



HAL
open science

Mesures de propriétés thermiques des métaux par procédé électromagnétique

Alimata Diarra

► **To cite this version:**

Alimata Diarra. Mesures de propriétés thermiques des métaux par procédé électromagnétique. Matériaux. Université Grenoble Alpes, 2016. Français. NNT : 2016GREAI019 . tel-01382095

HAL Id: tel-01382095

<https://theses.hal.science/tel-01382095>

Submitted on 15 Oct 2016

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.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTE UNIVERSITE GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Matériaux, Mécanique, Génie civil, Electrochimie**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Alimata DIARRA

Thèse dirigée par **Jacqueline ETAY** et
codirigée par **Annie GAGNOUD**

préparée au sein du **Laboratoire SIMaP**
dans l'**École Doctorale I-MEP2**

Mesures de propriétés thermiques des métaux par procédé électromagnétique

Thèse soutenue publiquement le **20 Juillet 2016**,
devant le jury composé de :

M. Marc LOMELLO TAFIN

Professeur Université de Savoie, Laboratoire SYMME (Président)

M. Gérard BERTHIAU

Professeur Université de Nantes, Laboratoire IREENA (Rapporteur)

M. Pierre CHAPELLE

CR1-CNRS, HDR Université de Nancy, Laboratoire IJL (Rapporteur)

M. Julien JOURDAN

Ingénieur de Recherche Timet-Savoie (Membre)

Mme. Jacqueline ETAY

DR2 – CNRS, Grenoble INP, UGA (Directrice de thèse)

Mme. Annie GAGNOUD

DR2 – CNRS, Grenoble INP, UGA (Co-directrice de thèse)



Je dédie cette thèse à ma sœur Maïmouna DIARRA...

Remerciement

Ce travail de recherche a été mené au Laboratoire de Science et Ingénierie des Matériaux et Procédés de Grenoble (SIMaP) au sein du groupe d'Elaboration par Procédés Magnétiques (EPM) en collaboration avec le groupe du Consortium de Recherches pour l'Emergence des Technologies Avancées (CRETA) de l'Institut Néel de Grenoble.

Il s'inscrit dans le cadre des projets **MAP-ThermoLab/ThermoProp** financé par l'agence spatiale européenne (ESA) et **Matériaux et Microgravité** financé par le centre nationale d'étude spatiale (CNES). Il a aussi obtenu le soutien des programmes **AGIR** financé par Grenoble INP et **PEPS/DEFI** financé par le CNRS.

Le travail présenté dans ce manuscrit n'aurait pas été possible sans de nombreuses aides, des collaborations ainsi que les encouragements et le soutien de nombreuses personnes que je tiens à remercier.

J'adresse mes premiers remerciements à Jacqueline ETAY et Annie GAGNOUD qui ont assuré la direction de cette thèse. Je les remercie également pour leur pédagogie, leur disponibilité inconditionnelle, leur encouragement et leur qualité humaine. Pour cela, je tiens à leur exprimer ma sincère reconnaissance.

Je tiens à remercier les membres du jury :

Monsieur le Professeur Marc LOMELLO TAFIN d'avoir accepté de présider mon jury, Monsieur le Professeur Gérard BERTHIAU et Monsieur Pierre CHAPELLE pour leur minutieux travail d'évaluation en tant que rapporteurs, et Monsieur Julien JOURDAN, d'avoir accepté de faire partir du jury.

J'exprime ma reconnaissance à Christian GARNIER et Stéphane MASSUCCI membres de l'équipe technique du SIMaP sans qui la nouvelle installation AEXAM n'aurait pas vu le jour. Sans oublier l'aide de Lucas DUBALT, Denis BON, Benjamin PICHAT, Colin PALIER, MALLERY Bruno et Gabriel FOURNIER.

Je remercie particulièrement Yves DELANNOY qui m'a fait bénéficier de ses connaissances sur son module d'induction, de l'aide qu'il m'a apportée et des conseils pour les calculs numériques. Je le remercie également pour sa disponibilité et son bon humeur. Sans oublier Cyril COURTESSOLLE et Fatoumata SANTARA qui m'ont guidé dans mes premiers pas de calculs.

Je ne saurais oublier Mazen ALAMIR, directeur de recherche au laboratoire Gipsa-Lab pour son travail efficace sur le programme de post-traitement qui nous a permis d'exploiter les données expérimentales.

Je remercie nos collaborateurs du CRETA, André SULPICE, Sophie RIVOIRARD, Isabelle GELARD et Paul CHOMETON qui nous ont permis d'utiliser le champ magnétique continu.

Remerciement

Une pensée toute particulière à Khadija RASSOULI, une personne très gentille et sympathique avec qui j'ai beaucoup échangé et qui m'a beaucoup encouragée et soutenue. Pour cela, je tiens à lui témoigner ma gratitude et lui exprimer tout le plaisir de l'avoir rencontrée.

Pour l'ambiance très conviviale surtout pendant le déjeuner à la cafétéria, le sudoku et les mots fléchés pour se détendre : Merci Olga BUDENKOVA, Yves DUTERRAIL et tous ceux qui se reconnaîtront.

Je remercie également tout le personnel de SIMaP dont je n'ai pas mentionné les noms et les doctorants Hamed, Mariano, Marcio, Jules pour vos aides et vos encouragements.

Je tiens à remercier la collaboration inter Universitaire entre la France et la Mali qui m'a permis de faire partie des boursiers d'excellences 2009 pour pouvoir poursuivre mes études en France. Sans oublier la contribution financière du gouvernement Malien durant tout mon séjour. Ainsi que le soutien et l'encouragement de Leïla MATHIEU, Myriam PAGIS.

Je ne saurais oublier mon époux, Abdou Karim KONE, Sinaly TRAORE, ma famille en particulier ma maman qui ont toujours su m'épauler dans les moments difficiles, m'encourager et partager les moments de joie malgré la distance. Je vous remercie du fond du cœur pour votre amour sans cesse grandissant. Merci à mon bébé Maï KONE, Assa KONE, Balogo, Adja, à mes frères et mes sœurs Nabintou et Aminata ainsi que tous mes amis (es) en particulier Kolé, sa femme Binta, Mahamar et Youbba qui m'ont encouragée et soutenue de loin ou de près durant ces années d'études.

Résumé

L'industrie de métallurgie est demandeuse de propriétés thermophysiques essentielles pour la modélisation et l'optimisation des procédés d'élaborations.

Les propriétés thermophysiques des métaux et des alliages métalliques à l'état liquide sont mal connues. Ces propriétés dépendent de la température et sont difficiles à mesurer surtout à haute température. A l'état liquide, le métal est réactif et facilement polluable. Dans les années 1980, Egry a développé un lévitateur électromagnétique TEMPUS pour mesurer en apesanteur sans contact matériel les propriétés thermophysiques des métaux et alliages en fusion. Dans l'espace, les effets du brassage électromagnétique et de la déformation des échantillons fondus sont beaucoup plus faibles que sur terre.

L'emploi de cet outil spatial est coûteux. C'est pour, à terme, diminuer les coûts tout en maintenant voire améliorant la qualité des mesures, que nous avons souhaité remplacer la microgravité par un champ magnétique continu.

Les travaux réalisés dans cette thèse consistent à mesurer les propriétés thermiques des métaux par procédé électromagnétique en utilisant une méthode de calorimétrie modulée.

Elle comporte deux parties.

-Une partie numérique dans laquelle nous avons simulé d'une part le lévitateur spatial TEMPUS et d'autre part le lévitateur terrestre AEXAM.

La simulation du lévitateur spatial TEMPUS a pour but de déterminer l'effet de la superposition de courants inducteurs de fréquences différentes (courants de chauffage et de centrage) sur les comportements hydrodynamique et thermique de la goutte. Les résultats des calculs nous ont montré que le courant de centrage est susceptible d'agir sur les mesures.

La simulation du lévitateur terrestre AEXAM consiste à déterminer la fréquence d'oscillation verticale de la goutte, la puissance Joule dissipée dans celle-ci, les champs de vitesse et de température. La goutte prend la forme d'une poire et elle oscille à une fréquence de 7 Hz. La puissance Joule dissipée dans la charge est maximale vers le bas de la charge dans les premiers millimètres à mi-hauteur entre l'équateur et le pôle. Elle diminue en pénétrant dans la charge et est nul sur l'axe de symétrie. La convection dans la goutte crée un brassage électromagnétique et homogénéise le champ de température.

-Une partie expérimentale dans laquelle le lévitateur AEXAM a été placé dans un champ magnétique continu horizontal pour amortir l'oscillation verticale et le brassage électromagnétique de la goutte mentionnée dans les calculs. Ceci nous a permis la mise en œuvre d'un protocole de mesure original sur un métal liquide. Ce protocole est un programme de traitement des données basé sur le comportement du champ de température lorsque les sources thermiques internes à l'échantillon sont instationnaires. Dans ce programme, nous avons utilisé une fonction d'identification qui permet d'obtenir un modèle mathématique à partir de mesures. Pour obtenir un modèle mathématique consistant, il est important d'exciter le système avec toutes les fréquences de sa plage de fonctionnement. C'est ce que nous faisons quand nous appliquons un bruit blanc sur la consigne d'entrée du générateur. Nous avons précédemment validé le protocole sur du solide en remontant aux valeurs de la capacité calorifique et de la conductivité thermique.

Pour optimiser les pertes de masse, les instabilités sur les mesures du courant inducteur et la bonne reproductivité des mesures sur une goutte, nous avons choisi une masse initiale de 3,5 g pour faire les mesures avec modulation du courant inducteur dans un champ magnétique continu de 1 Tesla. Nous avons obtenu les valeurs de la capacité calorifique et de la conductivité thermique de la goutte. Celles-ci sont voisines des valeurs données par la littérature. Ce qui nous a permis de valider en partie le protocole de traitement des mesures.

Dans le futur, ce protocole peut être appliqué sur des alliages métalliques.

Abstract

The metal industry is requesting essential thermophysical properties for modeling and optimizing elaboration processes.

Thermophysical properties of metals and metal alloys in liquid state are well known. These properties depend on the temperature and are difficult to measure especially at high temperature. In the liquid state, the metal is reactive and easily contaminated. In the 1980s, Egry developed an electromagnetic levitator TEMPUS developed an electromagnetic levitator TEMPUS to measure thermophysical properties of molten metals and alloys using a contactless technique under microgravity conditions. In space, the effects of electromagnetic stirring and deformation in molten samples are much lower than on Earth.

The use of this space tool is expensive. In order to reduce the cost while maintaining or even improving the quality of measurements, we wanted to replace microgravity by a continuous magnetic field.

The work in this thesis includes measuring the thermal properties of metals by electromagnetic method using a modulated calorimetry technique.

The work has been divided in two parts :

-The first consisted in the numerical simulation of space levitator TEMPUS and a terrestrial levitator AEXAM.

The numerical simulation of space levitator TEMPUS aims to determine the effect of the superposition currents of different induction frequencies (heating currents and centering) on the hydrodynamic and thermal behavior of the drop. Calculation results showed that in some cases the centering current is likely to act on the measures and therefore it should be taking into account.

The numerical simulation of terrestrial levitator AEXAM was destined to determine the vertical oscillation frequency of the drop, the power dissipated, the velocity fields developed inside and temperature. The drop takes the form of a pear and oscillates at a frequency of 7 Hz. The Joule power dissipated in the load is maximum on the lower part of the drop and decreases towards the interior of the drop vanishing at the center. Convection in the drop creates an electromagnetic stirring and homogenizing the temperature field.

-The second part present the experiments performed using the levitator AEXAM placed in a horizontal continuous magnetic field for dampening the vertical oscillation and the turbulence produced by the effect of the electromagnetic stirring as it was mentioned in the calculations.

This allowed us the implementation of a new protocol for measuring thermal properties in liquid metals.

The protocol is a post processing program based on the temperature field variation resulting from unsteady joule power dissipation in the charge. An implemented identification function provides a mathematical model based on performed measurements. The use of a wide range of system frequencies was required to obtain a robust mathematical model. This was achieved by using pseudo-white noise perturbation at the generator inlet. The program has been validated successfully on solid matter by reverse determination of thermal conductivity and heat capacity.

The preliminary studies under continuous magnetic field without modulation have mounted for a maximum initial weight of 3.5, we have less mass loss and improved measurement stability of the inductor current, as well as the reproductivity of the measurements.

The protocol was validated successfully on the liquid charge using modulated perturbation under a continuous magnetic field of 1 Tesla. The obtained values of the heat capacity and thermal conductivity were comparable to the values given by the literature which partially validates the protocol.

As a perspective, this protocol can be applied to a wide range of metal alloys.

Tables des matières

Chapitre 1	21
Introduction et contexte	21
Chapitre 2	25
Equations de la Magnétohydrodynamique (MHD)	25
2.1 Electromagnétisme	25
2.1.1 Equations de Maxwell.....	25
2.1.2 Equation de l'induction	28
2.1.3 Puissance Joule	30
2.1.4 Force électromagnétique	30
2.2 Mécanique des fluides	31
2.2.1 Equations de Navier Stokes et de continuité	31
2.2.2 Brassage électromagnétique	32
2.3 Thermique	33
2.3.1 Equation de l'énergie	33
2.3.2 Transfert stationnaire.....	34
2.3.3 Transfert instationnaire : modèle à 2 Zones.....	36
2.4 Ordres de grandeur attachés à la lévitation électromagnétique	39
2.5 Couplages : électromagnétisme, mécanique des fluides, thermique.....	41
2.6 Conclusions	42
Chapitre 3	43
Outils numériques	43
3.1 Logiciels utilisés pour la modélisation du lévitateur	43
3.1.1 Migen.....	43
3.1.2 Fluent	44
3.2 Procédure expérimentale et d'analyse des mesures	48
3.2.1 Procédure expérimentale.....	48
3.2.2 Programme d'analyse des mesures.....	50

3.3	Conclusion.....	54
Chapitre 4		55
Simulations numériques de cas de lévitation électromagnétique		55
4.1	Simulation numérique du lévitateur EML spatial	55
4.1.1	Présentation de l'instrument et conditions de fonctionnement	55
4.1.2	Ordres de grandeurs attachés à l'EML spatial.....	57
4.1.3	Résultats des calculs	58
4.1.4	Conclusion.....	65
4.2	Simulation numérique du lévitateur EML terrestre.....	65
4.2.1	Présentation de l'instrument et condition de fonctionnement	65
4.2.2	Ordres de grandeurs attachés à l'EML-AEXAM-2 terrestre	67
4.2.3	Résultats des calculs	68
4.2.4	Conclusion.....	71
4.3	Bobine d'Helmholtz (champ DC).....	72
4.3.1	Calcul du champ DC.....	72
4.3.2	Conclusion.....	75
4.4	Conclusion générale et perspectives	75
Chapitre 5		77
Expériences AEXAM		77
Introduction		77
5.1	Description des installations	77
5.1.1	Cellule de mesure.....	78
5.1.2	Partie électrotechnique	79
5.1.3	Pilotage et acquisition	81
5.1.4	Sonde de champ B	82
5.1.5	Echantillon	82
5.1.6	Spécificité de l'installation 2.....	82
5.2	Mise en œuvre de la procédure de mesure.....	85
5.3	Mode opératoire	87
5.4	Conclusion.....	89
Chapitre 6		91
Résultats expérimentaux		91
6.1	Essais avec un barreau de Niobium solide	91

6.2	Expériences avec une sphère de Nickel solide.....	93
6.2.1	Avec un bruit blanc qui ne fonctionne pas.....	94
6.2.2	Avec un bruit blanc qui fonctionne.....	95
6.2.3	Conclusion.....	97
6.3	Essais réalisés avec une goutte de Nickel.....	97
6.3.1	Comportement de la charge (goutte de Nickel).....	97
6.3.2	Caractéristiques du courant inducteur.....	100
6.3.3	Répétabilité des essais	104
6.3.4	Résumé des conditions des essais	105
6.3.5	Dépouillement des essais avec modulation du courant inducteur	105
6.4	Conclusions	111
Chapitre 7		113
Conclusion et perspectives		113
Bibliographie.....		117
Annexe A Propriétés thermophysiques		123
A.1	Alliage d'Aluminium Nickel, Niobium, Nickel	123
A.2	Argon, Azote , Hélium	125
Annexe B Données relatives à l'EML-MSL.....		127
B.1	Superposition du courant de chauffage et du positionneur dans l'EML spatial	127
B.2	Calcul analytique des forces et de la puissances Joule totales créés dans la charge	131
B.3	Enregistrement du vol TEXUS-EML2 de la fusée sonde de février 2008	134
Annexe C Pilotage de l'installation AEXAM.....		137
C.1	Notice d'utilisation du programme LabVIEW de la lévitation électromagnétique	137
C.2	Description de la face-avant de LabVIEW et fichier de mesure	139
C.3	Demarrage et arrêt du générateur	142
Annexe D Mesures de température.....		145
D.1	Pyrométrie	145
D.2	Problème liés à la vaporisation du Nickel.....	147
Annexe E Post-traitement		151
E.1	Modèle à deux Zones.....	151
E.2	Calcul du coefficient de transfert interne global Hint	155
E.3	Programme de post-traitement.....	159

Annexe F Résultats des essais expérimentaux	161
F.1 Installation 1 avec un barreau de Niobium.....	161
F.2 Installation 1 avec une sphère de Nickel.....	162
F.3 Installation 2 avec une goutte de Nickel	163
F.4 Expériences réalisées avec une modulation du courant inducteur AC.....	181

Liste des figures

1.1	Place de la Métallurgie en Europe. [MAT-2012].....	21
1.2	Besoins de propriétés thermophysiques dans l'industrie en 2001 [FEC-2001].	21
2.1	Forme des lignes de champ. Champ dipolaire (gauche) ; champ quadripolaire (droite) [SCH-2009].	25
2.2	Schéma de la distribution des lignes de champ magnétique à l'intérieur d'une charge conductrice d'électricité placée dans un inducteur [SAA-2006].	29
2.3	Représentation schématique de la structure des écoulements générés par le brassage électromagnétique. Le liquide dans l'échantillon en lévitation est brassé par : un champ dipolaire en microgravité (gauche); un champ quadripolaire sur terre (droite) [SCH-2009].	33
2.4	Schéma du modèle à deux zones. Température de la zone équatoriale T_e : puissance Joule χ et température T_e uniforme; Température de la zone polaire T_p : puissance Joule χ nulle et température T_p uniforme [SCH-2009].	37
2.5	Couplages entre l'induction, l'hydrodynamique, la thermique, la surface de la goutte de l'échantillon [SCH-2009].	42
3.1	Système de coordonnées cylindriques.	45
3.2	Comparaison des transferts de chaleur externes. Flux totaux de chaleur évacués (gauche) ; coefficients de transfert globaux (droite) [SCH-2009].	47
3.3	Spectre de la réponse de la température sur la puissance pour différentes harmoniques de la modulation temporelle de la puissance.	49
3.4	Représentation du système charge plus inducteur comme un « transformateur » pour la théorie du contrôle du signal - les fonctions de transfert sont les fonctions qui relient la partie instationnaire de la puissance joule dissipée dans l'échantillon aux parties instationnaires des températures mesurées.	49
3.5	Procédure de calcul des propriétés physiques d'un échantillon proposée par Schetelat [SCH-2011].	50
4.1	Inducteur TEMPUS-MSL. Electro Magnetic Levitator (EML) dans la navette spatiale (gauche) ; vue du dessus (droite) [LOH-2001].	55
4.2	Schéma électrique des deux alimentations du dispositif TEMPUS-MSL [LOH-2002 ; ETA-2004] .L'alimentation en bleue permet le centrage de la charge (champ quadripolaire). Le chauffage et l'excitation mécanique (champ bipolaire) est obtenue par l'alimentation en rouge.	56
4.3	Variation de la tension de chauffage et de centrage en fonction du temps du vol TEXUS fusée-sonde d'Astrium (2008) de l'alliage d'Al68,5 at.% - Ni31,5 at.%. Séquence 1 et 3 stationnaires, Séquence 2 instationnaire.	56

Liste des Figures

- 4.4 Séquence 1 : résultats de la simulation du léviteur TEMPUS en superposant le courant de chauffage (Heater) et le courante de centrage (Positioner) dans un même inducteur. Densité de puissance Joule (gauche) ; distribution de la température pour une émissivité de 0,52 (droite).59
- 4.5 Séquence 1 : résultats de la simulation du léviteur TEMPUS en superposant le courant de chauffage (Heater) et le courant de centrage (Positioner) dans un même inducteur. (a) Lignes de courant. (b) Champ de vitesse (gauche) ; viscosité effective $\mu_{eff} = \mu_{turbulente} + \mu_{moléculaire}$ (droite).....59
- 4.6 Profils radiaux de vitesse moyenne dans la goutte séquence 1. Position des différents profils repérés par des angles (gauche) ; H seul le courant de chauffage (Heater) circule dans l'inducteur (traits pleins) ; H + P superposition des courants de chauffage (Heater) et de centrage (Positioner) dans le même inducteur (droite).....61
- 4.7 Séquence 3 : résultats de la simulation du léviteur TEMPUS en superposant le courant de chauffage (Heater) et le courant de centrage (Positioner) dans un même inducteur. Densité de puissance Joule (gauche) ; distribution de la température pour une émissivité de 0,3 (droite).62
- 4.8 Séquence 3 : résultats de la simulation du léviteur TEMPUS en superposant le courant de chauffage (Heater) et le courant de centrage (Positioner) dans un même inducteur. (a) Lignes de courant. (b) Champ de vitesse (gauche) ; viscosité effective $\mu_{eff} = \mu_{turbulente} + \mu_{moléculaire}$ (droite).....62
- 4.9 Courbe de décroissance de la vitesse moyenne dans un échantillon liquide en lévitation. Passage du liquide turbulent au liquide laminaire.63
- 4.10 Courbe de décroissance de la température dans la goutte lévitée pour une émissivité de 0,48.....64
- 4.11 Inducteur EML terrestre de l'installation AEXAM-2. Vue du dessus (gauche) ; vue de profil (droite).66
- 4.12 Géométrie axi-symétrie de l'inducteur n°4F de lévitation d'un échantillon liquide. h correspond à la hauteur et R le rayon en mm.....66
- 4.13 Lévitation dans l'installation expérimentale 2 d'un échantillon. En rouge : échantillon solide sphérique. En bleu : échantillon liquide déformé. Les positions d'équilibres de l'échantillon solide et liquide et de $B_{AC,Z} = 0$ Gauss (gauche). Courbe du champ magnétique AC dans l'inducteur à vide (sans échantillon) suivant z (droite).69
- 4.14 Résultats de la simulation de la lévitation dans l'installation AEXAM-2 (sans champ DC). Densité de puissance Joule (gauche) ; distribution de la température pour une émissivité de 0,33 (droite).70
- 4.15 Résultats de la simulation de la lévitation dans l'installation AEXAM-2 (sans champ DC). (a) Lignes de courant. (b) Champ de vitesse (gauche) ; viscosité effective..... $\mu_{eff} = \mu_{turbulente} + \mu_{moléculaire}$ (droite).....71
- 4.16 Schéma de la bobine supraconductrice (axi-symétrique).73

4.17	Champ magnétique DC. Valeurs à différentes positions à l'extérieur de la bobine supraconductrice (gauche) ; carte des lignes de champ de la bobine (droite).....	73
4.18	Courbes du champ magnétique DC calculé en fonction de l'axe de symétrique z pour différent rayon r . $B_{DC,Z}$ pour $r = 1$ cm, $r = 3$ cm, $r = 5$ cm et $I_{eff} = 112,80$ A. Comparaison des calculs et des données du constructeur.....	74
5.1	Schéma des installations expérimentales AEXAM.....	78
5.2	Installations AEXAM. Installation 1 pour un échantillon solide (gauche). 1 ^{ère} partie de l'installation 2 pour un échantillon liquide (sans les composantes du champ DC) (droite).....	78
5.3	Inducteur utilisé pour les échantillons solides. Schéma (gauche) ; photo (milieu) ; ligne de champ bipolaire (droite).....	80
5.4	Inducteur n°4F utilisé pour les échantillons liquide. Schéma (gauche) ; photo (droite en haut) ; lignes de champ quadripolaire (droite en bas). h correspond à la hauteur et R le rayon en mm.....	80
5.5	Première partie de l'installation expérimentale AEXAM-2 (champ AC). Cellule de mesure (gauche) ; position de la cellule sur le chariot élévateur (droite).....	83
5.6	Illustration du positionnement de la cellule de mesure dans le « trou » de champ DC.....	83
5.7	Schéma de la position du miroir par rapport à l'inducteur et la charge (gauche) ; vue d'ensemble de la photo de la cellule de l'installation 2 avec le miroir à 45° (centre) ; zoom sur le miroir et l'inducteur (droite).....	84
5.8	Pseudo-bruit blanc utilisé pour les essais réalisés avec l'installation expérimentale 2.	85
5.9	Spectre du signal de la figure 5.8. On note que le bruit n'est pas vraiment blanc, une puissance distribuée vers les basses fréquences. Sa fréquence pic est égale à 0,124 Hz.....	86
5.10	Forme de la variation temporelle de la tension de contrôle lors des essais de mesures calorimétriques d'un échantillon métallique liquide par lévitation électromagnétique sous champ DC.....	86
5.11	Etalonnage du circuit oscillant RLC sans charge. Variation de I_{eff} (A) l'intensité du courant inducteur n°4F avec U_c (V) la tension de consigne du générateur de SIMaP-EPM.....	88
6.1	Comparaison entre la capacité calorifique du Niobium solide mesurée et celle de la littérature (droite en pointillés) [CHA-1988 ; CAR-2011]. AD (Alimata DIARRA-cette thèse) et PS (Pascal SCHETELAT).....	93
6.2	Comparaison entre la conductivité thermique du Niobium solide mesurée (losange) et celle de la littérature (droite en pointillés) [HO-1972 ; SCH-2009].....	93
6.3	Forme d'un bruit blanc qui n'a pas fonctionné.....	94
6.4	Forme du bruit blanc choisi.....	95
6.5	Comparaison entre la capacité calorifique du Nickel solide mesurée (losange) et celle de la littérature (droite en pointillés) [BRA-1992].....	96

Liste des Figures

6.6	Comparaison entre la conductivité thermique du Nickel solide mesurée (losanges) et celle de la littérature (droite en pointillés) [HO-1972].....	97
6.7	Perte de masse au cours des essais en fonction de la durée de l'essai pour 2 masses initiales.....	98
6.8	Variation du paramètre d'écran et du nombre de Bond avec le rayon de la goutte de Nickel lévitée.	99
6.9	Forme de la puissance adimensionnelle dissipée dans une charge sphérique en fonction du paramètre d'écran.....	100
6.10	Intensité moyenne du courant inducteur en fonction de la tension de consigne. Données collectées pour les charges de Nickel lévitées de masse initiale $3,5 \text{ g} \pm 3 \%$ à $B_{DC} = 0 \text{ T}$ (sans modulation du courant).	101
6.11	Variation de l'intensité moyenne du courant inducteur en fonction de la tension de consigne pour une charge de masse initiale $3,5 \text{ g} \pm 3 \%$ et 4 niveaux de champ magnétique DC (sans modulation du courant).....	102
6.12	Variation des écarts types de l'intensité du courant inducteur en fonction de la tension de consigne pour une charge de masse initiale $3,5 \text{ g} \pm 3 \%$ et 4 niveaux de champ magnétique DC (sans modulation du courant).	102
6.13	Variations des intensités moyennes et des écarts types en fonction de la masse de la bille de Nickel en lévitation pour les conditions expérimentales $U_c = 2,5 \text{ V}$ et $B_{DC} = 0 \text{ T}$ (sans modulation). En bleu les valeurs de I_{eff} l'intensité du courant inducteur calculées sur le palier, en orange $std(I_{eff})/\langle I_{eff} \rangle$ les valeurs de l'écart type en % de la valeur moyenne.....	103
6.14	Comparaison entre la capacité calorifique du Nickel liquide mesurée (losange) et celle de la littérature (droite en pointillés) [BRA-1992].	110
6.15	Comparaison entre la conductivité thermique de Nickel liquide mesurée (losanges) et celle de la littérature (droite en pointillés) [HO-1972].....	110
6.16	Distribution des températures : (gauche) dans le modèle à 2 zones et dans un solide soumis à l'inducteur 1 ; (centre) dans un échantillon solide ; (droite) dans un échantillon liquide placés dans un inducteur conique de lévitation. L'application d'un champ DC doit permettre au champ de température dans la goutte liquide de se rapprocher de celui présent dans la sphère solide.....	110

Liste des tableaux

1.1	Principes des mesures susceptibles d'être réalisées grâce à Tempus.....	23
2.1	Gamme de valeurs considérées dans les EML spatial et terrestre.....	39
2.2	Champ magnétique caractéristique en Gauss.....	39
2.3	Ordres de grandeur attachés à la lévitation électromagnétique.	40
2.4	Ordres de grandeur des nombres sans dimension.....	40
4.1	Propriétés thermophysiques de l'alliage d'Al 68,5 %.at-Ni 31,5 %.at aux séquences 1, 2 et 3 de la figure 4.3 (cas général en annexe A) [EGR-2008].....	57
4.2	Conditions électriques relatives aux courants de l'inducteur pour la lévitation de l'alliage d'Al 68,5 %.at – Ni 31,5 %.at (vol TEXUS-EML2 de février 2008).	57
4.3	Ordres de grandeur attachés à l'EML d'Astrium du vol TEXUS-EML2 2008.....	58
4.4	Ordres de grandeur des nombres sans dimension.....	58
4.5	Résultats des calculs obtenus par superposition des deux courants inducteurs de fréquences différentes dans un seul inducteur : Séquence 1 entre 388,8 s – 391 s.	60
4.6	Résultats des calculs obtenus par superposition de deux courants inducteurs de fréquences différentes dans un seul inducteur : Séquence 3 entre 419 s – 420 s.....	63
4.7	Comparaison des résultats expérimentaux et numériques de la température de la séquence de mesure comprise entre 391,02 s – 391,76 s.	64
4.8	Propriétés physiques du Nickel liquide à $T_f = 1455^\circ\text{C}$ [BRA-1992 ; MIS ² -1966 ; LUC ³ -1984].	66
4.9	Conditions électriques relatives au courant inducteur d'une goutte de Nickel dans l'installation expérimentale AEXAM-2.	67
4.10	Caractéristique de la sphère de Nickel à sa température de fusion 1455°C	67
4.11	Grandeurs caractéristique associés à quelques paramètres physiques de la lévitation.	67
4.12	Nombres sans dimension associés à quelques paramètres physiques de la lévitation..	68
4.13	Valeurs des positions de z mm du champ AC nul sans échantillon et des positions d'équilibres de l'échantillon solide et liquide.	70
4.14	Résultats du calcul numérique sur un échantillon de Nickel liquide (Masse = 4 g) en lévitation électromagnétique (sans champ DC).....	70
4.15	Valeurs du champ DC à différentes position sélectionnés sur la figure 4.17.	74
5.1	Caractéristiques électriques des inducteurs utilisés dans cette thèse avec les générateurs de SIMaP-EPM et du CRETA de puissances nominales respectives 100 et 50 kW. S et F signifient charge solide et charge en fusion.....	81

Liste des Tableaux

5.2	Consignes d'entrées dans le programme LabView pour piloter les différences étapes de la mesure calorimétrique d'une goutte de Nickel dans l'installation AEXAM-2 de la figure 5.10.	87
6.1	Comparaison des valeurs de la capacité calorifique et de la conductivité thermique κ_{th} du Niobium solide issues du traitement des mesures [CAR-2011] et de la littérature [HO-1972 ; CHA-1988 ; SCH-2009].	92
6.2	Comparaison des valeurs de la capacité calorifique c_p et de la conductivité thermique κ_{th} du Niobium solide issues du traitement des mesures effectuées dans le cadre de cette thèse et de la littérature [HO-1972 ; CHA-1988].	92
6.3	Comparaison des valeurs de la capacité calorifique c_p et de la conductivité thermique κ_{th} du Nickel solide issues du traitement des mesures et de la littérature [BRA-1992].	95
6.4	Comparaison des valeurs de la capacité calorifique c_p et de la conductivité thermique κ_{th} du Nickel solide issues du traitement des mesures et de la littérature [BRA-1992].	96
6.5	Variation des paramètres expérimentaux.	99
6.6	Résumé des essais.	105
6.7	Paramètres d'entrées et résultats des mesures des acquisitions à $B_{DC} = 1 \text{ T}$ (essais du 02- 07) et $B_{DC} = 2 \text{ T}$ (essai du 07- 07).	106
6.8	Valeurs de corrélations obtenues pour les séries d'enregistrement. Les notations dans les lignes colorées sont les suivantes : champ $B_{DC}(T)$; $U_c (V)$; $\alpha (\%)$	107
6.9	Calcul numérique de $P(W)$ la puissance totale dissipée dans la goutte de Nickel.	108
6.10	Ordres de grandeurs des paramètres recherchés.	108
6.11	Valeurs calculés des inconnues du modèle à deux zones par le programme de post-processing de l'annexe E.	108
6.12	Comparaison des valeurs de la capacité calorifique c_p et de la conductivité thermique κ_{th} du Nickel liquide issues du traitement des mesures et de la littérature [HO-1972 ; CHA-1988].	109

Nomenclature

Caractères Latins

Symbole	Grandeur	Unité
a	Rayon de l'échantillon sphérique	m
\mathbf{A}	Potentiel vecteur magnétique	$T. m^{-1}$
\mathbf{B}	Champ magnétique	T
$B (B_0)$	Champ magnétique caractéristique	T
$B_{DC}(DC)$	Champ magnétique continu (DC)	T
C	Capacité du coffret capacitif	F
c_p	Capacité calorifique massique	$J. kg^{-1}. K^{-1}$
C_p	Capacité calorifique globale	$J. K^{-1}$
e	Tension aux bornes de l'inducteur	V
\mathbf{F}	Force électromagnétique de volume	$N. m^{-3}$
\mathbf{F}_B	Force rotationnelle du brassage électromagnétique	$N. m^{-3}$
\mathbf{F}_P	Force irrotationnelle de pression magnétique	$N. m^{-3}$
$f(f_1)$	Fréquence du courant inducteur	Hz
f_2	Fréquence de modulation du courant	Hz
f_z	Fréquence d'oscillation de l'échantillon	Hz
\mathbf{g}	Accélération de la gravité	$m. s^{-2}$
$H_{ext}(H_r)$	Coefficient de transfert thermique global externe	$W. K^{-1}$
$H_{int}(H_k)$	Coefficient de transfert thermique global interne	$W. K^{-1}$
H_u	Coefficient de transfert global de convection	$W. K^{-1}$
I	Intensité du courant circulant dans l'inducteur	A
I_0	Amplitude du courant inducteur	A
I_{eff}	Intensité du courant inducteur efficace	A
\mathbf{j}	Densité de courant électrique	$A. m^{-2}$
L_t	Inductance totale du circuit oscillant	H
P	Puissance Joule totale	W
P_0	Puissance Joule caractéristique	W
$\langle P \rangle$	Puissance Joule moyenne	W
Symbole	Grandeur	Unité
\tilde{P}	Puissance Joule instationnaire	W
P_m	Pression magnétique	Pa

Nomenclature

P	Pression	Pa
R_{el}	Résistivité électrique	$\Omega \cdot m$
R_t	Résistance totale du circuit oscillant	Ω
S	Surface de l'échantillon	m^2
t	Temps	s
T	Température	K
$T_{gaz} (T_o)$	Température ambiante	K
T_e	Température équatoriale	K
T_p	Température polaire	K
T_{surf}	Température moyenne de la surface de l'échantillon	K
$\langle T \rangle$	Température moyenne	K
\tilde{T}	Température instationnaire	K
$\Delta T (T_{max} - T_{min})$	Variation de la température dans l'échantillon	K
\mathbf{U}	Champ de vitesses	$m \cdot s^{-1}$
U_0	Vitesse caractéristique	$m \cdot s^{-1}$
$\langle U \rangle$	Vitesse moyenne	$m \cdot s^{-1}$
U_c	Tension de contrôle	V
V	Volume de l'échantillon	m^3
Z_r	Impédance totale	Ω

Caractères Grecques

Symbole	Grandeur	Unité
α	Amplitude de modulation du courant	%
α_{th}	Diffusivité thermique	$m^2 \cdot s$
β	Dilatabilité thermique	K^{-1}
ε	Emissivité	
δ	Épaisseur de peau électromagnétique	m

Symbole	Grandeur	Unité
ϕ_{ext}	Flux de chaleur surfacique	$W \cdot m^{-2}$
$\Phi_r (\Phi_{ext})$	Flux thermique global par rayonnement (puissance)	W
γ	Tension de surface	$N \cdot m^{-1}$
κ_{th}	Conductivité thermique	$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
κ_t	Conductivité turbulente	$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
μ	Viscosité dynamique	$kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$

μ_0	Permittivité magnétique du vide	$H \cdot m^{-1}$
ν_0	Viscosité cinématique de référence	$m^2 \cdot s^{-1}$
ν_{eff}	Viscosité effective	$m^2 \cdot s^{-1}$
ν_t	Viscosité turbulente	$m^2 \cdot s^{-1}$
ρ	Masse volumique du matériau	$kg \cdot m^{-3}$
σ_{el}	Conductivité électrique	$\Omega^{-1} \cdot m^{-1}$
σ_{SB}	Constante de Stefan-Boltzmann	$W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}$
χ	Densité de puissance Joule	$W \cdot m^{-3}$
ω	Pulsation du courant inducteur	$rad \cdot s^{-1}$
ω_2	Pulsation de modulation du courant inducteur	$rad \cdot s^{-1}$

Nombres adimensionnels

Symbole	Grandeur	
Bi	Nombre de Biot	H_{int}/H_{ext}
B_0	Nombre de Bond	$\rho g a^2 / \gamma$
B_m	Nombre de Bond magnétique	$B_0^2 \cdot a / 2\mu_0 \gamma$
g_e	Fraction volumique de la zone équatoriale	
Pe	Nombre de Péclet	$U_0 \cdot a / \alpha_{th}$
Pr	Nombre de Prandtl	ν / α_{th}
R_A	Nombre de Reynolds bâti avec la vitesse d'Alfven	$U_A \cdot a / \nu$
Re	Nombre de Reynolds	$U_0 \cdot a / \nu$
R_m	Nombre de Reynolds magnétique	$\mu_0 \sigma_{el} U_0 a$
R_ω	Paramètre d'écran	$\mu_0 \sigma_{el} \omega a^2$
s_e	Fraction surfacique de la zone équatoriale	

Opérateurs

$\nabla \cdot = \text{div}$	Divergence
$\nabla = \overrightarrow{\text{grad}}$	Gradient
$\nabla \times = \overrightarrow{\text{rot}}$	Rotationnel
$\nabla^2 = \text{div}(\overrightarrow{\text{grad}})$	Laplacien

Indices

x_H	Chauffage (Heater)
x_P	Centrage (Positioner)
x_{H+P}	Superposition +chauffage +centrage

Chapitre 1

Introduction et contexte

La métallurgie est la science des matériaux qui étudie les métaux, leurs élaborations, leurs propriétés et leurs traitements.

En 2012, l'European Science Fondation a publié un rapport intitulé « Metallurgy Europe - A Renaissance Programme for 2012-2022 » (voir www.esf.org/matseec) dont le préambule rappelle que « *Sans les métaux et leurs alliages, notre monde est inconcevable, de plus il ne pourrait pas fonctionner* ». La figure 1.1 est issue de ce rapport et illustre les domaines dans lesquels les métaux et leurs alliages nous sont indispensables.



Figure 1.1 - Place de la Métallurgie en Europe [MAT-2012].

Depuis les années 1990, le développement des outils informatiques permet des simulations numériques toujours plus précises des procédés métallurgiques comme la coulée continue ou la coulée en moule.

Ces simulations sont réalisées à partir d'équations aux dérivées partielles auxquelles sont adjointes des conditions aux limites. Elles seront présentées dans les chapitres 2 et 3 de cette thèse. Dans ces équations apparaissent les propriétés physiques des matériaux telles que la masse volumique, la viscosité, la tension de surface, la conductivité électrique, la conductivité thermique, la capacité calorifique, la chaleur latente de solidification, Ces propriétés dépendent de la température et sont difficiles à mesurer surtout quand le matériau est un métal en fusion. En effet, sous cet état, le métal est réactif et est facilement polluable. Dans l'intervalle de solidification, tout contact avec une paroi conduit à une dispersion des résultats.

En 2001, Fecht et Wunderlich [FEC-2001] ont réalisé une enquête afin de mieux connaître les besoins des industriels (verrière, énergie, soudage, production des métaux, transformation des métaux,...). Un résumé des réponses est porté sur la figure 1.2.

En 15 ans, ces besoins n'ont pas changé. Ce fait a conduit la Société Française de Matériaux et de Métallurgie (SF2M) à organiser un colloque intitulé « propriétés thermophysiques et thermochimiques » lors de ses journées annuelles en 2012. Le CNRS, de son côté, soutient le rapprochement sur ce thème entre le GdR « Solidification des Alliages Métalliques » (resp. S. Akamatsu) et le GdR « Thermodynamique des Matériaux Hautes Températures » (resp. O. Dezellus).

Dès la fin des années 1980, un lévitateur électromagnétique, nommé TEMPUS pour « Tiegfreeses Elektromagnetisches Prozessiere unter Schwerelosigkeit » (dispositif électromagnétique sans contact en apesanteur) a été développé par Egry de l'Agence Spatiale Allemande (DLR). L'avantage de cet outil est qu'il permet des mesures (en l'absence de contact matériel) des propriétés thermophysiques des métaux et des alliages métalliques à l'état surfondu et liquide. Autre avantage, dans l'espace, les puissances mises en jeu sont plus faibles que sur terre, réduisant ainsi les effets du brassage électromagnétique et de la déformation des échantillons fondus (voir sections 2.1 et 2.2, chapitre 2). Les mesures possibles ainsi que la façon de procéder grâce à cet outil sont portées dans le tableau 1.1.

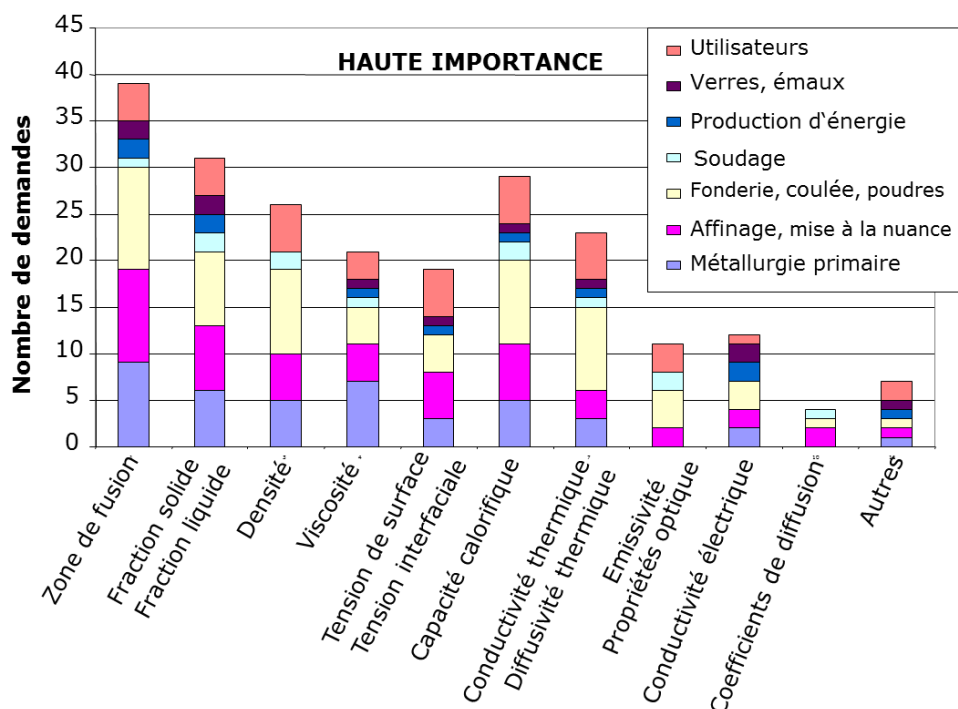


Figure 1.2 - Besoins de propriétés thermophysiques dans l'industrie en 2001 [FEC-2001].

L'outil Tempus a un peu évolué au cours du temps. A présent, il fait partie des instruments en place dans le Material Sciences Laboratory installé dans le module Columbus de la Station Spatiale Internationale. L'emploi de cet outil spatial est coûteux. C'est pour, à terme, diminuer les coûts tout en maintenant, voire améliorant, la qualité des mesures, que nous avons souhaité remplacer la microgravité par un champ magnétique continu.

Cette thèse fait partie de cet effort de recherche. Réalisée dans le groupe EPM du laboratoire SIMAP de Grenoble, elle fait suite aux thèses de B. Bardet et P. Schetelat [BAR-2006 ; SCH-2009].

Le premier a étudié expérimentalement et numériquement la lévitation électromagnétique notamment du Nickel. Le second a, entre autre, proposé et mis en œuvre un procédé de calorimétrie modulée original.

Cette thèse reprend des éléments de ces thèses pour appliquer la méthode de P. Schetelat à la lévitation du Nickel dans un champ magnétique continu.

Elle est divisée en 7 chapitres et 6 annexes numérotées de A à F. Après ce chapitre d'introduction, nous présentons dans le chapitre 2 les équations de la magnétohydrodynamique qui nous permettent d'établir les ordres de grandeur attachés à la lévitation électromagnétique et de réaliser des simulations numériques, dont les modèles des expériences spatiales et terrestres sont rappelés dans le chapitre 3. Ces résultats de simulations font l'objet du chapitre 4. Le chapitre 5 décrit les installations expérimentales que nous avons mises en œuvre et le chapitre 6 présente les résultats de ces expériences. Enfin, le chapitre 7 permet de faire une conclusion générale de ce travail et d'avoir d'autres ouvertures.

Tableau 1.1 - Principes des mesures susceptibles d'être réalisées grâce à Tempus.

Propriétés	Principe de la mesure	Mesure de ou des ...	Appareillage utilisé
masse volumique	équilibre des forces d'inertie et de tension superficielle	position de la charge	caméra haute résolution de 30 à 300 images par seconde
tension superficielle	mise en oscillation de la goutte fluide par modulation du courant inducteur	fréquences excitées à la surface libre de la charge	caméra haute résolution de 30 à 300 images par seconde
viscosité	impulsion de courant inducteur	temps d'amortissement des oscillations	caméra haute résolution de 30 à 300 images par seconde
capacité calorifique	modulation du courant inducteur	mesure temporelle de la température de surface de la goutte	pyromètre
conductivité thermique	impulsion du courant inducteur	déphasage entre la modulation de la température de surface et la modulation de la consigne d'alimentation du courant l'inducteur	fréquencemètre et pyromètre

Chapitre 2

Equations de la Magnétohydrodynamique (MHD)

Dans ce chapitre nous décrivons les trois phénomènes physiques (l'électromagnétisme, la mécanique des fluides et la thermique) qui interviennent dans la lévitation électromagnétique d'une charge conductrice de l'électricité. Tout d'abord, nous procédons à la description de l'électromagnétisme grâce aux équations de Maxwell, ensuite la mécanique des fluides d'un bain liquide par les équations de Navier-Stokes et de continuité et enfin de la thermique par l'équation de l'énergie. Nous calculons les ordres de grandeurs caractéristiques de la lévitation et les nombres adimensionnels associés à chacune des équations. Enfin, nous terminons ce chapitre par la présentation des interactions entre les trois phénomènes physiques étudiés.

2.1 Electromagnétisme

Le principe de l'induction électromagnétique consiste à placer un échantillon métallique conducteur d'électricité dans un inducteur alimenté par un courant alternatif d'amplitude I_0 et de pulsation ω . L'inducteur crée un champ magnétique alternatif qui induit une densité de courants \mathbf{j} dans l'échantillon dans une épaisseur de peau surfacique. La présence de ces courants induits à deux effets. Le premier est un effet thermique dû à la dissipation de la puissance Joule dans la charge. Et le second, un effet mécanique dû aux forces électromagnétiques qui résultent du produit du champ magnétique et des courants induits.

2.1.1 Equations de Maxwell

Nous présentons les équations de Maxwell [SHE-1965 ; BER-1991; MOR-1999] :

Loi de Faraday

Elle énonce que lorsqu'un champ magnétique \mathbf{B} est variable dans le temps, ses variations engendrent un champ électrique \mathbf{E} tel que :

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.1)$$

Conservation du champ magnétique B

Le flux du champ magnétique est toujours conservatif :

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.2)$$

Loi d'Ampère

Cette loi sous forme locale, s'écrit en termes de densité de courant électrique \mathbf{j} :

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} \quad (2.3)$$

La loi d'ampère met en évidence le lien entre le courant électrique et le champ magnétique. Ainsi le champ magnétique dépend de la distribution du courant dans l'inducteur.

Nous présentons ici deux configurations d'inducteur constitués de spires circulaires générant deux types de champs (figure 2.1) : un champ dipolaire (figure 2.1-gauche) lorsque les courants sont dans le même sens et un champ quadripolaire (figure 2.1-droite) lorsque le courant est antisymétrique par rapport au plan $z = 0$.

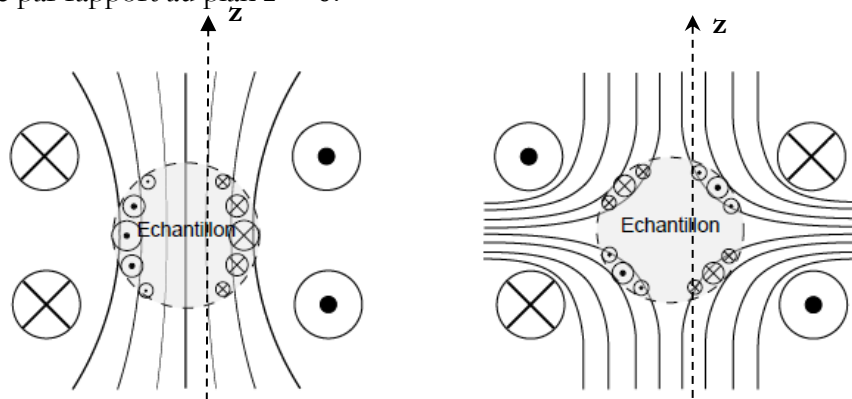


Figure 2.1 - Forme des lignes de champ. Champ dipolaire (gauche) ; champ quadripolaire (droite) [SCH-2009].

Champ dipolaire

Dans la configuration dipolaire (figure 2.1-gauche), toutes les contributions du champ magnétique s'ajoutent. Il en résulte un champ magnétique relativement homogène entre les spires. Il est maximum dans le plan méridien de l'inducteur ($z = 0$) et vaut [ANN-1973] :

$$B_0 = \frac{\mu_0 I_0}{G} \quad (2.4a)$$

où B_0 représente le champ magnétique caractéristique et G un facteur géométrique décrivant l'inducteur de N spires.

$$G^{-1} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \left[\frac{R_i^2}{(R_i^2 + h_i^2)^{3/2}} \right] \quad (2.4b)$$

R_i représente le rayon d'une spire i , h_i sa distance suivant z au plan méridien.

Champ quadripolaire

Dans ce cas particulier (figure 2.1-droite), les contributions du champ magnétique se soustraient les unes aux autres pour s'annuler dans le plan méridien de l'inducteur ($z = 0$). Le choix d'une valeur de champ caractéristique est alors moins aisé. Il faut prendre en compte la charge et distinguer les deux cas suivants :

- dans le premier cas qui concerne le centrage dans l'espace, nous considérons que la somme des forces induites est grande devant le poids de la charge. Le centre de gravité de la charge est situé dans le trou de champ magnétique. On choisit comme champ caractéristique la valeur :

$$\mathbf{B}_{0,quadripolaire} = R \frac{\partial B_z}{\partial z} \quad (2.5)$$

où $\mathbf{B}_{0,quadripolaire}$ est le champ d'induction magnétique caractéristique d'une configuration quadripolaire.

- dans le second cas qui concerne la lévitation électromagnétique terrestre, les forces électromagnétiques sont de l'ordre de grandeur du poids.

$$\frac{B_0^2}{2a\mu_0} \sim \rho g \quad (2.6a)$$

où a représente le rayon de l'échantillon (charge).

La position d'équilibre de l'échantillon est située sous le trou de champ. Le champ magnétique que voit la charge est celui qui la maintient en lévitation. Okress donne l'expression de B_0 [OKR-1952] :

$$B_0 = \sqrt{2a\rho g\mu_0} \quad (2.6b)$$

Loi d'Ohm

En présence d'un champ électrique \mathbf{E} , un milieu conducteur d'électricité est parcouru par un courant électrique dont la densité \mathbf{j} est donnée par la relation suivante :

$$\mathbf{j} = \sigma_{el}(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (2.7)$$

où \mathbf{E} , \mathbf{B} et \mathbf{u} sont respectivement le champ électrique, le champ magnétique et la vitesse du fluide. μ_0 et σ_{el} sont respectivement la perméabilité magnétique du vide ($4\pi \cdot 10^{-7} H/m$) et la conductivité électrique du matériau.

Conservation du courant électrique

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0 \quad (2.8)$$

Définition des potentiels

L'équation 2.2 traduit le fait que le champ magnétique \mathbf{B} est à flux conservatif. Cette équation nous permet d'écrire \mathbf{B} comme dérivant d'un potentiel magnétique \mathbf{A} :

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (2.9)$$

On associe au potentiel magnétique une condition dite Jauge Coulomb $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$ [JAC-2001].

En remplaçant l'équation 2.9 dans la loi de Faraday (équation 2.1), on obtient la relation suivante :

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial(\nabla \times \mathbf{A})}{\partial t} \quad (2.10a)$$

ou bien

$$\nabla \times \left(\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = 0 \quad (2.10b)$$

L'équation 2.10b nous permet d'exprimer le champ électrique sous la forme suivante :

$$\mathbf{E} = -\nabla V - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (2.11)$$

où V est le potentiel électrique.

L'expression de l'équation 2.11 est portée dans la Loi d'Ohm (équation 2.7) et devient :

$$\mathbf{j} = \sigma_{el} \left(-\nabla V - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} \right) \quad (2.12a)$$

Dans le cas d'une configuration cylindrique, dans la charge le gradient du potentiel électrique est nul. La relation devient :

$$\mathbf{j} = \sigma_{el} \left(-\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} \right) \quad (2.12b)$$

Les ordres de grandeur des termes de droite sont respectivement proportionnel à $\sigma_{el}\omega a \mathbf{B}$ et $\sigma_{el}U_0 \mathbf{B}$ où $\omega = 2\pi f$ est la pulsation du champ magnétique alternatif de fréquence f de l'inducteur, a est la taille caractéristique du milieu conducteur de l'électricité (charge) et U_0 l'ordre de grandeur de la vitesse dans la charge.

2.1.2 Equation de l'induction

L'équation d'induction s'obtient en prenant le rotationnel de la loi d'Ohm (équation 2.7) et en substituant les expressions de \mathbf{E} et \mathbf{j} par leurs expressions tirées respectivement des lois de Faraday et d'Ampère [MOR-1983 ; ETA-1988 ; FAU-2010] :

$$\mu_0 \sigma_{el} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \mu_0 \sigma_{el} \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \nabla^2 \mathbf{B} \quad (2.13)$$

Dans un système inductif le champ magnétique varie sinusoidalement en fonction du temps. La dérivée temporelle du champ magnétique est proportionnelle à la pulsation. $\nabla^2 \mathbf{B}$ est le terme de diffusion du champ magnétique. Le terme $\mu_0 \sigma_{el} \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B})$ représente la convection par la vitesse du champ d'induction magnétique.

La mise sous la forme adimensionnelle de l'équation d'induction fait apparaître deux nombres sans dimension:

- le nombre de Reynolds magnétique R_m qui est le rapport entre la convection du champ magnétique par le champ de vitesse et la diffusion du champ magnétique :

$$R_m = \mu_0 \sigma_{el} U_0 a \quad (2.14)$$

- le paramètre d'écran R_ω qui caractérise l'importance des phénomènes d'induction introduits par la non-stationnarité du champ magnétique :

$$R_\omega = \mu_0 \sigma_{el} \omega a^2 \quad (2.15)$$

Epaisseur de peau électromagnétique

L'équation 2.13 permet de définir une longueur caractéristique de diffusion du champ magnétique dans la charge (figure 2.2). Cette longueur correspond à l'épaisseur de peau électromagnétique notée δ [MOR-1983]. On la définit par la relation suivante :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \sigma_{el} \omega}} \quad (2.16)$$

A partir de l'équation 2.15, $\mu_0 \sigma_{el} \omega = R_\omega / a^2$. On peut donc écrire la relation entre l'épaisseur de peau électromagnétique et le paramètre d'écran.

$$\frac{R_\omega}{a^2} = \frac{2}{\delta^2} \quad (2.17a)$$

$$R_\omega = 2 \left(\frac{a}{\delta} \right)^2 \quad (2.17b)$$

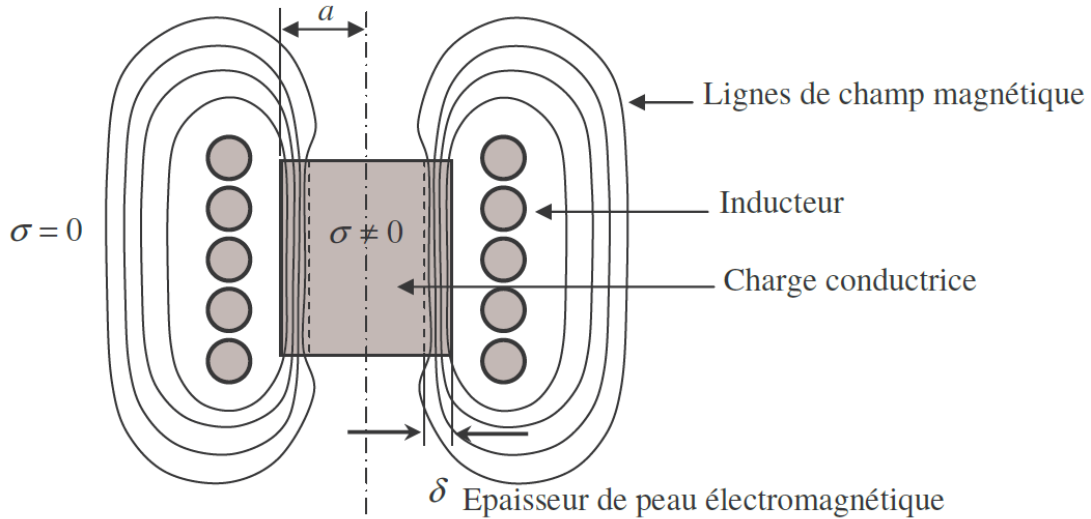


Figure 2.2 - Schéma de la distribution des lignes de champ magnétique à l'intérieur d'une charge conductrice d'électricité placée dans un inducteur [SAA-2006].

Suivant la valeur du paramètre d'écran, le fluide conducteur est plus ou moins transparent au champ magnétique :

- lorsque $R_\omega \leq 1$, i.e. $\delta/a \gg 1$, le champ magnétique diffuse dans toute la charge. C'est la grande peau,
- par contre, si $R_\omega > 1$, i.e. $\delta/a \leq 1$, le champ magnétique diffuse très peu dans la charge conductrice. Les lignes de champ sont alors localisées à proximité de la surface, dans quelques épaisseurs de peau. C'est la fine peau.

Forme simplifiée de l'équation de l'induction

A l'échelle du laboratoire et avec les métaux liquides classiques, le nombre de Reynolds magnétique est toujours faible devant l'unité ($R_m \ll 1$) (tableau 2.4). Ainsi tout effet de convection du champ d'induction magnétique peut être négligé. L'équation de l'induction (équation 2.13) se réduit alors à une équation classique de diffusion [GAR-1983; ETA-1988; PER-2002] :

$$\mu_0 \sigma_{el} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla^2 \mathbf{B} \quad (2.18)$$

Courant induit

Le courant induit dans une charge présente une répartition spatiale analogue à celle du potentiel magnétique \mathbf{A} . Il pénètre dans la charge sur une profondeur de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de peau électromagnétique δ . Pour une charge dont $\delta \ll a$, on peut démontrer que le courant est tangent à la surface libre. Dans une configuration axisymétrique, il est porté par θ [LOH-2003]. Grâce à la loi d'Ampère (équation 2.3), l'ordre de grandeur du courant induit j_0 dans une charge est :

$$j_0 \sim \frac{B_0}{\mu_0 \delta} \quad (2.19)$$

2.1.3 Puissance Joule

La densité de puissance Joule provient de la dissipation des courants induits dans une charge. En effet, la charge étant résistive, l'apparition des courants induits entraîne une dissipation de chaleur par effet Joule. La densité de puissance s'exprime en tout point à l'aide de la densité de courant par la relation suivante :

$$\chi = \frac{j^2}{\sigma_{el}} \quad (2.20)$$

L'ordre de grandeur de cette densité de puissance Joule en fonction du champ d'induction magnétique s'exprime comme suit :

$$\chi \sim \frac{\omega B^2}{\mu_0} \quad (2.21)$$

2.1.4 Force électromagnétique

L'interaction entre le champ magnétique \mathbf{B} et la densité de courant induit \mathbf{j} dans la charge crée un champ de forces appelée force électromagnétique. La force électromagnétique \mathbf{F} qui est une force volumique est donnée par la relation suivante :

$$\mathbf{F} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (2.22a)$$

En remplaçant \mathbf{j} par son expression donnée par l'équation 2.3, on exprime la force électromagnétique en fonction du champ magnétique \mathbf{B} :

$$\mathbf{F} = \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \quad (2.22b)$$

avec

$$(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} - \nabla \left(\frac{\mathbf{B}^2}{2} \right) \quad (2.23)$$

ainsi, la force électromagnétique s'exprime selon la relation suivante :

$$\mathbf{F} = \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} - \nabla \left(\frac{\mathbf{B}^2}{2\mu_0} \right) \quad (2.24)$$

La relation (2.24) fait apparaître deux termes

- un terme irrotationnel

$$\mathbf{F}_P = \nabla P_m = \nabla \left(\frac{\mathbf{B}^2}{2\mu_0} \right) \quad (2.25a)$$

qui s'exprime comme le gradient de pression magnétique :

$$P_m = \frac{B_0^2}{2\mu_0} \quad (2.25b)$$

C'est cette pression qui à l'intérieur du milieu fluide déforme sa surface libre.

- un terme rotationnel

$$\mathbf{F}_B = \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} \quad (2.26a)$$

d'ordre de grandeur

$$\mathbf{F}_B \sim \frac{B_0^2}{a \mu_0} \quad (2.26b)$$

appelé aussi force motrice. Ce terme crée un mouvement de brassage électromagnétique à l'intérieur de la charge fondue.

Le rapport entre les forces de brassage \mathbf{F}_B et de pression magnétique \mathbf{F}_P fait apparaître le paramètre d'écran de l'équation 2.15 :

$$\frac{\mathbf{F}_B}{\mathbf{F}_P} \sim \frac{2\delta}{a} \sim R_\omega^{-1/2} \quad (2.27)$$

Lorsque la fréquence du champ magnétique augmente, les effets de pression deviennent prépondérants par rapport aux effets moteurs responsables du brassage du fluide.

2.2 Mécanique des fluides

L'échantillon est considéré comme une goutte liquide de viscosité dynamique μ , de masse volumique ρ et de conductivité électrique σ_{el} en lévitation électromagnétique. La goutte liquide devient le siège de mouvements appelé de convection.

2.2.1 Equations de Navier Stokes et de continuité

Le mouvement d'un fluide incompressible ($\rho_{liq} = \text{constante}$, cas des métaux liquides) est gouverné par les équations de Navier Stokes et de continuité. La force électromagnétique (équation 2.22) décrite dans l'équation de Navier Stokes est une force de volume. Dans toute la suite, nous l'avons appelé force électromagnétique.

Equation de Navier-Stokes

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right] = -\nabla P + \mu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{F} + \rho \mathbf{g} \quad (2.28)$$

Equation de continuité

Le principe de conservation de la masse pour un fluide incompressible vérifie l'équation suivante :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2.29)$$

Interprétation des différents termes

- $\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t}$: terme instationnaire dû à la variation temporelle du champ de vitesse
- $\rho(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}$: terme d'inertie ou de convection dû au transport de quantité de mouvement par l'écoulement (terme qui crée la non linéarité de l'équation de Navier Stokes)
- $-\nabla P$: terme dû au champ de pression
- $\mu \nabla^2 \mathbf{u}$: diffusion visqueuse ou diffusion de quantité de mouvement
- \mathbf{F} : force électromagnétique volumique due à l'interaction entre le champ magnétique et la densité de courants induits

$\rho \mathbf{g}$: force de gravité volumique due au champ de pesanteur

où P est la pression dans un milieu liquide, \mathbf{F} la densité de force électromagnétique totale dans la charge. Et \mathbf{g} l'accélération de la gravité. Elle vaut zéro dans l'espace et est égale à $9,8 \text{ m.s}^{-2}$ sur la terre.

Régime stationnaire

Dans le cas d'un régime stationnaire nous avons :

$$\frac{\partial}{\partial t} = 0 \quad (2.30)$$

L'équation 2.28 se réduit à :

$$\rho(\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} = -\nabla P + \mu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{F} + \rho \mathbf{g} \quad (2.31)$$

La forme adimensionnelle de l'équation de Navier Stokes d'un écoulement stationnaire (équation 2.31) fait apparaître un nombre sans dimension appelé le nombre de Reynolds Re . Il est le rapport entre les forces d'inertie et les forces de viscosité. Il est défini par :

$$Re = \frac{\rho U_0 \cdot a}{\mu} \quad (2.32)$$

La vitesse caractéristique U_0 de l'écoulement dans la charge liquide est proportionnelle à la vitesse d'Alfvén U_A obtenue par l'équilibre du terme de convection $\rho(\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u}$ et de la force de brassage électromagnétique $\mathbf{F}_B = 1/\mu_0 (\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{B}$:

$$\rho(\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} = \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{B} \quad (2.33)$$

L'ordre de grandeur de cette équation est :

$$\rho \frac{U_A^2}{a} = \frac{B_0^2}{a\mu_0} \quad (2.34)$$

Après simplification, on obtient :

$$U_A = \frac{B_0}{\sqrt{\rho\mu_0}} \quad (2.35)$$

2.2.2 Brassage électromagnétique

L'échantillon lévité est soumis à un champ de force électromagnétique (équation 2.24). Sous atmosphère contrôlée, son terme irrotationnel représente un gradient de champ de pression magnétique $P_m = B^2/2\mu_0$ dans le fluide. C'est la partie rotationnelle de la force $F_B \sim B^2/a\mu_0$ qui met le fluide en mouvement et est donc source de convection.

Dans le cas d'un champ dipolaire, le maximum de la force (et le maximum de sa partie rotationnelle) est situé à proximité de la surface (dans l'épaisseur δ) dans le plan équatorial de l'échantillon. Ainsi le fluide est mis en mouvement depuis la surface de la goutte vers son centre. Par conservation de la masse, le fluide est repoussé vers les pôles et revient vers le plan méridien en longeant la surface libre. Cet écoulement est constitué de deux vortex contrarotatifs situés de part et d'autre du plan méridien.

Dans une géométrie axisymétrique, ces vortex sont des tubes de vorticités toroïdaux (figure 2.3). Ces structures ont été observées indirectement en condition de microgravité par Hyers en suivant les trajectoires de particules d'oxyde métallique sur la surface libre de la goutte (figure 2.3-gauche)[HYE-2003]. Les particules sont piégées à la surface et s'accumulent au voisinage de la ligne équatoriale de la goutte. L'écoulement dans un échantillon lévité sur terre présente une structure similaire, mais dis-symétrisée. Le vortex supérieur est beaucoup plus grand que le vortex inférieur (figure 2.3-droite). Une littérature abondante traite de la simulation de ces écoulements [BOJ-2003; AI-2004; HYE-2005; LI-2006; BAR-2006].

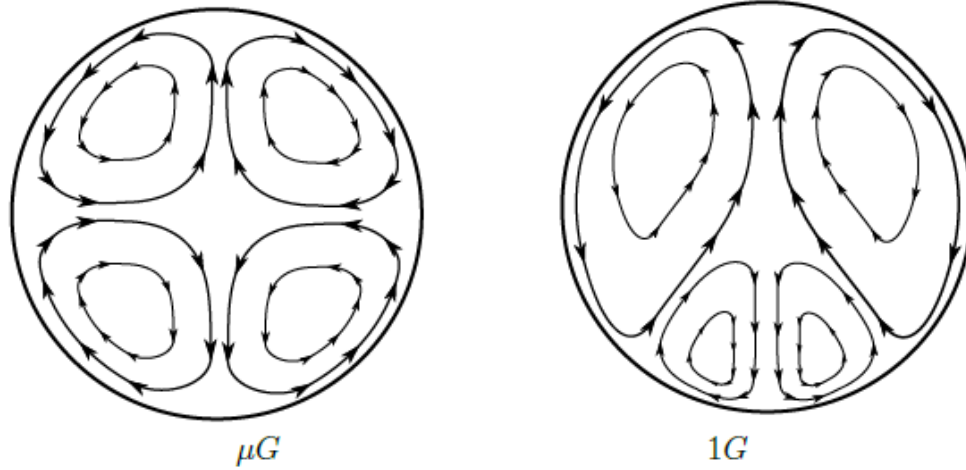


Figure 2.3 - Représentation schématique de la structure des écoulements générés par le brassage électromagnétique. Le liquide dans l'échantillon en lévitation est brassé par un champ dipolaire en microgravité (gauche) et un champ quadripolaire sur terre (droite) [SCH-2009].

2.3 Thermique

Dans une charge de conductivité thermique κ_{th} et de capacité calorifique c_p , nous distinguons trois mécanismes de transfert de chaleur qui sont la conduction, la convection et le rayonnement. Les transports de la chaleur internes à la charge sont uniquement liés à la conduction et à la convection en plus pour le liquide. Les transferts thermiques entre la charge et son milieu environnant sont dus à la conduction, à la convection et au rayonnement. Nous ne traitons pas la variation de quantité de chaleur produite ou absorbée par changement de phase.

2.3.1 Equation de l'énergie

Equation locale de chaleur et condition limite

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p (\mathbf{u} \cdot \nabla) T - \nabla \cdot (\kappa_{th} \nabla T) = \chi \\ -\kappa_{th} \nabla T|_{surf} = \phi_{ext} \end{array} \right. \quad (2.36)$$

Interprétation des différents termes

$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t}$: terme instationnaire dû à la variation temporelle du champ de température.

$\rho c_p (\mathbf{u} \cdot \nabla) T$: terme de convection dû au transport de la température par l'écoulement.

$\nabla \cdot (\kappa_{th} \nabla T)$: terme de conduction.

- χ : terme source dû aux courants induits (densité de puissance Joule).
- ϕ_{ext} : flux thermique surfacique perdu par l'échantillon.
- P : puissance Joule totale dissipée dans la charge. Elle est égale à l'intégrale de la densité de puissance Joule dissipée dans la charge χ sur le volume de la charge.
- $\nabla T|_{surf}$ est égal à $\bar{\nabla}T \cdot \mathbf{n}$ avec \mathbf{n} vecteur normal (unitaire) à la surface, dirigé vers l'extérieur de la charge.

Dans toutes les descriptions qui suivent, nous avons supposé que toutes les propriétés physiques sont indépendantes de la température.

2.3.2 Transfert stationnaire

En régime stationnaire, la puissance Joule dissipée dans un échantillon en lévitation est évacuée de l'échantillon vers son environnement par les mécanismes suivants :

- les transferts conductif et convectif du gaz dans l'enceinte,
- le rayonnement thermique.

A l'intérieur de l'échantillon, le transfert thermique est de deux natures :

- conduction,
- convection.

En régime stationnaire, l'équation 2.36 devient :

$$\begin{cases} \rho c_p (\mathbf{u} \cdot \nabla) T - \kappa_{th} \nabla^2 T = \chi \\ -\kappa_{th} \nabla T|_{r=a} = \phi_{ext} \end{cases} \quad (2.37)$$

où \mathbf{u} est le champ de vitesse stationnaire dans l'échantillon. Il est nul pour un échantillon solide.

Transferts externes

Les transferts thermiques entre un échantillon en lévitation électromagnétique et son milieu environnant (gaz) sont dus aux transferts par conduction, convection et rayonnement.

Dans le cas de notre étude, les transferts par conduction et convection (naturelle et forcée) sont négligeables par rapport au rayonnement à cause de la haute température de fusion des matériaux (voir figure 3.2, chapitre 3).

Rayonnement

L'échantillon chauffé rayonne un flux thermique global. Ce flux est non linéaire avec la température. Son ordre de grandeur est :

$$\Phi_r \sim \varepsilon S \sigma_{SB} (T_{surf}^4 - T_{gaz}^4) \quad (2.38)$$

où ε et S présentent respectivement l'émissivité totale hémisphérique et la surface de l'échantillon.

La linéarisation des conditions aux limites radiatives permet de définir un coefficient d'échange global comme suit :

$$H_r = 4\varepsilon S \sigma_{SB} T_{surf}^3 \quad (2.39)$$

où T_{surf} est définie comme suit : à l'équilibre thermique, en supposant que le transfert externe est purement radiatif $\Phi_{ext} = \Phi_r$, l'équation 2.37 est égale au flux thermique par rayonnement (équation 2.38). De cette égalité, on déduit une température surfacique de l'échantillon par l'équation 2.40a.

$$T_{surf} \sim \left(\frac{P}{\varepsilon S \sigma_{SB}} - T_{gaz}^4 \right)^{1/4} \quad (2.40a)$$

si $T_{gaz} \ll T_{surf}$, l'équation 2.40a se réduit à [FEC-1991] :

$$T_{surf} \sim \left(\frac{P}{\varepsilon S \sigma_{SB}} \right)^{1/4} \quad (2.40b)$$

Transferts internes

Les deux types de transferts internes de la chaleur sont la conduction et la convection. Les échantillons que nous étudions sont opaques. Nous ne prenons pas en compte le transport interne par rayonnement.

Conduction

Le transfert interne dans un échantillon solide est purement conductif. L'ordre de grandeur du gradient thermique en partant de l'équation 2.37 est de la forme :

$$\nabla^2 T \sim \frac{\chi}{\kappa_{th}} \quad \text{soit} \quad T_0 \sim \frac{a^2 P_0}{\kappa_{th} V} = \frac{P_0}{H_\kappa} \quad (2.41)$$

où T_0 et $H_\kappa = 4/3 * (\pi a \kappa_{th})$ définissent respectivement la température caractéristique interne de l'échantillon liée à la diffusivité thermique et le coefficient de transfert global de la chaleur dans l'échantillon. P_0 est la puissance Joule caractéristique dissipée dans la charge.

Le rapport des coefficients globaux de rayonnement $H_{ext} = H_r$ et de chaleur $H_{int} = H_\kappa$ définit le nombre de Biot :

$$Bi = \frac{H_{ext}}{H_{int}} \quad (2.42)$$

Lorsque $Bi \ll 1$, le transfert interne par diffusion thermique est plus important que le transfert externe par rayonnement. La température s'homogénéise dans l'échantillon.

Par contre lorsque $Bi \gg 1$, c'est le transfert externe qui domine. Le gradient thermique interne est plus élevé.

Convection

En présence de brassage électromagnétique, le transport de la chaleur par convection est plus efficace que celui dû à la conduction. En partant de l'équation 2.37, le coefficient de transfert global de convection est défini par :

$$H_u = \frac{4}{3} \pi a^2 \rho c_p U_0 \quad (2.43)$$

Le rapport entre les termes de convection et de diffusion de l'équation de la chaleur permet de définir un nombre sans dimension appelé le nombre de Péclet :

$$Pe = \frac{a U_0 \rho c_p}{\kappa_{th}} = \frac{H_u}{H_\kappa} \quad (2.44a)$$

Soit $\alpha_{th} = k_{th}/\rho c_p$ la diffusivité thermique, cette relation devient :

$$Pe = \frac{U_0 \cdot a}{\alpha_{th}} \quad (2.44b)$$

Dans les cas où les échanges thermiques se font par convection, le nombre de Reynolds Re et le nombre de Péclet Pe interviennent simultanément faisant intervenir tous deux le même produit $U_0 \cdot a$. Il est souvent préférable de remplacer le nombre de Péclet par un autre nombre adimensionnel appelé le nombre de Prandtl [GAR-1983]. Il est égal au rapport de la viscosité cinématique et de la diffusivité thermique :

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha_{th}} \quad (2.45)$$

2.3.3 Transfert instationnaire : modèle à 2 Zones

La calorimétrie modulée inductive est une méthode de détermination indirecte de la capacité calorifique et de la conductivité thermique qui repose sur un modèle analytique des transferts thermiques interne et externe de l'échantillon [FEC-1991 ; WUN-2005]. Les transferts thermiques ont lieu d'une part à l'intérieur de l'échantillon, et sont caractérisés par le coefficient d'échange global H_{int} , d'autre part à l'extérieur de l'échantillon, et sont caractérisés par le coefficient d'échange global H_{ext} . Le rapport de ces transferts définit Bi le nombre de Biot global du système (équation 2.42).

En utilisant l'équation de la chaleur 2.36 appliquée à un solide, on obtient l'équation 2.46 :

$$\begin{cases} \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla \cdot (\kappa_{th} \nabla T) = \chi \\ -\kappa_{th} \nabla T|_{surf} = \phi_{ext} \end{cases} \quad (2.46)$$

On chauffe la charge à l'aide d'un courant alternatif de pulsation ω . Ensuite, nous modulons de façon harmonique la puissance Joule éjectée dans la charge à une pulsation ω_2 :

$$P = \langle P \rangle f(t)^2 \quad (2.47a)$$

où $\langle P \rangle$ représente la moyenne temporelle de la puissance Joule créée par le courant de fréquence ω et $f(t) = 1 + \alpha \cos(\omega_2 t)$, la fonction de modulation. α et ω_2 ($\omega_2 \ll \omega$) sont respectivement l'amplitude et la pulsation de modulation.

En approximant à l'ordre α , $\alpha^2/2 \ll 2\alpha$. L'équation 2.47a devient :

$$P = \langle P \rangle [1 + 2\alpha \cos(\omega_2 t)] \quad (2.47b)$$

$$P = \langle P \rangle + \check{P} \quad (2.47c)$$

avec

$$\check{P} = \langle P \rangle * 2\alpha \cos(\omega_2 t) \quad (2.48)$$

où \check{P} représente la partie instationnaire de la puissance Joule dissipée dans la charge.

Tout comme la puissance Joule, la réponse en température dans la charge peut s'écrire de la façon suivante :

$$T = \langle T \rangle + \check{T} \quad (2.49)$$

où $\langle T \rangle$ représente la moyenne temporelle de la température et \check{T} la partie instationnaire de la température dans la charge.

Dans le modèle à deux zones (figure 2.4), Fecht propose une description simplifiée de la thermique dans l'échantillon [FEC-1991]. Elle repose sur les hypothèses suivantes :

- 1- la géométrie de l'échantillon est fixée et sphérique,
- 2- son volume est constant,
- 3- la répartition des sources dans l'échantillon est supposée axisymétrique par rapport à l'axe passant par ses pôles. On distingue deux domaines géométriques. L'un est « équatorial », de fraction volumique g_e et de fraction de surface extérieure s_e . C'est le domaine dans lequel se situe l'intégralité de la puissance Joule injectée dans la charge. L'autre domaine est « polaire », de fraction volumique $(1 - g_e)$ et surfacique $(1 - s_e)$,
- 4- la température dans chacun de ces domaines est considérée homogène. On note T_e la température du domaine « équatorial » et T_p la température du domaine « polaire »
- 5- ses propriétés physiques sont indépendantes de la température,
- 6- les transferts de chaleur dans l'échantillon d'une zone à l'autre sont caractérisés par un coefficient de transfert global H_{int} ,
- 7- les transferts thermiques de l'échantillon vers l'extérieur sont caractérisés par un coefficient de transfert global H_{ext} ,
- 8- le rapport $\check{T}_p / \langle T_p \rangle$ est suffisamment faible pour pouvoir linéariser les transferts radiatifs.

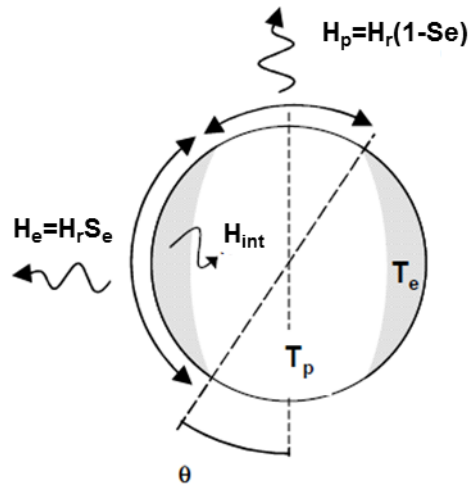


Figure 2.4 - Schéma du modèle à deux zones. Température de la zone équatoriale T_e : puissance Joule χ et température T_e uniforme; Température de la zone polaire T_p : puissance Joule χ nulle et température T_p uniforme [SCH-2009].

En partant des hypothèses ci-dessus, en particulier 6, 7 et 8, le bilan des transferts de chaleur interne dans l'échantillon par conduction et externe à la surface de l'échantillon par rayonnement dans les domaines équatorial et polaire peut s'écrire de la façon suivante :

$$\text{Zone équatoriale :} \quad -\nabla(\kappa_{th}\nabla T_e)Vg_e = H_{int}(T_e - T_p) + H_{ext}T_e s_e \quad (2.50a)$$

$$\text{zone polaire :} \quad -\nabla(\kappa_{th}\nabla T_p)(1 - g_e)V = H_{int}(T_e - T_p) + H_{ext}T_p(1 - s_e) \quad (2.50b)$$

où Vg_e et $V(1 - g_e)$ représentent respectivement les volumes de la charge à l'équateur et au pôle. On remplace les équations 2.50a et 2.50b dans l'équation de la chaleur 2.46 et on obtient :

$$\text{zone équatoriale :} \quad \rho V c_p g_e \frac{dT_e}{dt} + H_{int}(T_e - T_p) + H_{ext}T_e s_e = P \quad (2.51a)$$

$$\text{zone polaire :} \quad \rho V c_p (1 - g_e) \frac{dT_p}{dt} + H_{int}(T_p - T_e) + H_{ext}T_p(1 - s_e) = 0 \quad (2.51b)$$

avec C_p la capacité calorifique globale (J/K) égal à $\rho V c_p$.

Le nombre de Biot de l'équation 2.42, permet d'écrire le coefficient global d'échange $H_{ext} = H_{int}Bi$ qu'on remplace dans les équations 2.51a et 2.51b :

$$\text{zone équatoriale :} \quad C_p g_e \frac{dT_e}{dt} = P - H_{int}(T_e - T_p) - H_{int}Bi T_e s_e \quad (2.52a)$$

$$\text{zone polaire :} \quad C_p (1 - g_e) \frac{dT_p}{dt} = H_{int}(T_e - T_p) - H_{int}Bi T_p(1 - s_e) \quad (2.52b)$$

La partie instationnaire de ces équations est :

$$\text{zone équatoriale :} \quad \frac{d\tilde{T}_e}{dt} = \frac{H_{int}}{C_p g_e} [\tilde{T}_p - (1 + s_e Bi)\tilde{T}_e] + \frac{\tilde{P}}{C_p g_e} \quad (2.53a)$$

$$\text{zone polaire :} \quad \frac{d\tilde{T}_p}{dt} = \frac{H_{int}}{C_p (1 - g_e)} [\tilde{T}_e - (1 + (1 - s_e)Bi)\tilde{T}_p] \quad (2.53b)$$

Les inconnues de ses équations sont C_p , H_{int} , Bi , g_e et s_e .

Pour résoudre les équations ci-dessus, Alamir a mis en place une fonction d'identification qui permet d'identifier les paramètres physiques et de valider le modèle (détail en annexe E) [ALA-2011]. Ces paramètres physiques sont calculés et optimisés grâce à leurs ordres de grandeurs qui permettent de calculer les données initiales que nous appelons dans le modèle.

Pour une fréquence ω_2 optimisée, Wunderlich a proposé l'expression suivante de la capacité calorifique totale C_p [WUN-1997, 2005] :

$$C_p = \frac{\tilde{P}_0}{\omega_2 \tilde{T}_{p,0}} \frac{1}{[1 + (g_e(1 - s_e) + s_e(1 - g_e))Bi]} \quad (2.54)$$

Pour des faibles nombres de Biot, l'équation 2.54 s'écrit plus simplement :

$$C_p = \frac{\tilde{P}_0}{\omega_2 \tilde{T}_{p,0}} \quad (2.55)$$

Le calcul de la conductivité thermique en fonction du coefficient de transfert interne global H_{int} est décrit dans l'annexe E. Elle s'écrit comme suit :

$$\kappa_{th} = H_{int} \frac{1 + (1 - (g_e)^{2/3})^{1/2}}{4\pi a \cdot (1 - (g_e)^{2/3})^{1/2} ((g_e)^{1/3})} \quad (2.56)$$

2.4 Ordres de grandeur attachés à la lévitation électromagnétique

Dans le tableau 2.1 nous présentons les gammes de variation des divers paramètres de nos études. Nous avons déterminé les ordres de grandeur du champ magnétique suivant le type de configuration de l'inducteur (dipolaire ou quadripolaire) (tableau 2.2), de la vitesse, des densités de puissances Joule et des forces (tableau 2.3) puis les nombres sans dimensions (tableau 2.4) des EML spatial et terrestre..

Tableau 2.1 - Gamme de valeurs considérées dans les EML spatial et terrestre.

Grandeur	Expression	EML spatial	EML terrestre
amplitude du courant (A_{eff})	I_0	50	400
fréquence (kHz)	f	150 – 380	90 – 170
rayon de la charge (mm)	a	3 – 5	3 – 5
masse volumique de la charge ($kg \cdot m^{-3}$)	ρ	3420 – 3450	7905 – 8900
conductivité électrique de la charge ($\Omega \cdot m$) ⁻¹	σ_{el}	(8,7 – 9,2). 10 ⁵	(1,18 – 2).10 ⁶
viscosité cinématique ($m^2 \cdot s^{-1}$)	ν	(2,1 – 1,2). 10 ⁻⁶	5,8. 10 ⁻⁷
capacité calorifique ($J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$)	c_p	1040	65 – 80
conductivité thermique ($W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$)	κ_{th}	53	590 – 620
coefficient de transfert radiatif global ($W \cdot K^{-1}$)	H_{int}	0,8 – 1,4	0,8 – 1,4
coefficient de transfert conductif global ($W \cdot K^{-1}$)	H_{ext}	0,08 – 0,3	0,08 – 0,3

Tableau 2.2 - Champ magnétique caractéristique en Gauss.

Configuration	Expression	EML spatial	EML terrestre	
dipolaire	$B_0 = \frac{\mu_0 I_0}{G}$	100 – 300	300 – 400	
quadripolaire	$F_0 \sim \rho g$	$B_0 = \sqrt{2a\rho g \mu_0}$	0	250 – 310
	$F_0 > \rho g$	$B_0 = \frac{a \mu_0 I_0}{2L G}$	10 ⁻³ – 10 ⁻²	10 ⁻² – 10 ⁻¹

Sur terre lorsque la force électromagnétique et le poids de la charge sont à l'équilibre, l'ordre de grandeur du champ magnétique caractéristique produit par la configuration quadripolaire permet de léviter la charge. Ce champ est du même ordre grandeur que celui produit par la configuration dipolaire.

Pour les mesures en microgravité, deux champs magnétiques (dipolaire et quadripolaire) sont superposés dans un même inducteur [IMP-2008 ; LOH-2001]. Le champ quadripolaire permet de centrer l'échantillon tandis que le champ dipolaire permet de le chauffer, le mettre en mouvement et l'exciter.

CHAPITRE 2 : Magnétohydrodynamique

Sur terre, un seul type de champ magnétique est utilisé pour la lévitation. Il s'agit d'une configuration proche du champ quadripolaire. Pour équilibrer les forces électromagnétiques et le poids de la charge (tableau 2.2), il faut donc un champ magnétique plus important sur terre qu'en microgravité. Les forces générées sont plus importantes et responsables d'un brassage dans le liquide (tableau 2.3).

Dans le tableau 2.3, Schetelat a montré que la vitesse caractéristique est proportionnelle à $(20 - 40)\% U_A$, donc son ordre de grandeur est de $10^{-1} m.s^{-1}$ dans l'EML terrestre et $10^{-2} m.s^{-1}$ dans l'EML spatial [SCH-2006]. La densité de puissance Joule et les forces électromagnétiques créés dans le lévitateur spatial sont moins élevées que celles créés dans le lévitateur terrestre.

Tableau 2.3 - Ordres de grandeur attachés à la lévitation électromagnétique.

Grandeur	Expression	EML spatial	EML terrestre
Épaisseur de peau (mm)	$\delta = \sqrt{2/\mu_0\sigma_{el}\omega}$	0,8 – 1,4	1,1 – 1,2
vitesse d'Alfvén ($m.s^{-1}$)	$U_A \sim \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0\rho}}$	0,16	0,86
vitesse caractéristique ($m.s^{-1}$)	$U_0 \propto U_A$	$(3 - 6).10^{-2}$	$(1,7 - 3,4).10^{-1}$
densité de courant induit ($A.m^{-2}$)	$j_0 \sim \frac{B_0}{\mu_0\delta}$	$10^6 - 10^7$	$(2 - 6).10^7$
densité de puissance Joule ($W.m^{-3}$)	$\chi_0 \sim \frac{\omega_H B_0}{\mu_0}$	$10^9 - 10^{10}$	$(3 - 7).10^{10}$
force irrotationnelle ($N.m^{-3}$)	$F_P \sim \frac{B_0^2}{2\mu_0\delta}$	$(3 - 6).10^4$	$(2 - 3).10^6$
force rotationnelle ($N.m^{-3}$)	$F_B \sim \frac{B_0^2}{\mu_0 a}$	$(1 - 3).10^4$	$(1 - 2).10^6$

Tableau 2.4 - Ordres de grandeur des nombres sans dimension.

Grandeur	Expression	EML spatial	EML terrestre
paramètre d'écran	$R_\omega = \mu_0\sigma_{el}\omega a^2$	10 – 70	10 – 40
nombre de Reynolds magnétique	$R_m = \mu_0\sigma_{el}U_0 a$	$10^{-5} - 10^{-4}$	$10^{-4} - 3.10^{-3}$
nombre de Reynolds	$Re = \frac{U_0 \cdot a}{\nu}$	40 – 2.10^2	$9.10^2 - 3.10^3$
nombre de Biot	$Bi = \frac{H_{ext}}{H_{int}}$	10^{-1}	10^{-1}
nombre de Péclet	$Pe = \frac{U_0 \cdot a}{\alpha_{th}}$	6 – 22	38 – 130
nombre de Prandtl	$Pr = \frac{\nu}{\alpha_{th}}$	10^{-1}	10^{-2}
nombre de Bond magnétique	$B_m = \frac{B_0^2 \cdot a}{2\mu_0\gamma}$	0,1 – 2,5	0,6 – 7
fraction volumique	g_e	0,2 – 1	0,2 – 1
fraction surfacique	s_e	0,2 – 1	0,2 – 1

Dans le tableau 2.4, le nombre de Reynolds magnétique est compris entre $10^{-3} \leq R_m \leq 10^{-5}$ et le paramètre d'écran (terme de diffusion) est compris entre $10 \leq R_\omega \leq 70$ dans les deux lévitateurs. Ainsi tout effet de convection du champ d'induction magnétique peut être négligé devant le terme de diffusion. Ces calculs confirment l'hypothèse de la section 2.1.2, en disant qu'à l'échelle du laboratoire et pour les métaux liquides classiques, le nombre de Reynolds magnétique est toujours faible devant l'unité $R_m \ll 1$.

Hyers et d'autres chercheurs ont montré que lorsque le nombre de Reynolds $Re \leq 477$ et $Re \geq 608$, les écoulements sont respectivement laminaires stables et turbulents [HYE-2003, 2005 ; AI-2004 ; WUN-2005]. Dans le tableau 2.4, le nombre de Reynolds est $Re < 477$ dans la goutte levitée en microgravité. L'écoulement dans la goutte a un régime laminaire. Le brassage électromagnétique est faible ce qui crée des conditions favorables aux mesures des propriétés thermophysiques [HYE-2003]. Par contre, en absence de microgravité, les forces électromagnétiques qui permettent d'équilibrer le poids de la charge créent un brassage important dans le liquide et l'écoulement devient turbulent, $Re \sim 10^3$ (tableau 2.4).

2.5 Couplages : électromagnétisme, mécanique des fluides, thermique

L'interaction entre les trois phénomènes : l'électromagnétisme, la mécanique des fluides et la thermique d'une charge liquide en lévitation est présentée sur la figure 2.5.

L'induction est couplée à la mécanique des fluides d'une part par la densité de force électromagnétique $\mathbf{F} = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$ qui apparaît dans l'équation de Navier Stokes et d'autre part par le terme de convection $\nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B})$ dans l'équation de l'induction. Comme nous l'avons montré dans le calcul des ordres de grandeurs, le terme de convection est faible ($R_m \ll 1$) (tableau 2.4). On peut donc le négliger.

L'induction et la thermique sont couplés par la densité de puissance Joule $\chi = j^2 / \sigma_{el}$ et par la conductivité électrique σ_{el} de la charge. Comme la température varie très peu dans la charge, les variations de la conductivité électrique en fonction de la température à l'intérieur de la charge sont donc négligeables.

En ce qui concerne la mécanique des fluides et la thermique, elles sont couplées entre elles par le transport de quantité de mouvement ($\mathbf{u} \cdot \nabla$) mais les forces dues à la thermo-convection sont faibles devant les forces électromagnétiques.

Dans le cas de notre étude, la goutte liquide levitée se déforme moins (forme sphérique). Nous ne prendrons donc pas en compte le couplage entre la forme de la surface de la goutte et les différents phénomènes de la MHD.

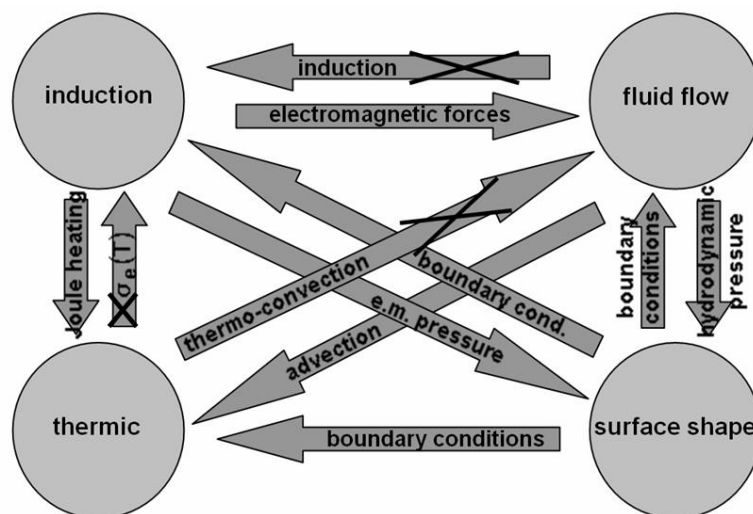


Figure 2.5 - Couplages entre l'induction, l'hydrodynamique, la thermique, la surface de la goutte de l'échantillon [SCH-2009].

2.6 Conclusions

Les équations de la MHD décrivent les phénomènes présents dans la lévitation électromagnétique.

L'étude de ses phénomènes nous a permis de voir les termes à négliger dans notre cas pour pouvoir se projeter dans la modélisation des expériences en utilisant les inducteurs TEMPUS-MSL et AEXAM-SIMaP (chapitre 3 et 4).

A partir des paramètres géométriques et électriques des lévitateurs, des propriétés physiques des charges, nous avons pu grâce aux équations de la MHD, calculer quelques ordres de grandeurs caractéristiques et nombres adimensionnels. Ces valeurs nous donnent une idée de la méthode à mettre en place pour la modélisation des expériences de la lévitation électromagnétique.

L'ordre de grandeur obtenu des champs magnétiques suivant la configuration bipolaire ou quadripolaire nous montre l'influence de la gravité sur les mesures réalisées sur un échantillon liquide.

Dans nos calculs, nous avons supposé que les propriétés physiques sont indépendantes de la température. Cette supposition permet de découpler en partie l'électromagnétisme et la thermique (figure 2.5).

Chapitre 3

Outils numériques

Dans ce chapitre, nous présentons les logiciels utilisés pour la modélisation du lévitateur électromagnétique et le logiciel utilisé pour exploiter les mesures.

Afin d'analyser le comportement du lévitateur, nous avons réalisé sa modélisation numérique avec des logiciels existants : Migen, logiciel développé au laboratoire permettant la modélisation électromagnétique des systèmes inductifs et Fluent logiciel commercial distribué par Ansys permettant la modélisation thermo-hydraulique.

Nous allons dans un premier temps présenter ces outils qui nous ont permis de réaliser la modélisation des phénomènes électromagnétique, thermique et hydrodynamique.

Puis, dans un second temps, nous présenterons le programme d'analyse des mesures.

3.1 Logiciels utilisés pour la modélisation du lévitateur

Dans le chapitre 2, nous avons présenté les phénomènes physiques intervenant dans le lévitateur électromagnétique : l'électromagnétisme, la mécanique des fluides et les transferts thermiques. Ces phénomènes interagissent entre eux. Dans le cas de notre étude, certains problèmes sont découplés. C'est notamment le cas du couplage entre l'électromagnétisme et la mécanique des fluides puisque le terme convection par la vitesse du champ magnétique $\mu_0 \sigma_{el} \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B})$ peut être négligé devant le terme de diffusion $\nabla^2 \mathbf{B}$ dans la mesure où le nombre de Reynolds magnétique est inférieur à l'unité (section 2.1.2, chapitre 2). Le couplage entre la mécanique des fluides et l'électromagnétisme est alors unidirectionnel puisque seul le champ magnétique influe sur l'écoulement par l'intermédiaire des forces électromagnétiques introduites dans l'équation de Navier-Stokes (voir section 2.2, chapitre 2). Dans notre étude nous pouvons simplifier le couplage entre ses trois problèmes en considérant que les propriétés physiques ne varient pas avec la température, notamment dans le cas du régime stationnaire.

Comme précisé dans la section 2.5 du chapitre 2, nous prendrons en compte les interactions entre les phénomènes dues aux termes sources issus du phénomène électromagnétique, à l'advection dans les échanges thermiques et à la déformation de la charge liquide résultant de l'équilibre des pressions magnétique, hydrostatique et de tension de surface. Pour mener à bien cette modélisation, nous nous placerons dans le cas d'une configuration axisymétrique.

3.1.1 Migen

Le logiciel Migen a été développé par Gagnoud au sein du groupe EPM du laboratoire SIMaP, il s'appuie sur la méthode intégrale pour modéliser le phénomène électromagnétique dans les systèmes inductifs. [GAG-2004].

Ce logiciel permet de modéliser soit des configurations 2D, soit des configurations 3D. Nous avons utilisé la formulation axisymétrique. L'intérêt de ce logiciel réside dans le fait que l'air n'est pas maillé. La formulation utilisée s'appuie sur la loi d'Ohm locale et sur la conservation du courant électrique. Dans l'équation d'Ohm le potentiel vecteur est exprimé à l'aide de la loi de Biot et Savart. Les inconnues de cette formulation sont la densité de courant électrique et le potentiel électrique.

Ce logiciel permet de calculer la répartition des densités de courant, de densité de puissance Joule et de la densité de force électromagnétique dans les éléments conducteurs électriques constituant l'installation. Ce logiciel dispose de plusieurs algorithmes dont un algorithme de calcul de surface libre basé sur une recherche de minimum d'énergie. Nous nous sommes servis de ce logiciel pour déterminer en 2D la forme d'équilibre de la surface libre d'un échantillon liquide en lévitation électromagnétique dans le cas du léviteuse terrestre.

3.1.2 Fluent

Le logiciel commercial Fluent est basé sur la méthode des volumes finis. Il permet la résolution stationnaire ou non stationnaire des équations de la mécanique des fluides et de la chaleur pour des géométries complexes en 2D ou 3D à l'aide de maillages non structurés construits à l'aide de l'outil Gambit. Le code Gambit permet de décrire une géométrie en 2D ou 3D.

Afin de pouvoir modéliser, les phénomènes couplés au sein des systèmes inductifs, un module, Induct2D a été développé au sein du groupe EPM dans le laboratoire SIMaP par Delannoy pour le calcul des grandeurs électromagnétiques [DEL-2002 ; BAN-2015]. Il repose sur une formulation en potentiels $A - V$ en régime harmonique. Le module est limité à l'étude de configurations 2D axisymétriques. Dans ce cas, le gradient du potentiel électrique V est nul dans la charge. Les inconnues sont les parties réelles et complexes du potentiel vecteur magnétique \mathbf{A} . Les variables calculées par le module Induc2D sont : le potentiel vecteur magnétique \mathbf{A} , le champ magnétique \mathbf{B} , les densités de forces électromagnétique \mathbf{F} et de puissance Joule χ .

Modèle électromagnétique : avec Induc2D

Dans le cas de la lévitation électromagnétique, il est raisonnable de faire l'hypothèse d'axisymétrie pour décrire le problème électromagnétique. Le système de coordonnées cylindriques (r, θ, z) est présenté sur la figure 3.1. Le potentiel vecteur magnétique \mathbf{A} défini comme $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ à une seule composante azimutale (suivant par θ). Le champ magnétique \mathbf{B} est poloïdal, porté par r et z . En régime harmonique, nous utilisons la notation complexe pour la composante azimutale du potentiel vecteur magnétique $\mathbf{A} : A_\theta(r, \theta)e^{i\omega t}$ où A_θ est le potentiel vecteur complexe solution de l'équation aux dérivées partielles complexe suivante :

$$\nabla^2 A_\theta - i\mu_0\sigma_{el}\omega A_\theta + \mu_0 j_e = 0 \quad (3.1)$$

où j_e est la densité de courant externe (complexe) égale à la densité de courant complexe circulant dans l'inducteur et est égale 0 dans les autres domaines.

Les conditions aux limites imposées sur l'axe de symétrie et les frontières du domaine sont respectivement les suivantes :

$$\left. \frac{\partial A_\theta}{\partial r} \right|_{r=0} = 0 \quad \text{et} \quad A_\theta^\infty = 0 \quad (3.2)$$

Pour éviter le confinement du champ magnétique, la taille du domaine modélisé doit être suffisamment grande. Nous avons donc choisi un domaine dont le rayon est dix fois supérieur à celui de l'inducteur pour permettre aux lignes de champ de se refermer librement.

Les moyennes temporelles de la force électromagnétique volumique \mathbf{F} et de la densité de puissance joule χ dissipée dans la charge sont calculées à partir des complexes du champ magnétique et de la densité du courant par les relations :

$$\mathbf{F} = \frac{1}{2} \text{Re}(\mathbf{j} \times \mathbf{B}^*) \quad (3.3)$$

$$\chi = \frac{1}{2\sigma_{el}} \mathcal{Re}(\mathbf{j} \cdot \mathbf{j}^*) \quad (3.4)$$

où \mathbf{B}^* est le complexe conjugué de \mathbf{B} et \mathbf{j}^* est le complexe conjugué de \mathbf{j} .

Ces expressions sont calculées à partir du potentiel vecteur complexe. Soit A_θ^r la partie réelle du potentiel vecteur complexe et A_θ^i la partie imaginaire du potentiel vecteur complexe. Nous avons les relations suivantes :

$$\mathbf{F} = \frac{\omega \sigma_{el}}{2} \left[\left(A_\theta^i \frac{\partial r A_\theta^r}{\partial r} - \frac{A_\theta^r}{r} \frac{\partial r A_\theta^i}{\partial r} \right) \mathbf{e}_r + \left(A_\theta^i \frac{\partial A_\theta^r}{\partial z} - A_\theta^r \frac{\partial A_\theta^i}{\partial z} \right) \mathbf{e}_z \right] \quad (3.5)$$

$$\chi = \frac{\omega^2 \sigma_{el}}{2} (A_\theta^r)^2 + A_\theta^i)^2 \quad (3.6)$$

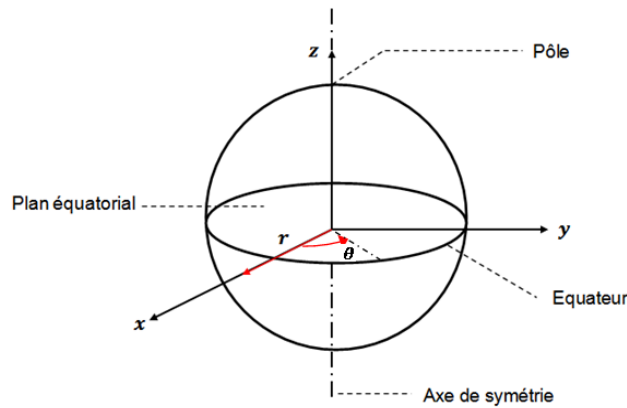


Figure 3.1 - Système de coordonnées cylindriques.

Calcul de la mécanique des fluides

Le logiciel de calcul Fluent résout l'équation de Navier-Stokes (section 2.2, chapitre 2). Dans l'équation de Navier-Stokes, nous introduisons la force électromagnétique volumique calculée par le module Induc2D [DEL-2002 ; BAN-2015]. Comme nous l'avons établi dans le chapitre 2, dans la plupart des cas que nous étudions, l'écoulement est turbulent.

Le champ de vitesses stationnaires est calculé en résolvant les équations de continuité et de Navier-Stokes :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (3.7)$$

$$\rho(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla P + (\mu + \mu_t) \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{F} + \rho \mathbf{g} \quad (3.8)$$

où μ_t est la viscosité turbulente déduit du modèle du régime d'écoulement choisi.

Les modèles turbulents à deux équations $k - \epsilon$ et $k - \omega$ sont les modèles d'écoulements les plus utilisés dans la modélisation. Le modèle $k - \epsilon$ est composé de quatre sous-modèles qui sont Standard $k - \epsilon$, Réalisable $k - \epsilon$, RNG $k - \epsilon$ et Near-wall treatment. Ces modèles permettent de décrire convenablement la vitesse moyenne de l'écoulement même si des écarts peuvent être observés sur le champ de température par exemple [BAA-1985 ; COUR-2012].

Berry a montré que lorsque les écoulements d'une goutte de métal sont engendrés par un brassage électromagnétique, c'est le modèle RNG $k - \epsilon$ (ReNormalisation Group $k - \epsilon$) proposé par Yakhot qui est le mieux adapté [BER-2000 ; YAK-1986 ; YAK-1992 ; YAK-1999].

Ce modèle considère que les écoulements sont pleinement développés dans tout le domaine et qu'on peut négliger les effets de la viscosité moléculaire par rapport à ceux de la viscosité turbulente loin de la paroi. Il est également réputé plus performant pour décrire les écoulements rotationnels.

De la même manière que le modèle $k - \epsilon$ standard, la viscosité turbulente est déterminée à partir de l'énergie cinétique turbulente k et de son taux de dissipation ϵ par la relation suivante :

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\epsilon} \quad (3.9)$$

où $C_\mu = 0,0845$ est une des constantes du modèle.

Contrairement au modèle Standard $k - \epsilon$ proposé par Launder où les constantes du modèle sont déterminées empiriquement, Yakhot a appliqué à l'établissement des équations de Navier-Stokes les techniques mathématiques du groupe de renormalisation pour déduire analytiquement ces constantes [LAU-1974 ; YAK-1986 ; YAK-1992].

Les grandeurs turbulentes k et ϵ sont obtenues par la résolution de deux équations de transport couplées entre-elles dans la phase liquide.

$$\rho \nabla \cdot (k \mathbf{u}) = \nabla \cdot \left(\left[\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right] \nabla k \right) + P_k + P_b - \rho \epsilon \quad (3.10)$$

$$\rho \nabla \cdot (\epsilon \mathbf{u}) = \nabla \cdot \left(\left[\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right] \nabla \epsilon \right) + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} (P_k + C_{3\epsilon} P_b) - C_{2\epsilon}^* \rho \frac{\epsilon^2}{k} \quad (3.11)$$

σ_k , σ_ϵ , $C_{1\epsilon}$, $C_{2\epsilon}^*$ et $C_{3\epsilon}$ sont les constantes du modèle et P_k et P_b désignent respectivement la génération d'énergie turbulente produite par le gradient de vitesse moyenne et la convection naturelle :

$$P_k = 2\mu_t |\mathbf{D}|^2 \quad (3.12)$$

$$P_b = \beta \frac{\mu_t}{Pr_t} \nabla T \quad (3.13)$$

où $\mathbf{D} = \mathbf{1}/2 [(\nabla \otimes \mathbf{u}) + (\nabla \otimes \mathbf{u})^T]$ représente le taux de déformation moyenne. β et Pr_t définissent respectivement le coefficient de dilatation volumique et le nombre de Prandtl turbulent.

La condition aux limites que nous avons choisie est une loi de paroi standard [WOL-1969 ; CHE-1988]. Ce choix est cohérent puisque l'on suppose que la surface de la goutte liquide est une surface libre et fixe.

$$\mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = 0 \quad \text{et} \quad \mathbf{u} \cdot \mathbf{t} \neq 0 \quad (3.14)$$

Calcul du transfert de chaleur

Pour modéliser le transfert de chaleur, nous utilisons le logiciel Fluent. Dans l'équation de l'énergie nous introduisons la densité de puissance Joule χ calculée par le module Induc2D [DEL-2002 ; BAN-2015]. En régime stationnaire et dans le cas d'un écoulement turbulent, nous avons l'équation suivante :

$$\rho c_p (\mathbf{u} \cdot \nabla) T = \nabla \cdot ([\kappa_{th} + \kappa_t] \nabla T) + \chi \quad (3.15)$$

où $\kappa_t = \mu_t c_p / Pr_t$ est la conductivité turbulente.

Dans cette équation, on voit bien le couplage entre la thermique et le problème électromagnétique (qui calcule χ) et la mécanique des fluides (qui calcule \mathbf{u} et μ_t).

La puissance Joule χ injectée dans un échantillon en lévitation est évacuée de l'échantillon vers son environnement en particulier par la convection naturelle du gaz dans l'enceinte (cellule) de mesure et le rayonnement.

Une étude de transferts de chaleur externe réalisée par Schetelat a permis de déterminer l'échange dominant dans le cas de la lévitation électromagnétique d'un échantillon (figure 3.2) [SCH-2009]. La figure 3.2-gauche représente la variation des flux totaux évacués par les différents phénomènes de transport en fonction de la température.

La comparaison des coefficients de transfert en fonction de la température est représentée sur la figure 3.2-droite. Le coefficient d'échange global H_r associé au rayonnement est élevé dès 1200 K et devient de plus en plus important avec la température par rapport à la convection naturelle en présence d'Argon ou d'Hélium dans l'enceinte de mesure.

A partir de la figure 3.2, nous pouvons déduire que pour les hautes températures, seul le transfert externe par rayonnement est pris en compte.

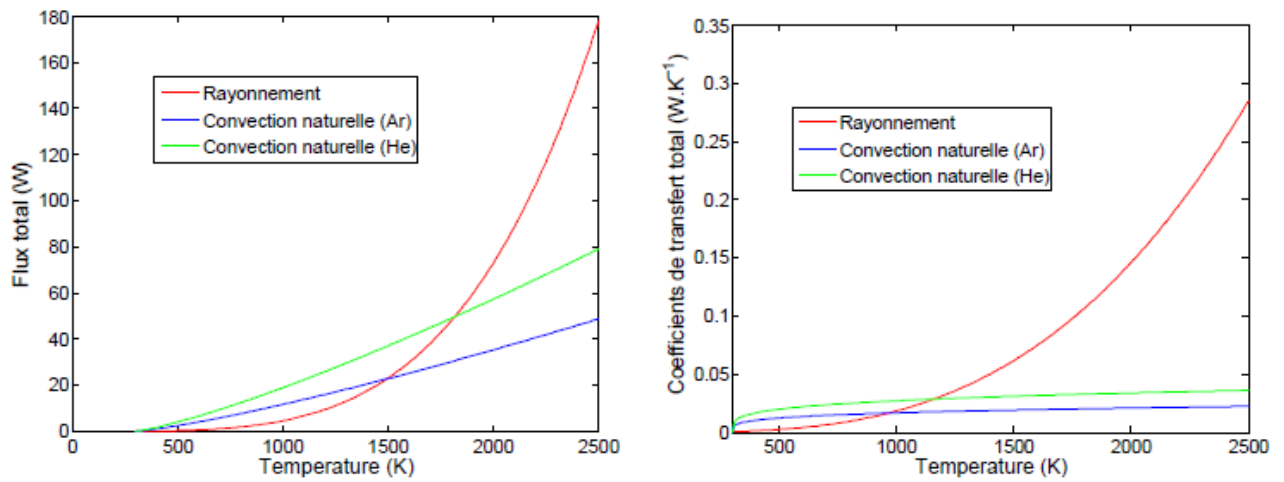


Figure 3.2 - Comparaison des transferts de chaleur externes. Flux totaux de chaleur évacués (gauche) ; coefficients de transfert globaux (droite) [SCH-2009].

Schetelat a montré sur la figure 3.2, que seul le flux radiatif est pris en compte à cause de la haute température de l'échantillon (supérieure à 1700 K). Les échantillons que nous avons utilisés pour nos mesures sont le nickel et le niobium. Leurs températures de fusion sont respectivement égales à 1728 K et 2477 K . Nous nous basons donc sur la comparaison des transferts de chaleur externes (figure 3.2) pour imposer un flux radiatif à la surface libre de la charge (équation 3.16). Pour ce faire, nous avons écrit une UDF (User-Defined Function) appelée sous Fluent.

$$\Phi_r = \varepsilon \sigma_{SB} (T_{surf}^4 - T_{gaz}^4) \quad (3.16)$$

Dans l'argon et loin de la charge nous avons imposé la condition limite thermique suivante :

$$T_{gaz} = T_{\infty} = 300\text{ K} \quad (3.17)$$

3.2 Procédure expérimentale et d'analyse des mesures

3.2.1 Procédure expérimentale

La procédure que nous utilisons a été proposée par Schetelat [SCH-2011]. Par rapport aux autres méthodes de mesure, cette méthode présente les avantages suivants : elle est valide pour tous les nombres de Biot, pour toutes les conductivités électriques, elle ne nécessite pas de calibration préalable.

Elle est basée sur le comportement du champ de température lorsque les sources thermiques internes à l'échantillon sont instationnaires (section 2.3.3 du chapitre 2). Ce comportement peut être résumé de la façon suivante.

Supposons que les sources thermiques instationnaires soient modulées de façon harmonique, autrement dit que $P(t)$ la puissance joule dissipée dans la charge soit :

$$P(t) = P_0(1 + 2\alpha \cdot \cos(\omega_2 t)) \quad (3.18)$$

où α est l'amplitude de la modulation, ω_2 la fréquence angulaire de la modulation et P_0 la puissance joule en absence de modulation. On remarque que dans le cas de nos expériences cette expression de la puissance joule est une assez bonne approximation.

La figure 3.3 illustre la réponse de la température de la charge à la modulation de la puissance. Elle représente un spectre dont l'abscisse est la fréquence angulaire de la modulation ω_2 et l'ordonnée le rapport des modules des parties instationnaires $\tilde{T}(t)$ et $\tilde{P}(t)$ de la température et de la puissance. ($\tilde{T}(t) = T(t) - \langle T \rangle$ et $\tilde{P}(t) = P(t) - \langle P \rangle$). Elle se lit de la façon suivante.

- Pour les fréquences basses, le champ de température suit celui de la puissance Joule et le rapport des modules des parties instationnaires $\|\tilde{T}\|/\|\tilde{P}\|$ est constant. Ce régime thermique est quasi-statique.
- Pour les fréquences élevées, la variation de la puissance Joule est rapide et pendant une période, la charge n'a pas le temps de « thermaliser ». Le champ des températures ne « suit » plus celui des puissances. Le rapport $\|\tilde{T}\|/\|\tilde{P}\|$ tend vers zéro. Ce régime est conductif.
- Entre ces deux régimes, le champ des températures suit celui de la densité de puissance avec un certain retard. Ce retard est lié aux valeurs de la capacité calorifique et de la conductivité thermique de la charge. Ce retard augmente avec la capacité calorifique et diminue avec la conductivité thermique.

Ce troisième régime est celui qui est adapté à la calorimétrie. Il a lieu dans un intervalle de fréquences angulaires ω_{int} et ω_{ext} . Ces fréquences sont l'inverse de temps caractéristiques des échanges thermiques à l'intérieur de la charge pour $1/\tau_{int}$ et entre la charge et son environnement pour $1/\tau_{ext}$.

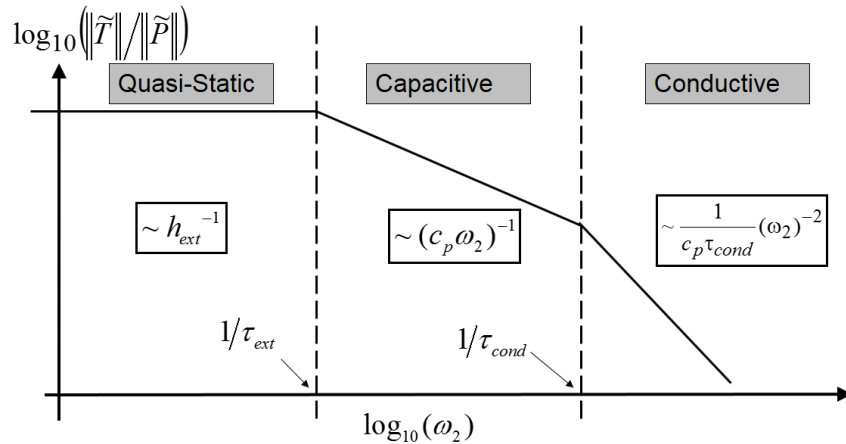


Figure 3.3 - Spectre de la réponse de la température sur la puissance pour différentes harmoniques de la modulation temporelle de la puissance [SCH-2009].

Partant de ce constat, Schetelat a proposé que la modulation de la puissance joule ait une forme de bruit blanc dans l'intervalle de pulsations $[\omega_{ext}, \omega_{int}]$ puis a utilisé une procédure d'identification issue de la théorie du contrôle du signal qui consiste à :

- 1- trouver les fonctions d'identification H_p^{exp} et H_e^{exp} des températures polaires et équatoriales à partir des mesures, (la définition de ces fonctions est portée sur la figure 3.4)
- 2- égaliser ces fonctions d'identification à des fonctions d'identification analytiques H_p^{ana} et H_e^{ana} ou numériques H_p^{num} et H_e^{num}
- 3- inverser ce système pour trouver les valeurs des propriétés thermiques recherchées à savoir la capacité calorifique C_p et du coefficient d'échange thermique interne global H_{int} .

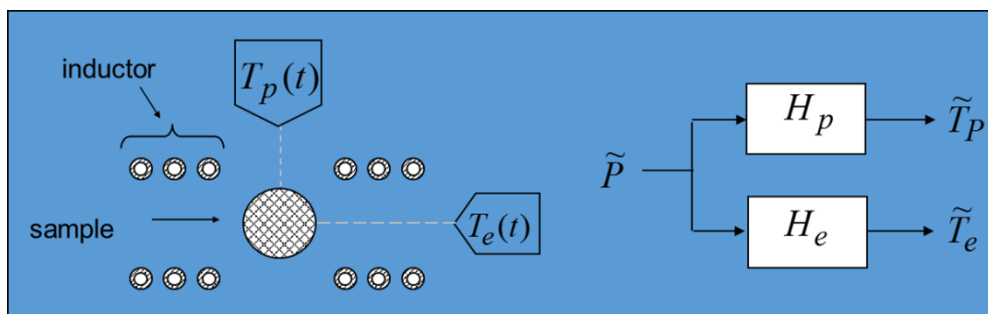


Figure 3.4 - Représentation du système charge et inducteur comme un « transformateur » pour la théorie du contrôle du signal - les fonctions de transfert sont les fonctions qui relient la partie instationnaire de la puissance joule dissipée dans l'échantillon aux parties instationnaires des températures mesurées [SCH-2009].

Cette procédure est résumée sur la figure 3.5.

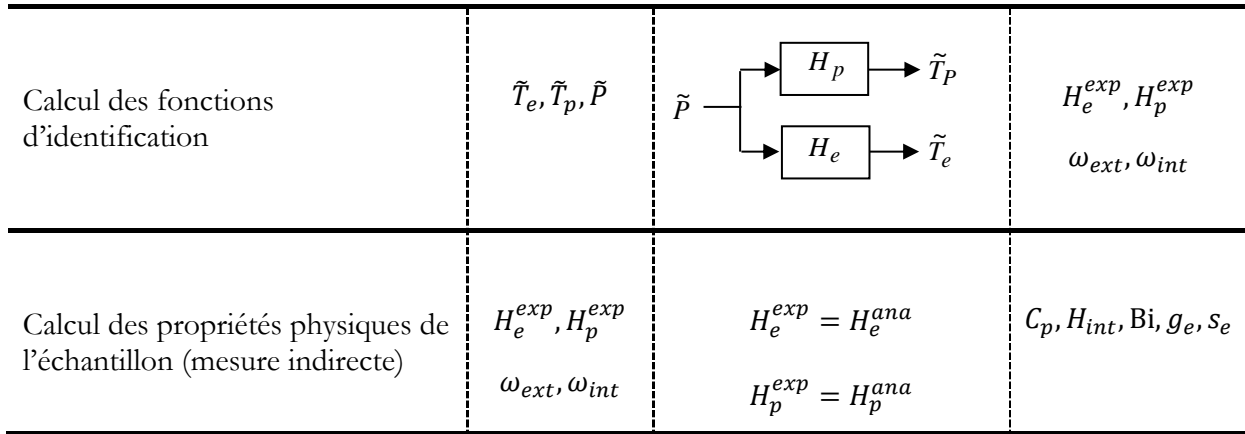


Figure 3.5 - Procédure de calcul des propriétés physiques d'un échantillon proposée par Schetelat [SCH-2011].

L'étape d'identification est issue de la théorie du traitement du signal qui consiste à trouver les fonctions d'identification H^{exp} à partir des mesures. L'identification de système (ou identification paramétrique) est une technique de l'automatique consistant à obtenir le modèle mathématique d'un système à partir de mesures. En général, ce modèle est représenté sous forme de fonction de transfert utilisant la transformée en Z, c'est-à-dire l'équivalent discret de la transformée de Laplace.

Pour obtenir un modèle mathématique consistant, il est important d'exciter le système avec toutes les fréquences de sa plage de fonctionnement. Ainsi le signal d'entrée appliqué doit être riche en fréquences, c'est-à-dire posséder un large spectre (entre ω_{ext} et ω_{int}). C'est ce que nous faisons quand nous appliquons un bruit blanc sur la consigne d'entrée du générateur (voir annexe C)

Pour l'étape de mesure inverse, Schetelat a utilisé les fonctions de transferts analytiques données par le modèle à deux zones présentées dans la section 2.3.3 du chapitre 2. Dans cette thèse, l'étape de mesure inverse est réalisée grâce à une fonction de minimisation « FMINUNC » (Find a MINimum of an UNConstrained multivariable function) choisie par Alamir [ALA-2011]. Elle permet de calculer sans contraintes les inconnues du système.

3.2.2 Programme d'analyse des mesures

Le programme d'analyse des mesures permet d'obtenir les valeurs de $C_p, H_{int}, Bi, g_e, s_e$ à partir des mesures.

Dans les expériences qui feront l'objet des chapitres 5 et 6, la puissance Joule dissipée dans la charge a une forme de bruit blanc, c'est-à-dire que la modulation n'a pas la forme en une seule harmonique proposée par l'équation 3. 18, mais une forme dont le spectre montre de l'énergie à toutes les harmoniques. Des exemples de bruits blancs seront présentés dans le chapitre 6. Une fois mesurée l'intensité du courant inducteur et les températures polaire et équatoriale, il faut analyser les mesures.

Le programme d'analyse des résultats utilisé dans cette thèse diffère un peu de ce qui a été proposé par Schetelat. Il comporte aussi les 2 étapes principales : l'identification et la détermination

$C_p, H_{int}, Bi, g_e, s_e$.

Le programme utilisé a été écrit par Mazen Alamir, directeur de recherche au CNRS et chercheur au laboratoire GIPSA-Lab de Grenoble. Ce programme fait l'objet de l'annexe E

Données

Ce programme utilise différentes données, mesurées lors des acquisitions. Ces données sont le temps, le courant I_{eff} , la fréquence f du courant inducteur, la tension de commande du générateur U_c , les températures équatoriale et polaire, respectivement T_e et T_p .

Séparation des données

Les données enregistrées lors de l'acquisition sont contenues dans un fichier texte « .txt ». Avant d'utiliser le programme « **data_analysis.m** » écrit par Alamir sous Matlab, les données doivent subir un prétraitement [ALA-2011]. Ainsi, à partir des données enregistrées nous calculons (sur un tableur) le temps de l'acquisition puis les variations temporelles de courants, de températures et de tensions de commande. Pour cela, nous procédons de la manière suivante :

$$temps = temps(t) - temps(t = 0) \quad (3.19)$$

$$\tilde{I}_{eff} = I_{eff}(t) - \langle I_{eff} \rangle \quad (3.20)$$

$$\tilde{T}_{e/p} = T_{e/p}(t) - \langle T_{e/p} \rangle \quad (3.21)$$

$$\tilde{U}_c = U_c(t) - \langle U_c \rangle \quad (3.22)$$

Nous séparons les variations temporelles des différentes données calculées ci-dessus et les enregistrons chacune dans un fichier « .txt ». Nous les avons nommés dans le répertoire de calcul Matlab de la manière suivante : temps, Ieff, Uc, Te, Tp.

Noter bien que les fichiers « .txt » doivent contenir des valeurs décimales avec des points et non des virgules. Ces fichiers doivent contenir tous le même nombre de valeurs.

Régularisation de l'échantillonnage

Lors de l'acquisition, les mesures sont obtenues avec des pas de temps irréguliers, donc impossible de procéder à l'identification. Cependant, il est nécessaire de régulariser ce pas de temps avant de commencer l'identification. Pour cela, les différents pas de temps du fichier « temps.txt » de l'acquisition sont calculés puis le pas de temps minimum est retenu comme pas de temps d'échantillonnage. Ensuite, les autres données de mesures Ieff, Uc, Te, Tp sont interpolées avec ce nouveau pas de temps.

Modèle analytique de la méthode d'identification utilisée

Le modèle analytique qui est la méthode d'identification de l'algorithme « N4SID » (Numerical Subspace based State Space System Identification) de Matlab est basé sur le comportement du champ de température lorsque les sources thermiques internes de l'échantillon sont instationnaires.

La structure du modèle linéaire la plus générale de cet algorithme est donnée par la représentation d'état suivante :

$$\dot{x} = Ax + Bu \quad (3.23)$$

$$y = Cx + Du \quad (3.24)$$

où $u = \tilde{U}_c$, la variation temporelle de la tension de consigne de mesure. Elle représente l'entrée d'excitation du modèle,

$y = \begin{pmatrix} \tilde{T}_e \\ \tilde{T}_p \end{pmatrix}$, les variations temporelles des températures équatoriale et polaire mesurées. Elles représentent les sorties du modèle,

x est l'état interne du modèle (sans nécessairement une signification physique),

A, B, C et D sont des matrices calculées directement à partir des mesures d'entrée et des sorties du système qui sont respectivement $u = \tilde{U}_c$ et $y = \begin{pmatrix} \tilde{T}_e \\ \tilde{T}_p \end{pmatrix}$.

Ce qui donne les fonctions de transferts des températures équatoriale $H_e^{ana} = TF_e(z)$ et polaire $H_p^{ana} = TF_p(z)$ (en temps discrete). Nous avons choisi le modèle d'ordre 4 dans tous nos calculs. Cet ordre correspond au degré du dénominateur des fonctions de transfert résultantes et tandis que le numérateur est de degré 3.

En effet, une étude réalisée par Mazen a montré que les résultats d'identification sont moins satisfaisants avec des modèles d'ordre 2 ou 3.

Les données des mesures ont été décomposées en deux parties : la première partie permet de calculer le modèle d'identification tandis que la seconde est utilisée pour valider le modèle obtenu.

Identification des paramètres physiques du modèle

Dans cette section, nous utilisons les équations 2.53a et 2.53b (section 2.3.3, chapitre 2) de transfert de chaleur du modèle à 2 zones de Fecht, [FEC-1991] :

$$\text{zone équatoriale : } \frac{d\tilde{T}_e}{dt} = \frac{H_{int}}{C_p g_e} [\tilde{T}_p - (1 + s_e Bi)\tilde{T}_e] + \frac{\tilde{P}}{c_p g_e} \quad (3.25)$$

$$\text{zone polaire : } \frac{d\tilde{T}_p}{dt} = \frac{H_{int}}{C_p (1 - g_e)} [\tilde{T}_e - (1 + (1 - s_e) Bi)\tilde{T}_p] \quad (3.26)$$

Les différentes inconnues des deux équations ci-dessus sont $C_p, H_{int}, Bi, g_e, s_e$ telles que :

$$\text{zone équatoriale : } \frac{d\tilde{T}_e}{dt} = \mu_2 \tilde{T}_p + \mu_1 \tilde{T}_e + \mu_5 \tilde{P} \quad (3.27)$$

$$\text{zone polaire : } \frac{d\tilde{T}_p}{dt} = \mu_3 \tilde{T}_e + \mu_4 \tilde{T}_p \quad (3.28)$$

Les équations 3.25 et 3.25 regroupées nous permettent d'écrire :

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \tilde{T}_e \\ \tilde{T}_p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mu_1 & \mu_2 \\ \mu_3 & \mu_4 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{T}_e \\ \tilde{T}_p \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \mu_5 \\ 0 \end{pmatrix} \tilde{P} \quad (3.29)$$

Le modèle physique de l'équation 3.27 se met sous la forme :

$$\dot{y} = A_m(\mu)y + B_m(\mu)P \quad (3.30)$$

où A_m et B_m sont des matrices représentées par :

$$A_m(\mu) = \begin{pmatrix} \mu_1 & \mu_2 \\ \mu_3 & \mu_4 \end{pmatrix} \quad B_m(\mu) = \begin{pmatrix} \mu_5 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.31)$$

avec les définitions des paramètres suivants :

$$\mu_1 = -\frac{(1 + s_e \text{Bi})H_{int}}{C_p \cdot g_e} \quad (3.32)$$

$$\mu_2 = \frac{H_{int}}{C_p \cdot g_e} \quad (3.33)$$

$$\mu_3 = \frac{H_{int}}{C_p(1 - g_e)} \quad (3.34)$$

$$\mu_4 = -\frac{(1 + (1 - s_e)\text{Bi})H_{int}}{C_p(1 - g_e)} \quad (3.35)$$

$$\mu_5 = \frac{1}{C_p \cdot g_e} \quad (3.36)$$

Le calcul de ces paramètres, nous permet d'obtenir en partie les inconnues du problème posé. Pour ce faire, dans le programme « **data_analysis.m** » nous utilisons une fonction d'optimisation « optimiset ». Elle se sert de la fonction d'optimisation Matlab « FMINUNC » (Find a MINimum of an UNConstrained multivariable function) pour le calcul des équations 3.32 à 3.36. Cette fonction contient cinq paramètres d'entrées initiaux qui sont les μ que nous calculons grâce aux propriétés physiques de la charge utilisée, et quatre variables. A partir de ces paramètres initiaux, la fonction Matlab « FMINUNC » de minimisation sans contraintes permet d'obtenir les valeurs optimales identifiées des μ en résolvant le problème par la méthode des moindres carrés linéaires avec une seconde fonction « LSQLIN » Matlab.

Nous arrivons à trouver les valeurs des trois inconnues Bi , g_e et s_e (équations 3.37, 3.38 et 3.39) qui sont sans dimensions et indépendant de μ_5 dont la valeur calculée est incertaine.

$$\text{Bi} = -\left(2 + \frac{\mu_1}{\mu_2} + \frac{\mu_4}{\mu_3}\right) \quad (3.37)$$

$$g_e = 1/\left(1 + \frac{\mu_2}{\mu_3}\right) \quad (3.38)$$

$$s_e = \left(1 + \frac{\mu_1}{\mu_2}\right) / \left(2 + \frac{\mu_1}{\mu_2} + \frac{\mu_4}{\mu_3}\right) \quad (3.39)$$

$$H_{int} = \mu_2 / \mu_5 \quad (3.40)$$

$$C_p = 1/g_e \cdot \mu_5 \quad (3.41)$$

Afin d'obtenir les valeurs des propriétés physiques C_p , H_{int} , il faut déterminer le paramètre μ_5 qui est lié à la puissance Joule dissipée dans la charge. Rappelons que cette puissance est écrite dans le programme Matlab de la manière suivante :

$$P(k) = [\Phi(I(k), I^2(k))] \cdot \hat{\mu}_p(\hat{\mu}) \quad (3.42)$$

où $\hat{\mu}$ est la solution optimale donnée par la fonction « FMINUNC » et $\hat{\mu}_p(\hat{\mu})$ une erreur multiplicative de la puissance. Pour corriger cette erreur, la puissance sera divisée par le paramètre μ_5 cherché :

$$P(k) = \frac{1}{\mu_5} [\Phi(I(k), I^2(k))] \cdot \hat{\mu}_p(\hat{\mu}) \quad (3.43)$$

Le calcul de μ_5 permet de déterminer les valeurs des propriétés physiques C_p, H_{int} .

$$\mu_5 = \frac{\max_{k=1, \dots, N_{exp}} [\Phi(I(k), I^2(k))] \hat{\mu}_p(\hat{\mu})}{\Delta P} \quad (3.44)$$

où $\Delta P = 2 * \alpha_{mesuré}(\%) * P_{calculée}$ est la partie fluctuante de la puissance Joule dissipée dans la charge. $\alpha_{mesuré}$ est le coefficient de modulation mesuré. Et $P_{calculée}$ est la puissance Joule moyenne dissipée dans la charge. Nous l'obtenons grâce au calcul de l'électromagnétique avec le module Induc2D sous le logiciel Fluent. Pour ce faire, nous avons besoin du courant inducteur et de sa fréquence que nous avons mesuré ainsi que les propriétés physiques de la charge qui sont la masse volumique et la conductivité électrique.

3.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les outils numériques que nous utiliserons dans les chapitres 4 et 6.

Nous donnons des détails sur le fonctionnement du programme Matlab « **data_analysis.m** » de post-processing des mesures que nous avons utilisées pour calculer les propriétés physiques (capacité calorifique et conductivité thermique) d'un échantillon solide et liquide par la méthode d'identification. Les résultats de ce calcul font l'objet du chapitre 6.

Chapitre 4

Simulations numériques de cas de lévitation électromagnétique

La lévitation électromagnétique est un procédé mis en évidence par Okress [OKR-1952]. Son principe consiste à placer une charge conductrice d'électricité dans un inducteur alimenté par un courant alternatif de haute fréquence (de la dizaine à la centaine de kHz) qui crée un champ magnétique alternatif et engendre des courants induits à l'intérieur de la charge dans une couche surfacique appelée épaisseur de peau électromagnétique (équation 2.16, chapitre 2). Ces courants induits créent deux effets :

- un effet thermique dû à la puissance Joule (chauffage de la charge)
- un effet mécanique dû aux forces électromagnétiques capables d'équilibrer le poids de la charge (lévitation), de centrer la charge et de mettre en mouvement le liquide à l'intérieur de la charge.

Cette technique permet de s'affranchir de la présence d'un creuset lors de la fusion de la charge. Le but de ce chapitre est d'analyser les phénomènes physiques mis en jeu dans le léviteuse EML à l'aide de la modélisation numérique. Notamment nous étudierons les comportements thermique et hydrodynamique de l'échantillon en calculant la densité de puissance Joule dissipée dans la charge et celle des forces électromagnétiques.

4.1 Simulation numérique du léviteuse EML spatial

4.1.1 Présentation de l'instrument et conditions de fonctionnement

La figure 4.1 présente la mise en place de l'inducteur TEMPUS-MSL dans un appareil spatial avant le décollage et sa géométrie de modélisation. Ce Léviteuse ElectroMagnétique (EML) est un dispositif inductif produisant deux champs magnétiques alternatifs superposés (figure 4.2). Un champ quadripolaire est utilisé pour centrer l'échantillon métallique. Un champ dipolaire est utilisé pour fondre l'échantillon, contrôler sa température et/ou exciter sa surface libre. Il est intéressant de noter que deux courants circulent dans la même bobine inductrice en cuivre. Le diamètre de l'échantillon peut varier de 8 à 10 mm. Tout est programmé à l'avance (le type d'échantillon, les temps de préchauffage, de chauffage, de lévitation puis de modulation et de refroidissement ...) avant d'envoyer l'appareil dans l'espace. Lors des expériences réalisées dans l'espace les grandeurs suivantes sont mesurées : les tensions de chauffage et de centrage aux bornes de l'inducteur, les courants de consignes, les fréquences des courants inducteur et la température. Des pyromètres et des dispositifs vidéo accompagnent l'instrument.

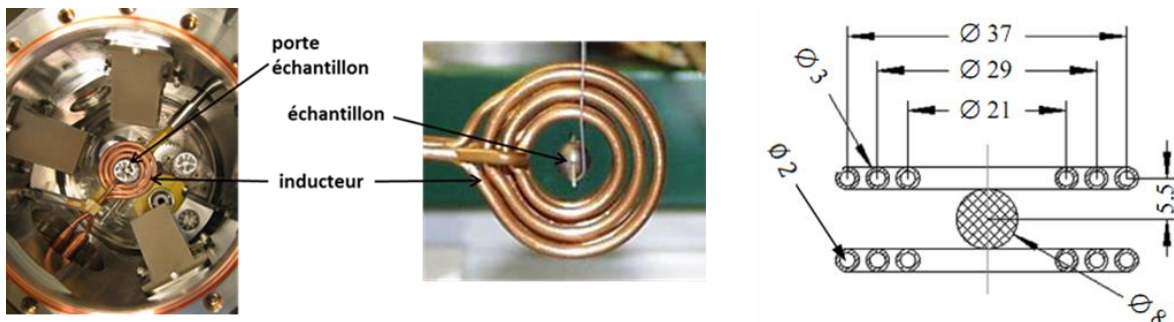


Figure 4.1 - Photo d'un inducteur TEMPUS-MSL et géométrie (source Astrium) [LOH-2001].

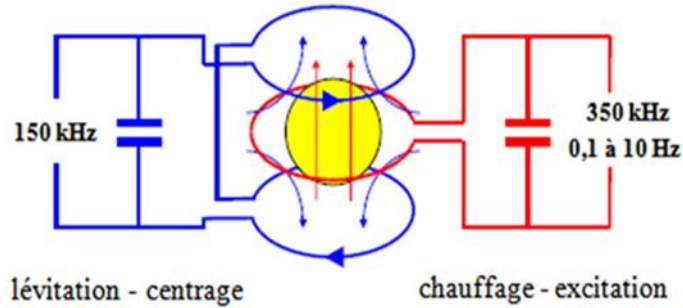


Figure 4.2 - Schéma électrique des deux alimentations du dispositif TEMPUS-MSL [LOH-2002 ; ETA-2004]. L'alimentation en bleu permet le centrage de la charge (champ quadripolaire). Le chauffage et l'excitation mécanique (champ bipolaire) est obtenue par l'alimentation en rouge.

Nous disposons de l'enregistrement des expériences du vol TEXUS-EML2 de la fusée sonde de février 2008. Nous présentons (figure 4.3) l'enregistrement réalisé pour l'échantillon d'alliage d'Al68,5 at.% - Ni31,5 at.% qui a été utilisé pour mesurer la capacité calorifique et la viscosité. Afin de quantifier les effets respectifs des courants de chauffage et de centrage électromagnétique sur la puissance Joule dissipée dans la charge et les écoulements à l'intérieur de cette dernière. Nous nous sommes intéressés plus spécifiquement à trois séquences de mesures (figure 4.3). La première et la troisième séquences correspondent aux séquences auxquelles les tensions mesurées par le chauffage (Heater) et par le centrage (Positioner) sont stationnaires. Elles correspondent respectivement aux temps d'enregistrements compris entre 388,8 s et 391 s puis 419 s et 420 s. La deuxième séquence correspond à des mesures de tension instationnaire. Elle correspond au temps d'enregistrement compris entre 391,02 s et 391,76 s.

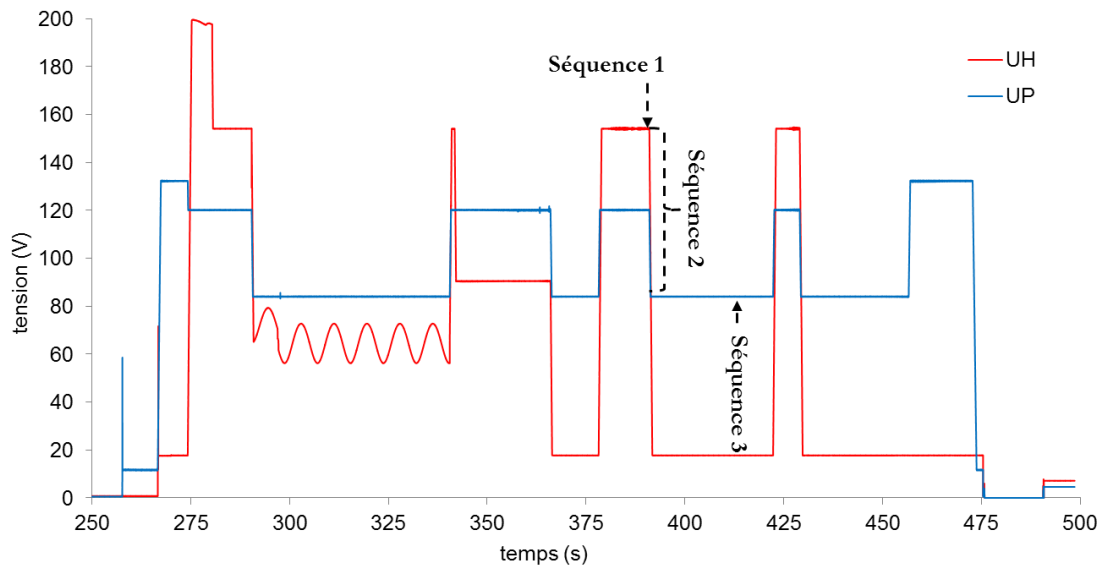


Figure 4.3 - Variation de la tension de chauffage et de centrage en fonction du temps du vol TEXUS fusée sonde (2008) de l'alliage d'Al68,5 at.% - Ni31,5 at.%. Séquence 1 et 3 stationnaires, Séquence 2 instationnaire.

La charge lévitée est un alliage métallique composé de 68,5 % at d'Aluminium et de 31,5 % at de Nickel. Sa température de liquidus est égale 1347 °C. Les propriétés thermophysiques et les conditions électriques relatives aux courants inducteurs des différentes séquences étudiées sont portées dans les tableaux 4.1 et 4.2. Les relations de linéarité liant la tension et le courant du chauffage (U_H et I_H) d'une part et la tension et le courant du positionneur (U_p et I_p) d'autre part nous ont été fournies par Lohoefer de la DLR-Cologne (annexe B).

Tableau 4.1 - Propriétés thermophysiques de l'alliage d'Al 68,5 %.at-Ni 31,5 %.at aux séquences 1, 2 et 3 de la figure 4.3 (cas général en annexe A) [EGR-2008].

Propriété	Symbole/unité	Séquence 1 et 2	Séquence 3
masse volumique	$\rho(kg.m^{-3})$	3425	3428
capacité calorifique	$c_p(J.kg^{-1}.K^{-1})$	1040	1040
conductivité thermique	$\kappa_{th}(W.m^{-1}.K^{-1})$	53	53
conductivité électrique	$\sigma_{el}(\Omega.m)^{-1}$	$9,14.10^5$	$8,77.10^5$
viscosité moléculaire	$\nu_0(m^2.s^{-1})$	$1,17.10^{-6}$	$2,09.10^{-6}$
tension superficielle	$\gamma(N.m^{-1})$	0,96	0,96
émissivité totale	ε	0,52 et 0,48	0,3
rayon	$a(mm)$	4	4

Tableau 4.2 - Conditions électriques relatives aux courants de l'inducteur pour la lévitation de l'alliage d'Al 68,5 %.at – Ni 31,5 %.at (vol TEXUS-EML2 de février 2008).

Séquence		1 : stationnaire	2 : instationnaire	3 : stationnaire
intervalle		388,8 s - 391 s	391,02 s - 391,76 s	419 s - 420 s
Inducteur de chauffage	tension (pic) $U_H(V)$	154	154 à 17,7	17,7
	intensité (pic) I_H calculé (A)	161	161 à 18,5	18,5
	fréquence du courant $f_H(kHz)$	375,3	375,3	375,3
Inducteur de centrage	tension (pic) $U_P(V)$	120	120 à 84	84
	intensité (pic) I_P calculé (A)	292	292 à 205	205
	fréquence du courant $f_P(kHz)$	142,4	142,5	142,5

Nous nous intéresserons plus précisément à l'effet de la superposition des deux courants inducteurs de fréquences différentes sur les comportements thermique et hydrodynamique de l'échantillon en calculant la densité de puissance Joule dissipée dans la charge, des forces électromagnétiques et des écoulements.

4.1.2 Ordres de grandeurs attachés à l'EML spatial

Nous avons, au préalable analysé séparément les effets des courants inducteurs de chauffage et de centrage. Dans les tableaux 4.3 et 4.4 nous présentons les valeurs des grandeurs caractéristiques pour le chauffage seul (Heater) et pour le centrage seul (Positioner). Dans les deux cas, nous avons $\delta/a \leq 1$ (soit $R_\omega > 1$), le champ magnétique diffuse dans la charge conductrice. Les lignes de champ sont localisées dans les premiers millimètres de la charge.

Dans ce cas de notre étude, le nombre de Reynolds magnétique est toujours faible devant l'unité ($R_m \ll 1$). Ces ordres de grandeur ont été trouvés dans le tableau 2.4 du chapitre 2.

Dans la modélisation électromagnétique nous ne prendrons donc pas en compte les courants électriques induits par la vitesse. Les valeurs des tableaux 4.3 et 4.4 nous serviront de références dans la suite de nos calculs.

Tableau 4.3 - Ordres de grandeur attachés à l'EML d'Astrium du vol TEXUS-EML2 2008.

Grandeur	Expression	Inducteur de chauffage	Inducteur de centrage
épaisseur de peau électromagnétique (m)	$\delta = \sqrt{2/\mu_0\sigma_{el}\omega}$	$0,86.10^{-3}$	$1,40.10^{-3}$
rapport de l'épaisseur de peau et du rayon	(δ/a)	0,21	0,35
champ magnétique caractéristique (<i>Gauss</i>)	$B_0(chp2, tab2.2)$	242	192
vitesse d'Alfvén ($m.s^{-1}$)	$U_A B_0/\sqrt{\mu_0\rho}$	0,35	0,28
vitesse caractéristique ($m.s^{-1}$)	$U \propto U_A$	0,07 à 0,14	0,06 à 0,11

Tableau 4.4 - Ordres de grandeur des nombres sans dimension.

Grandeur	Expression	Inducteur de chauffage	Inducteur de centrage
paramètre d'écran	$R_\omega = \mu_0\sigma_{el}\omega a^2$	42,66	16,14
nombre de Reynolds magnétique	$R_m = \mu_0\sigma_{el}Ua$	$(32 - 63).10^{-5}$	$(27 - 50).10^{-5}$
nombre de Reynolds	$R_e = \frac{U.a}{\nu}$	518	407
nombre de Bond	$B_0 = \frac{\rho g a^2}{\gamma}$	0,61	0,61
nombre de Bond magnétique	$B_m = \frac{B_0^2 a}{2\mu_0\gamma}$	0,97	0,61

4.1.3 Résultats des calculs

Pour les calculs numériques nous avons considéré que la configuration du lévitateur était axisymétrique (figure 4.1). Les propriétés physiques et les paramètres électriques de simulations sont respectivement donnés dans les tableaux 4.1 et 4.2. Nous avons ainsi obtenu les résultats de l'électromagnétisme, de l'hydrodynamique et de la thermique de la goutte pour les trois séquences que nous avons choisies.

- **Calculs stationnaires**

Séquence 1 : 388,8 s et 391 s

Pour la séquence 1 correspondant à la mesure de température stationnaire comprise entre 388,8 s et 391 s, nous avons effectué les modélisations en superposant dans l'inducteur les courants de chauffage (Heater) et de centrage (Positioner). Les résultats du calcul de la densité de puissance Joule dissipée dans la charge et la température illustrent la thermique dans la goutte (figure 4.4). Tandis que l'hydrodynamique à l'intérieur de la goutte est illustrée respectivement par les lignes de courant, le champ de vitesse moyenne et la carte de viscosité effective (figure 4.5).

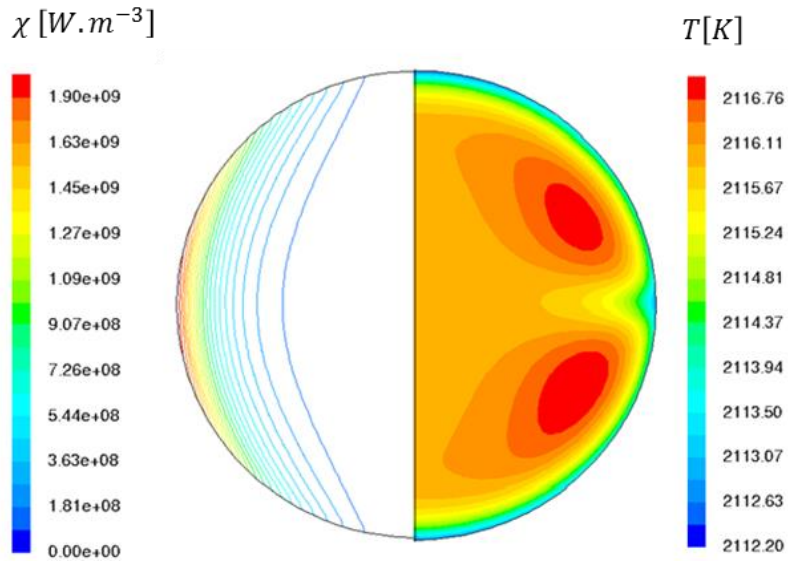


Figure 4.4 - Séquence 1 : résultats de la simulation du lévitateur TEMPUS en superposant le courant de chauffage (Heater) et le courant de centrage (Positioner) dans un même inducteur. Densité de puissance Joule (gauche) ; distribution de la température pour une émissivité de 0,52 (droite).

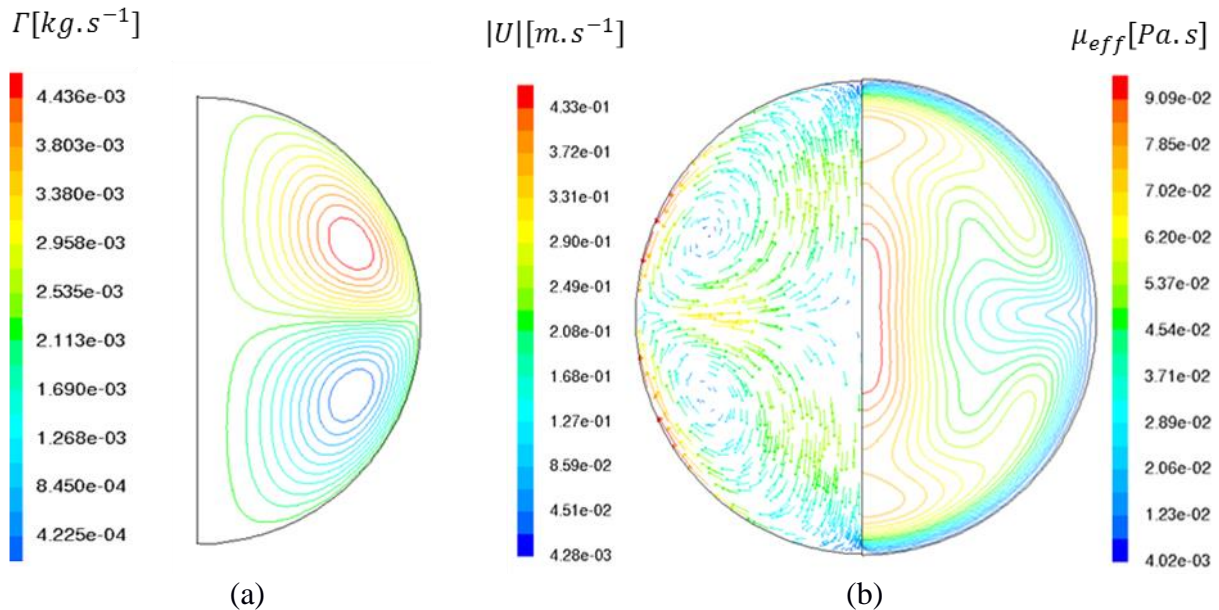


Figure 4.5 - Séquence 1 : résultats de la simulation du lévitateur TEMPUS en superposant le courant de chauffage (Heater) et le courant de centrage (Positioner) dans un même inducteur. (a) Lignes de courant. (b) Champ de vitesse (gauche) ; viscosité effective $\mu_{eff} = \mu_{turbulente} + \mu_{moléculaire}$ (droite).

La cartographie des lignes de courant (figure 4.5a) et de la viscosité effective présentée sur la figure 4.4b-droite sont très semblables à celles qu'a présentées Berry [BER-2000].

Les puissances Joule dissipées dans la charge, les vitesses moyennes, les viscosités effectives et les températures calculées dans la goutte sont résumées dans le tableau 4.5.

Tableau 4.5 - Résultats des calculs obtenus par superposition des deux courants inducteurs de fréquences différentes dans un seul inducteur : Séquence 1 entre 388,8 s – 391 s.

Propriété	Symbole	Unité	Valeur
puissance du chauffage seul	P_H	W	112,44 (95 %)
puissance du positionneur seul	P_P	W	5,87 (5 %)
puissance du chauffage + positionneur	P_{H+P}	W	118,31
champ magnétique du chauffage seul	B_H	$Gauss$	340
champ magnétique du centrage seul	B_P	$Gauss$	168
vitesse moyenne du chauffage seul	$\langle U_H \rangle$	$m.s^{-1}$	0,213
vitesse moyenne (H+P)	$\langle U_{H+P} \rangle$	$m.s^{-1}$	0,205
nombre de Reynolds moyen (H+P)	$\langle Re_{H+P} \rangle$	[–]	702
nombre de Reynolds maximal (H+P)	Re_{max}	[–]	1483
rapport de viscosité	$\langle v_{eff} \rangle / \nu_0$	[–]	10,4
température polaire calculée	$T_{polaire}$	$^{\circ}C$	1842,38
écart entre T_{max} et T_{min}	ΔT	$^{\circ}C$	4,56
température polaire moyenne mesurée	$\langle T_{polaire} \rangle$	$^{\circ}C$	1841

La puissance Joule produite par le courant de centrage représente seulement 5 % de la puissance Joule totale dissipée dans la charge (tableau 4.5). Le champ de vitesse présente deux vortex. Ceci met en évidence le fait que le courant de chauffage (champ dipolaire) a un effet dominant. La vitesse moyenne calculée dans la charge diminue de 3,75 % lorsqu'on prend en compte l'inducteur de centrage. Pour mieux voir l'effet de la superposition des deux courants inducteurs sur les comportements hydrodynamiques de la goutte, nous avons tracé les profils radiaux de la vitesse moyenne pour différents angles dans le cas du courant de chauffage seul et dans le cas des courants de chauffage et centrage superposés (figure 4.6).

Lorsqu'on superpose les deux courants inducteurs, la vitesse à l'intérieur de la goutte et à la surface près de l'équateur (60°) diminue légèrement par rapport à la vitesse obtenue en imposant le courant de chauffage seul. Mais près des pôles (0° et 30°), cette vitesse est légèrement supérieure à la vitesse due au courant de chauffage seul.

La prise en compte du courant de centrage pour la séquence de mesure entre 388,8 s et 391 s modifie très peu l'écoulement dans la goutte. Le calcul hydrodynamique nous a également permis d'estimer la viscosité effective moyenne dans la goutte. Elle vaut une dizaine de fois la viscosité moléculaire. Ces résultats sont en accord avec ceux de Berry et Hyers [BER-2000 ; HYE-2005]. En parallèle, nous avons étudié l'influence de l'émissivité de la goutte sur la thermique. La température moyenne polaire calculée avec une émissivité de 0,52 correspond à la température moyenne mesurée.

Sur la carte de températures (figure 4.5-droite), le fluide froid est transporté du pôle vers l'équateur. La convection conduit à une température polaire légèrement plus faible que la température équatoriale.

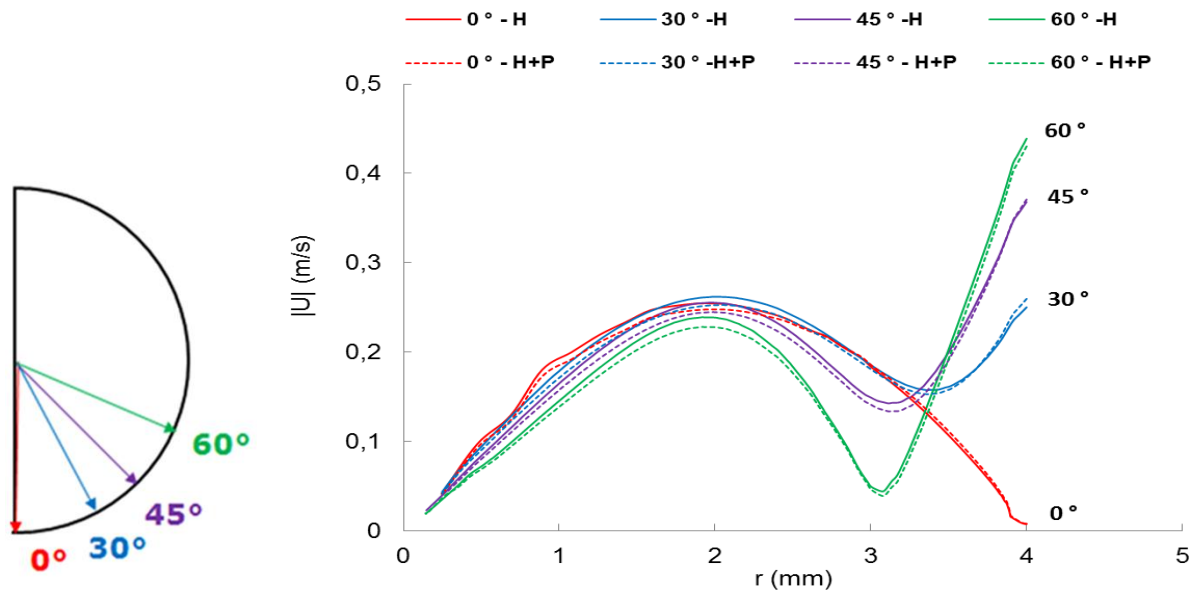


Figure 4.6 - Profils radiaux de vitesse moyenne dans la goutte séquence 1. Position des différents profils repérés par des angles (gauche) ; H seul le courant de chauffage (Heater) circule dans l'inducteur (traits pleins) ; H + P superposition des courants de chauffage (Heater) et de centrage (Positioner) dans le même inducteur (droite).

Séquence 3 : 419 s et 420 s

Nous avons étudié une seconde séquence de mesure de températures stationnaires entre 419 s - 420 s.

Les calculs nous permettent de dire si le courant de centrage influence l'écoulement dans la charge au cours de cette séquence.

Comme précédemment nous illustrons la thermique par les résultats de la densité de puissance Joule dissipée dans la charge et la température (figure 4.7).

Les lignes de courant (figure 4.8a), le champ de vitesse moyenne et de la viscosité effective (figure 4.8b) illustrent l'hydrodynamique.

Contrairement au résultat du champ de vitesse de la séquence 1 qui présentait deux vortex (figure 4.5) (dominance du champ dipolaire), le champ de vitesse de la séquence 3 présente quatre vortex (figure 4.8) (dominance du champ quadratique).

Pour cette séquence le pourcentage de puissance Joule transmise par l'inducteur de chauffage est de 35 % tandis que le pourcentage de puissance Joule transmise par le courant de centrage est de 65 % (tableau 4.6). Les résultats de ce calcul montre que lorsque la puissance Joule correspondant au courant de centrage représente plus de la moitié de la puissance Joule totale dissipée dans la charge, c'est le courant de centrage qui gouverne l'écoulement et la thermique dans la goutte.

L'écoulement est laminaire ($\langle U_{H+P} \rangle = 2,26 \cdot 10^{-2}$, $\langle Re_{H+P} \rangle = 44$, $\langle v_{eff} \rangle / v_0 = 2$) et le champ de température est homogène à l'intérieur et à la surface de la goutte ($\Delta T = 0,3 \text{ } ^\circ\text{C}$). Il est important de noter que l'alliage d'Al-Ni est en surfusion ($\langle T \rangle = 1180 \text{ } ^\circ\text{C}$) dans cette séquence 3 (entre 419 s et 420 s). L'utilisation des propriétés thermophysiques du liquidus pour ce calcul n'est donc pas adéquate.

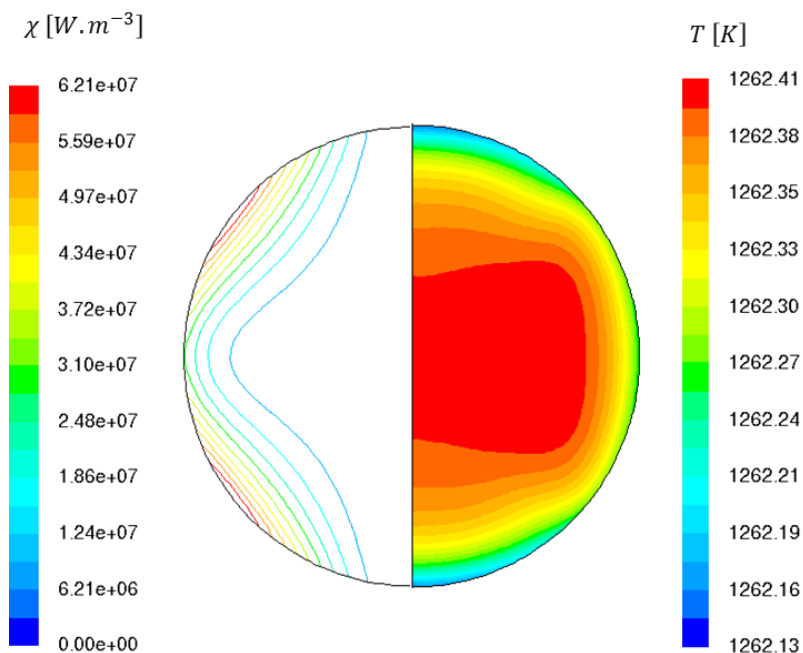


Figure 4.7 - Séquence 3 : résultats de la simulation du lévitateur TEMPUS en superposant le courant de chauffage (Heater) et le courant de centrage (Positioner) dans un même inducteur. Densité de puissance Joule (gauche) ; distribution de la température pour une émissivité de 0,3 (droite).

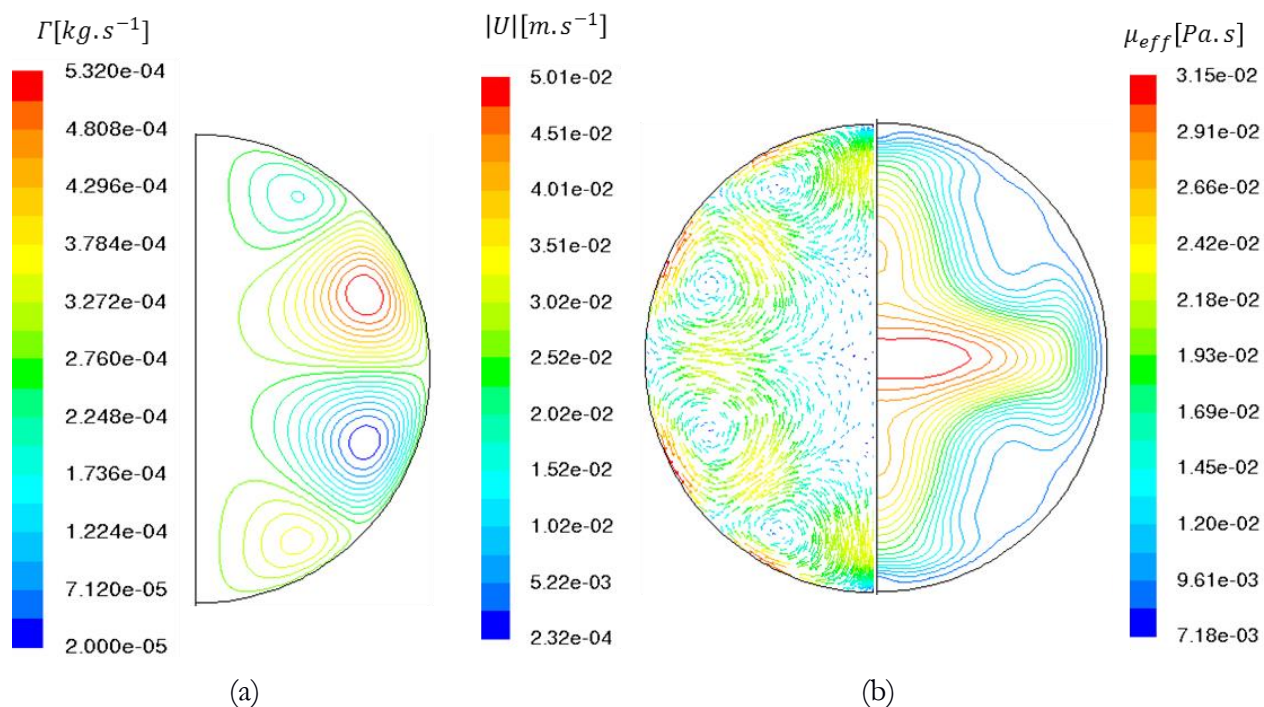


Figure 4.8 - Séquence 3 : résultats de la simulation du lévitateur TEMPUS en superposant le courant de chauffage (Heater) et le courant de centrage (Positioner) dans un même inducteur. (a) Lignes de courant. (b) Champ de vitesse (gauche) ; viscosité effective $\mu_{eff} = \mu_{turbulente} + \mu_{moléculaire}$ (droite).

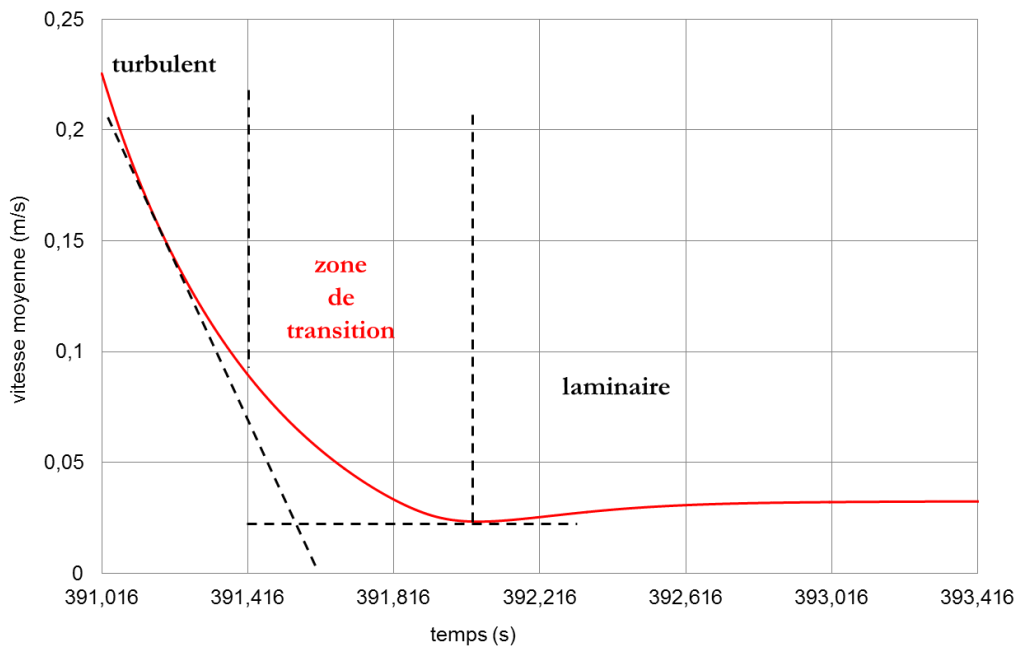
Tableau 4.6 - Résultats des calculs obtenus par superposition de deux courants inducteurs de fréquences différentes dans un seul inducteur : Séquence 3 entre 419 s – 420 s.

Propriété	Symbole	Unité	Valeur
puissance du chauffage seul	P_H	W	1,51(35)
puissance du positionneur seul	P_P	W	2,85(65)
puissance du chauffage + positionneur	P_{H+P}	W	4,36
champ magnétique du chauffage seul	B_H	$Gauss$	39
champ magnétique du centrage seul	B_P	$Gauss$	120
vitesse maximale (H+P)	$U_{(H+P)max}$	$m.s^{-1}$	5.10^{-2}
vitesse moyenne (H+P)	$\langle U_{H+P} \rangle$	$m.s^{-1}$	$2,26.10^{-2}$
nombre de Reynolds moyen (H+P)	$\langle Re_{H+P} \rangle$	[–]	44
nombre de Reynolds maximal (H+P)	Re_{max}	[–]	96
rapport de viscosité	$\langle v_{eff} \rangle / \nu_0$	[–]	2
écart entre T_{max} et T_{min}	ΔT	$^{\circ}C$	0,28
température polaire moyenne mesurée	$\langle T_{polaire} \rangle$	$^{\circ}C$	1180,60

- **Calculs instationnaires**

Séquence 2 : 391,02 s et 391,76 s

Pour simuler la séquence 2, nous avons effectué un calcul instationnaire en coupant brutalement les termes sources dus au courant de chauffage et de centrage en même temps (tableau 4.2). Ce calcul nous a permis de tracer la courbe d'amortissement de la vitesse moyenne dans l'échantillon liquide en lévitation (figure 4.9). Grâce à cette courbe, nous avons pu déterminer la zone de passage du liquide de l'état turbulent à l'état laminaire. Nous avons également comparé les courbes de décroissance de la température polaire calculée et mesurée par Astrium (figure 4.10).


Figure 4.9 - Courbe de décroissance de la vitesse moyenne dans un échantillon liquide en lévitation. Passage du liquide turbulent au liquide laminaire.

L'écoulement turbulent dans l'échantillon s'amortit. Au bout de 0,8 s de calcul, il commence à se stabiliser et devient laminaire au-delà de 1 s (figure 4.9).

La zone d'intersection des deux tangentes à la courbe d'amortissement de la vitesse moyenne (figure 4.9) dans l'échantillon liquide représente la zone du passage du liquide de l'état turbulent à l'état laminaire.

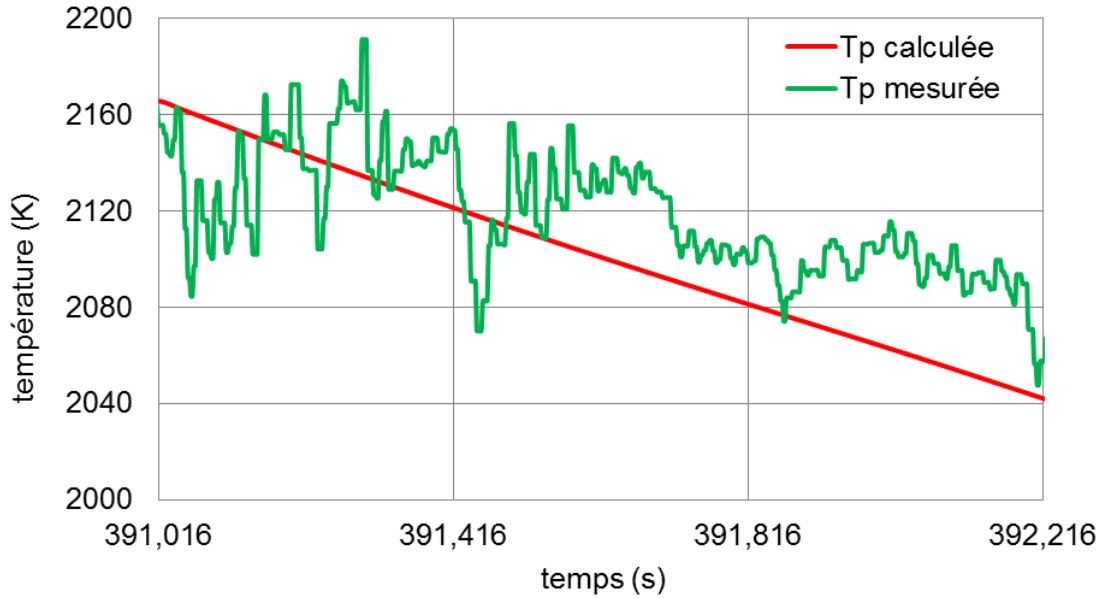


Figure 4.10 - Courbe de décroissance de la température dans la goutte lévitée pour une émissivité de 0,48.

Entre 391,02 s et 391,76 s, nous faisons la moyenne de la température polaire et l'écart type des valeurs calculée et mesurée (tableau 4.7) que nous comparons par la suite.

Tableau 4.7 - Comparaison des résultats expérimentaux et numériques de la température de la séquence de mesure comprise entre 391,02 s – 391,76 s.

391,02 s – 391,76 s	calculée	mesurée (Astrium)
$\langle T_{polaire} \rangle (^{\circ}C)$	1851,77	1859,08
$std\langle T_{polaire} \rangle (^{\circ}C)$	22,79	21,72

$$\langle T_{polaire} \rangle_{calculée} = 1851,76 \pm 22,79(^{\circ}C)$$

$$\langle T_{polaire} \rangle_{mesurée} = 1859,08 \pm 21,72(^{\circ}C)$$

Nous avons obtenu une différence de 7,31 °C entre la moyenne de la température polaire mesurée et calculée. Cette différence s'explique par le fait que pendant le calcul nous avons coupé brutalement les courants du chauffage et du centrage dans l'inducteur de lévitation. Ils suivent donc des droites verticales de leurs valeurs maximums à leurs valeurs minimums (voir tableau 4.2). Alors que les tensions de consignes des courants électriques du vol TEXUS 2008 suivent une loi linéaire en fonction du temps (voir annexe B).

4.1.4 Conclusion

Les travaux réalisés dans cette partie permettent d'améliorer la compréhension et la prédiction de l'écoulement dans une goutte d'alliage métallique fondu dans un champ électromagnétique dans l'espace.

Au cours de cette étude, nous avons démontré que la superposition des courants inducteurs (courants de chauffage et de centrage) produisait une superposition des densités de puissance Joule dissipée dans la charge et des forces électromagnétiques (annexe B). Lohoefer a également utilisé le principe de la superposition grâce à la linéarité de l'équation de l'induction [LOH-2001]. Lorsque le pourcentage de puissance Joule dissipée dans une charge liquide dû au courant de centrage est inférieur à 10 %, le courant de centrage a peu d'influence sur les comportements hydrodynamique et thermique de l'échantillon liquide (Séquence 1). L'hydrodynamique et la thermique sont pilotés par le courant de chauffage.

Lorsque le pourcentage de puissance Joule dû au courant de centrage atteint 60 %, le courant de centrage a une forte influence sur les comportements hydrodynamique et thermique de l'échantillon liquide (Séquence 2). L'hydrodynamique est pilotée par le courant de centrage.

Nous pourrions conclure cette partie en disant que le courant de centrage ne peut pas être négligé dans tous les essais spatiaux. Il est susceptible d'agir sur les mesures.

4.2 Simulation numérique du lévitateur EML terrestre

4.2.1 Présentation de l'instrument et condition de fonctionnement

La figure 4.11 présente l'inducteur EML terrestre de l'installation AEXAM-2 dans sa cellule de mesure. Ce Lévitateur ElectroMagnétique (EML-AEXAM-2) est un dispositif inductif qui superpose deux champs magnétiques de nature différente : un champ alternatif (AC) produit par un inducteur de lévitation et un champ permanent (DC) produit par une bobine supraconductrice (bobine d'Helmholtz).

Le champ AC produit par l'inducteur de lévitation est quadripolaire. Il est utilisé respectivement pour léviter l'échantillon métallique, le fondre, contrôler sa température et/ou exciter sa surface libre.

Le champ DC produit par la bobine supraconductrice permet de stabiliser l'échantillon liquide pendant sa lévitation en amortissant l'écoulement provoqué par la présence de la gravité. Un certain nombre de chercheurs ont effectué des calculs ou réalisés des expériences en superposant les champs magnétiques AC et DC [YAS-2004 ; TSU-2007 ; KOB-2007 ; BOJ-2009 ; SCH-2009].

Dans le cadre de la conception de l'installation AEXAM-2 dans le chapitre 5, nous avons réalisé des calculs numériques en amont.

Ces calculs ont pour buts :

- de connaître la position du champ magnétique nul suivant l'axe de symétrie z en absence de charge ($z_{B_z=0} = 0 \text{ Gauss}$)
- d'avoir la configuration de la distribution du champ quadripolaire dans l'échantillon liquide
- de connaître la position du centre de gravité z_g de l'échantillon liquide en lévitation
- d'avoir une idée de la déformation de l'échantillon liquide pendant la lévitation
- d'avoir enfin une idée de l'influence de la convection sur la distribution de la température et du champ de vitesse dans l'échantillon.

Nous avons utilisé du Nickel sur l'installation AEXAM-2. Le diamètre des échantillons utilisés varie de 8 à 10 mm. Sa température de fusion est égale à $T_f = 1455^\circ\text{C}$. Les propriétés thermophysiques du Nickel et les conditions électriques relatives aux courants inducteurs que nous avons utilisées pour la simulation sont portées dans les tableaux 4.8 et 4.9.

La géométrie de l'inducteur de lévitation d'un échantillon liquide est représentée sur la figure 4.12. Elle comprend 2 parties parallèles dont 4 (voire 5) spires en bas et 2 contre spires en haut. Les diamètres intérieur et extérieur des spires sont 2 et 4 mm.

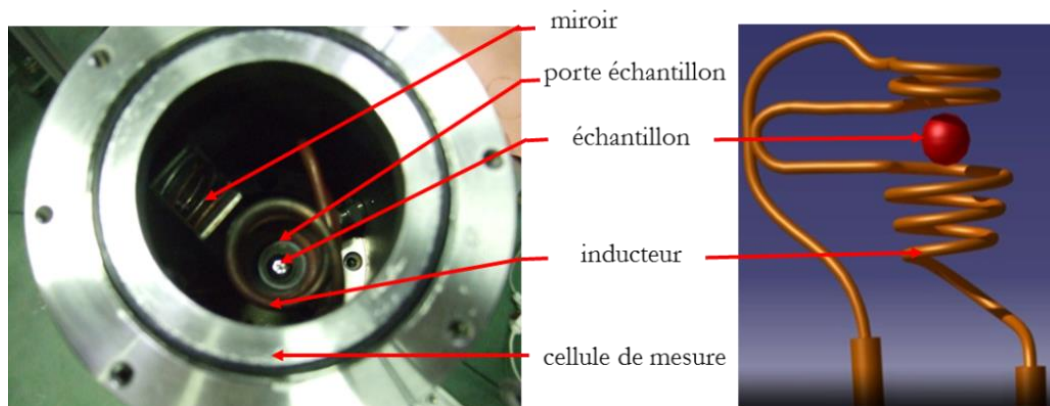


Figure 4.11 - Inducteur EML terrestre de l'installation AEXAM-2. Vue du dessus (gauche) ; vue de profil (droite).

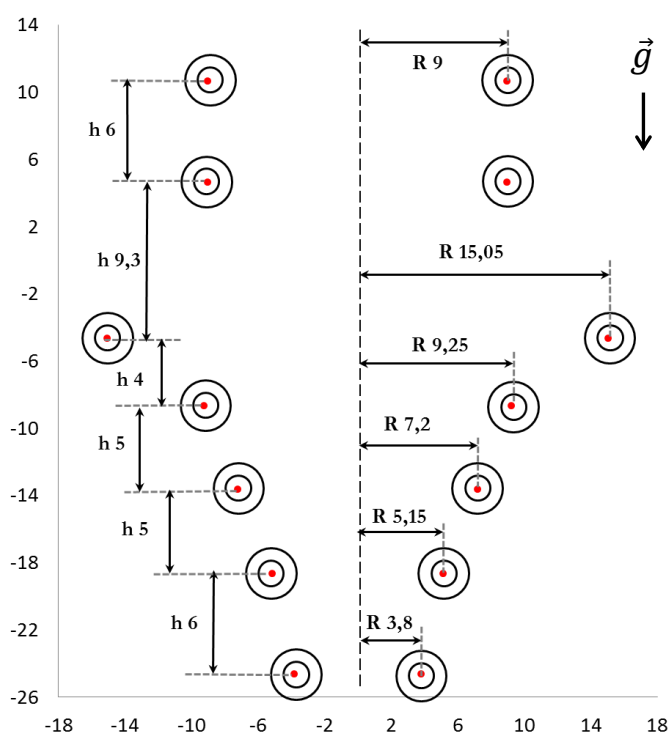


Figure 4.12 - Géométrie axisymétrique de l'inducteur n°4F de lévitation d'un échantillon liquide. h correspond à la hauteur et R le rayon en mm.

Tableau 4.8 - Propriétés physiques du Nickel liquide à $T_f = 1455^\circ\text{C}$ [BRA-1992 ; MIS²-1966 ; LUC³-1984].

Propriétés	Symbole	Unité	Valeur
masse volumique	ρ	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	7905
capacité calorifique	c_p	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	620
conductivité thermique ²	κ_{th}	$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	65,7
conductivité électrique	σ_{el}	$\Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$	$1,18 \cdot 10^6$
viscosité ³	ν_0	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	$5,8 \cdot 10^{-7}$
tension superficielle	γ	$\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$	1,778
émissivité	ε	[—]	0,33

Tableau 4.9 - Conditions électriques relatives au courant inducteur d'une goutte de Nickel dans l'installation expérimentale AEXAM-2.

	Symbole	Unité	Valeur
courant inducteur	I_{eff}	A	371
fréquence	f	kHz	164,72

4.2.2 Ordres de grandeurs attachés à l'EML-AEXAM-2 terrestre

Nous avons résumé dans cette partie le comportement de l'échantillon liquide vis-à-vis du couplage électromagnétique en prenant en compte des données de la littérature (annexe A).

Dans le tableau 4.10, nous présentons les valeurs des grandeurs caractéristiques de la sphère de Nickel à sa température de fusion. Dans les tableaux 4.11 et 4.12, nous présentons respectivement les grandeurs caractéristiques et les nombres sans dimension associés à la lévitation électromagnétique des échantillons de Nickel liquide.

Tableau 4.10 - Caractéristiques de la sphère de Nickel à sa température de fusion 1455°C .

Grandeur	Symbole	Formule	Unité	Valeur
masse	M	<i>pesée</i>	kg	$4 \cdot 10^{-3}$
volume	V	M/ρ	m^3	$0,506 \cdot 10^{-6}$
rayon	a	$\left(\frac{3}{4\pi}V\right)^{1/3}$	m	$4,94 \cdot 10^{-3}$

Tableau 4.11 - Grandeurs caractéristiques associées à quelques paramètres physiques de la lévitation.

Grandeur	Symbole	Formule	Unité	Valeur
épaisseur de peau électromagnétique	δ	$\sqrt{\frac{2}{\mu_0 \sigma_{el} \omega}}$	m	$1,61 \cdot 10^{-3}$
champ magnétique minium de lévitation	B_0	$\sqrt{2\mu_0 \rho g a}$	<i>Gauss</i>	331
vitesse d'Alfvèn	U_A	$\frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 \rho}}$	$m \cdot s^{-1}$	0,33
vitesse caractéristique	U_0	$(20 - 40) \% \cdot U_A$	$m \cdot s^{-1}$	0,06 - 0,13

Tableau 4.12 – Nombres sans dimension associés à quelques paramètres physiques de la lévitation.

Grandeur	Symbole	Formule	Ordre de grandeur
rapport de l'épaisseur de peau et le rayon	$\frac{\delta}{a}$	$\frac{\delta}{a}$	0,326
paramètre d'écran	R_ω	$\mu_0 \sigma_{el} \omega a^2$	37,45
nombre de Reynolds magnétique	R_m	$\mu_0 \sigma_{el} O(U_0) a$	$9,5 \cdot 10^{-4}$
nombre de Reynolds bâti avec la vitesse d'Alfvén	R_A	$\frac{O(U_A) a}{v_0}$	2810
nombre de Reynolds	Re	$\frac{O(U_0) a}{v_0}$	225 à 560
nombre de Bond	B_0	$\frac{\rho g a^2}{\gamma}$	1,06
nombre de Bond magnétique	B_m	$\frac{B_0^2 a}{2\mu_0 \gamma}$	1,06

Tout comme dans le calcul des ordres de grandeurs de l'EML spatial, le rapport δ/a de l'EML terrestre est aussi inférieur à l'unité ($\delta/a \leq 1$) donc $R_\omega > 1$ (tableau 4.12). En effet, le champ magnétique diffuse très peu dans la charge conductrice. Les lignes de champ sont donc localisées dans quelques épaisseurs de peau surfacique. On parle dans ce cas de la fine épaisseur de peau électromagnétique.

Le Nickel étant un métal à l'état liquide son nombre de Reynolds magnétique est toujours faible devant l'unité $R_m \ll 1$ (tableau 4.12).

Dans les mesures terrestres, le nombre de Bond magnétique est égal au nombre de Bond (tableau 4.12). Les valeurs des tableaux 4.11 et 4.12 nous serviront de références dans la suite de nos calculs.

Ordre de grandeur de la puissance Joule

A l'équilibre thermique, la puissance Joule dissipée dans la charge équilibre les pertes par rayonnement, ainsi elle est proportionnelle à la température surfacique d'ordre 4 :

$$P = \varepsilon A \sigma_B (T_{surf}^4 - T_{gaz}^4)$$

Pour $T_{gaz} \ll T_{surf}$ $P = \varepsilon A \sigma_B T_{surf}^4$

Application numérique : $A = 4\pi a^2$ avec $a = 4,94 \cdot 10^{-3} m$ et $\sigma_B = 5,67 \cdot 10^{-8} W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}$

L'ordre de grandeur de la puissance Joule dissipée dans la charge de Nickel liquide pour une émissivité de 0,33 et une température surfacique $T_{surf} = 1850 \text{ }^\circ C$ est égal à $P = 116,56 W$.

4.2.3 Résultats des calculs

Dans le premier cas du calcul de l'EML terrestre (AEXAM-2), nous n'avons modélisé que la partie qui concerne l'inducteur de lévitation sans prendre en compte la bobine supraconductrice du champ DC. Puis dans un second cas, nous avons modélisé la bobine supraconductrice toute seule sans charge pour déterminer la carte des lignes de champ magnétique DC. Nous n'avons pas pu simuler la superposition des deux champs magnétiques alternatif AC et continu DC par manque de temps.

Pour la première simulation, nous avons suivi la même stratégie qu'Etay, c'est-à-dire de déterminer la forme et les positions de la charge par Migen [ETA-2004]. Puis la forme de l'interface obtenue est ensuite utilisée pour les calculs de la magnétohydrodynamique avec Fluent et son module Induc2D intégré.

Pour les calculs nous avons utilisé les propriétés thermophysiques et les conditions électriques relatives au courant inducteur des tableaux 4.8 et 4.9.

La figure 4.13 (gauche) représente la forme de l'échantillon dans ses états solide et liquide dans l'inducteur de fusion (F) n°4. La goutte prend la forme d'une poire. Elle se déforme très peu en s'allongeant suivant la verticale (axe de symétrie) sous l'effet de la pression magnétique. Sa déformation suivant l'horizontale est négligeable.

Nous traçons la courbe du champ magnétique à vide (sans charge) puis calculons les positions d'équilibre de l'échantillon solide et liquide (figure 4.13), afin de déterminer les fréquences des oscillations verticales de l'échantillon $f_z = 1/2\pi * \sqrt{g/2\Delta z}$ (tableau 4.13), où Δz est égal à la différence de cote entre la position de champ magnétique AC nulle à vide et celle d'équilibre du centre de gravité de l'échantillon ($\Delta z = z_{B_{AC}=0} - z_g$).

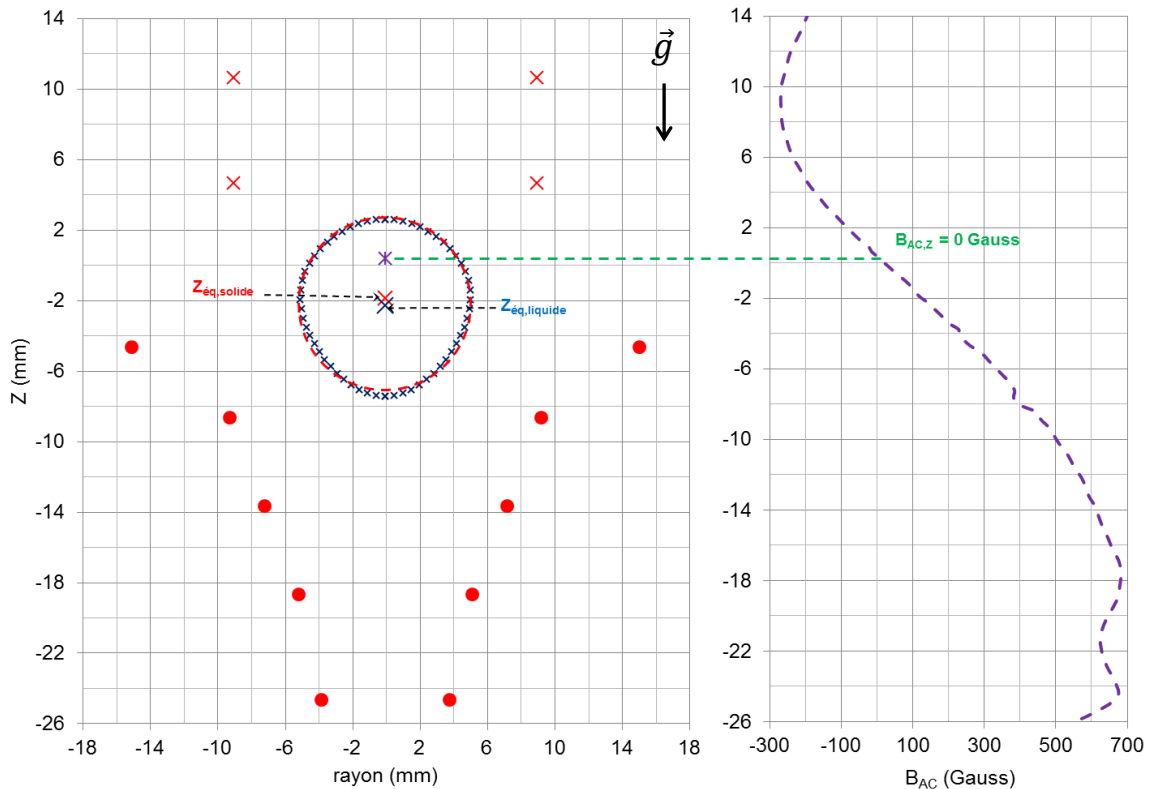


Figure 4.13 - Lévitation dans l'installation expérimentale 2 d'un échantillon. En rouge : échantillon solide sphérique. En bleu : échantillon liquide déformé. Les positions d'équilibres de l'échantillon solide et liquide et de $B_{AC,Z} = 0 \text{ Gauss}$ (gauche). Courbe du champ magnétique AC dans l'inducteur à vide (sans échantillon) suivant z (droite).

La goutte oscille verticalement à une fréquence de 7 Hz . En mettant le lévitateur dans un champ magnétique continu, on veut amortir voire supprimer cette oscillation verticale.

Nous représentons la densité de puissance Joule dissipée dans la charge et la distribution de la température sur la figure 4.14, puis, les lignes de courant, les champs de vitesses et la carte de la viscosité effective sur la figure 4.15. Les résultats issus du calcul numérique sont résumés dans le tableau 4.14.

Tableau 4.13 - Valeurs des positions de $z(mm)$ du champ AC nul sans échantillon et des positions d'équilibre de l'échantillon solide et liquide.

Position	Symbole	Valeur
champ AC nul sans charge	z_{BAC}	0,375
centre de gravité $\int F_{EM} dV = Poids$	$z_{g,solide}$	-1,860
	$z_{g,liquide}$	-2,268
différence de cote $z_{BAC=0} - z_g$	Δz_{solide}	2,235
	$\Delta z_{liquide}$	2,643
fréquence d'oscillation verticale (Hz) $f_z = 1/2\pi * \sqrt{g/2\Delta z}$	solide	7,5
	liquide	7

Tableau 4.14 - Résultats du calcul numérique sur un échantillon de Nickel liquide ($Masse = 4\text{ g}$) en lévitation électromagnétique (sans champ DC).

$P(w)$	$\langle U \rangle (m.s^{-1})$	$\langle v_{eff} \rangle / v_0$	$\langle Re \rangle$	B (Gauss)	T_p (°C)
114,42	0,198	39	1686	412	1839,44

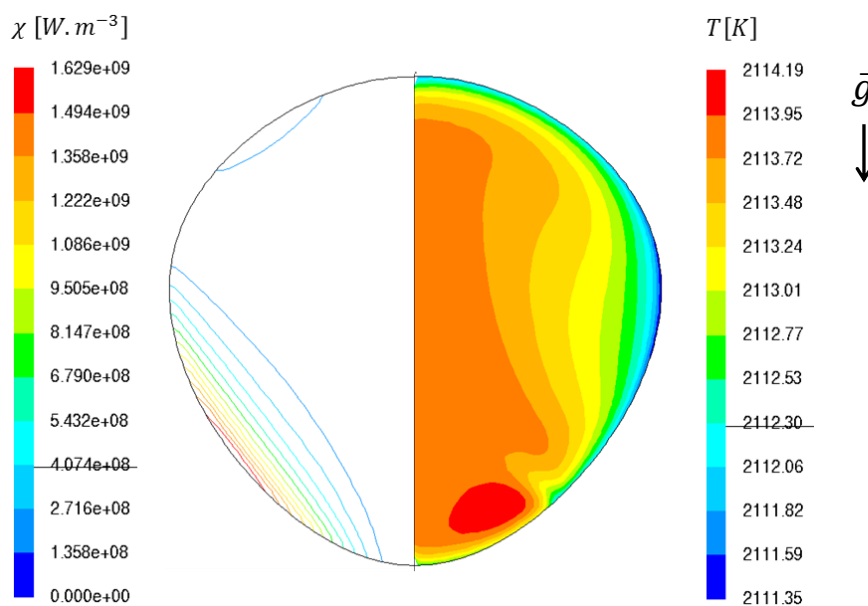


Figure 4.14 - Résultats de la simulation de la lévitation dans l'installation AEXAM-2 (sans champ DC). Densité de puissance Joule (gauche) ; distribution de la température pour une émissivité de 0,33 (droite).

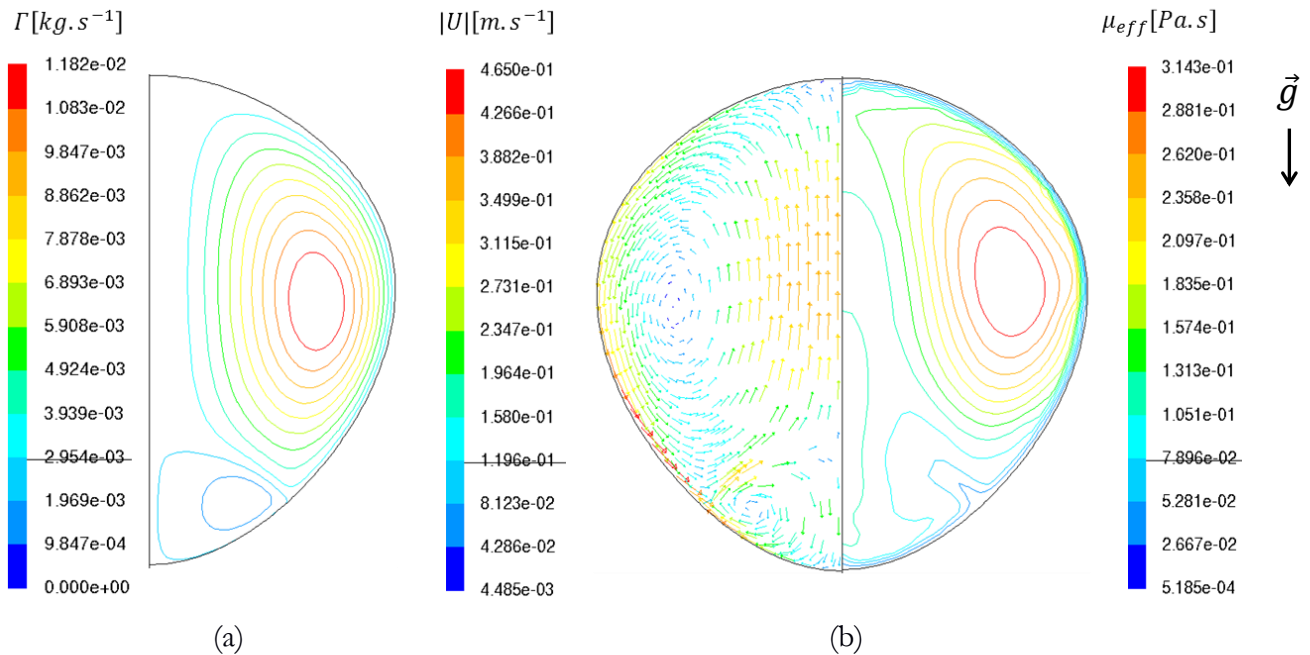


Figure 4.15 - Résultats de la simulation de la lévitation dans l'installation AEXAM-2 (sans champ DC). (a) Lignes de courant. (b) Champ de vitesse (gauche) ; viscosité effective $\mu_{eff} = \mu_{turbulente} + \mu_{moléculaire}$ (droite).

La densité de puissance Joule dissipée dans la charge est maximale vers le bas de la charge dans les premiers millimètres à mi-hauteur de l'équateur et du pôle. Elle diminue en pénétrant dans la charge et est nulle sur l'axe de symétrie (figure 4.14-gauche).

La convection transporte le flux froid du pôle vers l'équateur, et homogénéise la carte de température dans la goutte ($\Delta T = T_{max} - T_{min} \approx 3^\circ C$) (figure 4.14-droite).

Sur la carte des lignes de courant et du champ de vitesse (figure 4.15), nous avons la formation de 2 vortex, dont un grand au niveau de l'équateur et un petit vers le bas de la charge.

Dans le tableau 4.14, la viscosité effective moyenne calculée dans la goutte est égale à 40 fois la viscosité moléculaire. Ce qui illustre les échanges turbulents d'un échantillon lévité sur terre.

Le champ magnétique de lévitation de la goutte calculé (tableau 4.14) est supérieur à sa valeur minimum obtenu dans le tableau 4.10 des ordres de grandeurs. Ce qui signifie que le champ magnétique calculé est suffisant pour léviter la goutte.

4.2.4 Conclusion

Ce calcul nous a permis :

- d'avoir les coordonnées de la position du champ magnétique AC nul en absence de charge : $z_{B_{AC=0,Gauss}} = 0,375 \text{ mm}$,
- d'avoir les coordonnées de la position d'équilibre du centre de gravité de l'échantillon liquide en lévitation ($\int F_{EM} dV = Poids$) : $z_{g,liquide} = -2,268 \text{ mm}$. Elle est différente de celle de l'échantillon solide $z_{g,solide} = -1,860 \text{ mm}$,
- de déterminer la fréquence d'oscillation globale de la goutte. Des calculs des positions de champ AC nul et d'équilibre, nous avons obtenu une fréquence d'oscillation verticale de la goutte égale à 7 Hz,
- de voir la forme que prend la goutte pendant les mesures. Elle s'allonge suivant la verticale et s'aplatit légèrement aux pôles. La goutte lévitée prend la forme d'une poire,
- de voir la distribution du champ dans la goutte. Tout comme les lignes de courant, la

répartition du champ de vitesse présente des tores de vortex toroïdaux mais dissymétriques. Le vortex supérieur est beaucoup plus grand que le vortex inférieur (figure 4.15). Cette représentation est identique à celle de la figure 2.3 du chapitre 2.

- enfin, de voir l'effet de la convection sur la distribution de température et du champ de vitesse dans la goutte. Elle a tendance à homogénéiser la température ($\Delta T \approx 3^\circ C$). En effet, la viscosité turbulente est très élevée. Elle est égale à 40 fois sa valeur moléculaire. Alors que dans le lévitateur spatial, la viscosité turbulente est égale à 10 fois sa valeur moléculaire. Ces résultats illustrent les échanges turbulents d'un échantillon lévité sur terre. Afin de limiter la convection dans la goutte et la stabiliser, nous allons nous servir du champ magnétique continu (DC) créé par une bobine supraconductrice (se référer aux chapitres 5 et 6).

La puissance Joule dissipée dans la charge obtenue par calcul numérique (tableau 4.14) est en accord avec celle que nous avons obtenue dans le calcul d'ordre de grandeur (section 4.2.2).

4.3 Bobine d'Helmholtz (champ DC)

La bobine d'Helmholtz est une bobine supraconductrice qui produit un champ magnétique continu (DC). Le champ maximum produit par cette bobine est de $5 T$. Il est dirigé suivant l'horizontale.

La bobine se trouve dans une enceinte refroidie par Hélium à $4 K$ (section 5.1.6, chapitre 5).

Pour modéliser cette bobine, nous avons injecté un courant effectif de $112,80 A$ dans les différentes spires.

Ce calcul a pour buts :

- de déterminer les valeurs du champ magnétique continu suivant l'axe de symétrie z ($B_{DC,z}$) pour différents rayons donnés, puis de les comparer à celles données par le constructeur.
- de déterminer les valeurs du champ magnétique DC hors de l'enceinte qui contient la bobine afin de trouver la position adéquate des pyromètres (mesures de températures) pour éviter tout effet de couplage électromagnétique susceptible de les abîmer.

4.3.1 Calcul du champ DC

La figure 4.16 présente la géométrie de la bobine supraconductrice que nous avons modélisée. Les spires sont identiques deux-à-deux par rapport à l'axe de symétrie z (1 et 5 ; 2 et 6 ; 3 et 7 ; 4 et 8). Les résultats de la carte du champ magnétique continu (DC) et les différentes positions à l'extérieur de la bobine sont représentés par la figure 4.17. Le tableau 4.15 résume les valeurs du champ magnétique DC au centre et à différentes positions à l'extérieur de la bobine.

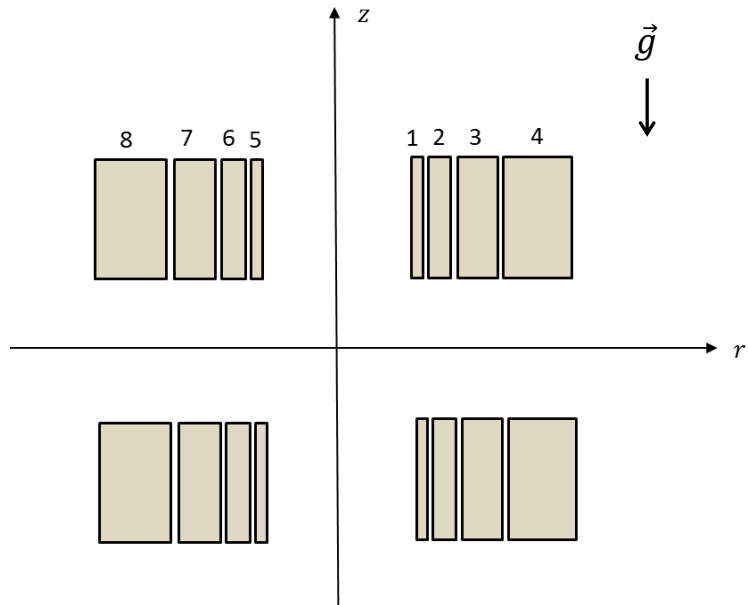


Figure 4.16 - Schéma de la bobine supraconductrice (axisymétrique).

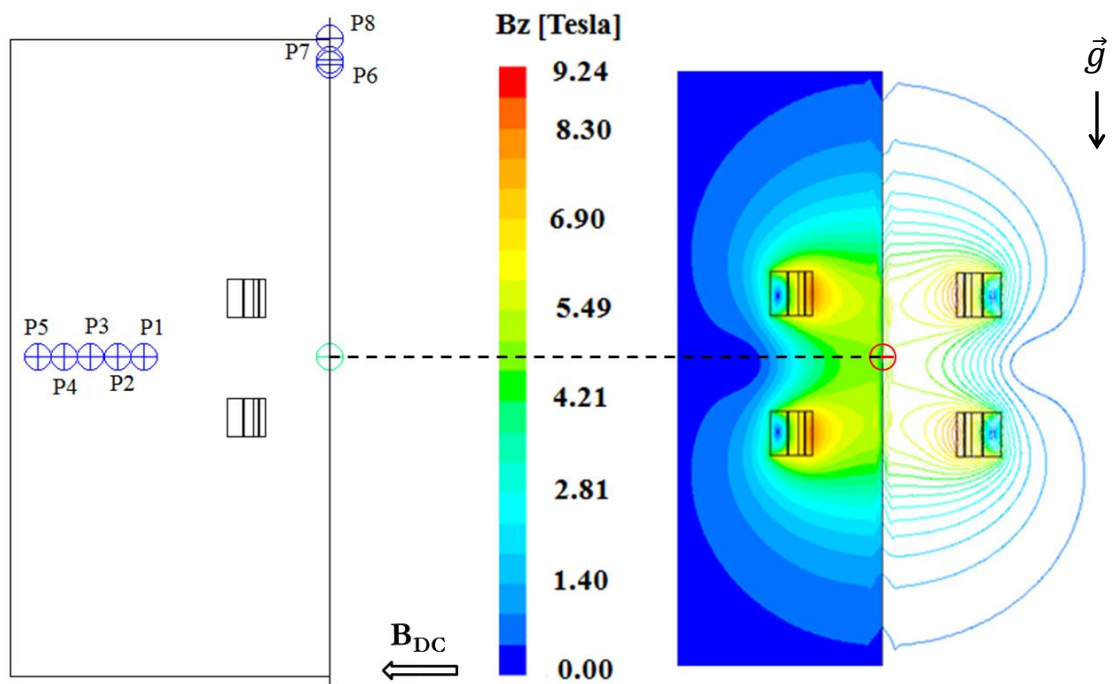


Figure 4.17 - Champ magnétique DC. Valeurs à différentes positions à l'extérieur de la bobine supraconductrice (gauche) ; carte des lignes de champ de la bobine (droite).

Tableau 4.15 - Valeurs du champ DC à différentes position sélectionnés sur la figure 4.17.

Points	Coordonnées (r; z)(m)	$B_{DC,z}$ (Tesla)
P0	(0; 0)	5,00
P1	(0,35; 0)	0,348
P2	(0,40; 0)	0,275
P3	(0,45; 0)	0,211
P4	(0,50; 0)	0,165
P5	(0,55; 0)	0,127
P6	(0; 0,55)	0,246
P7	(0; 0,56)	0,246
P8	(0; 0,60)	0,168

Le champ magnétique DC est maximal au centre de coordonnées $r = 0 \text{ m}$; $z = 0 \text{ m}$ ($B_{DC,z} = 5 \text{ Teslas}$). Il décroît plus vite suivant le rayon r que suivant z le long de l'axe de symétrie.

Les pyromètres infrarouges de série 5R (bichromatique) que nous utiliserons devraient être situés à une distance focale supérieure à $0,33 \text{ m}$ de l'objet (la charge) (Modline® 5 Pyromètre infrarouge, 2005). Au point P8 (figure 4.17) situé à $0,6 \text{ m}$ du centre de la bobine, le champ DC vaut $0,168 \text{ Teslas}$.

Nous montrons sur la figure 4.18 l'évolution du champ magnétique B_{DC} en fonction de z pour diverses positions radiales. Nos résultats et les données du constructeur se superposent.

Sur la figure 4.18, le champ DC croît légèrement de z égal à 0 jusqu'à $0,1 \text{ m}$ (environ de 5 à $5,5 \text{ Teslas}$) puis décroît jusqu'à $3 \cdot 10^{-2} \text{ Teslas}$ à $z = 1 \text{ m}$. Ces calculs nous ont permis de déterminer la valeur du champ continu B_{DC} à 1 m . Vu la faible valeur, nous avons choisi de positionner les pyromètres à une distance de 1 m de la charge.

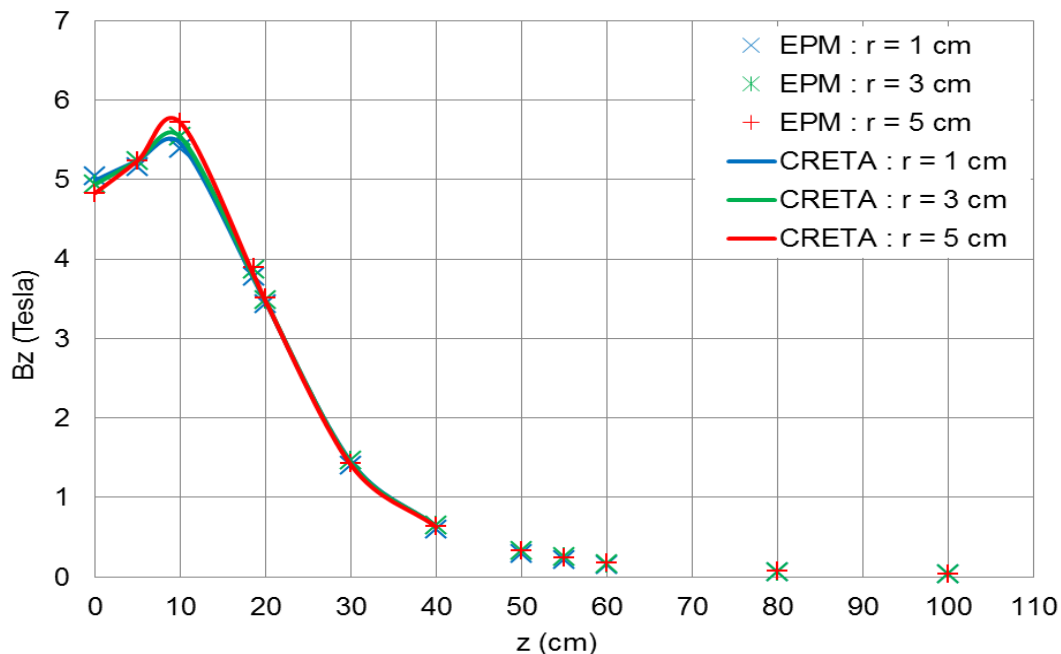


Figure 4.18 - Courbes du champ magnétique DC calculé en fonction de l'axe de symétrie z pour différent rayon. $B_{DC,z}$ pour $r = 1 \text{ cm}$, $r = 3 \text{ cm}$ et 5 cm et $I_{eff} = 112,80 \text{ A}$. Comparaison des calculs et des données du constructeur Oxford Instruments que nous a donné le CRETA.

4.3.2 Conclusion

Ces calculs nous ont permis d'avoir une idée claire de la distribution du champ continu à l'intérieur de la bobine et dans son environnement. Nous avons également déterminé les valeurs de ce champ à différents points. Il est maximal dans les spires proches de l'axe de symétrie z . Au centre $(0 ; 0)$, il est de 5 Teslas puis décroît rapidement suivant le rayon r et lentement suivant l'axe de symétrie. Grâce aux résultats obtenus, nous avons pu déterminer la position à partir de laquelle le champ DC est moins important lorsqu'on s'éloigne de la bobine suivant l'axe de symétrie quel que soit le rayon (figure 4.18). Nous allons donc placer les pyromètres au minimum à une distance de 1 m suivant l'axe de symétrie afin d'éviter tout effet de couplage électromagnétique susceptible de les abîmer.

4.4 Conclusion générale et perspectives

Les travaux réalisés dans ce chapitre contribuent à la compréhension, à la connaissance et à l'amélioration du procédé de lévitation électromagnétique. Le but principal est d'améliorer les connaissances concernant les mesures réalisées des propriétés thermophysiques (tension de surface, viscosité, capacité calorifique, conductivité thermique ...) des métaux et alliages métalliques à l'état liquide.

Afin d'atteindre cet objectif, ce chapitre est composé de deux volets de calculs numériques. Un premier volet qui a pour but de comprendre l'influence de la superposition de deux courants inducteur de fréquences différentes (courants de chauffage et de centrage) sur les comportements hydrodynamique et thermique de l'échantillon liquide en lévitation électromagnétique dans l'espace. Le second volet, concerne la lévitation électromagnétique terrestre. Il consiste à la superposition de deux champs magnétique différents AC et DC dans le but de stabiliser l'échantillon liquide en lévitation. Nous avons modélisé séparément ses deux champs.

Concernant le premier volet numérique, nous avons pu montrer que lorsque le pourcentage de puissance Joule dissipée dans une charge liquide en lévitation due au courant de centrage est supérieure à 60% de la puissance Joule totale, il modifie les comportements hydrodynamique et thermique de l'échantillon liquide. Nous avons conclu cette partie en disant que le courant de centrage ne peut pas être négligé dans tous les essais spatiaux. Il est susceptible d'agir sur les mesures.

Concernant le second volet numérique qui étudie le lévitateur électromagnétique terrestre, il est composé de deux étapes.

Etape 1 : calcul de L'EML en absence du champ magnétique DC. Grâce à la détermination des positions du champ magnétique AC nul en absence de charge et d'équilibre du centre de gravité ($\int F_{EM} dV = Poids$) de la goutte, nous avons obtenu la valeur de la fréquence d'oscillation verticale de la goutte qui est égale à 7 Hz . Les résultats de ce calcul nous ont permis de déterminer la forme que prend l'échantillon liquide pendant la lévitation et de voir la distribution des lignes du champ AC dans cet échantillon.

Les cartographies de la température, de la viscosité et du champ de vitesse montrent l'influence de la convection sur les résultats. Elle homogénéise la température dans l'échantillon liquide ($\Delta T = T_{max} - T_{min} \approx 3^\circ C$). La viscosité turbulente moyenne est égale à 40 fois sa viscosité moléculaire ($\langle v_{eff} \rangle = 40 * \nu_0$). Tandis que dans le lévitateur spatial nous avons obtenu $\langle v_{eff} \rangle = 10 * \nu_0$.

Ce calcul nous a apporté des informations suffisantes sur la lévitation d'un échantillon liquide avec l'installation AEXAM-2 (sans champ DC) pour aborder les expériences.

Etape 2 : calcul du champ DC de la bobine d'Helmholtz en absence de charge. Les résultats de ce calcul ont montré de bons accords entre nos calculs (EPM) et les données du constructeur Oxford Instruments que nous a donné le CRETA. Cependant, nous avons déterminé la position à partir de laquelle le champ magnétique DC est moins important lorsqu'on s'éloigne de la bobine

CHAPITRE 4 : Simulations Numériques de Cas de Lévitiation Electromagnétique

supraconductrice suivant l'axe de symétrie pour placer les pyromètres infrarouges de mesures des températures polaire et équatoriale de l'échantillon liquide en lévitation.

Malgré le manque de temps pour réaliser le calcul de la superposition des champs magnétiques AC+DC, nous avons atteint les buts initiaux que nous nous étions fixés.

Par ailleurs, le calcul de superposition des champs AC et DC de l'installation AEXAM-EML2 est classé dans les perspectives de cette thèse. Les buts de ce calcul seront de comprendre et de déterminer le couplage entre le champ continu et électromagnétisme, de déterminer son influence sur la thermique et l'hydrodynamique de la goutte en lévitation électromagnétique terrestre.

En ce qui concerne le calcul de l'EML spatial, dans le calcul instationnaire (entre 391,02 s et 391,76 s), écrire des udfs (User Defined Function) qui permettent d'injecter les termes sources (courants Heater et positioner) dans l'inducteur suivant une loi fonction du temps, pour que la pente des courants dans le calcul instationnaire soit en accord avec la mesure réalisée par Astium avec le vol TEXUS 2008.

Chapitre 5

Expériences AEXAM

Introduction

Le travail expérimental porté dans cette thèse fait suite et complète le travail réalisé par Schetelat [SCH-2007]. Il a proposé et mis en œuvre une nouvelle méthode pour mesurer à bas coût et rapidement, la capacité calorifique et la conductivité thermique d'alliages métalliques solides ou fondus. Il a validé sa méthode sur un barreau (cylindrique) de Niobium solide.

Pour ce chapitre, nous présentons 2 installations expérimentales, celle de Schetelat (Installation 1) et une nouvelle installation pouvant être positionnée dans un espace de taille réduite (Installation 2).

La mise en œuvre de l'installation 2 a pris environ 1 an et demi étant données les difficultés rencontrées et les modifications successives apportées à cette installation depuis sa conception jusqu'à son utilisation. A présent, un essai proprement dit et ses préparations prennent environ une demi-journée si tout se passe bien. Le temps d'exploitation des mesures dépend de la quantité des données.

Afin de prendre en main l'installation expérimentale 1, nous avons repris les expériences de Schetelat, puis après avoir modifié la façon de la piloter, nous avons appliqué cette méthode à une sphère de Nickel solide.

Les résultats sur des échantillons solides étant acquis, nous avons mis en œuvre un dispositif capable de mesurer la capacité calorifique et la conductivité thermique sur des échantillons liquides (Installation 2). Les mesures sur les échantillons liquides sont plus difficiles à cause des divers mouvements susceptibles de perturber la mesure. Des calculs et expériences d'un certain nombre de chercheurs ont montré que la superposition d'un champ magnétique continu (DC) au champ magnétique de lévitation (AC) amortissait les écoulements [YAS-2004 ; TSU-2007 ; KOB-2007 ; BOJ-2009 ; SCH-2009]. Nous avons défini, construit, mis en œuvre une cellule de mesure dotée d'un léviteur et pouvant être mise en place dans un « trou » de champ magnétique uniforme dont l'intensité peut monter jusqu'à 5 Teslas.

Nous avons choisi le champ magnétique continu horizontal pour qu'il amortisse les oscillations verticales de la charge. (section 4.2.1, chapitre 4).

Ce chapitre se subdivise en trois sections, dont la première décrit les installations expérimentales de la lévitation électromagnétique que nous avons utilisées et qui sont appelées AEXAM (Application aux EXpériences d'Alliages Métalliques) et les moyens de mesure associés. La deuxième partie reprend la procédure expérimentale, et la troisième le mode opératoire.

5.1 Description des installations

Nous avons utilisé deux installations. L'installation 1 permet de mesurer les propriétés physiques d'un échantillon solide tandis que l'installation 2 nous sert pour un échantillon liquide.

La figure 5.1 est un schéma de ces installations. Les figures 5.2-gauche et 5.2-droite sont des photos commentées des enceintes. On y retrouve les différents éléments du schéma, cellule, pyromètres, sonde Rogowski, coffret de capacités,.... Nous allons revenir sur ces divers éléments au cours de ce chapitre.

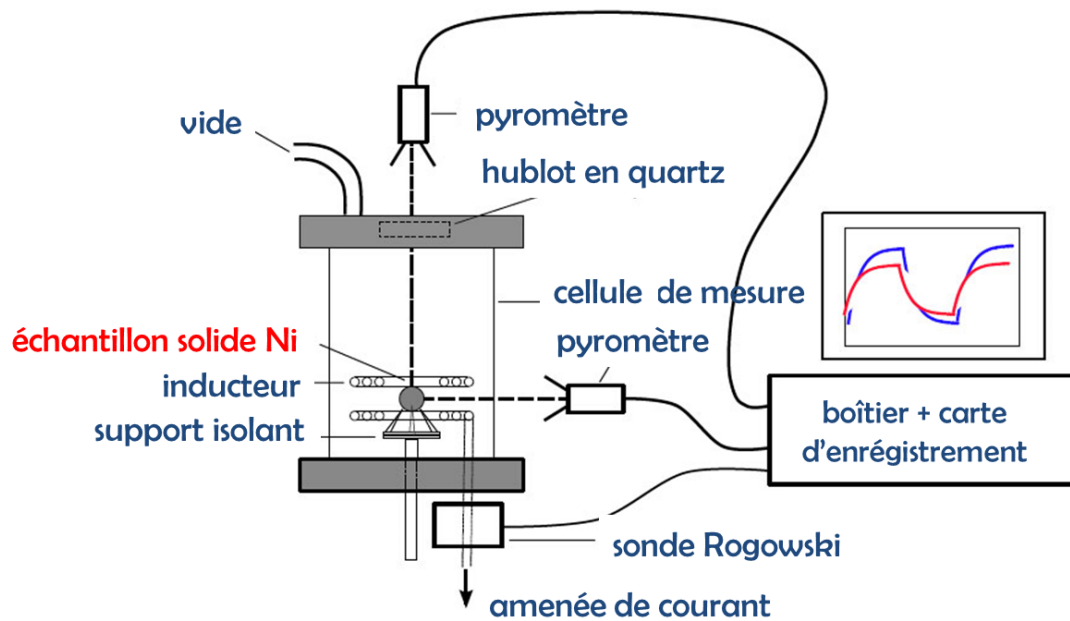


Figure 5.1 - Schéma des installations expérimentales AEXAM.

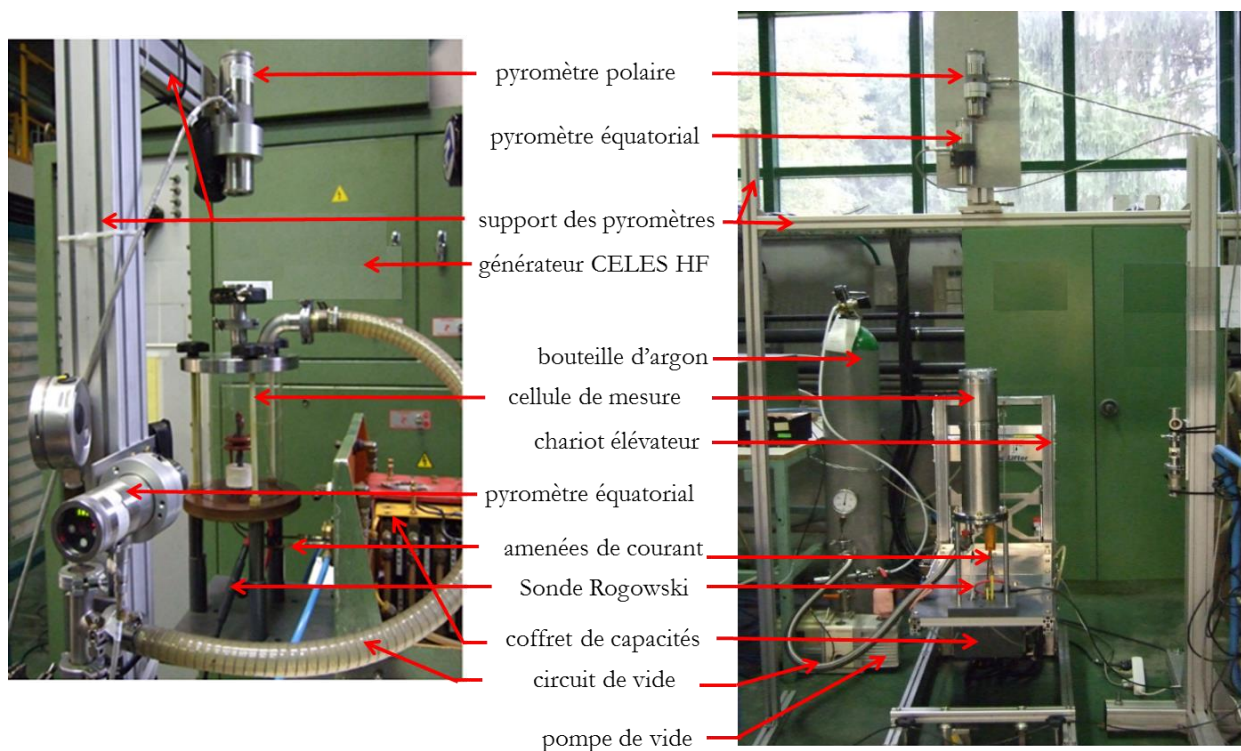


Figure 5.2 - Installations AEXAM. Installation 1 pour un échantillon solide (gauche). 1^{ère} partie de l'installation 2 pour un échantillon liquide (sans les composantes du champ DC) (droite).

Les installations expérimentales AEXAM se composent de 3 parties : une cellule de mesure, une partie électrotechnique, un système de pilotage et d'acquisition.

5.1.1 Cellule de mesure

Les cellules de mesure sont des enceintes cylindriques étanches dont l'atmosphère est contrôlable grâce à sa liaison à un circuit de vide et une bonne étanchéité du dispositif. Nous avons utilisé deux types d'enceintes, l'une en quartz et l'autre en acier inox pour effectuer respectivement des mesures sur des charges solide et liquide.

- **Enceinte n°1 en quartz** : elle est transparente (figure 5.2-gauche). Nous nous en sommes servi pour réaliser les mesures sur une sphère de Nickel solide. Elle repose sur un socle en résine polymère. L'enceinte, d'une hauteur de 200 mm et d'un diamètre interne de 138 mm, est surmontée d'un hublot en quartz transparent fixé sur une flasque en inox. Ce hublot de diamètre 21,5 mm permet la mesure pyrométrique polaire.
- **Enceinte n°2 en acier inox** : nous a permis de réaliser les mesures sur du Nickel liquide. Elle est composée de deux compartiments (figure 5.2-droite) d'une hauteur totale de 520 mm et d'un diamètre interne de 90 mm, dont une hauteur de 160 mm pour le compartiment supérieur. L'ensemble repose sur un support en acier rempli de résine. Elle est également dotée d'un hublot en quartz transparent sur la flasque supérieure d'un diamètre de 160 mm.

L'étanchéité de ces deux enceintes est réalisée avec des joints toriques et de la résine polymère et permet d'effectuer des balayages d'argon avant de commencer les expériences en légère surpression.

5.1.2 Partie électrotechnique

La partie électrotechnique est composée d'un générateur de puissance CELES à haute fréquence qui alimente un circuit oscillant constitué d'un inducteur et d'un ensemble de condensateurs montés dans un coffret.

L'inducteur est réalisé à partir d'un tube de cuivre de diamètres extérieur 4 mm et intérieur 2 mm. Le cuivre possède une excellente conductivité électrique ($\sigma_{el} = 5,8 \cdot 10^7 \Omega^{-1}m^{-1}$) et est suffisamment ductile pour être tordu facilement. L'intérieur du tube sert à faire passer de l'eau de refroidissement empêchant ainsi l'inducteur de s'échauffer.

Les figures 5.3 et 5.4 présentent deux types d'inducteurs utilisés pour des mesures respectivement sur des charges solide et liquide.

La forme de l'inducteur est adaptée à la nature de l'échantillon.

- Pour l'échantillon solide il est constitué de 2 enroulements de 3 spires chacun, les enroulements sont montés en parallèle (figure 5.2). Il produit un champ bipolaire.
- Pour l'échantillon liquide, il s'agit d'un inducteur de lévitation conique de 5 tours inférieurs et 2 tours supérieurs pour les contre-spires. Il produit un champ quadripolaire. Sa forme doit être choisie pour minimiser les instabilités de la charge fondue.

Nous avons effectué un calcul numérique avec l'inducteur de lévitation 4F de la section 4.2 du chapitre 4. Les buts premiers de ce calcul étaient de trouver les positions relatives de champ magnétique AC nul à vide et d'équilibre de la charge liquide en lévitation.

Le premier calcul nous a permis de trouver les valeurs de ses positions (tableau 4.13 du chapitre 4). Compte tenu de la forme conique de l'inducteur de lévitation et de sa taille très petite, sa mise en forme est un peu complexe. Nous avons remarqué que les 6 inducteurs de lévitation ont la dernière spire de la partie inférieure (près du centre) et la première spire de la partie supérieure (près du centre) qui ne sont pas strictement parallèle (figure 5.4-droite haut).

Pour déterminer l'influence du défaut de parallélisme sur les calculs, nous avons réalisé un second calcul dans les mêmes conditions que précédemment avec le même inducteur 4F mais tourné de 90°. Les résultats de ce calcul nous a permis de déterminer les positions du champ AC nul et

d'équilibre de la charge. Elles baissent toutes les deux de $0,11\text{ mm}$ suivant l'axe z par rapport au premier calcul. Le défaut de parallélisme de l'inducteur 4F est égal à 16% .

Ces inducteurs étant fragiles nous avons dû utiliser 2 inducteurs de type 1 et 6 inducteurs de type 2. Nous avons mesuré les caractéristiques électriques de chacun de ces inducteurs (tableau 5.1) par la méthode du décroissement logarithmique à l'aide de l'appareil appelé « Tekscope » [ERN-1989]. Dans le tableau 5.1, nous voyons que les caractéristiques électriques des divers inducteurs sont semblables pour une forme donnée.

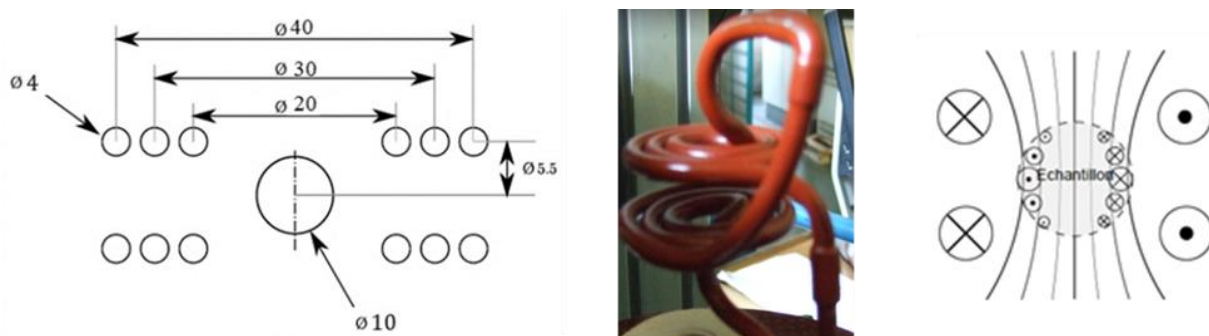


Figure 5.3 - Inducteur utilisé pour les échantillons solides. Schéma (gauche) ; photo (milieu) ; ligne de champ bipolaire (droite).

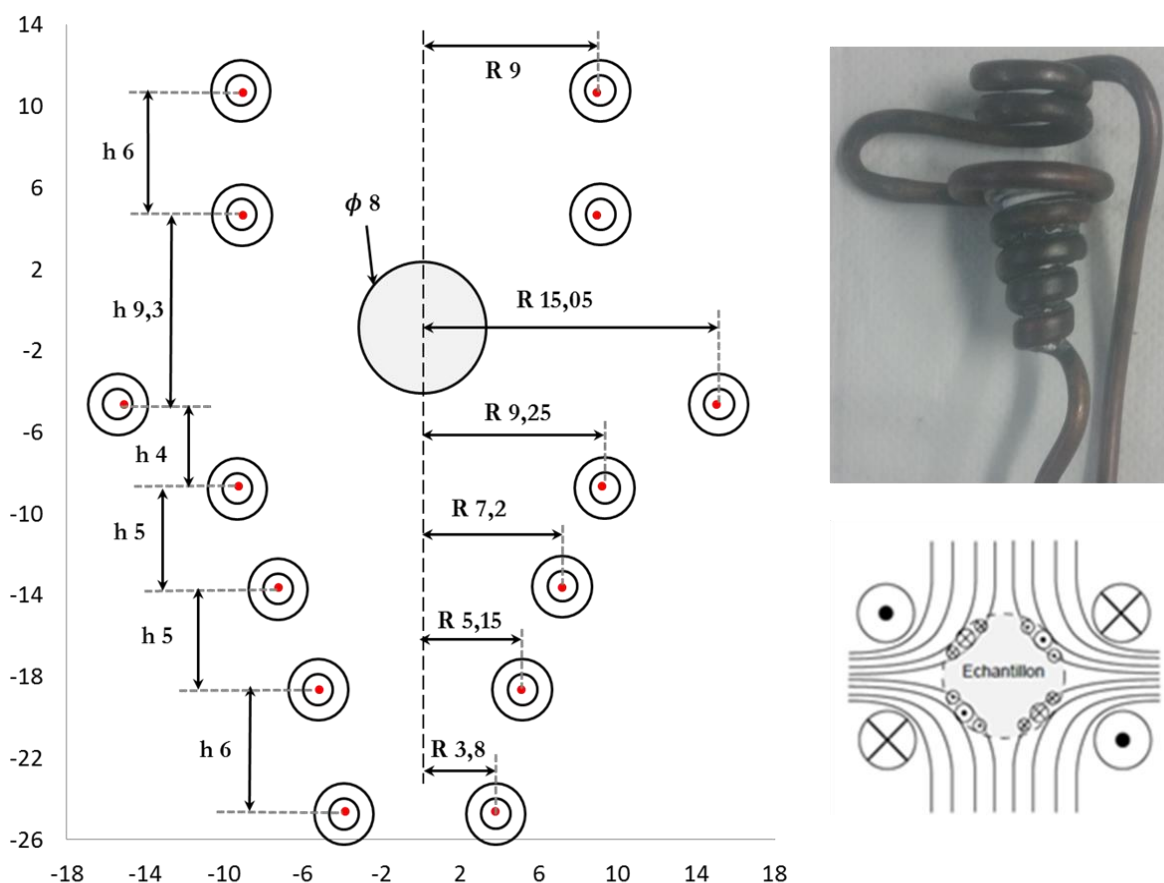


Figure 5.4 - Inducteur n°4F utilisé pour les échantillons liquide. Schéma (gauche) ; photo (droite en haut) ; lignes de champ quadripolaire (droite en bas). h correspond à la hauteur et R le rayon en mm.

Tableau 5.1 - Caractéristiques électriques des inducteurs utilisés dans cette thèse avec les générateurs de SIMaP-EPM et du CRETA de puissances nominales respectives 100 et 50 kW. S et F signifient charge solide et charge en fusion.

	Capacité du coffret C (μF)	Fréquence d'oscillation f (kHz)	Inductance totale du circuit RLC L_t (μH)	Résistance totale du circuit RLC R_t (m Ω)	Impédance totale vue du circuit RLC Z_r (Ω)	Facteur de qualité $L_t\omega/R_t$
Inducteur 1S*	3,2	91,623	0,943	75,03	3,93	7,22
Inducteur 2S	3,2	96,150	0,856	19,29	13,87	26,80
Inducteur 1F	1,32	177,846	0,606	22,638	20,304	29,934
Inducteur 2F	1,32	157,618	0,772	28,293	20,683	27,024
Inducteur 3F	1,32	159,17	0,757	26,830	21,381	28,215
Inducteur 4F	1,32	159,23	0,756	27,77	20,60	27,24
Inducteur 5F	1,32	161,00	0,670	26,00	19,50	27,36
Inducteur 6F**	1,32	153,73	0,812	28,87	21,30	27,15

* Présence de charge de Ni solide pendant la mesure.

** Générateur du CRETA pour réaliser la mesure différent de celui de SIMaP-EPM.

5.1.3 Pilotage et acquisition

Le pilotage du générateur de puissance à haute fréquence (entre 100 à 400 kHz) est assuré grâce à la tension de commande (U_c (V)) qui est contrôlée soit manuellement par un potentiomètre situé sur le boîtier de commande de l'appareil, soit par un PC doté d'une carte National Instruments (NI PCI-6711) pilotée par un programme LABVIEW (voir annexe C).

L'acquisition de l'intensité et la fréquence du courant inducteur est faite grâce à une sonde Rogowski CWT 15B de la marque PEM. Il s'agit d'un capteur inductif, placé autour d'une des amenées de courant entre le coffret capacitif et l'inducteur à l'extérieur de l'enceinte. Il délivre une tension de même fréquence et proportionnelle à l'intensité du courant qui circule dans le tube qu'elle entoure.

L'acquisition des températures est faite grâce des pyromètres infrarouges Modline® 5 de la marque IRCON. Les modèles 5R-1810 et 5R-3015 que nous utilisons couvrent de larges gammes de températures, respectivement 700 -1800 °C et 1000 -3000 °C.

La pyrométrie est une technique de mesure de températures sans contact. Elle détermine la température d'un objet, sans contact physique, en mesurant l'intensité de l'énergie infrarouge émise par l'objet en question. Nos mesures sont réalisées à haute température ($T_f = 1455$ °C). Les pyromètres sont réglés en mode bi-chromatique afin de s'affranchir de la connaissance de l'émissivité et en fonction « match ». L'annexe D reprend la mise en œuvre des pyromètres dans notre installation expérimentale.

L'enregistrement des valeurs délivrées par la sonde Rogowski et les pyromètres est réalisé grâce à la carte NI 5102 et d'un programme Labview.

L'ensemble des mesures : temps, tension de contrôle, intensité, fréquence du courant inducteur, température 1, température 2 sont stockées dans un fichier « .text » exploité par ailleurs par les logiciels Excel et Matlab.

L'ensemble du système pilotage-acquisition est détaillé en annexe C.

5.1.4 Sonde de champ B

Nous avons aussi utilisé une sonde de mesure de champ AC de nature assez rudimentaire mais remarquablement efficace notamment dans les inducteurs à vide (sans charge). Il s'agit d'une sonde constituée de 7 spires de fil de cuivre de diamètre $0,2\text{ mm}$ enroulée autour d'un tube d'alumine de rayon 4 mm . Nous avons gratté le vernis aux deux extrémités de la sonde puis nous l'avons connectée à un oscilloscope pour mesurer la tension e (V) due à la variation temporelle du flux du champ magnétique dans la section de la sonde et qui est proportionnelle à l'intensité du champ magnétique B (Tesla) :

$$B = e/N.S.\omega \quad (5.1)$$

Cette sonde peut être déplacée dans l'espace magnétisé par le champ magnétique alternatif et ainsi permettre d'avoir une cartographie de ce champ.

5.1.5 Echantillon

L'échantillon est choisi en fonction des buts recherchés.

Après avoir réalisé des expériences sur des barreaux de Nb, Ni, Fe et des sphères de Ni solide, nous avons choisi le Nickel pour nos expériences. Il possède en effet un bas point de fusion ($T_f = 1455\text{ °C}$) par rapport au Fer et au Niobium. Cependant, ce qui nous a le plus motivé à choisir le Nickel, est sa faible oxydation par rapport au Niobium et au Fer ainsi que la connaissance de ces propriétés physiques à l'état solide et liquide qui se trouvent dans l'annexe A. En outre, le Nickel est peu coûteux.

La masse de la charge est comprise entre 3,5 et 4 g soit un diamètre de sphère compris entre 4,7 et 4,9 mm. Sa position par rapport à l'inducteur doit être telle qu'elle soit entièrement visible dans l'espacement entre les spires.

5.1.6 Spécificité de l'installation 2

Positionnement de la cellule de mesure dans un trou de champ magnétique DC

Le champ magnétique continu DC est produit par une bobine supraconductrice de type Helmholtz qui, en son centre, génère un champ magnétique DC d'axe horizontal. Un second générateur alimente cette bobine qui permet de délivrer un champ d'intensité maximale 5 Teslas . La géométrie de ce champ est présentée dans la section 4.3.1 du chapitre 4. Cette bobine se trouve sur une plateforme au CRETA (Institut Néel de Grenoble). Sa chambre de refroidissement est constituée de deux compartiments. Le 1er est sous vide. Il permet d'isoler thermiquement la bobine supraconductrice. Le 2nd dans lequel se trouve le bobinage des fils supraconducteurs est rempli d'hélium liquide et permet de maintenir ces fils à une température de 4 K. Le diamètre du trou de champ dont nous disposons est 121 mm et sa hauteur de 860 mm.

La cellule expérimentale de l'installation 2 (figure 5.5-gauche) est placée dans le trou de champ continu au moyen d'un chariot élévateur (figure 5.5-droite et figure 5.6). Une bague de centrage assure la position et le centrage de la cellule. Le léviteur est positionné au centre du trou de champ.

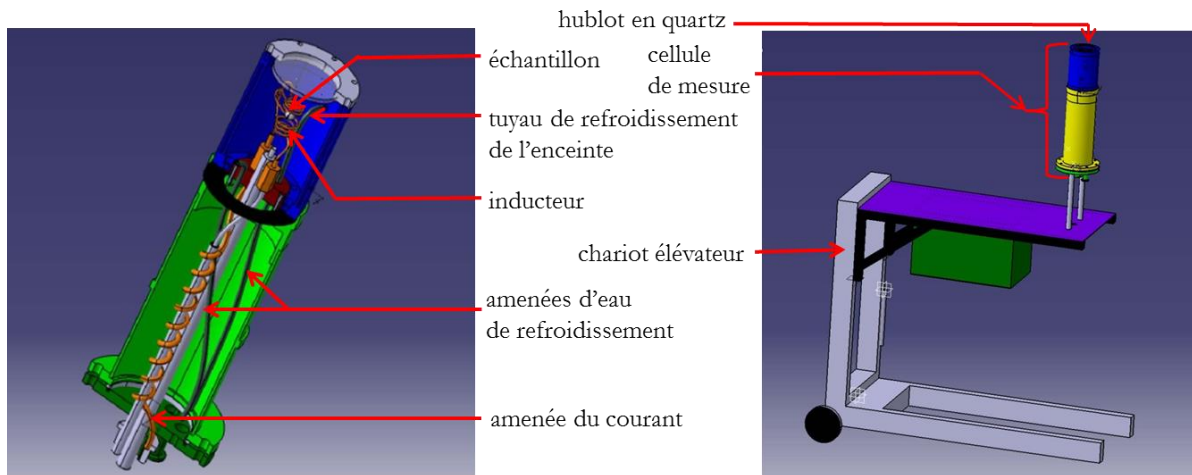


Figure 5.5 - Première partie de l'installation expérimentale AEXAM-2 (champ AC). Cellule de mesure (gauche) ; position de la cellule sur le chariot élévateur (droite).

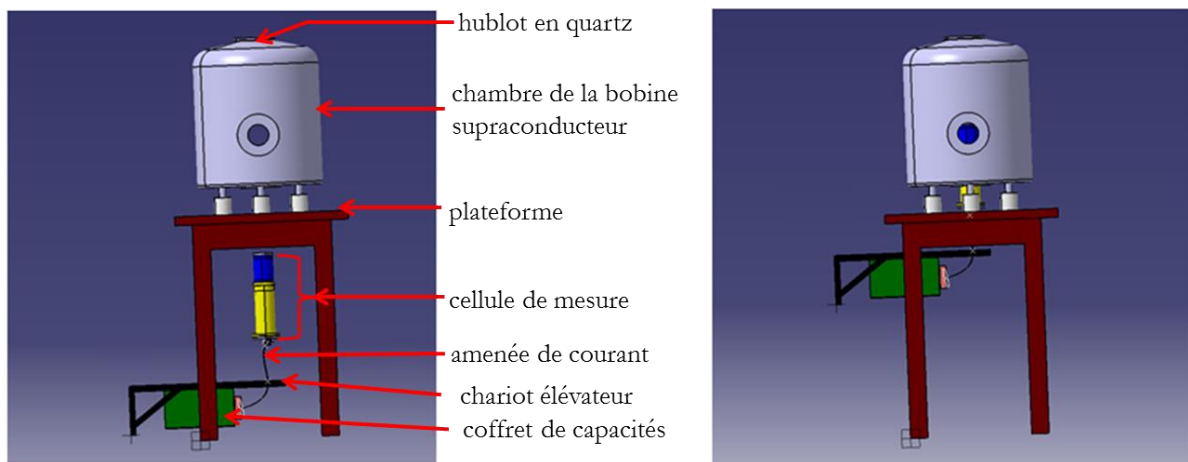


Figure 5.6 - Illustration du positionnement de la cellule de mesure dans le « trou » de champ DC.

Pilotage en aveugle dans le trou de champ DC

Quand la cellule de mesure est placée dans le trou de champ DC, nous n'avons aucune vue sur le comportement de l'échantillon pendant les mesures.

C'est pourquoi des expériences en amont ont été réalisées. Le but de ce travail a été de fixer les paramètres de pilotage qui sont la tension de contrôle $U_c(V)$ et le temps de mesure $t(s)$. Nous avons effectué plusieurs expériences de ce type pour fixer les paramètres de pilotage qui seront présentés dans la section 5.2.2.

Il est arrivé que l'expérimentateur monte sur la plateforme sur laquelle est posée la bobine produisant le champ DC pour regarder l'échantillon liquide à travers le hublot en quartz de la partie supérieure de la cellule. Toutefois, cette manière de regarder l'échantillon pendant la mesure n'est pas conseillée car les vibrations induites sur la plateforme sont susceptibles de perturber les mesures.

Miroir

Notre protocole de mesure nécessite la mesure des températures polaire et équatoriale. Dans l'installation 2 cette dernière ne peut pas se faire de façon directe. Elle nécessite la mise en place d'un miroir réfléchissant. Ce qui pose deux problèmes : la nature et la position de ce miroir.

Nature du miroir

Nous avons testé 3 types de miroirs : un miroir en verre avec dépôt d'argent, un miroir en TiN déposé sur de Saphir, et un miroir en or.

Le verre ne présente pas une longueur d'onde identique pour les 2 longueurs d'onde choisies par le pyromètre fonctionnant en mode bichromatique. Ceci explique partiellement les différences de températures mesurées lors des essais (section 6.1 du chapitre 6)

Le miroir en TiN s'oxyde. Sa qualité réfléchissante diminue au cours du temps.

Le miroir en or choisi est le "Broadband IR Laser Mirror " de diamètre 25 mm acheté chez Edmund Optics Inc. C'est lui qui présente les meilleures qualités. Toutefois, nous devons signaler que lorsqu'il chauffe la température mesurée croît car le flux de rayonnement émis par le miroir s'ajoute au flux réfléchi en provenance de l'échantillon.

Position du miroir

Les oscillations verticales de l'échantillon liquide peuvent être suffisantes pour que la mesure de la température équatoriale T_e soit perdue (figure 5.7). Néanmoins, tant que le pyromètre voit une partie suffisante de l'échantillon, il donnera une mesure car il intègre automatiquement la valeur mesurée sur la partie la plus chaude du spot.

Toutefois, des mouvements oscillatoires de grande amplitude peuvent entraîner la perte de la mesure équatoriale. De plus, si le pyromètre équatorial ne pointe pas sur la zone la plus chaude de l'échantillon, le modèle, dit modèle à 2 zones, que nous utilisons dans le programme de post-traitement des mesures n'est plus valable.

La figure 5.7 présente la photo de la position du miroir par rapport à l'inducteur de lévitation.

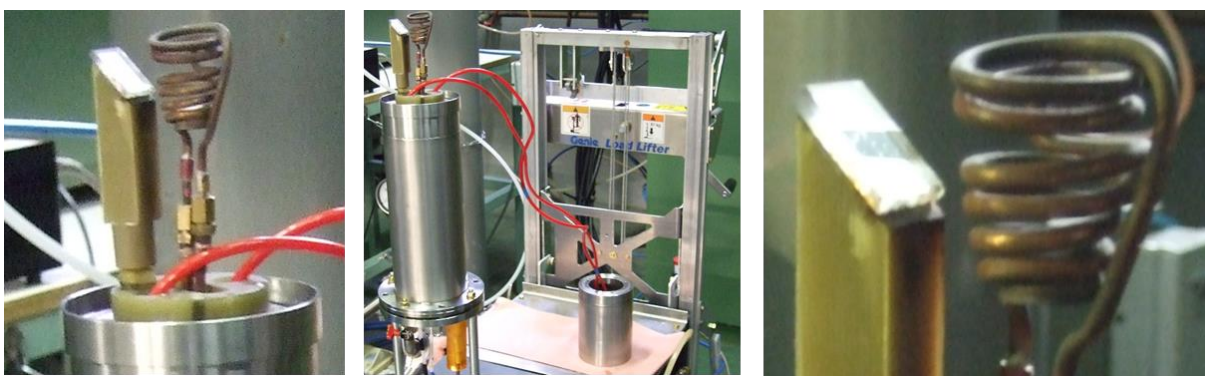


Figure 5.7 - Schéma de la position du miroir par rapport à l'inducteur et la charge (gauche) ; vue d'ensemble de la photo de la cellule de l'installation 2 avec le miroir à 45° (centre) ; zoom sur le miroir et l'inducteur (droite).

Vapeur de Ni

Pendant les expériences, quelques secondes après le début de la fusion du Nickel, de la vapeur de Nickel apparaît dans l'enceinte. Cette vapeur se condense sur les parties froides de la cellule dont le hublot supérieur et le miroir, empêchant ou faussant la mesure des températures.

Une analyse MEB du dépôt sur le hublot a confirmé la nature chimique du dépôt (voir le détail dans l'annexe D).

Or, comme les vapeurs de Nickel se condensent sur les parties froides, l'atmosphère de la cellule n'atteint jamais l'équilibre thermodynamique et l'échantillon se vaporise continûment, engendrant une perte de masse de l'échantillon.

Pour éviter le dépôt de Nickel sur le hublot supérieur et le miroir, nous avons mis en place un flux d'argon capable de balayer les vapeurs de Nickel au niveau du hublot et du miroir.

5.2 Mise en œuvre de la procédure de mesure

Pour mettre en œuvre la procédure décrite dans la section 3.2. du chapitre 3, nous devons faire en sorte que la tension de consigne U_c du générateur soit modulée sous forme d'un bruit blanc. Ce contrôle peut se faire manuellement sur le potentiomètre du pupitre ou via un programme LabVIEW et de la carte NI PCI-6711. Cette tension U_c est comprise entre 0 et 5 V.

Un bruit blanc est un signal dont la densité spectrale est la même pour toutes les fréquences. Il se présente comme une séquence binaire (1 ou -1) (figure 5.8). Cette séquence doit être adaptée à l'échantillon dont on veut connaître les propriétés thermiques. La séquence de mesure de la modulation dure 250 s pour une charge sphérique et 500 s pour une charge cylindrique [SCH-2009]. Le pas de temps ts (la période d'échantillonnage) que nous avons utilisé dans le cas d'une sphère et goutte de Nickel est de 4 ms et de 2 ms pour du barreau de Niobium. Ce pseudo-bruit blanc, créé au format texte, est chargé par le programme LabView et sert à moduler U_c et par la suite le courant dans l'inducteur et donc la puissance Joule dissipée dans la charge. Le spectre du signal de ce pseudo-bruit blanc est illustré sur la figure 5.9. Le bruit utilisé n'est pas vraiment blanc mais comporte des harmoniques en dessous de 1 Hz.

Les résultats de ces mesures sont traités à l'aide d'un programme écrit par Alamir en langage de programmation Matlab (voir annexe E), afin de déterminer les propriétés thermiques recherchées [ALA-2011]. Ce programme correspond aux 2 étapes qui sont « système d'identification » et « mesure indirecte » présentées sur la figure 3.5 du chapitre 3.

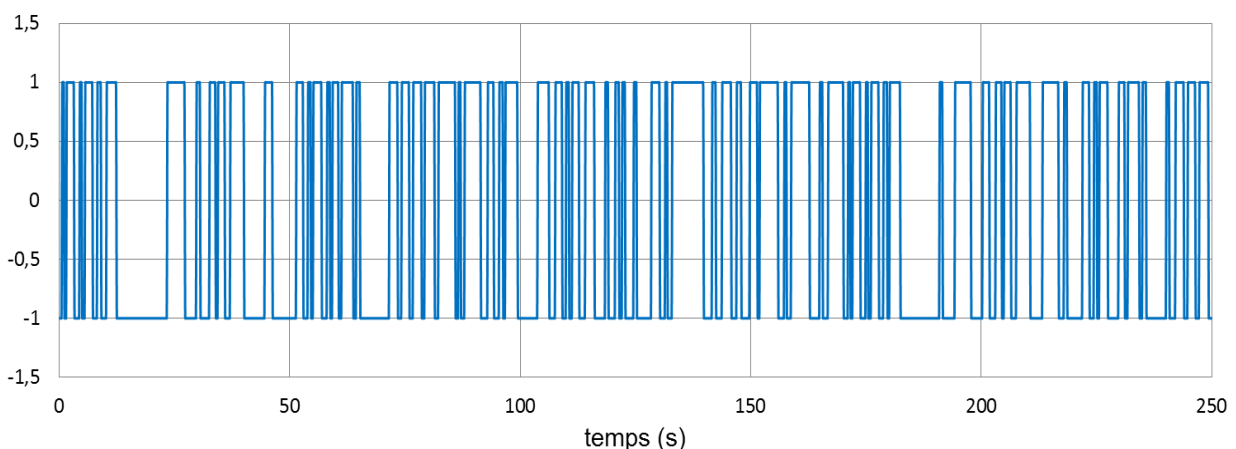


Figure 5.8 - Pseudo-bruit blanc utilisé pour les essais réalisés avec l'installation expérimentale 2.

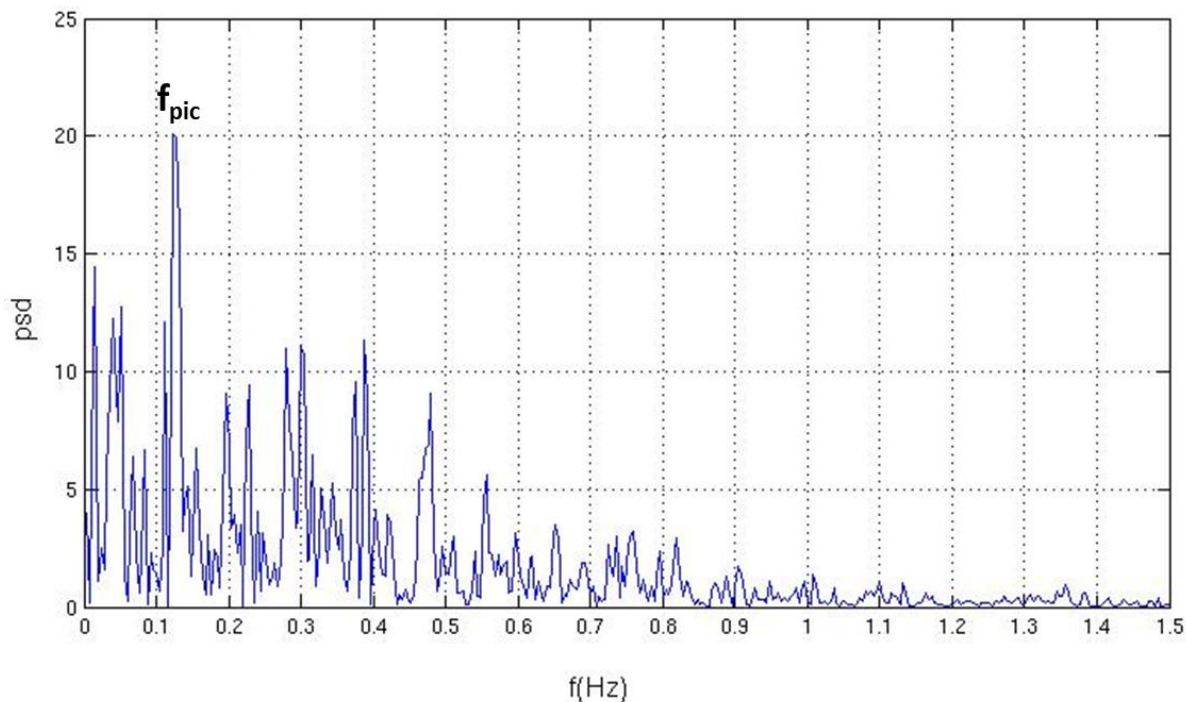


Figure 5.9 - Spectre du signal de la figure 5.8. On note que le bruit n'est pas vraiment blanc, une puissance distribuée vers les basses fréquences. Sa fréquence pic est égale à 0,124 Hz.

Nous visons des essais dont le scénario est illustré sur la figure 5.10.

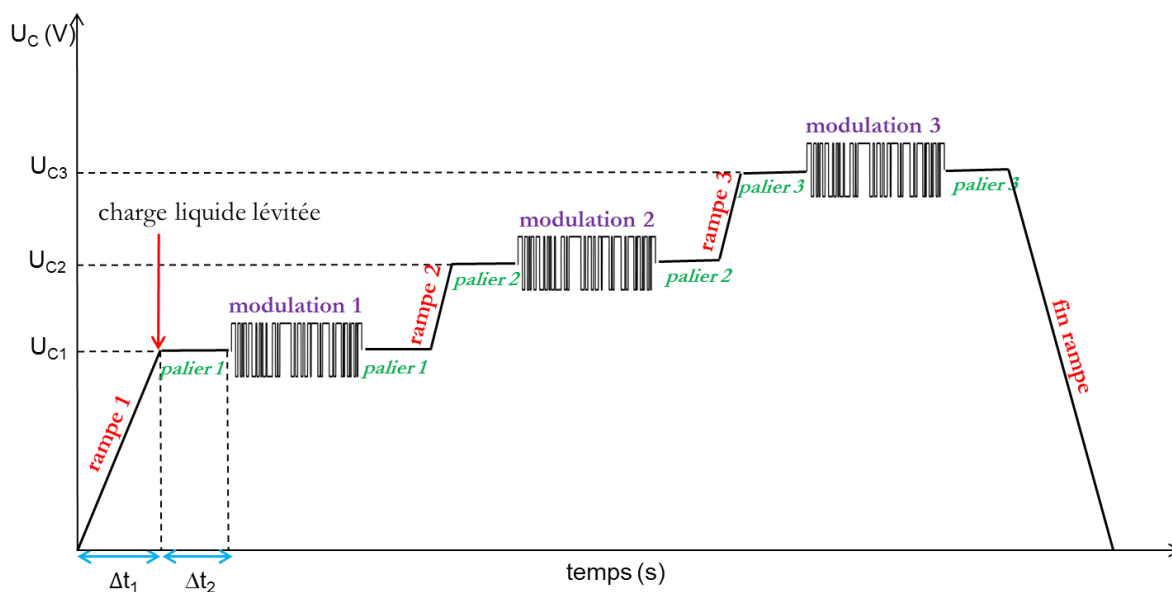


Fig. 5.10 - Forme de la variation temporelle de la tension de contrôle lors des essais de mesures calorimétriques d'un échantillon métallique liquide par lévitation électromagnétique sous champ DC.

La détermination des durées des divers paliers et les coefficients des rampes a été faite grâce aux essais reportés dans la thèse de Bardet et par des essais préliminaires [BAR-2006]. Bardet qui, dans sa thèse, a réalisé des essais sur une bille de Nickel, a choisi une durée de mise en lévitation comprise entre 4 s et 6 s et une rampe de fin comprise entre 30 s et 50 s .

Les essais préliminaires que nous avons réalisés ont permis de compléter ces données en répondant aux questions suivantes :

- quelles sont les valeurs de tension de contrôle U_c que nous ne devons pas dépasser lors de nos mesures pour permettre à la fois lévitation de la goutte sans éjecter de liquide à l'intérieur de l'inducteur ?
- quels sont les temps nécessaires :
 - a- pour la mise en lévitation de l'échantillon (charge) de Nickel (rampe 1),
 - b- pour que l'équilibre thermique de la charge soit atteint (palier 1, 2, 3),
 - c- pour que le refroidissement de l'échantillon liquide soit suffisant pour qu'il ne coule pas dans l'enceinte ?

Les valeurs retenues pour les paliers et les rampes pour un échantillon de Nickel dont la masse est comprise entre 3,5 et 4 g sont portées dans le tableau 5.2.

Tableau 5.2 - Consignes d'entrées dans le programme LabView pour piloter les différentes étapes de la mesure calorimétrique d'une goutte de Nickel dans l'installation AEXAM-2 de la figure 5.10.

	R 1	P 1	M 1	P 1	R 2	P 2	M 2	P 2	R 3	P 3	M 3	P 3	fin R
Uc initiale (V)	0	2,5	2,5	2,5	2,5	2,6	2,6	2,6	2,6	2,7	2,7	2,7	2,7
Uc finale (V)	2,5	2,5	2,5	2,5	2,6	2,5	2,6	2,6	2,7	2,7	2,7	2,7	0
durée (s)	10	100	250	10	10	100	250	10	10	100	250	10	30

Dans le tableau 5.2, les notations R, M et P correspondent à la Rampe, à la Modulation et au Palier représentés sur la figure 5.10.

Une étude sommaire de la thermique de l'échantillon nous a permis d'estimer le temps de thermalisation d'un échantillon sphérique du Nickel liquide à environ 100 s . Les expériences nous ont montré que l'équilibre thermique était atteint au bout de 100 secondes pour une tension de contrôle $U_c = 2,5 V$ c'est-à-dire une puissance Joule injectée dans la charge d'environ 120 W.

5.3 Mode opératoire

Préparation des échantillons

Avant usage, on frotte les billes de Nickel avec du papier de verre, puis on les nettoie à l'alcool afin de retirer de la surface de la charge les éventuelles impuretés. On les pèse ce qui permettra de faire le bilan de masse après les expériences. Le Nickel à une pureté de 99,8 % commercialisé par l'entreprise « Inco ».

Nettoyage de l'inducteur et de l'enceinte

Pour éliminer les particules de matières qui se sont posées sur l'inducteur et dans l'enceinte, avant chaque mesure, ils doivent être nettoyés à l'alcool.

Étalonnage de l'inducteur n° 2F du tableau 5.1

Grâce à la sonde présentée dans section 5.1.4, on réalise l'étalonnage de l'inducteur. Un exemple d'étalonnage de l'inducteur n° 2F est présenté sur la figure 5.11 ci-dessous.

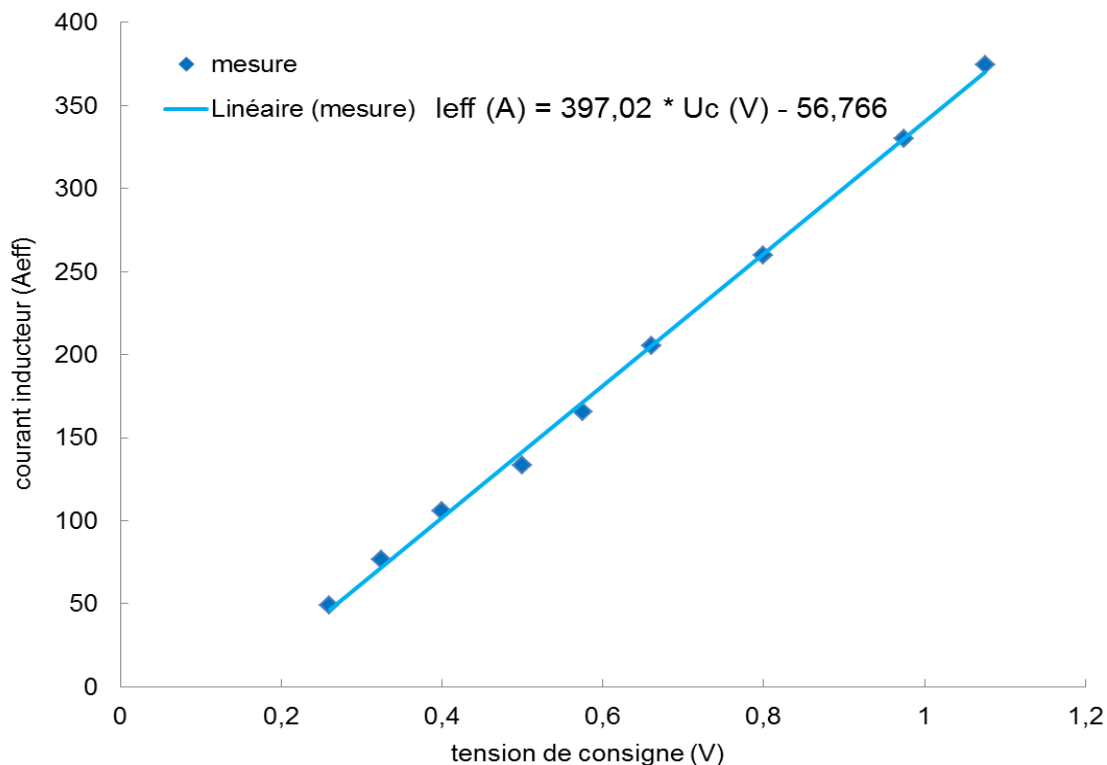


Figure 5.11 - Etalonnage du circuit oscillant RLC sans charge. Variation de I_{eff} (A) l'intensité du courant inducteur n°4F avec U_c (V) la tension de consigne du générateur de SIMaP - EPM.

Vide par balayage d'argon

Placer la charge au centre de l'inducteur puis monter l'enceinte sur le chariot élévateur et la fermer avec le hublot. Faire le vide par balayage d'argon 3 fois avant de commencer l'expérience.

Balayage d'argon pendant la mesure

Mettre l'enceinte en légère surpression d'argon pour éviter l'oxydation des échantillons lévités et contrôler le débit de l'argon de balayage près du hublot et du miroir.

Acquisition

Lancer le programme LabView comme expliqué dans la section 5.2. Il enregistre automatiquement les valeurs de l'intensité et de la fréquence du courant inducteur, de la tension de consigne et des températures polaire et équatoriale. Le pilotage de l'installation expérimentale fait l'objet d'une annexe C.

Acquisition sous champ DC

Lorsqu'on souhaite utiliser un champ magnétique DC, ce dernier est mis en œuvre après que la lévitation et la fusion de la charge aient eu lieu c'est-à-dire 150 secondes après le début de l'expérience. Afin de préserver l'intégrité des fils supraconducteurs de la bobine, il faut que la variation temporelle du champ magnétique, nécessaire pour atteindre la valeur nominale (i.e 0,5, 1 ou 2 T) du champ DC ne soit pas trop élevée. La pente de montée ou de descente du champ magnétique continu que nous avons utilisée est $dB_{DC}/dt = 0,1 T/min$.

Dépouillement des mesures

Il consiste à exploiter les données du fichier « .text » (section 5.1.3). Dans un premier temps sous un fichier Excel, nous séparons les différents créneaux de modulation (figure 5.12). Ensuite, nous calculons les fluctuations des mesures qui seront utilisées par la suite dans le programme Matlab.

5.4 Conclusion

Nous avons décrit deux installations expérimentales AEXAM, l'une pour effectuer des mesures sur un échantillon solide (installation 1) et l'autre pour du liquide (installation 2). Ces deux installations sont presque identiques. Leurs principales différences sont les suivantes :

- cellules de mesures : en quartz pour le solide et en inox pour le liquide
- inducteurs : différente forme d'inducteurs (figure 5.2)
- chambre contenant la bobine de Helmholtz, lorsque l'on souhaite superposer les champs AC et DC.

L'installation 2 a été prise en main au sein du groupe EPM du laboratoire SIMaP puis déplacée au CRETA pour effectuer des mesures sous champ continu DC dans le but de réduire les instabilités et le brassage électromagnétique de la goutte lévitée.

Les mesures réalisées et leurs exploitations sont présentées dans le chapitre 6 de cette thèse.

Les perspectives d'amélioration sont :

- pour la partie expérimentale : un meilleur contrôle du flux d'argon
- pour la partie traitement des données : la mise en œuvre de fonctions de transfert numériques.

Chapitre 6

Résultats expérimentaux

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats des mesures que nous avons effectuées avec les installations expérimentales AEXAM 1 et 2 présentées dans section 5.1 du chapitre 5.

Ces expériences suivent le protocole expérimental proposé par Schetelat 2011 pour mesurer la capacité calorifique et la conductivité thermique d'alliages métalliques solides ou fondus [SCH-2011]. Il a validé sa méthode sur un barreau de Niobium solide [SCH-2010 ; CAR-2011]. Ce protocole a été présenté dans la section 3.2 du chapitre 3.

Notre démarche expérimentale a été la suivante.

- Dans un premier temps, nous avons repris les expériences de Schetelat, afin de prendre en main l'installation expérimentale 1 [SCH-2009]. Ceci nous a permis de comprendre comment fonctionnait les pyromètres, le dispositif de pilotage et de mesure. Ces expériences font l'objet de la section 6.1.
- Le modèle thermique utilisé pour assoir le protocole étant mieux adapté à une sphère qu'à un barreau, nous avons donc, dans un second temps, appliqué ce protocole à une sphère de Nickel solide (section 6.2)[FEC-1991]. Ceci nous a permis de tester diverses séquences de pilotage sous la forme d'un bruit blanc et de choisir la plus adaptée aux mesures.
- Enfin, des essais ont été réalisés sur l'installation expérimentale AEXAM 2 pour appliquer le protocole à une goutte de Nickel lévité. Ces essais font l'objet de la section 6.3. Toutefois pour alléger le corps de cette thèse seules les séquences de modulation y sont reportées, les autres résultats d'essais font l'objet de l'annexe F.

6.1 Essais avec un barreau de Niobium solide

Dans ce paragraphe, nous rapportons les mesures effectuées avec un barreau de Niobium solide de masse 66,44 g, de diamètre 10 mm et de hauteur de 100 mm. Nous avons travaillé, sur l'installation expérimentale AEXAM-1, dans une gamme d'intensité de courant inducteur variant de 153 à 209 Aeff, une gamme fréquence variant de 88 à 92 kHz et une amplitude de modulation de la consigne d'entrée égale à 8 %.

Les valeurs moyennes mesurées sur chaque séquence sont résumées dans l'annexe F. Les tableaux 6.1 et 6.2 résument respectivement les valeurs acquises avant cette thèse et celles acquises pendant cette thèse.

Les résultats des mesures du coefficient d'échange interne global, de la capacité calorifique massique et de la conductivité thermique et des données de la littérature du Niobium solide sont portés dans les tableaux 6.1 et 6.2. Les figures 6.1 et 6.2 sont les graphes correspondants aux valeurs de la capacité calorifique et de la conductivité thermique des tableaux 6.1 et 6.2.

Dans les tableaux de comparaison des valeurs des mesures et de la littérature de la capacité calorifique c_p et de la conductivité thermique κ_{th} , nous avons calculé l'écart défini par l'équation 6.1 comme :

$$\text{écart} = \left| \frac{\text{valeur littérature} - \text{valeur mesurée}}{\text{valeur littérature}} \right| \quad 6.1$$

Dans tout ce qui va suivre, nous avons représenté les graphes en fonction de la température surfacique moyenne $\langle T_{surf} \rangle$ calculée de la manière suivante :

$$\langle T_{surf} \rangle = \frac{1}{2}(T_e + T_p) \quad 6.2$$

Tableau 6.1 - Comparaison des valeurs de la capacité calorifique c_p et de la conductivité thermique κ_{th} du Niobium solide issues du traitement des mesures [CAR-2011] et de la littérature [HO-1972 ; CHA-1988 ; SCH-2009].

Date	mesure			littérature		écart c_p (%)	écart κ_{th} (%)
	$\langle T_{surf} \rangle$ (°C)	c_p (J/kg/K)	κ_{th} (W/m/K)	c_p (J/kg/K)	κ_{th} (W/m/K)		
2011	821,8	212,9	15,4	309,6	65,7	31,2	76,5
	845,6	207,2	14,8	311,2	66,1	33,4	77,6
	880,1	136,8	9,8	313,6	66,6	56,4	85,3
	906,3	214,8	15,5	315,4	67,0	31,9	76,8
	942,2	175,4	12,6	317,8	67,5	44,8	81,3
	984,1	270,7	18,9	320,6	68,2	15,5	72,3
	1043,5	275,5	19,3	324,7	69,1	15,1	72,1
	1090,6	261,1	18,8	327,9	69,8	20,4	73,1

Tableau 6.2 - Comparaison des valeurs de la capacité calorifique c_p et de la conductivité thermique κ_{th} du Niobium solide issues du traitement des mesures effectuées dans le cadre de cette thèse et de la littérature [HO-1972 ; CHA-1988].

Date/heure	mesure			littérature		écart c_p (%)	écart κ_{th} (%)
	$\langle T_{surf} \rangle$ (°C)	c_p (J/kg/K)	κ_{th} (W/m/K)	c_p (J/kg/K)	κ_{th} (W/m/K)		
28-11-13 11 :42	869,6	447,0	22,3	312,9	66,5	42,8	66,4
	866,0	470,5	22,6	312,6	66,4	50,5	65,9
	863,3	315,8	14,8	312,4	66,4	1,1	77,7
	859,6	463,1	21,1	312,2	66,3	48,3	68,2
	856,5	433,9	21,7	311,9	66,3	39,1	67,2
	963,5	452,5	20,8	319,2	67,9	41,7	69,3
	971,3	376,2	19,3	319,8	68,0	17,6	71,6
	972,0	462,5	21,8	319,8	68,0	44,6	67,9
	971,4	434,3	20,2	319,8	68,0	35,8	70,3

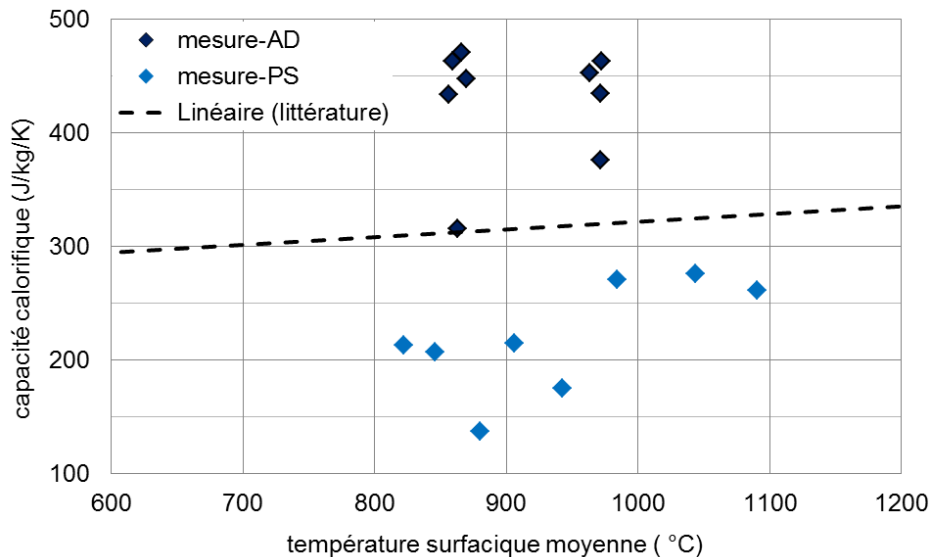


Figure 6.1 - Comparaison entre la capacité calorifique du Niobium solide mesurée et celle de la littérature (droite en pointillés) [CHA-1988 ; CAR-2011]. AD (Alimata DIARRA-cette thèse) et PS (Pascal SCHETELAT).

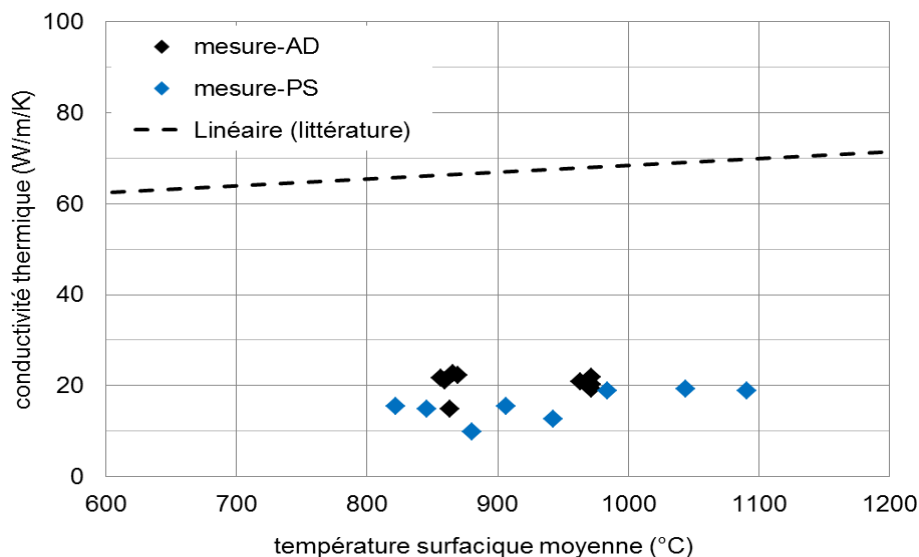


Figure 6.2 - Comparaison entre la conductivité thermique du Niobium solide mesurée (losange) et celle de la littérature (droite en pointillés) [HO-1972 ; SCH-2009].

La figure 6.1 représente les résultats de la capacité calorifique du Niobium solide. On observe des valeurs expérimentales très dispersées. Elles s'écartent de plus ou moins 33 % en moyenne des valeurs de la littérature (tableau 6.1).

Sur la figure 6.2, on voit que les résultats des mesures de la conductivité thermique du Niobium sont regroupés et plus faible de 73 % en moyenne par rapport aux valeurs issues de la littérature (tableau 6.2). Ceci vient du fait que le modèle utilisé dans le traitement des données (modèle à 2 zones) n'est pas adapté à la géométrie d'un barreau.

6.2 Expériences avec une sphère de Nickel solide

Comme indiqué dans la section 3.2 du chapitre 3, l'identification de système (identification paramétrique) est une technique de l'automatique consistant à obtenir le modèle mathématique d'un système à partir de mesures. En général, ce modèle est représenté sous forme de fonction de

transfert utilisant la transformée en Z , c'est-à-dire l'équivalent discret de la transformée de Laplace.

Pour obtenir un modèle mathématique consistant, il est important d'exciter le système avec toutes les fréquences de sa plage de fonctionnement. Ainsi le signal d'entrée appliqué doit être riche en fréquences, c'est-à-dire posséder un large spectre. C'est ce que nous faisons quand nous appliquons un bruit blanc à la consigne d'entrée du générateur.

Dans cette section, nous présentons des essais réalisés sur une sphère de Nickel en utilisant l'installation expérimentale 1.

Pour effectuer des mesures sur une sphère de Nickel, nous avons utilisé différents bruits blancs dont certains ont donné satisfaction et d'autres pas. Nous allons présenter les résultats avec deux bruits blancs dont l'un n'a pas fonctionné et l'autre a fonctionné.

6.2.1 Avec un bruit blanc qui ne fonctionne pas

Ses expériences ont été réalisées avec un échantillon de Nickel solide, sphérique, de masse 4,5 g (diamètre 10 mm). Nous avons travaillé dans une gamme de courant alternatif de 104 à 131 A_{eff} avec une fréquence d'environ 88 kHz et une amplitude de modulation de 8 %. La forme de la modulation de la tension de consigne U_c est portée sur la figure 6.3.

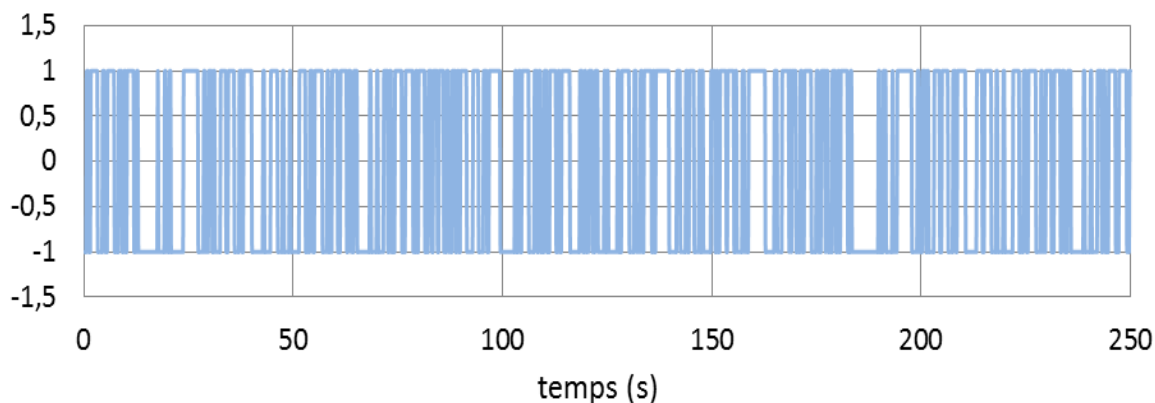


Figure 6. 3 - Forme d'un bruit blanc qui n'a pas fonctionné.

Les valeurs moyennes mesurées de I_{eff} , T_p et T_e sur chaque séquence de modulation sont résumées dans l'annexe F. Les résultats des mesures de la capacité calorifique massique, de la conductivité thermique et des valeurs issues de la littérature du Nickel solide sont portés dans le tableau 6.3. Puisque les résultats sont mauvais, nous ne les avons pas représentés.

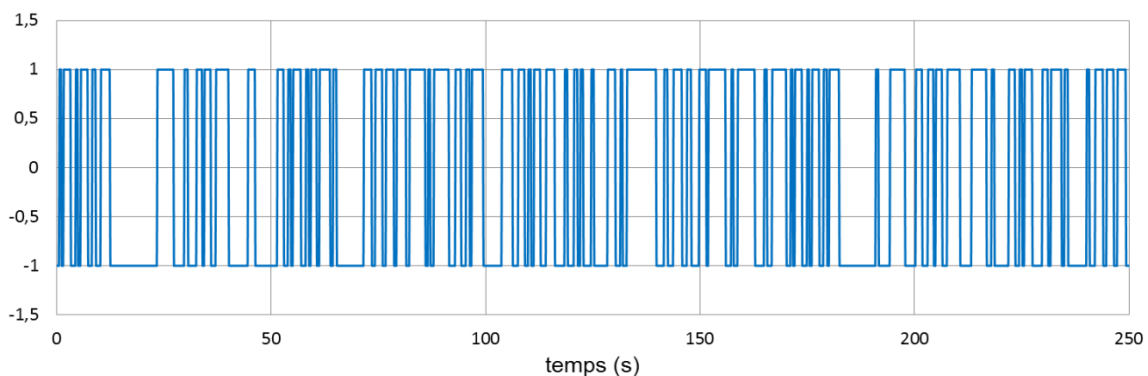
Tableau 6.3 - Comparaison des valeurs de la capacité calorifique c_p et de la conductivité thermique κ_{th} du Nickel solide issues du traitement des mesures et de la littérature [BRA-1992].

Date/heure	mesure			littérature		écart c_p (%)	écart κ_{th} (%)
	$\langle T_{surf} \rangle$ (°C)	c_p (J/kg/K)	κ_{th} (W/m/K)	c_p (J/kg/K)	κ_{th} (W/m/K)		
20-12-13 13 : 11	908,0	437,8	1,4	596,4	95,1	26,6	98,5
	951,2	422,2	1,2	602,3	91,3	29,9	98,7
	1075,9	600,0	190,6	619,6	80,4	3,2	137,0
	1161,5	540,8	162,7	631,4	72,8	14,3	123,5

Nous voyons que les valeurs de la capacité calorifique s'écartent de moins de 30% des valeurs de la littérature tandis que les valeurs de conductivité thermique ne sont pas retrouvées.

6.2.2 Avec un bruit blanc qui fonctionne

Lors des expériences reportées ci-dessous, nous avons utilisé un échantillon de Nickel solide sphérique de masse 4,5 g (diamètre 10 mm). Nous avons travaillé dans une gamme de courant alternatif de 109 à 123 A_{eff} avec une fréquence d'environ 88 kHz et une amplitude de modulation de 8 %. La forme de la modulation est portée sur la figure 6.4.

**Figure 6.4** - Forme du bruit blanc choisi.

Les valeurs moyennes mesurées sur chaque séquence sont résumées dans l'annexe F. Les résultats des mesures de la capacité calorifique massique, de la conductivité thermique et des valeurs issues de la littérature du Nickel solide sont portés dans le tableau 6.4. Les figures 6.5 et 6.6 représentent les valeurs de la capacité calorifique et de la conductivité thermique du tableau 6.4.

Tableau 6.4 - Comparaison des valeurs de la capacité calorifique c_p et de la conductivité thermique κ_{th} du Nickel solide issues du traitement des mesures et de la littérature [BRA-1992].

Date/heure	mesure			littérature		écart c_p (%)	écart κ_{th} (%)
	$\langle T_{surf} \rangle$ (°C)	c_p (J/kg/K)	κ_{th} (W/m/K)	c_p (J/kg/K)	κ_{th} (W/m/K)		
10-2-14 16 : 54	958,8	611,0	87,3	603,4	76,1	1,2	14,7
	1032,5	622,5	73,7	613,6	77,6	1,4	5,0
28-2-14 17 : 28	1059,2	613,4	80,1	617,2	78,4	0,6	2,2
	1102,5	617,4	80,9	623,5	79,6	1,0	1,6
	1121,4	606,8	77,9	626,2	80,2	3,1	2,9

On voit que les valeurs de la mesure et de la littérature sont proches. Les écarts sont de l'ordre de 1 à 3 % et de 2 à 13 % respectivement pour la capacité calorifique et de la conductivité thermique. L'écart plus élevé de la conductivité thermique est liée à la façon dont la conductivité thermique est calculée. En effet, la mesure porte sur le coefficient de transfert thermique interne global, grâce auquel nous obtenons la conductivité thermique (voir annexe E - calcul de Hint). Or ce modèle bien que robuste ne représente pas les échanges internes avec une grande précision. Il se peut aussi que la qualité des sphères de Nickel que nous utilisons joue un rôle important sur la précision des mesures (pureté du Nickel 99,8 %).

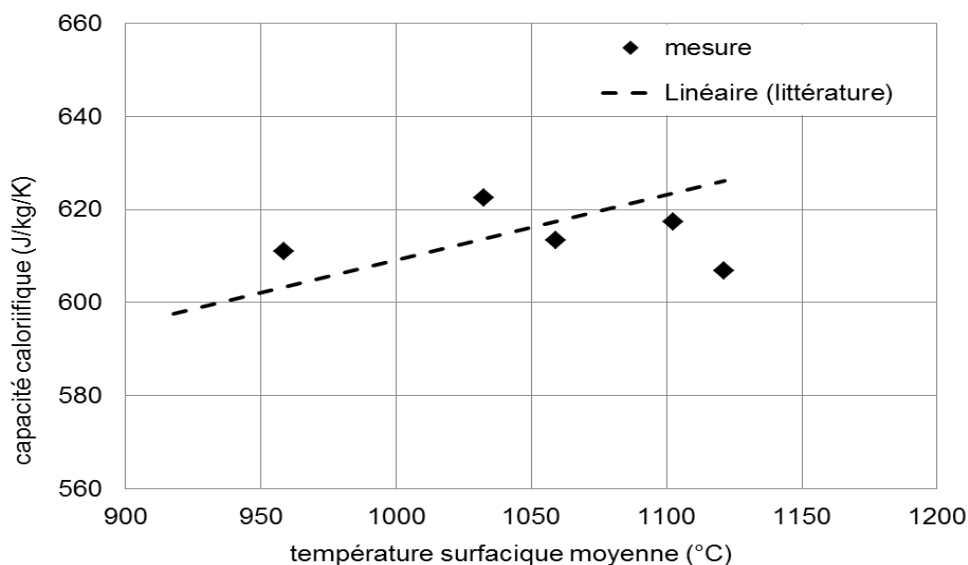


Figure 6.5 - Comparaison entre la capacité calorifique du Nickel solide mesurée (losange) et celle de la littérature (droite en pointillés) [BRA-1992].

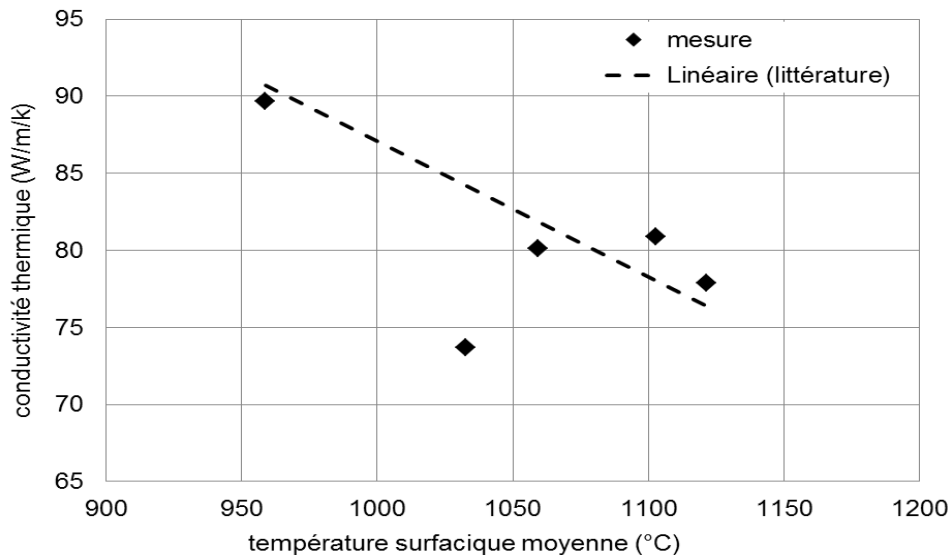


Figure 6.6 - Comparaison entre la conductivité thermique du Nickel solide mesurée (losanges) et celle de la littérature (droite en pointillés) [HO-1972].

6.2.3 Conclusion

Avec le bruit blanc choisi, les valeurs de la mesure indirecte de la capacité calorifique et de la conductivité thermique du Nickel solide sont proches de la littérature.

Ses mesures nous ont permis de valider la procédure de mesure indirecte de la capacité calorifique et de la conductivité thermique sur une sphère de Nickel solide.

Dans la section 6.3, nous appliquons cette procédure à une goutte de Nickel (99,8 % de pureté) dans l'installation expérimentale 2. Lors des séquences de modulation nous appliquons le bruit blanc de la figure 6.4.

6.3 Essais réalisés avec une goutte de Nickel

Ces essais ont été réalisés au CRETA de Grenoble. Ils ont suivi des essais préparatoires réalisés au laboratoire SIMaP qui ne sont pas rapportés ici. En effet, lors des essais préparatoires, nous avons utilisé une charge de masse supérieure à 4 g alors que lors des essais les plus aboutis la masse de la charge a été choisie égale à 3,5 g.

Nous présentons d'abord des résultats relatifs au comportement du système inducteur/charge de Nickel fondu. Ainsi, nous quantifierons l'évaporation du Nickel lors des expériences (voir section 5.1.6, chapitre 5), le couplage électrique entre la charge et l'inducteur. Nous obtenons ainsi les plages de fonctionnement de notre installation expérimentale. Une section est consacrée à la répétabilité des mesures (sur une goutte de 4,2 g de masse initiale) (section 6.3.3). Les essais conduits ainsi que la cellule de mesure AEXAM 2 est positionnée dans le « trou » de champ de la bobine de Helmholtz font l'objet de la section 6.3.4.

6.3.1 Comportement de la charge (goutte de Nickel)

Les mesures que nous effectuons durent plus de 20 minutes. Cette durée est en partie due à la mise en place du champ magnétique DC dans la bobine supraconductrice. Pendant ce temps, la goutte s'évapore. Dans ce paragraphe, nous quantifions les effets de cette évaporation sur la masse de la goutte et sur le couplage de cette dernière avec l'induction. Puis nous quantifions les plages de variation des divers paramètres des mesures afin de fixer les variations des ordres de grandeurs et de vérifier leur cohérence.

Evaporation

Nous avons collecté les pertes de masse mesurées lors de 7 essais réalisés avec des échantillons de deux masses initiales différentes et les avons portées dans la figure 6.7. On y voit que la perte de masse croît avec la durée de l'expérience et avec la masse initiale de la charge.

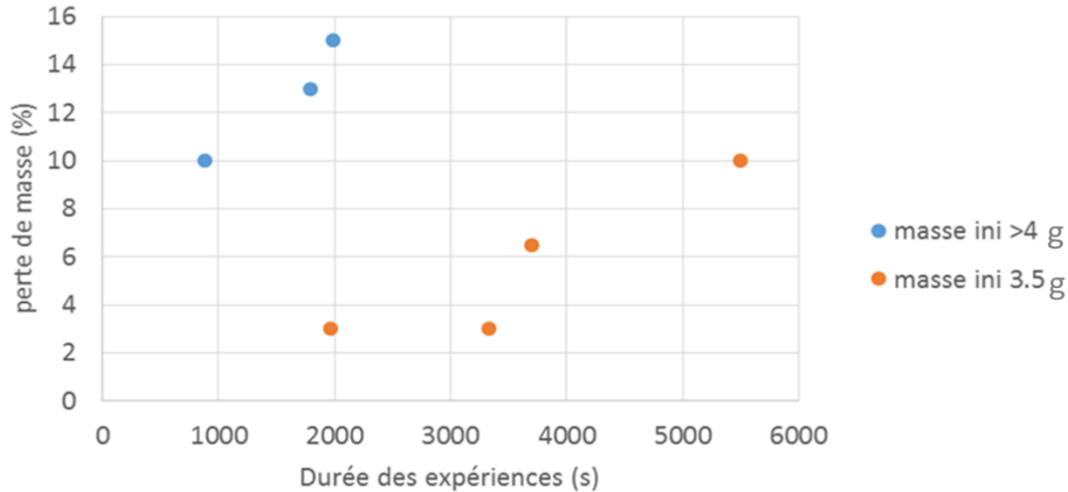


Figure 6.7 - Perte de masse au cours des essais en fonction de la durée de l'essai pour deux masses initiales différentes. En rose, 4 échantillons de masse initiale de l'ordre de 3,5 g. En bleu, 3 échantillons de masse initiale supérieure à 4 g.

Sur la figure 6.8 sont portées les variations des paramètres adimensionnels : paramètre d'écran $R_\omega = \mu\sigma\omega a^2$ et nombre de Bond $Bo = \rho g a^2 / \gamma$ relatifs à la charge de Nickel en fonction de son rayon.

La variation de masse due à l'évaporation du Nickel engendre une variation maximale de 17 % du paramètre d'écran (calculé avec $\sigma = 1,18 \cdot 10^6 (\Omega \cdot m)^{-1}$ et $f = 151,18 \text{ kHz}$) et du nombre de Bond.

On retiendra que les nombres adimensionnels attachés à nos expériences de lévitation sont en moyenne :

$$R_\omega = 31 \text{ et } Bo = 0,97$$

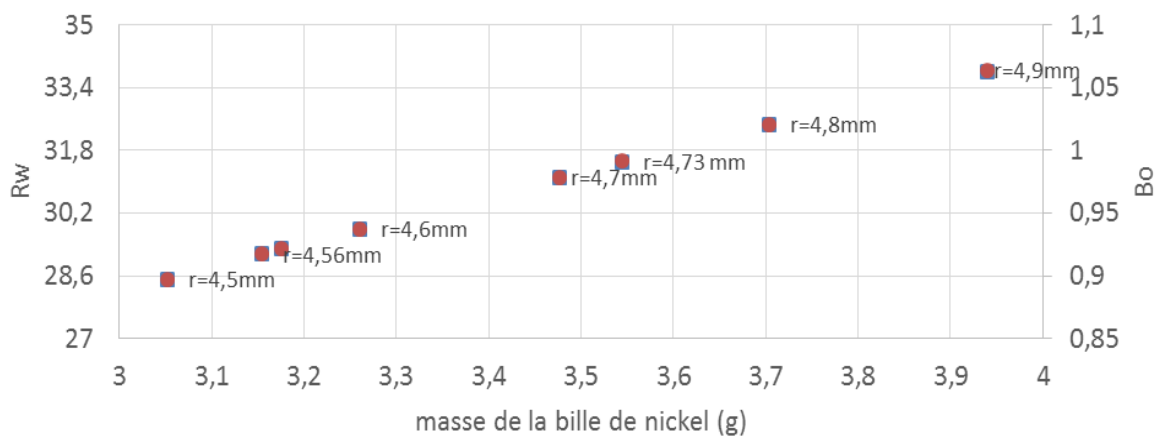


Figure 6.8 - Variation du paramètre d'écran et du nombre de Bond avec le rayon de la goutte de Nickel lévitée.

Plages de variation des paramètres

Dans le tableau 6.5, nous avons porté les variations des divers paramètres de nos essais qui sont estimées à partir des valeurs moyennes des divers paliers expérimentaux (voir annexe F).

Tableau 6.5 - Variation des paramètres expérimentaux.

masse	température	intensité	fréquence
3 à 4 g	1750 à 2000 °C	450 à 530 A_{eff}	151 à 151,3 kHz
30 %	13 %	16 %	0,8 %

Nous calculons la variation de l'épaisseur de peau électromagnétique. Les propriétés portées dans le tableau 4.7 du chapitre 4 conduisent à l'épaisseur de peau électromagnétique suivante :

$$\delta = \left(\frac{2}{\mu\sigma\omega} \right)^{1/2} = \left(\frac{2}{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 1,18 \cdot 10^6 \cdot 2\pi \cdot 151,180 \cdot 10^3} \right)^{1/2} = 1,19 \cdot 10^{-3} \text{ m} \quad 6.3$$

Une variation de masse induit une variation du rapport δ/a de 25 à 26 %.

La figure 6.9 représente l'évolution de la puissance Joule (adimensionnalisée par I^2/σ et un facteur géométrique) à l'intérieur d'une charge sphérique pour une géométrie donnée quand le paramètre d'écran varie. Cette puissance varie comme R_ω^2 quand $R_\omega > 1$ et comme $\sqrt{R_\omega}$ pour $R_\omega > 50$. Les essais que nous avons menés présentent un R_ω voisin de 30. Ces expériences se situent, sur la figure 6.9, dans la zone de transition où la pente en R_ω passe de 2 à 1/2. Pour le calcul de la variation de la puissance, nous considérons que l'épaisseur de peau est faible par rapport au rayon de la charge et par conséquent que la puissance varie comme $\sqrt{R_\omega}$ tous autres paramètres étant fixés par ailleurs.

Ceci nous permet d'atteindre la variation de la puissance Joule injectée dans la charge.

Des valeurs des variations expérimentales, on déduit les variations maximales de la puissance dissipée dans la charge dues à la variation de l'intensité du courant dans l'inducteur (tous autres paramètres étant fixés) et la variation de température attendue :

$$\frac{\Delta P}{P} = 2 \frac{\Delta I}{I} - \frac{1}{2} \Delta \frac{R_\omega}{R_\omega} \approx 40 \% \quad 6.4$$

$$\frac{\Delta T_{surf}}{T_{surf}} = \frac{1}{4} \frac{\Delta P}{P} = 10 \% \quad 6.5$$

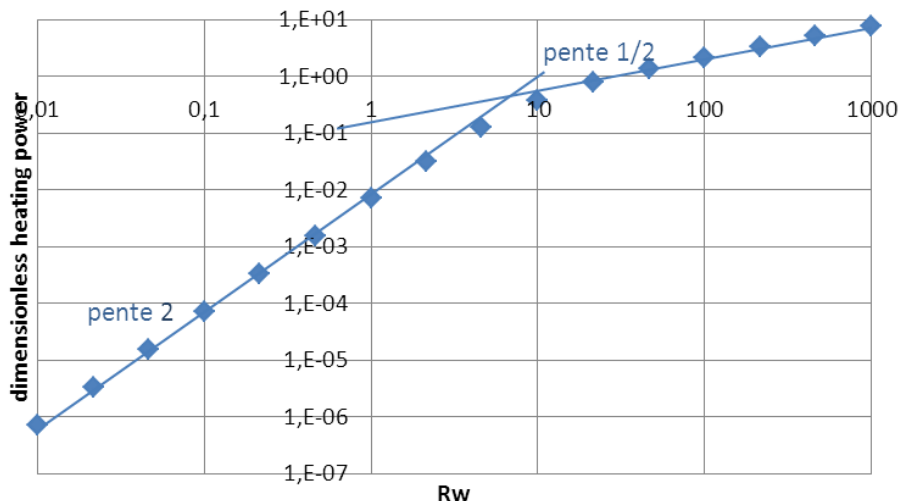


Figure 6.9 - Forme de la puissance adimensionnelle dissipée dans une charge sphérique en fonction du paramètre d'écran.

La variation de température attendue est celle qui a été mesurée : 10 %. Nous mesurons donc les bons ordres de grandeurs de variation de la température.

L'ordre de grandeur puissance Joule est :

$$P \sim \varepsilon \cdot S \cdot \sigma_{S.B} \cdot T_{surf}^4 = \varepsilon \cdot 3,14 \cdot 10^{-4} \cdot 5,67 \cdot 10^{-8} \cdot 2123^4 \quad 6.6$$

C'est-à-dire :

$$P \sim 145 \text{ W}, \text{ pour } \varepsilon = 0,4$$

$$P \sim 109 \text{ W}, \text{ pour } \varepsilon = 0,3$$

Le calcul porté dans le tableau 4.14 du chapitre 4, effectué avec $\varepsilon = 0,33$, donne $P = 114 \text{ W}$. Les ordres de grandeurs sont donc cohérents

6.3.2 Caractéristiques du courant inducteur

Courbe de calibration intensité du courant/tension de consigne

L'intensité du courant inducteur est pilotée par la tension de consigne. La courbe de calibration varie avec la masse de la charge.

Sur la figure 6.10 ci-dessous, nous avons collecté les intensités du courant inducteur moyennes en fonction de la tension de consigne Uc pour une masse initiale de 3,5 g. En absence de champ magnétique DC, nous trouvons une bonne reproductibilité de l'intensité du courant inducteur pour une tension de consigne donnée. La droite d'interpolation est $I_{eff} = 178,97 Uc$ (avec $R^2 = 0,9403$).

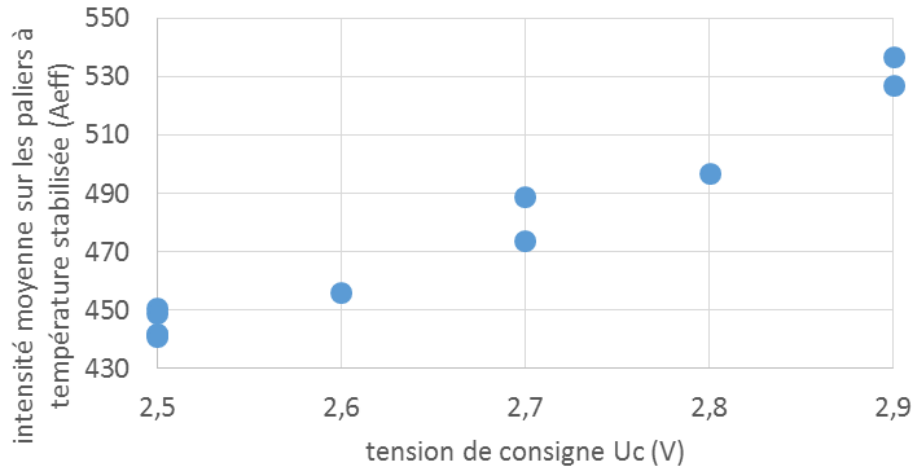


Figure 6.10 - Intensité moyenne du courant inducteur en fonction de la tension de consigne. Données collectées pour les charges de Nickel lévitées de masse initiale $3,5 \text{ g} \pm 3 \%$ à $B_{DC} = 0 \text{ T}$ (sans modulation du courant).

Evolution du courant inducteur avec l'intensité du champ magnétique DC

Sans charge, l'intensité du courant dans l'inducteur est telle que le champ magnétique DC soit inférieur ou égal à 1 T . Les fluctuations du courant sont inférieures à $0,16 \%$. Par la suite, nous considérons que l'inducteur ne se déforme pas sous l'effet des forces électromagnétiques dues au couplage du courant électrique inducteur et du champ magnétique DC.

Cette observation est en accord avec le calcul des forces électromagnétiques s'exerçant sur une spire placée dans un champ uniforme parallèle à sa surface que nous rappelons ci-après. Dans un repère cartésien, la spire est dans le plan $(x, 0, y)$ et le champ DC est dirigé suivant y .

- Chaque point est défini par $(R_0 \cos\theta, R_0 \sin\theta, 0)$
- Le courant dans l'inducteur par $\mathbf{I} = I_{AC} \cos\omega t (-\sin\theta \mathbf{e}_x + \cos\theta \mathbf{e}_y)$
- Le champ magnétique DC par $\mathbf{B}_{DC} = (0, B_{DC}, 0)$

La force électromagnétique en chaque point de l'inducteur est donc

$$\mathbf{F} = (0, 0, -I_{AC} B_{DC} \sin\theta \cos\omega t) \text{ (mesurée en N/m)}.$$

Cette force intégrée sur une période est nulle. Il n'y a pas de forces électromagnétiques sur l'inducteur.

Avec charge, nous avons collecté sur la figure 6.11 ci-dessous, les résultats de divers essais pour lesquels la masse initiale de la charge est de $3,5 \text{ g} \pm 3 \%$. En noir $B_{DC} = 0 \text{ T}$, en vert $B_{DC} = 0,5 \text{ T}$, en bleu $B_{DC} = 1 \text{ T}$, en gris $B_{DC} = 2 \text{ T}$.

Nous constatons que les données sont regroupées (bonne reproductibilité) sauf lorsque le champ magnétique DC vaut 2 Teslas .

On observe la tendance suivante : les points noirs sont en dessous des points verts eux-mêmes en dessous des points bleus qui eux sont très en dessous des points gris. Nous pouvons donc affirmer que l'intensité du courant inducteur croît avec l'intensité du champ magnétique DC. Nous n'avons pas d'explication sur ce phénomène très reproductible.

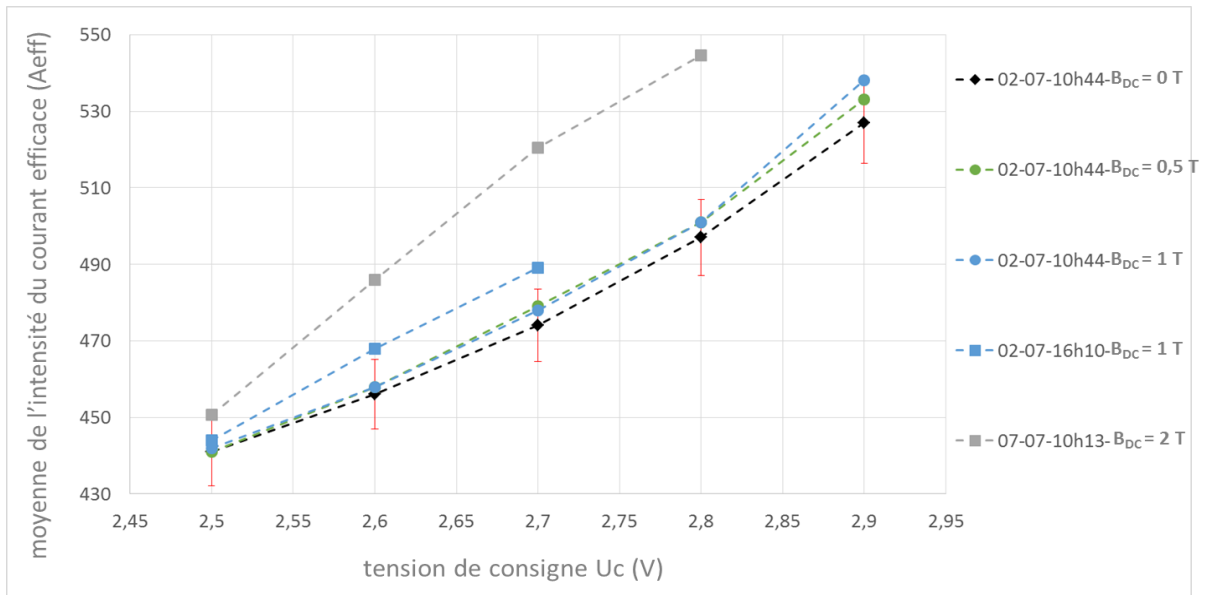


Figure 6.11 - Variation de l'intensité moyenne du courant inducteur en fonction de la tension de consigne pour une charge de masse initiale $3,5 \text{ g} \pm 3 \%$ et 4 niveaux de champ magnétique DC (sans modulation du courant). Sur la courbe $B_{DC} = 0 \text{ T}$, l'erreur est de 3 % (en rouge).

L'agencement des écarts types est différent de celui des valeurs moyennes. Les valeurs sont dispersées. On ne retrouve pas sur la figure 6.12, l'effet qui nous a paru clair lors des expériences. A savoir, la charge est plus instable quand $B_{DC} = 0,5 \text{ T}$ (voir expérience du 30-06-15 avec une charge de 3,6 g) que quand $B_{DC} = 0$ ou 1 T . Ceci peut avoir deux causes :

- i) en tout début d'expérience la charge est plus instable
- ii) les expérimentateurs ont fait bouger l'installation par exemple en montant sur la structure.

De plus, la multiplicité des points correspondant à une tension de consigne $U_c = 2,5 \text{ V}$ entraîne une dispersion artificielle. Ces données portées sur la figure 6.12 ne sont donc pas vraiment représentatives de phénomènes réels.

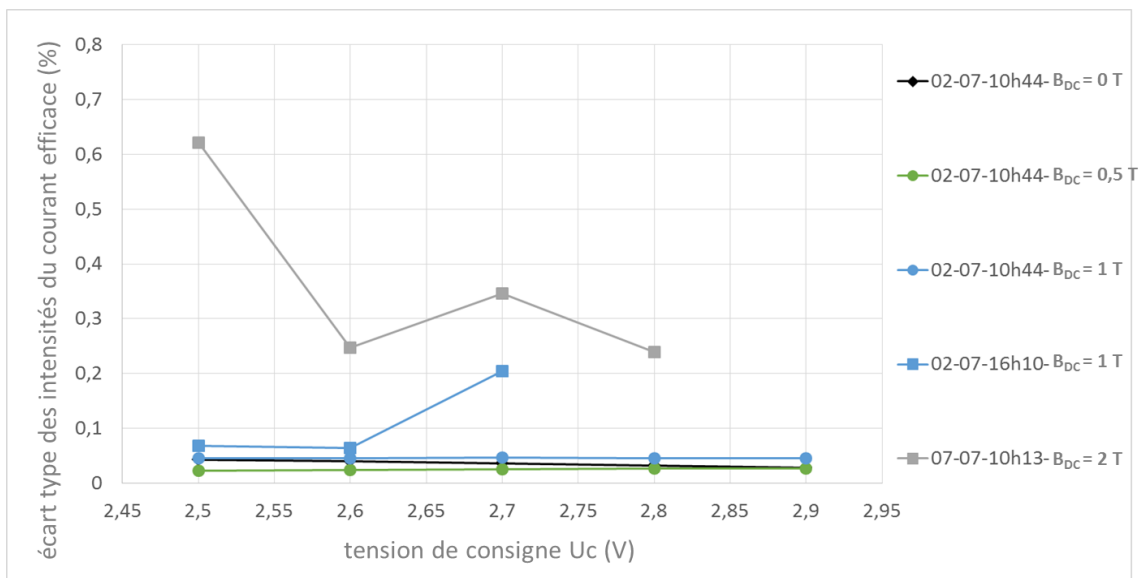


Figure 6.12 - Variation des écarts types de l'intensité du courant inducteur en fonction de la tension de consigne pour une charge de masse initiale $3,5 \text{ g} \pm 3 \%$ et 4 niveaux de champ magnétique DC (sans modulation du courant).

Comportement du courant électrique en fonction de la masse

Sur la figure 6.13, nous avons collecté les valeurs de $\langle I_{eff} \rangle$ en orange et de $std(I_{eff})/I_{eff}$ en bleu correspondant à diverses masses de la charge. Ces points correspondent aux conditions expérimentales $U_c = 2,5 V$ et $B_{DC} = 0 T$, seule la masse de la charge varie. Pour ce graphe la masse est choisie de la façon suivante, si le palier a eu lieu au début de l'essai, la masse est choisie comme égale à la masse initiale, si le palier a eu lieu en fin d'essai, la masse est prise égale à la masse finale.

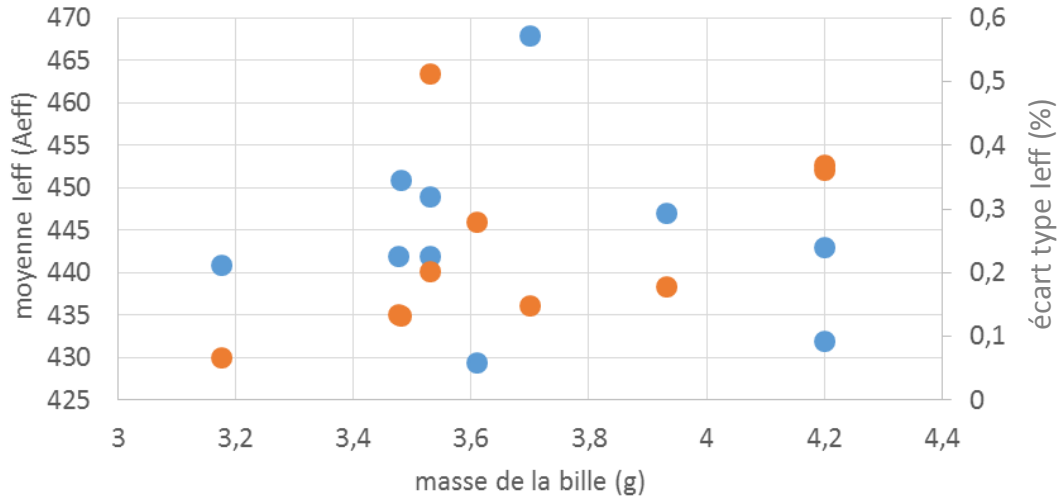


Figure 6.13 - Variations des intensités moyennes et des écarts types en fonction de la masse de la bille de Nickel en lévitation pour les conditions expérimentales $U_c = 2,5 V$ et $B_{DC} = 0 T$ (sans modulation). En bleu les valeurs de $\langle I_{eff} \rangle$ l'intensité du courant inducteur calculées sur le palier, en orange $std(I_{eff})/\langle I_{eff} \rangle$ les valeurs de l'écart type en % de la valeur moyenne.

On observe une augmentation des valeurs de l'intensité du courant inducteur avec la masse. Ceci est normal puisqu'une « grosse charge » couple mieux qu'une « petite charge. » On observe aussi une augmentation des instabilités relatives du courant électrique inducteur. Ceci est lié au comportement mécanique de la charge qui, comme les expérimentateurs ont pu le constater de visu oscille plus lorsque la charge est plus lourde. C'est pourquoi une masse initiale de 3,5 g est le compromis choisi pour les essais avec modulation du courant inducteur qui sont reportés dans la section 6.3.5.

Comportement de la fréquence du circuit oscillant

La fréquence f étant significative de l'état du circuit oscillant, les variations observées ont plusieurs causes : modification de l'inductance L , modification de la capacitance C . En effet, la fréquence suit une loi :

$$f \propto (LC)^{-1/2} \quad 6.7$$

Les modifications de l'inductance sont dues à

- une variation de l'intensité du courant inducteur, par exemple lorsque l'intensité du courant inducteur augmente, la fréquence diminue.
- une variation des propriétés physiques de la charge : quand la température du matériau augmente sa conductivité électrique diminue donc le couplage électromagnétique avec l'inducteur diminue.

Les modifications de la capacitance sont dues :

- au fait de bouger le circuit oscillant qui modifie la capacitance du coffret de capacités
- à l'échauffement des capacités pour arriver à un état thermique stable. En effet, dans l'essai réalisé sans charge, la fréquence augmente sur la période 0 à 350 secondes puis diminue, toutes autres conditions électriques étant fixées par ailleurs. L'écart peut atteindre 350 Hz. Ici c'est la capacitance qui s'est modifiée due à la cause sans doute d'un échauffement du coffret de capacités.

6.3.3 Répétabilité des essais

Nous avons réalisé deux expériences dans des conditions identiques (inducteur 5, masse initiale 4,2 g) et en avons conclu ce qui suit. :

Répétabilité de l'intensité du courant inducteur

- L'intensité du courant inducteur présente de nombreuses irrégularités dont l'amplitude croît avec le temps.
- Les écarts types (même les écarts types relatifs) augmentent avec la tension de consigne.
- Ces irrégularités sont plus importantes en présence qu'en absence de champ magnétique DC, leur amplitude est doublée en présence de champ DC
- L'amplitude maximale de la variation de l'intensité du courant se situe aux alentours de vaut $8 A_{eff}$ soit 2 % du courant moyen.
- On observe parfois des variations brusques du courant inducteur d'amplitude supérieure à $10 A_{eff}$. Ces variations brusques ont lieu en présence de champ magnétique DC. Elles pourraient être engendrées par une variation brusque de la position de la charge.
- Lors des expériences de répétabilité, toutes conditions égales par ailleurs le niveau de l'intensité du courant inducteur varie de $11 A_{eff}$.
- Lorsque l'expérimentateur monte sur la structure pour observer le comportement de la charge à travers le réticule du pyromètre polaire, il déstabilise la charge en induisant des instabilités du courant inducteur pendant environ 100 s.
- La déstabilisation de la charge engendre des oscillations dans le plan horizontal. L'axe principal de l'oscillation comprend la boucle qui relie la partie inférieure de l'inducteur à la contre-spire.

Répétabilité de la mesure des températures

- La fusion de la charge a lieu 25 secondes après le début de la mise sous tension de l'inducteur.
- Les températures polaire et équatoriale présentent le même profil. Elles augmentent et diminuent ensemble.
- Leurs profils suivent le profil de l'intensité du courant inducteur en étant un peu plus lisses. Cette différence est due à la thermalisation, effet de la capacité calorifique.
- L'écart entre les températures mesurées varie suivant les expériences.
- La thermalisation de la charge est réalisée à $t = 150$ s.
- La température équatoriale est toujours plus élevée que la température polaire.
- Les écarts de températures sont dus
 - au fait que le flux d'argon est insuffisamment maîtrisé.
 - au fait que le miroir chauffe induisant un flux supplémentaire venant s'ajouter au flux réfléchi en provenance de la charge. Ce flux supplémentaire est lui aussi capté par le pyromètre.

La répétabilité est meilleure pour les échantillons de masse initiale 3,5 g.

6.3.4 Résumé des conditions des essais

Le tableau 6.6 ci-après est un résumé des essais qui ont donné des résultats exploitables.

Tableau 6.6 - Résumé des essais.

Date	heure	Charge ?	Modula. ?	n° induct.	mesure
10-06	14:48	N	N	5	superposition AC+DC - sans charge
11-06	10:20	O	N	5	avec charge
11-06	11:46	O	N	5	avec charge répétabilité
17-06	15:32	O	N	5	ajustement de la masse initiale de la charge
30-06	15:20	O	N	6	ajustement de la masse initiale de la charge
02-07	09:55	O	N	6	pas de relevé de masse initiale
02-07	10:44	O	N	6	Amélioration usage pyromètres
02-07	16:10	O	O	6	modulation – champ DC 0,5 et 1 T
02-07	17:48	O	O	6	modulation répétabilité
07-07	10:13	O	O	6	modulation – champ DC 2 T

Ce tableau permet d'appréhender la logique de l'enchaînement des essais, jusqu'à la réalisation des essais visés.

Les résultats de chacun de ces essais est consigné dans l'annexe F. Chacun fait l'objet d'une sous-annexe spécifique dont la présentation suit le plan suivant :

1. conditions de l'essai
2. tableaux synthétiques. Dans les tableaux, les moyennes $\langle I_{eff} \rangle$ et écarts types $std(I_{eff})$ sont calculés lorsque la charge est thermalisée. La colonne « tin-tfin » est l'intervalle de ce calcul.
3. commentaires
4. figures. Sur les figures, nous nous sommes efforcés de normaliser les échelles afin de faciliter les comparaisons visuelles. Echelle des intensités est de $20 A_{eff}$ et l'échelle des températures de $100\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Nous ne portons ci-dessous que les résultats des essais réalisés avec modulation

6.3.5 Dépouillement des essais avec modulation du courant inducteur

Le tableau 6.7 est un résumé des conditions des essais réalisés avec une charge de 3,5 g de Nickel, l'inducteur 6 et des résultats des acquisitions correspondantes à ces conditions. Dans ce tableau :

- Uc est la tension de contrôle (consigne)
- α est le coefficient de modulation de la tension de contrôle
- $\langle X \rangle$ est la valeur moyenne de l'intensité du courant efficace (respectivement les températures polaire ou équatoriale) sur une séquence de mesure
- $std(X)$: écart type de la mesure X .

Tableau 6.7 - Paramètres d'entrées et résultats des mesures des acquisitions à $B_{DC} = 1 T$ (essais du 02- 07) et $B_{DC} = 2 T$ (essai du 07- 07).

essai	valeurs entrées			valeurs mesurées					
	DC	Uc (V)	α (%)	$\langle U_c \rangle$ (V)	$\langle I_{eff} \rangle$ (A)	std(Ieff) (A)	sdt(Ieff)/ $\langle I \rangle$ (%)	$\langle T_e \rangle$ (°C)	$\langle T_p \rangle$ (°C)
02-07-15 16 :10	1	2,5	3	2,5	443,14	19,47	4,39	1862	1804
	1	2,5	4	2,5	443,33	24,56	5,54	1857	1796
	1	2,6	5	2,6	466,15	29,93	6,42	1882	1815
	1	2,7	5	2,7	488,31	29,25	5,99	1919	1844
02-07-15 17 :48	1	2,5	5	2,5	443,10	28,92	6,52	1850	1843
	1	2,6	5	2,6	464,92	29,90	6,43	1869	1856
	1	2,7	5	2,7	478,79	31,16	6,50	1883	1866
07-07-15 10 :13	2	2,5	5	2,5	456,5	33,5	7,3	1817	1841
	2	2,6	5	2,6	485	41	8,5	1856	1877,5
	2	2,7	5	2,7	500	38	7,5	1878	1896

Nous observons

- une bonne reproductibilité des intensités du courant inducteur
- une faible reproductibilité des températures polaires et équatoriales
- un écart entre les températures polaires et équatoriales. Cet écart a été expliqué dans la section 5.1.6 du chapitre 5. C'est un des intérêts du protocole choisi d'être peu sensible aux valeurs absolues des températures en choisissant de travailler sur les variations temporelles de ces dernières.

Calcul des corrélations entre les signaux de T_p et T_e

Afin de mieux connaître la façon dont les signaux se comportent relativement les uns aux autres, nous avons calculé leur corrélation.

La corrélation entre deux signaux digitalisés mesure l'intensité de la « liaison » existant entre les deux séries de mesure. Elle est définie comme :

$$Corr(X,Y) = \frac{\langle X_{centré} \cdot Y_{centré} \rangle}{std(X_{centré}) \cdot std(Y_{centré})} \quad 6.8$$

Elle est dite forte si $0,5 < Corr(X,Y) \leq 1$.

Toutefois, la corrélation ne doit pas être assimilée à un lien de causalité. Par exemple dans notre cas, si T_p (resp. T_e) et I_{eff} sont fortement corrélées, il y a causalité. En effet, ce sont les variations temporelles de I_{eff} qui engendrent les variations temporelles de T_p (resp. T_e). Par contre, si la corrélation de T_p et T_e est proche de 1, ça ne veut pas dire que T_e dépend fortement de T_p .

Dans le tableau 6.8 ci-dessous nous avons reporté les valeurs de corrélations obtenues pour les signaux centrés, normés (voir annexe F).

Tableau 6. 8 - Valeurs de corrélations obtenues pour les séries d'enregistrement. Les notations dans les lignes colorées sont les suivantes : champ $B_{DC} (T) = DC$; $U_c (V)$; $\alpha(\%)$.

02-07-15 16:10		DC 1 2,5 3%	DC 1 2,5 4%	DC 1 2,6 5%	DC 1 2,7 5%
	corr(T_p, T_e)	0,758	0,874	0,912	0,871
	corr(I_{eff}, T_e)	0,387	0,436	0,416	0,274
	corr(I_{eff}, T_p)	0,176	0,228	0,265	0,223
02-07-15 17:48			DC 1 2,5 5%	DC 1 2,6 5%	DC 1 2,7 5%
	corr(T_p, T_e)	–	0,759	0,869	0,955
	corr(I_{eff}, T_e)	–	0,546	0,451	0,435
	corr(I_{eff}, T_p)	–	0,239	0,244	0,346
07-07-15 10:13			DC 2 2,5 5%	DC 2 2,6 5%	DC 2 2,7 5%
	corr(T_p, T_e)	–	0,940	0,961	0,948
	corr(I_{eff}, T_e)	–	0,181	0,123	0,112
	corr(I_{eff}, T_p)	–	0,224	0,208	0,231

Dans le tableau 6.8, nous voyons que :

- les signaux enregistrés présentent tous une corrélation positive,
- pour tous les essais, la corrélation des signaux de température est forte,
- ces valeurs sont les plus élevées pour les essais menés sous un champ DC de 2 T,
- pour les essais menés sous champ DC de 1 T, la corrélation de T_e avec I_{eff} est toujours supérieures à la corrélation de T_p avec I_{eff} . Ceci est la signature du fait que les variations temporelles de T_e suivent mieux l'intensité du courant inducteur que celles de T_p , ce qui est logique étant donnée la distribution de la puissance Joule dans la charge (figure 4.14, chapitre 4).

Le coefficient de corrélation est extrêmement sensible à la présence de valeurs aberrantes ou extrêmes. Ceci est le cas pour les essais dans lequel l'intensité du courant inducteur a présenté une variation brutale. Les corrélations relatives à ces essais ont été grisées dans le tableau 6.8.

Pour que la procédure employée fonctionne, il ne faut pas que les signaux de T_p et T_e soient très corrélés comme dans le cas des essais menés avec un champ DC d'intensité 2 teslas. Nous n'analyserons pas ces signaux plus avant.

Avant de commencer l'analyse des mesures, nous résumons dans le tableau 6.9 la valeur moyenne de l'intensité du courant efficace et l'écart type mesurés sur chaque séquence ainsi que la puissance totale dissipé dans la goutte de Nickel lévité calculée avec le module Induc2D [DEL-2002 ; BAN-2015] sous Fluent. Grâce au calcul de la puissance totale, nous déterminons sa partie instationnaire qui est égale à :

$$\bar{P} = 2 * \alpha_{mesuré} * P \quad 6.9$$

où

$$\alpha_{mesuré} = \frac{std(I_{eff})}{\langle I_{eff} \rangle} \quad 6.10$$

Tableau 6.9 - Calcul numérique de $P(W)$ la puissance totale dissipée dans la goutte de Nickel.

essai	$\langle I_{eff} \rangle (A)$	$\alpha_{mesuré} (\%)$	$P (W)$	$\bar{P} (W)$
02-07 16 :10	443,14	4,39	103,250	9,07
	443,33	5,54	103,339	11,45
	466,15	6,42	108,790	13,97
	488,31	5,99	115,790	13,87
02-07 17 :48	443,10	6,52	103,231	13,46
	464,92	6,43	108,233	13,92
	478,79	6,50	112,660	14,65

Analyse des séquences de modulation

L'analyse des signaux est faite avec le programme porté dans l'annexe E.

Pour utiliser la routine d'inversion « FMINUNC » (Find a MINimum of an UNConstrained multivariable function) de Matlab, il faut partir de valeurs les plus proches possibles des valeurs que nous cherchons à déterminer (tableau 6.10). Ceci se fait en calculant les ordres de grandeurs des coefficients d'échanges extérieur et intérieur qui donnent $Bi = H_{ext}/H_{int}$, de s_e et g_e que nous prenons proches de la moyenne et de C_p calculés précédemment (voir section 2.4, chapitre 2).

Les valeurs calculées des cinq inconnues du modèle à deux zones par le programme de post-traitement sont résumées dans le tableau 6.11.

Tableau 6.10 - Ordres de grandeurs des paramètres recherchés.

essai	$C_p (J/K)$	$k_{th} (W/m/K)$	s_e	g_e	$H_{int} (W/K)$	$H_{ext} (W/K)$	$Bi = H_{ext}/H_{int}$
02-07-15 16 :10	2,188	65,7	0,5	0,6	1,153	0,229	0,199
	2,188	65,7	0,5	0,6	1,153	0,227	0,196
	2,188	65,7	0,5	0,6	1,153	0,233	0,202
	2,188	65,7	0,5	0,6	1,153	0,243	0,211
02-07-15 17 :48	2,154	65,7	0,5	0,6	1,148	0,240	0,209
	2,154	65,7	0,5	0,6	1,148	0,244	0,213
	2,154	65,7	0,5	0,6	1,148	0,248	0,216

Tableau 6.11 - Valeurs calculées des inconnues du modèle à deux zones par le programme de post-traitement de l'annexe E.

essai	$C_p (J/K)$	s_e	g_e	$H_{int} (W/K)$	Bi
02-07-15 16 :10	2,219	0,073	0,450	1,372	0,288
	2,011	0,473	0,497	1,278	0,291
	1,773	0,363	0,564	1,349	0,184
	1,798	0,008	0,556	1,378	0,135
02-07-15 17 :48	2,627	0,153	0,380	1,388	0,165
	1,851	0,498	0,540	1,353	0,184
	1,809	0,847	0,552	1,753	0,155

Dans le cas général, les valeurs calculées par le programme de post-traitement dans le tableau 6.11 à partir de nos mesures sont en accord avec les ordres de grandeurs du tableau 6.10.

Les résultats des mesures de la capacité calorifique massique, de la conductivité thermique et des données de la littérature du Nickel liquide sont portés dans le tableau 6.12. Les figures 6.16 et 6.17 représentent les valeurs de la capacité calorifique et de la conductivité thermique du tableau 6.12.

Tableau 6.12 - Comparaison des valeurs de la capacité calorifique c_p et de la conductivité thermique κ_{th} du Nickel liquide issues du traitement des mesures et de la littérature [HO-1972 ; CHA-1988].

date/heure	mesure			littérature		écart c_p (%)	écart κ_{th} (%)
	$\langle T_{surf} \rangle$ (°C)	c_p (J/kg/K)	κ_{th} (W/m/K)	c_p (J/kg/K)	κ_{th} (W/m/K)		
02-07-15 16 :10	1833,0	628,7	72,9	617,6	80,2	1,8	9,1
	1826,5	569,6	67,8	617,6	80,1	7,7	15,4
	1848,5	502,3	72,2	617,6	80,4	18,6	10,2
	1881,5	509,5	73,6	617,6	80,7	17,5	8,9
02-07-15 17 :48	1846,5	756,0	74,8	627,3	80,7	20,5	7,4
	1862,5	532,8	72,0	627,3	80,9	15,1	10,9
	1874,5	520,7	93,5	627,3	81,1	16,9	15,4

On voit que les valeurs de la mesure sont distribuées autour des valeurs données par la littérature. Les écarts sont de l'ordre de 2 à 21 % et de 7 à 15 % respectivement pour la capacité calorifique et de la conductivité thermique du Nickel liquide.

Ces écarts s'expliquent de la façon suivante :

- l'existence d'un champ magnétique DC n'est pas toujours favorable à la stabilité mécanique de la charge. Nous avons constaté des variations brutales du courant inducteur significatives, de brusques changements de la position de la charge. L'amplitude de ces variations est de $10 A_{eff}$. Nous n'avons pas trouvé d'explication à ce phénomène
- le modèle à deux zones n'est pas bien adapté à la lévitation électromagnétique terrestre. Ceci est illustré sur la figure 6.16.

Sur la figure 6.16, nous avons porté 3 distributions de température dans le plan méridien de la charge. A gauche la distribution du modèle à 2 zones et la carte de température dans une sphère soumise à un champ bipolaire, au centre le champ de température dans une charge solide, à droite la carte de température dans une charge liquide placée dans un champ d'induction engendré par un inducteur de lévitation conique. On voit que la convection engendre une distribution de température plus homogène dans le liquide que dans le solide. Le fait de placer la charge dans un champ magnétique DC doit amortir cette convection et rapprocher la carte de température dans la charge fondue de ce qu'il serait dans une charge solide et donc rapprocher la géométrie mise en œuvre du modèle choisi pour exploiter les mesures. Toutefois, la présence de champ magnétique DC ne permet pas de rapprocher le champ des températures du modèle à 2 zones.

Etant donnée la différence de géométrie notable dans la distribution des températures entre la réalité (figure 6.16-centre) et le modèle choisi (figure 6.16-gauche), nous pouvons considérer les résultats de nos mesures comme satisfaisants.

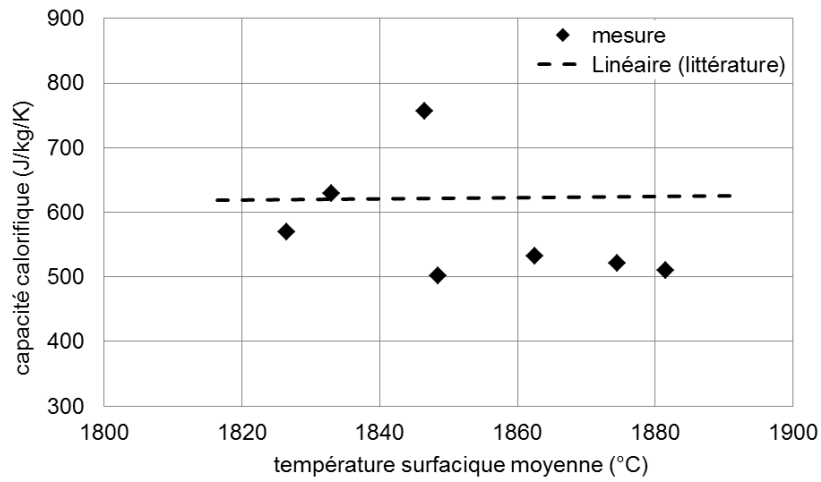


Figure 6.14 - Comparaison entre la capacité calorifique du Nickel liquide mesurée (losange) et celle de la littérature (droite en pointillés) [BRA-1992].

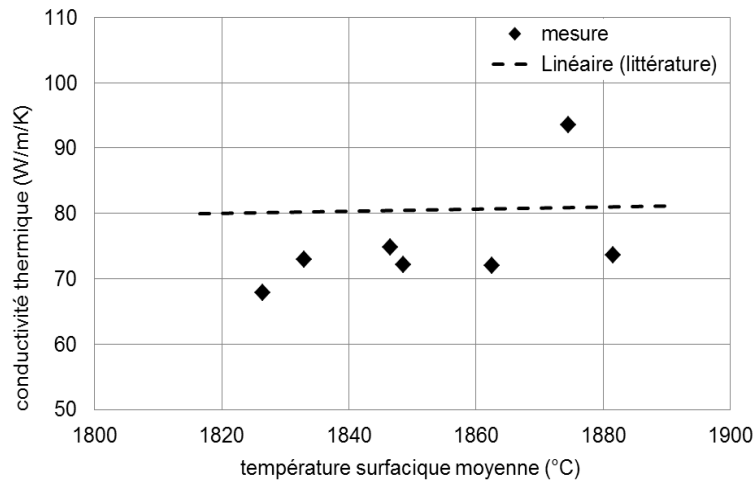


Figure 6.15 - Comparaison entre la conductivité thermique du Nickel liquide mesurée (losanges) et celle de la littérature (droite en pointillés) [HO-1972].

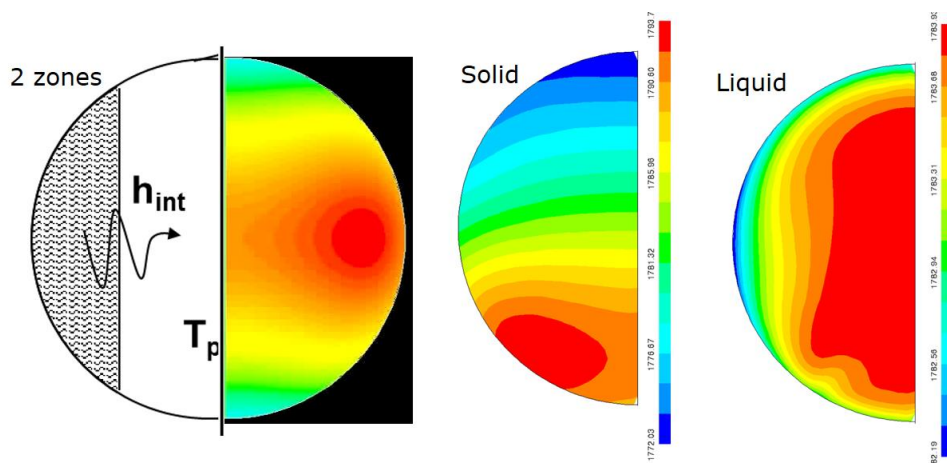


Figure 6.16 - Distribution des températures : (gauche) dans le modèle à 2 zones et dans un solide soumis à l'inducteur 1 ; (centre) dans un échantillon solide ; (droite) dans un échantillon liquide placé dans un inducteur conique de lévitation. L'application d'un champ DC doit permettre au champ de température dans la goutte liquide de se rapprocher de celui présent dans la sphère solide.

6.4 Conclusions

Pour mesurer les propriétés thermiques d'un métal solide et liquide en lévitation électromagnétique, nous avons utilisé deux installations expérimentales AEXAM et un programme Matlab de post-traitement des mesures.

Les premiers essais réalisés sur un barreau de Niobium solide avec installation 1 nous a permis de comprendre le fonctionnement des pyromètres, du dispositif de pilotage et de mesure.

Le modèle thermique (modèle à 2 zones) utilisé dans le programme de post-traitement est mieux adapté à une sphère qu'à un barreau. Nous avons donc effectué des mesures sur une sphère de Nickel solide. Au cours de ces mesures, nous avons testé diverses séquences de pilotage sous la forme d'un bruit blanc et avons choisi celle qui est la plus adaptée aux mesures.

Les valeurs de la mesure indirecte de la capacité calorifique et de la conductivité thermique d'une sphère de Nickel solide sont proches de la littérature avec la forme du bruit blanc choisi.

Ses mesures nous ont permis de valider la procédure de mesure indirecte de la capacité calorifique et de la conductivité thermique sur une sphère de Nickel solide.

Ensuite, nous avons appliqué cette procédure à une goutte de Nickel dans l'installation expérimentale 2 que nous avons mise en place. Au cours de ses mesures, nous avons utilisé la même qualité de Nickel et la même forme de bruit blanc pour les séquences de modulation que dans le cas du Nickel solide.

Pour répondre à certaines questions que nous nous sommes posées aux cours des essais préliminaires sur une goutte de Nickel, nous avons effectué des mesures sans modulation.

Ces essais nous ont permis de comprendre :

- le comportement de la goutte de Nickel en lévitation. Une perte de masse qui croît avec la durée de l'expérience et avec la masse. La goutte de Nickel s'évapore.
- les caractéristiques du courant inducteur en présence ou en absence du champ magnétique DC. La courbe de calibration (intensité du courant inducteur en fonction de la tension de consigne) varie avec la masse de la goutte de Nickel. En absence de champ magnétique DC, nous avons une bonne reproductibilité de l'intensité du courant inducteur pour une même tension de consigne. A vide (sans charge), l'intensité du courant dans l'inducteur est telle que le champ magnétique DC soit inférieur ou égal à $1 T$. Mais en présence de charge, celle-ci croît avec l'intensité du champ magnétique DC. Un phénomène que nous n'avons pas compris.
- le comportement du courant inducteur en fonction de la masse de la charge. L'intensité du courant inducteur augmente avec la masse. Plus la charge est lourde (supérieure à $4 g$), plus nous avons observé des instabilités relatives sur les mesures du courant inducteur.
- le comportement de la fréquence du circuit oscillant pendant les mesures. La variation du circuit oscillant est liée aux modifications de l'inductance (variation du courant inducteur et de la température) et de la capacitance (échauffement du coffret de capacités) du circuit.

Pour optimiser les pertes de masse et les instabilités sur les mesures du courant inducteur, nous avons choisi une masse initiale de $3,5 g$ pour faire les mesures avec modulation du courant inducteur.

Ce travail préliminaire nous a permis de répondre à certaines questions que nous nous sommes posées lors des essais et de comprendre certains comportements des mesures même si d'autres phénomènes restent sans explication pour cette nouvelle installation.

Nous avons par la suite procédé à des essais par modulation du courant inducteur. Les valeurs

des mesures nous ont permis d'observer une bonne reproductibilité des intensités du courant inducteur mais une faible reproductibilité des températures polaire et équatoriale, également un écart entre les températures polaire et équatoriale pour une même séquence de mesure, ce qui est l'un des intérêts du protocole de post-processing de ne travailler que sur les variations temporelles des mesures.

Pour mieux connaître la façon dont les mesures (courant, températures équatoriale et polaire) se comportent relativement les unes aux autres, nous avons calculé leur corrélation. Nous avons obtenu une corrélation positive pour tous les essais. Cette corrélation est forte pour les signaux des températures et plus élevée à $B_{DC} = 2 T$. Sous champ magnétique $B_{DC} = 1 T$, la corrélation de T_e avec I_{eff} est toujours supérieure à celle qui lie T_p avec I_{eff} . Cela signifie que les variations temporelles de T_e suivent mieux l'intensité du courant inducteur que celles de T_p , ce qui est logique suivant la distribution de la puissance Joule dans la goutte du Nickel en lévitation.

Le traitement des mesures des essais par modulation avec le programme Matlab de post-processing nous a permis de remonter aux valeurs de la capacité calorifique et de la conductivité thermique de la goutte de Nickel. Ses valeurs sont autour de celles données par la littérature [HO-1972 ; BRA-1992]. Les écarts sont de l'ordre de 2 à 21 % et de 7 à 15 % respectivement pour la capacité calorifique et de la conductivité thermique du Nickel liquide. Ces écarts élevés s'expliquent par le fait que, pendant les mesures en présence du champ magnétique DC, la goutte de Nickel lévité se déstabilisait pour diverses raisons :

- des variations brusques du courant inducteur supérieures à $10 A_{eff}$ pendant la mesure. Elles pourraient être engendrées par une variation brusque de la position de la charge liée à la perte de masse et /ou au flux d'argon élevé
- lorsque l'expérimentateur monte sur la structure de l'installation pour observer le comportement de la goutte lévité à travers le réticule du pyromètre polaire.

Pour une nouvelle installation, ces mesures sont très prometteuses. Pour réduire les mesures spatiales, des perspectives d'amélioration sont à apporter tant dans la partie expérimentale que dans la partie du protocole de traitement des données.

Dans l'installation expérimentale, un meilleur contrôle du flux d'argon dans l'enceinte de mesure permettrait de moins déstabiliser la goutte lévité. Pour compléter les essais que nous avons réalisés, faire d'autres essais pour des valeurs du champ DC supérieures à $1 T$, puis déterminer le phénomène qui fait qu'en présence de charge, l'intensité du courant inducteur croît avec l'intensité du champ magnétique DC.

En ce qui concerne le protocole de traitement des données, mettre en œuvre des fonctions de transferts numériques.

Dans le futur, appliquer ce protocole sur d'autres matériaux tels que des métaux, des alliages métalliques, du sel fondu.

Chapitre 7

Conclusion

Ce mémoire s'inscrit dans le cadre du projet « MAP-ThermoLab/ThermoProp » visant à mesurer les propriétés thermiques des métaux liquides par calorimétrie modulée. Les mesures réalisées en microgravité ont pour avantages de réduire les effets du brassage électromagnétique et de la déformation des échantillons fondus que sur la terre. Mais ces mesures spatiales sont coûteuses. Pour, à terme, diminuer les coûts tout en maintenant voire améliorant la qualité des mesures, nous avons souhaité remplacer la microgravité par un champ magnétique continu.

Afin d'atteindre cet objectif, nous avons réalisé des études numériques et expérimentales. Avant d'aborder les deux parties de nos études, nous avons décrit les équations de la Magnétohydrodynamique à partir desquelles nous avons effectué des analyses puis calculé des ordres de grandeurs et des nombres sans dimension attachés aux lévitateurs électromagnétiques spatial et terrestre.

La première partie de ce manuscrit traite de la simulation numérique de deux lévitateurs électromagnétiques l'un spatial et l'autre terrestre. Nous avons étudié notamment, les comportements thermique et hydrodynamique de l'échantillon dans les deux lévitateurs. Pour ce faire, nous avons présenté les outils numériques que nous avons utilisés.

Dans la simulation du lévificateur spatial, nous nous sommes intéressé plus précisément à l'effet de la superposition de deux courants inducteurs (courants de chauffage et de centrage) sur les comportements thermique et hydrodynamique de la goutte d'alliage d'Al68,5 at.% - Ni31,5 at.% qui a été utilisée dans les expériences du vol TEXUS-EML2 de la fusée sonde de février 2008 pour mesurer sa capacité calorifique et sa viscosité. Dans l'enregistrement, nous nous sommes intéressés plus spécifiquement à trois séquences de mesures. Deux séquences de mesures de tension stationnaire et une séquence de mesures de tension instationnaire.

Nous avons simulé d'abord les deux séquences stationnaires.

Dans la première séquence stationnaire, le pourcentage de la puissance Joule produit par l'inducteur de centrage représente seulement 5 % de la puissance Joule totale dissipée dans la goutte d'alliage d'Al-Ni. La dominance du courant de chauffage est représentée par la création de deux vortex dans le champ de vitesse. La présence de l'inducteur de centrage fait baisser la vitesse moyenne dans la goutte de 3,75 %. La viscosité effective moyenne dans la goutte vaut une dizaine de fois la viscosité moléculaire.

Pour une émissivité de 0,52, la température polaire calculée est en accord avec la mesure.

La prise en compte du courant de centrage modifie très peu l'écoulement dans cette séquence.

Dans la seconde séquence stationnaire, le pourcentage de la puissance Joule produite par l'inducteur de centrage représente 65 % de la puissance Joule totale dissipée dans la goutte d'alliage d'Al-Ni. Contrairement au calcul de la séquence précédente qui présentait deux vortex, cette séquence présente quatre vortex. C'est le courant de centrage qui gouverne les mesures et les calculs de cette séquence.

La viscosité effective moyenne dans la goutte est le double de la viscosité moléculaire. L'écoulement est presque stable et la carte de température est homogène à l'intérieur et à la surface de la goutte.

La superposition des courants inducteurs (courants de chauffage et de centrage) produisait une superposition des densités de puissance Joule dissipée dans la charge et des forces électromagnétiques volumiques.

Lorsque le pourcentage de puissance Joule dissipée dans une charge due au courant de centrage est inférieur à 10 %, le courant de centrage a peu d'influence sur les comportements hydrodynamique et thermique de l'échantillon liquide. L'hydrodynamique et la thermique sont pilotées par le courant de chauffage.

Lorsque le pourcentage de puissance Joule dissipée dans une charge dûe au courant de centrage atteint 60 %, le courant de centrage a une forte influence sur les comportements hydrodynamique et thermique de l'échantillon liquide. L'hydrodynamique est pilotée par le courant de centrage.

Nous avons conclu cette partie de calculs stationnaires en disant que l'inducteur de centrage ne peut pas être négligé sans calcul préalable de la puissance Joule dissipée dans la charge.

Ensuite, nous avons simulé la séquence instationnaire pour déterminer l'influence des variations temporelles des deux courants inducteurs sur l'écoulement et les transferts thermiques.

L'écoulement turbulent dans la goutte en lévitation s'amortit et commence à se stabiliser au bout de 0,8 s de calcul, puis devient laminaire au-delà de 1 s. La zone du passage du liquide de l'état turbulent à l'état laminaire dure environ 0,6 s.

La pente de température polaire calculée décroît vite par rapport à celle mesurée. Nous avons obtenu une différence de 7,31 °C entre la moyenne de la température polaire mesurée et calculée. Cette différence explique le fait que pendant le calcul nous avons coupé brutalement les courants du chauffage et du centrage dans l'inducteur de lévitation, contrairement aux courants du vol TEXUS 2008 qui suivent une loi linéaire en fonction du temps. Elle peut être également liée à l'erreur sur le pyromètre de mesure.

La simulation du lévitateur terrestre visait à déterminer les oscillations verticales de la charge, la puissance Joule dissipée dans celle-ci ainsi que la carte de température et le champ de vitesse. Avant d'effectuer les calculs avec le logiciel Fluent, nous avons suivi la même stratégie que Jacqueline Etay en déterminant la forme et les positions de la charge par le logiciel Migen [ETA-2004]. A l'état solide, la charge oscille verticalement à une fréquence 7,5 Hz. Une fois fondue, elle se déforme un peu et prend la forme d'une poire identique à celle trouvée par Bardet [BAR-2006]. Elle oscille à une fréquence de 7 Hz suivant la verticale. Ce qui va influencer les calculs. La forme de l'interface obtenue a ensuite été utilisée pour les calculs de la magnétohydrodynamique.

La puissance Joule dissipée dans la charge est maximale vers le bas de la charge dans les premiers millimètres à mi-hauteur entre l'équateur et le pôle. Elle diminue en pénétrant dans la charge et est nulle sur l'axe de symétrie. La convection dans la goutte transporte le flux froid du pôle vers l'équateur et homogénéise la carte de température.

Enfin, le champ de vitesse présente deux vortex comme ce qui est représenté sur la figure 2.3 droite du chapitre 2 dans le cas de la lévitation terrestre.

La seconde partie du manuscrit concerne l'installation expérimentale AEXAM. Pour amortir l'oscillation verticale et le brassage électromagnétique de la goutte mentionnée dans les calculs, nous avons placé le lévitateur AEXAM dans un champ magnétique continu horizontal. Ceci nous a permis la mise en œuvre d'un protocole de mesure original sur un métal liquide. Ce protocole est un programme de traitement des données basé sur le comportement du champ de température lorsque les sources thermiques internes à l'échantillon sont instationnaires. Dans ce procédé, Alamir a utilisé la fonction d'identification « N4SID » qui permet d'obtenir un modèle mathématique à partir de mesures [ALA-2011]. Pour obtenir un modèle mathématique consistant, il est important d'exciter le système avec toutes les fréquences de sa plage de fonctionnement. C'est ce que nous faisons quand nous appliquons un bruit blanc sur la consigne d'entrée du générateur.

Cette méthode de mesure a pour avantages, d'être valable pour tous les nombres de Biot, pour toutes les conductivités électriques et elle ne nécessite pas de calibration préalable.

Nous avons précédemment validé le protocole sur du solide en remontant aux valeurs de la capacité calorifique et de la conductivité thermique.

Avant de réaliser des mesures sur une goutte de Nickel par modulation, nous avons déterminé le comportement de la masse avec le courant inducteur en présence du champ continu. Nous avons observé une perte de masse qui croît avec la durée de l'expérience et avec le poids la masse initiale de la charge. En absence de charge, le courant inducteur est tel que le champ magnétique continu soit inférieur ou égal à $1 T$. Mais en présence de charge celui-ci croît avec le champ magnétique continu. Un phénomène que nous n'avons pas compris. Nous avons observé également une augmentation du courant inducteur avec la masse. Pour une masse initiale supérieure ou égale à 4 g, nous avons observé des instabilités relatives sur les courbes du courant inducteur. Lorsque cette masse initiale est égale à 3,5 g, on observe une bonne reproductibilité des courants inducteurs contrairement à une masse initiale de 4 g.

Pour optimiser les pertes de masse, les instabilités sur les mesures du courant inducteur et la bonne reproductibilité des mesures sur une goutte, nous avons choisi une masse initiale de 3,5 g pour faire les mesures avec modulation du courant inducteur dans un champ magnétique de 1 Tesla. Nous avons obtenu les valeurs de la capacité calorifique et de la conductivité thermique de la goutte. Celles-ci sont voisines des valeurs données par la littérature. Ce qui nous a permis de valider en partie le protocole de traitement des mesures.

Perspectives

Ce protocole de mesure original sur un métal liquide est prometteur. Pour réduire le nombre des mesures spatiales, des perspectives d'améliorations sont à apporter tant pour la partie expérimentale que pour la partie du protocole de traitement des données.

Dans l'installation expérimentale AEXAM, un meilleur contrôle du flux d'argon dans l'enceinte de mesure permettrait de moins déstabiliser la goutte lévitée.

Pour le traitement des données, mettre en œuvre des fonctions de transfert numériques.

Dans le futur, ce protocole peut être appliqué à d'autres matériaux tels que des métaux, des alliages métalliques et du sel fondu qui sont impossible à obtenir actuellement.

Par ailleurs, faire des simulations numériques de superposition des champs magnétiques AC et DC de l'installation AEXAM-EML2. Ces calculs permettront de comprendre et de déterminer le couplage entre le champ continu et électromagnétisme, de déterminer son influence sur la thermique et l'hydrodynamique de la charge, et enfin de déterminer son degré de stabilité sur l'échantillon liquide en lévitation électromagnétique terrestre.

Bibliographie

[AI-2004] X. Ai : *The instability analysis and direct numerical simulation of turbulent flows in electro-magnetically levitated droplets*. Thèse de doctorat, Washington State University, 2004.

[ALA-2011] M. Alamir : *data_analysis : programme Matlab d'identification*. Directeur de recherche au CNRS et chercheur au laboratoire GIPSA Lab de Grenoble. Ce programme se trouve dans l'annexe E, 2011.

[ANN-1973] R. Annequin et J. Boutigny : *Cours de physiques : Préparation aux Grandes Ecoles Scientifiques Premier cycle Universitaire. Electricité I* (France), 16(1) 132-152, 1973.

[BAA-1995] E. Baake, A. Mühlbauer, A. Jakowitsch and W. Andree : *Extension of the k - ϵ model for the numerical simulation of the melt flow in induction crucible furnaces*, Met. Mat. Trans. B 26 : 529-536, 1995.

[BAN-2015] A. Bansal, P. Chapelle, Y. Delannoy, E. Waz, P. Le Brun, J-P. Bellot : *Experimental and numerical analysis of the deformation of a liquid aluminum free surface covered by an oxide layer during induction melting*. Met. Mat. Trans B 46 : 2096-2109, 2015. DOI : 10.1007/s11663-015-0398-7.

[BAR-2006] B. Bardet : *Lévitiation électromagnétique : Expériences terrestres et simulations numériques*. Thèse de doctorat, spécialité : Mécanique des Fluides et Transferts, 2006.

[BER-2000] S. Berry, R.W. Hyers, B. Abedian and L.M. Racz : *Modeling of turbulent flow in electromagnetically levitated metal droplets*. Metallurgical and Materials Transactions B, 31:171-178, 2000.

[BIA-2004] A.-M. Bianchi, Y. Fautrelle et J. Etay : *Transferts thermiques*. Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 2004.

[BOJ-2009] V. Bojarevics, S. Easter, A. Roy and K. Pericleous : *Levitated Liquid Droplets in AC and DC Magnetic Field*. Proc. Int. Symp. Liquid Metal Processing and Casting, Santa Fe, TMS, ed-s Lee P, Mitchell A, Williamson R, 319-326, 2009.

[BOJ-2003] V. Bojarevics and K. Pericleous : *Modelling electromagnetically levitated liquid droplet oscillations*. ISIJ Int., 43:890-898, 2003.

[BRA-1992] E. A. Brandes and G.B. Brook : *Smithells metals reference book*, Seventh edition, 1992. ISBN 0 7506 3624 6.

[BRE-2005] J.-L. Bretonnet : *Conductivité électrique des métaux liquides*. Techniques de l'Ingénieur, from M69, 2005.

[BRI-2003] J. Brillo and I. Egry : *Density determination of liquid copper, nickel, and their alloys*. International Journal of Thermophysics, 24(4): 1155-1170, 2003.

[CAG-2008] C. Cagran, T. Hüpf and G. Pottlacher : *Electrical resistivity of high melting metals (W, Mo, Re, Ta, Nb, Ir, and Hf) up into the liquid phase*. Proceedings of the Seventh International Conference on Tungsten, Refractory & Hardmaterials, Metal Powder Industries Federation, New Jersey 08540 USA, 9.111- 9.120, 2008. ISBN-10: 0-9783488-8-9.

[CAR-2011] M. Carrissan : *Mise en oeuvre d'une technique de mesure de propriétés thermophysiques par procédé inductif et analyse des résultats*. Rapport de stage, L3 Grenoble INP, 2011.

[CHA-1970] A. Chaudhuri, D. Bonnell, F. L.A. and J. Margrave : *High Temp. Sci.* 2: 203, 1970.

Bibliographie

- [CHE-88] H. Chen et V. Patel : *Near-wall turbulence models for complex flows including separation*. AIAA Journal 26 : 641-648, 1988.
- [COUR-2012] C. Courtessole : *Transferts de masse aux interfaces agitées électromagnétiquement : application au retraitement de déchets nucléaires*. Thèse de doctorat, spécialité : Mécanique des Fluides, Energétique, Procédés, 2012.
- [DAV-1963] J.T. Davis & E.K. Rideal : *Interfacial Phenomena*. Academic Press, 1963. ISBN 0-12-206056-3.
- [DEL-2002] Y. Delannoy, D. Pelletier, J. Etay and Y. Fautrelle : *Stirring and mass transfer in a 1-phase induction system*. Proceedings of the International PAMIR Conference, Ramatuelle (France), section II (sur CD), 39-44, 2002.
- [DIA-2012.1] A. Diarra, A. Gagnoud, J. Etay, A. Stein and R. K. Wunderlich : *Numerical simulation of fluid flow inside a molten liquid metal droplet located in an electromagnetic induction generated by two different inducting*. Proceeding of the EPM Conference (China), 2012.
- [DIA-2012.2] A. Diarra, A. Gagnoud, J. Etay, A. Stein and R. K. Wunderlich : *Simulation numérique de l'écoulement à l'intérieur d'une goutte de métal liquide placée dans un inducteur parcouru par deux courants différents*. Matériaux Techniques, actes de colloque : Journée Annuelles de la SF2M-Paris (France), volume 100, 2012. ISBN 978-2-7598-0821-2
- [EGR-1988] I. Egry : *Properties, nucleation and growth of undercooled liquid metals : Results of the TEMPUS MSL-1 Mission*. J. Jpn. Soc. Microgravity Appl., 15(4):212-224, 1988.
- [EGR-1995] I. Egry, G. Lohoefer and G. Jacobs : *Surface tension of liquid metals : Results from measurement on ground and in space*. Physical Review Letters, 75(22):4043-4046, 1995.
- [EGR-2001] I. Egry, A. Diefenbach, W. Dreier and J. Piller : *Containerless processing in space thermophysical property measurements using electromagnetic levitation*. International Journal of Thermophysics, 22(2):569-578, 2001.
- [EGR-2008] I. Egry and M. Kolbe : *Coolcop – TEXUS 44 : Experiment report*. institut für metalphysik in weltraum, German Aerospace Center 51170 Koln, Germany, 1-28, 2008.
- [EL-K-1983] N. El-Kaddah and J. Szekely : *The electromagnetic force field, fluid flow field, and temperature profile in levitated metal droplets*. Metallurgical Transactions B, 14B:401-410, 1983.
- [ERN-1996] R. Ernst : *Notions sur les aspects électriques des systèmes à induction monophasés*. Cours de formation industrielle INPG, 1996.
- [ETA-1988] J. Etay : *Le problème de frontières libres en magnétohydrodynamique des liquides avec champs magnétiques alternatifs : aspects fondamentaux et applications*. Thèse de doctorat d'état-Es-Sciences Physiques. Université Scientifique, Technique et Médical de Grenoble et Institut National Polytechnique de Grenoble, 1988.
- [ETA-2004] J. Etay, Y. Fautrelle, A. Gagnoud, Y. Duterrail, D. Perrier et B. Bardet : *Lévitiation électromagnétique de gouttes - présentation du projet MAGLEV - premiers résultats*. Mécanique & Industries, 5(5):627- 634, 2004. <http://dx.doi.org/10.1051/meca:2004066>.
- [ETA-2015] J. Etay, A. Diarra, A. Gagnoud, C. Garnier, S. Massucci, M. Alamir, A. Sulpice and S. Rivoirard : *A new device for measuring thermal conductivity and heat capacity of metallic alloys by electromagnetic levitation*. – Proceedings EPM2015- Cannes (France) - October 12-16, 2015 - pp 499-502 – ISBN 978-2-9553861-0-1.

- [FAU-2010] Y. Fautrelle : *Cours de Magnéto-hydro-énergétique*. Grenoble-INP/ENSE3 3^{ème} année, Master 2 mécanique des fluides énergétique. INPG/CNS/ laboratoire SIMAP/EPM, 56: 8-21, 2010.
- [FEC-1991] H.-J. Fecht and W. L. Johnson : *A conceptual approach for non-contact calorimetry in space*. Review Scientific Instruments, 62(5):1299-1303, 1991.
- [FEC-2001] H.-J. Fecht and R. K. Wunderlich : *The thermolab project : Thermophysical properties of industrially relevant liquid metal alloys*. Microgravity Research and Applications in Physical Sciences and Biotechnology, - editors : ESA SP-454 , p 545+, 2001.
- [FRO-1965] E. Fromm et H. Jehn : *Electromagnetic forces and power absorption levitation melting*. Brit. I. Appl. Phys., 16, 1965.
- [GAG-2004] A. Gagnoud : *Three-dimensional integral method for modeling electromagnetic inductive processes*. IEEE Transactions On Magnetics, 40(1), 2004.
- [GAR-1983] M. Garnier : *Magnétohydrodynamique des métaux liquides - Application à la métallurgie 2^{ème} partie*. Stage de Perfectionnement pour Techniciens, Ingénieurs et Cadres-INPG-Gis-Madylam, publication académique 29 : 1-13, 19-22, 1983.
- [HO-1972] C. Y. Ho, R. W. Powell, and P. E. Liley : *Thermal Conductivity of the Elements*. Thermophysical Properties Research Center, Purdue University, West Lafayette, Indiana 47906. J. Phys. Chem. Ref. Data, 1(2): 280-421, 1972.
- [HYE-2003] R. W. Hyers, G. Trapaga and B. Abedian : *Laminar-turbulent transition in an electromagnetically levitated droplet*. Metallurgical and Materials Transactions B, 34:29-36, 2003.
- [HYE-2005] R. W. Hyers : *Fluid flow effects in levitated droplets*. Measurement Science and Technology, 16:394-401, 2005. DOI: 10.1088/0957-0233/16/2/010.
- [IID-1988] T. Iida and R. I. Guthrie : *The physical properties of liquid materials*. Oxford Science Publications, 1988.
- [IMP-2008] IMPRESS-D7-6: *Thermophysical proprieties database*. Intermetallic materials processing in relation to earth and space solidification. Integrated Project Thematic Priority-NMP. DLR (Centre Aérospatial Allemand), 2008.
- [JAC-2001] J. Jackson and L. Okun : *Historical roots of gauge invariance*. Reviews of Modern Physics, 73(3):663–680, 2001. <http://fr.arxiv.org/abs/hep-ph/0012061>.
- [KLA-2003] Klaus-Dieter Gruner and Pascal Vamour : *Mesure de température sans contact par détection infrarouge*. Bases théoriques - Raytek GmbH, Berlin, Germany.
- [KOB-2007] H. Kobatake, H. Fukuyama, I. Minato, T. Tsukada et S. Awaji : *Noncontact measurement of thermal conductivity of liquid silicon in a static magnetic field*. Applied Physics Letters, 90(9):094102, 2007. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2710220>. DOI : 10.1063/1.2710220.
- [LAU-74] B. Launder and D. Spalding : *The numerical computation of turbulent Flows*. Comput. Method Appl. M. 3 : 269-289, 1974.
- [LI-2006] B. Q. Li : *Effect of convection on the measurement of thermophysical properties using levitated droplets*. Annals of the New York academy of Sciences. Issue Interdisciplinary Transport Phenomena in the Space Sciences, 1077:1-32, 2006. DOI : 10.1196/annals.1362.059.
- [LID-2004] D. R. Lide : CRC Handbook of chemistry and physics, 84th edition, 2004. ISBN 9780849304842.

Bibliographie

- [LOH-2002] G. Lohoefer and J. Piller : *The new ISS electromagnetic levitation facility : « MSL-EML »*, AIAA Aerospace Sciences Meeting et Exhibit, 40th, Reno, NV. German Aerospace center, D - 51170 Köln, Germany ; Astrium GmbH, D – 88039 Friedrichshafen, Germany : 14-17, 2002.
- [LOH-2003] G. Lohoefer : *An electrically conducting sphere in a three-dimensional, alternating magnetic field*. IMA Journal of Applied Mathematics, 68:1-21, 2003.
- [LUC-1984] L.-D. Lucas : *Données physico-chimiques des principaux métaux et métalloïdes : Viscosité*. Techniques de l'Ingénieur, Matériaux Métalliques. Revue, M66 : 1-7, 1984.
- [MAT-2012] Materials Science and Engineering Expert Committee (MatSEEC) : *Metallurgy Europe - A Renaissance Programme for 2012-2022*. An ESF-MatSEEC Science Position Paper – Ed D. Jarvis, 2012. ISBN: 978-2-918428-74-9.
- [MES-1982] A.J. Mestel : *Magnetic levitation of liquid-metal*. Journal of Fluid Mechanics, 117:27-43, 1982.
- [MIS-1966] A. Missenard : *Conductivité thermique*. Techniques de l'Ingénieur, K520(1-2), 1966.
- Modline® 5 Pyromètre Infrarouge : *Manuel d'Installation et d'Utilisation*. Pyromètres des Séries 52, 5G et 5 – Ed : IRCON BV - Databankweg 6c - 3821 AL - Amersfoort - The Netherlands.
- [MOR-1983] R. Moreau : *Magnétohydrodynamique des métaux liquides-Application à la métallurgie 1^{ère} Partie*. Stage de Perfectionnement pour Techniciens, Ingénieurs et Cadres-INPG-Gis-Madylam, publication Académique 23 : 6-16, 19-22, 1983.
- [OKR-1952] E. C. Okress, D. M. Wroughton, G. Comenetz, P. H. Brace and J. C. R. Kelly : *Electromagnetic levitation of solid and molten metals*. Journal of Applied Physics, 23 (5):545-552, 1952.
- [PER-2002] D. Perrier : *Mise en œuvre et caractérisation d'un nouveau procédé électromagnétique destiné à favoriser les transferts de masse aux interfaces entre un métal liquide et un sel*. Thèse de doctorat, spécialité : Mécanique des fluides et transferts, 2002.
- [PRI-2006] J. Priede and G. Gerbeth : *Stability analysis of an electromagnetically levitated sphere*. Journal of Applied Physics, 100:1-10, 2006.
- [RAC-1995] L. Racz and I. Egry : *Advanced in the measurement of density and thermal expansion of undercooled liquid metals*. Rev. Sci. Instr., 66(8):4254-4258, 1995.
- [RIC-1999] T. Richardsen and G. Lohoefer : *Contactless electrical conductivity of electromagnetically levitated melts*. Int. J. Thermophys., 20(4):1029-1039, 1999.
- [RUL-1994] A. J. Rulison and W.-K. Rhim : *A non-contact measurement technique for specific heat and total hemispherical emissivity of undercooled refractory materials*. Rev. Sci. Instrum., 65(3), 1994.
- [SAA-2006] B. Saadi : *Contrôle électromagnétique des transferts de masse aux interfaces liquide-liquide*. Thèse de doctorat, spécialité : Mécanique des Fluides et Transferts, 2006.
- [SCH-2007] P. Schetelat & J. Etay : *Influence de la convection sur la mesure indirecte de la capacité calorifique et de la conductivité thermique d'alliage métallique en lévitation utilisant la calorimétrie modulée*. Actes du 18e congrès français de mécanique - Grenoble – 27-31 août 2007 – CD-Rom et INIST : <http://documents.irevues.inist.fr/handle/2042/16640>.
- [SCH-2009] P. Schetelat : *Modélisation et simulation de la calorimétrie modulée inductive*. Thèse de doctorat, spécialité : Mécanique des Fluides Energétique, Procédés, 2009.
- [SCH-2009] P. Schetelat and J. Etay : *New Measurement Protocol for Modulated Calorimetry using Electromagnetic Levitation*. International Symposium on Liquid Metal Processing and Casting, Sept., 2009 - Sante Fe, New Mexico, USA (sur CD) – ISBN 798-0-87339-743-8.

- [SCH-2011] P. Schetelat and J. Etay : *A new approach for non-contact calorimetry : System identification using pseudo-white noise perturbation*. Heat and Mass Transfer, 47(7):759-769, 2010. DOI: 10.1007/s00231-010-0711-6.
- [SCH-2010] Pascal Schetelat : *Projet I-TheC : Identification de système Thermique pour la mesure Calorimétrique*. Rapport d'avancement (interne SIMaP), 2010.
- [SHE-1965] J. A. Shercliff : *A textbook of magnetohydrodynamics*, 1965. ISBN 13:9780080106601.
- [TSU-2007] T. Tsukada, H. Fukuyama and H. Kobatake : *Determination of thermal conductivity and emissivity of electromagnetically levitated high-temperature droplet based on the periodic laser-heating method*. Theory. International Journal of Heat and Mass Transfer, 50(15-16):3054-3061, 2007.
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V3H4N7YH0B6/2/eb576c819f7b59885db1dad441490f1>.
- [VOS-2007] D. Voss, O. Minster, D. Jarvis, P. Manieri, W. Dreier, R. Kuhl, I. Egry, D. Herlach, M. Kolbe, T. Volkman, G. Lohoefer, D. Holland-Moritz, W. Loeser, R. Hermann, C. Gandin, L. Battezzati, J. Etay, H. Fecht, R. Wunderlich, E. Ricci, G. Pottlacher and S. Seetharaman : *Electromagnetic Levitation on Board the International Space Station*. 3rd Int.Symp. on Physical Sciences in Space – ISPS 2007 - Nara, Japon, 22-26 Oct., 2007.
- [WIL-2004] B. Wilthan, C. Cagran and G. Pottlacher : *Combined DSC and Pulse-Heating Measurements of Electrical Resistivity and Enthalpy of Platinum, Iron, and Nickel*. International Journal of Thermophysics, 25(5): 1520-1534, Sept 2004.
- [WOL-1969] M. Wolfshtein : *The velocity and temperature distribution in onedimensional flow with turbulence augmentation and pressure gradient*. Int. J. Heat. Mass. Trans. 12 : 301-318, 1969.
- [WUN-2001] R. K. Wunderlich, C. Ettl and H.-J. Fecht : *Specific heat and thermal transport measurements of reactive metallic alloys by noncontact calorimetry in reduced gravity*. International Journal of Thermophysics, 22(2):579-591, 2001.
- [WUN-2001] R. K. Wunderlich and H.-J. Fecht : *Thermophysical properties of bulk metallic glass forming alloys in the stable and undercooled liquid phase- A microgravity investigation*. Material Transaction. JIM, 42(4):565-578, 2001.
- [WUN-2005] R. K. Wunderlich and H.-J. Fecht : *Modulated electromagnetic induction calorimetry of reactive metallic liquids*. Measurement Science and Technology, 16:402-416, 2005.
- [WUN-2011] R. K. Wunderlich and H.-J. Fecht : *Surface tension and viscosity of NiAl catalytic precursor alloys from microgravity experiments*. International Journal of Materials Research. Zeitschrift für Metallkunde, 102(9):1164-1173, 2011. DOI : 10.3139/146.110572.
- [WUN-2012] R. K. Wunderlich, H.-J. Fecht, I. Igry, J. Etay, L. Battezzati, E. Ricci, T. Matsushita and S. Seetharaman : *Thermophysical properties of a Fe-Cr-Mo Alloy in the solid and liquid phase*. Steel Research International, 83 (1): 43-54, 2012.
- [YAK-1986] V.Yakhot and S.A. Orszag : *Renormalization-group analysis of turbulence*. Applied and computational mathematics and mechanical & aerospace engineering. Journal of Scientific Computing, 1(1): 3-51, 1986.
- V.Yakhot, S.A. Orszag, S. Thangam, T.B. Gatski and C.G.Speziale : *Development of Turbulence Models for Shear Flows by a Double Expansion Technique*. Physics of Fluids A, 4(7): 1510-1520, 1992. DIO : 10.1063/1.858424.
- V.Yakhot and S.A. Orszag : *Analysis of the ε -Expansion in Turbulence Theory: Approximate Renormalization Group for Diffusion of a Passive Scalar in a Random Velocity*. Field¹ Department of

Bibliographie

Mathematics, Yale University, New Haven, Connecticut 06520-8283. ²Department of Aerospace and Mechanical Engineering, Boston University, Boston, Massachusetts 02215. *Journal of Scientific Computing*, 2(14): 147-178, 1999.

[YAS-2004] H. Yasuda, I. Ohnaka, Y. Ninomiya, R. Ishii, S. Fujita and K. Kishio : *Levitation of metallic melt by using the simultaneous imposition of the alternating and the static magnetic fields*. *Journal of Crystal Growth*, 260(3-4):475-485, 2004.

Annexe A - Propriétés thermophysiques

Annexe A.1 - Propriétés thermophysiques de Al-Ni, Nb et Ni

Tableau A1-1 : Propriétés thermophysiques de Al 68,5 at.%-Ni 31,5 at.% en fonction de la température [IMP-2008].

Phase	Propriétés	Symbole/unité	Formule de l'alliage Al 68,5 at.% - Ni 31,5 at.%	Intervalle de température (K)
Solide $T_{solidus}$ = 1120 K	Densité	ρ [$g \cdot cm^{-3}$]	$4,29 - 1,6 \cdot 10^{-4}T$	$RT < T < 1073$
	Capacité calorifique	c_p [$J \cdot g^{-1} \cdot K^{-1}$]	$0,81 - 4 \cdot 10^{-4}T$ $+ 4 \cdot 10^{-7}T^2$	$673 < T < 1113$
	Résistivité	R_{el} [$n\Omega \cdot m$]	$73,15 + 0,388T$	$298 < T < 1098$
	Diffusivité thermique	α [$10^{-6}m^2 \cdot s^{-1}$]	$2,883 \cdot 10^{-10}T^3$ $- 7,147 \cdot 10^{-7}T^2$ $+ 5,409T \cdot 10^{-4}T + 0,0478$	$373 < T < 943$
Liquide $T_{liquidus}$ = 1620 K	Densité	ρ [$g \cdot cm^{-3}$]	$3,85 + 8,62 \cdot 10^{-4}$ $\cdot (1620 - T)$	$1620 < T < 1733$
	Capacité calorifique	c_p [$J \cdot g^{-1} \cdot K^{-1}$]	1,04	$T > 1331$
	Résistivité	R_{el} [$\mu\Omega \cdot m$]	$1,2 - 5 \cdot 10^{-5}T$	$1573 < T < 1773$
	Diffusivité thermique	α [$10^{-6}m^2 \cdot s^{-1}$]
	Tension de surface	γ [$N \cdot m^{-1}$]	$0,936 - 0,16 \cdot 10^{-3}$ $\cdot (T - 1620)$	$1620 < T < 1733$
	Viscosité dynamique	μ [$mPa \cdot s$]	$-3,126 \cdot 10^{-7}T^3$ $+ 1,5308 \cdot 10^{-3}T^2$ $- 2,5019T + 1369,5$	$1640 < T < 1740$

Tableau A1-2 : Propriétés thermophysiques du Nickel en fonction de la température [HO-1972 ; CHA-1988 ; BRA-1992 ; BRE-2008 ; WIL-2004].

Phase	Propriétés	Symbole/unité	Formule du Nickel	Intervalle de température (K)
Solide	Densité	ρ [$kg.m^{-3}$]	8900	$T = 300$
	Capacité calorifique	c_p [$J.kg^{-1}.K^{-1}$]	600 – 650	$T \in [1173 ; 1473]$
	Résistivité	R_{el} [$\mu\Omega.m$]	$-0,181 + 10^{-3}T$ $- 8,197.10^{-7}T^2$ $+ 2,351.10^{-10}T^3$	$627 < T < 1270$
			$0,094 + 3,764.10^{-4}T$ $- 5,644.10^{-8}T^2$	$1300 < T < 1715$
			$0,728 + 2,546.10^{-5}T$	$1750 < T < 2200$
Conductivité thermique	κ_{th} [$W.m^{-1}.K^{-1}$]	60 – 80	$T \in [1173 ; 1373]$	
Liquide $T_{fusion} = 1728 K$	Densité	ρ [$kg.m^{-3}$]	$7905 - 1,16(T - T_f)$	$T \geq T_f$
	Capacité calorifique	c_p [$J.kg^{-1}.K^{-1}$]	620	T_f
	Conductivité électrique	σ_{el} [$\Omega^{-1}.m^{-1}$]	$1,42.10^6$ $*(-1,65.10^{-4}T (^{\circ}C))$	$T \geq T_f$
	Conductivité thermique	κ_{th} [$W.m^{-1}.K^{-1}$]	65,7	T_f
	Tension de surface	γ [$N.m^{-1}$]	$1,77 - 0,33.10^{-3}$ $* (T - T_f)$	$T \geq T_f$
	Viscosité dynamique	μ [$mPa.s$]		$1640 < T < 1740$

Tableau A1-3 : Propriétés thermophysiques du Niobium solide en fonction de la température [HO-1972 ; CHA-1988 ; BRA-1992 ; CAG-2008].

Propriétés	Symbole/unité	Formule du Niobium	Intervalle de température (K)
Densité	ρ [$kg.m^{-3}$]	$8692,2 - 0,3145T$	$293 < T < 2741$
Capacité calorifique	c_p [$J.kg^{-1}.K^{-1}$]	$216,06 + 0,747T$	$1000 < T < 2700$
Résistivité	R_{el} [$\mu\Omega.m$]	$0,023 + 4,839.10^{-4}T$ $- 8,899.10^{-8}T^2$	$473 < T < 1573$
Conductivité thermique	κ_{th} [$W.m^{-1}.K^{-1}$]	$49,343 + 0,015T$	$300 < T < 2200$

Annexe A.2 – Propriétés thermophysiques des gaz**Tableau A2-1:** Propriétés thermophysiques des gaz [SCH-2009].

Propriétés	Symbole/unité	Argon	Azote	Hélium
Densité	ρ [$kg \cdot m^{-3}$]	1,602	1,169	0,1604
Capacité calorifique	c_p [$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$]	520	1040	5193
Conductivité thermique	κ_{th} [$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$]	0,0177	0,0256	0,142
Viscosité cinématique	ν [$m^2 \cdot s^{-1}$]	$1,670 \cdot 10^{-6}$	$1,531 \cdot 10^{-5}$	$1,242 \cdot 10^{-4}$
Dilatabilité thermique	β [K^{-1}]	T^{-1}	T^{-1}	T^{-1}
Nombre de Prandtl	P_r	0,0786	0,7271	0,7288

Annexe B – Données relatives à l'EML-MSL

Annexe B1 - Description du circuit électrique embarqué dans le MSL

La DLR a mis au point un générateur de courant AC permettant de faire circuler dans un même inducteur deux courants électriques alternatifs différents : un courant pour le chauffage (Heater), un courant pour le centrage (Positioner)

Sur la figure B1.1, nous présentons le circuit électrique qui nous a été communiqué par Stein et Lohoefer.

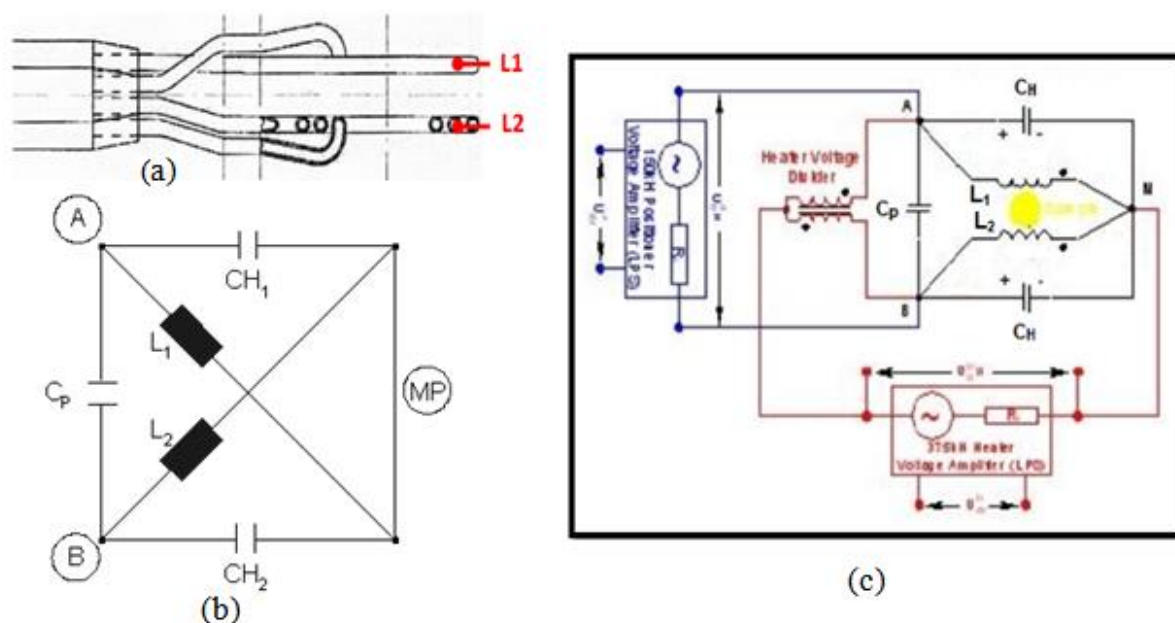


Figure B1.1 - Montage électrique permettant la superposition de deux courants dans un même inducteur. (a) Coupe de l'inducteur, (b) Montage électrique des circuits oscillants, (c) Courant de chauffage (circuit rouge) ; courant de centrage (circuit bleu) (c) [LOH-2002 ; 2012]].

Le courant de chauffage généré par un amplificateur de chauffage circule dans le même sens dans les bobines supérieure et inférieure. Ce courant crée un champ magnétique bipolaire (Heater). La fréquence f_H du système de chauffage est d'environ 375 kHz . Dans le circuit de chauffage, les deux inductances L_1 et L_2 sont alimentées en parallèle (figure B1.2) et l'ensemble est en série avec la résistance de l'échantillon (figure B1.3). L'inductance totale de l'inducteur $L_{tot.H}$ est la somme de l'inductance de chaque bobine (L_1 pour la bobine supérieure / L_2 pour la bobine inférieure) et la mutuelle inductance entre les deux bobines est M_{12}/M_{21} .

$$L_{tot.H} = L_1 + M_{12} = L_2 + M_{21} \quad (B1.1)$$

Connaissant la différence de potentiel U_H , la fréquence f_H (enregistrées par Astrium à bord du vol TEXUS en Février 2008) et l'inductance totale du chauffage, on calcule le courant de chauffage à l'aide de la formule suivante donnée par Lohoefer :

$$I_{H.pic} \approx \frac{U_H}{\omega_H L_{tot.H}} \quad (B1.2)$$

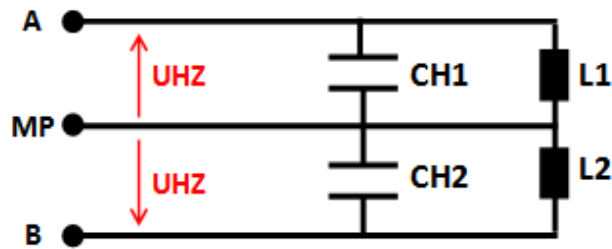


Figure B1.2 - Montage en parallèle des inductances du circuit électrique du chauffage

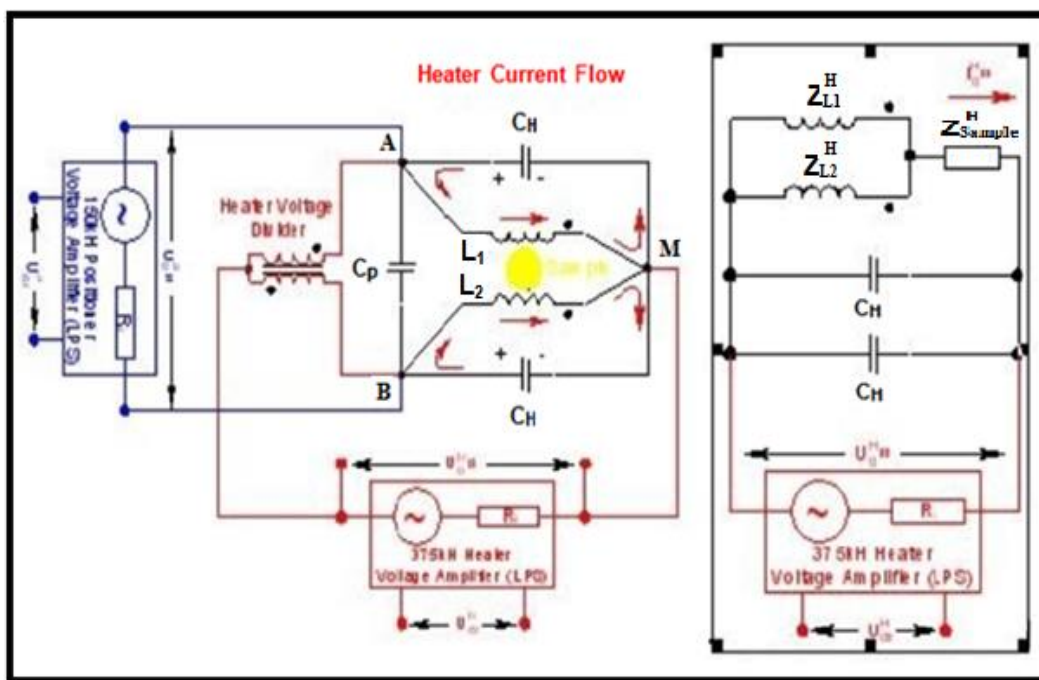


Figure B1.3 - Alimentation du circuit de chauffage. Circulation du courant de chauffage dans les bobines (gauche). Montage électrique du chauffage (droite) [LOH-2002 ; 2012].

La différence de potentiel entre MP et A est identique à celle entre MP et B (figure B1.3).

$2 \cdot U_{HZ}$ est la tension pic du chauffage seul mesuré par Astrium lors du vol TEXUS 2008. Nous l'avons nommé dans la suite de nos calculs $U_{H.pic}$.

Le courant du positionneur ou de centrage circule en sens contraire dans les bobines supérieure et inférieure (figure B1.5). Ce courant crée un champ magnétique quadripolaire. La fréquence f_p du système de centrage est d'environ 150 kHz . Dans le circuit de centrage, les deux inductances L_1 et L_2 sont alimentés en série (figure B1.4). L'inductance totale de l'inducteur $L_{tot.P}$ est la différence entre l'inductance de chaque bobine (L_1 pour la bobine supérieure / L_2 pour la bobine inférieure) et la mutuelle inductance entre les deux M_{12} / M_{21} .

$$L_{tot.P} = L_1 - M_{12} = L_2 - M_{21} \quad (B1.3)$$

Le courant du positionneur se calcul à l'aide de la formule suivante :

$$I_{P.pic} \approx \frac{U_P}{2\omega_P L_{tot.P}} \quad (B1.4)$$

Comme l'inductance totale du positionneur est inconnue, des mesures de capacités ont été effectuées à la résonance par Lohoefer pour calculer le courant du positionneur. La capacité totale C_{tot} est la suivante :

$$C_{tot} = C_P + \frac{1}{2} C_H \quad (B1.5)$$

Le courant du positionneur se calcul à l'aide de l'expression suivante donnée par Lohoefer :

$$I_{P.pic} \approx \omega_P C_{tot} * U_P \quad (B1.6)$$

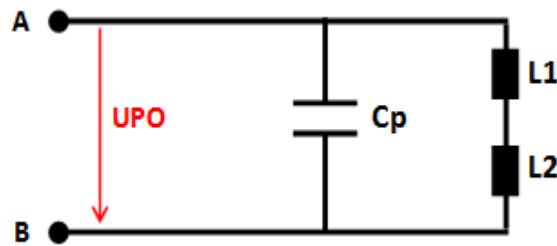


Figure B1.4 - Montage en série des inductances du circuit électrique du positionneur.

La différence de potentiel du positionneur seul mesurée entre A et B est notée UPO dans l'enregistrement d'Astrium lors du vol TEXUS 2008. C'est la tension pic du positionneur. Nous l'avons nommé $U_{P.pic}$ dans toute la suite de nos calculs.

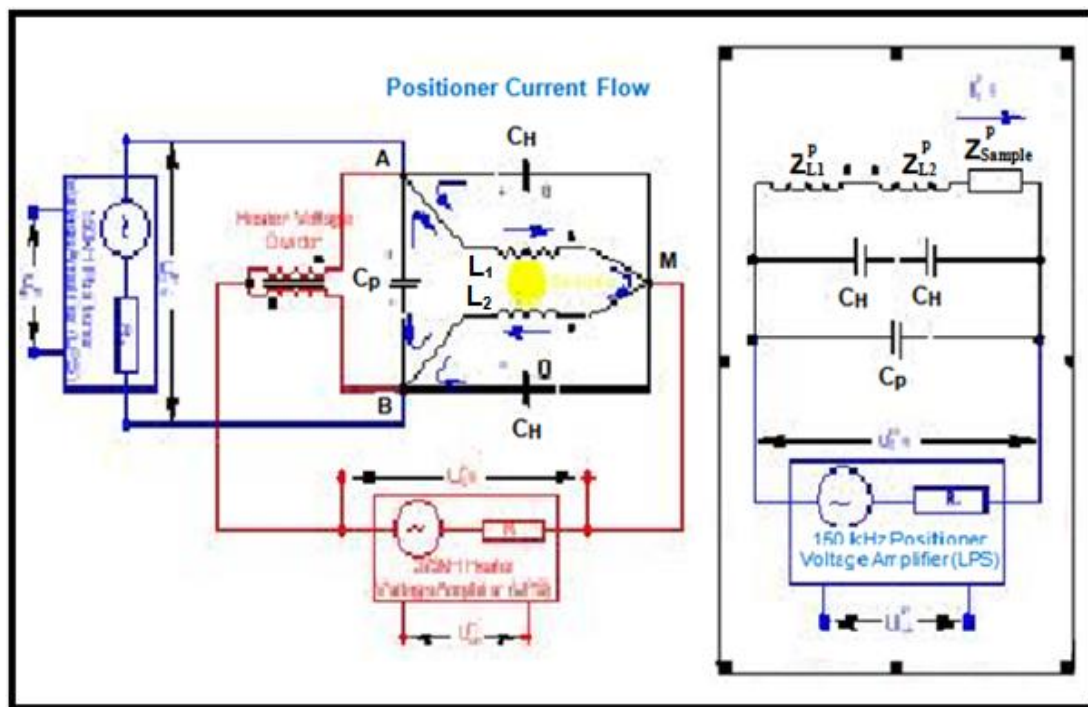


Figure B1.5 - Alimentation du circuit de centrage. Circulation du courant de centrage dans les bobines (gauche). Montage électrique du positionneur (droite) [LOH-2002 ; 2012].

Tableau B.1 - Valeurs numériques et résumé des équations B1.2 et B1.6 sous la forme linéaire données par Lohoefer.

Chauffage		Centrage	
$L_{tot.H} = L_1 + M_{12} = L_2 + M_{21}$	C_H	$L_{tot.P} = L_1 - M_{12} = L_2 - M_{21}$	C_P
406 nH	448 nF	inconnu	2500 nF

Conclusion

Dans nos calculs, nous avons utilisé $I_{H.pic}$ et $I_{P.pic}$ calculer respectivement à l'aide des formules suivantes :

$$I_{H.pic} \approx [\omega_H(L_1 + M_{12})]^{-1}U_H$$

$$I_{P.pic} \approx \omega_P \left(C_P + \frac{1}{2}C_H \right) U_P$$

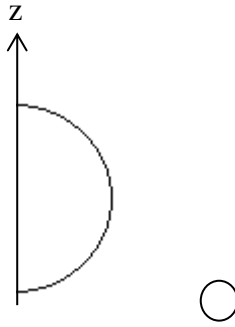
Annexe B2 – Calcul analytique des forces et de la puissance Joule totales créés dans la charge

Nous calculons analytiquement la densité de puissance Joule et les forces électromagnétiques (E.M) induites dans la charge lorsque deux courants inducteurs différents sont superposés dans un même inducteur. Les courants respectifs du chauffage et du positionneur sont :

$$I = I_H \cos(\omega_H t) \quad \text{et} \quad I = I_P \cos(\omega_P t) \quad (\text{B2.1})$$

La configuration étudiée de l'inducteur étant axisymétrique, on choisit de travailler en coordonnées cylindriques (figure B2-1).

Nous faisons le calcul pour une spire seulement. Pour avoir le potentiel pour les 6 spires, nous ferons des additions et des soustractions (c'est-à-dire que nous pourrons aussi sur certaines spires mettre $I = I_H \cos(\omega_H t) - I_P \cos(\omega_P t)$)



$$I = I_H \cos(\omega_H t) \pm I_P \cos(\omega_P t)$$

Figure B2.1 - Configuration axisymétrique

Le courant inducteur est de la forme :

$$I = I_H \cos(\omega_H t) + I_P \cos(\omega_P t) \quad (\text{B2.2})$$

L'intensité I_H et I_P sont les intensités pic des courants de chauffage et de positionnement de fréquences de base respectives ω_H et ω_P .

Le champ magnétique \mathbf{B} est poloidal. Le potentiel vecteur du champ magnétique \mathbf{A} , tel que

$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$, est azimutal. Il a pour composantes $(0, A, 0)$.

Le potentiel vecteur du champ magnétique peut se mettre sous la forme :

$$A = A_H^C \cos(\omega_H t) - A_H^S \sin(\omega_H t) + A_P^C \cos(\omega_P t) - A_P^S \sin(\omega_P t) = \Re_e(\hat{A}_H e^{i\omega_H t} + \hat{A}_P e^{i\omega_P t}) \quad (\text{B2.3})$$

avec les complexes $\hat{A}_H = A_H^C + iA_H^S$ et $\hat{A}_P = A_P^C + iA_P^S$

Dans le métal liquide, le potentiel vecteur \mathbf{A} vérifie l'équation de diffusion suivante :

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0 \sigma_{el}} \nabla^2 A \quad (\text{B2.4})$$

ou bien

$$\frac{1}{\mu_0 \sigma_{el}} \nabla^2 \hat{A}_H - \frac{\hat{A}_H}{r^2} + \hat{G}_H + i\omega_H \hat{A}_H = 0 \quad (\text{B2.5})$$

$$\frac{1}{\mu_0 \sigma_{el}} \nabla^2 \hat{A}_P - \frac{\hat{A}_P}{r^2} + \hat{G}_P + i \omega_P \hat{A}_P = 0 \quad (\text{B2.6})$$

avec \hat{G}_H et \hat{G}_P des potentiels électriques imposés dans la direction θ . Ce sont ces potentiels qui permettent d'imposer le courant électrique.

Dans l'inducteur :

$$\hat{G}_H + i \cdot \omega_H \cdot \hat{A}_H = J_H \quad (\text{B2.7})$$

$$\hat{G}_P + i \cdot \omega_P \cdot \hat{A}_P = J_P \quad (\text{B2.8})$$

où J_H et J_P sont les densités de courant inducteur et \hat{G}_H et \hat{G}_P sont imposés.

Si on connaît J_H et J_P , on peut se dispenser de connaître \hat{G}_H et \hat{G}_P mais cette assertion est à vérifier.

Les conditions aux limites sont les suivantes :

$$\text{au loin : } \hat{A} = 0$$

$$\text{sur l'axe : } \partial \hat{A} / \partial r = 0$$

\hat{A} et ses dérivées sont continues sur les parois internes du domaine, car le matériau n'est pas ferromagnétique, et les termes sources \hat{G} est zéro de partout sauf sur l'inducteur.

A partir du moment où le potentiel vecteur \hat{A} est calculé, les forces électromagnétiques et la puissance Joule sont calculées de la même façon que si le courant n'était pas superposé.

La densité de courants induits dans la charge se calcule à l'aide de la loi d'Ohm suivante :

$$J = -\sigma_{el} \frac{\partial A}{\partial t} \quad (\text{B2.9})$$

Lorsqu'on remplace la dérivée de l'équation (B2.3) par rapport au temps dans l'équation (B2.9), on obtient la forme développée de l'équation (B2.10).

$$J = \sigma_{el} \omega_H (A_H^C \sin \omega_H t + A_H^S \cos \omega_H t) + \sigma_{el} \omega_P (A_P^C \sin \omega_P t + A_P^S \cos \omega_P t) \quad (\text{B2.10})$$

En utilisant toujours l'équation (B2.3), on calcule les différents composants ($B_r, 0, B_z$) du champ magnétique $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$.

$$B_r = -\frac{\partial A_H^C}{\partial z} \cos \omega_H t + \frac{\partial A_H^S}{\partial z} \sin \omega_H t - \frac{\partial A_P^C}{\partial z} \cos \omega_P t + \frac{\partial A_P^S}{\partial z} \sin \omega_P t \quad (\text{B2.11})$$

et

$$B_z = \frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} (r A_H^C) \cos \omega_H t - \frac{\partial}{\partial r} (r A_H^S) \sin \omega_H t \right) + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} (r A_P^C) \cos \omega_P t - \frac{\partial}{\partial r} (r A_P^S) \sin \omega_P t \right) \quad (\text{B2.12})$$

Connaissant la densité de courant et les composantes du champ magnétique, nous avons calculé les forces électromagnétiques.

$$\mathbf{F} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} = (F_r, 0, F_z) \text{ avec } F_r = J \cdot B_z \text{ et } F_z = J \cdot B_r \quad (\text{B2.13})$$

Lorsqu'on développe l'équation (B2.13), on obtient les termes stationnaires ($F_H + F_P$) et instationnaires (équation B2.14).

Terme stationnaire

$$F_r = \frac{\sigma_{el}}{2r} \cdot \left(\omega_H^2 \left(A_H^s \cdot \frac{\partial}{\partial r} (rA_H^c) - A_H^c \cdot \frac{\partial}{\partial r} (rA_H^s) \right) + \omega_P^2 \left(A_P^s \cdot \frac{\partial}{\partial r} (rA_P^c) - A_P^c \cdot \frac{\partial}{\partial r} (rA_P^s) \right) \right)$$

Terme instationnaire

$$F_r = \frac{\sigma_{el}}{2r} \cdot \left[\begin{aligned} &+ \omega_H^2 \left(A_H^s \cdot \frac{\partial}{\partial r} (rA_H^c) - A_H^c \cdot \frac{\partial}{\partial r} (rA_H^s) \right) \cos 2\omega_H t \\ &+ \omega_P^2 \left(A_P^s \cdot \frac{\partial}{\partial r} (rA_P^c) - A_P^c \cdot \frac{\partial}{\partial r} (rA_P^s) \right) \cos 2\omega_P t \\ &\omega_H^2 \left(A_H^c \cdot \frac{\partial}{\partial r} (rA_H^s) - A_H^s \cdot \frac{\partial}{\partial r} (rA_H^c) \right) \sin 2\omega_H t \\ &+ \omega_P^2 \left(A_P^c \cdot \frac{\partial}{\partial r} (rA_P^s) - A_P^s \cdot \frac{\partial}{\partial r} (rA_P^c) \right) \sin 2\omega_P t \\ &\omega_H \omega_P \left(A_P^s \cdot \frac{\partial}{\partial r} (rA_H^c) + A_H^s \cdot \frac{\partial}{\partial r} (rA_P^c) - A_H^c \cdot \frac{\partial}{\partial r} (rA_P^s) + A_P^c \cdot \frac{\partial}{\partial r} (rA_H^s) \right) \cos(\omega_P + \omega_H) t \\ &+ \omega_H \omega_P \left(A_P^s \cdot \frac{\partial}{\partial r} (rA_H^c) + A_H^s \cdot \frac{\partial}{\partial r} (rA_P^c) \right) \cos(\omega_P - \omega_H) t \\ &+ \omega_H \omega_P \left(-A_P^s \cdot \frac{\partial}{\partial r} (rA_H^s) + A_H^c \cdot \frac{\partial}{\partial r} (rA_P^c) \right) \sin(\omega_P + \omega_H) t \\ &- \omega_H \omega_P \left(A_P^s \cdot \frac{\partial}{\partial r} (rA_H^s) - A_H^c \cdot \frac{\partial}{\partial r} (rA_P^c) + A_H^s \cdot \frac{\partial}{\partial r} (rA_P^s) + A_P^c \cdot \frac{\partial}{\partial r} (rA_H^c) \right) \sin(\omega_P - \omega_H) t \end{aligned} \right]$$

$$F = F_H + F_P + \text{terme instationnaire} \quad (\text{B2.14})$$

Le même calcul peut être mené pour F_Z .

Pour estimer le rôle des termes instationnaires dans le mouvement de la goutte, il faut remarquer que pendant la période $t_{max}(2\omega_H, 2\omega_P, (\omega_H + \omega_P) \text{ et } (\omega_H - \omega_P))$, le fluide ne peut pas répondre aux sollicitations de la force électromagnétique ($t_{max} = 1/(f_H - f_P) \ll t_{b.e.m}$) ($f_H \approx 350 \text{ kHz}$, $f_P \approx 150 \text{ kHz}$). La force électromagnétique totale due à la superposition de deux courants dans un seul inducteur est donc égale à la somme des forces créées par chacun des courants. Comme la force électromagnétique totale, la puissance Joule totale due à la superposition est égale à la somme de la puissance Joule créée par chacun des courants.

$$F = F_H + F_P \quad \text{et} \quad P = P_H + P_P \quad (\text{B2.15})$$

Annexe B3 – Enregistrement du vol TEXUS-EML2 de la fusée sonde de février 2008

La figure B3.1 représente les courbes de l'enregistrement des voltages et de la température lors du vol TEXUS fusée sonde en Février 2008 sur une goutte d'alliage d'Al68,5-Ni31,5.

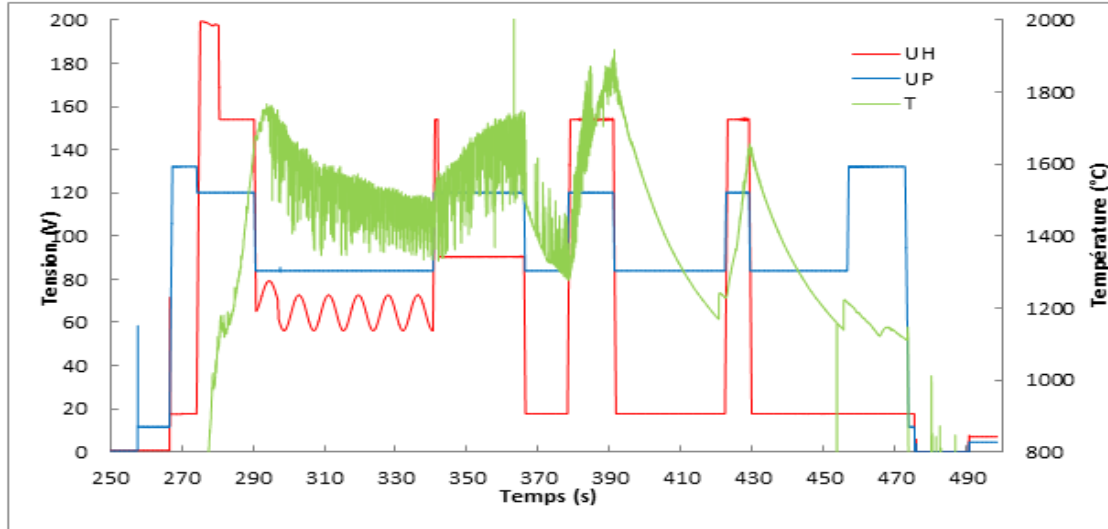


Figure B3.1 - Enregistrement du vol TEXUS fusée sonde de l'alliage d'Al 68,5 at.-%-Ni 31,5 at.-% (Février 2008). En rouge : tension produite par le courant de chauffage (Heater) - en bleu tension produite par le courant du centrage (Positioner) - en vert : température polaire.

Les trois séquences auxquelles nous nous sommes intéressés pour les simulations numériques sont représentées par les figures ci-dessous.

D'abord la séquence 1 entre 388,87 s – 391 s lors de laquelle une mesure a été réalisée à tension stable (figure B3.2). Ensuite la séquence 2 entre 391,02 s – 391,76 s, séquence lorsqu'on fait décroître les voltages (figure B3.3). C'est la séquence de mesure instationnaire. Enfin, la séquence 3 entre 419 s – 420 s lorsque les voltages sont à leur valeur minimum (figure B3.4). Séquence de mesure stationnaire.

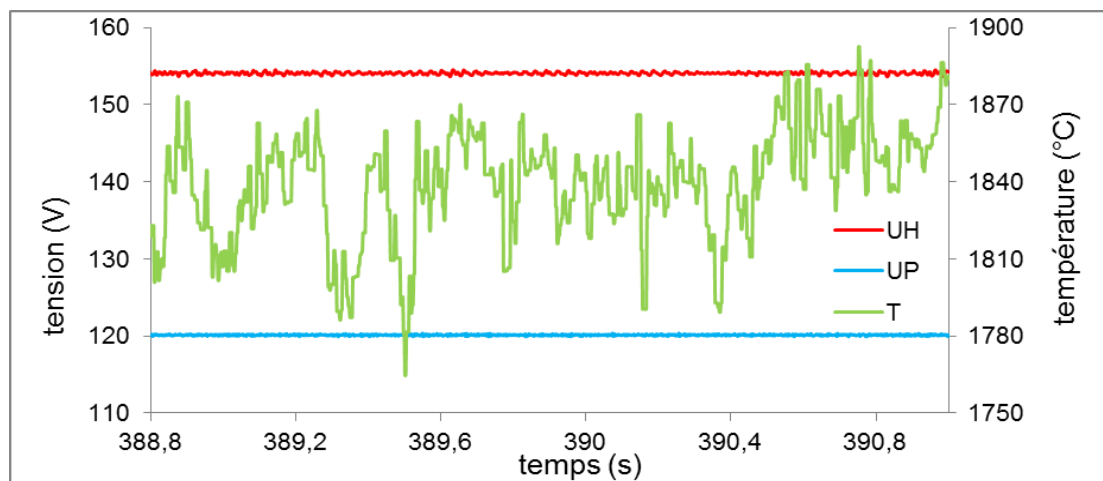


Figure B3.2 - Séquence 1 : entre 388,8 s et 391 s. En rouge : tension produite par le courant de chauffage (Heater) - en bleu tension produite par le courant du centrage (Positioner) - en vert : température polaire.

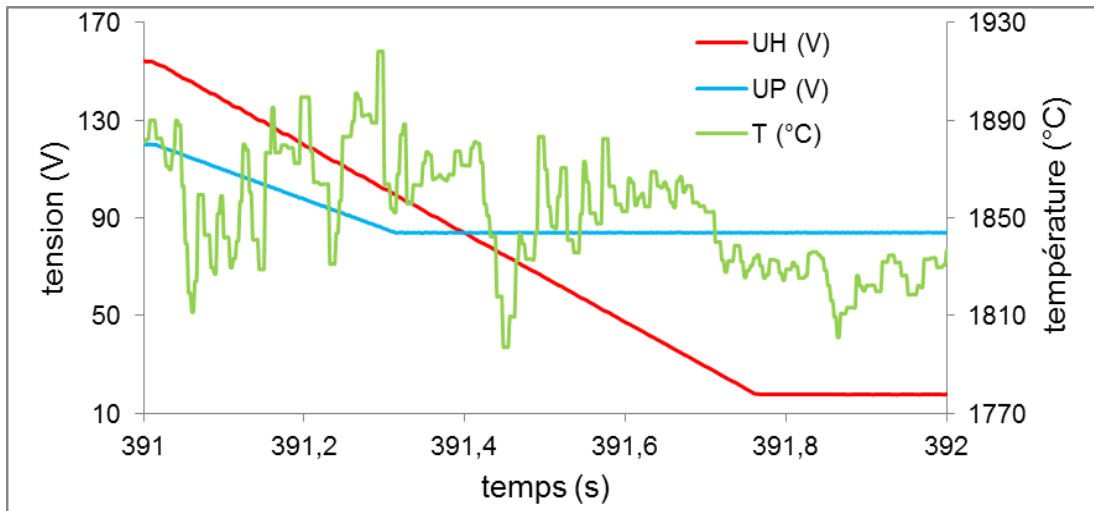


Figure B3.3 - Séquence 2 : entre 391 s et 392 s.

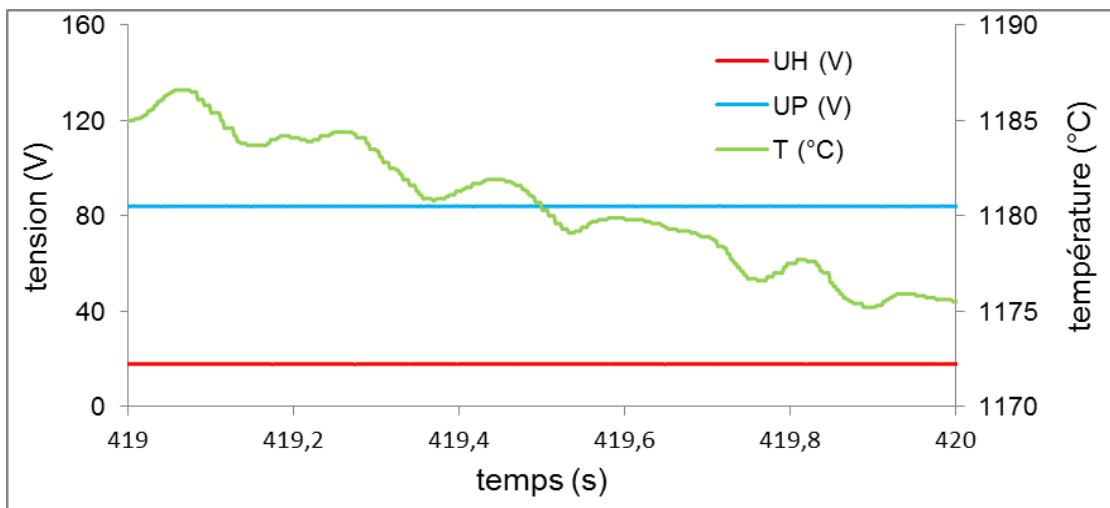


Figure B3.4 - Séquence 3 : entre 419 s et 420 s.

ANNEXE C – Pilotage de l'installation AEXAM

Annexe C1 - Notice d'utilisation du programme Labview

Ce programme permet de définir la tension de contrôle du générateur comme une suite de rampes (montante et descendante) et de paliers. Lors des paliers, une modulation de la tension peut ou non avoir lieu. Cette modulation peut être harmonique (modulation de la tension en sinus) ou sous forme d'un bruit blanc. Ce bruit blanc, qui doit être adapté à l'échantillon, est stocké dans le fichier .txt où le programme Labview va le lire (par exemple : cmd_V3-2_bille_250s.txt dans le répertoire « 0_Programme_Rampe »)

ATTENTION / Pour le pilotage du générateur via LabView,

- Penser à basculer sur le pupitre de commande du générateur, voir protocole de démarrage du générateur.
- Pensez à brancher les pyromètres et la sonde Rogowski.

Démarrage

1. Allumer l'ordinateur Maglev
2. Choisir la session Maglev, mot de passe : maglev
3. Répertoire de travail :
D:\Experiences\IThec_Alimata_rampe_2014_2015\0_Programme_Rampe\IThec.0.9
4. Cliquer sur IThec.9.vi (programme rampe « parabole ») pour l'ouvrir (temps d'attente pour l'ouverture du programme environ 1/2 min)

L'écran affiche la figure A1-1 ou face-avant du programme

Utilisation

Initialisation

(a) Choisir le fichier du bruit blanc :

Exemple : pour une bille de nickel d'environ 4 g fichier de commande de bruit blanc, cmd_V3-2_bille_250s.txt dans le répertoire « 0_Programme_Rampe ».

(b) Choisir les pas de temps SBPA (170 ms pour le bruit 250 s) **(b1)** et d'acquisition (1 ms) **(b2)**

(c) Mettre la tension de commande du générateur à 0 V sur le curseur (molette)

(d) Dans la partie « pattern », entrer les paramètres de contrôles de la lévitation (temps (s), tensions initiales et finales (V)) de la 1^e rampe. Laisser les autres colonnes vides.

Le contrôle du générateur débute quand on clique sur l'icône flèche qui est le 1^e des icônes en partant de la gauche sous « édition ».

Le contrôle va être réalisé soit par la partie « patterns » (mode manuel) soit par le fichier de commande appelé automatiquement (mode automatique). Une barre vert clair permet à l'expérimentateur de savoir si la commande est une rampe ou un palier (mode manuel) ou une modulation (mode automatique)

Rampe

- (e) Choisir le mode : « manuel » puis clic sur (f) « rampe/modulation » - la 1^e rampe est lancée.
- A la fin de la rampe, la tension de contrôle reste sur un palier.
 - L'expérimentateur peut alors choisir, soit une nouvelle rampe, soit une séquence de modulation.

Modulation

- Choisir la valeur du % de modulation. (8% en général)
- (g) Cliquer sur « Automatique » pour lancer la modulation en forme de bruit blanc.
- (d) Pendant que la modulation se déroule entrer dans la 1^e colonne de la partie « pattern » la prochaine rampe.

Retour à Rampe

- A la fin de la séquence de modulation, le programme bascule automatiquement sur le mode manuel. La tension de contrôle prend la forme d'un palier de niveau Uc final.

Cliquer sur « manuel » (e) et sur « rampe/modulation » (f) pour lancer la nouvelle rampe.

Suivre les mêmes étapes pour les seconde et troisième modulations.

Si besoin, des notes peuvent être prises en bas à droite de la face-avant. Les notes sont automatiquement précédées de l'heure, et enregistrées dans un dossier au nom de la date de l'expérience. Ce dossier contient aussi les commentaires enregistrés sur la même séance.

Dossier d'enregistrement des données

Ce dossier est créé automatiquement lors de l'exécution du programme.

- Nom du dossier : Année_Mois_Jour.
- Fichiers de mesure et commentaire suivie de : Heure_Min_Seconde.
- Par défaut, les fichiers .txt et commentaires s'enregistrent dans le répertoire : D:\Experiences\IThec_Alimatea_rampe_2014_2015.
- Si l'on veut changer le répertoire d'enregistrement, le modifier dans Enregistrement données de mesures, choisir un autre répertoire puis cliquer sur Sélection de répertoire.

Fin de l'expérience

A la fin de l'expérience,

- Mettre la tension du générateur sur 0 (c)
- cliquer sur le bouton STOP (h) en face-avant

Annexe C2 - Description de la face-avant de LabView et fichier de mesures

Pilotage du générateur

- Contrôle de la lévitation d'une charge sphérique dans la partie **Pattern** (figure C2.1). C'est ici qu'on choisit la durée (en s), les tensions initiale et de finale (en V) des rampes et des paliers.
- Le nombre d'itérations du bruit blanc (SBPA), le nombre total d'itérations ainsi que l'avancée des itérations (remplissage d'un rectangle par la couleur bleu).
- La tension de commande du générateur sous le titre "**tension commande**" est choisie par un potentiomètre variant de 1 à 4 V.
- Le nombre **d'itérations SBPA** qui s'affiche lorsqu'on charge le fichier du bruit blanc (cmd_V3-2_bille_250s.txt) sur la face avant du programme.
- l'amplitude de modulation est choisie en pourcentage sous le titre "**% modulation**".
- La **fréquence d'acquisition (Hz)** est déterminée avec les impulsions en ms.

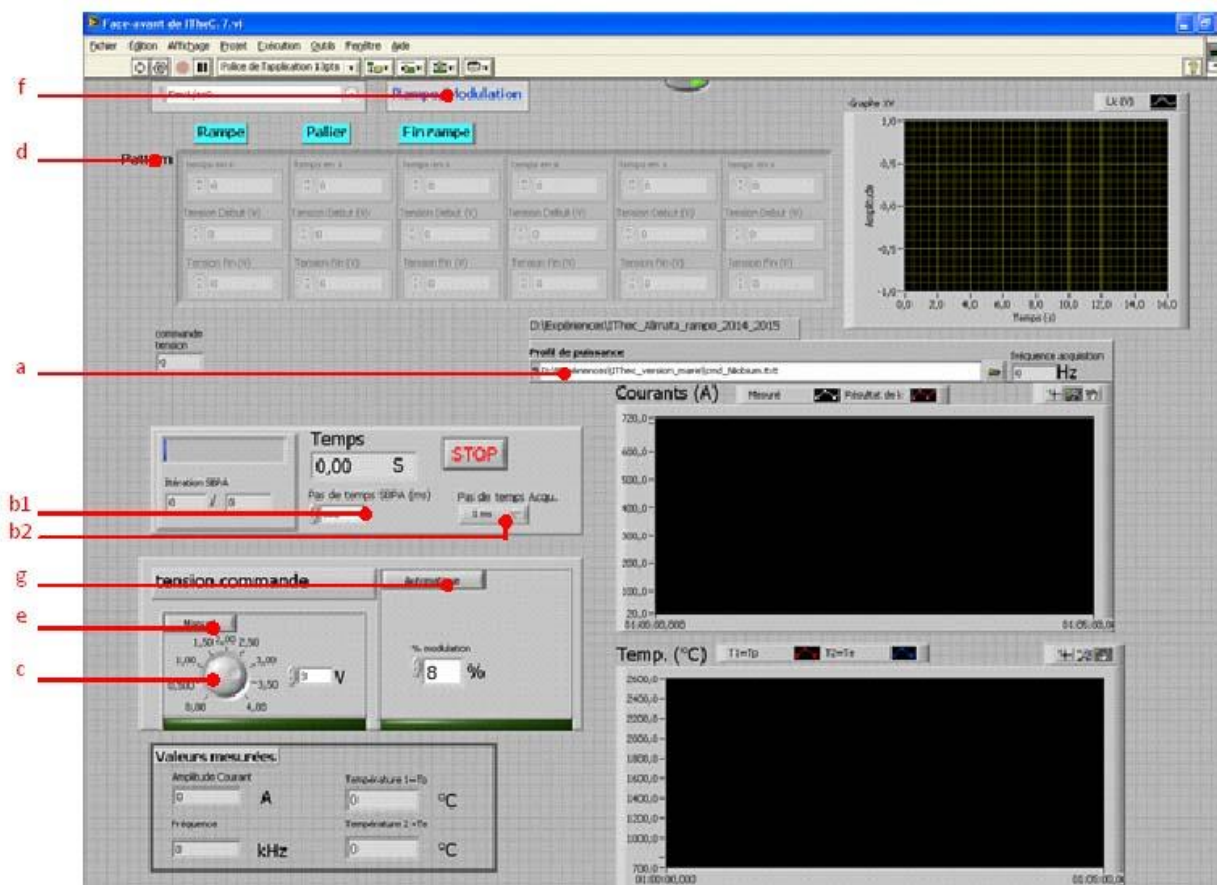


Figure C2.1 - Face avant du programme LabView de la lévitation EM au du démarrage.

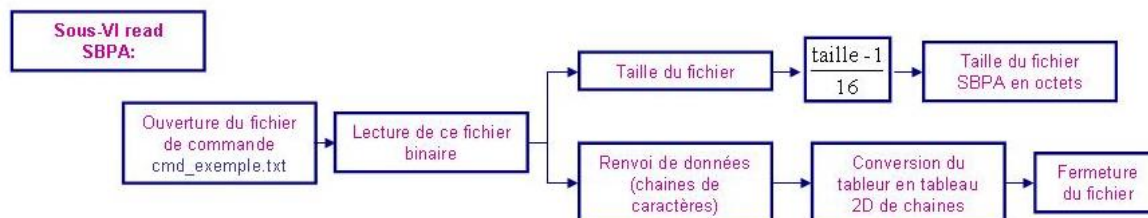
Résultats des mesures

Les valeurs mesurées (températures, courants, fréquence) sont visibles dans les afficheurs et sur les graphes.

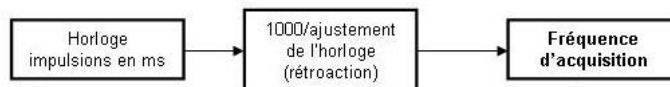
- Sur le graphe de la tension :
La courbe blanche représente de l'amplitude de la tension de commande du générateur.
- Sur le graphe des courants :
les courbes rouge et blanche représentent respectivement le courant calculé par l'équation de l'étalonnage du circuit RLC $I_{\text{eff}} = f(U_c)$ et celui mesuré par la sonde de Rogowski.
Calibration inducteur 4 : $I_{\text{eff}} (A_{\text{eff}}) = 368 * U_c(V) - 60$
- Sur le graphe des températures :
les courbes rouge et bleu représentent respectivement les températures polaire et équatoriale mesurées par les pyromètres haut et bas (elles peuvent changer selon la connexion des câbles sur les pyromètres).

Diagramme du programme Labview

Lecture du Bruit blanc

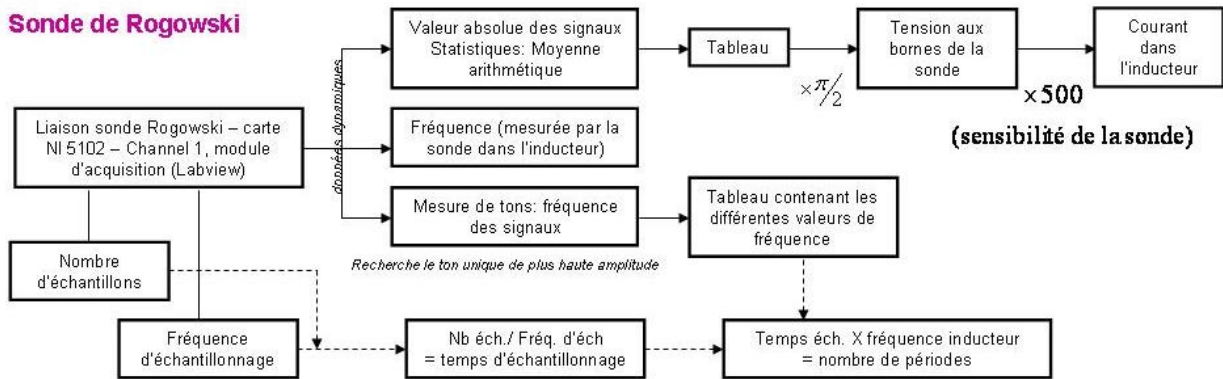


Fréquence d'acquisition

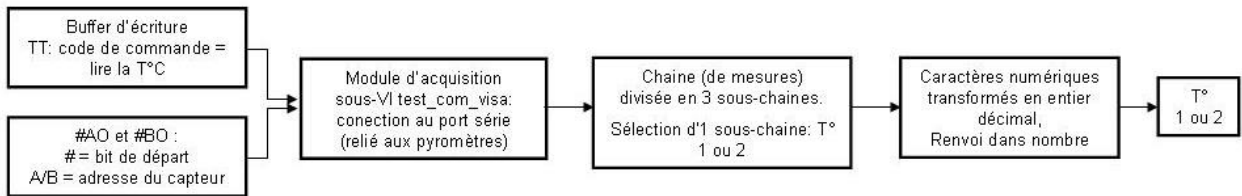


sous-VI Acquisition: permet d'acquérir les températures mesurées par les pyromètres et les mesures de fréquence et courant de la sonde de Rogowski

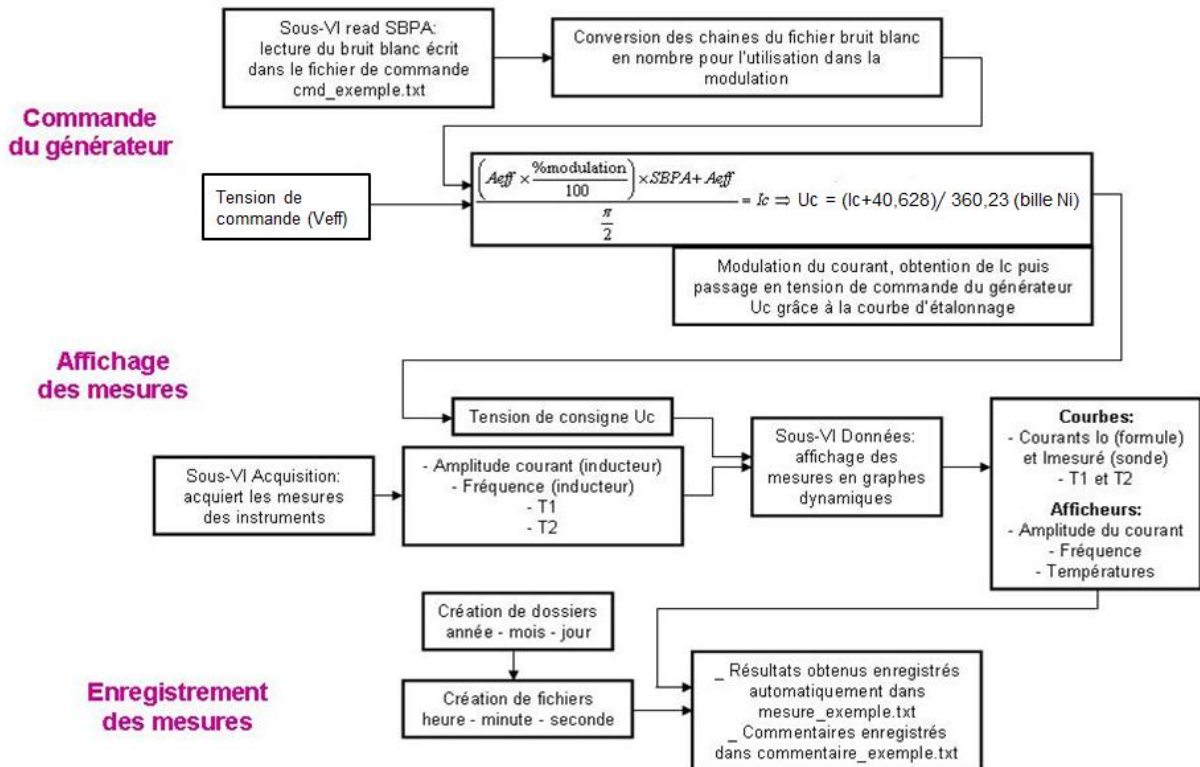
Sonde de Rogowski



Pyromètres



VI I-TheC: schéma global du fonctionnement du programme



Annexe C3 - Démarrage et arrêt du générateur

1. Au cas où, passer du mode MF (moyenne fréquence) au mode HF (haute fréquence),
 - a. Sur le côté droit du générateur, baisser le levier noir vers le mode HF. En ouvrant la porte de droite, vérifier que l'interrupteur est bien fermé (plaquettes enclenchées)
 - b. Au milieu en haut, enlever les 2 tiges de cuivre fixées horizontalement
 - c. Sur le côté gauche, accrocher le poids au levier afin de le maintenir en position basse
2. Ouvrir le circuit de refroidissement en ouvrant 5 vannes :
 - 1) - Une grosse vanne noire au milieu pour l'arrivée de l'eau de ville.
 - 2) Une petite noire à gauche pour le refroidissement du générateur.
 - 3) et 4) 2 vannes intermédiaires reliées à 5) celle du tuyau bleu pour le refroidissement du boîtier de capacités, l'inducteur, de la charge et l'enceinte supérieure en inox.

Attention : Ouvrir doucement les vannes pour éviter les coups de bélier.

3. Puis lever le levier noir ci-contre jusqu'en haut pour lancer le générateur
4. Appuyer sur '**Marche auxiliaire**' et attendre que le générateur soit prêt (**voyant bleu**)



Figure C3.1 - Commande du générateur placée sur l'armoire

Ensuite, passer sur le pupitre de commande de la figure C3.2.

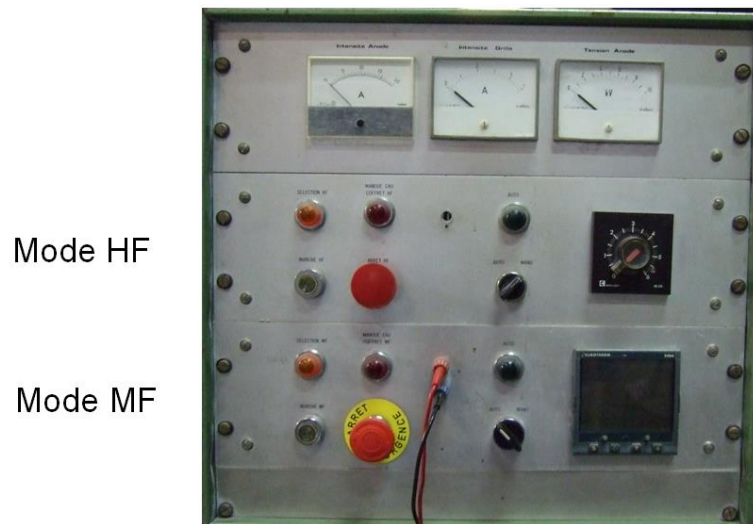


Figure C3.2 - Pupitre de commande du générateur

Avant de commencer toute expérience,

- vérifier que la molette (potentiostat) sur le côté gauche du pupitre est en butée à gauche (sens de la flèche) pour assurer une tension de commande initiale nulle.
- connecter le câble à ce pupitre pour pouvoir travailler en mode automatique (en commandant le générateur via l'ordinateur).

Dans le mode HF, partie basse du pupitre, allumer le générateur en appuyant sur le bouton vert **'Marche HF'**.

Pour l'éteindre, appuyer sur le bouton rouge **'Arrêt HF'**.

Le mode de commande, automatique ou manuel, se fait sur le mode MF, en tournant le sélecteur noir. Placé au milieu, ce bouton ne sélectionne rien.

Note : Pour estimer la puissance fournie par le générateur, multiplier l'intensité de l'anode par la tension de l'anode.

5. Quand l'expérience est terminée, diminuer le courant jusqu'à 0 puis en utilisant la molette et appuyer sur le bouton rouge du **'mode HF'** pour isoler l'ensemble inducteur + charge de tout courant.

Revenir au tableau de commande placé sur l'armoire et appuyer sur le bouton rouge **'Arrêt auxiliaire'** puis abaisser le levier.

6. Fermer les circuits d'eau doucement (attention aux coups de béliers).

Annexe D – Mesures de température

Annexe D1 – Pyrométrie

La pyrométrie permet la mesure sans contact de températures de surface.

Nous utilisons deux pyromètres infrarouges Modline® 5 5R-1810 et 5R-3015 qui couvrent de larges gammes de températures, respectivement 700 -1800 °C et 1000 -3000 °C en mode bichromatique, un pour mesurer la température polaire, l'autre la température équatoriale.

Ce mode consiste à mesurer la température en comparant les niveaux de radiation obtenus sur deux longueurs d'ondes distinctes (0,85 à 1,05 microns ou 1,0 à 1,10 microns).

Ce mode présente les 2 avantages suivants :

- nous n'avons pas besoin de connaître l'émissivité de l'échantillon pour réaliser une mesure. Par contre il est préférable que le corps émette de la même façon dans les 2 longueurs d'ondes 0,85 à 1,05 microns si ce n'est pas le cas, le défaut peut être corrigé grâce à la fonction E-slop du pyromètre.
- Ce pyromètre présente aussi l'inconvénient d'autoriser une perte de signal. Dans notre utilisation, cette dernière a 2 origines :
 - l'échantillon est trop petit pour pouvoir remplir le réticule tel qu'il est observé dans le viseur du Pyromètre (le mieux est d'avoir une surface à mesurer et une taille de spot identique)
 - une obstruction partielle du chemin optique causée par un dépôt de fumée, une vapeur, des poussières, hublot sale ou objet solide.

C'est surtout cette deuxième cause que nous avons travaillé à éliminer, notamment en mettant en œuvre dans la cellule de mesure un balayage d'argon.

La réduction totale du niveau du signal est la somme des pertes de toutes causes. Le pyromètre bichromatique peut accepter une réduction de signal de 95 % cela signifie que si 5 % seulement de l'échantillon est visible dans le spot de mesure la température sera lue et validée.

En dessous des 5%, le pyromètre indiquera INV (Invalid)

Utilisation des pyromètres bichromatiques

Avant toute expérience, il faut fixer la focale (ne pas travailler avec une focale à l'infini). Pour cela :

- on prend une feuille blanche sur laquelle on fait une croix
- on place la feuille à l'endroit où va se trouver la surface de l'échantillon
- on regarde dans le viseur, il y a un "réticule". C'est un petit cercle noir.
- on bouge légèrement la tête, si le réticule bouge /t à la croix, on modifie la focale (à l'arrière du pyromètre), jusqu'à ce que le réticule ne bouge plus. On bloque alors la vis papillon.
- on refait la même manip pour le 2e pyromètre.

C'est seulement quand la surface visée est supérieure à 25 à 30 mm² qu'on peut focaliser sur l'infini. Nos échantillons présentent une surface de 50 mm² et nous avons constaté une mauvaise reproductibilité des mesures si on ne fixe pas la focale.

La fonction Match permet de définir l'émissivité ou la pente (E-Slop) en mode bichromatique (voir document pour le paramétrage). Le Nickel en fusion n'étant pas un corps gris la pente (E-Slop) sera de 1,06.

Température donnée par le pyromètre

En mode bichromatique, le pyromètre indique toujours la température du point le plus chaud dans le spot de mesure.

Choix du miroir

Dans l'expérience AEXAM la mesure pyrométrique de la température équatoriale nécessite un renvoie de miroir. 3 types de miroirs : un miroir en verre avec dépôt d'argent, un miroir en TiN déposé sur de Saphiir, et un miroir en or.

Miroir doté d'un verre.

Le verre ne présente pas une longueur d'onde identique sur les 2 longueurs d'onde choisies lorsque l'on fonctionne en bichromatique. Ceci explique les différences de températures mesurées lors des essais de lévitation sans champ magnétique DC.

Miroir en TiN

Ce miroir s'oxyde. Sa qualité réfléchissante diminue au cours du temps.

Miroir en or

Le miroir en or choisi est le "Broadband IR Laser Mirror " de diamètre 25 mm acheté chez Edmund Optics Inc. C'est lui qui présente les meilleures qualités. Toutefois, nous devons signaler que lorsqu'il chauffe la température mesurée croit car le flux de rayonnement émis par le miroir s'ajoute au flux réfléchi en provenance de l'échantillon.

Annexe D2 – Problèmes liés à la vaporisation du Nickel

Lors des premières expériences réalisées avec du Nickel fondu, nous avons constaté que quelques secondes après le début de la fusion du Nickel que des « fumées » apparaissent dans l'enceinte. Ces « fumées » se condensent sur le hublot supérieur et empêchent la mesure (figure D2.1).

Une analyse MEB du dépôt (figure D2.1) fait apparaître que ces condensats sont composés essentiellement de Nickel. Les « fumées » sont donc des vapeurs de nickel (figure D2.2 et tableau D2.1).

Dans cette annexe nous cherchons à calculer la quantité de nickel vaporisée et la perte de masse associée.

Pour cela nous présentons 2 calculs : l'un où le transfert de masse entre la goutte et son environnement est limité par la diffusion autour de la goutte, le deuxième où la goutte et son atmosphère sont à l'équilibre thermodynamique.

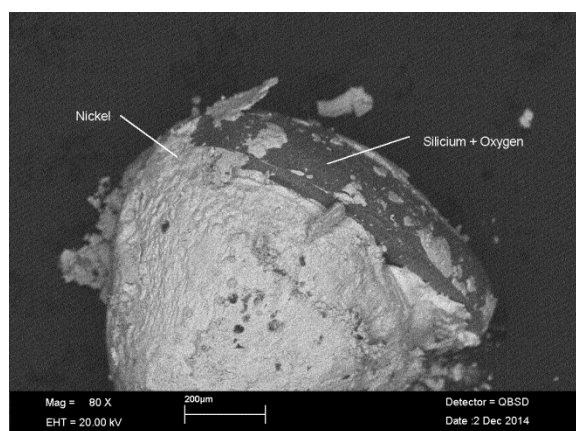


Figure D2.1 - Particule de fumée déposée sur le hublot pendant la lévitation d'une goutte de Nickel de masse initiale de 4 g.

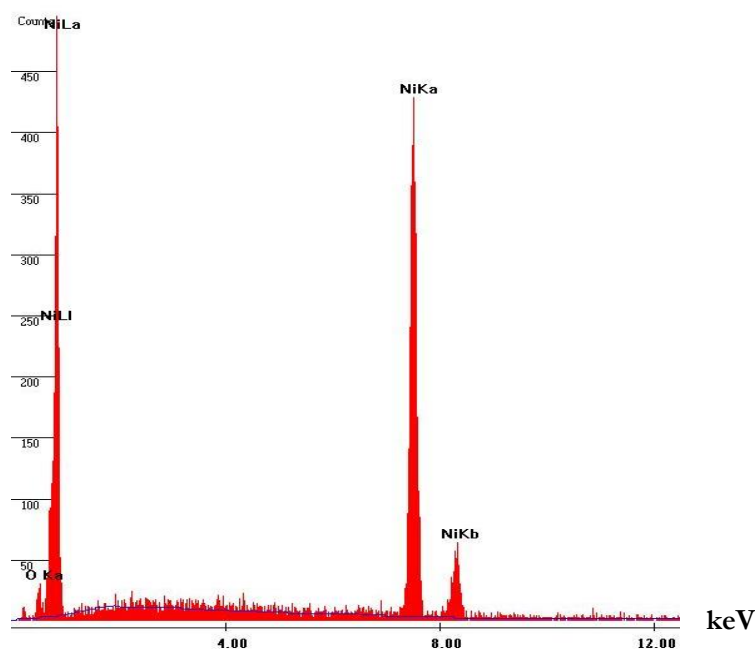


Figure D2.2 - Spectres des composantes de la particule de fumée déposées sur le hublot lors de la lévitation d'une goutte de Nickel (figure D2.1).

Tableau D2.1 - Composantes de la particule de fumée déposée sur le hublot pendant la lévitation d'une goutte de Nickel (figure D2.2).

Elément	Wt %	At %
Ni	98,16	93,57
O	01,84	06,43
Total	100,00	100,00

Premier modèle : le transfert de masse est limité par la diffusion

Sous l'hypothèse que l'atmosphère (argon) est sans mouvement et que l'échange de masse entre la goutte fondue et son environnement est limitée par la couche de diffusion à la surface de la goutte, la variation temporelle de la surface d'une goutte en cours de vaporisation s'écrit [DAV-1963]:

$$-\frac{dS}{dt} = \frac{8\pi MDP_{Ni}^S}{\rho_l RT}$$

avec

$S = 4\pi a^2$	Aire de la surface de la goutte
$M = 58,7 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$	Masse molaire atomique
$D = 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	Coefficient de diffusion (à peu près 100 fois la diffusion de O_2 dans l'air)
$\rho_l = 8\,902 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$	Masse volumique du Nickel
$P_{Ni}^S = 300 \text{ Pa}$	Pression de vapeur saturante la pression de vapeur saturante du Nickel
$R = 8,3144621 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}$	Constante universelle des gaz parfaits
$T = 1728 \text{ K}$	Température [K]

Avec ces valeurs

$$\frac{MDP_{Ni}^S}{\rho_l RT} = \frac{58,7 \cdot 10^{-3} \cdot 10^{-3} \cdot 300}{8\,902 \cdot 8,3144621 \cdot 1728} = 0,14 \cdot 10^{-9}$$

Ce qui nous permet de calculer le rayon a de la goutte à chaque instant :

$$\frac{1}{2} \frac{da^2}{dt} = a \frac{da}{dt} = \frac{MDP_{Ni}^S}{\rho_l RT} = -0,14 \cdot 10^{-9} = -C$$

$$a(t) = \sqrt{R_0^2 - 2C\Delta t} \approx R_0 \left(1 - \frac{C\Delta t}{R_0^2} \right)$$

$$\frac{a}{R_0} = 1 - \frac{C\Delta t}{R_0^2}$$

Par exemple, pour une goutte de 2 mm de rayon $C/R_0^2 = 0,14 \cdot 10^{-9} / 4 \cdot 10^{-6} = 3,5 \cdot 10^{-5}$

De plus la masse de la goutte varie avec son volume et :

$$m_{goutte} = \rho_{Ni} \frac{4}{3} \pi a^3$$

$$\frac{dm_{goutte}}{dt} = \rho_{Ni} 4\pi a^2 \frac{da}{dt}$$

$$\Delta m_{goutte} = -\rho_{Ni} 4\pi R_o C \Delta t \left(1 - \frac{C \Delta t}{2R_o^2} \right)$$

$$\frac{\Delta m_{goutte}}{m_{ini}} = -\frac{3C \Delta t}{R_o^2} \left(1 - \frac{C \Delta t}{2R_o^2} \right)$$

Pour 10 minutes $\Delta m_{goutte}/m_{ini} \approx -3 * 21 \cdot 10^{-3} = 6 \%$

C'est l'ordre de grandeur des mesures.

Second modèle : thermodynamique de la vaporisation de la goutte

La pression de vapeur est la pression partielle de la vapeur d'un corps présent également sous forme liquide ou solide. Pour notre système Nickel-Argon, à l'équilibre thermodynamique, ceci veut dire que :

$$x_{Ni} \cdot P_{Ni}^S = y_{Ni} \cdot P$$

avec P la pression totale dans l'enceinte, c'est-à-dire $10^5 Pa$

x_{Ni} la fraction molaire du Ni dans le liquide : on choisit par $x_{Ni} = 1$ comme si le nickel était pur

y_{Ni} la fraction molaire de Ni dans la phase vapeur que l'on veut déterminée

P_{Ni}^S la pression de vapeur saturante du Ni , c'est-à-dire à peu près $300 Pa$ à la température de fusion.

On a donc

$$y_{Ni} = P_{Ni}^S / P = 0,3 \%$$

Ainsi, en mole : **à l'équilibre** : dans l'atmosphère de l'enceinte est composée de 99,7 % d'argon et 0,3 % de Ni sous forme vapeur en pourcentage molaire.

Conclusion

Si l'atmosphère de l'enceinte était stationnaire (pression $10^5 Pa$ et température $1455^\circ C$), il y aurait 0,05 g de Nickel sous forme vapeur.

Toutefois, comme le nickel se dépose sur le hublot (et sur les parois de l'enceinte) et sur le miroir, le gaz n'est jamais à l'équilibre et une partie de l'échantillon se vaporise continument.

Pour éviter le dépôt sur le hublot supérieur et le miroir on a ajouté un flux d'argon de sorte que la vapeur soit balayée et ne puisse pas se déposer sur ces éléments optiques essentiels à la mesure.

Annexe E – Post-traitement

Annexe E1 – Modèle à 2 zones

Les équations de chaleur du modèle à 2 zones de Fecht, [FEC-1991] :

$$\text{zone équatoriale : } C_p g_e \frac{d\tilde{T}_e}{dt} = H_{int} [\tilde{T}_p - (1 + s_e \text{Bi}) \tilde{T}_e] + \tilde{P} \quad (\text{E1.a})$$

$$\text{zone polaire : } C_p (1 - g_e) \frac{d\tilde{T}_p}{dt} = H_{int} [\tilde{T}_e - (1 + (1 - s_e) \text{Bi}) \tilde{T}_p] \quad (\text{E1.a})$$

Dans ce qui suit nous avons résumé l'origine de ces équations. Nous partons de l'équation de l'énergie instationnaire qui s'écrit :

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\kappa_{th}}{\rho C_p} \nabla^2 T = \frac{\chi}{\rho C_p} \quad \text{dans le volume de l'échantillon}$$

(E1.b)

$$-\kappa_{th} \cdot \nabla T = \phi_{ext} \quad \text{sur la surface de l'échantillon} \quad (\text{E1.c})$$

La densité de puissance interne est

$$\chi = \frac{|j|^2}{2\sigma_{el}} \quad (\text{E2})$$

La densité de courant induit est

$$\mathbf{j} = -\sigma_{el} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (\text{E3})$$

qui sous l'hypothèse d'axisymétrie du système devient portée par θ :

$$j = -\sigma_{el} \frac{\partial A}{\partial t} \quad (\text{E4})$$

Le vecteur potentiel du champ magnétique A est solution du problème EDP suivant :

$$\Delta \hat{A} - \mu \sigma_i \omega \hat{A} + j_e = 0 \quad \text{avec } A = \text{Re}(\hat{A}(r, z) e^{i\omega t}) \quad (\text{E5.a})$$

avec les conditions aux limites

$$\text{- sur l'axe } r = 0 \quad A = 0 \quad (\text{E5.b})$$

$$\text{- limite extérieure du domaine } \partial A / \partial n = 0 \quad (\text{E5.c})$$

Cette équation complexe peut être résolue par le logiciel Comsol ou bien en utilisant le module Induc2D mis au point par Yves Delannoy. Le domaine de résolution comprend l'échantillon, l'inducteur et un volume d'air suffisamment grand pour que les lignes de champs soient libres de se refermer. Le volume adjacent à surface du barreau est maillé suffisamment finement pour décrire correctement les effets de l'épaisseur de peau électromagnétique dont l'épaisseur est $\delta = \sqrt{2/\mu_o \sigma_{el} \omega}$

La densité volumique de puissance Joule est :

$$\left\langle \frac{j^2}{\sigma} \right\rangle = \frac{\sigma \omega^2}{2} |A|^2 = \frac{\sigma \omega^2}{2} \hat{A} \bar{A} \quad (\text{E6})$$

Modèle à 2 zones (figure E1.1)

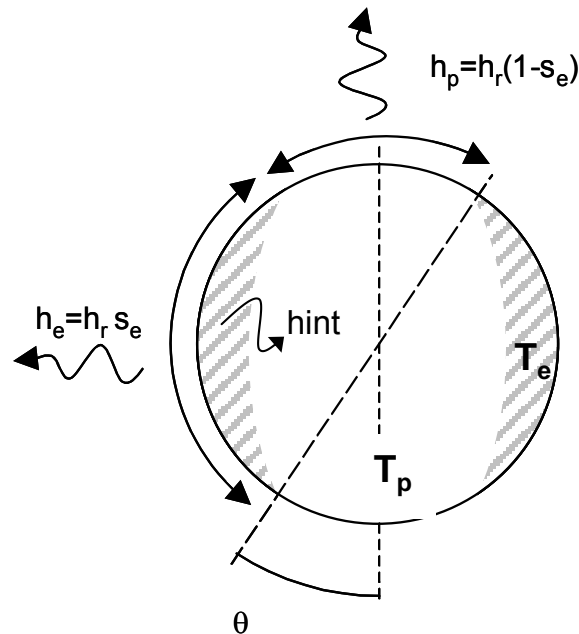


Figure E1.1 - Schéma du modèle à deux zones. Zone équatoriale : puissance Joule uniforme et température T_e uniforme. Zone polaire : puissance Joule nulle et température T_p uniforme.

Ce modèle est soumis aux hypothèses suivantes :

- géométrie axisymétrique fixée
- volume constant
- échantillon solide
- propriétés physiques autres que c_p et κ_{th} indépendante de la température
- 2 zones de températures uniformes : zone équatoriale T_e et zone polaire T_p
- densité de puissance uniforme dans la zone équatoriale
- échanges thermiques entre l'échantillon et son environnement caractérisé par un coefficient global d'échange H_{ext} .

Une comparaison de ce modèle et des champs de puissance Joule et de température calculés numériquement est présenté en sur la figure E1.2 pour une sphère. Bien que rustique, ce modèle à deux zones décrit assez bien la thermique du système.

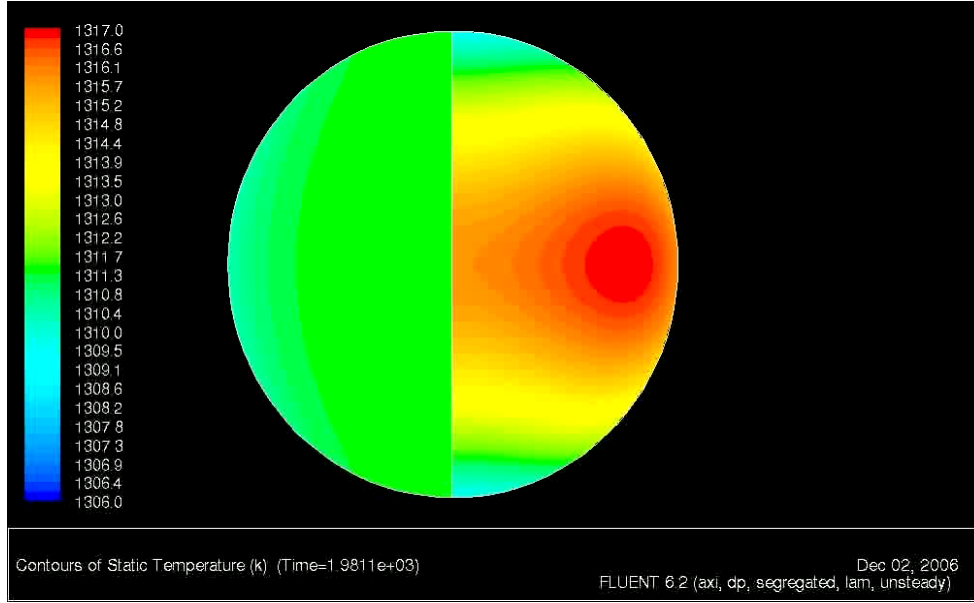


Figure E1.2 - Densité de puissance Joule (gauche); Champ de température (droite) [SCH-2009].

Nous recherchons les équations pour les températures polaire et équatoriale.

Toutes les variables sont prises comme :

$$X(t) = \bar{X} + \tilde{X} \quad (\text{E7})$$

où \bar{X} , \tilde{X} sont les parties stationnaire et instationnaire de la variable X , c'est-à-dire :

$$\bar{X} = \frac{1}{t_X} \int_0^{t_X} X(t).dt \quad \text{et} \quad \tilde{X} = X(t) - \bar{X} \quad (\text{E7a}) \quad \text{et}$$

(E7.b)

où t_X est la durée de l'expérience.

Les équations E1.b et E1.c donnent le système suivant pour les fluctuations temporelles des températures équatoriale et polaire :

$$\text{zone équatoriale :} \quad C_p g_e \frac{d\tilde{T}_e}{dt} = H_{int} [\tilde{T}_p - (1 + s_e \text{Bi}) \tilde{T}_e] + \tilde{P} \quad (\text{E8.a})$$

$$\text{zone polaire :} \quad C_p (1 - g_e) \frac{d\tilde{T}_p}{dt} = H_{int} [\tilde{T}_e - (1 + (1 - s_e) \text{Bi}) \tilde{T}_p] \quad (\text{E8.a})$$

Les inconnues de ce système sont $C_p, H_{int}, \text{Bi}, g_e, s_e$.

Ce modèle peut être utilisé de la façon suivante quand la puissance est modulée avec une seule harmonique $f_0 = \omega_o/2\pi$, $\tilde{P} = P_o \cos(\omega_o t)$. Dans ce cas, les valeurs de la capacité calorifique et de la conductivité thermique sont données par :

$$C_p = \frac{\tilde{P}_0}{\omega_0 \tilde{T}_{p,0}} \frac{1}{[1 + (g_e(1 - s_e) + s_e(1 - g_e))\text{Bi}]} \quad (\text{E9})$$

$$\kappa_{th} = H_{int} \frac{1 + (1 - (g_e)^{2/3})^{1/2}}{4\pi a \cdot (1 - (g_e)^{2/3})^{1/2} ((g_e)^{1/3})} \quad (\text{E10})$$

L'utilisation de ce modèle demande la connaissance préalable des quantités suivantes :

- ω_o : fréquence de modulation optimale,
- $\tau_{ext} : \tau_{ext} = 2\pi/\omega_{ext}$ temps caractéristique de l'échange entre l'échantillon et son environnement,
- s_e et g_e facteurs géométriques caractéristiques de la distribution de puissance et de température dans l'échantillon
- Une approximation du coefficient γ .

C'est pour nous affranchir de ces connaissances préalables que nous avons mis en œuvre le protocole présenté dans le chapitre 3.

Annexe E2 – Calcul du coefficient de transfert interne global H_{int}

La géométrie étudiée (figure E1.3) est une sphère de rayon a , de volume $V = \frac{4}{3}\pi a^3$, de conductivité thermique κ et entourée d'air à température ambiante est constituée de 2 zones :

- Une zone équatoriale de volume $g_e V$ à la température T_e est soumise à une densité de source thermique χ
- Une zone polaire de volume $(1 - g_e)V$ à la température T_p
- pour $r > a$ $T = T_{ext}$

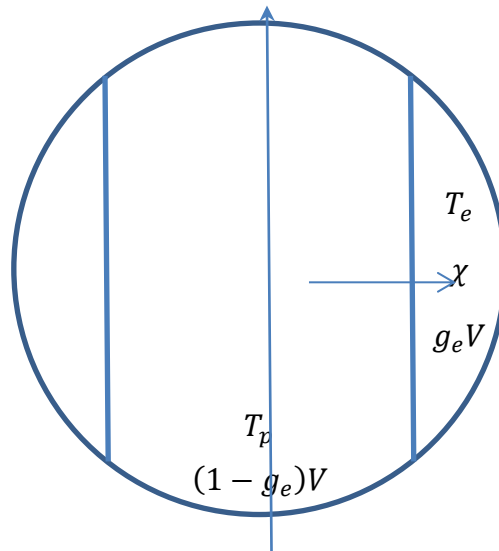


Figure E1.3 - Modèle à 2 zones

On veut calculer le coefficient global de transferts thermiques H_{int} à l'intérieur de la sphère.

On appelle $S_e = s_e S$ la surface de de la zone équatoriale, $S_p = (1 - s_e)S$ la surface de la zone polaire.

Les échanges thermiques

- à la surface S_e sont de type radiatif, la température du milieu ambiant est notée T_{ext} .
- la surface S_{int} ne présente pas de résistance de contact
- à la surface S_p sont de type radiatif, la température du milieu ambiant est notée T_{ext}

Les flux thermiques aux limites s'expriment par :

$$\varphi_e \cdot S_e = h_e \cdot S_e (T_e - T_{ext}) \text{ et } \varphi_p \cdot S_p = h_p \cdot S_p (T_p - T_{ext})$$

Le flux thermique échangé entre les 2 zones s'écrit :

$$\Phi_{int} = h_{int} \cdot S_{int} \cdot (T_e - T_p) = H_{int} \cdot (T_e - T_p)$$

Il est proportionnel à la conductivité thermique de la sphère :

$$\Phi_{int} = \left(-\kappa \frac{dT}{dn} \Big|_{S_{int}} \right) S_{int} \sim -\kappa \frac{T_e - T_p}{a + r_{int}} S_{int}$$

donc

$$H_{int} = -\kappa \frac{S_{int}}{a + r_{int}}$$

Le volume polaire est un cylindre de surface de base πr_{int}^2 et de hauteur l_{int} auquel viennent s'ajouter 2 calottes sphériques. Ainsi

$$(1 - g_e) \frac{4}{3} \pi a^3 = \pi r_{int}^2 \cdot l_{int} + \frac{\pi}{3} h^2 (3a - h) \text{ et } S_{int} = 2\pi r_{int} l_{int}$$

avec r_{int} et l_{int} proportionnel au rayon de la sphère et $h = \frac{1}{2}(2a - l_{int})$

Les calculs sont en annexe

$$S_{int} = 4\pi a^2 \cdot (1 - (g_e)^{2/3})^{1/2} (g_e)^{1/3} \text{ et } r_{int} = a \cdot (1 - (g_e)^{2/3})^{1/2}$$

On reporte cette expression dans l'équation de H_{int}

$$H_{int} = -\kappa \frac{4\pi a^2 \cdot (1 - (g_e)^{2/3})^{1/2} (g_e)^{1/3}}{a + a \cdot (1 - (g_e)^{2/3})^{1/2}}$$

$$H_{int} = -\kappa \frac{4\pi a \cdot (1 - (g_e)^{2/3})^{1/2} (g_e)^{1/3}}{1 + (1 - (g_e)^{2/3})^{1/2}}$$

$$\kappa = H_{int} \frac{1 + (1 - (g_e)^{2/3})^{1/2}}{4\pi a \cdot (1 - (g_e)^{2/3})^{1/2} (g_e)^{1/3}}$$

C'est cette dernière équation qui nous sert dans le chapitre 6 à calculer la conductivité thermique à partir du coefficient de transfert interne H_{int} fourni par le programme de post traitement des données.

Annexe E3 – Programme de post-traitement [ALA-2011]

```

%-----
% data_analysis
%-----
clc;
clear all;
Data2016;
idata=1;
lesmuopt=zeros(5,7);
dir=['./Data_2016/exp',num2str(idata),'/'];
load([dir,'temps.txt']);
load([dir,'Uc.txt']);
load([dir,'Te.txt']);
load([dir,'Tp.txt']);
load([dir,'Ieff.txt']);
%-----
% régulariser l'échantillonnage
%-----
dt=min(diff(temps));
temps_reg=(0:dt:max(temps));
Uc=interp1(temps,Uc,temps_reg);
Te=interp1(temps,Te,temps_reg);
Tp=interp1(temps,Tp,temps_reg);
Ieff=interp1(temps,Ieff,temps_reg);
temps=temps_reg;
%-----
clf
Input=Uc;
subplot(211),plot(temps,Te,'k','LineWidth',2);
epsilon=0.1*max(abs(Te));
ylim([min(Te)-epsilon max(Te)+epsilon]);
xlim([0 max(temps)]);
title('T_e','fontsize',18);
set(gca,'FontSize',14);
grid on;figure(gcf);
hold on;
plot(temps,Input*max(Te)/max(Input));
%-----
subplot(212),plot(temps,Tp,'k','LineWidth',2);
epsilon=0.1*max(abs(Tp));
ylim([min(Tp)-epsilon max(Tp)+epsilon]);
xlim([0 max(temps)]);
title('T_p','fontsize',18);
set(gca,'FontSize',14);
grid on;figure(gcf);
hold on;
plot(temps,Input*max(Tp)/max(Input));
%-----
%

```



```

N_tot=size(temps,1);
N_id=fix(N_tot/4);
nd=4;
dd_id=iddata([Te(1:N_id) Tp(1:N_id)],Input(1:N_id),dt);
dd=iddata([Te Tp],Input,dt);
M=n4sid(dd,nd);
yyy=sim(M,dd);
subplot(211);plot(temps,yyy.y(:,1),'r','LineWidth',2);hold on;
subplot(212);plot(temps,yyy.y(:,2),'r','LineWidth',2);hold on;
%-----
% Calcul des matrices Abar11, Abar12, Bbar1
%-----
global Abar11 Abar12 Bbar1
A=M.A;
B=M.B;
C=M.C;
T=[C;C*A];
Abar=T*A*inv(T);
Bbar=T*B;
Abar11=Abar(1:2,1:2);
Bbar1=Bbar(1:2);
Abar12=Abar(1:2,3:4);
Cbar=C*inv(T);
%-----
% calcul des profile de y et w
%-----
x0=[Te(1);Tp(1);Te(2);Tp(2)];
[yybar,xxbar]=dlsim(Abar,Bbar,Cbar,zeros(2,1),Input,zeros(size(x0)));
subplot(211),plot(temps,yybar(:,1),'b. ');
subplot(212),plot(temps,yybar(:,2),'b. ');
y=yybar;
w=xxbar(:,3:4);
id.y=y;id.w=w;id.Input=Input;id.Uc=Uc;id.Ieff=Ieff;
id.Abar11=Abar11;id.Abar12=Abar12;id.Bbar1=Bbar1;
id.dt=dt;
%-----
%%
options=optimset('display','iter');
% [mu_opt,fval]=fminunc(@compute_ls,[0;1;0;1;1.0],options,id);
mu0=[0.1;0.2;0.3;0.4;0.5];
mu_min=mu_nom(idata,:)-0.5*ones(size(5,1));
mu_max=mu_nom(idata,:)+0.5*ones(size(5,1));
[mu_opt,fval]=fmincon(@compute_ls,mu0,[],[],[],[],mu_min,mu_max,@contraintes,options
,id);
Bi=-(2+mu_opt(1)/mu_opt(2)+mu_opt(4)/mu_opt(3))
se=-(1+mu_opt(1)/mu_opt(2))/Bi
hint_x_mu5=mu_opt(2)
Cp_x_mu5=1+mu_opt(2)/mu_opt(3)
ge=1/Cp_x_mu5
%-----

```

```

%%
ng=100000;
alpha=rand(1,ng);
lesmu=mu_min*ones(size(alpha))+(mu_max-mu_min)*alpha;
[lesCp,lesse,lesge,lesHint,lesBi]=coeff_physic(lesmu);
[Cp0,se0,ge0,Hint0,Bi0]=coeff_physic(mu0);
disp('-----');
disp('The bounds on the physical variables with the obtained solution');
disp('-----');
disp(['initial o btained'])
disp([Cp0 Cp_x_mu5;se0 se;ge0 ge;Hint0 hint_x_mu5;Bi0 Bi])
disp('-----');
disp('The bounds on the components of mu with the obtained solution');
disp('-----');
disp([' min max initial obtained'])
disp([mu_min mu_max mu0 mu_opt ])
%%

```

Data2016.m

```

P=[103.250;103.339;108.790;115.790;103.231;108.233;112.660];
se=[0.5;0.5;0.5;0.5;0.5;0.5;0.5];
ge=[0.6;0.6;0.6;0.6;0.6;0.6;0.6];
Hint=[1.15;1.15;1.15;1.15;1.148;1.148;1.148];
Hext=[0.23;0.227;0.233;0.243;0.240;0.244;0.248];
Bi=[0.199;0.198;0.202;0.211;0.209;0.213;0.216];
Cp=[2.19;2.19;2.19;2.19;2.15;2.15;2.15];
%-----
mu_nom=[...
-0.965880  0.878437  1.317656  -1.448821  0.761522;
-0.964874  0.878437  1.317656  -1.447311  0.761522;
-0.967277  0.878437  1.317656  -1.450916  0.761522;
-0.971030  0.878437  1.317656  -1.456546  0.761522;
-0.981521  0.888575  1.332863  -1.472282  0.773574;
-0.983245  0.888575  1.332863  -1.474867  0.773574;
-0.984585  0.888575  1.332863  -1.476877  0.773574];
%-----

```

compute_ls.m

```

function [Res_norm,mup_hat,Phi]=compute_ls(mu,id)
Abar11=id.Abar11; Abar12=id.Abar12;Bbar1=id.Bbar1;
dt=id.dt;Uc=id.Uc;I=id.Ieff;y=id.y;w=id.w;Input=id.Input;
nL=size(y,1);
Gam=zeros(2*nL,1);
Am=[mu(1) mu(2);mu(3) mu(4)];
Bm=[mu(5);0];
[Amd,Bmd]=c2d(Am,Bm,dt);
Phi=[I Uc I.^2 Uc.^2 I.*Uc];
%Phi=[Uc.^2];

```

```

nmup=size(Phi,2);
Psi=zeros(2*nL,nmup);
for k=1:nL,
    ind=2*(k-1)+1:2*k;
    Psi(ind,:)=Bmd*Phi(k,:);
    Gam(ind)=(Abar11-Amd)*(y(k,:))'+Abar12*(w(k,:))'+Bbar1*Input(k);
end
[mup_hat,Res_norm]=lsqlin(Psi,Gam);
Res_norm=Res_norm/(2*nL);
return

```

contraintes.m

```

function [cineq,ceq]=contraintes(mu,id)
    Bi=-(2+mu(1)/mu(2)+mu(4)/mu(3));
    se=-(1+mu(1)/mu(2))/Bi;
    Hint=mu(2);
    Cp=1+mu(2)/mu(3);
    ge=1/Cp;
    %
    cineq=[se-1;-se+0.2;ge-1;-ge+0.2];
    ceq=[];
end

```

coeff_physic.m

```

function [Cp,se,ge,Hint,Bi]=coeff_physic(lesmu)
nmu=size(lesmu,2);
Cp=zeros(nmu,1);
se=zeros(nmu,1);
ge=zeros(nmu,1);
Hint=zeros(nmu,1);
Bi=zeros(nmu,1);
for i=1:nmu,
    mu=lesmu(:,i);
    Bi(i)=-(2+mu(1)/mu(2)+mu(4)/mu(3));
    se(i)=-(1+mu(1)/mu(2))/Bi(i);
    Hint(i)=mu(2);
    Cp(i)=1+mu(2)/mu(3);
    ge(i)=1/Cp(i);
end
end

```

Annexe F – Résultats des essais expérimentaux

Annexe F.1 – Installation 1 avec un barreau de Niobium

Tableau F1.1 - Valeurs moyennes mesurées par Schetelat [SCH2009].

date	$\langle I_{eff} \rangle (A)$	$std(I_{eff})(A)$	$f (kHz)$	$\langle T_e \rangle (°C)$	$\langle T_p \rangle (°C)$
2011	153,78	14,5	92,2	901,7	741,9
	157,78	15,1	92,2	930,9	760,3
	162,51	13,5	92,2	972,2	788,1
	165,64	12,4	92,1	1003,9	808,8
	172,02	13,9	92,1	1048,8	835,6
	181,15	14,4	92,0	1101,4	866,7
	195,41	13,1	91,9	1175,0	912,1
	208,29	13,9	91,9	1238,6	942,6

Tableau F1.2 - Valeurs moyennes mesurées lors des essais du 28 -11-2013.

Date/heure	$\langle I_{eff} \rangle (A)$	$std(I_{eff})(A)$	$f (kHz)$	$\langle T_e \rangle (°C)$	$\langle T_p \rangle (°C)$
28-11-13 11 :42	176,26	11,40	87,8	1000,1	739,1
	176,12	11,39	87,8	995,6	736,4
	176,05	11,38	87,8	991,1	735,5
	175,95	11,40	87,8	985,4	733,8
	175,99	11,39	87,8	980,3	732,7
	199,72	12,92	87,7	1120,9	806,2
	199,79	12,88	87,7	1133,6	809,1
	199,87	12,84	87,7	1134,9	809,1
	199,97	12,83	87,7	1134,1	808,7

Annexe F.2 - Installation 1 avec une sphère de Nickel**Tableau F2 .1** - Valeurs moyennes mesurées (essai du 20-12-2013).

Date/heure	$\langle I_{eff} \rangle (A)$	$std(I_{eff})(A)$	$f (kHz)$	$\langle T_e \rangle (°C)$	$\langle T_p \rangle (°C)$
20-12-13 13 : 11	103,54	7,84	87,6	909,8	906,2
	110,81	8,51	87,6	953,4	949,1
	114,74	8,6	86,9	1079,3	1072,5
	130,81	9,8	86,8	1165,8	1157,3

Tableau F2 .2 - Valeurs moyennes mesurées (essais des 10 et 28 -02-2014).

Date/heure	$\langle I_{eff} \rangle (A)$	$std(I_{eff})(A)$	$f (kHz)$	$\langle T_e \rangle (°C)$	$\langle T_p \rangle (°C)$
10-2-14 16 : 54	109,48	8,59	87,6	961,0	956,5
	107,85	8,08	87,5	1035,1	1034,0
28-2-14 17 : 28	111,84	8,71	87,5	1059,7	1058,7
	119,50	9,26	87,5	1102,8	1102,2
	122,92	9,24	87,5	1121,6	1121,2

Annexe F.3 – Installation 2 avec une goutte de Nickel

Essai du : 10-06-201 à 14h48mn57s Sans charge

Buts

- Afin de voir si l'existence d'un champ DC influence la forme du courant inducteur nous avons réalisé un essai sans charge.
- Inducteur 5 de fusion (5F)

Tableau synthétique

U_c (V)	B_{DC} (T)	t_{ini} - t_{fin} (s)	$\langle I_{eff} \rangle$ (A)	std(I_{eff})	f (Hz)	std(f)
0 à 2,5	0	3,5-6,5				
2,5	0	6,5-145	432	0,7 (0,15%)	151601	7 (0,004%)
2,5	0->1	145-750	433	0,4 (0,1%)	151625	6.5 (0,004%)
2,5	1	750-900	432	0,2 (0,05%)	151621	4 (0,0025%)
2,5	1->0,965	900-921	432	0,2 (0,05%)	151619	4 (0,0025%)

Figures

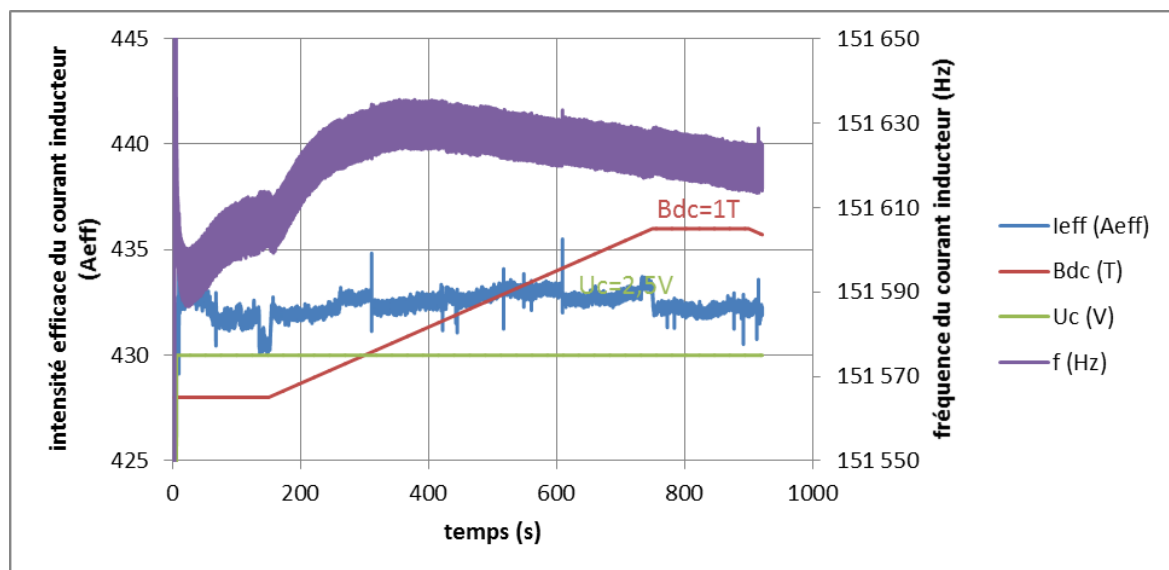


Figure 10-06-14h48 - 1 - Effet de la superposition d'un champ DC (en rouge) au champ de lévitation (tension de contrôle en vert) - Variation temporelle de l'intensité du courant inducteur(en bleu) et de la fréquence (en violet) et – inducteur 5 – sans charge.

F3 - Essai du 11-06-2015 à 10h20mn37s Avec charge

Charge 1 : Masse initiale =4,2 g ; masse finale = 3,6 g (perte de masse = 15 %)

Tableau synthétique

Uc (V)	B _{DC} (T)	tini-tfin (s)	<I _{eff} > (A)	std(I _{eff})	T _p (°C)	std(T _p)	T _e (°C)	std(T _e)
0->2,5	0	36,5-39						
2,5	0	39-348	443	1,6 (0,35%)				
2,5	0	150 – 348			2042	3,1 (0,15%)	2064	3,3 (0,16%)
2,5	0->1	348-948						
2,5	1	948-1420	450	3,1 (0,7%)	2037	4,7 (0,23%)	2059	4,6 (0,22%)
2,5	1->0	1420-2020						
2,5	0	2020-2032						
2,5->0	0	2032-2057						
0	0	2057-2070						

Remarque : Projections de la goutte de Nickel (vers 1900 °C) pendant l'expérience sans champ continu DC. L'instant de cet incident n'a pas été noté.

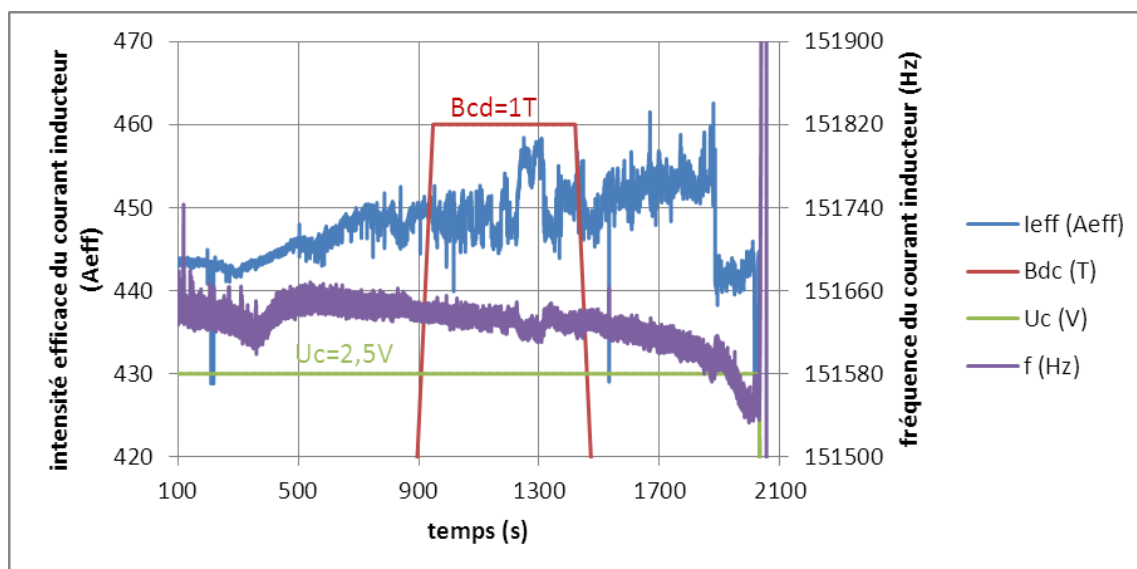
Figures

Figure 11-06-10h20 - 1 - Zoom sur la période intéressante de l'essai.

F3 - Essai du : 11-06-2015 Heure : 11h46mn14s Avec charge - répétabilité

But : Tester la reproductibilité par rapport à l'essai de 10h20.

Charge 2 : Masse initiale = 4,2 g ; masse finale = 3,7 g (perte de masse 13%)

Tableau synthétique

Uc (V)	B _{DC} (T)	tini-tfin (s)	<Ieff> (A)	std(Ieff)	T _p (°C)	std(T _p)	T _e (°C)	std(T _e)
0- >2,5	0	4,25 à 7,5						
2,5	0	7,5 - 120	432	1,6 (0,35%)				
2,5	0	120-570			2026	6,7 (0,3%)	2057	6,4 (0,3%)
2,5	0->1	570 à 1115						
2,5	1	1115,5 à 1250	458	2,6 (0,6%)	2030	2,03 (0,1%)	2070	2,5 (0,12%)
2,5	1->0	1250 à 1795						
2,5	0	1795 à 1806	468	0,7 (0,15%)	2033	1,52 (0,07%)	2071	2,75 (0,1%)
0- >2,5	0	1806 à 1836						
0	0	1836-1892						

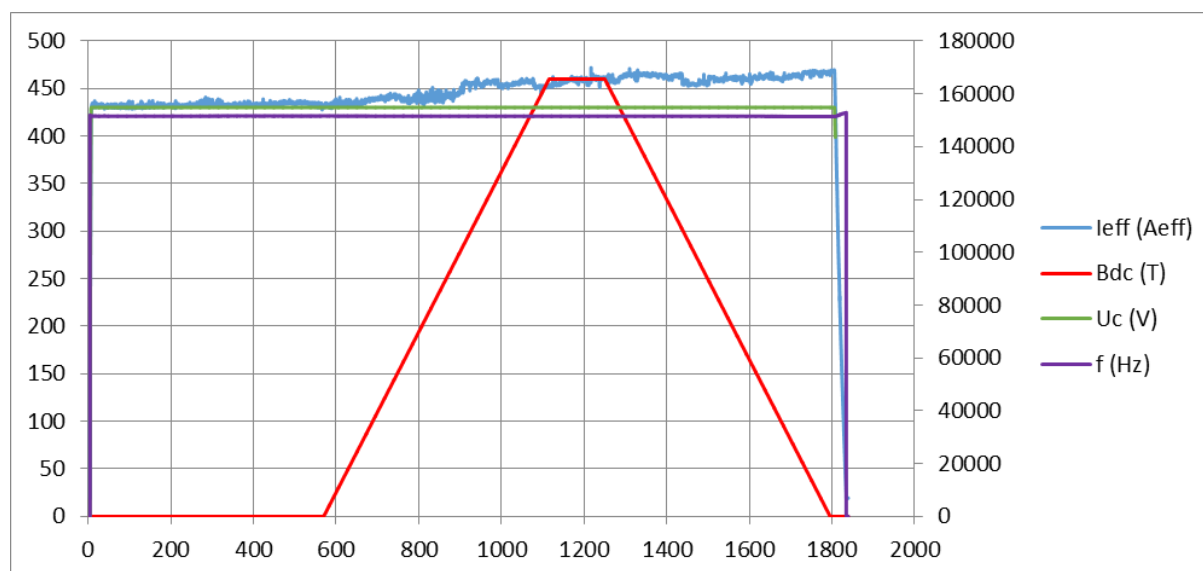
Figures


Figure 11-06-11h46-1 - Forme de l'essai sans les mesures de températures.

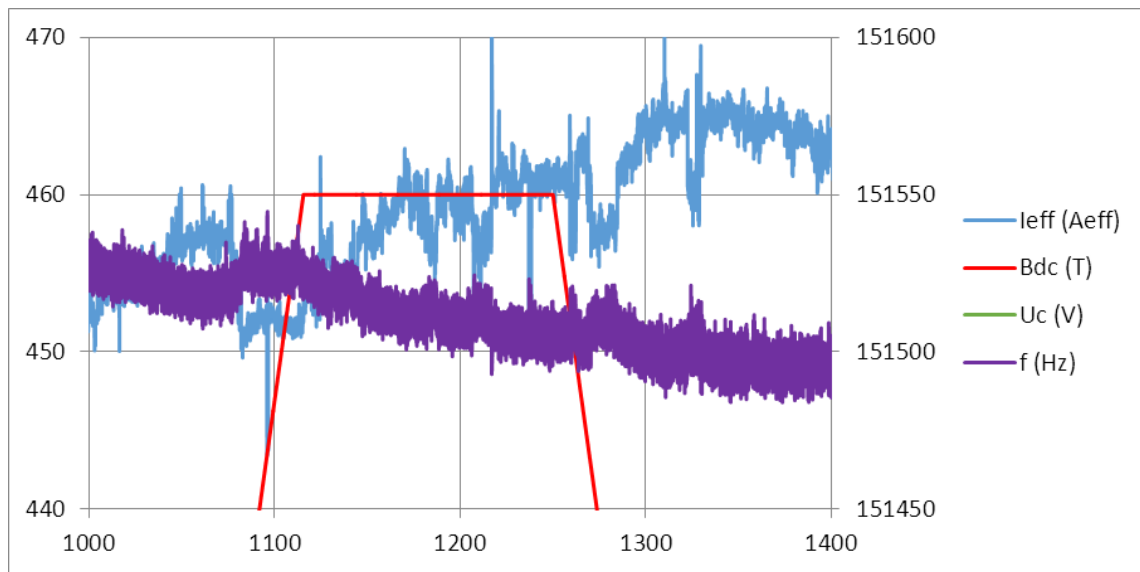


Figure 11-06-11h46-2 - Zoom sur la partie la plus intéressante de l'essai sans les mesures de températures ($U_c=2,5V$).

F3 - Essai du 17-06-2015 à 15h32mn42 Avec charge

Charge 3 : Masse de la bille initiale = 3,93 g ; masse finale = 3,56 g (perte de masse 10 %)

Tableau de synthèse

Uc (V)	B _{DC} (T)	tini-tfin (s)	<I _{eff} > (A)	std(I _{eff})	T _p (°C)	std(T _p)	T _e (°C)	std(T _e)
0	0	0-360						
0->2,5	0	360-364						
2,5	0	460-700	447	0,8 (0,2%)	2095	5 (0,25%)	2115	6,5 (0,3%)
2,5	0 -> 0,5	700-1000						
2,5	0,5	1003-1250	453	1,3 (0,3%)	2052	3 (0,15%)	2078	3 (0,15%)
2,5 -> 2,7	0,5	1250-1260						
2,7	0,5	1262-1422	505	8 (1,5%)	2131,5	9,5 (0,45%)	2163	9,5 (0,45%)

Note 1 : Le générateur a peiné à démarrer.

Note2 : Ce jour-là l'inducteur 5 c'est abimé.

Figures

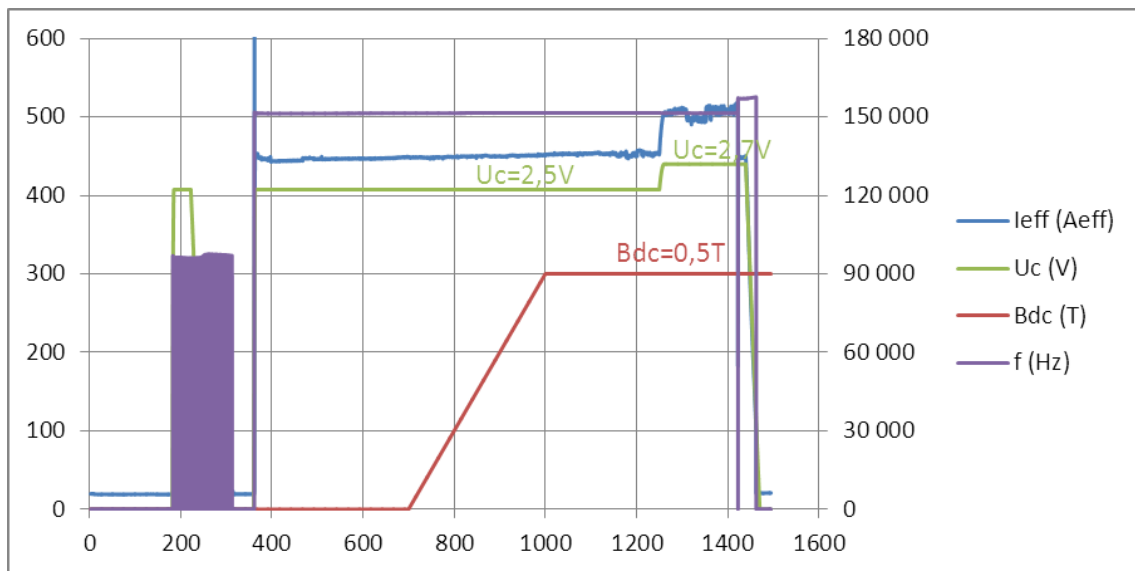


Figure 17-06-15h32-1 - Tracé de l'essai

F3 - Essai du 30-06-2015 à 15h20mn55s Avec charge
--

Conditions de l'essai :

- Réglage des pyromètres : E-slope = 1,06
- Inducteur 6
- **Charge 4** : Masse de Nickel initiale = 3,61 g ; masse finale = 3,52 g (perte de masse 2,5 %)

Visuellement, la bille est déstabilisée dans un plan horizontal. C'est l'expérimentateur sur la structure qui le dit.

Tableau synthétique

Uc (V)	B _{DC} (T)	tini-tfin (s)	<I _{eff} > (A)	sdt(I _{eff})	T _p (°C)	sdt(T _p)	T _e (°C)	sdt(T _e)
0->2,5	0	27-31						
2,5	0	150-350	429,5	1,2 (0,3%)	1752	5,8 (0,3%)	1798	2,8 (0,16%)
2,5	0 -> 0,5	350 - 650						
2,5	0,5	650-925	425	2 (0,5%)	1742	13 (0,7%)	1788	4,3 (0,2%)
2,5 -> 2,6	0,5	920-930						
2,6	0,5	946-1120	440	0,4 (0,1%)	1749	12,6 (0,7%)	1798	3,5 (0,2%)
2,6 -> 2,7	0,5	1122-1132						
2,7	0,5	1160-1400	456	0,7 (0,15%)	1763	13 (0,75%)	1814	3,7 (0,2%)
2,7 -> 2,8	0,5	1410-1420						
2,8	0,5	1440-1660	470	1,8 (0,4%)	1773	13,5 (0,75%)	1827	4 (0,2%)
2,8	0,5 -> 0	1660-1960						
2,8	0	1960-1985	464	0,7 (0,1%)	1767,5	9,3 (0,5%)	1822	3,4 (0,2%)
2,8 -> 0	0	1985-2016						

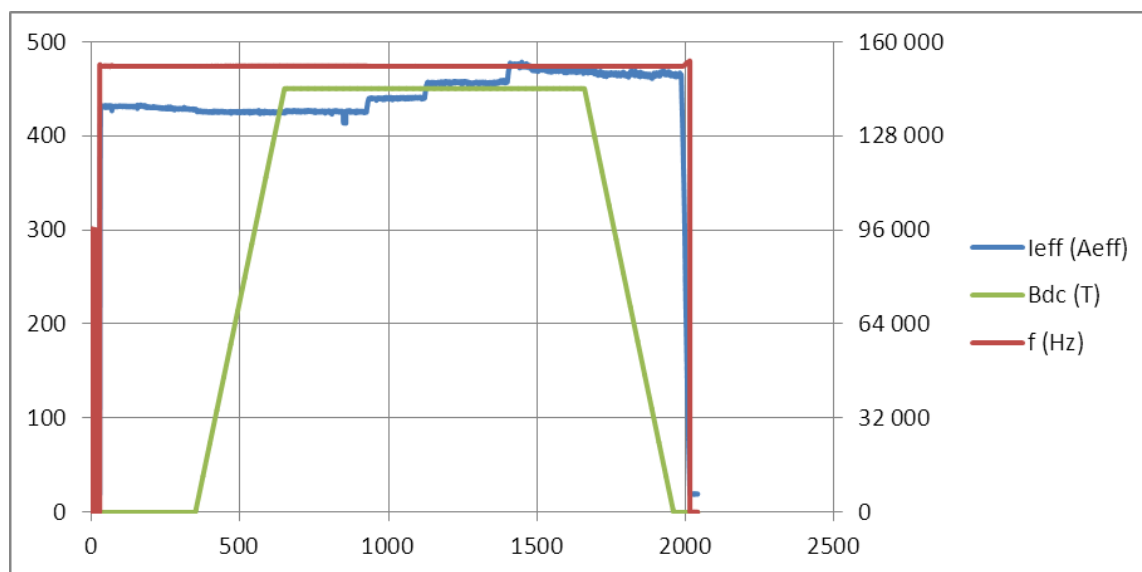
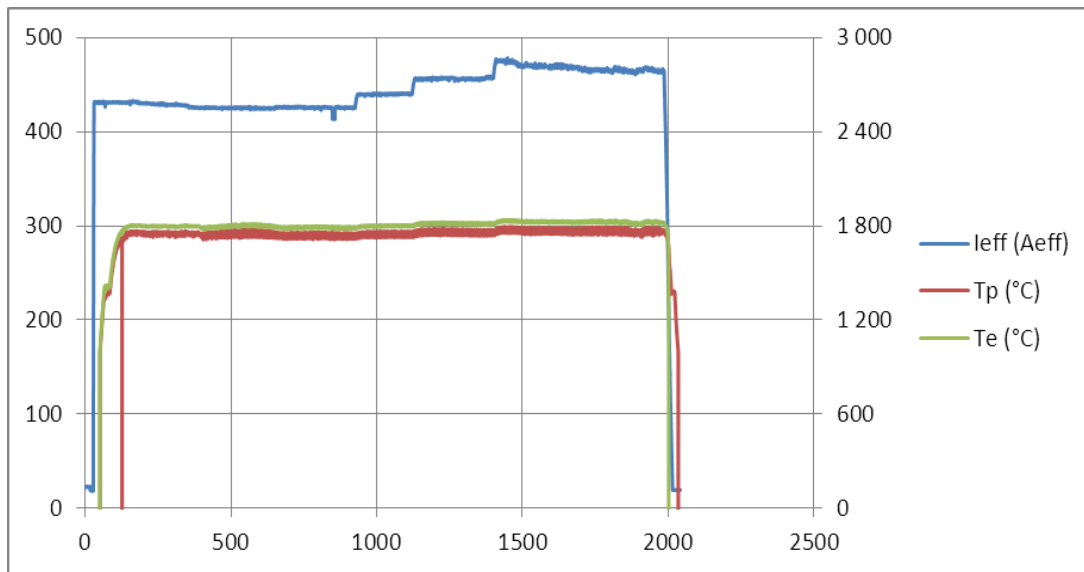
Figures

Figure 30-06-15h30-1 - Enregistrement du courant, de fréquence et du champ continu.**Figure 30-06-15h30-2** - Enregistrement du courant et des températures.

Commentaires

Les écarts types (même les écarts types relatifs) augmentent avec la tension de consigne.

Il semble que, lorsqu'on augmente le courant inducteur en présence du champ magnétique DC, les fluctuations augmentent.

Le palier $U_c = 2,8$ V présente de nombreuses irrégularités.

F3 - Essai du 02-07-2015 à 09h55mn26s Avec charge
--

Conditions de l'essai :

- Réglage des pyromètres : fonction match
- Inducteur 6
- **Charge 5** : Masse Nickel initiale = ??? g ; masse Nickel finale = 3,42 g

On doit relancer 4 fois le générateur

Le stagiaire (Lucas) est monté sur la structure vers 800 s

Dans le tableau, les moyennes et écarts types sont calculés pour une charge thermalisée la colonne « durée = tini-tfini » est l'intervalle de calcul (entre parenthèse l'intervalle correspondant au palier de ddp).

Tableau synthétique

Uc (V)	B _{DC} (T)	tini-tfini (s)	<I _{eff} > (A)	std(I _{eff})	T _p (°C)	std(T _p)	T _e (°C)	std(T _e)
2,5	0	370-460 (273-460)	441	0,4 (0,1%)	1839	8,9 (0,5%)	1844	9,5 (0,5%)
2,6	0	480-602 (480-602)	460	0,5 (0,1%)	1860	6,6 (0,35%)	1867	7 (0,35%)
2,7	0	630-750 (610-750)	483	0,5 (0,15%)	1875	5,4 (0,3%)	1883	6 (0,3%)
2,8	0	790-920 (770-920)	504	0,7 (0,13%)	183	2,7 (0,15%)	1900	3,3 (0,2%)
2,9	0	950-1085 (932-1088)	531	0,4 (0,08%)	1926,5	2 (0,1%)	1933	2,5 (0,15%)

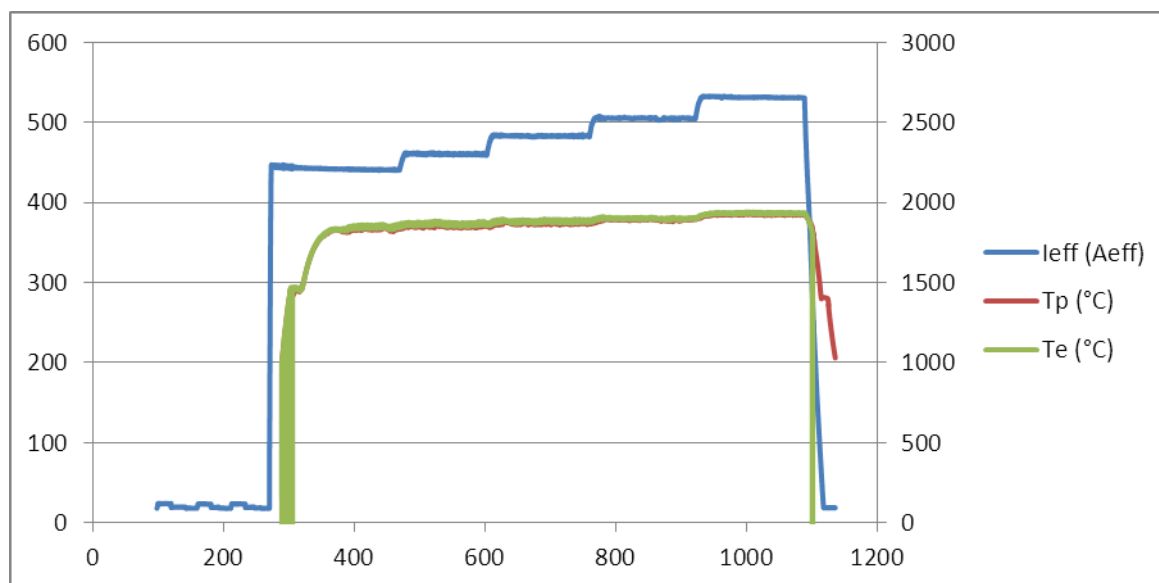
Figures

Figure 02-07-09h55-1 - Tracé de l'essai

F3 - Essai du 02-07-2015 à 10h44mn41s Avec charge**Conditions de l'essai :**

- Réglage des pyromètres : fonction match
- Inducteur 6
- **Charge 6** : Masse du Nickel initiale = 3,53 g ; masse finale = 3,175 g (perte de masse = 10%).

Le stagiaire est monté à diverses reprises sur la structure (vers 560, 800 s, 4700 s et aussi à d'autres instant qui n'ont pas été notés.

Scénario

Voir la figure 02-07-10h44-1.

Lors de la dernière descente de U_c (V), on retrouve le palier de solidification à 1445°C mais l'enregistrement n'est pas suffisamment long.

La fréquence moyenne de ces essais est de 151180 Hz avec un écart type de 56 Hz (soit 0,04%).

Dans le tableau suivant, les moyennes et écarts types sont calculés lorsque la charge est thermalisée. La colonne « durée » est l'intervalle de ce calcul (entre parenthèse l'intervalle correspondant au palier de ddp U_c (V) et de B_{DC} (T).

Tableau synthétique (sans modulation du courant)

U_c (V)	B_{DC} (T)	tin-tfin (s)	$\langle I_{eff} \rangle$ (A)	std(I_{eff})	T_p (°C)	std(T_p)	T_e (°C)	std(T_e)
2,5	0	175-385	442	0,9 (0,2%)	1858	7 (0,35%)	1864	7 (0,4%)
2,5	0->0,5	385-985						
2,5	0,5	650-950	441	0,6 (0,13%)	1838	7 (0,4%)	1841	8,5 (0,5%)
2,6	0,5	1010-1290	458	0,8 (0,2%)	1860	6,(0,3%)	1867	7 (0,4%)
2,7	0,5	1312-1640	479	0,9 (0,2%)	1879	6,4 (0,35%)	1888	7 (0,4%)
2,8	0,5	1650-1980	501	0,6 (0,1%)	1897	6,5 (0,35%)	1906	7,5 (0,4%)
2,9	0,5	2000-2300	533	4,25 (0,8%)	1930	8 (0,4%)	1941	8,8 (0,45%)
2,9	0,5->0	2300-2600						
2,9	0	2650-2760	527	1,29 (0,2%)	1916	3 (0,15%)	1927	3 (0,15%)
2,8	0	2800-2900	497	0,7 (0,14%)	1878	4,2 (0,2%)	1888	4,8 (0,2%)
2,7	0	2920-3045	474	0,7 (0,14%)	1864	7 (0,35%)	1873	5,8 (0,3%)
2,6	0	3080-3210	456	0,6 (0,13%)	1847	6 (0,3%)	1855	5 (0,3%)
2,5	0	3240-3450	441	0,3 (0,1%)	1836	7 (0,4%)	1840	7 (0,4%)
2,5	0->1	3450-4050						
2,5	1	4050-4200	442	0,2 (0,04%)	1809	1,3 (0,07%)	1809	1,4 (0,08%)
2,6	1	4250-4400	458	0,2 (0,05%)	1816	1,3 (0,07%)	1823	1,45 (0,08)
2,7	1	4430-4520	478	0,6 (0,1%)	1834	0,9 (0,05%)	1844	1,2 (0,06%)
2,8	1	4550-4615	501	0,6 (0,1%)	1859	1,8 (0,09%)	1871	2,4 (0,13%)
2,9	1	4730-4833	538	0,5 (0,08%)	1874	4 (0,2%)	1882	6,5 (0,32%)
2,9	1->0	4833-5433						
2,9	0	5433-5479	537	0,9 (0,2%)	1879,5	2,16 (0,1%)	1892	2,7 (0,15%)

Premiers constats

C1 : La fréquence peut être considérée comme constante et égale 151180,5 Hz.

Figures

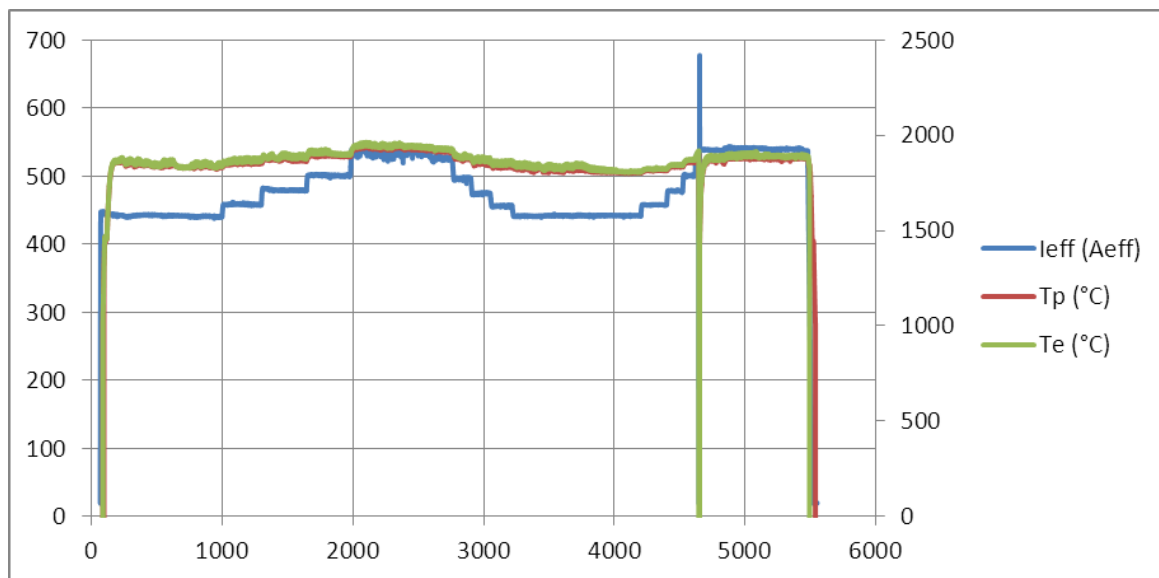


Figure 02-07-10h44-1 - Scénario complet de l'essai.

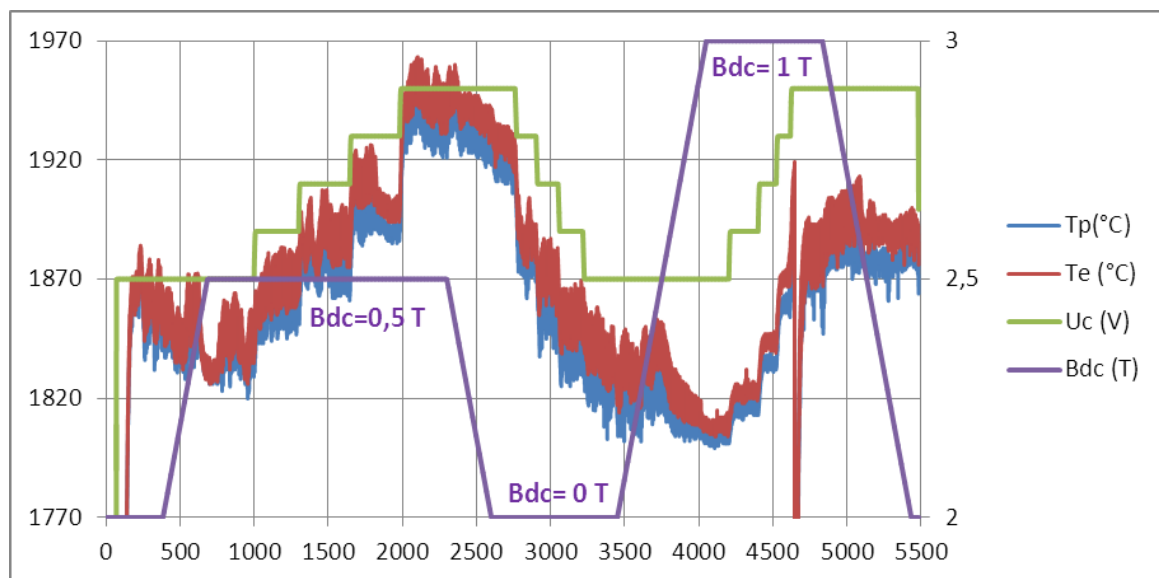


Figure 02-07-10h44-2 - Zoom sur la partie intéressante de l'essai. Les valeurs moyennes de différents plateaux et l'écart type correspondant (qui mesurent l'amplitude des variations temporelles des valeurs mesurées) sont portés dans le tableau synthétique.

F3 - Essai du 02-07-2015 à 16h10mn30s Avec charge Avec modulation
--

Conditions de l'essai :

- Réglage des pyromètres : fonction match
- Inducteur 6
- **Charge 7** : Masse du Nickel initiale = 3,53 g ; masse finale = 3,437 g (perte de masse = 3 %)
- Le champ magnétique DC est mis en route à partir de $t = 675$ s (pente 0,1T/min)

Scénario

Pentes de montée et de descente de U_c avec modulation. Voir la figure 02-07-16h10-1.

Les paliers en descente sont faits avec $B_{DC}=1$ T.

Dans le tableau suivant, les moyennes et écarts types sont calculés lorsque la charge est thermalisée. La colonne « durée = $t_{ini}-t_{fin}$ » est l'intervalle de ce calcul.

Tableau synthétique

U_c (V)	B_{DC} (T)	M ?	$t_{ini}-t_{fin}$ (s)	$\langle I_{eff} \rangle$ (A)	std(I_{eff})	T_p (°C)	std(T_p)	T_e (°C)	std(T_e)
0 à 2,5	0	N							
2,5	0	N	330- 675	449	2,3 (0,5%)	1853	8,6 (0,5%)	1890	7,5 (0,4%)
2,5	0 à 1	N	675-1275						
2,5	1	N	1275-1444	445,5	1,6 (0,35%)	1813	7 (0,35%)	1867	6 (0,3%)
			le courant moyen passe de 447 À 444,4 Aeff (pourquoi?)						
2,5	1	3%	1445-1690	443	19,5 (4,3%)	1804	5,5 (0,3%)	1862	6,5 (0,35%)
2,5	1	N	1690 1750	444	0,3 (0,06%)	1796	4,15 (0,2%)	1856	4,1 (0,2%)
2,5	1	4%	1750-1995	443	24,5 (5,5%)	1796	6 (0,35%)	1857	7,2 (0,4%)
2,5	1	N	1995-2023	443	0,9 (0,1%)	1787	2,8 (0,15%)	1850	2 (0,1%)
2,5 à 2,6	1	N	2024-2034						
2,6	1	N	2034-2152	468	0,3 (0,06%)	1815	3 (0,02%)	1881	3 (0,02%)
			20 secondes de mise en température						
2,6	1	5%	2152-2397	466	30 (6,4%)	1815	7 (0,4%)	1882	8 (0,4%)
2,6	1		2397-2431	468	0,6 (0,1%)	1810	2 (0,1%)	1879	1,9 (0,09%)
2,6 à 2,7	1	N	2432-2441						
2,7	1	N	2480-2650	490	1 (0,2%)	1845	5 (0,3%)	1918	3 (0,15%)
			40 secondes de mise à la température						
2,7	1	5%	2651-2896	488	29 (6%)	1844	9 (0,5%)	1919	9,5 (0,5%)
2,7	1	N	2896-3000	489,5	0,9 (0,2%)	1849	3 (0,15%)	1925	2 (0,1%)
2,7	1 à 0	N	3000-3600						
2,7	0	N	3600-3623	489	1 (0,2%)	1874	3 (0,15%)	1957	2,3 (0,1%)

Premiers constats

C1 : La fréquence peut être considérée comme constante et égale 151209 Hz. (figure 02-07-16h10)

C2 : Pendant ces essais la masse de la charge passe de 3,53 à 3,437 g.

Figures

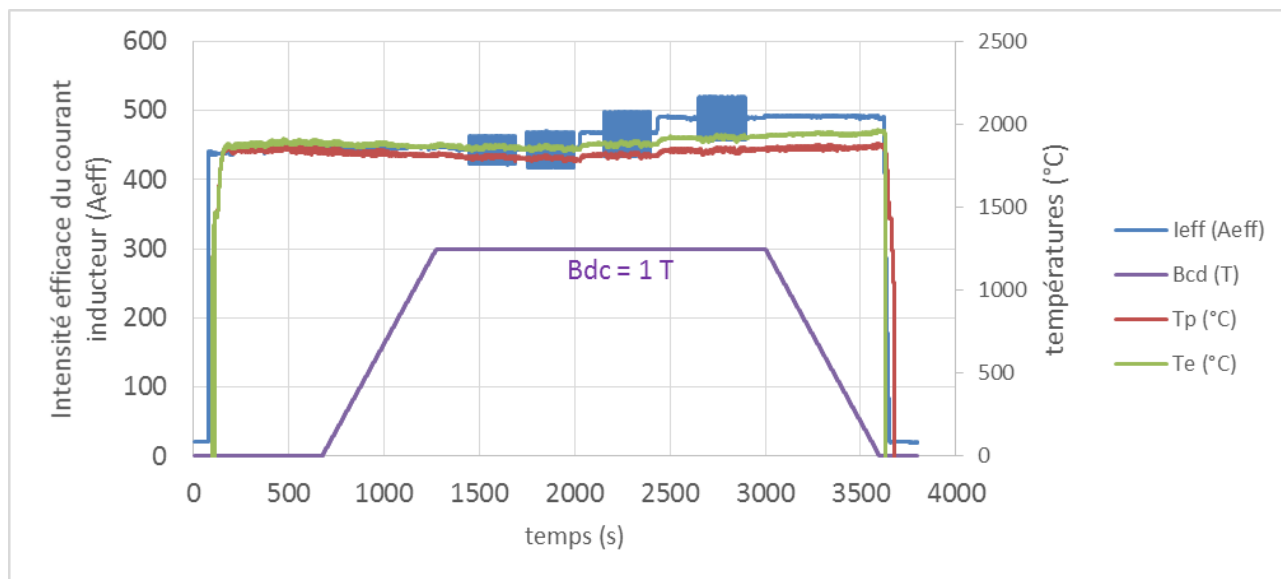


Figure 02-07-16h10-1 - Scénario complet de l'essai.

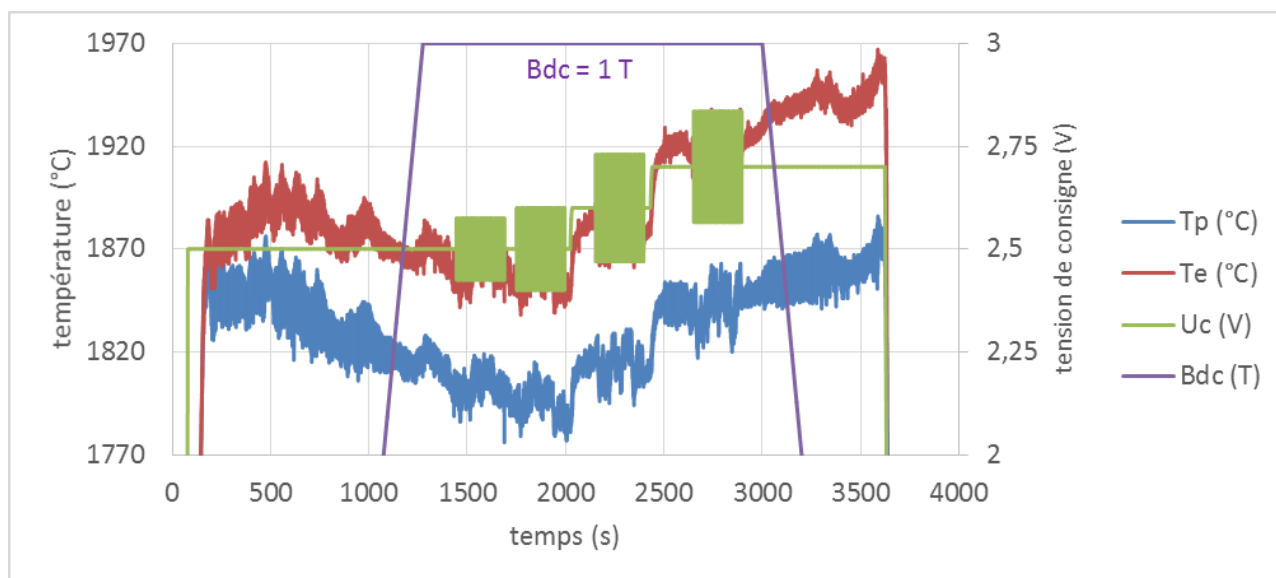


Figure 02-07-16h10-2 - Zoom sur la partie intéressante de l'essai ; l'écart entre les températures polaires et équatoriales est supérieur à celui de l'essai de 10h44. Notamment la température polaire mesurée est basse (effet du flux d'argon ou réalité).

F3 - Essai du : 02-07-2015 à 11h48mn25s Avec charge Avec modulation**Conditions de l'essai :**

- Réglage des pyromètres : fonction match
- Au début de chaque essai le réticule est réglé.
- Le spot de Te n'est jamais parfaitement centré sur l'équateur.
- Tp ne présente pas ce problème
- Inducteur 6
- **Charge 8** : Masse Nickel initiale = 3,475 g ; masse finale = 3,374 g (perte de masse = 3 %)
- Nous avons dû lancer le générateur 3 fois pour qu'il accepte d'osciller (début des mesures intéressantes à t = 130 s)
- C'est dans le miroir que l'on voit le mieux les oscillations de la charge.
- Dans les pyromètres l'image est inversée, il est donc difficile de reconstituer le réel à partir de ce que l'on voit.

Dans le tableau suivant, les moyennes et écart types sont calculés lorsque la charge est thermalisée. La colonne « tini-tfin » est l'intervalle de ce calcul.

Tableau synthétique

Uc(V)	B _{DC} (T)	M ?	tini-tfin	<I _{eff} >(A)	std(I _{eff})	T _p (°C)	std(T _p)	Te(°C)	std(Te)
0 à 2,5	0	N							
2,5	0	N	235-330	442	0,6 (0,15%)	1856	7,5 (0,4%)	1860	5 (0,3%)
2,5	0 à 1	N	330-930	441	0,9 (0,2%)	1845	10 (0,5%)	1849	??(0,5%)
2,5	1	N	930-1201	440	3 (0,65%)	1830	10 (0,55%)	1835	10 (0,5%)
2,5	1	5%	1201- 1446	443	29 (0,65%)	1843	5,5 (0,3%)	1850	6,5 (0,35%)
2,5	1	N	1446- 1490	441	0,4 (0,08%)	1832	3 (0,1%)	1841	3 (0,015%)
2,5 à 2,6	1	N	1490- 1500						
2,6	1	N	1520- 1631	467	0,4 (0,08%)	1856	3 (0,015%)	1868	2 (0,01%)
2,6	1	5%	1631- 1876	465	30 (6,5%)	1856	7 (0,4%)	1869	8 (0,4%)
2,6	1	N	1876- 1900	466	0,45 (0,1%)	1847	2 (0,1%)	1862	2 (0,1%)
2,6 à 2,7	1	N	1901- 1910						
2,7	1	N	1940- 2011	489	,1%)	1880	6 (0,3%)	1898	4 (0,2%)
2,7	1	5%	2011- 2256	479	31 (6,5%)	1866	14 (0,7%)	1883	14 (0,75%)
2,7	1	N	2256- 2290	470	3 (0,7%)	1846	3,5 (0,2%)	1865	2,5 (0,15%)
2,7 à 0	1	N	2290- 2321						
2,7	1	5%	2011- 2100	490	32 (6,5%)	1879	7,5 (0,4%)	1896	8 (0,4%)
2,7	1	5%	2100- 2256	472	29 (6%)	1859	11 (0,6%)	1876	11.5 (0,6%)

Premiers constats

C1 : La fréquence peut être considérée comme constante et égale 151291 Hz (à 30 Hz près).

C2 : Le palier de modulation à U_c=2,7 V présente un saut d'intensité moyenne. A t = 2100 s cette intensité passe brusquement de 490 ampères à 472 ampères. Pas d'explication.

C3 : les 2 pyromètres reproduisent le palier de fusion.

Des oscillations peuvent être dues à l'expérimentateur qui monte sur la structure pour voir par le réticule du pyromètre. On note cette présence à 330 s. Pas de présence d'expérimentateur sur le bâti pendant les paliers de modulation.

Figures

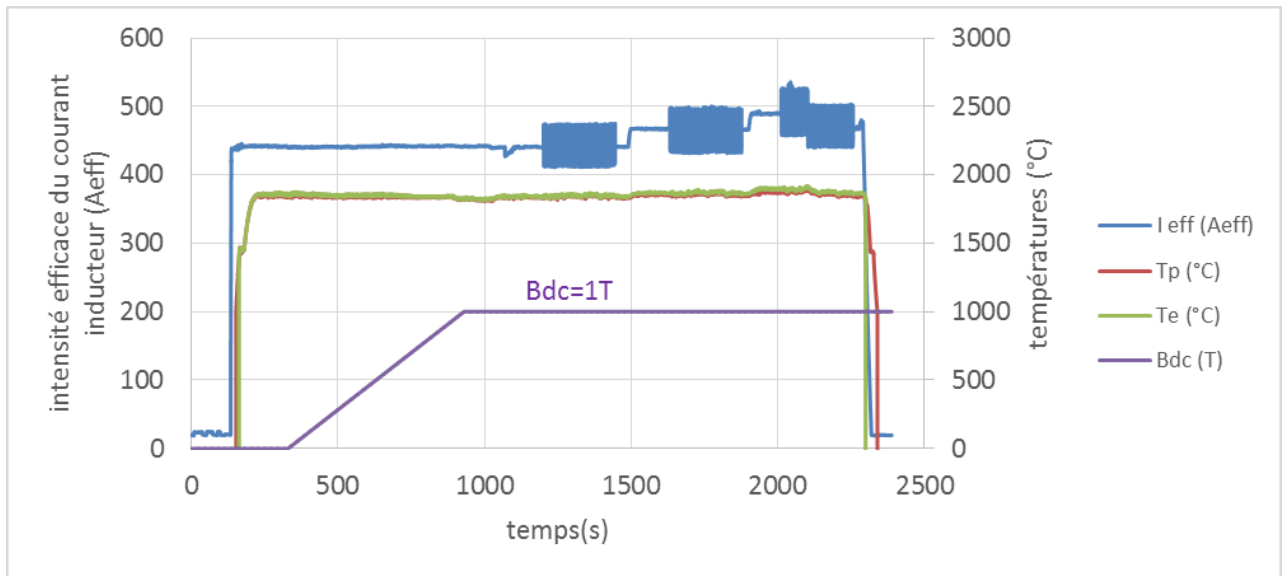


Figure 02-07-17h48-1 - Scénario complet de l'essai.

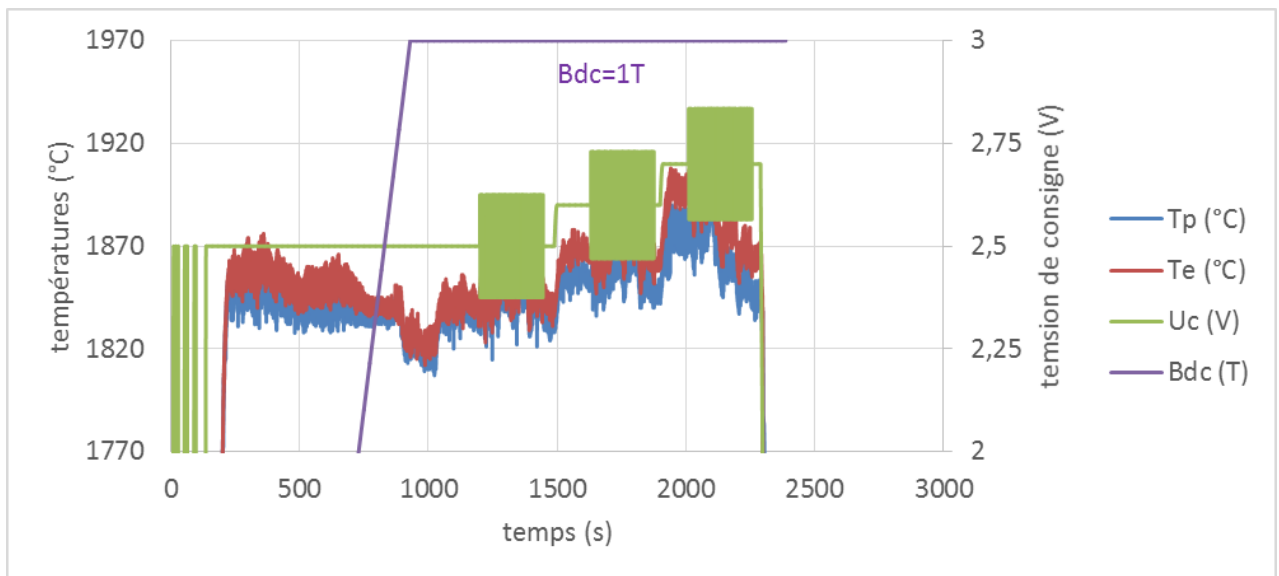


Figure 02-07-17h48-2 - Zoom sur la partie intéressante de l'essai. La température polaire mesurée est basse (effet du flux d'argon ou réalité). On note une oscillation des températures juste après la « mise en persistance » du champ magnétique DC (vers 930 s).

F3 - Essai du : 07-07-2015 à 10h13mn13s Avec charge Avec modulation

Conditions de l'essai :

- Réglage des pyromètres : fonction match
- Inducteur 6
- **Charge 9** : Masse Nickel initiale = 3,481 g ; masse finale = 3,262 g (perte de masse = 6,5%)
- Le champ DC est mis en route à partir de $t = 503$ s (pente 0,1T/min)
- Le spot de Te n'est jamais parfaitement centré sur l'équateur.
- Au début de chaque essai le réticule est réglé. (Tp ne présente pas ce problème).

Scénario :

Montée et descente de U_c avec modulation. Voir la figure 07-07-10h13-1.

Dans le tableau suivant, les moyennes et écartypes sont calculés lorsque la charge est thermalisée.

La colonne « tini-tfin » est l'intervalle de ce calcul.

Tableau synthétique

Uc (V)	BDC(T) ()	M?	tin-tfin 's)	<Ieff>(A ()	std(Ieff)	Tp(°C)	std(Tp)	Te(°C)	std(Te)
0 à 2,5	0	n	12,7-16						
2,5	0	n	170-303	451	0,6 (0,1%)	1866	4,5 (0,25%)	1868,5	5,6 (0,3%)
2,5	0 -> 2T	n	303-1503	452,5	2 (0,4%)	1846,5	9 (0,5%)	1854,5	7,5 (0,4%)
2,5	2	n	1503-1800	450,6	02,8 (0,2%)	1838	4 (0,2%)	1862	4 (0,2%)
2,5 à 2,6	2	n	1800-1810						
2,6	2	n	1830-1910	486	1,2 (0,25%)	1868,5	2,5 (0,1%)	1893,5	3 (0,1%)
2,6 à 2,7	2	n	1910-1920						
2,7	2	n	1940-2020	520,5	1,8 (0,35%)	1895,5	5 (0,3%)	1919	5,6 (0,3%)
2,7 à 2,8	2	n	2020-2030						
2,8	2	n	2050-2130	544,5	1,3 (0,25%)	1908,5	2,5 (0,1%)	1928	3 (0,15%)
2,8 à 2,5	2	n	2130-2161						
2,5	2	n	2161-2180	tout juste stabilisé					
2,5	2	5%	2180-2426	456,5	33,5 (7,3%)	1817	8,5 (0,45%)	1841	8,5 (0,45%)
2,5	2	n	2426-2440	449,5	1,6 (0,4%)	1810	2 (0,12%)	1871	2,5 (0,14%)
2,5 à 2,6	2	n	2440-2451						
2,6	2	n		à peine stabilisé					
2,6	2	5%	2451-2706	485	41 (8,5%)	1856	11,5 (0,6%)	1877,5	11 (0,6%)
2,6	2	n	2706-2720	484,5	0,5 (0,1%)	1850,5	1,5 (0,09%)	1871	2,5 (0,12%)
2,6 à 2,7	2	n	2720-2730						
2,7	2	n	2730-2751	bien stabilisé					
2,7	2	5%	2751-2996	500	38 (7,5%)	1878	10 (0,5%)	1896	10 (0,5%)
2,7	2	n	3000-3030	482	0,2 (0,05%)	1855,5	2 (0,1%)	1873	2,5 (0,13%)
2,7 à 2,5	2	n	3031-3061						
2,5	2	n	3080-3160	445	0,3 (0,06%)	1818	2,5 (0,13%)	1837,5	3 (0,15%)
2,5	2 à 1,1	n	3150-3700	448	0,4 (0,1%)	1815	4 (0,22%)	1833,5	5 (0,26%)
2,5	1,1 à 0,528	n	3750-3780						
2,7	2	5%	2751-2807	508,5	39 (8%)	1887	9 (0,5%)	1905	10 (0,5%)
2,7	2	5%	2807-2996	497,5	37 (7,5%)	1875,5	8,6 (0,5%)	1893	8,7 (0,5%)

Premiers constats

C1 : La fréquence peut être considérée comme constante et égale 151900 Hz

C2 : Le palier de modulation à Uc = 2,7 V présente un saut d'intensité moyenne. A t = 2807s cette intensité passe brusquement de 508 ampères à 497 ampères. Même phénomène que lors de l'essai 02-07-17h48. Pas d'explication (nouvelle position d'équilibre ?).

C3 : Contrairement à l'essai 02-07-17h48, ici la température ne présente pas de variation au moment où on passe ne mode persistant.

Figures

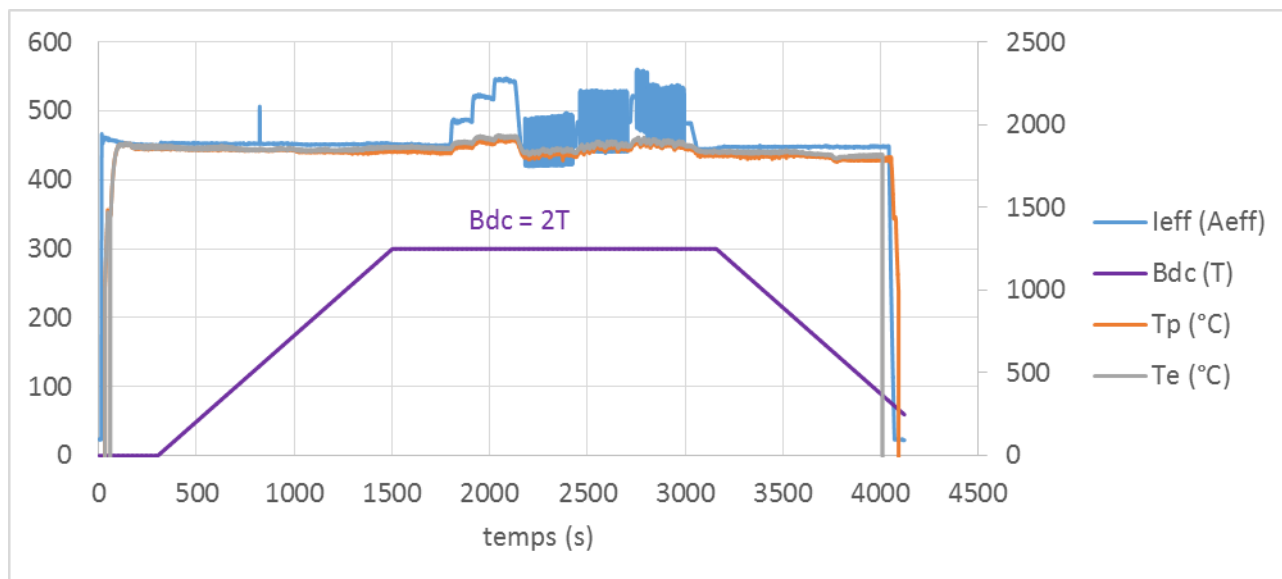


Figure 07-07-10h13-1 - Scénario complet de l'essai.

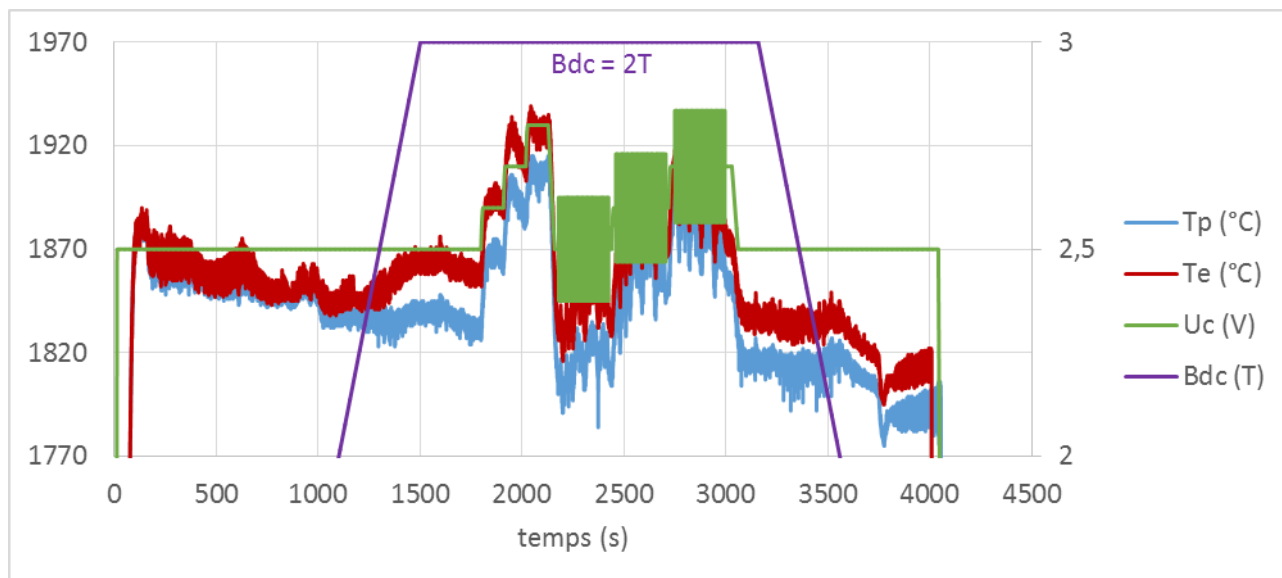


Figure 07-07-10h13-2 - Zoom sur la partie intéressante de l'essai. La température polaire mesurée est plus basse que la température équatoriale (effet du flux d'argon, effet du chauffage du miroir pas absorption du rayonnement ou réalité).

Annexe F4 – Expériences réalisées avec une modulation du courant inducteur AC

Date expérience		02-07-2015		16h10mn30s		Masse initiale = 3,53g		Masse finale = 3,437 g	
Uc (V)	B _{Dc} (T)	M ?	tini-tfin(s)	<Ieff>(A)	sdt(Ieff)	Tp (°C)	sdt(Tp)	Te(°C)	sdt(Te)
2,5	1	3%	1445-1690	443	19,5 (4,3%)	1804	5,5 (0,3%)	1862	6,5 (0,35%)
2,5	1	4%	1750-1995	443	24,5 (0,55%)	1796	6 (0,035%)	1857	7,2 (0,04%)
2,6	1	5%	2152-2397	466	30 (6,4%)	1815	7 (0,4%)	1882	8 (0,4%)
2,7	1	5%	2651-2896	488	29 (6%)	1844	9 (0,5%)	1919	9,5 (0,5%)

Date expérience		02-07-2015		17h48mn25s		Masse initiale = 3,475g		Masse finale = 3,374 g	
Uc (V)	B _{Dc} (T)	M ?	tini-tfin(s)	<Ieff>(A)	sdt(Ieff)	Tp (°C)	sdt(Tp)	Te(°C)	sdt(Te)
2,5	1	5%	1201-1446	443	29 (0,65%)	1843	5,5 (0,3%)	1850	6,5 (0,35%)
2,6	1	5%	1631-1876	465	30 (6,5%)	1856	7 (0,4%)	1869	8 (0,4%)
2,7	1	5%	2011-2256	479	31 (6,5%)	1866	14 (0,7%)	1883	14 (0,75%)
2,7	1	5%	2011-2100	490	32 (6,5%)	1879	7,5 (0,4%)	1896	8 (0,4%)
2,7	1	5%	2100-2256	472	29 (6%)	1859	11 (0,6%)	1876	11,5 (0,6%)

Date expérience		07-07-2015		10h13mn13s		Masse initiale = 3,481g		Masse finale = 3,262 g	
Uc (V)	B _{Dc} (T)	M ?	tini-tfin(s)	<Ieff>(A)	sdt(Ieff)	Tp (°C)	sdt(Tp)	Te(°C)	sdt(Te)
2,5	2	5%	2180-2426	456,5	33,5 (7,3%)	1817	8,5 (0,45%)	1841	8,5 (0,45%)
2,6	2	5%	2451-2706	485	41 (8,5%)	1856	11,5 (0,6%)	1877,5	11 (0,6%)
2,7	2	5%	2751-2996	500	38 (7,5%)	1878	10 (0,5%)	1896	10 (0,5%)
2,7	2	5%	2751-2807	508,5	39 (8%)	1887	9 (0,5%)	1905	10 (0,5%)
2,7	2	5%	2807-2996	497,5	37 (7,5%)	1875,5	8,6 (0,5%)	1893	8,7 (0,5%)

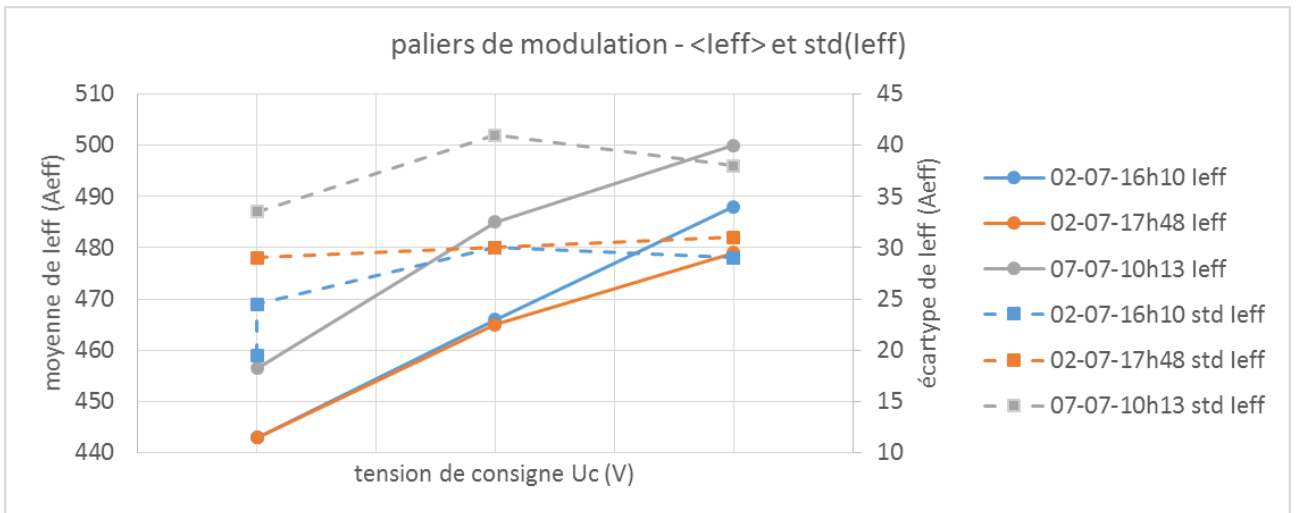


Figure F4.1 - Reproductibilité des intensités de courant inducteur pour une tension de consigne donnée n'est pas très bonne. On n'a pas d'explication pourquoi en présence champ DC de 2 teslas l'intensité moyenne est une vingtaine de degrés au-dessus des valeurs obtenues à $B_{DC} = 1$ T.

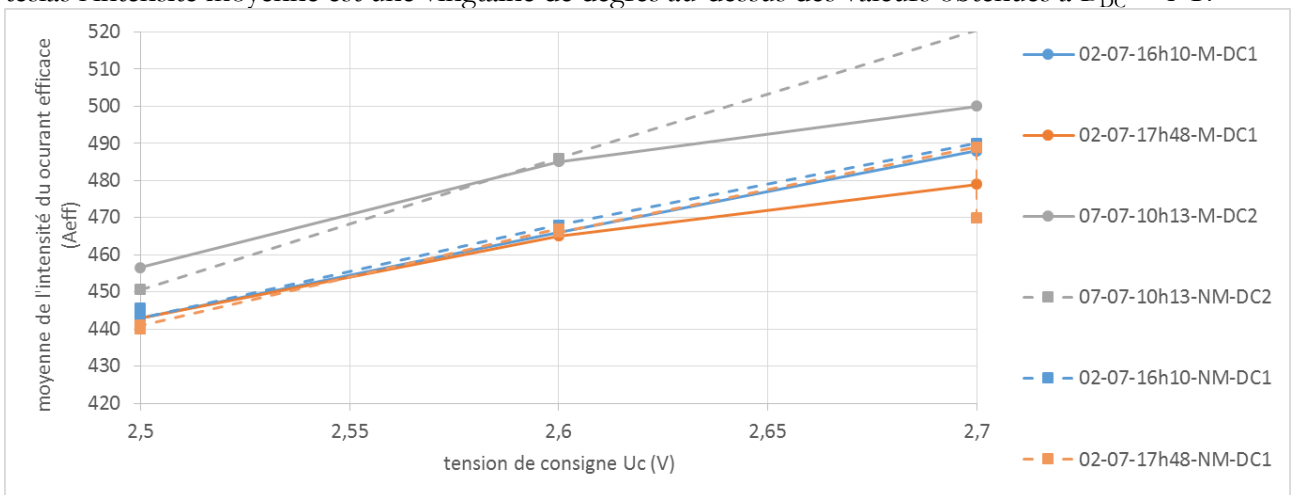
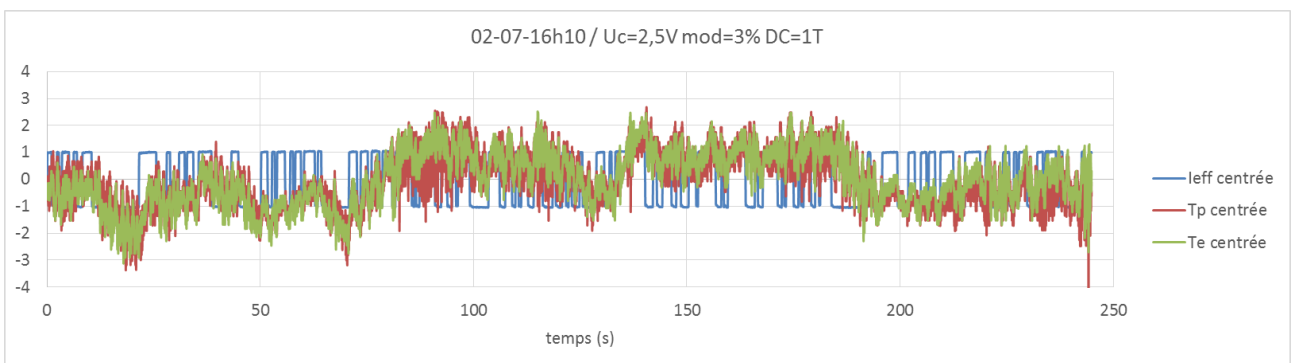


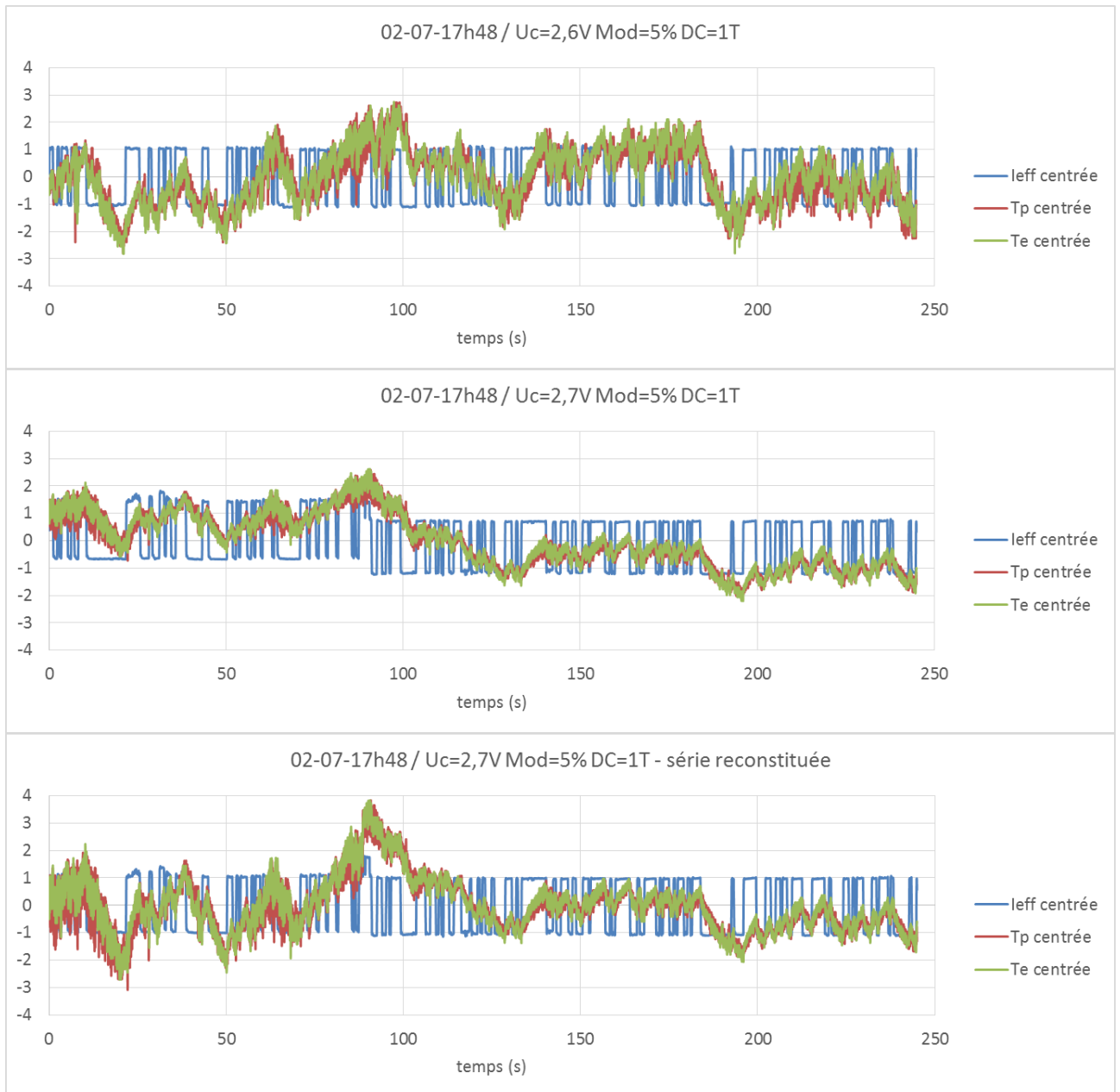
Figure F4.2 - Toutefois, les valeurs des paliers avec modulation (notés M) et sans modulation (notés NM) sont bien regroupées entre elles.



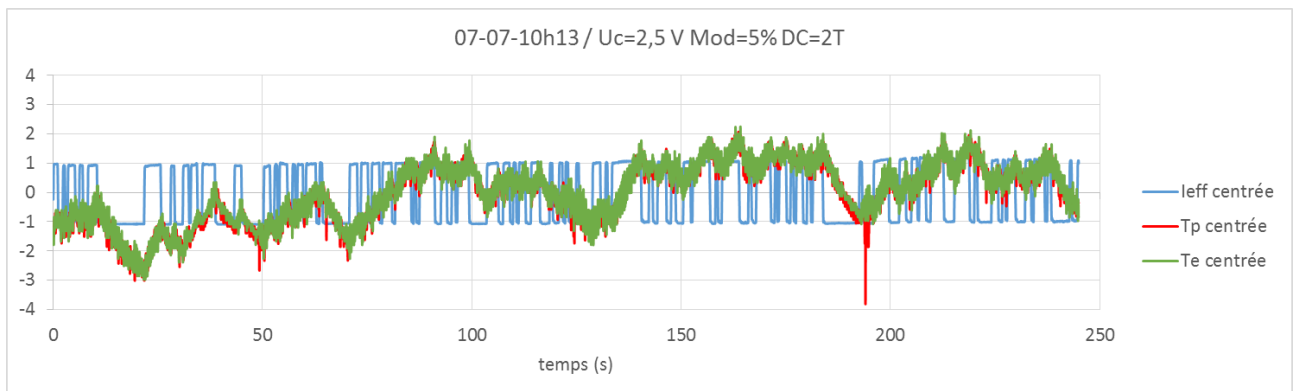
ANNEXE F – RESULTATS DES ESSAIS EXPERIMENTAUX



ANNEXE F –RESULTATS DES ESSAIS EXPERIMENTAUX



On note que les températures accusent un retard par rapport à l'intensité efficace. Ce qui a pour effet d'accroître les variations de températures.



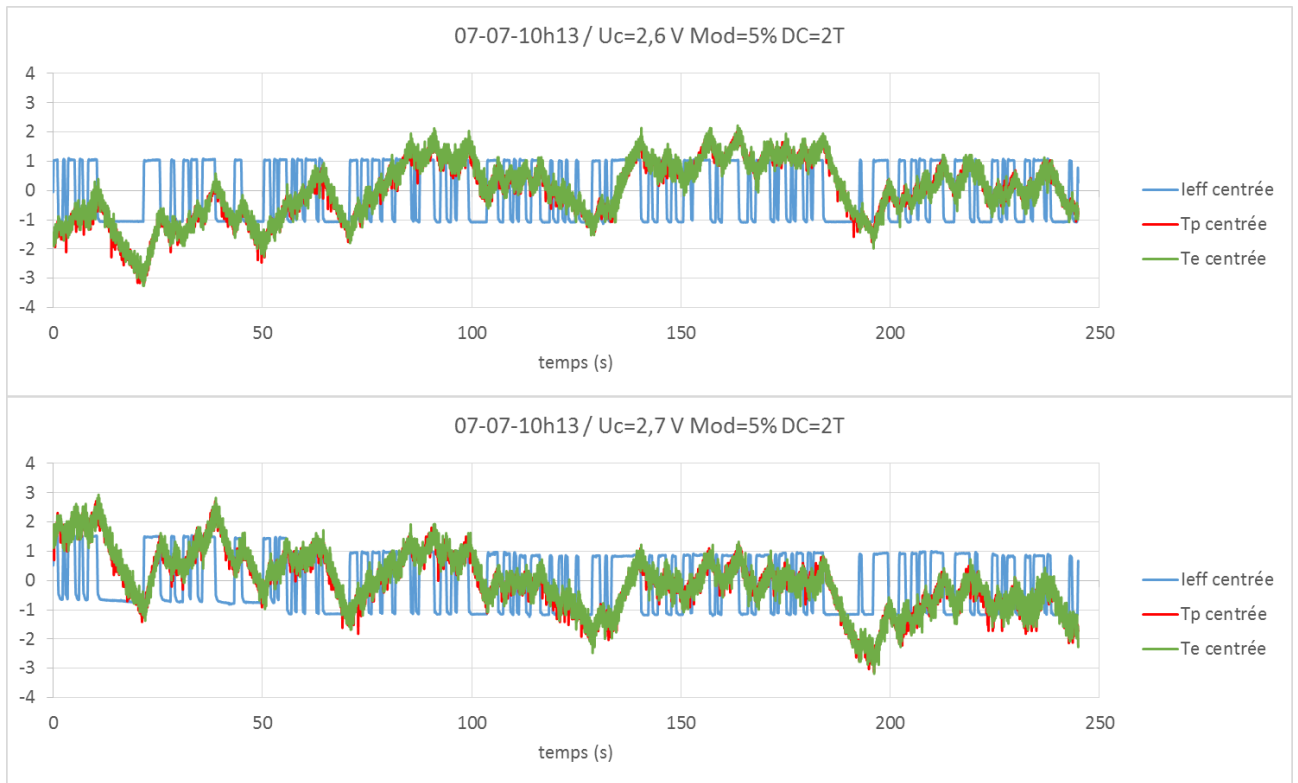


Figure F4.1 - Mesures des différentes séquences de modulation du courant inducteur.

Résumé

L'industrie de métallurgie est demandeuse de propriétés thermophysiques essentielles pour la modélisation et l'optimisation des procédés d'élaborations.

Les travaux réalisés dans cette thèse consistent à mesurer les propriétés thermiques des métaux par procédé électromagnétique en utilisant une méthode de calorimétrie modulée.

Elle comporte deux parties.

Une partie numérique dans laquelle nous avons simulé d'une part le lévitateur spatial TEMPUS et d'autre part le lévitateur terrestre AEXAM.

Une partie expérimentale dans laquelle le lévitateur AEXAM a été placé dans un champ magnétique continu afin de stabiliser et de diminuer l'écoulement dans la goutte lévitée. Ceci nous a permis la mise en œuvre d'un protocole de mesure original sur un métal liquide.

Dans le futur, ce protocole peut être appliqué sur des alliages métalliques.

Mots clés

Procédé électromagnétique, Induction, Thermique industrielle, Calorimétrie, Superposition de deux courants alternatifs, Champ magnétique continu, Capacité calorifique, Conductivité thermique

Abstract

The metal industry is requesting essential thermophysical properties for modeling and optimizing elaboration processes.

The work presented in this thesis includes measuring the thermal properties of metals by electromagnetic method using a modulated calorimetry method.

It has two parts.

A numerical part in which we simulated one hand space levitator TEMPUS and other land levitator AEXAM.

An experimental part in which the levitator AEXAM was placed in a DC magnetic field to stabilize and reduce the flow in the levitated drop. This allowed us the implementation of an original measurement protocol on a liquid metal.

In the future, this protocol can be applied to metal alloys.

Keywords

Electromagnetic process, Induction, Industrial thermal, Calorimetry, Superposition of two alternating currents, DC magnetic field, Heat Capacity, Thermal conductivity