

Mesure de propriétés thermophysiques par lévitation électromagnétique – utilisation d’une technique d’identification

J. ETAY, C. COURTESSOLLE & P. SCHETELAT

SIMaP, Grenoble INP, UJF, CNRS, Groupe EPM, 38402 Saint Martin d'Hères

Résumé :

La lévitation électromagnétique est une technique de mesure des propriétés physiques des alliages métalliques liquides. Afin de réduire le brassage électromagnétique, certaines expériences sont menées en microgravité. La mesure est habituellement effectuée en utilisant la technique de calorimétrie modulée. Nous avons proposé un nouveau protocole de mesure, qui permet de réaliser une mesure, sans calibration préalable et en un seul essai. Ici, ce protocole est validé numériquement. Il serait très efficace de l'appliquer à un léviteur placé dans un champ magnétique continu.

Abstract :

Electromagnetic levitation is a technique for measuring the physical properties of liquid metal alloys. To reduce the electromagnetic stirring, some experiments are conducted in microgravity. The measurement is usually performed using the technique of modulated calorimetry. We proposed a new measurement protocol, which allows a measure, without prior calibration and a single trial and is here validated numerically. It would be very effective to apply a levitator placed in a constant magnetic field.

Mots clefs : lévitation électromagnétique, calorimétrie modulée, identification, bruit blanc

1 Introduction

Les modèles numériques de coulée et de solidification sont de plus en plus utilisés pour optimiser les procédés industriels de production d'alliages métalliques. Tous ces modèles nécessitent, comme paramètres d'entrée, des valeurs de propriétés thermophysiques fiables telles la capacité calorifique et la conductivité thermique. Cependant, dans la plupart des techniques de mesure standard, l'échantillon métallique fondu est en contact avec un creuset, ce qui, d'une part, conduit à une contamination de cet échantillon et, d'autre part, rend impossible les mesures dans les états surfondus.

Sur la base des premiers travaux de Okress [1] sur la lévitation électromagnétique, Egry [2] a développé une léviteuse électromagnétique (EML), technique sans contact qui, utilisée dans des conditions de microgravité, présente peu de mouvements à l'intérieur de l'échantillon fondu. Cet instrument est utilisé dans le cadre du projet Thermolab ESA-MAP (Fecht [3]).

Dans cet article, nous rappelons d'abord quel dispositif expérimental et quel modèle sont utilisés pour la mesure [4]. Ensuite, nous résumons brièvement le protocole de calorimétrie modulée que nous proposons. Nous présenterons dans cet article une validation numérique de ce protocole.

Dans notre protocole, les signaux sont traités par une technique d'analyse du signal très utilisée en Génie des Procédés. Ce protocole prévoit d'injecter dans la charge, une puissance Joule modulée sous la forme d'un bruit blanc jointe à une procédure d'identification. Cette procédure permet d'établir les fonctions de transfert du système considéré. Les fréquences propres de ces fonctions sont les temps pertinents des échanges de chaleur externe et interne de l'échantillon.

Pour valider notre protocole, nous utilisons des signaux émulsés numériquement à partir de simulations du procédé. Ces simulations portent d'abord sur des échantillons solides, puis des échantillons liquides. Dans ce dernier cas, un champ magnétique continu transversal est superposé au champ magnétique AC. On fait varier la viscosité et l'intensité du champ magnétique continu. Les effets du brassage électromagnétique sur le transfert de chaleur sont déduits de la comparaison entre les résultats solides et liquides. L'analyse des

résultats obtenus fournit des informations sur la façon de gérer la calorimétrie modulée afin de trouver des valeurs fiables de la capacité calorifique et de la conductivité thermique.

2 Principe de la mesure

Le principe de la mesure est donné par Fecht [4] et Wunderlich [5]. Il est schématisé sur la figure 1.

Un échantillon sphérique de rayon R et de conductivité électrique σ est placé dans un inducteur alimenté par un courant alternatif haute fréquence $I_o \cos \omega t$ où I_o est le courant crête et ω la pulsation. Cet inducteur engendre un champ magnétique qui induit, à l'intérieur de l'échantillon, les courants électriques localisés dans une couche surfacique appelée épaisseur de peau électromagnétique. L'effet de ces courants est double. D'une part, ils produisent une puissance Joule P à l'intérieur de l'échantillon. D'autre part, ils se composent avec le champ magnétique pour créer un champ de forces capable de centrer, quand l'inducteur est monté de façon bipolaire, ou de léviter, par exemple sur terre, l'échantillon.

Lorsque l'échantillon est liquide, ces forces engendrent un brassage électromagnétique à cœur. Le champ de vitesse résultant évolue comme la vitesse d'Alfvén $U_A \propto (I_o/R)\sqrt{\mu/\rho}$. Cette vitesse résulte de l'équilibre des forces d'inertie et des forces électromagnétiques dans l'équation du mouvement (ρ : densité de l'échantillon, μ : permittivité du vide). Un nombre de Reynolds, défini par $Re_A = U_A R/\nu$, (ν : viscosité cinématique) est utilisé pour caractériser le brassage électromagnétique. Les effets du brassage électromagnétique sur les mesures ont été étudiés dans [6]

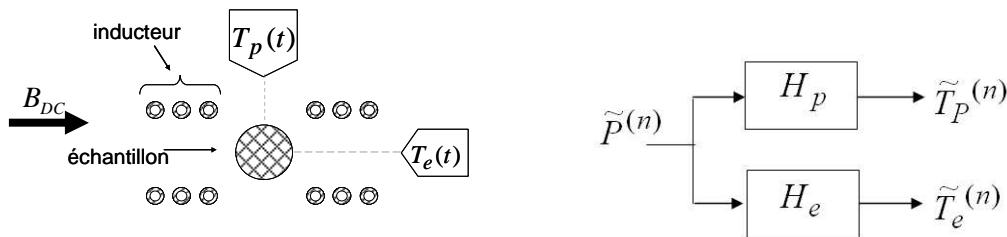


FIG 1. à gauche : représentation schématique de l'échantillon dans l'inducteur ; à droite : représentation système

Afin d'amortir le brassage électromagnétique, un champ magnétique continu uniforme, transversal, d'intensité B_{DC} est appliqué. Le nombre sans dimension caractérisant l'effet de ce champ DC est le nombre de Hartmann $Ha = B_{DC} R \sqrt{\sigma/\rho\nu}$. Notez qu'un tel outil, superposition d'un léviteur et d'un champ magnétique continu, n'existe pas encore.

La calorimétrie modulée consiste à perturber l'équilibre thermique de l'échantillon par une modulation $\tilde{P} = P_o \cos(\omega_o t)$ de la puissance Joule totale $P = \bar{P} + \tilde{P}$ où \bar{P} est la valeur moyenne de la puissance puis de relier l'enregistrement du comportement temporel des températures $T_p(t)$ et $T_e(t)$ au pôle et à l'équateur.

Lorsque la modulation de la puissance Joule est à une seule harmonique $\tilde{P}(t) = \alpha I_o \cos \omega t \cos \omega_o t$, un modèle analytique [[4] et [5]] est utilisé pour calculer la capacité calorifique C_p et la conductivité thermique

κ_{th} .

$$C_p = \frac{P_o}{\omega_o T_{p,0}} \frac{1}{[1 + (g_e(1-s_e) + s_e(1-g_e))Bi]} \quad (1)$$

$$\kappa_{th} = \frac{C_p g_e (1-g_e) \omega_o^2}{4\pi(R-\gamma\delta)\omega_{ext}} \quad (2)$$

Dans ces équations, ω_o est une fréquence optimale de la modulation de la puissance Joule telle que $\omega_o \ll \omega$, et g_e , s_e et γ sont des paramètres géométriques qui caractérisent le couplage inductif, $Bi = h_{ext}/h_{int}$ est le nombre de Biot qui mesure le rapport entre les transferts de chaleur à l'intérieur de l'échantillon et entre

l'échantillon et son environnement, $1/\omega_{ext}$ est un temps caractéristique de décroissance du transfert de chaleur entre l'échantillon et son environnement. Des simulations numériques simples montrent que ce dernier est principalement dû au rayonnement. Afin d'utiliser les équations (1) et (2), tous ces paramètres doivent être étalonnés.

Le système de mesure est schématisé sur la figure 1-gauche, alors que, à droite, une représentation-système des réponses à la puissance modulée est présentée. Les fonctions H_p et H_e sont les fonctions de transfert liant la fluctuation temporelle de la puissance Joule $\tilde{P}(t)$ aux fluctuations temporelles des températures polaire et équatoriale $\tilde{T}_p(t)$ et $\tilde{T}_e(t)$.

Afin de supprimer les étapes de calibration, Schetelat [7] a proposé d'utiliser une puissance d'entrée modulée, non plus sous la forme d'une seule harmonique, mais sous la forme d'un bruit blanc, jointe à une procédure d'identification. Dans ce qui suit, cette proposition est testée à l'aide de simulations numériques.

3 Géométrie choisie pour les calculs

Pour tester la procédure, nous avons choisi la géométrie représentée sur la figure 2 et les paramètres de simulation du tableau 1. Ces géométrie et paramètres sont choisis car représentatifs du EML embarqué à bord de vols paraboliques, fusées-sondes et de la Station Spatiale Internationale. Dans nos calculs, toutes les propriétés sont constantes, c'est-à-dire, qu'elles sont considérées comme indépendantes de la température.

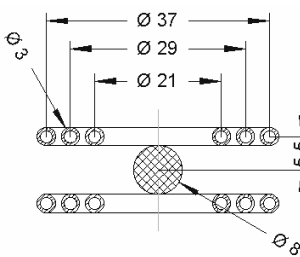


FIG 2 : Géométrie utilisée dans les simulations numériques

densité ρ (kg.m^{-3})	3860
capacité calorifique c_p , ($\text{J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$)	663
conductivité thermique κ_{th} ($\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$)	23.1
conductivité électrique σ_{el} ($\Omega^{-1}.\text{m}^{-1}$)	$5.26 \cdot 10^5$
émissivité hémisphérique totale ϵ	0.4
courant inducteur I_0 (A_{peak})	65
pulsation du courant inducteur ω_l (rad.s^{-1})	$2\pi \cdot 350 \cdot 10^3$

TAB. 1 – Propriétés physiques utilisées dans les simulations numériques

Pour émuler les signaux de température, nous utilisons le logiciel Fluent dans lequel Delannoy [8] a ajouté un module qui décrit l'induction. Nous choisissons des conditions telles que les écoulements soient laminaires. Ce choix est justifié par le fait que nous savons que la présence de turbulence empêcherait toute mesure des propriétés de type diffusif, telles la diffusivité thermique ou la viscosité. L'intensité maximale du champ magnétique DC est limitée à 1,2 Teslas en raison de la taille de maille utilisée pour les calculs. Les vitesses de surface, normalisée par la vitesse d'Alfvén et calculées pour diverses valeurs de viscosité sont représentées sur la figure 3. A gauche, le nombre de Reynolds varie, alors que, à droite, l'intensité du champ magnétique appliqué DC varie, la viscosité du liquide étant fixée à $\nu_o = 10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$

Etant données les conditions géométriques choisies, les écoulements calculés sont symétriques par rapport à l'équateur ($\theta = 90^\circ$). Les formes de la figure 3 correspondent à deux tourbillons dans le cœur de l'écoulement. La fréquence angulaire de la recirculation est calculée comme $\omega_{vortex} = \langle \nabla \times U \rangle / 2$. En comparant les graphiques de la figure 3 à gauche et à droite, nous voyons qu'ils sont assez semblables. Néanmoins, le point où la vitesse de surface est maximale est plus proche de l'équateur ($\theta = 90^\circ$) en présence d'un champ magnétique appliqué DC, qu'en son absence. Dans ce cas, ce point est situé à $\theta = 50^\circ$ et 130° pour $Re_A = 80$, et à $\theta = 45^\circ$ et 135° pour $Re_A = 16$.

Une fois émulée la puissance Joule dissipée dans la charge et, dans le cas où l'échantillon est liquide, le champ de vitesse correspondant, nous utilisons un signal de type « pseudo bruit blanc » pour moduler cette puissance. Ce bruit est généré par un LFSR (linear feedback shift register ou registre à décalage à rétroaction linéaire) couramment utilisé en électronique et en ingénierie de la communication. Puis, les températures calculées sont analysées par une procédure d'identification. Ceci permet la détermination des fonctions de transfert H_e et H_p qui relie la variation de puissance aux variations de la température. Les

valeurs propres des fonctions de transfert H_e et H_p sont égales à ω_{ext} et $\omega_{int} \cdot 1/\omega_{ext}$ et $1/\omega_{int}$ sont les temps caractéristiques des échanges thermiques à l'intérieur et entre l'échantillon et l'atmosphère environnante.

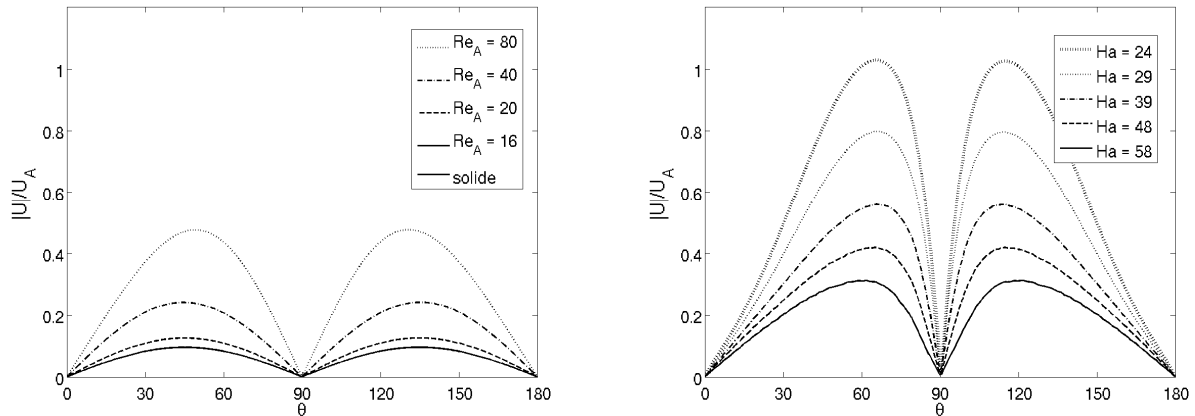


FIG 3. Vitesses calculées à la surface de l'échantillon adimensionalisées par la vitesse de Alfvén
A gauche sans champ CD appliqué – à droite avec un champ DC

4 Résultats

Les résultats correspondant aux écoulements présentés sur la figure 3 sont portés sur la figure 4. Ce sont les spectres de la fonction de transfert polaire H_p . La courbe noire correspond à l'état solide et sert de référence. A partir de ces courbes, les fréquences propres de la fonction de transfert polaire sont calculées et présentées dans le tableau 2.

La courbe noire peut être lue de la façon suivante. Aux basses fréquences, l'échantillon est dans un état quasi-stationnaire, la variation temporelle de la température dans l'échantillon suit la variation temporelle de la puissance Joule : le spectre est plat. A partir d'une certaine valeur de la fréquence, ω_{ext} , les transferts de chaleur dans l'échantillon pilotent la réponse en température, le spectre décroît comme $(C_p \cdot \omega_2)^{-1}$. Pour les fréquences très élevées, c'est-à-dire supérieures à ω_{int} , les variations temporelles de température ne suivent plus celles de la puissance, la pente du spectre change et devient égale à $\omega_{int}/C_p \omega_2^2$.

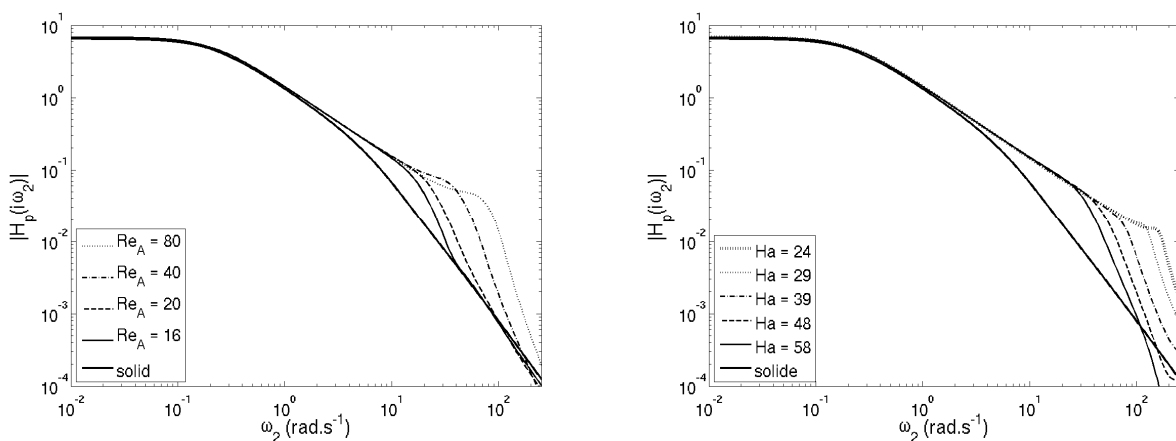


FIG 4. Fonctions de transfert polaires calculées avec la procédure présentée en [7] et correspondant aux écoulements de la figure 3 - à gauche : différentes viscosités et $B_{DC} = 0$, à droite : différentes intensités du champ magnétique transversal DC appliqué et $v = v_o$.

Afin de comparer, les valeurs propres ω_{ext} et ω_{int} avec une valeur liée à l'écoulement lui-même, nous introduisons, dans le tableau 2, l'inverse du temps de recirculation des vortex ω_{vortex} .

v/v_o	Re_A	ω_{vortex} ($rd.s^{-1}$)	H_p	
			ω_{ext}	ω_{int}
20	78.6	68.13	0.2112	65.80
40	39.3	35.70	0.2107	38.05
75	21.0	19.24	0.2101	22.87
100	15.7	14.72	0.2099	18.71
solide	0	0	0.2076	6.54

B_{DC} (T)	Ha	ω_{vortex} ($rd.s^{-1}$)	H_p	
			ω_{ext}	ω_{int}
0.5	24	164.05	0.2113	162.90
0.6	28.7	124.05	0.2113	123.33
0.8	38.3	81.16	0.2113	79.53
1	47.9	57.58	0.2112	59.34
1.2	57.9	41.36	0.2110	48.34
solide	-	0	0.2076	6.54

TAB 2. Pulsations propres de la fonction de transfert polaire portée sur la figure 4 et de la fréquence de retournement des vortex de brassage électromagnétique

Dans le tableau 2, nous voyons que ω_{ext} est quasiment constant quelles que soient les conditions du calcul. Sa variation est inférieure à 2%. Nous voyons ici la confirmation du fait que l'existence de mouvement, dans l'échantillon liquide, ne modifie pas de façon significative les transferts thermiques entre l'échantillon et l'atmosphère environnante. Nous pouvons aussi affirmer que plus la valeur de Re_A est élevée, plus les valeurs de ω_{int} et de ω_{vortex} sont proches, la différence entre ces valeurs étant plus élevée pour les solides. Par conséquent, on peut dire que le transfert de chaleur à l'intérieur d'un échantillon liquide est piloté, pour des vitesses faibles à la fois par la conduction et la convection, et, à grande vitesse, par convection seule. Ce résultat pourrait paraître trivial, mais ce n'est pas le cas si l'on considère l'approche choisie pour établir ce fait, approche que nous cherchons à valider.

Sur la figure 5, nous avons porté les valeurs ω_{int} du tableau 2 en fonction des valeurs $|U|/U_A|_{max}$ de la figure 4. Ces points sont alignés. La droite de régression de ces points croise l'axe des y au point correspondant à une vitesse nulle, c'est à dire à l'état solide de l'échantillon. Par conséquent, nous pouvons proposer une nouvelle stratégie pour mesurer la capacité calorifique et la conductivité thermique de l'alliage de métal liquide : celle de superposer à la lévitation électromagnétique, un champ magnétique continu et appliqué le protocole expérimental proposé par [7].

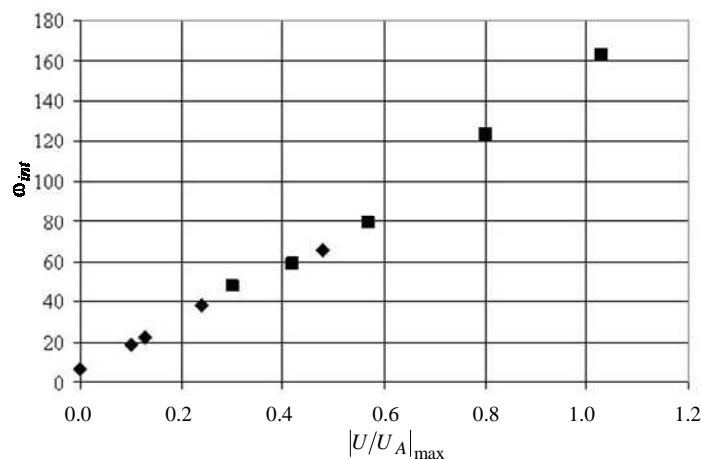


FIG. 5 : Fréquence caractéristique des transferts thermiques interne en fonction de la vitesse surfacique maximale. présentée sur la figure 4

losanges : pour différentes valeurs de Re_A – carrés : pour différentes valeurs de Ha

5 Conclusions

Dans cet article, nous avons présenté quelques expériences numériques conduites pour valider une méthode originale de mesure dérivée de la calorimétrie modulée traditionnelle. Cette méthode diffère de méthodes existantes sur les 3 points suivants:

- utilisation de lévitation électromagnétique superposée à un champ magnétique continu, comme cela réalisé par Kobatake [9] sur une géométrie différente
- utilisation d'une modulation temporelle de la puissance dissipée par effet Joule dans l'échantillon

sous la forme d'un bruit blanc

- utilisation d'une analyse des signaux dérivée de celle employée en génie des procédés pour déterminer les valeurs propres fréquences rattachées aux transferts de chaleur interne et externe à l'échantillon.

Cette façon de faire permettrait le contrôle des mouvements dans l'échantillon en lévitation. Les vitesses correspondantes pourraient être suffisamment lentes pour que l'écoulement soit laminaire. A deux valeurs de champ magnétique DC appliqué, correspondent deux valeurs de fréquence propre du transfert de chaleur interne. Par interpolation de ces deux valeurs propres fréquences, on peut trouver la fréquence correspondant à la vitesse nulle. A partir de cette valeur, un modèle inverse, par exemple l'utilisation des équations (1) et (2) permet de calculer les valeurs de la capacité calorifique et la conductivité thermique de l'échantillon.

Remerciements : Ce travail a bénéficié des soutiens financiers suivants : ESA contrat MAP-Thermolab, EC contrat PI-IMPRESS (Contract Number: NMP3-CT-2004-500635), CNES « Material Sciences Program ».

References

- [1] Okress, E. C. et al. "Electromagnetic levitation of solid and molten metals," *Journal of applied physics* 23 (1952) 545-552
- [2] I. Egry I. et al. "Containerless processing in space thermophysical property measurements using electromagnetic levitation," *International Journal of Thermophysics* 22 (2) (2001) 569-578
- [3] Fecht H.J et al. "Thermophysical properties of metallic alloys Microgravity Applications Program: successful teaming of Science and Industry," (2005) – 8-20 ISBN 92-9092-971-5
- [4] H. Fecht H & J. Johnson "A conceptual approach for non-contact calorimetry in space," *Rev. Sci. Instr.* 62 (1991) 1299-1303
- [5] R. Wunderlich & H. Fecht "Modulated electromagnetic induction calorimetry of reactive metallic liquids," *Measurement Science and Technology* 16 (2005) 402-416
- [6] J. Etay, P. Schetelat, B. Bardet, J. Priede, V. Bojarevics & K. Pericleous "Modelling of Electromagnetic Levitation – Consequences on Non-contact Physical Properties Measurements" - Special Issue 'High Temperature Materials & Processes' (2008) –vol27, n°6, pp439-447
- [7] P. Schetelat & J. Etay "A new approach for non-contact calorimetry : system identification using pseudo-white noise perturbation," (2010) DOI 10.1007/s00231-010-0711-6.
- [8] Y. Delannoy *et al.* "Stirring and mass transfer in a 1-phase induction system," *Proceedings of the International PAMIR conference, Ramatuelle (France), (2002) section II* 39–44
- [9] H. Kobatake *et al.* "Noncontact measurement of thermal conductivity of liquid silicon in a static magnetic field," *Appl. Phys. Lett.* 90, (2007) 094102