

CALCUL DES PROPRIETES THERMOPHYSIQUES DES FLUIDES FRIGOPORTEURS DIPHASIQUES

Constantin IONESCU¹, Horia NECULA²

Ca urmare a regulamentului internațional privind reducerea utilizării de substanțe care duc la diminuarea stratului de ozon și a gazelor cu efect de seră, sunt căutate noi soluții pentru a înlocui aceste fluide. Una din aceste soluții este utilizarea buclelor de răcire secundare care folosesc fluide refrigerente difazice pentru transportul frigului. Cu scopul de a studia comportamentul termofluidic al acestor fluide, este primordial să se cunoască proprietățile termofizice. Acest articol prezintă nivelul de cunoștințe privind corelările de calcul ale proprietăților termofizice ale fluidelor refrigerente difazice.

Following the international regulations concerning the reduction of the use of ozone-depletion substances and gases with greenhouse effect, new solutions to replace this type of fluids are searched. One of these solutions is the use of the secondary cooling loops, which utilize a two-phase secondary refrigerant for the transport of cold. In order to study the thermohydraulic behaviour of these fluids is essential to know their thermophysical properties. This paper presents the state of knowledge related to the correlations used for thermophysical properties calculation of the two-phase secondary refrigerants.

Suite aux réglementations internationales concernant la réduction de l'utilisation des substances appauvrissant la couche d'ozone et les gaz à effet de serre, on cherche des solutions pour remplacer ce type de fluides. Une de ces solutions est l'utilisation des boucles de refroidissement secondaires qui utilisent des fluides frigopORTEURS diphASIQUES pour le transport de froid. Afin d'étudier le comportement thermohydraulique de ces fluides est primordial de connaître leur propriétés thermophysiques. Ce papier présente l'état des connaissances sur les corrélations de calcul des propriétés thermophysiques des fluides frigopORTEURS diphASIQUES.

Keywords: two-phase secondary refrigerant, thermophysical properties, correlations

1. Introduction

Depuis quelques années on a mis en évidence la nécessité d'établir un équilibre entre la "consommation d'énergie" et la "protection de l'environnement".

¹ Assist., Power Engineering Department, University POLITEHNICA of Bucharest, Romania (Corresponding author), cristi.ionescu@energy.pub.ro

² Reader, Power Engineering Department, University POLITEHNICA of Bucharest, Romania

L'introduction de nouveaux réfrigérants en remplacement des CFC et HCFC et l'adaptation de nouvelles techniques doivent permettre une réduction des impacts globaux sur l'environnement. Afin de réduire les risques en matière de sécurité, un autre axe de recherche a été développé vers l'utilisation d'une boucle de refroidissement secondaire (refroidissement indirecte).

Le refroidissement d'une enceinte peut s'effectuer d'une manière soit directe, soit indirecte. Dans les systèmes directs, le refroidissement est réalisé à l'aide d'une machine frigorifique dont l'évaporateur (producteur de froid) est directement placé sur le lieu de la demande de froid. Malheureusement, ces systèmes contiennent des charges importantes de frigorigène et, dans le cas de fuites permanentes ou accidentelles, peuvent engendrer des pertes élevées de fluide avec des conséquences pour l'environnement qui peuvent être importantes.

Dans les systèmes indirects, la production du froid et son transport sont séparés. Le cycle de refroidissement primaire contenant les substances néfastes peut être alors installé dans une salle des machines dans laquelle les conditions sont bien contrôlées notamment par le personnel autorisé à l'accès. Le froid produit par le circuit primaire est transféré à un circuit de refroidissement secondaire par l'intermédiaire d'un échangeur de chaleur. Dans ce cycle de refroidissement secondaire, un frigoporteur non toxique et non inflammable est utilisé pour distribuer la capacité de refroidissement aux endroits qui l'exigent.

Les frigoporteurs peuvent être classés en monophasiques et diphasiques. Par rapport aux fluides frigoporteurs monophasiques, ceux diphasiques sont des fluides capables de véhiculer de l'énergie non seulement sous forme sensible mais également sous forme latente. Ces fluides, compte tenu de l'importante enthalpie volumique qu'ils emmagasinent, ouvrent incontestablement une voie prometteuse dans le domaine du transport, voire du stockage de l'énergie thermique [1]. L'utilisation de tels fluides permet d'envisager une réduction importante de la taille de l'installation, notamment dans le dimensionnement des conduites.

La technologie des fluides frigoporteurs diphasiques présente de nombreux attraits d'un point de vue environnemental. Elle diminue de manière sensible la quantité de fluide frigorigène contenue dans une installation.

Le développement des connaissances du comportement thermique et hydraulique de ces fluides est absolument nécessaire pour optimiser leurs performances et permettre une meilleure maîtrise énergétique de leur utilisation. Ainsi, la détermination des propriétés thermophysiques de tels fluides est primordiale dans l'étude de leur comportement thermique. Le but de ce papier est de présenter la manière de calcul de ces propriétés.

2. Propriétés des mélanges diphasiques

Les propriétés physiques des mélanges diphasiques (indice s) dépendent des propriétés physiques du fluide porteur (indice f), des propriétés physiques des particules (indice p), de la concentration volumique en particules (c_v) et également de l'écoulement qui conditionne l'interaction des particules sur le fluide.

Les propriétés thermophysiques des fluides diphasiques sont fortement dépendantes de la fraction solide. L'évolution des principales propriétés thermophysiques d'un coulis de glace avec une fraction de glace allant de 0 à 0,25 est présentée sur la figure 1 [2]. On peut voir ainsi que la viscosité augmente par un facteur de plus de trois pour une fraction de 0,25. La conductivité thermique augmente également considérablement aux hautes fractions de glace (deux fois à une fraction de glace de 0,25 par rapport au liquide pur). La densité du coulis de glace diminue relativement peu avec la fraction de glace, alors que la capacité thermique apparente diminue avec l'augmentation de la fraction de glace (environ -30 % à 0,25 de fraction de glace).

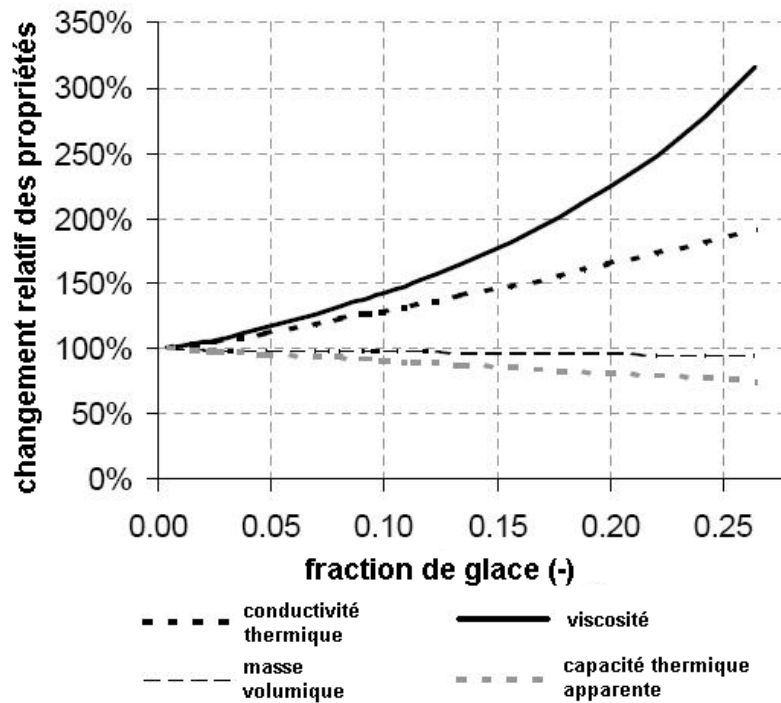


Fig. 1. Changement relatif des propriétés thermophysiques avec l'augmentation de la fraction de glace pour un coulis de glace à -6 °C [2]

2.1. Masse volumique

Pour un fluide diphasique, à partir d'un simple bilan de masse de la suspension, on obtient :

$$\rho_s = c_v \rho_p + (1 - c_v) \rho_f. \quad (1)$$

Pour des fluides homogènes sans glissement entre les phases, on a la relation suivante [3]:

$$c_v = \frac{1}{1 + \left(\frac{1 - c_m}{c_m} \frac{\rho_p}{\rho_f} \right)}. \quad (2)$$

où c_m est la fraction massique en particules. La relation entre la fraction massique et la fraction volumique est :

$$c_v = c_m \frac{\rho_s}{\rho_p}. \quad (3)$$

Ainsi, l'expression de la masse volumique d'une suspension en fonction de la fraction massique en particules solides peut s'écrire :

$$\rho_s = \frac{\rho_f}{1 - c_m + c_m \frac{\rho_f}{\rho_p}}. \quad (4)$$

2.2. Capacité thermique et chaleur latente de fusion

Dans le cas d'une suspension, la capacité thermique dépend de celles des particules et du fluide porteur, de la concentration en particules et de l'état de celles-ci (liquide ou solide).

La capacité thermique massique de la suspension doit être évaluée très soigneusement afin de considérer les effets du changement de phase. Dans un modèle de capacité thermique effective (ou équivalente), on suppose que le matériau à changement de phase fond dans un intervalle de température fini de sorte que la capacité du matériau à changement de phase (MCP) et de la suspension est fonction de la température. On considère ainsi les températures T_{PFI} et T_{PFF} correspondantes respectivement au début de la fusion (point de fusion "initial") et à la fin de la fusion (point de fusion "final"). En dessous de la température T_{PFI} et au-dessus de la température T_{PFF} , la capacité thermique de la suspension fonction de la fraction volumique en particules, est issue du bilan

enthalpique avec la capacité des particules à l'état solide et liquide respectivement :

$$C_{ps} = \frac{c_v \cdot \rho_p \cdot C_{pp} + (1 - c_v) \rho_f \cdot C_{pf}}{\rho_s} \quad (5)$$

La loi de variation de la capacité thermique massique de la suspension en fonction de la fraction massique en particules est donnée par l'équation [4] :

$$C_{ps} = c_m \cdot C_{pp} + (1 - c_m) C_{pf} \text{ avec } c_m = c_v \cdot \frac{\rho_p}{\rho_s} \cong c_v. \quad (6)$$

La capacité thermique de la suspension pour l'intervalle des températures de fusion du MCP ($T_{PFI} \leq T \leq T_{PFF}$) est fonction de la chaleur latente de changement de phase Δh_{MCP} , étant donnée par l'équation :

$$C_{ps} = c_m \left(\frac{\Delta h_{MCP}}{T_{PFF} - T_{PFI}} \right) + (1 - c_m) C_{pf}. \quad (7)$$

Lors du changement de phase des particules, il est évident que la chaleur latente dégagée ou absorbée est proportionnelle à la fraction massique en particules dans la suspension.

2.3. Conductivité thermique

La conductivité thermique représente la quantité de chaleur qui traverse un milieu soumis à un gradient de température dans l'unité de temps et par unité de surface.

La conductivité thermique des suspensions est une fonction du cisaillement local et change à travers de champ d'écoulement. Pour les suspensions diluées statiques ($c_v < 10\%$), la conductivité thermique est calculée à partir d'équation (8) comme cela a été suggéré par Maxwell [5].

$$\lambda_s = \lambda_f \frac{\lambda_p + 2\lambda_f + 2c_v(\lambda_p - \lambda_f)}{\lambda_p + 2\lambda_f - c_v(\lambda_p - \lambda_f)}. \quad (8)$$

En raison des interactions particule-fluide, la conductivité thermique apparente du coulis est plus élevée que celle prévue par la corrélation de Maxwell. Plusieurs auteurs ([5], [6], [7]) ont utilisé des suspensions diluées pour différentes gammes de nombres de Peclet de particules afin d'étudier l'augmentation de la conductivité et ont proposé une corrélation générale de la forme :

$$\lambda_{sa} = \lambda_s \left(1 + B c_v \text{Pe}_p^m \right), \quad (9)$$

où les valeurs des constantes B et m sont données dans le tableau 1 pour la gamme indiquée du nombre de Péclet de particule.

Tableau 1

Valeurs des constantes B et m dans l'équation (9)

Auteur	Coefficient B	Exposant m	Domaine de Pe_p
Leal (1973)	3,0	1,5	$\text{Pe}_p \leq 0,67$
Charunyakorn et al (1991)	1,8	0,18	$0,67 \leq \text{Pe}_p \leq 250$
Nir et Acrivos (1976)	3,0	1/11	$\text{Pe}_p > 250$

Le nombre de Péclet des particules est défini comme $\text{Pe}_p = e d_p^2 \alpha_f^{-1}$, avec e le gradient de vitesse ($e = \partial u / \partial y$) et α_f la diffusivité thermique du fluide porteur. Il caractérise l'influence des effets micro-convectifs sur la conductivité globale de la suspension.

A partir de leur étude, Charunyakorn *et al.* [5] ont observé que pour de faibles nombres de Péclet, l'augmentation de la conductivité est faible. Par contre, pour de nombres de Péclet élevés, les auteurs ont observé une forte augmentation de la conductivité apparente ce qui montre une forte influence des effets micro-convectifs sur l'écoulement.

2.4. Viscosité dynamique

La viscosité dynamique d'une suspension diphasique (μ_s), dépend de celle du fluide porteur (μ_f), de la température (T), de la fraction volumique en particules (c_v), de la dimension et de la forme des particules solides et des interactions entre ces particules et le fluide porteur. La complexité d'évaluation de la viscosité d'une suspension a conduit la majorité des auteurs à construire leur théorie en partant de l'équation d'Einstein (10). L'équation est valable pour des suspensions très diluées ($c_v < 1\%$), en écoulement laminaire, avec des particules sphériques de petite taille

($d_p < 2 \mu\text{m}$) et sans glissement à la surface des sphères. La viscosité est alors une simple fonction de la concentration :

$$\mu_s = \mu_f (1 + 2,5 c_v). \quad (10)$$

L'équation d'Einstein ne prend pas en compte l'effet de la taille des particules ou de leur position, parce que l'effet des autres particules dans cette théorie est négligé. Ainsi, les corrélations les plus utilisées pour déterminer la viscosité d'une suspension, tiennent compte, en plus, de la fraction volumique et de l'interaction entre les particules solides. Elles sont basées sur l'équation de Thomas [8] :

$$\mu_s = \mu_f \left(1 + 2,5 c_v + 10,05 c_v^2 + 0,00273 \exp(16,6 c_v) \right). \quad (11)$$

Le modèle est valable pour des concentrations allant jusqu'à $c_v = 62,5 \%$ et des dimensions de particules comprises entre $0,099$ et $435 \mu\text{m}$. Aussi, un écoulement homogène est considéré.

Dans le travail de Thomas [8], l'influence de la dimension des particules sur la viscosité pour des concentrations $c_v < 20 \%$, se traduit par une différence relative de 6% sur la viscosité. Quand la concentration augmente jusqu'à une valeur maximale du facteur de compacité (le rapport entre la masse de glace et la masse initiale de la solution), l'influence des particules devient plus importante. Pour un écoulement hétérogène, la dimension des particules a une influence importante, tout particulièrement pour des vitesses faibles, quand la concentration dans la partie inférieure ($\rho_p > \rho_f$) / supérieure ($\rho_p < \rho_f$) du tuyau augmente. Pour des concentrations $c_v < 25 \%$, Thomas a observé que les trois premiers termes de son équation représentent plus de $97,5 \%$ de la valeur de la viscosité relative. Pour des concentrations $c_v > 25 \%$, les trois premiers termes ont une faible influence sur la viscosité relative (ex. 60% pour $c_v = 40 \%$ et $8,7 \%$ pour $c_v = 60 \%$). Donc, les forces d'interaction dans un écoulement hétérogène sont plus importantes que dans le cas d'un écoulement homogène. En conséquence, la viscosité locale dans la partie inférieure/supérieure du tuyau augmente très vite et influence la valeur moyenne de la viscosité.

L'équation de Thomas a été largement utilisée par des chercheurs étudiant le coulis de glace. Cependant, cette équation surévalue la viscosité du coulis de glace pour des fractions supérieures à 15% , comme l'ont montré précédemment Hansen et Kauffeld [9]. Ces auteurs ont employé l'équation de Jeffrey (voir le tableau 2) avec la constante $A = 4,5$ pour obtenir le meilleur accord avec leurs résultats expérimentaux. Simultanément, Frei et Egolf [10] ont observé un

comportement du coulis de glace dépendant du temps, ce qui a eu comme résultat différentes tailles des particules de glace et par conséquent différentes viscosités.

On notera enfin que des nombreuses corrélations de la viscosité dynamique des mélanges diphasiques ont été établies. Le tableau 2 présente un certain nombre de ces corrélations.

Tableau 2

Corrélations de la viscosité dynamique des mélanges diphasiques en fonction de la fraction volumique de particules [11], [12], [13]

Auteur	Expression de μ_s proposée	Remarques
Einstein (1906)	$\mu_f (1 + 2,5 c_v)$	$c_v < 1 \%$ $d_p < 2 \mu\text{m}$
Kunitz (1926)	$\mu_f \frac{(1 + 2,5 c_v)}{(1 - c_v)^4}$	$10 \% \leq c_v \leq 40 \%$
Guth, Eugene et Simha (1936)	$\mu_f (1 + 2,5 c_v + 14,1 c_v^2)$	$c_v > 2 \%$
Simha	$\mu_f \left(1 + 1,5 c_v \left(1 + \frac{25 c_v}{4 f^3} \right) \dots \right)$	$1 < f < 2$ Suspension diluée. Suspension newtonienne
	$\mu_f \left(1 + \frac{54}{5 f^3} \left(\frac{c_v}{1 - (c_v / c_{vm})^3} \right) \right)$	$c_v \rightarrow c_{vm}$ (c_{vm} est la fraction à partir de lequel la suspension n'écoule plus) ; Suspension très concentrée ; newton.
Steimour (1944)	$\mu_f \exp(4,2 c_v)$	$0 < c_v \leq 4 \%$
Vand (1945)	$\mu_f (1 - c_v - 1,16 c_v^2)^{-2,5}$	$c_v > 20 \%$ $0,3 < d_p < 400 \mu\text{m}$ $20 < D/d_p < 100$
Vand (1948)	$\mu_f \exp\left(\frac{2,5 c_v}{1 - 0,609 c_v}\right)$	Sans interaction entre particules
	$\mu_f \exp\left(\frac{2,5 c_v + 2,7 c_v^2}{1 - 0,609 c_v}\right)$	Inclut doublet collision, mais non triplet collision

Tableau 2 (continuation)

Auteur	Expression de μ_s proposée	Remarques
Ford (1960)	$\mu_f (1 + 2,5 c_v + 11 c_v^5 - 11,5 c_v^7)$	
Thomas (1965)	$\mu_f (1 + 2,5 c_v + 10,5 c_v^2 + 0,00273 \exp(16,6 c_v))$	$\rho_f \cong \rho_p$ $0 < c_v < 62,5 \%$ $0,099 < d_p < 435 \mu\text{m}$
Krieger (1972)	$\mu_f \left(1 - \frac{c_v}{c_{vm}}\right)^{-1,82}$	
Graham et Steele (1984)	$\mu_f \left[1 - \left(1 + 0,35 \left(1 - \frac{0,7404 - c_v}{0,7404}\right)^2\right)^{0,5}\right] c_v$	$\rho_f \cong \rho_p$ Forces de cisaillement nulles ($Re_p = 0$)
Leighton (1985)	$\mu_f \left(1 + \frac{1,5 c_v}{1 - (c_v / c_{vm})}\right)^2$	$\rho_f \neq \rho_p$ $c_{vm} = 58 \%$
Mori-Ototake	$\mu_f \left(1 + \frac{1,56 c_v}{0,52 - c_v}\right)$	$10 \% \leq c_v \leq 40 \%$
Frankel et Acrivos	$\mu_f c_v \left(1 - \left(\frac{c_v}{c_{vm}}\right)^{\frac{1}{3}}\right)^{-1}$	Seulement les suspensions concentrées Suspension newtonienne
Mooney	$\mu_f \exp\left(\frac{2,5 c_v}{1 - K c_v}\right)$	$0,75 < K < 1,5$ K dépend de système Suspension newtonienne
Jeffrey	$\mu_f (1 + A c_v)$	$2,5 < A < 10$ Particules ellipsoïdales Suspension newtonienne

En représentant graphiquement ces corrélations (figure 2), on peut observer qu'une valeur moyenne du rapport viscosité de la suspension / viscosité

du fluide porteur est donnée par la corrélation de Vand (1945). C'est la raison pour lequel cette corrélation est large utilisée par les chercheurs.

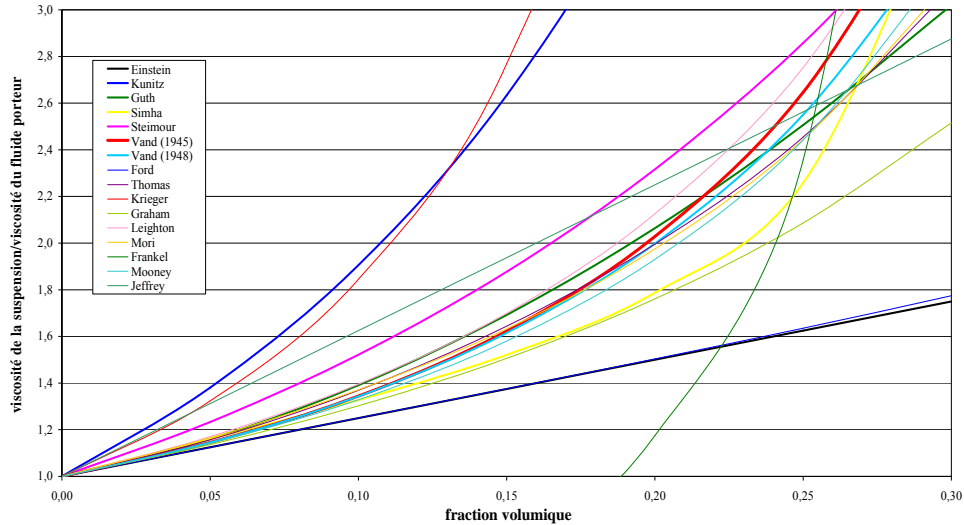


Fig. 2. Variation du rapport viscosité de la suspension – viscosité du fluide porteur en fonction de la fraction volumique en particules

3. Conclusion

La connaissance des propriétés thermophysiques des fluides frigoporteurs diphasiques est essentielle pour l'étude de leur comportement thermohydraulique.

Par rapport au fluide monophasique, la présence des particules solides à changement de phase dans le fluide porteur introduit des éléments supplémentaires dans les corrélations de calcul des propriétés thermophysiques. L'élément plus important qui doit être prise en compte est la fraction volumique de particules solides. On peut observer ainsi une augmentation de la viscosité et de la conductivité du mélange avec la fraction volumique de particules, tandis que la masse volumique et la capacité thermique apparente diminuent.

Comme résultat aux effets microconvectifs autour des particules, dues aux interactions particule-fluide, la conductivité thermique apparente du mélange diphasique est plus élevée que celle prévue par les corrélations issues pour une suspension classique. Pour prendre en compte ces effets, la conductivité apparente du fluide frigoporteur diphasique se calcule par une corrélation basée sur la conductivité de la suspension et le nombre de Péclet des particules.

Nomenclature

Lettres latines

c	fraction de particules	
C_p	capacité thermique massique sous pression constante	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
d	diamètre	m
e	gradient de vitesse	s^{-1}
Pe_p	nombre de Péclet d'une particule	$Pe_p = ed_p^2 \alpha_f^{-1}$
T	température	K

Lettres grecques

α	diffusivité thermique	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
Δh	chaleur latente de changement de phase	J.kg^{-1}
λ	conductivité thermique	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
μ	viscosité dynamique	Pa.s
ρ	masse volumique	kg.m^{-3}

Indices

a	apparent	PFf	point de fusion, final
f	fluide porteur	PFI	point de fusion, initiale
m	massique	s	suspension (particules+fluide porteur)
MCP	matériau à changement de phase	v	volumique
p	particule	vm	volumique maximale

REFERENCES

- [1] C. Ionescu, H. Necula, A. Badea, "Economie d'énergie par stockage du froid", Buletinul Științific al UPB, **vol. 69**, nr.4, 2007, pp. 189-196
- [2] J.W. Meewisse, Fluidized bed ice slurry generator for enhanced secondary cooling systems. PhD Thesis, Technische Universiteit Delft, 2004
- [3] S. Shin, S.H. Lee, "Thermal conductivity of suspensions in shear flow fields", Int. J. of Heat and Mass Transfer, **vol. 43**, 2000, pp. 4275-4284
- [4] S.K. Roy, B.L. Avanic, "Turbulent heat transfer with phase change material suspensions", Int. J. of Heat and Mass Transfer, **vol. 44**, 2001, pp. 2277-2285
- [5] P. Charunyakorn, S. Sengupta, S.K. Roy, "Forced convection heat transfer in microencapsulated phase change material slurries: flow in circular ducts", Int. J. of Heat and Mass Transfer, **vol. 34**, no. 3, 1991, pp. 819-833
- [6] K.A.R. Ismail, M.M. Radwan, "Effect of axial conduction on the ice crystal growth in laminar falling films", Int. J. of Refrigeration, **vol. 22**, 1999, pp. 389-401
- [7] Y. Zhang, X. Hu, Q. Hao, X. Wang, "Analysis based upon the internal heat source model for the convective heat transfer enhancement of microencapsulated phase change material suspensions with isothermal wall", Proceedings of the ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conference, **vol. 6**, 2003, pp. 220
- [8] A. Kitanovski, A. Poredos, "Concentration distribution and viscosity of ice slurry in heterogeneous flow", Int. J. of Refrigeration, **vol. 25**, 2002, pp. 827-835
- [9] T.M. Hansen, M. Kauffeld, "Viscosity of ice slurry", Second IIR Workshop on Ice Slurries, Paris, France, 2000
- [10] B. Frei, P.W. Egolf, "Viscometry applied to the Bingham Substance Ice Slurry", Proceedings of the Second IIR Workshop on Ice Slurries, Lucerne, Suisse, 2000, pp. 48-59

- [11] *O. Bel*, Contribution à l'étude du comportement thermo-hydraulique d'un mélange diphasique dans une boucle frigorifique à stockage d'énergie, PhD Thesis, INSA de Lyon, France, 1996
- [12] *H. Demasles*, Etude des transferts de chaleur d'un fluide frigopporteur diphasique à changement de phase liquide-solide dans un échangeur à plaques lisses. PhD Thesis, INSA de Lyon, France, 2002
- [13] *M. Kauffeld, M. Kawaji, P.W. Egolf*, Handbook on Ice Slurries. Fundamentals and Engineering, International Institute of Refrigeration (IIR), 2005.