



HAL
open science

Fusion et convection naturelle dans des capsules de différentes géométries avec une paroi à flux imposé

Kamal El Omari, Tarik Kousksou, Yves Le Guer

► **To cite this version:**

Kamal El Omari, Tarik Kousksou, Yves Le Guer. Fusion et convection naturelle dans des capsules de différentes géométries avec une paroi à flux imposé. 2010. hal-00452190

HAL Id: hal-00452190

<https://hal.science/hal-00452190>

Preprint submitted on 1 Feb 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Fusion et convection naturelle dans des capsules de différentes géométries avec une paroi à flux imposé

Kamal EL OMARI*, Tarik KOUSKSOU et Yves LE GUER

Laboratoire de Thermique, Énergétique et Procédés (LaTEP),

Université de Pau et des Pays de l'Adour (UPPA), Av. de l'Université, 64000 Pau - France

*(auteur correspondant : kamal.elomari@univ-pau.fr)

Résumé - Nous présentons une étude du comportement d'une paroi dégageant une densité de flux thermique élevée comme celles rencontrées sur certains dispositifs électriques ou électroniques sujets à des pics de dissipation thermique. Afin de contrôler la température d'une telle paroi, nous analysons ici la solution qui consiste à l'équiper d'une capsule (cavité) remplie d'un matériau à changement de phase (MCP) de grande chaleur latente dont la conductivité thermique est améliorée par des nanoparticules. Nous procédons par modélisation numérique et nous résolvons les équations de Navier-Stokes et de l'énergie avec une formulation enthalpie-porosité. Nous étudions différentes formes géométriques pour la cavité (rectangulaires, semi-circulaire, oblongue) contenant la même masse de MCP. Nous décrivons les mécanismes de la convection naturelle et de la fusion propres à chaque configuration et nous montrons l'impact du choix de la forme de la cavité sur la température maximale atteinte sur la paroi.

Nomenclature

f	fraction liquide	p	pression, Pa
H	hauteur de la surface S_p , m	T_f	température de fusion, K
k	conductivité thermique, $Wm^{-1}K^{-1}$	T_{smoy}	température moyenne de la surface S_p , K
L	chaleur latente de fusion Jkg^{-1}	$\bar{\tau}$	tenseur des contraintes visqueuses, Pa
Nu	nombre de Nusselt	\vec{U}	vecteur vitesse, ms^{-1}

1 Introduction

La fusion couplée à la convection naturelle dans des cavités contenant un matériau à changement de phase (MCP) a fait l'objet de beaucoup d'études expérimentales et numériques, car elle présente un intérêt dans plusieurs domaines comme celui de l'isolation thermique, du stockage d'énergie latente, du refroidissement passif de composants électriques ou électroniques [1, 2]. Dans ce dernier domaine d'application, un intérêt croissant s'est porté sur le refroidissement des circuits électroniques comme les processeurs d'ordinateurs personnels portables ou ceux des cartes graphiques. Ces éléments sont de plus en plus miniaturisés et leur dégagement de chaleur se fait à des densités de plus en plus élevées mais souvent dégagees par intermittence. Dans d'autres situations, on cherche à refroidir ou à contenir la température d'éléments électriques sur des sites isolés (ou difficiles d'accès) sans utiliser d'élément mécanique comme les ventilateurs qui nécessitent un entretien régulier à cause de l'usure des parties mobiles. L'efficacité de tels dispositifs dépend de la vitesse de fusion du MCP afin que la chaleur latente joue son rôle rapidement mais aussi dans la durée. Ceci nécessite de bien appréhender la dynamique de fusion et son couplage étroit avec la convection naturelle au sein du MCP liquide. Outre les propriétés thermo-physiques propres au MCP, la géométrie de la cavité a un impact important sur les courants de convection et par conséquent sur la dynamique de fusion.

La simulation numérique de ces phénomènes permet de procéder à des études paramétriques poussées aidant à l'optimisation rapide du système étudié avant la phase de fabrication du prototype expérimental. Nous procédons donc dans cette étude à la modélisation numérique du système par la résolution des équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie en tenant compte du phénomène de changement de phase solide-liquide. Nous décrivons dans un premier temps le système et les géométries étudiées, ensuite, nous exposons la modélisation numérique adoptée, avant de présenter enfin les résultats obtenus et les conclusions qui en découlent.

2 Systèmes étudiés

Nous nous intéressons dans cette étude au cas d'une paroi verticale débitant un flux thermique élevé mais limité dans le temps. Nous cherchons à maintenir cette surface à des températures modérées pour éviter l'endommagement que pourrait subir le composant électrique. A cet effet, nous analysons ici la solution qui consiste à équiper cette paroi d'un réservoir (ou capsule) rempli de MCP. Cette cavité couvre entièrement par une de ses faces la surface à refroidir. Les autres faces externes sont en contact avec l'air ambiant avec lequel elles échangent de la chaleur uniquement par convection naturelle. Au début du dégagement de chaleur à la surface à refroidir, la température de celle-ci augmente et la fusion du MCP démarre. Cette fusion absorbe de l'énergie sous forme latente. Des courants de convection naturelle prennent place progressivement dans le MCP liquide. Cet écoulement assurera par la suite le dégagement de la chaleur de la surface chauffée vers le MCP et entretiendra le processus de fusion. Un point faible important de ce type de solution auquel il faudrait remédier est la faible conductivité thermique des MCP courants. Ceci peut entraîner pour les grandes densités de flux des pics de température élevés dans les premiers instants où seul le transfert par conduction est actif. Parmi les solutions qui peuvent être envisagées, il y a l'inclusion dans la cavité remplie de MCP d'une mousse métallique conductrice ou l'installation d'ailettes [2]. La solution étudiée ici, consiste à améliorer la conductivité du MCP en introduisant des nanoparticules de graphite très conducteur. Ces matériaux connaissent un développement important et s'avèrent très prometteurs. Certaines compositions portent la conductivité thermique du MCP à une valeur autour de l'unité (SI) [3].

Après le démarrage de la convection naturelle dans le MCP liquide, le processus de fusion est piloté par cette dernière. Les vitesses et la forme de l'écoulement sont pour leur part dépendantes de la forme et la géométrie de la cavité. Nous avons donc envisagé d'étudier des cavités de formes diverses, notamment arrondies en les comparant à des formes rectangulaires classiques. Durant la progression de cette étude de nouvelles formes et dispositions ont été inspirées par l'observation des résultats intermédiaires. L'ensemble des cavités étudiées est représenté sur la Figure 1.

3 Modélisation Numérique

Pour modéliser la fusion couplée à la convection naturelle nous adoptons l'approche dite « enthalpie-porosité » [4] que nous avons implémentée dans le code Tamaris développé au laboratoire [5, 6]. C'est une approche qui utilise un maillage unique pour les deux phases liquide et solide. Une variable appelée la fraction liquide f permet de distinguer ces deux phases. Les équations instationnaires de conservation résolues, décrivant l'écoulement d'un fluide newtonien incompressible, s'écrivent sous forme intégrale :

$$\int_S \vec{U} \cdot \vec{n} \, dS = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \vec{U} \, dV + \int_S \rho \vec{U} \vec{U} \cdot \vec{n} \, dS = \int_V -\vec{\nabla} p \, dV + \int_S \vec{\tau} \cdot \vec{n} \, dS + \int_V S_U \, dV \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho c_p T \, dV + \int_S \rho c_p T \vec{U} \cdot \vec{n} \, dS = \int_S k \vec{\nabla} T \cdot \vec{n} \, dS + \int_V \rho L \frac{\partial f}{\partial t} \, dV \quad (3)$$

L'intégration se fait sur un volume de contrôle V délimité par une surface S orientée par le vecteur unitaire sortant \vec{n} . Le terme source $S_U = \rho \beta (T - T_{ref}) \vec{g} + A \vec{U}$ contient deux parties, la première représente les forces volumiques dues à la dilatation thermique du liquide, elle est simplifiée ici par l'hypothèse de Boussinesq, où T_{ref} est choisie comme la température moyenne de la phase liquide. Le deuxième terme introduit une pénalisation dans l'équation (2) de la quantité de mouvement qui annule la vitesse d'écoulement là où le MCP est solide : $A = -C(1 - f)^2 / (f^3 + b)$ avec $C = 1,6 \times 10^6$ et $b = 10^{-3}$. La fraction liquide du MCP

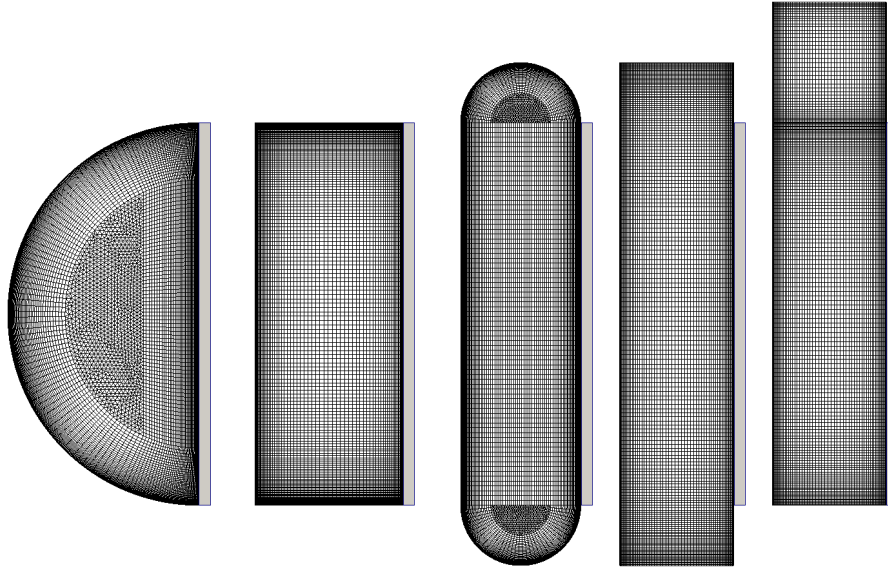


Figure 1 : Différentes géométries des cavités étudiées (**a**, **b**, **c**, **d**, et **e**) et les maillages correspondants (en gris : la position de la surface (S_p) à flux thermique constant).

f est corrigée par l'algorithme « new source » proposé par Voller [7]. Dans l'équation (3) de l'énergie, le dernier terme tient compte de l'évolution de la chaleur latente à travers la variation de la fraction liquide.

La discrétisation numérique utilise la méthode des volumes finis tridimensionnelle (3D) à maillage hybride. Le même code peut traiter des cas 2D en considérant une seule couche prismatique de cellules de calcul. Les valeurs de toutes les variables (vitesses, pression et température) sont prises aux centres des cellules. Les schémas de discrétisation spatiale sont du second ordre de précision. Pour les flux diffusifs un schéma centré est utilisé avec une correction de la non orthogonalité du maillage. Les flux convectifs sont traités par le schéma non linéaire haute résolution CUBISTA [8]. Ce schéma issu d'une approche NVD (Normalised Variable Diagram) introduit une quantité minimale de diffusion numérique tout en étant strictement borné. Le couplage vitesse-pression est assuré par l'algorithme SIMPLE [9] et le calcul est avancé dans le temps par le schéma implicite de Gear à trois pas de temps et du second ordre de précision. Les systèmes linéaires obtenus sont résolus par l'algorithme GMRES préconditionné par une décomposition ILU. Plusieurs études de validation du code dans différentes situations ont été menées avec succès [5, 6], notamment pour le cas du benchmark de fusion en cavité rapporté dans [10].

4 Conditions d'écoulement et propriétés du MCP

Nous étudions ici 5 géométries avec des caractéristiques différentes mais contenant le même volume de MCP. Dans le cadre de cette étude nous nous limitons à des configurations bidimensionnelles que nous étudions sur un plan. Les deux premières géométries à partir de la gauche (**a** et **b**) sur la Figure 1 sont des cavités dont un des côtés correspond exactement à la surface S_p à refroidir, la première est arrondie, la seconde est rectangulaire. Les trois autres cavités (**c**, **d** et **e**) dépassent verticalement cette surface, elles ont donc des épaisseurs réduites. Pour la dernière cavité **e**, le dépassement est localisé uniquement au-dessus de la surface qui mesure $H = 5 \text{ cm}$ de hauteur. Le flux thermique sur cette surface est fixé à $\varphi = 10^4 \text{ W.m}^{-2}$ et sur le reste des parois nous fixons un coefficient d'échange moyen $h = 30 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-2}$ et une température d'air extérieur égale à la température initiale $T_\infty = T_0 = 20^\circ\text{C}$. Les 5 maillages utilisés comprennent environ 10500 cellules.

Un MCP type a été adopté pour cette étude, mélange d'une cire de paraffine pure et de nanoparticules de graphites [3], dont les propriétés sont considérées identiques dans les deux

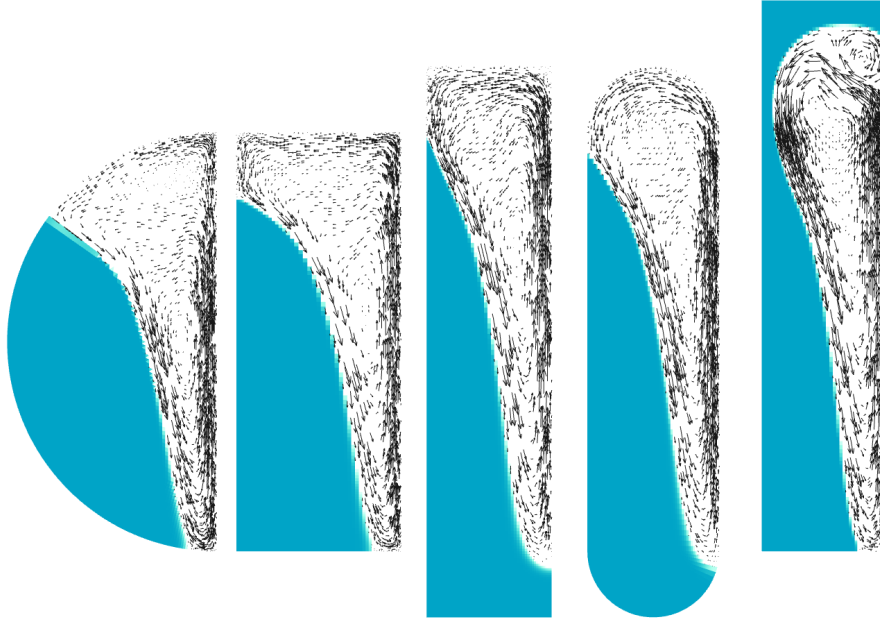


Figure 2 : Vecteurs vitesses et positions des fronts de fusion pour les 5 cavités à l'instant $t = 200$ s.

phases solide et liquide et non dépendantes de la température afin de simplifier l'étude. Les valeurs utilisées sont celles détaillées dans le Tableau 1. En considérant l'écart de température final ou maximal $\Delta T = 90 - 20 = 70^\circ C$ correspondant au stade où la paroi S_p atteint la température seuil, on peut calculer le nombre de Rayleigh de l'écoulement $Ra = 2,7 \times 10^7$ qui correspond à un écoulement laminaire. Le nombre de Stefan obtenu pour cet écart est $Ste = 0,87$.

Viscosité dynamique (μ)	$5 \times 10^{-3} Pa.s$
Masse volumique (ρ)	$800 kg.m^{-3}$
Conductivité thermique (λ)	$1 W.m^{-1}K^{-1}$
Chaleur spécifique (c_p)	$2500 J.kg^{-1}K^{-1}$
Chaleur latente (L)	$200 kJ.kg^{-1}$
Dilatation thermique (β)	$10^{-3} K^{-1}$
Nombre de Prandtl	12,5
Température de fusion T_f	$20^\circ C$

Tableau 1 : Propriétés du MCP.

5 Résultats

5.1 Champs des vitesses et fronts de fusion

Nous présentons dans un premier temps (Figure 2) la forme des écoulements dans les cavités ainsi que les positions du front de fusion au même instant $t = 200$ s où approximativement 50% du MCP a fondu. Ces champs de vitesse présentent beaucoup de similitudes pour les 5 cavités, avec pour les cavités **c**, **d** et **e** des valeurs plus importantes grâce à l'espace liquide qui s'est créé au dessus de la surface S_p . Pour la cavité **e** on remarque une double recirculation du fluide dans un creux aux formes arrondies. La particularité de cette cavité, est qu'elle met en contact plus de MCP avec les courants fluides ascendants.

5.2 Évolution des températures des parois

Sur la Figure 3 nous donnons l'évolution temporelle de la température moyenne T_{smoy} de la surface S_p ainsi que celle de son point le plus chaud T_{max} . La température moyenne évolue

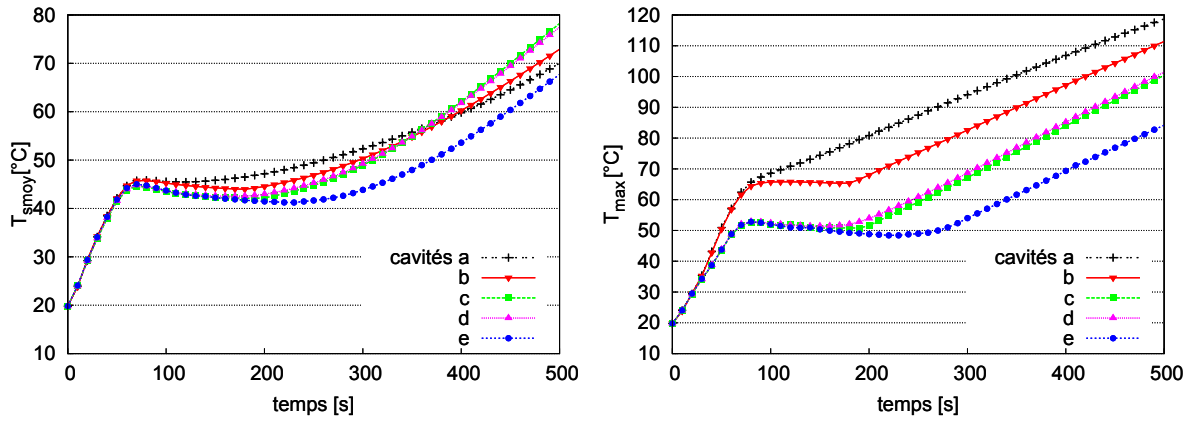


Figure 3 : Évolution au cours du temps de la température moyenne (gauche) et de la température maximale (droite) de la surface S_p .

de la même manière pour les 5 cavités pendant la première minute en augmentant de façon linéaire. Ensuite, son évolution est ralentie pour la cavité **a** et même inversée pour la cavité **e**. La température maximale T_{max} , qui se situe en haut de la surface S_p , montre assez tôt des évolutions différentes selon les cavités. Pour la cavité **a** son évolution change de pente vers $60\text{ }^\circ\text{C}$, pour la cavité **b**, elle reste stable à cette valeur pendant une centaine de seconde avant de repartir à la hausse. Les cavités plus aplaties, **c**, **d** et **e** maintiennent leurs T_{max} à moins de $52\text{ }^\circ\text{C}$ jusqu'à $t = 200\text{ s}$ pour **c** et **d** et jusqu'à $t = 300\text{ s}$ pour **e**. Au-delà, l'évolution devint linéaire et tend vers des valeurs élevées : le front de fusion étant à ce stade loin de la paroi, il joue un rôle moins important. On peut donc en déduire, qu'en utilisant la cavité **e**, il est impératif que ce dégagement thermique ne dure pas plus de 500 s afin que le point le plus chaud ne dépasse pas les $90\text{ }^\circ\text{C}$. Cette durée se réduit à 250 s pour la cavité **a**.

Au vu de ces résultats, il est possible d'expliquer la différence de comportement entre les cavités **a** et **b** par la proximité d'une quantité plus importante de MCP de la surface S_p dans le cas de la cavité **b** : la forme circulaire de la cavité **a** augmente son épaisseur en son centre et la réduit sur les extrémités notamment celle du haut. En affinant les cavités à volume constant (**c**, **d** et **e**), la performance est améliorée, et elle est maximale pour la cavité **e** qui contient plus de MCP dans sa partie haute.

5.3 Évolution de la fusion globale du MCP

L'examen des courbes de progression de la fraction liquide totale dans les 5 cavités sur la Figure 4 montre une évolution identique jusqu'à $t \approx 150\text{ s}$, ensuite la cavité **e** présente l'évolution la plus rapide. Le comportement des autres cavités se différencie à partir de $t \approx 400\text{ s}$: les cavités qui possèdent une extension basse voient leur fusion freinée, car une partie du MCP solide reste piégée plus longtemps dans ces poches inférieures.

5.4 Transfert thermique périétal

Pour rendre compte des transferts thermiques à la paroi, nous définissons un nombre de Nusselt tel que $Nu = \frac{\varphi H}{k(T_{smoy} - T_f)}$. La Figure 5 nous donne l'évolution de cette quantité pour les 5 cavités. Après une période de transition rapide où les valeurs sont très importantes ($T_{smoy} - T_f \approx 0$) avant de chuter à 20, nous observons une remontée suivie d'une baisse progressive ayant des ampleurs différentes selon les cavités. Cette « bosse » correspond à l'impact de la fusion du MCP sur la température de la paroi. Elle est la plus importante pour la cavité **e** et la plus faible pour la cavité **a** en concordance avec tous les précédents résultats.

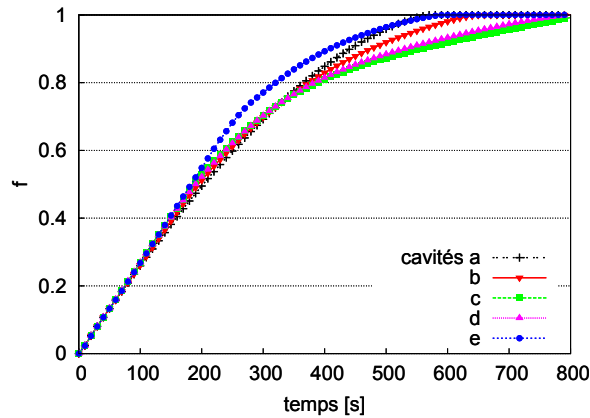


Figure 4 : Évolution de la fraction liquide.

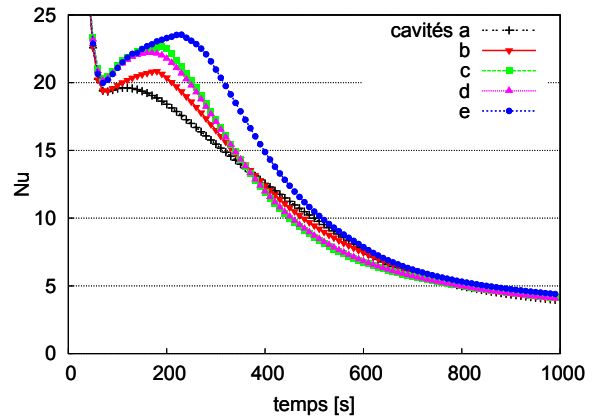


Figure 5 : Évolution du nombre de Nu.

6 Conclusion

Dans cette étude nous avons proposé et comparé plusieurs solutions pour refroidir une paroi verticale évacuant un flux constant. Ces solutions sont basées sur des cavités de différentes géométries remplies de MCP dont la conductivité est améliorée. Nous avons montré l'importance du choix de la géométrie de la cavité pour maintenir la température du point le plus chaud à des températures en dessous de la température d'altération pendant une durée suffisamment longue. Nous avons établi que les géométries aplaties possédant une extension plus importante au-dessus de la surface donnent de meilleurs résultats. Ceci est valable pour des surfaces verticales, une suite de ce travail concernera l'étude de surfaces ayant d'autres orientations par rapport à la gravité.

Références

- [1] R. KANDASAMY, X. WANG et A. S. MUJUMDAR : Transient cooling of electronics using phase change material (pcm)-based heat sinks. *Applied Thermal Engineering*, 28(8-9):1047 – 1057, 2008.
- [2] K.C. NAYAK, S.K. SAHA, K. SRINIVASAN et P. DUTTA : A numerical model for heat sinks with phase change materials and thermal conductivity enhancers. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49(11-12):1833–1844, 2006.
- [3] S. KIM et L.T. DRZAL : High latent heat storage and high thermal conductive phase change materials using exfoliated graphite nanoplatelets. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 93(1):136–142, 2009.
- [4] A.D. BRENT, V.R. VOLLER et K.J. REID : Enthalpy–porosity technique for modeling convection–diffusion phase change : application to the melting of a pure metal. *Numerical Heat Transfer, Part B : Fundamentals*, 13(3):297–318, 1988.
- [5] K. EL OMARI et Y. LE GUER : Alternate rotating walls for thermal chaotic mixing. *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 53(1-3):123–134, 2010.
- [6] K. EL OMARI et Y. LE GUER : A numerical study of thermal chaotic mixing in a two rod rotating mixer. *Computational Thermal Science*, 1:55–73, 2009.
- [7] V.R. VOLLER : Fast implicit finite-difference method for the analysis of phase change problems. *Numerical Heat Transfer Part B-Fundamentals*, 17:155–169, 1990.
- [8] M.A. ALVES, P.J. OLIVEIRA et F.T. PINHO : A convergent and universally bounded interpolation scheme for the treatment of advection. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 41:47–75, 2003.
- [9] S.V. PATANKAR : *Numerical heat transfer and fluid flow*. Taylor & Francis, 1980.
- [10] N. HANNOUN, V. ALEXIADES et T.Z. MAI : A reference solution for phase change with convection. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 48(11):1283–1308, 2005.