduit à des expressions explicites est donc probablement trop simplifié et peut présenter des biais. En revanche, les modèles complets, même s'ils sont particulièrement efficaces pour l'étude détaillée d'une goutte unique, n'ont pas encore permis de générer des expressions simples de transferts de chaleur et de masse à l'échelle d'une goutte.

La distribution de la taille des gouttes peut être déterminée par deux types d'approches différentes (communément appelées "Population Balance Model" - PBM- et "Individual Based Model" - IBM). L'approche couramment utilisée dans la littérature (PBM), consiste à décomposer la distribution en 2 parties distinctes séparées par leur positionnement par rapport à un rayon r_e (qui correspond à la moitié de la distance moyenne entre deux sites de nucléation). La distribution des rayons des "grosses" gouttes (i.e. les gouttes qui sont observables expérimentalement) est déterminée à l'aide d'une loi semi-empirique [3]. La distribution des rayons des "petites" gouttes (i.e. plus petites que quelques microns) est calculée à partir d'un bilan de population [4] et repose sur plusieurs hypothèses : i) le mécanisme de renouvellement de ces gouttes est uniquement lié au phénomène de balayage (i.e. aux coalescences avec des gouttes en mouvement ayant atteint le rayon critique r_{max}). Cela signifie que les gouttes plus petites que quelques microns ne coalescent pas avec d'autres gouttes immobiles ; ii) on impose la continuité des distributions ainsi que celle de leurs dérivées en r_e , ce qui implique une connaissance précise de la valeur de cette limite ainsi que de la distribution de ces tailles de goutte. Il n'existe actuellement pas de validations expérimentales de la distribution des rayons des "petites" gouttes. La seconde approche (IBM) modélise chacune des gouttes en suivant son cycle de vie : nucléation, croissance, coalescences et évacuation. La distribution de la taille des gouttes correspond à la moyenne de tous ces cycles de vie. De nombreuses études utilisant cette approche [5, 6, 7] ont retrouvé la distribution des gouttes de "grande" taille (i.e. la loi semi-empirique de Rose et Glicksman [3]). En revanche, du fait des temps de calcul importants, la distribution des gouttes de petite taille n'est généralement pas calculée par ces études.

Afin d'obtenir des éléments de validation de la distribution des gouttes de petite taille calculée par l'approche PBM, un modèle individu centré a été développé et détaillé dans [8]. Dans cet article, une comparaison de ce modèle avec l'approche PBM est effectuée avec une attention particulière portée sur la distribution des gouttes de petites tailles. Dans la présente communication, la comparaison des deux approches se concentre sur le coefficient de transfert prédit par chacun des deux modèles. Une analyse paramétrique de l'influence de 3 paramètres principaux (i.e., ceux qui pourraient *a priori* être ajustés expérimentalement) est réalisée : l'angle d'avancée θ_{adv} , la densité des sites de nucléation N_s et le rayon maximum r_{max} qu'une goutte peut atteindre avant sa mise en mouvement par une force externe.

2. Distributions de la taille des gouttes (PBM et IBM)

Pour comparer les résultats obtenus à partir d'IBM et de PBM, il est nécessaire d'utiliser des configurations aussi proches que possible. Ainsi, un IBM [8] a été développé en retenant les hypothèses suivantes communes avec PBM :

- La température du substrat est constante et homogène ;
- La phase gazeuse est constituée de vapeur d'eau pure à pression atmosphérique ;
- Les gouttes se forment au rayon $r_{min} = \frac{2\sigma_{lv}}{\Delta T} \frac{T_{sat}}{\rho_v L_{lv}}$;
- La densité de sites de nucléation N_s est fixée (on rappelle que fixer N_s équivaut à imposer la distance moyenne entre 2 sites de nucléation voisins) ; Cependant, pour IBM les sites sont répartis aléatoirement alors que pour PBM ils sont equirepartis ;
- Le modèle de croissance des gouttes est basé sur le modèle thermique de Kim et Kim [1].

L'un des principaux inconvénients d'IBM est le temps de calcul important. En effet, la nécessité de simuler une grande surface de substrat pour obtenir un échantillonnage suffisant des plus grosses gouttes ainsi que la valeur élevée de la densité de sites de nucléation N_s conduisent à un nombre très important de gouttes à simuler. De plus, ces gouttes interagissent les unes avec les autres à une fréquence très élevée. Ainsi, le pas de temps utilisé dans la simulation doit être aussi petit que possible pour prendre en compte tous les événements de coalescence. Enfin, la simulation doit être poursuivie jusqu'à l'obtention d'un régime permanent.

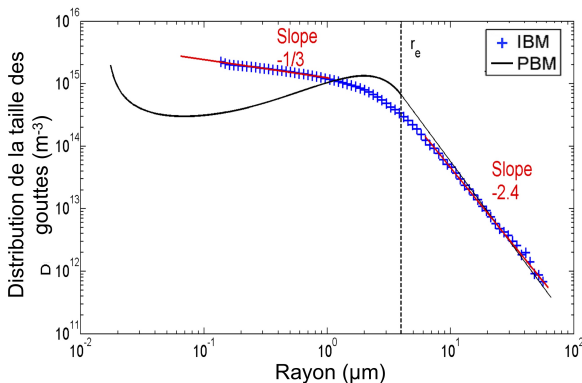


Figure 1 : Comparaison des distributions de taille de goutte en fonction du rayon obtenues à partir des 2 modèles

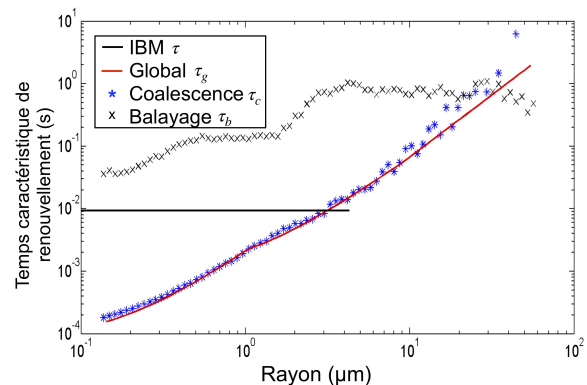


Figure 1 bis : Comparaison des différents temps caractéristiques (IBM τ , global τ_g , coalescence τ_c et balayage τ_b) obtenus à partir des 2 modèles

L'un des objectifs principaux étant de comparer la distribution des petites gouttes obtenue à partir de notre IBM au PBM, il est donc important d'utiliser un pas de temps suffisamment petit pour capturer toutes les coalescences. A la fin de chaque pas de temps, la durée avant le prochain événement de coalescence est calculée et le pas de temps est ajusté en conséquence ; ainsi tous les événements de coalescence sont pris en compte. Cependant, pour garder un temps de calcul raisonnable, une valeur minimale $\delta t_{min} = 10^{-5} s$ a été choisie (voir [8]) qui convient aux comparaisons quantitatives entre IBM et PBM tout en conservant un temps de calcul acceptable (quelques jours sur une station de travail standard en utilisant un code Matlab®). Les calculs ont été réalisés autour d'un cas de référence décrit ci-dessous. Le domaine de calcul est un carré de côté $340 \mu m$ avec 2025 sites de nucléation (correspondant à une densité de sites $N_s = 1,56 \times 10^{10} m^{-2}$). L'angle d'avancée est $\theta_a = 85^\circ$ et le sous-refroidissement est $\Delta T = 1K$. Comme le fluide considéré est de l'eau pure, le coefficient de condensation intervenant dans la résistance thermique d'interface est fixé à 1. Les paramètres du revêtement sont imposés à des

valeurs typiques : $k_t = 2W.m^{-1}.K^{-1}$ pour une épaisseur de 100 nm. Le rayon maximal est fixé à $r_{max} = 65\mu m$ et la vitesse des gouttes qui balayent la surface est fixée à $0,01m.s^{-1}$. Un exemple de résultats de calcul peut être visionné à l'URL ¹.

Les distributions de la taille de gouttes obtenues à partir des deux approches sont reportées sur la figure 1. Pour les gouttes supérieures à $10\mu m$, la distribution de la taille des gouttes est presque identique à la loi de Rose et Glicksman, à l'exception près que celle-ci prédit une pente de $-\frac{8}{3} \approx -2.67$ tandis qu'IBM donne -2.4.

Entre r_{min} et r_e , les résultats PBM présentent une courbe en forme de N avec un maximum à r_{min} et l'autre légèrement en dessous de r_e . L'IBM donne des résultats clairement différents de ceux de PBM pour des rayons inférieurs à r_e , avec des écarts dépassant un ordre de grandeur. PBM suppose un temps caractéristique de renouvellement τ constant quelle que soit la taille des gouttes. Ce paramètre apparaît dans l'équation différentielle qui permet de calculer la distribution des rayons des "petites" gouttes :

$$\frac{d(G(r)n(r))}{dr} = -\frac{n(r)}{\tau} \quad (1)$$

En utilisant cette même équation avec les données issues de la simulation IBM, il est possible de calculer un temps caractéristique global τ_g qui dépend du rayon. L'approche IBM a également pour avantage de pouvoir discerner les coalescences entre gouttes immobiles de celles avec des gouttes en mouvement et ainsi de leur associer des temps caractéristiques τ_c et τ_b :

$$\frac{d(G(r)n(r))}{dr} = -\frac{n(r)}{\tau_g(r)} = -n(r) \left[\frac{1}{\tau_c(r)} + \frac{1}{\tau_b(r)} \right] \quad (2)$$

La figure 1 bis présente les différents temps caractéristiques calculés par l'approche IBM. La valeur de τ obtenue à partir de l'équation 1 est également rapporté dans son domaine de définition (i.e. de r_{min} à r_e).

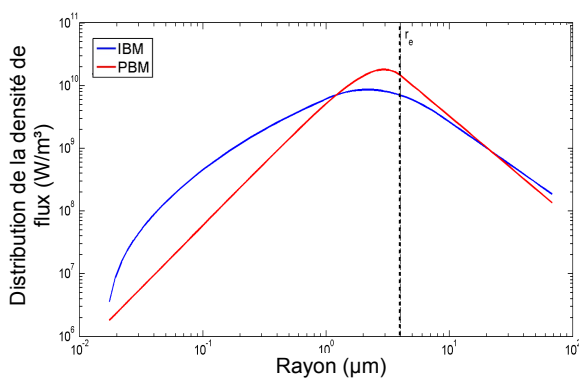


Figure 2 : Distribution de la densité de flux obtenue à partir des 2 modèles en fonction du rayon des gouttes

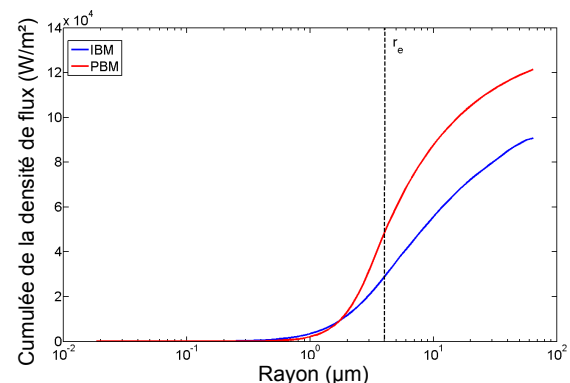


Figure 2 bis : Cumulée de la densité de flux ($q(r_{min}, r)$) obtenue à partir des 2 modèles en fonction du rayon des gouttes

Le temps caractéristique τ_g augmente de $10^{-4}s$ pour les plus petites gouttes à environ $10^{-2}s$ pour $r = r_e$. Dans le même intervalle, PBM donne $\tau = 10^{-2}s$ quel que soit le rayon. La prise en compte des coalescences entre les gouttes immobiles dans IBM conduit ainsi à un temps caractéristique de renouvellement jusqu'à 2 ordres de grandeur plus petit. Les écarts peuvent

¹<https://www.youtube.com/watch?v=W4sgNEoCwuo>

s'expliquer par l'hypothèse faite dans PBM qui considère que τ ne dépend que du balayage par les gouttes en mouvement.

Si l'on observe les temps caractéristiques liés aux différents mécanismes d'évacuation (coalescence et balayage) calculés par IBM, on observe que τ_c est largement inférieur à τ_b et presque égal à τ_g excepté pour les plus grosses gouttes ($r > 20 \mu m$), ce qui signifie que les événements de coalescence sont beaucoup plus fréquents que ceux de balayage.

Par exemple, les gouttes de $1 \mu m$ sont renouvelées avec un temps caractéristique τ_c de $10^{-3} s$ alors qu'il est d'environ 0,1 s pour τ_b . Ainsi, les gouttes ne sont renouvelées qu'une fois en raison du balayage lorsqu'elles sont renouvelées cent fois en raison des événements de coalescence. L'hypothèse selon laquelle les petites gouttes ne coalescent pas dans PBM ne semble pas acceptable dans ce cas.

3. Analyse thermique

À partir d'une distribution quelconque de taille de gouttes donnée $\bullet(r)$ ainsi que du modèle de transfert de chaleur à travers une goutte unique [1], il est possible de calculer la densité surfacique de flux thermique échangé avec le substrat associée à n'importe quelle gamme de rayon $[r_1, r_2]$:

$$q(r_1, r_2) = \int_{r_1}^{r_2} \bullet(r) Q_d(r) dr \quad (3)$$

La densité de flux globale est obtenue en intégrant cette équation de r_{min} à r_{max} .

L'impact de la distribution de la taille des gouttes sur la variation du flux en fonction du rayon peut alors être analysé. Comme les distributions de taille de gouttes obtenues en utilisant IBM et PBM diffèrent clairement, en particulier pour les petits rayons, des différences significatives en terme de flux thermique sont attendues. Le flux thermique associé à chaque rayon de goutte est reporté sur la figure 2. La frontière entre les "petites" et "grandes" gouttes (selon PBM) est représentée par la ligne pointillée. Le comportement des courbes est assez similaire, mais on observe un écart important entre les 2 approches pour les "petites" gouttes et un accord relativement bon pour les "grandes" gouttes. On peut également souligner qu'entre $1 \mu m$ et $20 \mu m$, PBM surestime le flux par rapport à IBM et qu'en dehors de cette gamme il le sous-estime. Il existe donc des zones de compensation sur le flux global entre les deux approches.

La contribution de chaque taille de goutte au flux de chaleur global (obtenue en intégrant l'équation 3 de r_{min} à r avec r variant de r_{min} à r_{max}), est reportée sur la figure 2 bis. On observe que la valeur du flux de chaleur global (qui correspond au dernier point de la courbe) est différente selon l'approche utilisée (i.e. $q = 121.4 kW.m^{-2}$ pour PBM et $q = 90.6 kW.m^{-2}$ pour IBM, ce qui équivaut à un écart d'environ 35%). On peut souligner que dans la configuration considérée, les deux modèles prédisent que le flux de chaleur est principalement évacué par des gouttes entre 1 et 10 microns (70 % pour PBM et 60 % pour IBM). Cependant, dans cette gamme de rayon, les deux courbes tracées sur la figure 2, bien qu'elles présentent toutes les deux un maximum dans cette plage, diffèrent significativement : la forme des courbes est différente et le maximum observé à environ $\frac{r_g}{2}$ pour PBM est bien supérieur à celui d'IBM. Ainsi, comme ces différences entraînent des changements importants sur les flux de chaleur cumulés (figure 2 bis), il apparaît particulièrement important d'utiliser un modèle précis de la population des gouttes dans cette gamme de taille afin de prédire correctement le flux de chaleur global.

4. Analyse paramétrique

Les variations du flux thermique obtenues à partir des deux approches en fonction de l'angle de contact d'avancée sont reportées sur la figure 3. IBM et PBM prédisent que la diminution de θ_a entraîne une forte augmentation du flux thermique. Par exemple, la valeur du flux thermique est environ 3 fois plus élevée pour $\theta_a = 45^\circ$ par rapport à $\theta_a = 140^\circ$. Pour un rayon de goutte donné, le volume de goutte (et donc l'épaisseur de la couche liquide) est beaucoup plus faible en configuration hydrophile. En conséquence, la résistance thermique de conduction à l'intérieur du liquide est plus faible, et le flux thermique est donc plus élevé. Notez qu'ici, θ_a et r_{max} sont découplés (r_{max} est maintenu constant), ce qui n'est généralement pas le cas dans les expériences. Les différences entre les résultats PBM et IBM se révèlent significatives pour des

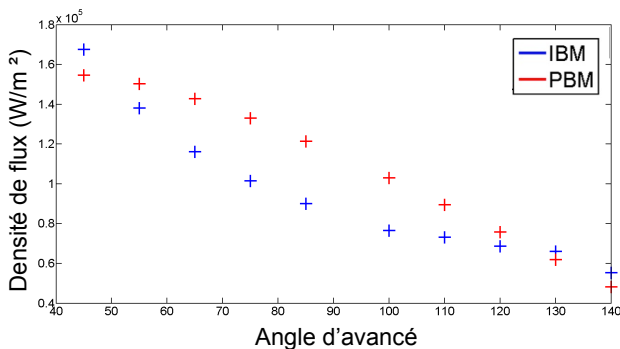


Figure 3 : Variation de la densité de flux obtenue à partir des deux approches en fonction de l'angle d'avancé

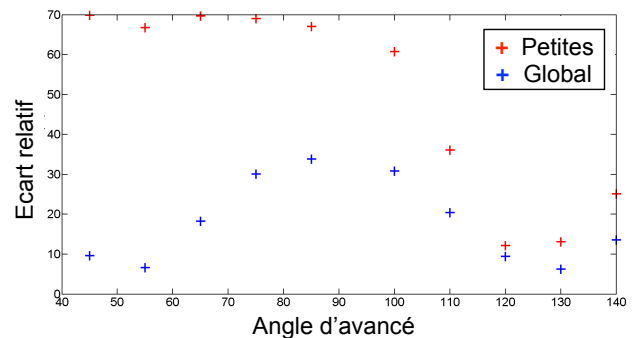


Figure 3 bis : Écart relatif (base IBM) entre les flux globaux ainsi que la contribution des petites gouttes en fonction de l'angle d'avancé

angles d'avancé de 60° à 100° , avec un écart maximum d'environ 35%. Afin de mieux quantifier l'écart entre les contributions des petites gouttes au flux thermique total obtenu à partir des deux approches, les écarts relatifs des résultats PBM par rapport aux résultats IBM sont reportés sur la figure 3 bis. Les écarts entre les flux thermiques totaux sont également reportés sur la même figure. Comme déjà mentionné, l'écart le plus important entre les flux de chaleur globaux se trouve aux angles de contact intermédiaires (c'est-à-dire autour de $\theta_a = 90^\circ$). Pour les petites gouttes, la déviation est particulièrement importante lorsque l'angle de contact est faible. On peut expliquer ce résultat par le fait que sur une surface hydrophile, la contribution des petites gouttes est faible, donc même une grande différence entre les deux approches conduit à un écart modéré entre les flux de chaleur globaux. Au contraire, pour les configurations hydrophobes, la contribution des petites gouttes est plus élevée, et donc les deux courbes de la figure 3 bis ont les mêmes comportements pour $\theta_a > 120^\circ$.

Les autres paramètres sur lesquels il est possible *a priori* d'agir expérimentalement sont le rayon maximum (en imposant par exemple une force externe) et la densité de sites de nucléation (en réalisant des micro et/ou nano structurations de surface). Les écarts relatifs entre les flux de chaleur, ainsi qu'entre les contributions de petites gouttelettes à ces flux de chaleur, obtenus avec PBM par rapport à ceux obtenus avec IBM sont reportés sur les figures 4 et 4 bis. Les écarts augmentent lorsque r_{max} et N_s augmentent, avec une légère nuance pour le paramètre r_{max} où l'écart global atteint une valeur asymptotique d'environ 45% pour le flux de chaleur global et 70% pour la contribution des petites gouttelettes. Les deux approches montrent qu'augmenter N_s et/ou diminuer r_{max} entraîne une augmentation importante du flux de chaleur (figures 5 et 5 bis). Afin de maximiser les transferts, il est donc intéressant d'augmenter au maximum N_s et de

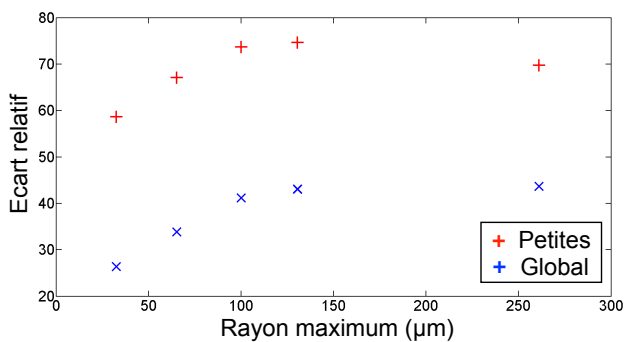


Figure 4 : *Ecart relatif (en prenant IBM comme référence) entre les flux thermiques globaux et entre les contributions de petites gouttes à ces flux globaux en fonction de r_{max}*

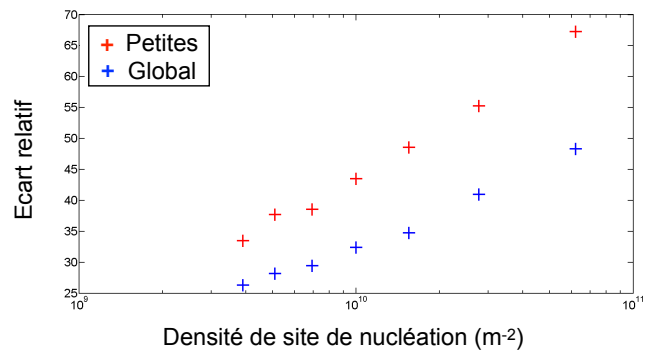


Figure 4 bis : *Ecart relatif (en prenant IBM comme référence) entre les flux thermiques globaux et entre les contributions de petites gouttes à ces flux globaux en fonction de N_s*

diminuer autant que possible r_{max} . L'amélioration du flux thermique est plus prononcée pour les plus petites valeurs de r_{max} , mais il est important de rappeler que ces valeurs peuvent être difficiles à obtenir expérimentalement. Enfin, l'amélioration du flux thermique est à peu près constante avec l'augmentation de la densité des sites de nucléation : une augmentation d'un ordre de grandeur de N_s conduit à un gain de plus de 100 % pour le flux thermique. Cependant, si la diminution de r_{max} réduit l'écart entre les 2 approches, à l'inverse, l'augmentation de N_s entraîne une augmentation de cette déviation. Concernant cette dernière remarque, il est important de rappeler que les variations de N_s conduisent à une modification de la frontière entre petites et grandes gouttes (la frontière étant à $r_e = \frac{1}{\sqrt{4N_s}}$). L'augmentation de N_s conduit à une plus faible contribution des petites gouttes au flux de chaleur global, car les tailles de gouttes qui contribuent principalement au flux de chaleur restent autour de quelques microns

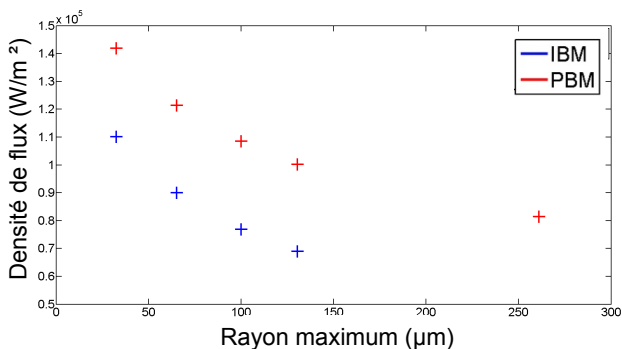


Figure 5 : *Variation de la densité de flux en fonction de r_{max}*

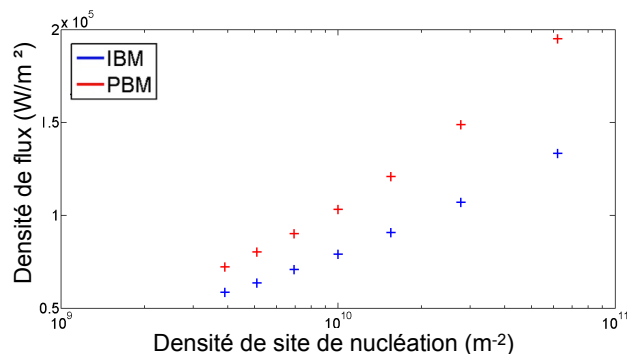


Figure 5 bis : *Variation de la densité de flux en fonction de N_s*

5. Conclusion

La condensation en goutte permet d'atteindre des coefficients de transfert thermique élevés, jusqu'à plusieurs centaines de milliers de $W/(m^2.K)$. Modéliser le transfert de chaleur dans un tel régime implique de prédire la distribution de la taille des gouttes sur la surface, avec des rayons de goutte répartis sur 6 ou 7 ordres de grandeur ainsi que les transferts de chaleur à travers chacune des gouttes. Expérimentalement, la distribution de la taille des gouttes est très difficile d'accès en raison des temps caractéristiques très faibles et de l'énorme différence entre les rayons qui doivent être mesurés simultanément. Seule la distribution des gouttes supérieures

à quelques microns a été mesurée jusqu'à présent, bien prédite par la corrélation de Rose et Glicksman [3]. Ainsi, des approches théoriques fortement simplifiées ont été développées pour calculer à la fois le flux de chaleur à travers une seule goutte et la distribution des gouttes de petite taille (basé sur un bilan de population). Les résultats donnés par ces approches théoriques n'ont pas encore été validés car aucune donnée de référence expérimentale n'existe à ce jour.

Comme alternative au modèle de bilan de population, un modèle basé sur le suivi de chaque individu a été développé. La comparaison de ce modèle avec le modèle basé sur un bilan de population a été réalisé en utilisant un ensemble d'hypothèses communes. Des écarts importants ont été mis en évidence pour les distributions de la taille des gouttes qui peuvent être critiques du point de vue du transfert de chaleur, en particulier pour des rayons proches de la moitié de la distance moyenne entre deux sites de nucléation. Sans préjuger de l'exactitude de l'approche individuelle, l'hypothèse d'un temps caractéristique de renouvellement dû uniquement au balayage (et donc indépendant du rayon des gouttes) utilisée dans les modèles de bilan de population s'est avérée être la principale cause de divergence et est donc discutable pour la modélisation de la condensation en goutte. Bien que les différences soient importantes pour les distributions de taille de goutte, la prédiction du transfert de chaleur global par les deux approches peut être assez proche en fonction de l'ensemble de paramètres d'entrée.

Ces résultats indiquent que des travaux supplémentaires sont nécessaires pour fiabiliser les modèles de condensation en goutte et rendre leurs prédictions plus précises à l'avenir. Ceci est particulièrement vrai pour les situations où l'amélioration des transferts (en augmentant la densité des sites de nucléation et/ou en réduisant le rayon maximum) rendra plus important le rôle des plus petites gouttes dans le coefficient de transfert global.

Références

- [1] S. Kim and K. Kim. Dropwise condensation modeling suitable for superhydrophobic surfaces. *Journal of Heat Transfer*, 133(8) :081502, 2011.
- [2] Z. Xu, L. Zhang, K. Wilke, and E. Wang. Multiscale dynamic growth and energy transport of droplets during condensation. *Langmuir*, 34(30) :9085–9095, July 2018.
- [3] J. Rose and L. Glicksman. Dropwise condensation, the distribution of drop sizes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 16(2) :411–425, February 1973.
- [4] H. Wen and R. Jer. On the heat transfer in dropwise condensation. *The Chemical Engineering Journal*, 12(3) :225–231, January 1976.
- [5] W. Xu, Z. Lan, Q. Liu, B. Du, and X. Ma. Droplet size distributions in dropwise condensation heat transfer : Consideration of droplet overlapping and multiple re-nucleation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 127 :44–54, December 2018.
- [6] K. Stevens, J. Crockett, D. Maynes, and B. Iverson. Simulation of drop-size distribution during dropwise and jumping drop condensation on a vertical surface : Implications for heat transfer modeling. *Langmuir*, 35(39) :12858–12875, September 2019.
- [7] S. Zheng, F. Eimann, C. Philipp, T. Fieback, and U. Gross. Modeling of heat and mass transfer for dropwise condensation of moist air and the experimental validation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 120 :879–894, May 2018.
- [8] J. Lethuillier, P. Lavieille, and M. Miscevic. About the role of falling droplets' sweeping in surface renewal during dropwise condensation. *Langmuir*, 36(43) :12877–12886, 2020.

Troisième partie

Annexes

Liste des auteurs

A

Adelard, Laetitia	427
Adihou, Yolaine	21
Admassu, Bimrew T.	37
Ait-Oumeziane, Yacine	343
Akinlabi, Esther	427
Allheily, Vadim	165
Andrich, Marine	377
Aouali, Abderezak	277
Awanto, Christophe	61

B

Bailly, Yannick	225
Barbosa, Séverine	269
Barriere, Thierry	225
Barry, Elhadj Boubacar	113
Barthès, Magali	53
Bastide, Alain	131, 155
Bataille, Françoise	79
Batsale, Jean-Christophe	277
Beaumale, Marion	285
Béchet, Fabien	201
Bégot, Sylvie	37, 53, 343, 401
Bendada, Larbi	385
Ben El Mekki, Ines	377
Berkane, Sonia	335
Billard, Etienne	409
Billaud, Yann	139
Blanco, Stéphane	293
Boissiere, Benjamin	209
Boudéhenn, François	369
Bouia, Hassan	351
Boukhari, Nadir	201
Bouquerel, Mathias	351
Bourgès, Coline	261
Bouyer, Julien	175
Bouزيد, Sihem	335, 385
Bozonnet, Emmanuel	303
Braccio, Simone	45
Brima, Abdelhafid	335
Bulliard-Sauret, Odin	89

C

Caliot, Cyril	293
Castaing-Lasvignottes, Jean	409, 427
Chamagne, Didier	105
Chen, Pin	217
Chevalier, Stéphane	261, 277
Chikhi, Nourdine	235
Chtioui, Feryal	303
Claverie, Rémy	175
Cocquet, Pierre-Henri	131
Cressin, Maxime	201

D

David, Martin	79
Davoust, Laurent	235
De Labachellerie, Michel	53
Delacroix, Jules	235
De Larochembert, Thierry	225
Delaunay, Didier	243
Dellali, Emna	401
Désévaux, Philippe	343
Dubas, Frédéric	5, 13, 225

E

El Hafi, Mouna	293
Escadeillas, Gilles	311
Eustache, Julien	5, 225

F

Farges, Olivier	175, 293
Fasquelle, Thomas	269
Ferrouillat, Sébastien	89
Fournier, Richard	293
Fuentes, Adrien	319

G

Gadaud, Pascal	139
Gallego, Sandra	311
Gambade, Julien	29
Gardarein, Jean-Laurent	269
Garnier, Bertrand	71, 123
Gaspar, Jonathan	269
Gaume, Benjamin	97, 209
Gavignet, Eric	105

Getie, Muluken	37, 53	Lethuillier, Jérémie.....	443
Ghazal, Ghassan	209	Li, Tianjiao.....	225
Gilblas, Rémi	191	Lochegnies, Dominique.....	201
Ginestet, Stéphane	311	Luna Valencia, Juan Esteban	419
Girardot, Laurent	225		
Giraud, Florine	377, 435	M	
Giurgea, Stefan.....	225	Machard, Anaïs.....	303
Glantz, Tony	419	Madyira, Daniel.....	427
Glises, Raynal	5, 225	Mahamoudou, Arnat.....	393
Glouannec, Patrick.....	29, 319	Maillet, Denis	253
Gondrexon, Nicolas	89	Maksassi, Ziad	123
Gradeck, Michel	419	Malagoni, Marina	311
Guillet, Gabriel.....	269	Mantaropoulos, Patric.....	435
Guillou, Paul.....	427	Marc, Olivier	409, 427
		Marti, David	131
H		Martin, Jean-François.....	409
Harmand, Souad	217	Merlat, Lionel	165
Harnane, Yamina	335, 385	Meunier, Alexandre	225
Hebbir, Nacer.....	385	Milhet, Xavier	139
Henry, Jean-François	165	Miscevic, Marc.....	285, 443
Heyihin, Georges A.....	61	Mishra, Ketaki.....	71
Hirsinger, Laurent.....	225	Moreau, Florian.....	147
Hoarau, Guillaume.....	409	Moreau, Philippe.....	201
Houngan, Comlan Aristide	61	Mutabazi, Innocent	113
I		N	
Ismail, Ali.....	225	Naceur, Hakim.....	201
		Noël, Hervé.....	29, 319
J			
Jadal, Mariam	243	O	
Joly, Frédéric	97, 209	Obrecht, Christian	351
Journeau, Christophe.....	235	Olaya G., Rodrigo A.....	71
Juhoor, Karim Khan.....	155	Olivès, Régis	183
		Ouenzerfi, Safouene.....	217
K		Ouhimd, Mustapha	351
Kadoch, Benjamin	269, 327	Ould El Moctar, Ahmed	123
Kallio, Sonja	361		
Kane, Malick	21	P	
Kang, Changwoo	113	Parent, Gilles	175
Kuznik, Frédéric	351	Penazzi, Léa.....	293
Kziazyk, Théo	105	Perrin, Mickaël.....	225
		Phan, Hai Trieu	45, 369
L		Philippe, Baucour.....	105
Labergue, Alexandre.....	419	Picgirard, Fabien.....	409
Lanzetta, François.....	37, 53, 61, 401	Piluso, Pascal	235
Lapertot, Arnaud	327	Pizzo, Yannick	269
Laribi, Afef.....	343	Plait, Antony.....	5, 13, 225
Lavieille, Pascal	285, 443	Poncet, Christophe.....	89
Le Cocq, Thomas.....	409	Pradere, Christophe	277
Le Maoult, Yannick.....	191	Pradère, Christophe	261
Le Metayer, Olivier.....	327		
Le Niliot, Christophe.....	269	Q	
Le Pierrès, Nolwenn	45, 393	Quemener, Olivier	97, 209
Lepiller, Valérie	343		

R

Ramalingom, Delphine.....	131
Ramel, David.....	225
Ramousse, Julien.....	21, 393
Randrianalisoa, Jaona.....	165
Rauch, Jean-Yves.....	401
Rémy, Benjamin.....	253
Repetto, Georges.....	419
Retailleau, Florent.....	165
Riahi, Ali.....	217
Rigollet, Fabrice.....	269
Rime, Simon.....	21
Romary, Raphaël.....	217
Rongier, Clément.....	191
Rouizi, Yassine.....	97
Roy, Jean-Claude.....	225

S

Salagnac, Patrick.....	303
Sans, Jean-Louis.....	235
Sans, Morgan.....	293
Saury, Didier.....	139, 147
Schmidt, Fabrice.....	191
Schoefs, Franck.....	123
Serre, Lilian.....	155
Sghuri, Anas.....	139
Signor, Loïc.....	139
Siroux, Monica.....	361
Sommier, Alain.....	261, 277

Soto, Jérôme.....	243
Souyri, Bernard.....	21
Stutz, Benoit.....	369

T

Tauveron, Nicolas.....	45
Tobaly, Pascal.....	377, 435
Topin, Frédéric.....	443
Toutant, Adrien.....	79
Touzo, Aubin.....	183
Tréméac, Brice.....	377, 435
Turquais, Benjamin.....	235

V

V.S Oliveira, Arthur.....	419
Varrall, Kévin.....	155
Vauquelin, Olivier.....	155
Velu, Gabriel.....	217
Vignal, Laure.....	89
Villemin, Thomas.....	175

W

Wagner, Marc.....	377
Weppe, Alexandre.....	147
Wirtz, Mathilde.....	369

Y

Yoshikawa, Harunori.....	113
--------------------------	-----

Z

Zacharie, Célien.....	253
-----------------------	-----