

Transfert thermique d'un fluide a viscosité thermo-dépendante vers une paroi refroidie

G. Barbarossa, E. Sauvage

▶ **To cite this version:**

G. Barbarossa, E. Sauvage. Transfert thermique d'un fluide a viscosité thermo-dépendante vers une paroi refroidie. Congrès Français de Thermique 2016 : Thermique et Multiphysique, May 2016, Toulouse, France. cea-02431815

HAL Id: cea-02431815
https://cea.hal.science/cea-02431815

Submitted on 8 Jan 2020

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.

Transfert thermique d'un fluide à viscosité thermo-dépendante vers une paroi refroidie

Guillaume BARBA ROSSA[1*], **Emilien SAUVAGE**[1]

[1]CEA, DEN, DTCD, SCDV, LDPV
F-30207 Bagnols-sur-Cèze, France
[*](auteur correspondant : guillaume.barbarossa@cea.fr)

Résumé - Dans les procédés de vitrification en creuset froid, un verre fondu est agité mécaniquement et chauffé par induction directe. Les parois du creuset étant refroidies, une couche de verre solidifié apparaît à leur contact. Nous relatons les résultats d'expériences où le flux thermique du verre vers les parois refroidies montre une dépendance significativement élevée à la température chaude atteinte au sein du verre fondu. Afin d'expliquer et de prédire cette dépendance, une analyse de couche limite est menée en viscosité thermo-dépendante. La loi de corrélation obtenue et comparée avec les résultats expérimentaux.

Nomenclature

L	longueur, m
T	température, K
t	temps, s
R	constante des gaz parfaits, J/mol/K
ν_0	viscosité de référence VFT, m^2s^{-1}
B	énergie d'activation VFT, J mol^{-1}
T_v	température de Vogel, K
c_p	capacité thermique massique, J/kg/K
a	diffusivité thermique, m^2/s
$\boldsymbol{e}$	vecteur unité
$\boldsymbol{n}$	vecteur normal
$\boldsymbol{u} = (u, v, w)$	vecteur vitesse, m/s
U	vitesse d'agitation, m/s
S	surface d'échange
p'	pression, Pa
Nu	nombre de Nusselt
Re	nombre de Reynolds
Pr	nombre de Prandtl
Pn	nombre de Pearson
D	température de Vogel adimensionnée
Pe	nombre de Péclet
Ri	nombre de Richardson
Br	nombre de Brinkman
Symboles grecs	
λ	conductivité thermique, W/m/K
ν	viscosité cinématique, m^2/s
ρ	masse volumique, kg m^{-3}
Φ	flux thermique, W/m (2D) ou W (3D)
δ	épaisseur de couche limite, m
γ	exposant de loi d'échelle
Indices et exposants	
h	chaud
c	froid
t	thermique
$\hat{}$	grandeur adimensionnée

1. Introduction

Cette étude s'inscrit dans le cadre du développement et de la modélisation du procédé de fonte verrière en creuset froid inductif notamment utilisé pour la vitrification et le conditionnement des déchets radioactifs de haute activité. On s'intéresse aux lois d'évolution des flux thermiques avec les températures imposées d'un système fluide en convection forcée lorsque sa viscosité varie fortement avec la température du système. Nous considérons plus spécifiquement le cas où une couche de fluide solidifié se forme au contact d'une surface immergée refroidie. Ce type de configuration est en particulier rencontré dans les procédés de fonte verrière en creuset froid, où la charge de verre est placée dans un creuset refroidi par une circulation interne d'eau et chauffée par induction électromagnétique directe. Sieder et Tate [1] semblent avoir été les premiers à proposer l'introduction d'un nouveau paramètre adimensionné dans les lois de corrélation du nombre de Nusselt pour tenir compte de la variation de la viscosité du fluide

avec la température. Considérant un changement de viscosité localement affine avec la température, le nombre adimensionné introduit est donné par le rapport entre viscosité du fluide à haute température et à basse température. Toutefois, les lois de corrélation alors proposées sont uniquement valables pour des fluides dont la viscosité ne varie que très faiblement par rapport à un verre proche de sa température de transition vitreuse et ne prennent donc pas en compte un quelconque phénomène de solidification sur les parois recevant le flux thermique. La détermination de nouvelles lois de corrélation dans le cas d'une viscosité fortement dépendante de la température et de solidification du fluide dans les zones froides a notamment été motivée par l'étude de la convection naturelle des manteaux planétaires [2] [3] [4] [5]. D'autres études plus générales ont permis la mise au point de méthodes analytiques et numériques permettant le calcul et la vérification de lois de corrélation du Nusselt [6] [7] [8]. L'ensemble de ces travaux proposent chacun une loi de corrélation, dépendante de la loi de viscosité considérée. Mais ils mettent cependant tous en avant un régime de transfert thermique particulier dit de « couche stagnante » (ou de « haut contraste de viscosité ») où une couche de fluide figé ne participant pas à la détermination du flux thermique apparaît. La loi de corrélation du flux thermique est alors obtenue par une étude de couche limite faisant apparaître deux points cruciaux : l'introduction d'un nouveau nombre adimensionné relatif à la dépendance de la viscosité à la température et le choix de la température à laquelle évaluer la viscosité présente dans les nombres adimensionnés classiques. Nous proposons dans cet article une analyse systématique permettant d'obtenir une loi d'échelle pour le Nusselt dans le cadre de la convection forcée de verres suivant une loi de viscosité de Vogel-Fulcher-Tammann. La loi obtenue permet en particulier d'expliquer les observations faites sur un procédé de fonte verrière agitée mécaniquement en creuset froid inductif.

2. Observations expérimentales

2.1. Dispositif expérimental

La charge de verre à fondre est disposée dans un creuset de taille caractéristique $L = 0,5\text{m}$ (représenté sur la figure 1) refroidi par une circulation d'eau et chauffée par induction électromagnétique directe grâce à un inducteur circulaire extérieur. Le système est asservi en température chaude atteinte au sein du verre, mesurée par un thermocouple immergé. Dans le bain de verre en fusion baigne un agitateur permettant de brasser le verre, refroidi par une circulation interne d'eau à une température de surface avoisinant 370K. Cette configuration permet une bonne homogénéisation thermique de la zone de verre en convection [9]. Une couche de verre figé se forme alors à la surface de l'agitateur. Le bilan de flux thermique passant du verre vers l'agitateur est réalisé grâce à la mesure de l'échauffement de l'eau de refroidissement après son passage dans le circuit interne. Il est ainsi possible de tracer une courbe de flux thermique Φ en fonction d'une température chaude imposée sous condition de forçage constant. L'incertitude sur les puissances considérées est évaluée à 6% et à $\pm 5\text{K}$ sur les températures de bain de verre. Quatre verres borosilicatés de compositions différentes ont été utilisés.

La convection naturelle est négligeable dans le bain de verre (Richardson $Ri \sim 0,1$) ainsi que la chaleur générée par dissipation visqueuse (Brinkman $Br \sim 10^{-3}$). L'écoulement est laminaire (Reynolds $Re \sim 9.10^2$) et les transferts thermiques sont convectifs (Prandtl $Pr \sim 10^3$, Péclet $Pe \sim 10^6$).

2.2. Résultats et discussions

Les différents verres ont été soumis à des températures chaudes entre 1400K et 1650K avec une vitesse de rotation de l'agitateur fixe. Pour chacun des verres testés, on trace sur la figure 2 la courbe $\Phi(T'_h)$ issue de la stabilisation du système à plusieurs températures chaudes de consigne T'_h proches. T_h désigne la température centrale de chaque jeu de mesures (moyenne arithmétique des températures extrémales). On observe une forte variabilité du flux thermique avec la température chaude imposée, bien supérieure à celle observée pour un fluide à viscosité indépendante de la température donnée par une corrélation de Newton pour laquelle le flux est proportionnel au différentiel thermique.

Verre	Masse	Rotation	T_h
	kg	rad s^{-1}	K
FN1C110	281	$4,4$	1480
UMo	280	$5,2$	1593
FN1C114	300	$5,2$	1519
UOx	281	$6,3$	1482

Tableau 1 *Conditions expérimentales pour les différents verres*

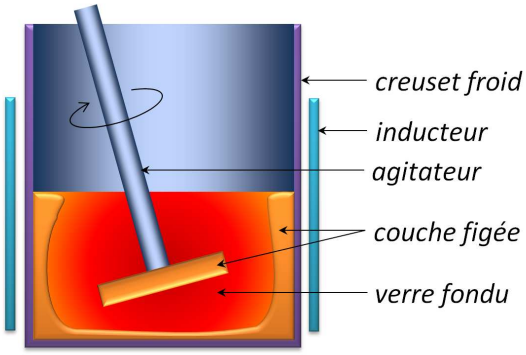


Figure 1 *Schéma de principe du creuset froid utilisé - une couche de fluide figé se forme sur les parois du creuset ainsi que sur l'agitateur mécanique*

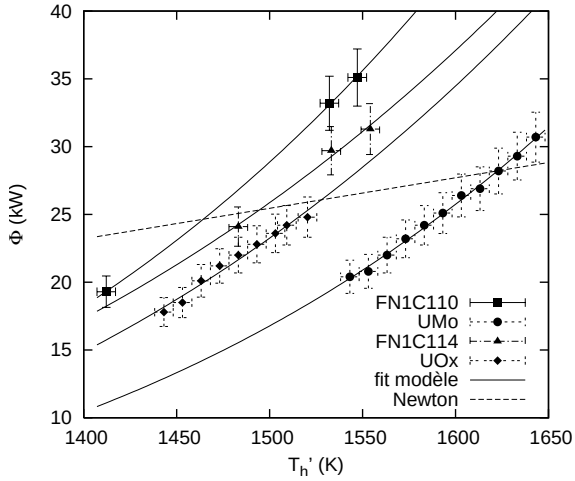


Figure 2 *Courbes de flux thermique reçu par l'agitateur refroidi en fonction de la température chaude du bain de verre*

Les transferts radiatifs ne peuvent pas expliquer cette forte variabilité du flux thermique avec la température chaude imposée car les verres utilisés ont été opacifiés par l'ajout de colorants absorbant le rayonnement infrarouge. On démontre dans cette étude que cette variabilité peut être expliquée par le phénomène de fluidification des verres lors d'une augmentation de température. La viscosité des verres utilisés suit une loi de Vogel-Fulcher-Tammann (VFT) :

$$\nu = \nu_0 \exp\left(\frac{B}{R(T - T_v)}\right) \tag{1}$$

où B est une énergie d'activation et T_v la température de Vogel, température à laquelle plus aucune relaxation (individuelle ou coopérative) n'est possible dans le verre [10]. Lorsque la

température globale de la fonte augmente, les transferts thermiques convectifs sont accrus non seulement à cause de l'augmentation du différentiel thermique mais également grâce à une convection facilitée par diminution générale de la viscosité dans la zone en convection. Nous nous attachons dans la suite de cet article à proposer une loi de corrélation explicite permettant de rendre compte de cette importante variabilité du flux thermique avec la température chaude du système, dans le cadre d'une loi de viscosité VFT.

3. Modèle thermo-hydraulique en régime de convection forcée

3.1. Hypothèses

On considère un système fluide fermé de longueur caractéristique L, auquel on impose localement une température chaude T_h, une vitesse d'agitation mécanique U et au contact d'une surface indéformable S_c à la température froide imposée T_c. Nous ferons les hypothèses suivantes, valides dans le cas des fontes verrières étudiées :

- fluide Newtonien en phase condensée ;
- écoulement laminaire et incompressible ;
- phénomènes de rayonnement interne et de convection naturelle négligeables ;
- chaleur générée par dissipation visqueuse négligeable.

3.2. Système d'équations adimensionnées

On définit la pression $p = \frac{p'}{\rho}$ (où p' est la pression statique) et la diffusivité du fluide $a = \frac{\lambda}{\rho c_p}$, considérée constante car faiblement dépendante de la température dans le cas des verres étudiés. Le flux thermique à travers la paroi froide se calcule par (en désignant par $\boldsymbol{n}$ la normale sortante du domaine) :

$$\Phi = -\lambda \int_{S_c} (\nabla T) \cdot \boldsymbol{n} \mathrm{d}s \tag{2}$$

Nous réalisons l'adimensionnement du système en utilisant respectivement pour échelles de longueur et de temps L et L/U. Pour la thermique, on utilise la température adimensionnée $\hat{T} = \frac{T-T_c}{T_h-T_c} = \frac{T-T_c}{\Delta T}$. L'échelle de temps sera donc celle de la convection. La fonction de thermo-dépendance adimensionnée est définie par $f_\nu(\hat{T}) \equiv \nu(T)/\nu_0$. On s'intéressera par la suite aux solutions stationnaires. Ainsi, dans le cadre des hypothèses mentionnées, les équations adimensionnées régissant l'évolution du système sont :

$$\nabla \cdot \hat{\boldsymbol{u}} = 0 \tag{3}$$

$$\nabla \hat{\boldsymbol{u}} \cdot \hat{\boldsymbol{u}} - \frac{1}{Re} \nabla \cdot \left(f_\nu \left(\nabla \hat{\boldsymbol{u}} + {}^t\nabla \hat{\boldsymbol{u}} \right) \right) = -\nabla \hat{p} \tag{4}$$

$$\hat{\boldsymbol{u}} \cdot \nabla \hat{T} - \frac{1}{RePr} \nabla^2 \hat{T} = 0 \tag{5}$$

avec les nombres de Reynolds et de Prandtl définis par $Re = \frac{LU}{\nu_0}$ et $Pr = \frac{\nu_0}{a}$. La loi VFT ajoute deux paramètres dimensionnés au problème (B et T_v). Le nombre de dimensions physiques étant invariant, deux paramètres adimensionnés supplémentaires sont nécessaires pour décrire totalement le système (théorème de Vaschy-Buckingham). En écriture adimensionnée, la loi VFT 1 s'écrit à l'aide du nombre de Pearson Pn et de la température de Vogel adimensionnée D :

$$f_\nu(\hat{T}) = \exp\left(\frac{1}{Pn(\hat{T}-D)}\right) \text{ où } Pn = \frac{R\Delta T}{B}, D = \frac{T_v - T_c}{\Delta T} \tag{6}$$

On définit le nombre de Nusselt global froid Nu comme le rapport des flux conducto-convectif et purement conductif à travers la paroi froide :

$$Nu = \frac{\int_{S_c} \frac{\partial \hat{T}}{\partial n} \mathrm{d}\hat{s}}{\int_{S_c} \frac{\partial \hat{T}}{\partial n} \mathrm{d}\hat{s}|_{\nabla^2 \hat{T}=0}} \tag{7}$$

où $\int_{S_c} \frac{\partial \hat{T}}{\partial n} \mathrm{d}\hat{s}|_{\nabla^2 \hat{T}=0}$ est un terme purement géométrique. Evaluer les déterminants du flux de chaleur revient à déterminer une loi de corrélation pour le nombre de Nusselt $Nu(Re, Pr, Pn, D)$, prenant généralement la forme de lois puissances, au moins dans certaines gammes de paramètres. Lorsque la viscosité est considérée constante, le système 3-4-5 est indépendant du différentiel thermique imposé ΔT ce qui entraîne un nombre de Nusselt indépendant de ΔT et donc un flux thermique proportionnel à ΔT selon 2. La sensibilité supplémentaire du flux thermique au différentiel de température est apportée par la loi de viscosité thermo-dépendante. Cette dépendance est quantifiée par le coefficient d'élasticité :

$$\gamma = \frac{Pn}{Nu}\frac{\partial Nu}{\partial Pn} \tag{8}$$

Si γ est indépendant ou faiblement variable avec Pn, alors on a la corrélation $Nu \sim Pn^\gamma$.

4. Dérivation d'une loi de corrélation de flux thermique

4.1. Analyse de couche limite

Lorsque ΔT augmente, le nombre de Pearson augmente et, lorsque $D > 0$ (c'est-à-dire $T_v > T_c$), une portion du fluide est solidifiée au niveau de la paroi froide (et seulement une portion tant que D est suffisamment faible devant 1) tandis que le reste du fluide entre en convection thermique (si le nombre de Péclet $Pe \equiv RePr$ est suffisamment fort). Dans ce type de système semi-fluide, on distingue deux zones, à savoir une zone de thermoconvection et une zone de fluide figé où les transferts thermiques sont d'origine conductive.

Dans le régime de conduction observé à faible Péclet, la viscosité du fluide ne joue aucun rôle et $Nu \approx 1$. On considère dans un premier temps le cas de viscosité constante $f_\nu = 1$. Dans le régime de convection, la loi de corrélation $Nu(Re, Pr)$ est déterminée par les phénomènes de transfert thermique en présence d'une couche limite dynamique créée par la convection forcée. Une analyse d'échelle permet d'obtenir la loi de corrélation recherchée en passant par l'évaluation de l'épaisseur de couche limite thermique chaude. Nous considérons le cas modèle d'un domaine bidimensionnel carré représenté sur la figure 3 de côté L muni d'une paroi chaude verticale, d'une paroi froide verticale et de deux parois adiabatiques horizontales. La paroi chaude impose une vitesse verticale orientée vers le haut $\hat{\boldsymbol{u}} = \boldsymbol{e_y}$ au fluide et une condition de non glissement est appliquée sur la paroi froide qui impose par ailleurs une température $\hat{T} = 0$. Une condition aux limites de Dirichlet $\hat{T} = 1$ est également appliquée sur la paroi chaude. Le rapport des épaisseurs des couches limites thermique et dynamique est donné par [11] $\frac{\hat{\delta}_t}{\hat{\delta}} \sim Pr^{-1/3}$. On détermine alors l'épaisseur de la couche limite dynamique. Tout d'abord, dans cette couche li-

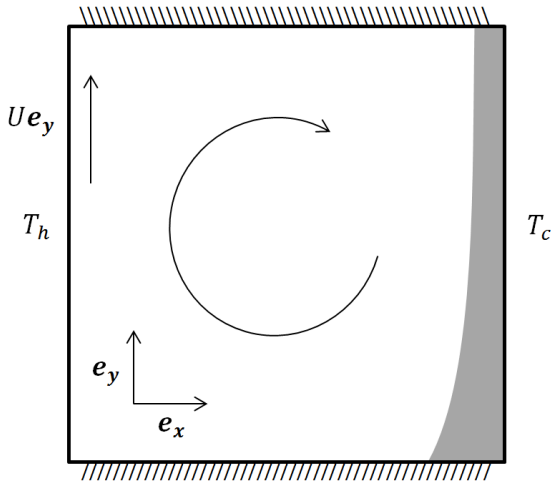


Figure 3 *Configuration de la cavité carrée fermée, entraînée à la vitesse U, refroidie à la température T_c sur la paroi droite et chauffée à la température T_h sur la paroi gauche - une couche de fluide figé est attenante à la paroi froide*

mite d'épaisseur $\hat{\delta}$, on a $\hat{x} \sim \hat{\delta},\ \hat{y} \sim 1,\ \hat{v} \sim 1,\ \hat{T} \sim 1$. L'équation de conservation de la masse 3 permet de déterminer l'ordre de grandeur de $\hat{u}$:

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial \hat{x}} + \frac{\partial \hat{v}}{\partial \hat{y}} = 0 \Rightarrow \hat{u} \sim \hat{\delta} \tag{9}$$

L'équation de conservation de la quantité de mouvement 4 projetée sur l'axe x s'écrit :

$$\hat{u}\frac{\partial \hat{u}}{\partial \hat{x}} + \hat{v}\frac{\partial \hat{u}}{\partial \hat{y}} - \frac{1}{Re}\left(\frac{\partial}{\partial \hat{x}}\left(f_\nu \frac{\partial \hat{u}}{\partial \hat{x}}\right) + \frac{\partial}{\partial \hat{y}}\left(f_\nu \frac{\partial \hat{u}}{\partial \hat{y}}\right) + \frac{\partial \hat{u}}{\partial \hat{x}}\frac{\partial f_\nu}{\partial \hat{x}} + \frac{\partial \hat{v}}{\partial \hat{x}}\frac{\partial f_\nu}{\partial \hat{y}}\right) = -\frac{\partial \hat{p}}{\partial \hat{x}} \tag{10}$$

Les ordres de grandeur du terme d'inertie et du terme visqueux doivent être égaux dans la couche limite, soit :

$$\hat{\delta} \sim \frac{1}{Re}\frac{1}{\hat{\delta}} \Rightarrow \hat{\delta} \sim Re^{-1/2} \tag{11}$$

D'où $\hat{\delta}_t \sim Re^{-1/2}Pr^{-1/3}$. Dans la géométrie considérée, $\int_{S_c} \frac{\partial \hat{T}}{\partial n} \mathrm{d}\hat{s}|_{\nabla^2 \hat{T}=0} = 1$. Enfin, en régime stationnaire, le flux global chaud est identique au flux global froid :

$$Nu = \int_{S_c} \frac{\partial \hat{T}}{\partial n} \mathrm{d}\hat{s} \sim \left|\frac{\partial \hat{T}}{\partial \hat{x}}\right| \sim \frac{1}{\hat{\delta}_t} \sim Re^{1/2}Pr^{1/3} \tag{12}$$

Nous faisons alors l'hypothèse que le nombre de Nusselt observé est équivalent au nombre de Nusselt qui serait observé dans un fluide à viscosité constante et égale à la viscosité évaluée à la température moyenne $(T_v + T_h)/2$ soit en valeur adimensionnée $(1 + D)/2$.

$$Nu \sim \left(Re\frac{\nu_0}{\nu(\frac{T_v+T_h}{2})}\right)^{1/2}\left(Pr\frac{\nu(\frac{T_v+T_h}{2})}{\nu_0}\right)^{1/3} \sim Re^{1/2}Pr^{1/3}f_\nu((1+D)/2)^{-1/6} \tag{13}$$

Le troisième facteur de 13 contribue à la dépendance du nombre de Nusselt au nombre de Pearson à travers la loi de viscosité f_ν. On détermine la dépendance au nombre de Pearson sous la forme d'une loi puissance locale grâce à 6, 8 et 13 :

$$Nu \sim Pr^{1/3} Re^{1/2} Pn^{\gamma} \text{ où } \gamma = \frac{1}{3Pn(1-D)} \tag{14}$$

L'exposant γ est bel et bien lentement variable à haut Pn. On obtient $\gamma > 0$ et $\lim_{Pn \to +\infty} \gamma = 0$. Cette sensibilité du Nusselt aux températures imposées du système est dû au phénomène de fluidification avec l'augmentation de Pn et donc à l'augmentation du flux thermique convectif. On détermine maintenant la dépendance en D pour $D > 0$. La portion de fluide solidifiée contient en particulier l'isotherme T_v (f_ν diverge en $\hat{T} = D$) : tout se passe alors comme si le fluide était au contact d'une paroi froide à la température T_v, et ce indépendamment de la valeur de T_c. On fait donc l'hypothèse que le flux thermique dimensionné est inchangé dans la transformation $T_c \to T_v$ c'est-à-dire $\Delta T \to \Delta T(1-D)$, $Pn \to Pn(1-D)$ et $D \to 0$. On notera que γ est invariant dans cette transformation. Grâce à 14, on obtient pour le flux thermique dimensionné (le cas considéré étant 2D, le flux thermique s'exprime en W/m), pour γ faiblement variable :

$$\Phi \approx \lambda \Delta T(1-D) Nu(Re(1-D), Pn(1-D)) \sim \lambda \Delta T Pr^{1/3} Re^{1/2} Pn^{\gamma} (1-D)^{1+\gamma} \tag{15}$$

Soit, pour le nombre de Nusselt, la loi de corrélation recherchée :

$$Nu \sim Pr^{1/3} Re^{1/2} Pn^{\gamma} (1-D)^{1+\gamma} \tag{16}$$

4.2. Comparaisons expérimentales

L'évaluation numérique des nombres de Reynolds et Prandtl tels que définis importe peu car la viscosité de référence ν_0 correspond à une « viscosité hypothétique à température infinie », très faible devant les viscosités rencontrées. Les évaluations de ces nombres adimensionnés pour les viscosités rencontrées dans le bain ont été données plus haut et indiquent un régime laminaire de convection thermique. Pour le Pearson et la température de Vogel adimensionnée, les valeurs rencontrées sont $Pn \approx 0,2$ et $D \approx 0,2$. La loi 16 traduit en particulier le fait que, dans le régime de convection et si $T_v > T_c$, le flux thermique est indépendant de la température de la paroi froide mais il présente en revanche une plus forte variabilité avec la température chaude imposée. En grandeurs dimensionnées, 16 entraînent :

$$\Phi \propto (T_h' - T_v)^{1+\gamma} \text{ où } \gamma = \frac{B}{3R(T_h - T_v)} \tag{17}$$

Les courbes de tendance de la forme 17 (représentées sur la figure 2) ont été déterminées par ajustement des mesures afin de comparer directement les valeurs expérimentales et théoriques de l'exposant $1+\gamma$ présentées dans le tableau 2, qui montrent un bon accord. Pour chaque type de verre, les paramètres VFT ont été mesurés par viscosimétrie à différentes températures. γ a alors été calculé à la température centrale de chaque jeu de mesures T_h grâce aux paramètres VFT B et T_v de chaque verre tabulés dans 2.

Verre	ν_0	B	T_v	$1+\gamma$ (exp.)	$1+\gamma$ (th.)
	m^2s^{-1}	J mol^{-1}	K		
FN1C110	$9,8.10^{-7}$	$5,1.10^4$	651	$3,7$	$3,4$
UMo	$2,0.10^{-7}$	$7,7.10^4$	487	$4,6$	$3,8$
FN1C114	$8,0.10^{-7}$	$5,6.10^4$	556	$3,6$	$3,3$
UOx	$7,2.10^{-6}$	$3,4.10^4$	717	$3,3$	$2,8$

Tableau 2 *Paramètres VFT et comparaison des valeurs théoriques et expérimentales de l'exposant* $1+\gamma$ *pour les différents verres*

5. Conclusion

Cette étude a permis de rendre compte de la dépendance du flux thermique reçu par une paroi refroidie immergée dans un bain de verre en fusion. Nous proposons une étude systématique dans le régime de couche stagnante et une loi de corrélation a été dérivée, mettant en exergue la dépendance accrue du flux thermique à la température de chauffe. L'exposant de corrélation a été explicité en fonction des paramètres rhéologiques de la loi de thermo-dépendance VFT des verres utilisés. Le modèle théorique présente un bon accord avec les valeurs observées lors d'expériences de fonte en creuset froid inductif, permettant une bonne prédictibilité des flux thermiques, nécessaire au dimensionnement et à l'optimisation des fours de vitrification.

Références

[1] E. N. Sieder et G. E. Tate, Heat transfert and pressure drop of liquids in tubes, *Industrial & Engineering Chemistry*, 28 (1936) 1429-1435.

[2] H. C. Nataf et F. M. Richter, Convection experiments in fluids with highly temperature-dependent viscosity and the thermal evolution of the planets, *Physics of the Earth and planetary interiors*, 29 (1982) 320-329.

[3] U. R. Christensen, Heat transport by variable viscosity convection and implications for the Earth's thermal evolution, *Physics of the Earth and planetary interiors*, 35 (1984) 264-282.

[4] E. Giannandrea et U. Christensen, Variable viscosity convection experiments with a stress-free upper boundary and implications for the heat transport in the Earth's mantle, *Physics of the Earth and planetary interiors*, 78 (1993) 139-152.

[5] O. Grasset et E. M. Parmentier, Thermal convection in a volumetrically heated, infinite Prandtl number fluid with strongly temperature-dependent viscosity: Implications for planetary thermal evolution, *Journal of Geophysical Research*, 103 (1998) 18171-18181.

[6] S. Morris et D. Canright, A boundary-layer analysis of Benard convection in a fluid of strongly temperature-dependent viscosity, *Physics of the Earth and planetary interiors*, 36 (1984) 355-373.

[7] L.-N. Moresi et V. S. Solomatov, Numerical investigation of 2D convection with extremely large viscosity variations, *Physics of Fluids*, 7 (1995) 2154-2162.

[8] V. S. Solomatov, Scaling of temperature- and stress-dependent viscosity convection, *Physics of Fluids*, 7 (1995) 266-274.

[9] L. Jacoutot, Y. Fautrelle, A. Gagnoud, P. Brun et J. Lacombe, Numerical modeling of coupled phenomena in a mechanically stirred molten-glass bath heated by induction, *Chemical Engineering Science*, 63 (2008) 2391-2401.

[10] Thomas Salez, Justin Salez, Kari Dalnoki-Veress, Elie Raphaël et James A. Forrest, Cooperative strings and glassy interfaces, *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 112 (2015) 8227-8231.

[11] E. Pohlhausen, Der Wärmeaustausch zwischen festen Körpern und Flüssigkeiten mit kleiner Reibung und kleiner Wärmeleitung, *Journal of Applied Mathematics and Mechanics*, 1 (1921) 115-121.

Remerciements

Cette étude a été financée par AREVA, dans le cadre de l'accord CEA/AREVA N° A5649.