



**HAL**  
open science

# LEVITATION ELECTROMAGNETIQUE Expériences terrestres et simulations numériques

Benoit Bardet

► **To cite this version:**

Benoit Bardet. LEVITATION ELECTROMAGNETIQUE Expériences terrestres et simulations numériques. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2006. Français. NNT : . tel-00141231

**HAL Id: tel-00141231**

**<https://theses.hal.science/tel-00141231>**

Submitted on 12 Apr 2007

**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.

**INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE**

N° attribué par la bibliothèque

/ / / / / / / / / / / / / / /

**THESE**

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'INPG**

Spécialité : ***Mécanique des Fluides et Transferts***

préparée au ***Laboratoire d'Elaborations par Procédés Magnétiques***  
(EPM, UPR 9033, CNRS)

dans le cadre de l'Ecole Doctorale «***Mécanique et Energétique***»

présentée et soutenue publiquement

par

**Benoit BARDET**

le 24 novembre 2006

**LEVITATION ELECTROMAGNETIQUE**  
**Expériences terrestres et simulations numériques**

---

**Directeur de thèse**

Jacqueline ETAY

**JURY**

M. Michel Pons	Président
M. Ivan Egry	Rapporteur
M. Alain Jardy	Rapporteur
M. Valdis Bojarevics	Examineur
Mme. Jacqueline Etay	Directeur de thèse



Cette thèse a été écrite en s'appuyant sur les travaux suivants :

### **Publications :**

- J. ETAY, Y. FAUTRELLE, A. GAGNOUD, Y. DUTERRAIL, D. PERRIER et B. BARDET "Lévitiation électromagnétique de gouttes - Présentation du projet MAGLEV" - 2004 - Mécanique et Industrie - Numéro 5 (septembre-octobre 2004).
- B. BARDET, J. PRIEDE, J. ETAY "Shape and mass centre oscillations of an electromagnetically levitated metal droplet" - 2006 - Magnetohydrodynamics.
- J. ETAY et B. BARDET "Electromagnetic levitation under pulsated magnetic field" - Proceeding of the 4th Japan-France Cooperative Program Seminar - Nara - Japon - 4-7 Octobre 2004.
- B. BARDET, J. PRIEDE and J. ETAY "A metal droplet levitated in the amplitude-modulated AC magnetic field" - The 15th Riga and 6th PAMIR Conference on Fundamental and Applied MHD - Proceedings vol II p307 - 2005.

### **Communication à des congrès et Minicolloques :**

- "transport et transitions de phases en microgravité" - 9e Journées de la Matière Condensée - Nancy - 30 août-3 septembre 2004 : J.ETAY et B. BARDET - MAGLEV - Lévitiation électromagnétique sous champ magnétique pulsé - poster
- Joint 15th Riga and 6th pamir International Conference : "Fundamental and applied MHD" B. BARDET, J. PRIEDE, J. ETAY - Metal droplet levitated in the amplitude modulated ac magnetic field
- 5th International Conference on Electromagnetic Processing of Materials - EPM2006 - Sendai (Japan) - october 2006 : B. BARDET ; V. BOJAREVICS, K. PERICLEOUS, J. ETAY - Numerical simulation of free surface behaviour of a molten liquid metal droplet without and with electromagnetic induction

### **Séminaires :**

- Workshop COST Action P6 "Magnetofluidynamics" - Working Group 4 : "Metallurgy" - Riga - Lettonie - May 17-18, 2004 : B. BARDET et J. ETAY - New investigations and works in the field of electromagnetic levitation
- Séminaire France-Japon - Nara-Kyoto - Japon - 4-7 octobre 2004 : J. ETAY et B. BARDET - Electromagnetic levitation under pulsated magnetic field
- Colloque GDR MFA - Carry le Rouet 17, 18 et 19 octobre 2005 : B. BARDET, J. ETAY, V. BOJAREVICS, K. PERICLEOUS - Simulation numérique des écoulements à l'intérieur d'une goutte et conséquences sur les mesures de viscosité
- Thermolab meeting - Turin - 5 juillet 2004 - Villa Gualino : B. Bardet - Experimental characterisation of the levitation under pulsated magnetic field - resonance detection
- Thermolab meeting - Grenoble - 23 février 2006 - CNRS EPM : B. Bardet - Numerical simulation



- of flows inside a droplet - Consequences on surface tension and viscosity measurements
- Phd seminar of the university of Greenwich, Mathematic and computational school - 15 Mars 2005 : B. Bardet - Electromagnetic levitation under pulsated field.
- Private communication at the Ilmenau university - TU Maschinenbau - 15 décembre 2005 : B. Bardet - A metal droplet levitated in the amplitude-modulated AC magnetic field.

**Rédaction de rapports :**

- Etude n° 02/CNES/4800000056 - "Magnétohydrodynamique des gouttes lévitées MAGLEV" - (contrat CNRS n°CDP 500280) - novembre 2003 - (pour le période septembre 2002 - septembre 2003).
- Etude n° 03/CNES/4800000128 - "Magnétohydrodynamique des gouttes lévitées MAGLEV" - (contrat CNRS n° CDP 500337) - avril 2004 - (pour le période octobre 2003 - mars 2004).
- Etude n°04/CNES/1636 - "Magnétohydrodynamique des gouttes lévitées MAGLEV" - (contrat CNRS n°CDP 521167) - avril 2005 - (pour le période avril 2004 - avril 2005).
- Thermolab - MAP Contract number AO-99-022 - Mid term report reporting period 01/11/2003-30/04/2005.

## Remerciements

Cette thèse n'aurait pas été possible sans les personnes qui m'ont aidé durant mes travaux. J'espère n'oublier personne.

Je tiens à remercier en premier Jacqueline ETAY. Elle m'a confié la réalisation de ces travaux. Je la remercie pour sa patience, sa détermination et son encadrement sans faille.

Je tiens à remercier Yves Fautrelle et tous les membres du laboratoire, en particulier Yves Delannoy et Annie Gagnoud.

Je ne saurais oublier l'équipe technique : Christian Garnier, Patrick Petitpas, Denis Bon, Gilbert Vian.

Je remercie Valdis Bojarevics et Koulis Pericleous pour leur accueil à l'université de Greenwich et leur encadrement, Ivan Egry pour ses précisions concernant la lévitation électromagnétique et l'envoi d'articles qui m'ont été très utiles.

Les résultats expérimentaux ont été possible grâce à l'intervention de François Bonnel. Il a réussi à me faire filmer l'expérience de lévitation.

Je remercie l'équipe de «jeunes» du laboratoire :Erwann "boum !" Fourmond, Laëti Jacoutot, Mickaël Dumont, Pierre-Eric Frayssines, Lamine Sylla, Kader Zaïdat, Bachir Saadi pour la bonne ambiance au quotidien et parfois des services. Je salue les autres thésards (Jean Gaël, Anne...).

Je remercie Guillaume Balarac pour son aide en turbulence, Pascal Schetelat pour ses précisions sur la calométrie modulée.

Un grand merci à Papa , maman et Céline pour la relecture de cette thèse. Et à Claire pour le bonheur d'être Tonton !!!



# Table des matières

Liste des symboles . . . . .	xiv
Liste des tables . . . . .	xvi
Liste des figures . . . . .	1
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Contexte et bases théoriques</b>	<b>3</b>
1.1 Contexte scientifique . . . . .	5
1.1.1 Contexte technique . . . . .	5
1.1.2 Contexte européen . . . . .	5
1.2 Présentation des mesures de propriétés thermophysiques . . . . .	9
1.2.1 Conductivité électrique . . . . .	9
1.2.2 Densité et dilatabilité thermique . . . . .	9
1.2.3 Chaleur spécifique . . . . .	10
1.2.4 Conductivité thermique . . . . .	11
1.2.5 Viscosité et tension de surface . . . . .	11
1.3 Tension de surface . . . . .	13
1.3.1 Définition de la tension de surface . . . . .	13
1.3.1.1 Définition moléculaire de la tension superficielle . . . . .	13
1.3.1.2 Définition mécanique de la tension superficielle (loi de Laplace) . . . . .	14
1.3.2 Techniques de mesures . . . . .	16
1.4 Viscosité . . . . .	17
1.4.1 Définition de la viscosité . . . . .	17
1.4.2 Techniques de mesure . . . . .	17
1.5 Lévitiation électromagnétique . . . . .	19
1.5.1 Principe . . . . .	19
1.5.1.1 Ordres de grandeur . . . . .	19
1.5.1.2 Force électromagnétique pour un courant mono-fréquence . . . . .	21
1.5.2 Technique de mesure et perturbations . . . . .	22
1.5.3 Modulation du courant . . . . .	24
1.6 Conclusions . . . . .	26

<b>2</b>	<b>Expériences terrestres</b>	<b>27</b>
2.1	But des expériences . . . . .	27
2.2	Description de l'installation . . . . .	27
2.2.1	Cellule de mesure . . . . .	27
2.2.2	Dispositif de pilotage . . . . .	29
2.2.2.1	Circuit principal . . . . .	29
2.2.2.2	Système de commande . . . . .	31
2.2.3	Les dispositifs de mesure . . . . .	34
2.2.3.1	Système de mesure du courant . . . . .	34
2.2.3.2	Éléments optiques . . . . .	36
2.2.4	Préparations des échantillons . . . . .	38
2.3	Expériences réalisées avec des sphères de rayon 5 mm . . . . .	38
2.3.1	Buts des expériences . . . . .	38
2.3.2	Résultats . . . . .	39
2.3.2.1	Sans modulation . . . . .	39
2.3.2.2	Résultats d'expériences lorsque le courant inducteur est modulé . . . . .	42
2.3.2.3	Convection naturelle à l'intérieur de la cellule de mesure . . . . .	45
2.4	Expérience avec des sphères de rayon 7.5 mm . . . . .	49
2.4.1	Conditions expérimentales . . . . .	49
2.4.2	Présentation des résultats obtenus . . . . .	50
2.4.2.1	Sans modulation du courant inducteur . . . . .	50
2.4.2.2	Avec modulation du courant inducteur . . . . .	55
2.5	Expérience avec une sphère de rayon 6.1 mm . . . . .	60
2.6	Conclusions . . . . .	66
<b>3</b>	<b>Simulations numériques</b>	<b>69</b>
3.1	Calculs de formes statiques . . . . .	69
3.1.1	Présentation du code développé par J. Priede . . . . .	69
3.1.2	Calcul de la forme moyenne . . . . .	72
3.1.3	Lévitiation avec un inducteur à l'échelle 1.5 . . . . .	76
3.2	Simulations de surfaces en mouvement . . . . .	78
3.2.1	Présentation du code <i>SphynX</i> . . . . .	78
3.2.2	Présentation du module <i>Induc2D</i> sous <i>Fluent</i> . . . . .	80
3.2.2.1	Présentation d' <i>Induc2D</i> . . . . .	80
3.2.2.2	Présentation de la méthode des <i>Volumes Of Fluids</i> . . . . .	81
3.2.2.3	Comparaisons des méthodes numériques . . . . .	82
3.2.3	Application à la géométrie <i>Maglev</i> . . . . .	83
3.2.3.1	Comparaisons de résultats obtenus avec <i>Fluent-Induc2D</i> et <i>SphynX</i> . . . . .	83
3.2.3.2	Comparaison des résultats numériques obtenus avec <i>SphynX</i> et des résultats expérimentaux . . . . .	89
3.2.4	Application à la dynamique des fluides des expériences en microgravité . . . . .	92
3.2.4.1	Goutte sans champ électromagnétique . . . . .	92

3.2.4.2	Goutte avec champ électromagnétique . . . . .	99
3.3	Conclusions . . . . .	107
<b>Conclusions générales</b>		<b>109</b>
	Bibliographie . . . . .	115
<b>A Annexes</b>		<b>I</b>
A.1	Données thermophysiques du Nickel . . . . .	I
A.2	Calcul des forces électromagnétiques engendré par un courant inducteur bi-fréquence . . .	III
A.3	Présentation du module développé sous <i>Labview</i> . . . . .	VI
A.3.1	Programme informatique . . . . .	VI
A.3.2	Circuit de puissance pour la commande du générateur . . . . .	VI
A.4	Mesure du paramètre de modulation . . . . .	VIII
A.4.1	Présentation de l'outil utilisé . . . . .	VIII
A.4.2	Test de l'outil choisi . . . . .	IX
A.5	Préparation des échantillons . . . . .	XII
A.5.1	Préparation des échantillons . . . . .	XII
A.5.2	Propreté des échantillons . . . . .	XII
A.6	Puissances Joule dans une charge sphérique . . . . .	XVII
A.6.1	Calculs analytiques de la puissance Joule dissipée dans une sphère à proximité d'une bande de courant filiforme . . . . .	XVII
A.6.2	Comparaison des codes . . . . .	XVIII
A.6.3	Résultats numériques . . . . .	XVIII
A.6.4	Comparaison des puissances induites avec des inducteurs filiformes ou des in- ducteurs surfaciques . . . . .	XIX
A.7	Champ électromagnétique autour d'une sphère placée dans une bobine d'Helmholtz . . .	XXII
A.7.1	Champ magnétique autour d'une sphère solide . . . . .	XXII
A.7.2	Petite déformation d'une goutte liquide placée dans une bobine d'Helmholtz . . .	XXIII
<b>B Suppléments</b>		<b>XXVII</b>
B.1	Pamir 2006 . . . . .	XXVIII
B.2	Nara 2004 . . . . .	XXXIII
<b>Index</b>		<b>XLII</b>



# Liste des symboles

## Lettres Romaines

$\vec{A}$	potentiel vecteur lié au champ magnétique	$T.m$
$\vec{B}$	vecteur champ magnétique	$T$
$b$	rayon de la bobine d'Helmoltz	$m$
$B_o$	ordre de grandeur du champ magnétique	$T$
$B_S$	champ magnétique à la surface d'un milieu conducteur de l'électricité.	$T$
$C$	capacité totale du circuit	$F$
$C_p$	capacité calorifique du milieu	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
$\Delta f_1$	variation locale de la fréquence $f_1$	$Hz$
$d$	distance entre le barycentre de la surface libre de la charge et l'inducteur	$m$
$\vec{E}$	vecteur champ électrique	$V.m^{-1}$
$e$	tension électrique aux bornes de la sonde de Rogowski	$V$
$\langle \vec{F} \rangle$	partie moyenne de la force électromagnétique	$N.m^{-3}$
$\vec{F}_P$	partie pulsante de la force électromagnétique	$N.m^{-3}$
$\vec{F}$	force électromagnétique	$N.m^{-3}$
$f_2^g$	fréquence des oscillations de mode 2 de la surface de la goutte	$Hz$
$f_1$	fréquence du courant inducteur	$Hz$
$f_2$	fréquence de la modulation du courant inducteur	$Hz$
$f_\nu$	fréquence d'oscillations verticales globales de la charge du lévitateur	$Hz$
$f_n^g$	fréquence d'oscillations de surface d'ordre $n$	
$f_{acquisition}$	fréquence d'acquisition	$Hz$
$f_{cv}$	fréquence de retournement des vortex de gaz neutre	$Hz$
$f_{Ech}$	fréquence d'échantillonnage	$Hz$
$\vec{g}, g$	vecteur accélération terrestre, norme de ce vecteur	$m.s^{-2}$
$G$	génération d'énergie cinétique turbulente	$J.kg^{-1}.s^{-1}$
$G_\theta$	dérivée du potentiel $\phi$	$V.m^{-1}$
$H$	hauteur de liquide qu'il est possible de léviter	$m$



$h$	hauteur de l'enceinte expérimentale	$m$
$h_c$	coefficient de transfert thermique lié à la conduction dans la sphère.	$W.m^{-2}.K^{-1}$
$h_r$	coefficient de transfert thermique lié au rayonnement de la surface de la sphère.	$W.m^{-2}.K^{-1}$
$I$	courant électrique	$A$
$\vec{j}$	vecteur densité de courant	$A.m^{-2}$
$K$	paramètre d'étalonnage de la sonde de Rogowski	
$k$	énergie cinétique turbulente par unité de masse	$J.kg^{-1}$
$K_I$	paramètre d'étalonnage de la commande du générateur	
$L$	inductance totale du circuit	$H$
$L_o$	nombre de Lorentz : $L_o = 2.45$	$W.\Omega.K^{-2}$
$m$	masse de la charge	$kg$
$m$	masse de la sphère liquide	$kg$
$\vec{n}$	vecteur normal à la surface libre	
$N$	nombre de spires de la sonde de Rogowski	
$n$	numéro de mode des oscillations	
$\bar{P}$	partie constante de la puissance $P_\omega$	$W$
$\Delta P_S$	saut normal de pression à l'interface entre deux fluides	$Pa$
$\tilde{P}_o$	amplitude de la variation de puissance lorsque le courant est modulé.	$W$
$\tilde{P}_o$	partie variable de la puissance $P_\omega$	$W$
$p$	pression	$Pa$
$P_\omega$	puissance injectée dans la charge lorsque la puissance est modulée	$W$
$P_i^j$	détecteur de présence de la goutte lévité au pixel $(i, j)$	
$P_n$	polynôme de Legendre d'ordre $n$	
$P_m$	pression électromagnétique	$Pa$
$R$	position radiale de la surface de la sphère	$m$
$R_1, R_2$	rayons de courbure principaux de l'interface entre deux fluides	$m$
$R_o$	rayon caractéristique de la charge	$m$
$R_{coil}$	rayon de la boucle numéro 3 de l'inducteur	$m$
$S$	surface de la charge	$m^2$
$\tilde{T}_o$	amplitude de la variation de température lorsque le courant est modulé.	$K$
$T$	température du milieu	$K$
$t$	temps	$s$
$T_m$	La température de fusion	$K$
$T_{ar}$	température du gaz neutre	$K$
$T_{ch}$	température de la charge	$K$
$\vec{u}$	vecteur vitesse	$m.s^{-1}$

$U$	tension électrique	$V$
$u'$	vitesse turbulente du fluide	$m.s^{-1}$
$U_A$	vitesse d'Alfven : $U_A = \alpha \frac{B_o}{\sqrt{\mu_o \rho}}$	$m.s^{-1}$
$U_{cv}$	vitesse du gaz neutre dans l'enceinte due à la convection naturelle	$m.s^{-1}$
$U_{inducteur}$	tension électrique aux bornes de l'inducteur	$V$
$U_{oscilloscope}$	tension électrique aux bornes de l'oscilloscope	$V$
$V$	volume de la charge	$m^3$
$V_o$	tension électrique de commande du générateur	$V$
$W_S$	Le travail nécessaire pour créer une interface	$J$
$\vec{X}_G (X_G, Y_G, Z_G)$	position du barycentre de la surface libre	$px$
$\vec{X}_N (X_N, Y_N, Z_N)$	position d'un point de la surface libre	$px$
$\Delta Y_N$	distance horizontale entre deux points de la surface libre	$px$
$Y_l^m$	harmonique sphérique	
$\Delta z_o$	différence de cote entre la position verticale du centre de gravité de la charge en lévitation et la position du point de champ magnétique nul	$m$
$Z$	impédance complexe	$\Omega$

## Lettres Grèques

$\alpha$	paramètre de modulation	
$\alpha_q$	fraction volumique d'une phase	
$\alpha_U$	Un paramètre lié à la géométrie	
$\beta$	modulation de la tension de commande	
$\delta$	épaisseur de peau électromagnétique	$m$
$\delta_D$	fonction de Dirac	
$\epsilon$	coefficient total de radiation	
$\gamma$	tension de surface	$N.m^{-1}$
$\kappa$	courbure de la surface libre	$m^{-1}$
$\kappa_H$	courbure de la surface au point supérieur	$m^{-1}$
$\kappa_S$	courbure de la surface au point inférieur	$m^{-1}$
$\kappa_{th}$	conductivité thermique du milieu	$W.m^{-1}$
$\lambda$	conductivité thermique	$W.K^{-1}.m^{-1}$
$\mu$	viscosité dynamique du milieu	$Pa.s$
$\mu_o$	perméabilité magnétique du vide : $4\pi \cdot 10^{-7}$	$H.m^{-1}$
$\nu$	viscosité dynamique du milieu	$m^2.s^{-1}$
$\nu$	viscosité cinématique du milieu	$m^2.s^{-1}$
$\nu_e$	viscosité cinématique apperente : $\nu_e = \nu_t + \nu$	$m^2.s^{-1}$
$\nu_t$	viscosité cinématique turbulente	$m^2.s^{-1}$
$\Phi$	rayon de l'enceinte expérimentale	$m$
$\phi$	potentiel électrique	$V$

$\phi_e$	déphasage entre le courant et la tension électrique	$rad$
$\rho$	masse volumique du milieu	$m^3.kg^{-1}$
$\rho_{el}$	résistivité électrique du milieu	$\Omega.m$
$\sigma$	conductivité électrique	$\Omega^{-1}.m^{-1}$
$\tau_n$	temps d'amortissement des oscillations d'ordre $n$ d'une goutte liquide	$s$
$\tau_{cond}$	temps caractéristique de conduction	$s$
$\tau_{rad}$	temps caractéristique de radiation	$s$
$\bar{\omega}_\tau$	pulsation de correction du au champ magnétique entre la pulsation d'oscillation d'une goutte liquide ( $\omega_{fundamental}^g$ ) et la pulsation donnée par Rayleigh ( $\omega_2^g$ )	$rad.s^{-1}$
$\omega$	vorticité	$rad.s^{-1}$
$\omega_2^g$	pulsation des oscillations de mode 2 de la surface de la goutte	$rad.s^{-1}$
$\omega_n^g$	pulsation des oscillations de surface d'ordre $n$ .	$rad.s^{-1}$
$\omega_{fundamental}^g$	pulsation des oscillations d'une goutte liquide déformée en présence d'un champs magnétique	$rad.s^{-1}$
$\omega_1$	pulsation du courant inducteur	$rad.s^{-1}$
$\omega_2$	pulsation de la modulation du courant inducteur	$rad.s^{-1}$
$\zeta$	coefficient géométrique de répartition des sources thermiques dans la goutte.	

### Paramètres adimensionnels

$B_m = \frac{B^2 R_o}{2\mu_o \gamma}$	nombre de Bond magnétique
$Bo = \frac{\rho g R_o^2}{\gamma}$	nombre de Bond
$Nu = \frac{hD}{\lambda}$	nombre de Nusselt, ici $h$ est le coefficient d'échange thermique
$R\omega$	paramètre d'écran : $R\omega = \mu_o \sigma \omega_1 R_o^2$
$Re = \frac{UR_o}{\nu}$	nombre de Reynolds
$R_m = \mu_o \sigma UR_o$	nombre de Reynolds magnétique

# Liste des tableaux

1.1	Récapitulatif des principes de mesure des propriétés thermophysiques mesurées par les dispositifs de lévitation électromagnétique (voir Etay [Etay <i>et al.</i> , 2004]). . . . .	4
1.2	Valeurs des temps caractéristiques de conduction et de radiation pour le Nickel liquide, $\rho = 7995 \text{ kg.m}^{-3}$ , $\epsilon = 0.33$ , $R_o = 5 \text{ mm}$ , $\bar{T} = 2100 \text{ K}$ , $\delta = 8.8e - 4 \text{ m}$ , $\kappa_{th} = 486 \text{ W.m}^{-1}$ . . . . .	12
1.3	Evolution de la fréquence propre d'oscillation de mode 2 d'une goutte de Nickel ( $\rho = 7995 \text{ kg.m}^{-3}$ , $R_o = 5 \text{ mm}$ , $\gamma = 1.778 \text{ N.m}^{-1}$ ) placée dans un champ électromagnétique homogène d'intensité $B_o$ . . . . .	23
2.1	Description géométrique approchée en représentation axisymétrique des deux inducteurs utilisés pour les expériences. . . . .	30
2.2	Consigne d'entrée des expériences . . . . .	42
2.3	Comparaison des valeurs de $\Delta f_1$ moyen et du niveau du pic correspond dans le spectre de $I_o$ . . . . .	45
2.4	Description des expériences réalisées avec les charges de rayon caractéristique $R_o = 7.5 \text{ mm}$ . . . . .	49
2.5	Valeurs de $\langle \Delta f_1 \rangle$ en fonctions des conditions expérimentales, pour une masse de goutte $m = 12.69 \text{ g}$ . . . . .	56
3.1	Schémas numériques utilisés pour les simulations sous <i>Fluent</i> © et références critiquant leur utilisation. . . . .	82
3.2	Données d'entrées des simulations. . . . .	84
3.3	Comparaison des données globales issues des simulations avec $R_o = 5.046 \text{ mm}$ , $I_o = 336 \text{ A efficace}$ et $f_1 = 283900 \text{ Hz}$ . . . . .	84
3.4	Comparaison des fréquences et des temps d'amortissement pour des déformations initiales variables - écoulement laminaire - Courbure linéarisée - Maillage grossier - $\rho = 7995 \text{ kg.m}^{-3}$ , $\gamma = 1.778 \text{ N.m}^{-1}$ . . . . .	93
3.5	Comparaison des fréquences et des temps d'amortissement pour des déformations initiales variables - écoulement laminaire - Courbure non linéarisée - Maillage grossier - $\rho = 7995 \text{ kg.m}^{-3}$ , $\gamma = 1.778 \text{ N.m}^{-1}$ . . . . .	94
3.6	Comparaison des fréquences et des temps d'amortissement pour différents maillages avec et sans description de la turbulence - $\rho = 7995 \text{ kg.m}^{-3}$ , $\gamma = 1.778 \text{ N.m}^{-1}$ . . . . .	95

3.7	Fréquence et temps d'amortissement pour différentes valeur de viscosité et de déformations initiales - modélisation de la turbulence. . . . .	98
A.1	Evolution de $\Delta\alpha/\alpha$ pour différentes valeurs de $f_2$ , pour $f_{Ech} = 500 Hz$ et $f_G = 100 Hz$ . X	
A.2	Evolution de $\Delta\alpha/\alpha$ pour différentes valeurs de $f_{Ech}$ , pour $f_2 = 20 Hz$ et $f_G = 100 Hz$ . X	
A.3	Composition chimique des billes de nickel ( <i>Inco</i> ) . . . . .	XIII
A.4	Comparaison des différents codes . . . . .	XVIII
A.5	Résultats des simulations d'une sphère solide à proximité d'inducteurs filiformes et surfaciques pour $I_o = 400 A peak$ et $f_1 = 303 kHz$ . . . . .	XIX

# Table des figures

1.1	Schéma électrique du dispositif TEMPUS-MSL. Un inducteur centre la charge et un second la chauffe et l'excite mécaniquement. . . . .	5
1.2	Mesures de la viscosité du fer pur en fonction de la température (voir [Tanaka <i>et al.</i> , 1996]).	6
1.3	Résultats de l'étude réalisée auprès des industries européennes de production de métaux (ici en Grande-Bretagne) au sujet de l'importance des propriétés thermophysiques des matériaux et des alliages à l'état liquide, extrait de Fecht et Wunderlich [Fecht et Wunderlich, 2001]. . . . .	7
1.4	Définition du déphasage et des amplitudes de la température et de la puissance totale, par P. Schetelat [Schetelat, 2006]. . . . .	10
1.5	Distribution des forces d'attraction $\vec{F}_a$ d'une molécule dans un fluide : côté (a) distribution non symétrique des forces (la résultante totale $\vec{F}_n \neq 0$ ); côté (b) distribution symétrique des forces ( $\vec{F}_n = 0$ ). . . . .	14
1.6	Schéma d'un élément infinitésimal d'une surface courbée. . . . .	15
1.7	Schéma de principe représentant l'effet de la viscosité . . . . .	17
1.8	Schéma illustrant les 2 types d'oscillation de la charge en lévitation. A gauche : oscillation globale verticale ; à droite : oscillation naturelle de mode 2. . . . .	20
1.9	Schéma d'un milieu électroconducteur soumis à un champ magnétique créé par un inducteur, issu de la thèse de B. Saadi [Saadi, 2006]. . . . .	22
1.10	Schéma du diagramme de stabilité de la goutte en lévitation en fonction de la fréquence de modulation du courant $f_2$ . . . . .	24
2.1	Expérience <i>Maglev</i> , à gauche l'enceinte de test, au centre la sphère de nickel sur son support avant fusion, à droite la charge de nickel fondue et en lévitation. . . . .	28
2.2	Système de pilotage de la lévitation. . . . .	29
2.3	Courbe d'étalonnage de la commande du générateur : $K_I = 47.9$ . . . . .	32
2.4	Evolution du ratio $\alpha/\beta$ en fonction de $f_2$ pour une tension de commande $V_o = 1.4 V$ et $\beta = 0.45$ . . . . .	32
2.5	Spectres du courant pour trois fréquences $f_2$ de modulation - $V_o = 1.4 V$ , $\beta = 0.45$ , $f_{acquisition} \approx 110 Hz$ , temps d'acquisition = 20 s. . . . .	33
2.6	Sonde de Rogowski. . . . .	35
2.7	Courbe d'étalonnage de la sonde de Rogowski : $K = 0.245$ , $f_1 = 255 kHz$ , $e$ mesuré avec la carte NI 6711. . . . .	35
2.8	Schéma descriptif vu du dessus du miroir lors des expériences. . . . .	37

2.9	Evolution du courant $I_o$ , de la fréquence $f_1$ et de la variation de la fréquence $\Delta f_1$ au cours du temps, pour une lévitation d'une goutte de 3.7 g de nickel, $I_o \approx 428$ A efficace, $f_1 \approx 274.2$ kHz. . . . .	40
2.10	Contour moyen sur 2 s d'une goutte lévitée après la fusion ( $t = 19$ à $21$ ,s sur la figure 2.9) : $m = 3.7$ g, $I_o = 428$ A efficace, $f_1 = 274$ 200 Hz. . . . .	41
2.11	Profil de la présence de la surface en $Y_i = 70$ . . . . .	41
2.12	Formes des signaux $I_o(t)$ , $f_1(t)$ et $\Delta f_1(t)$ pour $P_{Argon} = 1.07$ bar. . . . .	43
2.13	Formes des signaux $I_o(t)$ , $f_1(t)$ et $\Delta f_1(t)$ pour $P_{Argon} = 2.1 e-5$ bar. . . . .	44
2.14	Spectres de l'intensité du courant dans l'inducteur sans charge (bille de nickel) et avec bille de nickel - dans le vide ( $2.1 e-5$ bar). Les spectres sont identiques. . . . .	46
2.15	Spectres de $I_o(t)$ pour différente consigne d'entrée - à gauche sous atmosphère d'argon - à droite sous vide partiel - on remarque la disparition du pic à 4 Hz lorsque l'atmosphère est raréfiée. . . . .	47
2.16	Spectres de $I_o(t)$ pour différente consigne d'entrée - à gauche sous atmosphère d'argon - à droite sous atmosphère d'hélium - on remarque la disparition du pic à 4 Hz lorsque le gaz est de l'hélium. . . . .	48
2.17	Evolution du barycentre du contour en fonction du temps, avec $m = 12.96$ g, $I_o = 365$ A efficace et $f_1 = 252.9$ kHz. . . . .	51
2.18	Spectre des positions du barycentre $X_G$ et $Y_G$ , de la fréquence $f_1$ et du courant efficace $I_o$ . . . . .	51
2.19	Définition de $\Delta Y_N$ . . . . .	52
2.20	Evolution de la distance entre les deux points de la surface à $Z_N = 140$ px en fonction du temps. . . . .	52
2.21	Moyenne des spectres sur 8 tranches de $Z_N = cte$ . . . . .	53
2.22	Evolution temporelle de la goutte lévitée avec $m = 12.96$ g, $I_o = 365$ A efficace et $f_1 = 252.9$ kHz. . . . .	54
2.23	Spectre du courant efficace pendant la modulation du courant inducteur à $f_2 = 12$ Hz. . . . .	55
2.24	Spectre de la fréquence $f_1$ durant la modulation du courant inducteur à $f_2 = 12$ Hz. . . . .	56
2.25	Evolution du barycentre du contour extrait à partir des vidéos des expériences pour $m = 12.67$ g, $I_o = 323.5$ A efficace, $f_1 = 253$ 097 Hz, $f_2 = 12$ Hz et $\alpha = 0.06$ . . . . .	57
2.26	Spectre fréquentiel de la position radiale $X_G$ et $Y_G$ du barycentre du contour de la goutte pour $m = 12.67$ g, $I_o = 323.5$ A efficace, $f_1 = 253$ 097 Hz, $f_2 = 12$ Hz et $\alpha = 0.06$ . . . . .	57
2.27	Moyenne des spectres de l'évolution de la largeur de la goutte à différentes hauteurs comprise entre $Z_N = 60$ à $160$ pour $m = 12.67$ g, $I_o = 323.5$ A efficace, $f_1 = 253$ 097 Hz, $f_2 = 12$ Hz et $\alpha = 0.06$ . . . . .	58
2.28	Evolution temporelle de la goutte lévitée avec $m = 12.67$ g, $I_o = 323.5$ A efficace, $f_1 = 253$ 097 Hz, $f_2 = 12$ Hz et $\alpha = 0.06$ . . . . .	59
2.29	Evolution des coordonnées du barycentre calculée à partir du détournage du contour du film réalisé pour $I_o = 415$ A efficace, $f_1 = 252$ 882 Hz, $f_2 = 14.1$ Hz, $\alpha = 0.02$ et $m = 7.59$ g. . . . .	61
2.30	Spectre de l'évolution du barycentre du contour de la goutte issu du film calculé sur un temps de 27 s pour $I_o = 415$ A efficace, $f_1 = 252$ 882 Hz, $f_2 = 14.1$ Hz, $\alpha = 0.02$ et $m = 7.59$ g. . . . .	62

2.31	Spectre moyenné du suivi des points de la surface pour $I_o = 415$ <i>A efficace</i> , $f_1 = 252\,882$ <i>Hz</i> , $f_2 = 14.1$ <i>Hz</i> , $\alpha = 0.02$ et $m = 7.59$ <i>g</i> . . . . .	62
2.32	Spectre du courant efficace $I_o$ lors de la lévitation de fréquence $f_2 = 14.1$ <i>Hz</i> , $\alpha = 0.02$ , $I_o = 415$ <i>A efficace</i> , $f_1 = 252\,882$ <i>Hz</i> , $m = 7.59$ <i>g</i> . . . . .	63
2.33	Spectre de la fréquence $f_1$ lors de la lévitation de fréquence $f_2 = 14.1$ <i>Hz</i> , $\alpha = 0.02$ , $I_o = 415$ <i>A efficace</i> , $f_1 = 252\,882$ <i>Hz</i> , $m = 7.59$ <i>g</i> . . . . .	63
2.34	Evolution de la variation $\Delta f_1$ en fonction de la fréquence de modulation $f_2$ , pour $I_o = 415$ <i>A efficace</i> , $f_1 \approx 252\,882$ <i>Hz</i> , $m = 7.59$ <i>g</i> . . . . .	64
2.35	Evolution temporelle de la goutte lévitée avec $I_o = 415$ <i>A efficace</i> , $f_1 = 252\,882$ <i>Hz</i> , $f_2 = 14.1$ <i>Hz</i> , $\alpha = 0.02$ et $m = 7.59$ <i>g</i> . . . . .	65
3.1	Schéma du système de coordonnées cylindriques. . . . .	69
3.2	Formes de la goutte lévitée obtenues à partir de l'expérience et des deux simulations numériques avec $I_o = 428$ <i>A efficace</i> , $f_1 = 274$ <i>kHz</i> et $m = 3.7$ <i>g</i> . . . . .	73
3.3	Comparaison directe entre les formes calculées et la forme expérimentale de la goutte lévitée, avec $I_o = 428$ <i>A efficace</i> , $f_1 = 274$ <i>kHz</i> et $m = 3.7$ <i>g</i> . . . . .	74
3.4	Formes de la goutte lévitée obtenues à partir de l'expérience et des deux simulations numériques avec $I_o = 336$ <i>A efficace</i> , $f_1 = 283.9$ <i>kHz</i> et $m = 4.4$ <i>g</i> . . . . .	75
3.5	Evolution de la surface lévitée pour un nombre de Bond de 2.5 en fonction du nombre de Bond magnétique, $m = 14.1$ <i>g</i> . . . . .	77
3.6	Surface d'une goutte lévitée calculée avec des schémas numériques différents. A gauche : lissage centré sur les cellules et gradients calculés au centre des cellules. A droite : lissage centré sur les noeuds et gradients calculés aux noeuds. . . . .	83
3.7	Evolution temporelle des points polaires supérieurs et inférieurs de la goutte pour <i>Fluent</i> © et <i>SphynX</i> , avec $R_o = 5.046$ <i>mm</i> , $I_o = 336$ <i>A efficace</i> et $f_1 = 283\,900$ <i>Hz</i> . . . . .	85
3.8	Formes statiques extraites des codes <i>Induc2D</i> et <i>SphynX</i> , avec $R_o = 5.046$ <i>mm</i> , $I_o = 336$ <i>A efficace</i> et $f_1 = 283\,900$ <i>Hz</i> . . . . .	85
3.9	Champ de vitesse du fluide à $t = 3.65$ <i>s</i> . Le fluide rouge est de l'hélium, le fluide bleu est du nickel avec $R_o = 5.046$ <i>mm</i> , $I_o = 336$ <i>A efficace</i> et $f_1 = 283\,900$ <i>Hz</i> - Calcul <i>Fluent</i> ©. . . . .	87
3.10	Carte des viscosités apparentes et champ de vitesse du fluide à $t = 1.10$ <i>s</i> avec $R_o = 5.046$ <i>mm</i> , $I_o = 336$ <i>A efficace</i> et $f_1 = 283\,900$ <i>Hz</i> - Calcul <i>SphynX</i> . . . . .	88
3.11	Evolution de la coordonnée verticale de la goutte simulée sous <i>SphynX</i> et la goutte issue de l'expérience, avec $I_o = 428$ <i>A efficace</i> et $f_1 = 274.2$ <i>kHz</i> . . . . .	90
3.12	Carte de la viscosité turbulente et champ des vecteurs vitesse à $t = 0.683$ <i>s</i> . . . . .	90
3.13	Evolution de la viscosité turbulente moyenne au cours du temps à gauche et des vitesses moyennes $\langle u \rangle$ et moyennes turbulentes $\langle u' \rangle$ à droite. . . . .	91
3.14	Evolution de $\Delta\tau/\tau$ en fonction de la viscosité moléculaire $\nu$ à gauche et en fonction du nombre de Reynolds $R_e$ à droite - modèle laminaire - résultats issus de la table 3.5. . . . .	93
3.15	Evolution de la position du pôle de la goutte en fonction du temps, pour deux descriptions (laminaire et turbulente) - $\eta_o = 20\%$ , $\rho = 7995$ <i>kg.m<sup>-3</sup></i> , $\nu = 10^{-7}$ <i>m<sup>2</sup>.s<sup>-1</sup></i> , $\gamma = 1.778$ <i>N.m<sup>-1</sup></i> , correspondant à $R_e = 6\,504$ . . . . .	96



3.16	Carte de viscosité effective à $t = 0.505$ s, $\rho = 7995$ kg.m <sup>-3</sup> , $\gamma = 1.778$ N.m <sup>-1</sup> , $\eta_o = 20\%$ , $\nu = 10^{-7}$ m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> , correspondant à $Re = 6504$ - la viscosité turbulente est de $\langle \nu_t \rangle = 8.5 e-6$ m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> . . . . .	97
3.17	Evolution de $\Delta\tau/\tau$ en fonction de la viscosité moléculaire $\nu$ à gauche et en fonction du nombre de reynolds $Re$ à droite - modèle de turbulence - résultats issus de la table 3.7. . . . .	97
3.18	Forme statique de la goutte pour deux valeurs de champ magnétique - $R_\omega = 64$ , $B_o = 0.01$ T à gauche et $B_o = 0.02$ T à droite. . . . .	100
3.19	Allongement de la goutte en fonction du nombre de Bond magnétique $Bm$ . . . . .	100
3.20	Champ de vitesse dans la goutte, à $t = 2.079$ s, $B_o = 0.005$ T, $f_1 = 247.2$ kHz, $\rho = 7995$ kg.m <sup>-3</sup> , $\gamma = 1.778$ N.m <sup>-1</sup> , $\nu = 10^{-6}$ m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> , $\sigma = 1.18 e6$ Ω <sup>-1</sup> .m <sup>-1</sup> . . . . .	102
3.21	Vitesse moyenne $\langle U \rangle$ et turbulente caractéristique $\langle u' \rangle$ à $t = 0.4$ s en fonction du paramètre d'écran $R_\omega$ . . . . .	102
3.22	Evolution temporelle de la position du pôle avec $B_o = 10$ mT, $f_1 = 274.2$ kHz et $\nu = 10^{-7}$ m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> . . . . .	104
3.23	Evolution temporelle de la vitesse moyenne à gauche et de la viscosité effective à droite avec $B_o = 20$ mT, $f_1 = 370$ kHz et $\nu = 10^{-6}$ m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> . . . . .	104
3.24	$\Delta\tau/\tau$ en fonction de $R_\omega$ pour deux configurations. . . . .	105
3.25	$\Delta f/f$ et $\Delta\tau/\tau$ en fonction de $\nu$ pour trois valeurs de $B_o$ 1, 10, 20 mT correspondant à $\eta_o = 1.06\%$ , 3.99%, 13.6%, respectivement. . . . .	105
3.26	Evolution of $\Delta\tau/\tau$ en fonction de $Re$ , les points où nous avons fait varier la fréquence sont représentés aussi. . . . .	106
A.3.1	Schéma du système d'acquisition et de commande. . . . .	VI
A.3.2	Schéma électrique du montage amplificateur suiveur. . . . .	VII
A.4.1	Spectre du courant efficace simulé, pour $f_{Ech} = 6000$ Hz, $f_2 = 20$ Hz et $f_G = 100$ Hz. . . . .	IX
A.4.2	Représentation de $Ieff$ calculé localement pour $f_{Ech} = 60000$ Hz en vert et $f_{Ech} = 100$ Hz en bleu avec $f_G = 100$ Hz et $f_2 = 20$ Hz. . . . .	XI
A.5.1	Différentes vues de la lingotière. Il est possible de voir les événements qui servent à évacuer l'air par le bas et les côtés. . . . .	XIV
A.5.2	Diagramme pression température du Nickel . . . . .	XIV
A.5.3	Valeurs des produits de réactions à l'équilibre thermodynamique pour des pressions de 25 Pa à gauche et 250 Pa à droite. . . . .	XV
A.5.4	Valeurs des produits de réactions à l'équilibre thermodynamique pour des pressions de 2500 Pa à gauche et 1 atm à droite. . . . .	XV
A.5.5	Equilibre thermodynamique des différentes espèces présentes dans l'échantillon e nickel. . . . .	XVI
A.6.1	Représentation de la configuration d'étude utilisée. . . . .	XX
A.6.2	Evolution de la puissance adimensionnée en fonction de $R_\omega$ . . . . .	XX
A.6.3	Evolution de la puissance en fonction de $R_\omega$ . . . . .	XXI
A.6.4	Evolution de $\Delta P/P$ en fonction de $R_\omega$ , pour les codes <i>Ophélie</i> et <i>Induc2D</i> . . . . .	XXI
A.7.1	Schéma de la bobine d'Helmholtz . . . . .	XXV
A.7.2	Ellipse approchant la forme de la goutte déformée par le champ magnétique de la bobine d'Helmholtz. . . . .	XXV

# Introduction

Avec le développement des méthodes informatiques d'investigation des problèmes physiques, l'intérêt pour la connaissance des propriétés physiques des matériaux a cru de manière importante. En particulier, l'évolution de ces paramètres en fonction de conditions extérieures imposées (température, pression, réactions avec l'extérieur). En effet, les codes de simulations numériques deviennent de plus en plus précis et abordables en terme de temps de calcul. Ils permettent des investigations poussées pour des coûts expérimentaux pouvant se réduire à la validation de méthodes et à des essais finaux.

La problématique qui apparaît très clairement est celle de la modélisation de l'élaboration des matériaux. En effet, la connaissance de leurs propriétés n'est pas encore suffisante, particulièrement concernant les métaux et leurs alliages. L'industrie métallurgique est aujourd'hui très demandeuse de mesures de propriétés thermophysiques des métaux, particulièrement des métaux à haut point de fusion ou très réactifs. La lévitation électromagnétique est un moyen de réaliser des mesures des propriétés thermophysiques sur ces matériaux. L'avantage de cette méthode est l'absence de contact du fluide lévité avec un substrat solide qui pourrait être source de pollutions. De nombreuses propriétés sont étudiées grâce à ce procédé. Cependant la plupart de ces mesures nécessitent des conditions particulières, telle la microgravité, dont l'obtention est fort coûteuse. En effet, la microgravité peut être obtenue, soit dans l'espace, soit dans des vols paraboliques, soit dans des tunnels de chute libre.

Le procédé de lévitation a encore de nombreuses voix d'amélioration : améliorer la précision des mesures existantes, développement de nouveaux moyens de mesure et validation des méthodes usitées, développement du moyen de mesure terrestre qui permettraient l'obtention de mesures peu coûteuses et qui donnerait la possibilité de réaliser un grand nombre de mesures.

Le propos de cette thèse est, d'une part, de prospecter une nouvelle voix de mesure de la viscosité et de la tension de surface grâce au procédé de lévitation électromagnétique, d'autre part, d'étudier l'impact de l'écoulement des fluides sur les mesures réalisées.

A ces fins, la première partie de ce travail étudie l'effet de la modulation en amplitude du courant électrique circulant dans l'inducteur sur l'excitation de la goutte lévitée. Ce travail a été réalisé expérimentalement. Comme dans les creusets froids où la modulation du courant a permis un contrôle de la surface libre de charges métalliques fondues semi-lévitées, ce principe sera appliqué à la lévitation électromagnétique. Une sphère liquide réagit comme un oscillateur, c'est pourquoi si on force ses oscillations de surface, celle-ci va réagir plus fortement sur ses fréquences propres. Le déclenchement de la déstabilisation de la goutte est révélateur de la viscosité de celle-ci.

La seconde partie de travail concerne l'impact de l'écoulement des fluides engendré par l'oscillation de la surface libre et/ou par les forces électromagnétiques sur les mesures de tension de surface et de

viscosité. L'écoulement au sein d'une goutte lévité est connu pour être turbulent. Nous savons que la turbulence augmente la viscosité apparente. Quel est l'impact de cette augmentation de viscosité apparente sur les mesures ? Cette étude a été réalisée grâce à la simulation numérique des oscillations d'une sphère liquide, avec et sans champ électromagnétique. Ce travail fût réalisé en collaboration avec l'université de Greenwich.

Cette thèse se divise en trois parties.

La première partie présente le contexte scientifique de cette étude. Il sera montré ce qui a motivé la réalisation de ce travail. Le procédé de mesure en lévitation électromagnétique sera présenté, ainsi qu'une partie significative des mesures qui sont réalisées grâce à celui-ci. Les bases théoriques nécessaires à la compréhension de ce mémoire seront introduites.

Il sera discuté plus particulièrement de la viscosité et de la tension de surface, de la manière de les mesurer et les modèles utilisés pour les définir seront introduits.

Nous présenterons ensuite les principes physiques qui permettent la lévitation électromagnétique. Nous introduirons l'impact de la modulation du courant sur les forces électromagnétiques et ce qu'il est attendu sur l'excitation de la surface de la goutte lévitée. Il sera introduit les principales sources de perturbations des mesures dues à ce procédé.

Dans la seconde partie, il sera présenté le volet expérimental de ce travail. Il sera discuté des expériences de lévitation réalisées au laboratoire *CNRS-EPM*.

Le dispositif expérimental est décrit : circuit électrique de puissance, moyens de mesures du courant, commande des expériences, éléments optiques de mesure et préparation des échantillons.

Il sera ensuite présenté les résultats expérimentaux obtenus. Différentes expériences ont été réalisées. Une première série d'expériences a été réalisée pour des gouttes de diamètre 1 *cm*. Il est apparu que pour ces expériences le générateur ne pouvait moduler à des fréquences suffisamment élevées pour exciter les oscillations de la goutte lévitée. C'est pourquoi une seconde expérience a été bâtie à l'échelle 1.5 pour réduire les fréquences propres des gouttes liquides.

Dans la troisième partie, nous verrons les résultats obtenus grâce à la simulation numérique.

Les résultats statiques sont présentés dans un premier temps. Ces résultats seront confrontés aux résultats expérimentaux issues des expériences réalisées au laboratoire *CNRS-EPM*.

Dans un second temps, nous verrons la résolution dynamique de la lévitation électromagnétique. Des comparaisons dynamiques avec les expériences y sont présentées.

Finalement, la description des écoulements dans une goutte oscillante sera présentée, puis l'impact du champ électromagnétique de centrage de la charge sera introduit.

# Chapitre 1

## Contexte et bases théoriques

La lévitation électromagnétique est utilisée comme moyen de mesures des propriétés thermophysiques des métaux. Ces propriétés sont les suivantes :

- la densité
- la tension de surface
- la viscosité
- la conductivité électrique
- la conductivité thermique
- la dilatabilité thermique
- la chaleur spécifique
- les propriétés de changement de phase (surfusion, eutectique, nucléation, etc.).

Ces mesures et les moyens associés sont présentés dans le tableau 1.1. L'utilisation de la lévitation présente de nombreux avantages, notamment celui d'être sans contact et ainsi de permettre la caractérisation d'alliages surfondus, en évitant les sources de pollution par contact avec un solide. C'est pourquoi son développement et l'amélioration de la qualité des mesures sont actuels. Une revue de ce procédé a été réalisée par I. Egry [Egry, 2003]. Il y est discuté, en particulier, des méthodes utilisées et une critique de celles-ci est faite.

TAB. 1.1 - Récapitulatif des principes de mesure des propriétés thermophysiques mesurées par les dispositifs de lévitation électromagnétique (voir Etay [Etay *et al.*, 2004]).

<b>propriété</b>	<b>principe de la mesure</b>	<b>mesure de ou des...</b>	<b>appareillage utilisé</b>
masse volumique	- sur terre : équilibre des forces de gravité et des forces électromagnétiques - en microgravité : équilibre des forces électromagnétiques et de tension superficielle	position de la charge	vidéo : traitement d'images
tension superficielle	mise en oscillation de la goutte fluide par modulation du courant	fréquences excitées à la surface libre de la charge	caméra haute résolution de 30 à 300 images par seconde
viscosité	impulsion du courant inducteur	temps d'amortissement des oscillations	caméra haute résolution de 30 à 300 images par seconde
résistivité électrique	mesure de la puissance Joule dissipée dans la charge	différence de potentiel et fréquence dans le circuit d'alimentation	voltmètre et fréquence-mètre
capacité calorifique	modulation du courant inducteur	mesure temporelle de la température de la surface de la goutte	pyromètre
conductivité thermique	impulsion du courant inducteur	déphasage entre la modulation de la température de la surface et la modulation de la consigne d'alimentation du courant inducteur	

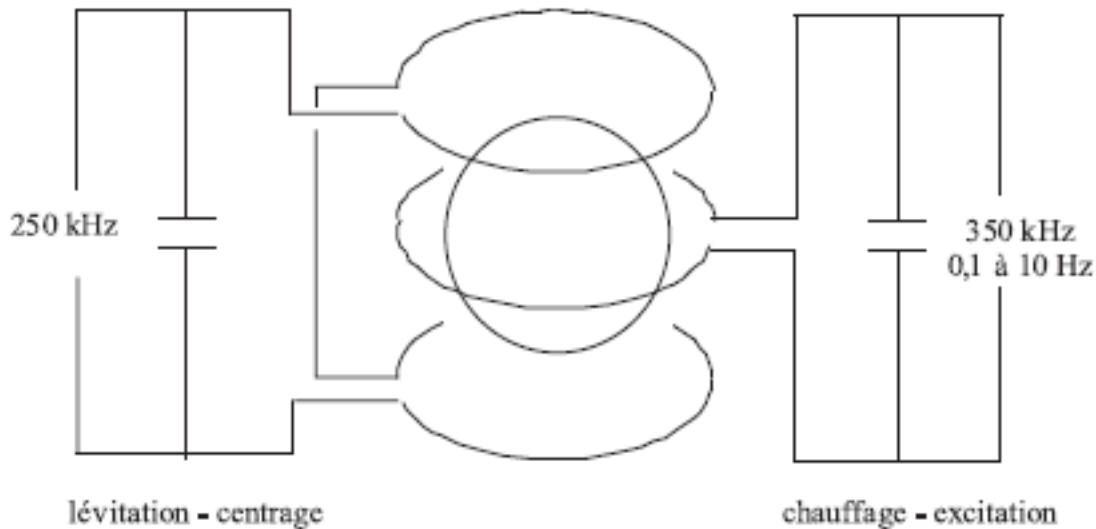


FIG. 1.1 - Schéma électrique du dispositif TEMPUS-MSL. Un inducteur centre la charge et un second la chauffe et l'excite mécaniquement.

## 1.1 Contexte scientifique

### 1.1.1 Contexte technique

Pour obtenir les propriétés physiques d'alliages surfondus, et afin de réduire l'intensité du brassage électromagnétique et les sources d'instabilité, l'expérience *TEMPUS-MSL* (Materials Science Laboratory) a été mise en oeuvre. Dans les années passées, des expériences ont été menées à bien, en micro-pesanteur, pour lesquelles un dispositif électromagnétique (figure 1.1) comportant deux inducteurs a servi d'une part à centrer une charge d'alliage métallique de diamètre 1 cm environ, d'autre part à la fondre et à la maintenir en température et le cas échéant à exciter des oscillations de sa surface. Vidéo, pyromètres, et système de mesure de position par laser viennent compléter ce dispositif. La nécessité de la microgravité est discutée par T. Hibiya et I. Egly [Hibiya et Egly, 2005]. Ceux-ci montrent les bénéfices de la microgravité pour faire disparaître la convection naturelle, réduire le brassage électromagnétique et l'intérêt de l'absence de contact avec un solide.

Des résultats originaux, d'une grande portée industrielle, ont été obtenus (Egly [Egly, 1998]). Toutefois, ces expériences présentent deux défauts :

- il arrive qu'elles doivent être interrompues, la charge s'étant déstabilisée,
- les mesures ne sont pas toujours reproductibles. Ceci peut être dû, entre autres, aux effets du brassage électromagnétique du métal fondu, qui ne peut pas être annulé.

Enfin, l'interprétation des signaux de mesures, obtenus par l'utilisation d'un laser, du mouvement du pôle de la goutte, nécessite a posteriori un traitement adapté pour supprimer les parasites dus aux vibrations annexes.

### 1.1.2 Contexte européen

Les travaux présentés dans cette thèse font partie de deux projets européens.

Le premier se nomme *THERMOLAB*. C'est un projet *MAP* (Microgravity Application Promotion) de

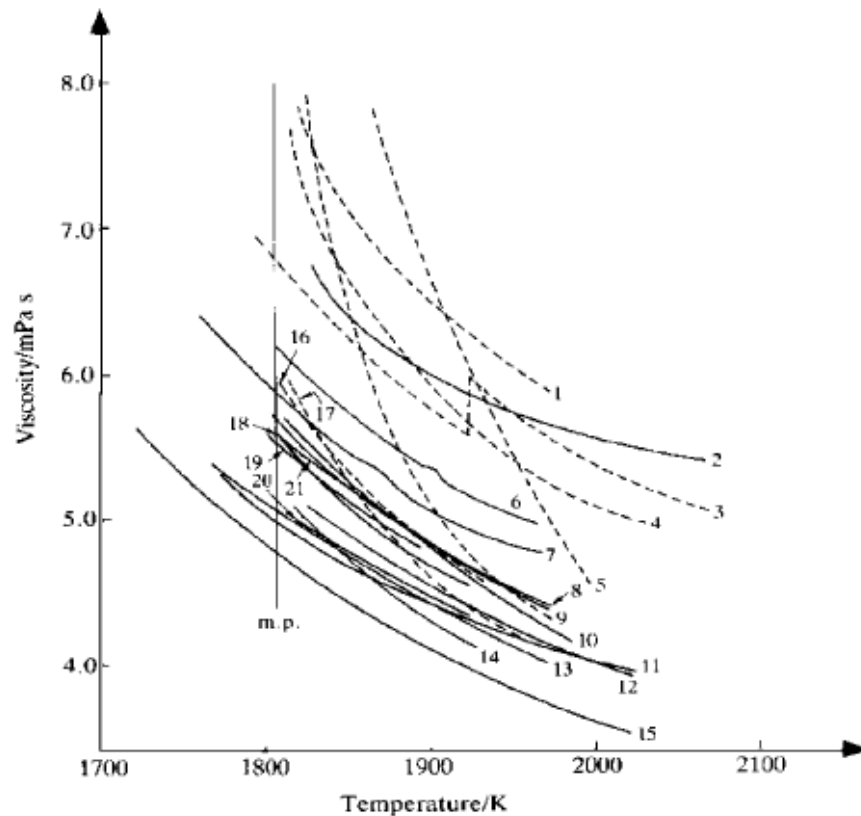


FIG. 1.2 - Mesures de la viscosité du fer pur en fonction de la température (voir [Tanaka *et al.*, 1996]).

l'Agence Spatiale Européenne (ESA).

Il a pour but la mesure des propriétés thermophysiques des matériaux. La modélisation de procédés industriels complexes et particulièrement la mise en forme et la solidification des matériaux sont devenus un enjeu majeur pour le développement et la recherche. Parallèlement au développement très rapide de solutions analytiques et des méthodes numériques, il y a un manque de données concernant les matériaux, plus particulièrement l'évolution de leurs propriétés avec la température. Ce manque est dû à la haute réactivité chimique des alliages métalliques à l'état liquide, qui ne permet pas l'utilisation de moyens de mesures traditionnels (certains seront évoqués dans le paragraphe 1.2).

Une étude réalisée auprès des entreprises européennes en rapport avec l'élaboration et/ou l'utilisation de matériaux (*cf.* [Fecht et Wunderlich, 2001]) a montré le besoin urgent d'obtenir des propriétés thermophysiques de haute qualité de matériaux et de nouveaux alliages. En effet, les propriétés de nombreux matériaux ont déjà été mesurées, mais les valeurs obtenues ne sont pas satisfaisantes. Par exemple des mesures de la viscosité du fer en fonction de la température (*cf.* figure 1.2) fait apparaître des écarts considérables. Ces écarts peuvent atteindre 100%. La dispersion des résultats est trop élevée. Les mesures doivent être améliorées.

Les propriétés thermophysiques des matériaux sont nécessaires pour :

- mieux comprendre les procédés, particulièrement de l'étape de la solidification,
- résoudre les problèmes de défauts au sein des matériaux (piques, etc.) et ainsi augmenter la qualité des productions,
- réduire les pertes et les coûts.

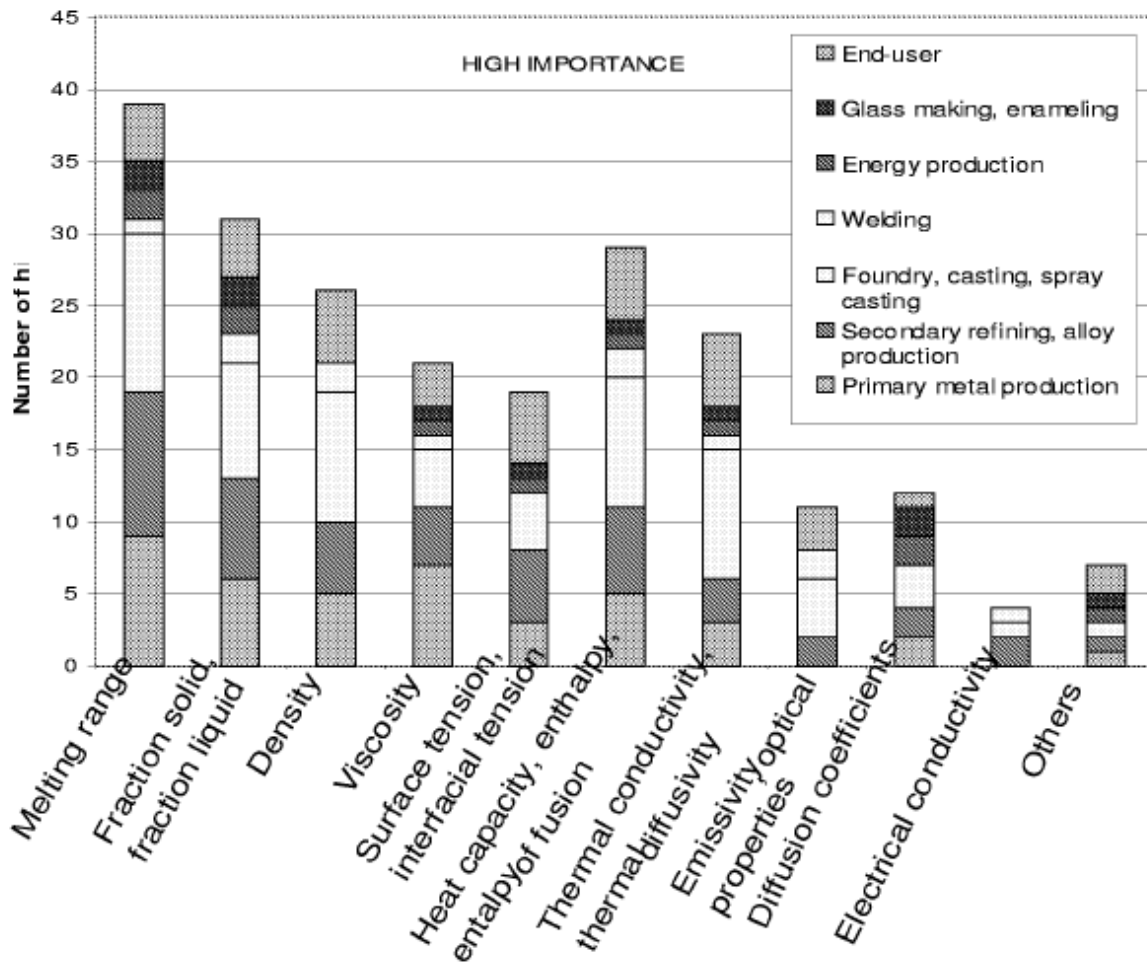


FIG. 1.3 - Résultats de l'étude réalisée auprès des industries européennes de production de métaux (ici en Grande-Bretagne) au sujet de l'importance des propriétés thermophysiques des matériaux et des alliages à l'état liquide, extrait de Fecht et Wunderlich [Fecht et Wunderlich, 2001].

Un exemple de résultats est représenté sur la figure 1.3 (graphique issu de [Fecht et Wunderlich, 2001]). Celle-ci montre que la connaissance des propriétés thermophysiques est un sujet de haute importance pour ces industries.

C'est pourquoi le projet *ESA-THERMOLAB* vise à l'obtention des propriétés thermophysiques des matériaux, tout particulièrement en utilisant le procédé *TEMPUS-EML* (Electromagnetic Levitator), soit dans l'Airbus *micro-g* de l'ESA, soit dans la station spatiale *ISS*. Il vise à la fois à réaliser ces mesures, mais aussi à continuer d'améliorer leur précision, notamment en travaillant sur la modélisation du procédé lui-même.

Le second projet est issu de la commission européenne. Il s'agit d'un projet intégré nommé *IMPRESS* (Intermetallic Materials Processing in Relation to Earth and Space Solidification). Il est coordonné par l'ESA, à laquelle est associée l'expertise de 42 groupes de recherche universitaires et industriels. L'objectif du projet est d'élaborer des aubes de turbines de 40 cm en aluminides de titane (TiAl). Ce matériau présente des propriétés d'usage meilleures que celles actuelles. Il permettra à la fois d'augmenter la longueur des aubes de turbines et améliorer leurs qualités mécaniques.



Pour cela il est nécessaire de maîtriser entièrement le lien entre l'élaboration d'un matériau, sa structure et ses propriétés finales. Les aluminides de titane ont des propriétés mécaniques et physiques remarquables jusqu'à des températures de 800 °C. La combinaison d'un haut point de fusion, d'une haute résistance et d'une faible densité rend ces matériaux idéaux pour les ailettes de turbine à gaz. Ces aubes, produites par des techniques avancées, développées grâce au projet *IMPRESS*, seront employées dans la prochaine génération de turbines pour les moteurs aéronautiques et les centrales électriques modernes. L'utilisation de l'aluminide de titane permettra une réduction du poids de 50% des composants de turbine améliorant le rapport poussée/poids des moteurs aéronautiques et leur rendement.

Les alliages intermétalliques sous forme de poudre sont également importants pour les catalyseurs. Ceux-ci accélèrent les réactions chimiques économisant une énergie considérable. Ils sont utilisés dans les industries pharmaceutiques, agro-alimentaires et dans la production d'énergie.

Un composant original du projet *IMPRESS* est le volet consacré aux expérimentations réalisées dans l'espace. La station spatiale internationale (ISS), comme d'autres plateformes de microgravité, sera employée pour réaliser des expériences de mesures sur les alliages intermétalliques. Le but de ces expériences est de comprendre le rôle de la pesanteur sur les processus d'élaboration de matériaux, de valider les modèles de simulation de solidification et d'optimiser les processus industriels.

Dans ce projet, *EPM* travaille sur le contrôle de la solidification, grâce à l'action des champs magnétiques. Cela concerne le couplage dans une modélisation numérique de la solidification et de l'action des champs magnétiques et de les comparer avec des mesures expérimentales. Pour que ces modèles donnent de bons résultats, il est nécessaire d'avoir des données sur les propriétés thermophysiques de bonne qualité. Pour améliorer les résultats des mesures des propriétés thermophysiques, une bonne description de l'installation est nécessaire. C'est une partie de ce travail de thèse qui étudie le procédé de lévitation électromagnétique, permettant d'obtenir les propriétés citées dans le tableau 1.1.

## 1.2 Présentation des différentes techniques de mesure de propriétés thermophysiques

Nous allons décrire de quelle manière sont réalisées les mesures des propriétés thermophysiques citées précédemment (*cf.* 1.1). Les mesures concernant les changements de phase ne seront pas décrites dans ce mémoire car elles sont trop nombreuses.

### 1.2.1 Conductivité électrique

Les mesures de conductivité électrique sont réalisées par lévitation électromagnétique d'une charge de métal. L'impédance de l'inducteur, permettant d'assurer la lévitation, est affectée par la présence de l'échantillon et de ses variations de conductivité électrique. Si l'échantillon levité est sphérique et le champ magnétique utilisé homogène (ceci est possible en microgravité), cette relation devient simple et est donnée par Richardsen [Richardsen et Löhöfer, 1999] :

$$Z(\omega, \delta) = U/I \quad (1.1)$$

avec  $\omega$  la pulsation du courant,  $\delta$  l'épaisseur de peau électromagnétique,  $\mu_o$  la perméabilité magnétique du vide et  $\sigma$  la conductivité électrique du milieu.

L'épaisseur de peau électromagnétique est définie comme :

$$\delta = \sqrt{2/(\omega\sigma\mu_o)} \quad (1.2)$$

L'impédance  $Z$  se mesure facilement grâce au courant  $I$  et la tension  $U$  aux bornes du circuit oscillant, ainsi que leur déphasage  $\phi_c$ . En inversant l'équation 1.1, il vient :

$$\delta = \frac{R_o}{2} \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{A}{R_o^3} \left\{ \frac{I}{U} \cos \phi_c - B \right\}} \right) \quad (1.3)$$

avec  $R_o$  le rayon de la charge sphérique,  $A$  et  $B$  sont deux constantes expérimentales à déterminer. L'équation (1.3) donne  $\delta$ . Avec l'équation (1.2), il est possible de remonter à  $\sigma$ . Cette méthode de mesure ne marche que pour des matériaux non magnétiques.

La mesure de la conductivité électrique permet aussi de remonter à la conductivité thermique  $\lambda$  grâce à la relation de Wiedemann-Franz. Cette relation est valable pour les métaux liquides seulement :

$$\lambda = L_o\sigma T \quad (1.4)$$

où  $L_o$  est une constante universelle nommée nombre de Lorentz,  $L_o = 2.45 \text{ W}\cdot\Omega\cdot\text{K}^{-2}$ . Ainsi la mesure de la conductivité électrique donne un moyen alternatif de mesurer la conductivité thermique. Des précisions sur cette formule sont disponibles dans [Iida et Guthrie, 1988].

### 1.2.2 Densité et dilatabilité thermique

La densité et la dilatabilité thermique sont obtenues en filmant les expériences de lévitation, voir [Nair *et al.*, 2003]. La section de l'échantillon levité est obtenue par visualisation directe. L'échantillon est supposé être sphérique en microgravité ou axisymétrique en présence de gravité. Il est alors possible

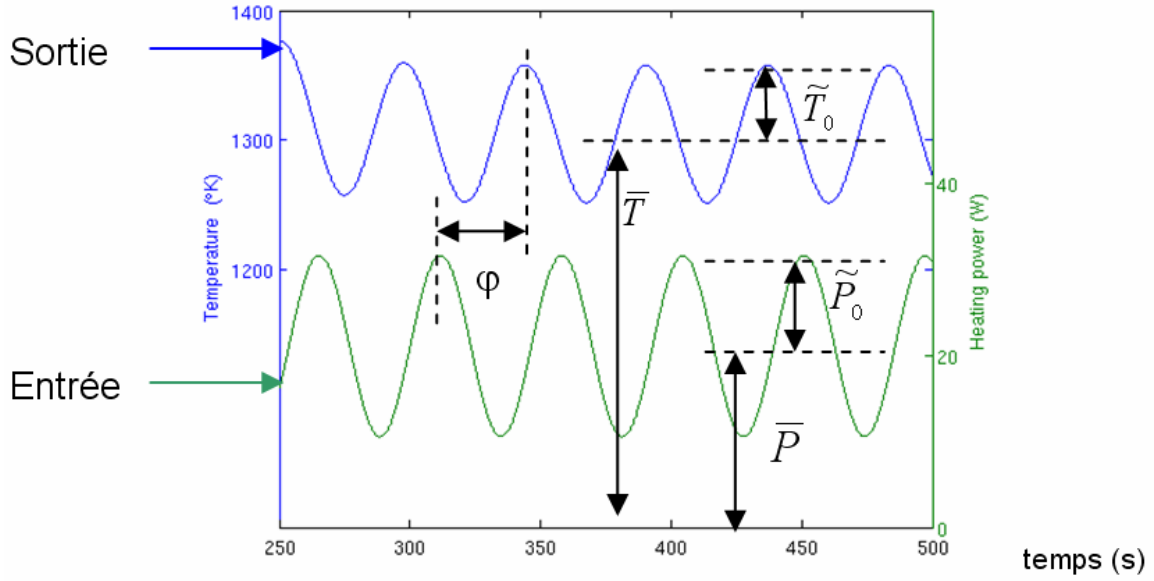


FIG. 1.4 - Définition du déphasage et des amplitudes de la température et de la puissance totale, par P. Schetelat [Schetelat, 2006].

de calculer le volume et d'en déduire la densité. Cependant, une très grande précision est nécessaire dans la capture des vidéos (nécessité d'avoir un grand nombre de pixels pour décrire le contour de la goutte). C'est pourquoi les résultats obtenus sont traités de manière statistique à partir d'un grand nombre d'expériences. S. Bakhtiyarov [Bakhtiyarov *et al.*, 2006] rapporte la manière dont ces mesures sont réalisées et pointe le problème de la restitution des images filmées. Dans les expériences en microgravité, l'inducteur cache une partie de la goutte lévitée et des méthodes de reconstruction de son contour sont présentées. Cette méthode a été récemment utilisée par Brillo *et al.*, [Brillo *et al.*, 2006a]. Des données sur la densité du nickel ont été publiées par J. Brillo et I. Egry [Brillo et Egry, 2004].

### 1.2.3 Chaleur spécifique

Une méthode sans contact, à partir du lévitateur électromagnétique, a été développée par Fecht [Fecht et Johnson, 1991]. Des mesures ont été réalisées sur du zirconium par Wunderlich et Fecht [Wunderlich et Fecht, 2005] grâce à un procédé de lévitation. La méthode est une variante de la calorimétrie modulée. Le générateur qui sert à chauffer est modulé de la manière suivante :  $P_\omega(t) = \bar{P}(1 + 2\alpha \cos(\omega_2 t) + \frac{\alpha^2}{2}(1 + \cos 2\omega_2 t)) \approx \bar{P}(1 + \frac{\alpha^2}{2} + 2\alpha \cos(\omega_2 t)) = \bar{P} + \tilde{P}_o \cos \omega_2 t$ , grâce à un courant modulé défini comme suit  $I(t) = I_o \cos(\omega_1 t)(1 + \alpha \cos(\omega_2 t))$ . Il en résulte une variation de température  $\tilde{T}_o(t)$  de la charge lévitée, comme présenté sur la figure 1.4. Si les pertes de chaleur ne sont que radiatives, à savoir si les expériences sont réalisées avec une atmosphère à faible pression ( $p < 10^3 Pa$ ) et si la pulsation  $\omega_2$  est bien choisie, à savoir si  $\omega_2$  est une pulsation de période faible devant le temps caractéristique des transferts thermiques dans la sphère (voir 1.2.4), on a alors la relation suivante :

$$C_p = \frac{1}{\omega_2} \frac{\tilde{P}_o}{\tilde{T}_o} \frac{1}{\rho V} \quad (1.5)$$

Un travail concernant ces mesures est en cours au CNRS-EPM.

### 1.2.4 Conductivité thermique

Ces mesures sont décrites par I. Egry [Egry, 2004]. Un des principaux problèmes pour la mesure des coefficients de diffusion dans les liquides est lié à la présence de convection naturelle. Cette dernière agit souvent plus efficacement que la diffusion. Certaines méthodes transitoires ont été développées avec succès. Elles s'appuient sur le fait que les temps caractéristiques des accélérations des fluides dues aux forces de convection naturelle sont beaucoup plus longs que ceux liés à la propagation du changement de température, dû à un gradient très important et très localisé. Ainsi, il est en principe, possible de réaliser des mesures sans convection sur des temps très courts.

Une autre méthode consiste à faire disparaître la convection naturelle grâce à la microgravité. Les premières mesures de la conductivité thermique en microgravité ont été réalisées par Nakamura *et al.*, [Nakamura *et al.*, 1991], qui a utilisé la technique transitoire du fil chaud. Avec cette méthode, la température augmente dans le fil à cause d'un flux de chaleur constant imposé au temps initial. Cette augmentation de température croît comme  $\ln t$  :

$$\Delta T = \frac{q}{4\pi\lambda_{moyen}} \ln t + C \quad (1.6)$$

avec  $q$  la chaleur en entrée par unité de longueur,  $\lambda_{moyen}$  la conductivité thermique moyenne du liquide et du substrat. Les expériences ont montré que  $\Delta T$  varie linéairement avec  $\ln t$ , ce qui prouve l'absence de convection.

Une troisième méthode est celle de la calorimétrie modulée présentée dans le paragraphe 1.2.3. Contrairement, à la mesure de la capacité calorifique où seules les amplitudes des variations de puissance et de température sont nécessaires, ici les temps caractéristiques de diffusion entrent en jeu. En effet pour que la mesure soit possible, il faut choisir une pulsation de modulation du courant dont la période est grande devant le temps caractéristique de conduction  $\tau_{cond}$  et petite devant le temps caractéristique de radiation  $\tau_{rad}$ . Wunderlich et Fecht [Wunderlich et Fecht, 2005] proposent :

$$\tau_{cond} = \frac{\rho C_p V}{h_c} = \frac{\rho C_p V}{\frac{4}{3}\pi^3 (R_o - \zeta\delta)} \kappa_{th} \quad (1.7)$$

$$\tau_{rad} = \frac{\rho C_p V}{h_r} = \frac{\rho C_p V}{S\epsilon\sigma\bar{T}^3} \quad (1.8)$$

$$\omega_2 = \sqrt{\frac{1}{\tau_{cond}\tau_{rad}}} \quad (1.9)$$

avec  $h_c$  le coefficient de transfert thermique global lié à la conduction dans la sphère,  $h_r$  le coefficient de transfert thermique global lié au rayonnement de la surface de la sphère,  $\zeta$  le coefficient géométrique de répartition des sources thermiques dans la goutte ( $\approx 0.65$ ),  $\epsilon$  l'émissivité totale,  $S$  la surface de la sphère et  $\delta$  l'épaisseur de peau électromagnétique décrite dans le paragraphe 1.5.

En mesurant le déphasage entre la température et la modulation de puissance, il est possible de remonter à la valeur du temps caractéristique de conduction et ainsi d'en déduire la conductivité thermique  $\kappa_{th}$ .

### 1.2.5 Viscosité et tension de surface

La viscosité et la tension de surface sont mesurées par la technique de la goutte oscillante. Les gouttes de liquide oscillent autour de leur forme d'équilibre. Cette forme est sphérique en microgravité

TAB. 1.2 - Valeurs des temps caractéristiques de conduction et de radiation pour le Nickel liquide,  $\rho = 7995 \text{ kg.m}^{-3}$ ,  $\epsilon = 0.33$ ,  $R_o = 5 \text{ mm}$ ,  $\bar{T} = 2100 \text{ K}$ ,  $\delta = 8.8e - 4 \text{ m}$ ,  $\kappa_{th} = 486 \text{ W.m}^{-1}$ .

$\tau_{cond}$ (s)	$\tau_{rad}$ (s)	$\omega_2$ (rad.s <sup>-1</sup> )
$2.07e - 2$	8.46	2.39

et des relations simples apparaissent qui relient la fréquence des oscillations à la tension de surface, et l'amortissement de ces oscillations à la viscosité du liquide. Le travail de cette thèse s'est beaucoup porté sur l'étude des mesures de tension de surface et de viscosité. Ces mesures sont présentées dans les parties 1.3 et 1.4 respectivement.

## 1.3 Tension de surface

### 1.3.1 Définition de la tension de surface

Avant de discuter de la tension superficielle nous devrions définir le phénomène physique. La tension superficielle peut être définie de différentes manières : au niveau moléculaire par la théorie de Bakker, mécaniquement par l'équation de Laplace, et thermodynamiquement comme proposé par Gibbs. La définition de la tension de surface qui est exposée ici a été proposée par P. Joos [Joos, 1999]. Les considérations thermodynamiques ne seront pas présentés dans ce mémoire.

#### 1.3.1.1 Définition moléculaire de la tension superficielle

Considérons deux phases non-miscibles mis en contact. La tension superficielle est parfois définie de la façon suivante (voir figure 1.5.a) : dans le fluide, une molécule est attirée par les autres molécules l'entourant, qui sont elles-mêmes soumises à l'attraction des molécules de leur voisinage. Au sein du fluide l'ensemble des forces d'attraction  $\vec{F}_a$  sont symétriques autour de la molécule, de sorte que la résultante totale  $\vec{F}_n$  est nulle. Près de sur la surface ces forces d'attraction ne sont plus symétriques parce que la contribution des molécules dans le volume est plus grande que celles des molécules près de la surface. En conséquence il devrait y avoir une résultante totale dirigée vers l'intérieur du volume. Cette image est erronée. En effet si une force agit sur une molécule, elle devrait être accélérée vers l'intérieure du volume. Par conséquent les molécules près d'une surface plate se distribueront de telle manière à ce que la force nette agissant sur elles ait une résultante des forces normales à la surface (voir 1.5.b) nulle. Ceci signifie que le gradient de pression normal à la surface est nul :

$$\frac{dp}{dz} = 0 \quad (1.10)$$

Dans le volume les forces agissant sur une molécule sont symétriques. Ceci signifie que la pression est isotrope et est une grandeur scalaire. La pression dans la direction normale,  $p_n$  est égale à celle dans la direction parallèle à la surface  $p_T$ .

$$p_n = p_T^o \quad (1.11)$$

avec  $p_T^o$  la pression tangentielle loin de la surface.

L'équation (1.10) montre que  $p_n$  est une constante indépendante de  $z$ . Près de sur la surface, les forces agissant sur une molécule dans les directions normale et tangentielle ne sont plus égales. Ceci signifie que la pression est anisotrope et un tenseur. La pression tangentielle  $p_T$ , est une fonction de  $z$ , ou :

$$\frac{dp_T}{dz} \neq 0 \quad (1.12)$$

À une certaine distance  $z$  nous avons une pression tangentielle nette  $p_T^o - p_T \neq 0$  qui contracte la surface et ce phénomène est appelé la tension superficielle  $\gamma$  entre deux fluides. Elle s'exprime en  $N.m^{-1}$ . Selon Bakker [Bakker, 1928], cette tension est définie comme :

$$\gamma = \int_{-\infty}^{\infty} [p_T^o - p_T(z)] dz = \int_{-\infty}^{\infty} [p_n - p_T(z)] dz \quad (1.13)$$

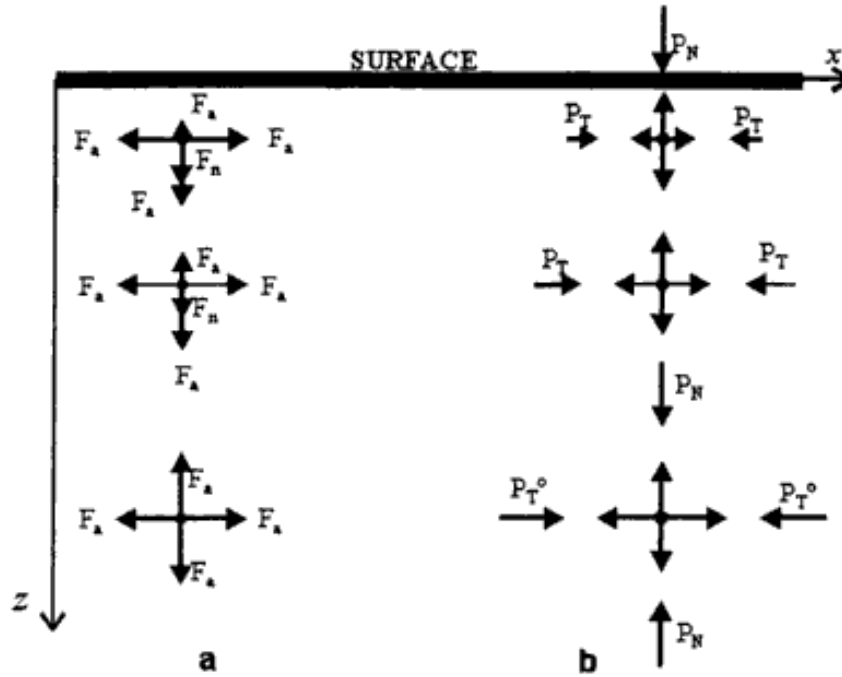


FIG. 1.5 - Distribution des forces d'attraction  $\vec{F}_a$  d'une molécule dans un fluide : côté (a) distribution non symétrique des forces (la résultante totale  $\vec{F}_n \neq 0$ ) ; côté (b) distribution symétrique des forces ( $\vec{F}_n = 0$ ).

De ces arguments il est évident que la frontière entre deux phases non-miscibles n'est pas une surface mathématique (avec une épaisseur nulle), mais une zone plus ou moins épaisse de transition entre les phases. Les propriétés mécaniques d'une telle surface sont caractérisées par une membrane étirée. L'équation (1.13) relie la tension superficielle à la pression  $p_T$  qui varie localement, mais elle ne nous fournit pas une méthode pour sa mesure parce que la pression locale dans l'épaisseur entre les deux fluides n'est pas expérimentalement accessible.

### 1.3.1.2 Définition mécanique de la tension superficielle (loi de Laplace)

Considérons une surface incurvée rectangulaire infinitésimale entre deux liquides non-miscibles. La surface considérée est statique. Les longueurs extérieures de cet élément de surface sont  $dl_1$ , et  $dl_2$  (voir figure 1.6). Au point  $A$ , la tension superficielle  $\gamma$  étire la surface sur une distance  $dl_2$ , provoquant une force  $DF_1 = \gamma dl_1$ . Le même phénomène a lieu en  $B$ . Au point  $A$  et  $B$  nous traçons des lignes normales à ces forces se rencontrant au point  $O$ . L'angle entre ces lignes avec la ligne  $PO$  est  $\alpha$ ,  $P$  étant le centre de la surface rectangulaire. Ces forces sont maintenant projetées sur la normal à la surface :  $dF_{1n} = \gamma dl_1 \sin \alpha = \gamma dl_1 \alpha$  ( $\sin \alpha \approx \alpha$ ) et  $dF_{2n} = \gamma dl_1 \alpha$ . La partie tangentielle de ces forces est :  $dF_{1T} = \gamma dl_1 \cos \alpha$  et  $dF_{2T} = \gamma dl_1 \cos \alpha$ . Nous avons  $dF_{1T} + dF_{2T} = 0$ , ce qui nous donne pour la force normale totale  $dF'_n = 2\gamma dl_1 \alpha$  dirigé vers l'intérieur de la surface incurvée. Soit  $d\Omega = dl_1 dl_2$  la surface de l'élément de surface. Comme  $\alpha \approx \frac{dl_2}{2R_2}$  où  $R_2$  est le rayon de courbure de  $dl_2$ , la force normale peut s'écrire  $dF'_n = \frac{\gamma d\Omega}{R_2}$ . En faisant le même raisonnement sur les côtés de longueurs  $dl_2$ , nous obtenons  $dF''_n = \frac{\gamma d\Omega}{R_1}$ .  $R_1$  est le rayon, de courbure de  $dl_1$ . La résultant de  $dF_n$  des forces normales agissant sur la surface  $d\Omega$  est :  $dF_n = dF'_n + dF''_n = \gamma d\Omega \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$ . Cette force normale est balancée

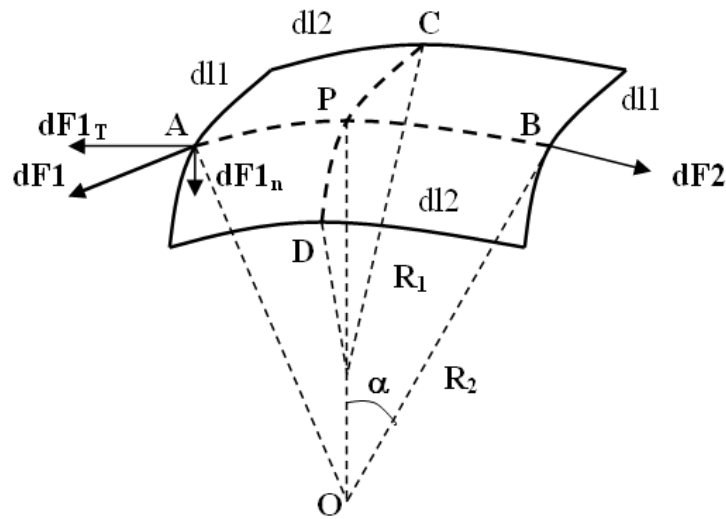


FIG. 1.6 - Schéma d'un élément infinitésimal d'une surface courbée.

par la différence de pression  $p_i - p_o$ , où  $p_i$  est la pression intérieure et  $p_o$  est la pression extérieure. Nous obtenons ainsi :  $(p_i - p_o) d\Omega = dF_n$ , ce qui nous donne :

$$\Delta P_S = p_i - p_o = \gamma \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (1.14)$$

avec  $\Delta P_S$  le saut normal de pression à l'interface et  $R_1, R_2$  les rayons de courbure principaux de l'interface stationnaire (cf. [Batchelor, 1967] page 69). Cette équation est connue sous le nom de Laplace [Laplace, 1806].

Chaque méthode pour mesurer la tension superficielle se fonde sur l'équation de Laplace. Cette équation est également un état de frontière hydrodynamique pour l'effort normal. D'ailleurs l'équation de Laplace a des conséquences pour les propriétés thermodynamiques du système. Ce phénomène est illustré par les équations de Kelvin et de Thompson. Ceci a été présenté par Gibbs [Gibbs et Bumstead, 1906].

La tension superficielle  $\gamma$  est définie comme la force qu'il faut appliquer à l'unité de longueur le long d'une ligne perpendiculaire à la surface d'un liquide en équilibre pour provoquer l'extension de cette surface, ou comme le travail exercé par cette force par unité de surface. L'unité de tension superficielle ( $N.m^{-1}$ ) est équivalente à un joule par mètre carré ( $J.m^{-2}$ ), qui correspondent à une unité d'énergie de surface. On peut définir cette énergie d'interface comme étant le surplus d'énergie par rapport au cas où les molécules de surface se trouveraient à l'intérieur du liquide.

Le système tend à minimiser l'énergie de surface. Dans ce cas-là, l'énergie globale de l'interface ne dépend que de l'aire de l'interface et est relative à l'énergie nécessaire pour créer l'interface :  $W_S = \gamma S$ .

Les études relatives aux programmes *ESA-Thermolab* et *PI-Impress* visent à étudier l'évolution de la tension de surface de métaux en fonction de la température. Les données issues de la littérature montrent que la tension de surface décroît linéairement avec la température. Par exemple, pour la tension de surface du nickel, on a :  $\gamma = 1.77 - 0.33e^{-3} (T - T_m)$  (cf. [Egry *et al.*, 1995] et [Herlach *et al.*, 1993]), avec  $T_m$  la température de fusion. Des indications supplémentaires sur les mesures de tension de surface du nickel liquide sont disponibles dans [Brillo et Egry, 2005].



### 1.3.2 Techniques de mesures

Pour mesurer la tension de surface, plusieurs techniques sont utilisées : la technique de goutte pendante, la technique de la goutte que l'on fait vibrer sur un substrat horizontal, etc. Le défaut de ces techniques est le contact des gouttes avec un substrat susceptible de poser des problèmes pour les métaux réactifs ou à haut point de fusion (alliages de titane, nickel, etc.). C'est pourquoi la lévitation électromagnétique est souvent préférée.

Un modèle analytique d'un globule liquide oscillant autour de sa forme d'équilibre sphérique a été développé par Rayleigh [Rayleigh, 1879] et repris par Lamb [Lamb, 1975]. Pour de petites oscillations, nous pouvons décrire la surface de la sphère comme :

$$R(t) = R_o \cos \omega_n^g t P_n(\cos \theta) \quad (1.15)$$

avec  $\omega_n^g$  la pulsation de mode  $n$ ,  $n$  l'indice indiquant le mode axisymétrique d'oscillations et  $P_n$  étant le polynôme de Legendre d'ordre  $n$ .

Les fréquences d'oscillations sont données par :

$$\omega_n^{g2} = \frac{4\pi}{3} (n-1)n(n+2) \frac{\gamma}{m} \quad (1.16)$$

avec  $m$  la masse de la sphère.

Ainsi en identifiant le mode d'oscillations de la goutte et en mesurant sa fréquence, il est possible de connaître, pour des conditions données, la tension superficielle d'un liquide dans un gaz. Le mode 2 est le mode le plus aisé à exciter. L'équation (1.16) donne :

$$\omega_2^g = 2\pi f_2^g = \sqrt{\frac{32\pi}{3} \frac{\gamma}{m}} = \sqrt{\frac{8\gamma}{\rho R_o^3}} \quad (1.17)$$

Ce modèle de goutte oscillante a été développé pour des gouttes sphériques subissant des petites perturbations. La nécessité d'avoir une goutte proche de la sphéricité oblige les expériences de lévitation à être réalisées en microgravité. De plus, le modèle analytique ne prend pas en compte l'existence de mouvements à l'intérieur de la goutte quelle que soit l'origine de ces mouvements (convection naturelle, brassage électromagnétique). Un modèle analytique de l'impact des champs électromagnétiques est décrit dans le paragraphe 1.5.2.

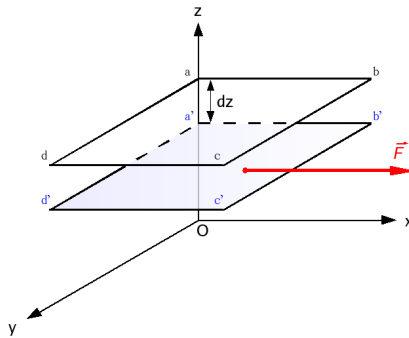


FIG. 1.7 - Schéma de principe représentant l'effet de la viscosité

## 1.4 Viscosité

### 1.4.1 Définition de la viscosité

La viscosité est une description du processus de dissipation de l'énergie accompagnant l'écoulement de fluides. Elle résulte de l'existence de frottements internes au fluide. On parle de fluide visqueux en opposition aux fluides parfaits, voir L. Landau et E. Lifchitz [Landau et Lifchitz, 1971].

On définit deux types de viscosité :

- la viscosité dynamique  $\mu$  se mesure en Pascal-seconde (Pa.s). Une façon de définir la viscosité dynamique est de considérer deux couches d'un fluide notées  $abcd$  et  $a'b'c'd'$  (voir figure 1.7), la couche  $abcd$  étant animée d'une vitesse relative à  $a'b'c'd'$  notée  $\vec{d}v$  et dirigée suivant  $\vec{x}$ , i.e.  $\vec{d}v$  tangent à ces surfaces de fluide. Sous l'effet de la viscosité, une force  $\vec{F}$  s'exerce sur la couche  $a'b'c'd'$ . La viscosité dynamique  $\mu$  est définie par la relation entre la norme de cette force et la vitesse relative  $\vec{d}v$  :  $\vec{F} = \mu S \frac{\vec{d}v}{dz}$ ,  $S$  étant la surface de chaque couche, et  $dz$  l'épaisseur de fluide séparant les deux couches.
- la viscosité cinématique  $\nu$  s'obtient en divisant la viscosité dynamique  $\mu$  par la masse volumique  $\rho$ . Elle s'exprime en  $m^2.s^{-1}$ . La viscosité cinématique est représentative de l'effet de diffusion visqueuse.

La viscosité d'un fluide varie en fonction de sa température ou des actions mécaniques auxquelles il est soumis.

Dans les métaux liquides la viscosité décroît généralement avec la température. Plusieurs lois empiriques représentent cette variation :

- loi d'Arrhenius :  $\mu = \mu_o \exp(Q_\mu / RT)$ , avec  $Q_\mu$  et  $\mu_o$  des constantes déterminées empiriquement,
- loi en puissance :  $\mu \propto (T - T_{ref})^{-\alpha}$ , avec  $T_{ref}$  une température de référence et  $\alpha$  autour de 2).

La diversité d'évolution de ces lois, voir Herlach [Herlach *et al.*, 1993], montre la nécessité de réaliser des mesures.

### 1.4.2 Techniques de mesure

De nombreuses techniques de mesure de la viscosité existent :

- le viscosimètre de Höppler (on lâche une sphère solide dans un liquide et le suivi de sa chute donne la valeur de la viscosité),

- l'écoulement de Poiseuille (on mesure la pression imposée à un fluide pour le mettre en mouvement stationnaire).

Ces techniques ne peuvent pas s'adapter à des matériaux à haut point de fusion ou très réactifs.

De même que pour la mesure de la tension de surface, la viscosité peut être mesurée grâce à la goutte oscillant autour de sa forme sphérique. On suppose que la surface suit la loi :

$$R(t) = R_o \cos(\omega_n^g t) e^{-\frac{t}{\tau_n}} P_n(\cos \theta) \quad (1.18)$$

avec  $\tau_n$  le temps d'amortissement des oscillations du mode  $n$  dû à la viscosité.

S. Chandrasekhar [Chandrasekhar, 1961] montre que :

$$\frac{1}{\tau_n} = (n-1)(2n+1) \frac{\nu}{\rho R_o^2} \quad (1.19)$$

avec  $\rho$  la densité du fluide.

Il faut noter que le résultat sur la pulsation de l'équation (1.17) n'est pas affecté par la viscosité.

Comme nous nous intéressons plus particulièrement au second mode (le plus aisé à exciter), cette formule se réduit à :

$$\tau_2 = \frac{R_o^2}{5\nu} \quad (1.20)$$

avec  $\nu$  la viscosité dynamique définie comme  $\mu/\rho$ .

Ce modèle analytique de goutte oscillante est défini pour une goutte subissant de petites perturbations autour de sa forme d'équilibre sphérique. Pour obtenir des conditions expérimentales nécessaires à la réalisation d'essais permettant les mesures de tension de surface et de viscosité, celles-ci doivent être réalisées en microgravité. De plus, ce modèle ne tient pas compte de la réalité des écoulements au sein d'une goutte oscillante. Les écoulements sont supposés être engendrés par le seul déplacement infinitésimal de la surface libre et être laminaires.

On peut l'obtenir la microgravité de trois façons :

- soit on lâche une goutte dans un tunnel de chute libre. Mais les temps de chute ne sont pas assez longs pour parcourir une plage de température suffisante pour les études,
- soit on utilise un lévitateur dans un avion en vol parabolique, il est possible d'assurer via le système de lévitation le centrage de la charge et la chauffe de celle-ci avec de faibles perturbations,
- soit les expériences sont réalisées dans l'espace.

## 1.5 Lévitiation électromagnétique

### 1.5.1 Principe

#### 1.5.1.1 Ordres de grandeur

La propriété de lévitation des champs magnétiques alternatifs est largement utilisée pour mesurer les propriétés physiques d'alliages métalliques. Le principe de ces mesures a déjà été décrit dans le paragraphe 1.2.

Les phénomènes physiques, sur lesquels ce type de dispositif s'appuie, peuvent être résumés de la façon suivante : un milieu de conductivité électrique  $\sigma$ , de volume  $V$ , placé dans un champ magnétique  $\vec{B}$  d'intensité caractéristique  $B_o$  alternatif de pulsation  $\omega_1$ , développe des courants électriques induits de densité  $\vec{j}$ . Ce phénomène a deux effets sur ce milieu appelé « charge » : un effet thermique et un effet mécanique. L'effet thermique est aussi appelé « chauffage par effet Joule ». Il est utilisé pour fondre la charge et la maintenir en température.

L'effet mécanique est dû aux forces électromagnétiques  $\vec{F}$  (cf. paragraphe 1.5.1.2) :

$$\vec{F} = \vec{j} \times \vec{B} \quad (1.21)$$

qui présentent une partie moyenne  $\langle \vec{F} \rangle$  et une partie pulsante  $\vec{F}_P$ , avec :

$$\langle \vec{F} \rangle = \frac{\omega_1}{2\pi} \int_{t=0}^{2\pi/\omega_1} \vec{F} dt \quad (1.22)$$

On a alors  $\vec{F} = \langle \vec{F} \rangle + \vec{F}_P$ . Le rapport  $|\langle \vec{F} \rangle|/|\vec{F}_P|$  augmente comme la racine carrée du paramètre d'écran  $R\omega$ , mesure de l'épaisseur de diffusion du champ magnétique à l'intérieur de la charge  $\delta$  (l'épaisseur de peau électromagnétique) comparée à la dimension caractéristique de la charge  $R_o$  :

$$R\omega = \mu_o \sigma \omega_1 R_o^2 = 2 \left( \frac{R_o}{\delta} \right)^2 \quad (1.23)$$

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu_o \sigma \omega_1}} \quad (1.24)$$

où  $\mu_o = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H.m}^{-1}$  est la perméabilité magnétique du vide,  $R_o$  la dimension caractéristique de la charge définie par  $R_o = (3V/4\pi)^{1/3}$ .

Ainsi, pour une fréquence  $f_1 = \omega_1/2\pi$  et une intensité de champ magnétique suffisamment élevées, le milieu peut être mis en lévitation. Les forces électromagnétiques équilibrent alors les forces de gravité (Okress *et al.*, [Okress *et al.*, 1952]), c'est-à-dire :

$$\frac{B_o^2}{2\mu_o g R_o} \approx O(1) \quad (1.25)$$

où  $g$  est la gravité,  $\rho$  la masse volumique du milieu considéré.

Outre la lévitation, les forces électromagnétiques engendrent du brassage électromagnétique. La vitesse caractéristique  $U$  de ce brassage est à peu près proportionnelle à la vitesse d'Alfven  $U_A = B_o/\sqrt{\mu_o \rho}$  :

$$U \approx \alpha_U \frac{B_o}{\sqrt{\mu_o \rho}} \quad (1.26)$$



FIG. 1.8 - Schéma illustrant les 2 types d'oscillation de la charge en lévitation. A gauche : oscillation globale verticale ; à droite : oscillation naturelle de mode 2.

avec  $\alpha_U$  un paramètre qui dépend de la géométrie utilisée.

Enfin, les fréquences des oscillations de la charge qui apparaissent sur ce type de dispositif sont (voir par exemple Cummings [Cummings et Blackburn, 1991]) :

- d'une part, une oscillation verticale globale, due au fait que sur terre, le centre de gravité de la charge en lévitation ne correspond pas au point de champ magnétique nul. On remarque que dans l'espace, cette source d'instabilité potentielle est fortement réduite voire supprimée. La fréquence de cette oscillation est notée  $f_\nu$ ,
- d'autre part, les oscillations naturelles de la surface libre, que l'on appelle souvent les oscillations de Rayleigh (cf. Lamb [Lamb, 1975]). C'est la première de ces instabilités, le mode d'oscillation 2, que l'on excite lors des mesures de tension superficielle et de viscosité dans l'expérience Tempus-MSL. Sa fréquence est notée  $f_2^g$ . La présence du champ magnétique est susceptible de faire varier cette fréquence, ceci est décrit dans le paragraphe 1.5.2.

Ces 2 types d'oscillations sont schématisés sur la figure 1.8 :

$$f_\nu = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{g}{2\Delta z_o}} \quad (1.27)$$

où  $\Delta z_o$  est la différence de cote entre la position verticale du centre de gravité de la charge en lévitation et la position du point de champ nul. Lorsque  $\Delta z_o$  tend vers zéro, la fréquence  $f_\nu$  augmente et l'amplitude des oscillations associées tend vers zéro.

La fréquence  $f_2^g$  est déduite de l'équation (1.17) :

$$f_2^g = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{8\pi}{3} \frac{\gamma}{m}} = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{2\gamma}{\rho R_o^3}} \quad (1.28)$$

### 1.5.1.2 Force électromagnétique pour un courant mono-fréquence

Les équations pour calculer le champ magnétique et les forces électromagnétiques sont les équations de Maxwell (voir par exemple [Moreau, 1990]) :

$$\operatorname{div}(\vec{B}) = 0 \quad (1.29)$$

$$\operatorname{div}(\vec{E}) = 0 \quad (1.30)$$

$$\operatorname{rot}(\vec{B}) = \mu_o \vec{j} \quad (1.31)$$

$$\operatorname{rot}(\vec{E}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.32)$$

Grâce à la loi d'Ohm, voir par exemple [Davidson, 2001] :

$$\vec{j} = \sigma(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) \quad (1.33)$$

Il est possible d'obtenir l'équation de l'induction :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{u} \times \vec{B}) + \frac{1}{\mu_o \sigma} \nabla^2 \vec{B} \quad (1.34)$$

On introduit  $\vec{A}$ , tel que  $\vec{B} = \operatorname{rot}(\vec{A})$ .  $\vec{A}$  se nomme le potentiel vecteur et est défini à un gradient près (théorème de la jauge, voir [Jackson et Okun, 2001]). On obtient alors :

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \vec{u} \times \vec{B} \quad (1.35)$$

Si  $Rm \ll R_\omega \approx 66$ , avec  $Rm = \mu_o \sigma u R_o \approx 7.4 e-4$  alors :

$$\vec{E} \approx -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (1.36)$$

$$\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \frac{1}{\mu_o \sigma} \nabla^2 \vec{A} \quad (1.37)$$

Le nombre de Reynolds magnétique  $Rm$  évalue la convection du champ magnétique par le fluide en mouvement par rapport à sa diffusion. Dans notre cas, le champ magnétique n'est pas transporté par le fluide en mouvement.

Si nous plaçons un milieu électroconducteur de l'électricité à proximité d'un inducteur parcouru par un courant  $I(t) = I_o \cos \omega_1 t$  (v.c.f. figure 1.9), Mestel [Mestel, 1982] montre que pour des paramètres d'écran grand devant l'unité ( $R_\omega \gg 1$ ), on a en coordonnées cylindriques avec l'hypothèse d'axisymétrie ( $\vec{A} = (0, 0, A)$ ) :

$$A = \frac{1}{\mu_o \sigma \omega_1} \left( \nabla^2 - \frac{1}{R^2} \right) A \quad (1.38)$$

Si  $\delta \ll R_o$  :

$$A = 2\delta B_S(S) e^{(1+i)\frac{n}{2\delta}} + O(\delta^2) \quad (1.39)$$

Il en déduit que :

$$\vec{B} = \left( \frac{2\delta}{R} \frac{\partial}{\partial S} (R B_S), -(1+i) B_S, 0 \right) e^{(1+i)\frac{n}{2\delta}} \quad (1.40)$$

$$\vec{j} = \left( 0, 0, -\frac{i B_S}{\delta \mu_o} \right) e^{(1+i)\frac{n}{2\delta}} \quad (1.41)$$

$$\vec{F} = \left( -\frac{1}{2} |B_S|^2, \delta Im \left\{ B_S \frac{\partial B_S^*}{\partial S} \right\}, 0 \right) \frac{e^{n/\delta}}{\delta \mu_o \rho} \quad (1.42)$$

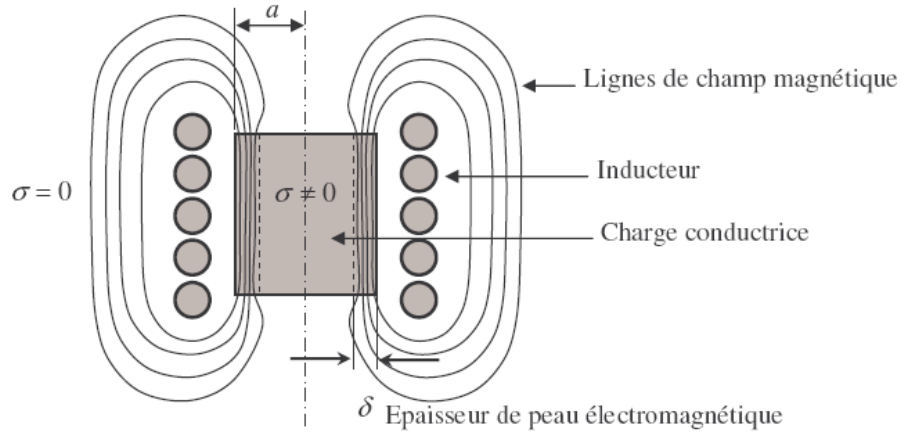


FIG. 1.9 - Schéma d'un milieu électroconducteur soumis à un champ magnétique créé par un inducteur, issu de la thèse de B. Saadi [Saadi, 2006].

avec  $*$  l'opérateur qui conjugue le complexe  $B_S$  et  $B_S$  la composante du champ magnétique tangentielle à la surface du domaine électroconducteur.

Mestel [Mestel, 1982] nous montre que les forces électromagnétiques dépendent du champ magnétique à la surface. Ce champ magnétique va pénétrer dans la charge sur l'épaisseur de peau électromagnétique  $\delta$  (cf. équation (1.24)). Des courants sont induits dans cette épaisseur. L'interaction entre ces courants et le champ magnétique qui pénètre dans la charge crée une répartition de forces électromagnétiques  $\vec{F}$  (cf. 1.21) dirigée de manière normale à la surface vers l'intérieur de la charge, comme représenté sur la figure 1.9.

### 1.5.2 Technique de mesure et perturbations

La lévitation électromagnétique est utilisée comme moyen de mesure en microgravité. La microgravité est nécessaire pour limiter les mouvements parasites à l'intérieur de la goutte notamment en réduisant le brassage électromagnétique. Sous ces conditions, le modèle de l'oscillateur harmonique amorti peut s'appliquer à la goutte lévitée. Cependant Cummings [Cummings et Blackburn, 1991] a analysé l'effet du champ électromagnétique sur les fréquences d'oscillations de la goutte quand  $R_\omega \rightarrow \infty$ .

Pour ce paramètre d'écran, le champ magnétique est repoussé en dehors du corps conducteur de l'électricité et les forces électromagnétiques se réduisent en un terme de pression électromagnétique  $P_m$  :

$$\vec{F} = \vec{\nabla} P_m \quad (1.43)$$

$$P_m = \frac{B_S^2}{2\mu_o} \quad (1.44)$$

avec  $B_S$  le champ magnétique à la surface du milieu conducteur.

Dans le cas d'une sphère placée dans un champ magnétique homogène, la fréquence proposée par Cummings est :

$$\omega_{fundamental}^g{}^2 = \omega_2^g{}^2 + 2\bar{\omega}_\tau^2 \quad (1.45)$$

TAB. 1.3 - Evolution de la fréquence propre d'oscillation de mode 2 d'une goutte de Nickel ( $\rho = 7995 \text{ kg.m}^{-3}$ ,  $R_o = 5 \text{ mm}$ ,  $\gamma = 1.778 \text{ N.m}^{-1}$ ) placée dans un champ électromagnétique homogène d'intensité  $B_o$ .

$B_o$ (T)	$f_{fundamental}^g$ (Hz)
0	18.99
0.005	19.09
0.010	19.38
0.020	20.52

où  $\omega_{fundamental}$  est la pulsation des oscillations modifiées par la présence du champ électromagnétique, et  $\bar{\omega}_\tau$  est défini comme suit :

$$\bar{\omega}_\tau^2 = \frac{1}{\rho R_o^2} \sum_n n \beta_{0,n}^0 Y_0^0 \quad (1.46)$$

avec  $Y_0^0$  l'harmonique sphérique d'ordre (0,0) et  $\beta$  définit par :

$$P_M + \rho g(z - z_o) = \sum_{uvn} \beta_{u,n}^v \left( \frac{R}{R_o} \right)^n Y_u^v(\theta, \phi) \quad (1.47)$$

Dans le cadre de la microgravité, nous avons  $g = 0$  et lorsque la surface de la charge est sphérique  $R/R_o \approx 1$ . Si, de plus, le champ magnétique est homogène loin de la charge, alors  $P_M = \frac{9 B_o^2 \sin^2 \theta}{8 \mu_o}$  (voir annexe article *Phys. Of Fluids*).

Ainsi, nous obtenons  $\beta = 0$ , sauf pour :

$$\begin{aligned} \beta_{0,0}^0 &= \frac{3 B_o^2 \sqrt{4\pi}}{4 \mu_o} \\ \beta_{2,0}^0 &= \frac{3 B_o^2 \sqrt{4\pi}}{4 \mu_o} \sqrt{\frac{5}{5}} \end{aligned} \quad (1.48)$$

Ce qui donne :

$$\bar{\omega}_\tau^2 = \frac{1}{\rho R_o^2} \frac{3 B_o^2}{4 \mu_o} \quad (1.49)$$

Les fréquences d'oscillations sont portées dans le tableau 1.3 pour une goutte de nickel.

Les mesures réalisées en microgravité (voir J. Brillo [Brillo *et al.*, 2006c]) donnent des résultats cohérents avec la correction proposée par Cummings [Cummings et Blackburn, 1991].

Le principal défaut de cette analyse est qu'elle ne prend pas en compte le champ électromagnétique réel. En effet, l'épaisseur de peau  $\delta$  y est supposée nulle, tandis que dans les expériences qui nous intéressent le ratio  $\delta/R_o$  peut atteindre 20 %.

La présence du champ magnétique alternatif, qui déforme l'interface et induit du brassage à l'intérieur de la charge, a un impact négatif sur la précision des mesures de tension superficielle et de viscosité. Egry [Egry *et al.*, 1995] discute de l'amélioration des mesures terrestres apportée par cette correction.

Le brassage électromagnétique augmente de manière importante les vitesses du fluide au sein de la goutte et ce de deux manières :

- La première concerne l'inducteur de centrage, qui crée un champ magnétique quadripolaire. Celui-ci est de faible puissance dans les expériences en microgravité et son impact principal intervient sur la forme d'équilibre de la goutte et crée en recentrant la charge, des fréquences d'oscillations globales parasites  $f_\nu$ . Il induit aussi un peu de brassage, moins toutefois que l'inducteur de chauffe.



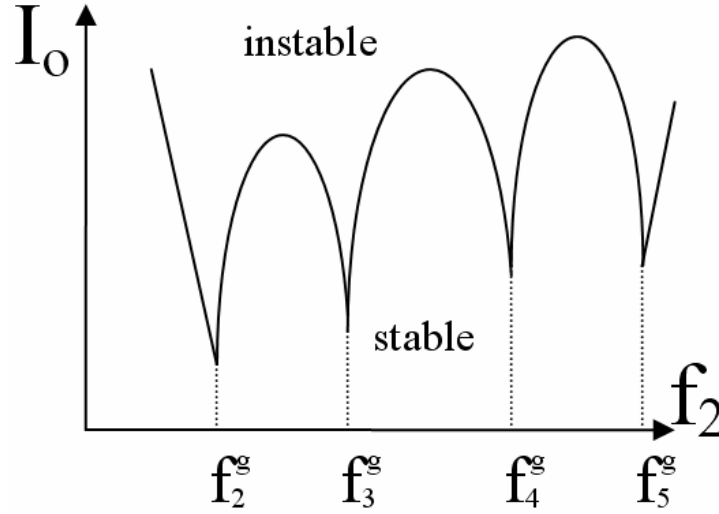


FIG. 1.10 - Schéma du diagramme de stabilité de la goutte en lévitation en fonction de la fréquence de modulation du courant  $f_2$ .

- L'inducteur de chauffage crée un champ magnétique alternatif homogène, servant à chauffage de la goutte par induction et à exciter la goutte (impulsion de  $1/10^{\text{ème}} s$ ). Les mouvements de brassage consistent en deux vortex dans la goutte. De fortes vitesses du fluide sont susceptibles d'apparaître (de l'ordre de 1 à 10  $cm.s^{-1}$ ), cf. équation 1.26 et donc de la viscosité turbulente. Ceci pourrait augmenter de manière très conséquente la dissipation au sein de la goutte et les valeurs de la viscosité issues des mesures pourraient être très surévaluées. Ces problèmes sont évoqués dans [Herlach *et al.*, 1993].

### 1.5.3 Modulation du courant

La modulation du courant est utilisée dans les mesures de capacité calorifique et de conductivité thermique (voir paragraphe 1.2.3 et 1.2.4). Pour améliorer ces mesures, il est nécessaire d'améliorer les modèles dédiés à la représentation de l'impact de cette modulation sur la dynamique du système (forme de la surface libre, écoulement moyen).

Nous avons proposé dans Bardet *et al.*, [Bardet *et al.*, 2006b] que la modulation du courant inducteur soit utilisée pour réaliser des mesures de tension de surface et de viscosité. En effet, la modulation peut servir à forcer les oscillations de la goutte et l'obtention du diagramme de stabilité de la goutte en fonction des fréquences de modulation  $f_2$  nous informe sur la tension de surface et la viscosité (voir figure 1.10).

En effet, la présence de plusieurs pics de résonance  $f_n^g$  permettrait une mesure plus précise de la tension de surface. La largeur des bandes d'instabilités ainsi que les seuils de déclenchement peuvent être reliés à la viscosité.

Si nous plaçons une charge à proximité d'un inducteur dans lequel circule un courant modulé  $I(t) = I_0 \cos \omega_1 t (1 + \alpha \cos \omega_2 t)$  avec  $\omega_2 \ll \omega_1$ , nous obtenons alors pour le potentiel vecteur  $\vec{A} = (0, 0, A)$  en coordonnées polaires avec l'hypothèse d'axisymétrie (cf. annexe A.2), défini par  $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$  :

$$A = m(t) \left( A^{(c)} \cos \omega_1 t + A^{(s)} \sin \omega_1 t \right) + o(\omega_2/\omega_1) \quad (1.50)$$

avec  $m(t) = 1 + \alpha \cos \omega_2 t$ . D'après J. Etay [Etay *et al.*, 2004] on peut déduire pour la force électroma-

gnétique que :

$$\langle \vec{F} \rangle = \langle \vec{F}_o \rangle \left\{ \left( 1 + \frac{\alpha^2}{2} \right) + \tilde{m}(t) \right\} \quad (1.51)$$

$$\tilde{m}(t) = \frac{\alpha^2}{2} \cos 2\omega_2 t + 2\alpha \cos \omega_2 t \quad (1.52)$$

avec  $\langle \vec{F}_o \rangle$  la force électromagnétique calculée pour  $\alpha = 0$ . Ainsi on peut écrire près de la surface pour  $R\omega \gg 1$  grâce à l'équation 1.42 :

$$\langle \vec{F} \rangle = \left( 1 + \frac{\alpha^2}{2} + \tilde{m}(t) \right) \left( -\frac{1}{2} |B_S|^2, \delta Im \left\{ B_S \frac{\partial B_S^*}{\partial S} \right\}, 0 \right) \frac{e^{n/\delta}}{\delta \mu_o \rho} \quad (1.53)$$

Ainsi les forces électromagnétiques ont leur norme qui oscille à la fréquence  $f_2$  autour de leur valeur en courant mono-fréquence multipliée par  $(1 + \alpha^2/2)$ . Il doit être possible grâce à ces forces oscillantes de forcer les oscillations d'une goutte lévitée.

## 1.6 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons mis en évidence l'importance de la connaissance des propriétés thermophysiques des matériaux métalliques. Nous avons pu voir que pour beaucoup de matériaux, il n'y a pas suffisamment de données. De plus, certains d'entre eux présentent une réactivité chimique ou une température de fusion telles que des techniques particulières doivent être mises en oeuvre pour leur caractérisation.

Les mesures des propriétés thermophysiques conduites grâce un procédé de lévitation électromagnétique en sont une illustration. Ce système, combiné à la microgravité, permet l'étude de toutes les caractéristiques thermophysiques liées à la mécanique des fluides, à la thermique et à la solidification.

De nombreuses sources de perturbations de ces mesures ont été mises en évidence. Un des objets de cette thèse est une quantification des conséquences de l'existence de perturbations sur les mesures de viscosité et de tension de surface. En effet, l'interprétation des signaux de mesure est liée à des modèles analytiques ne tenant compte ni des vibrations de goutte, ni des oscillations de la charge, ni de l'effet des champs électromagnétiques de confinement (forme et écoulement), ni de la qualité chimique des échantillons.

L'intérêt de la modulation du courant et la possibilité d'exciter les modes oscillatoires de surface d'une goutte ont été aussi présentés. Ils seront étudiés expérimentalement dans le chapitre 2.

## Chapitre 2

# Expériences terrestres

Ce chapitre présente le dispositif expérimental de lévitation électromagnétique, que nous avons utilisé ainsi que la mise en oeuvre de la modulation en amplitude du courant. Les résultats relatifs au comportement d'une charge métallique soumise à une telle excitation suivent.

### 2.1 But des expériences

Une installation expérimentale de lévitation électromagnétique a été mise en oeuvre au laboratoire *CNRS-EPM*. Notre but est de valider la possibilité de détecter l'état d'excitation d'une charge placée dans un inducteur, via l'étude de la variation de la fréquence du courant inducteur. Nous voulons aussi vérifier la possibilité de forcer les oscillations d'une goutte lévitée grâce à une modulation en amplitude du courant électrique inducteur. Ce phénomène pourrait servir à réaliser des mesures de la tension de surface et de la viscosité, comme il a été présenté dans le paragraphe 1.5.3.

Les expériences permettent aussi de disposer de photographies et de films dont les paramètres de contrôle sont connus et ainsi de valider des codes numériques. Les comparaisons des résultats expérimentaux avec ceux issus de ces codes sont présentées dans le chapitre 3.

### 2.2 Description de l'installation

Notre expérience de lévitation se nomme *MAGLEV* (MAgnétohydrodynamique de la Goutte LEVi-tée). Elle se compose d'un circuit de puissance assujettie à une partie commande. Cette dernière est dotée d'un moyen de mesure du courant, autorisant l'automatisation et l'asservissement des expériences. Nous avons équipé l'expérience d'un ensemble de capture vidéo, pour avoir un deuxième outil de diagnostic.

#### 2.2.1 Cellule de mesure

L'expérience de lévitation électromagnétique comporte 3 parties : une cellule d'expérience, une partie électrotechnique, une partie acquisition. La cellule, représentée sur la figure 2.1 à gauche, est une enceinte constituée d'un tube de quartz de diamètre 140 *mm* et fermée par 2 flasques. La flasque du bas, en

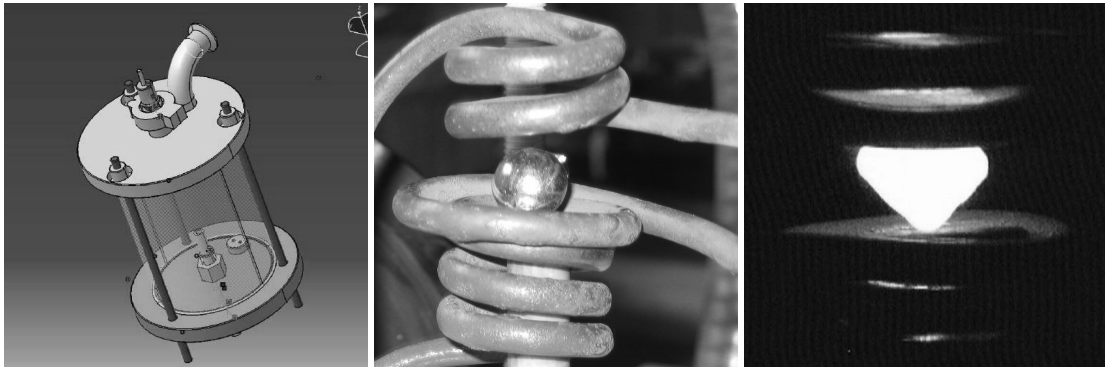


FIG. 2.1 - Expérience *Maglev*, à gauche l'enceinte de test, au centre la sphère de nickel sur son support avant fusion, à droite la charge de nickel fondue et en lévitation.

matière isolante électriquement, autorise à la fois le passage des amenées de courant sur lesquelles est soudé l'inducteur et celui d'une tige servant de support mobile à la charge.

Cette tige est visible sur la figure 2.1 au centre. Elle permet la mise en place de la charge solide dans l'inducteur. La flasque du haut, en acier, permet :

- de faire le vide, un coude permettant le raccordement à une pompe à vide,
- de mettre l'enceinte sous gaz neutre : argon ou hélium,
- le positionnement éventuel d'une sonde de contact ou d'un thermocouple,
- la possibilité de placer une fenêtre sur le dessus de l'enceinte pour des mesures de température avec un pyromètre optique.

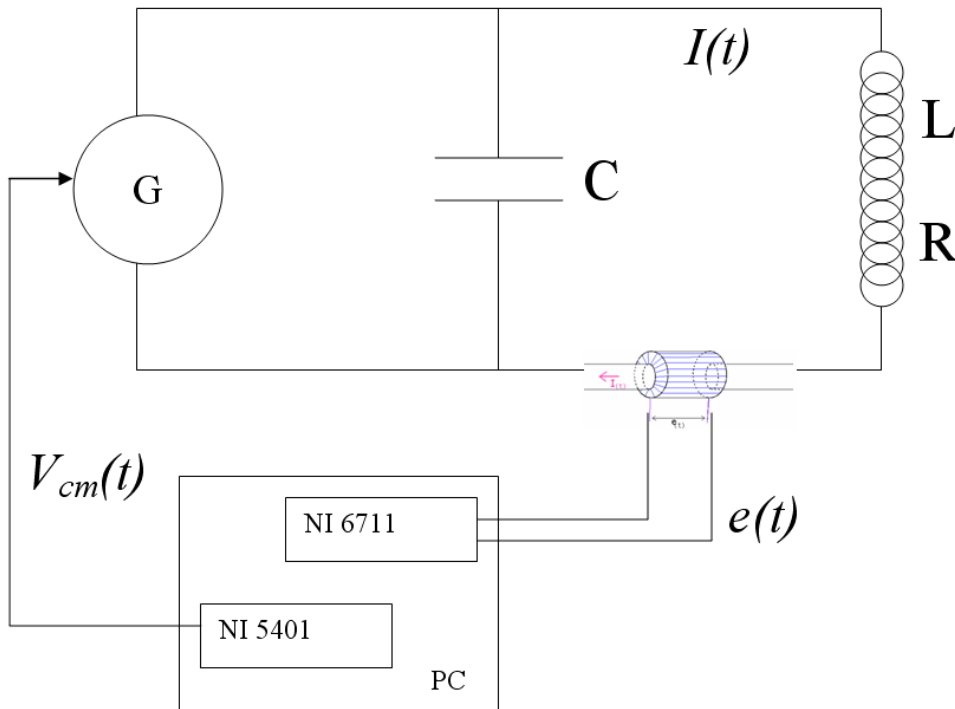


FIG. 2.2 - Système de pilotage de la lévitation.

### 2.2.2 Dispositif de pilotage

Le dispositif de pilotage est constitué du circuit principal, qui permet le passage du courant dans l'inducteur, et d'un circuit de commande, qui contrôle le déroulement des expériences. Le système complet de pilotage est décrit sur la figure 2.2.

Le circuit principal comporte un générateur de puissance  $G$ , une batterie de condensateurs de capacité  $C$  et l'inducteur de lévitation d'inductance  $L$  et de résistance  $R$ .

Sur les amenées de l'inducteur est placée une sonde de Rogowski qui délivre une tension proportionnelle  $e(t)$  au produit du courant  $I(t)$  circulant dans l'inducteur et de la fréquence  $f_1$  de ce même courant. Cette tension est enregistrée sur un PC, grâce à une carte d'acquisition NI 6711. Le générateur de puissance est commandé par ce même PC via une carte génératrice NI 5401 qui génère une tension de commande  $V_{cm}(t)$ . Le courant  $I(t)$  a théoriquement une amplitude proportionnelle à  $V_{cm}(t)$ .

#### 2.2.2.1 Circuit principal

Le circuit principal est formé d'un générateur de puissance relié à une batterie de condensateurs en parallèle avec un inducteur permettant de léviter une charge métallique. Le générateur à triode CELES est susceptible de fournir une puissance de 100 kW sous une tension électrique maximale de 8 kV. La valeur de la capacité de la batterie de condensateurs impose la fréquence du circuit oscillant qu'elle constitue avec l'inducteur. Ce type de circuit a été décrit par R. Ernst [Ernst, 1981]. Le générateur  $G$  a été construit de manière à ce que la fréquence  $f_1$  du circuit oscillant obéisse à :

$$f_1 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (2.1)$$

TAB. 2.1 - Description géométrique approchée en représentation axisymétrique des deux inducteurs utilisés pour les expériences.

$n^\circ$ de boucles	Inducteur 1		Inducteur 2	
	R (mm)	Z (mm)	R (mm)	Z (mm)
1	8.8	5.8	13.3	23.1
2	9.0	0.3	13.8	14.8
3	15.9	-9.9	18.8	-4.4
4	10.4	-11.7	12.9	-8.4
5	10.3	-15.7	12.4	-15.7
6	10.2	-23.1	13.0	-22.8

avec  $L$  l'inductance totale du circuit et  $C$  la capacité totale du circuit. La description des inducteurs est faite dans le tableau 2.1. Dans notre cas, nous avons  $C = 0.2 \mu F$  et approximativement  $L = 1.6 \mu H$ . Ceci a été mesuré avec un décrémenteur logarithmique conçu pour des mesures d'inductance sur des circuits Moyenne Fréquence. Le décrémenteur logarithmique a été décrit par R. Ernst et C. Garnier [Ernst et Garnier, 1989]. Via la mesure de la fréquence du courant, que nous avons mise en oeuvre (voir paragraphe 2.2.3.1), la formule 2.1 permet de mesurer la valeur de l'inductance de manière plus précise. Lors d'un essai à vide du circuit électrique, la mesure de la fréquence donne  $f_1 = 290 kHz$  avec l'inducteur 1 ( $f_1 = 255 kHz$  avec l'inducteur 2). Nous en déduisons que l'inductance à vide (sans charge à éviter) est de  $L = 1.50 \mu H$  pour l'inducteur 1 ( $L = 1.95 \mu H$  pour l'inducteur 2).

Deux inducteurs ont été utilisés pour les expériences, un premier dimensionné pour les charges de rayon caractéristique  $R_o = 5 mm$  et un deuxième pour les charges de rayon caractéristique  $R_o = 7.5 mm$ . Pour chaque inducteur, le courant dans les boucles 1 et 2 circule dans le sens inverse des quatre autres boucles. L'inducteur 1 est fait d'un tuyau de cuivre de rayon extérieur 4 mm et intérieur 2 mm. L'inducteur 2 est fait d'un tuyau de cuivre de rayon extérieur 6 mm et intérieur 4 mm.

Une circulation d'eau est assurée dans le générateur, la batterie de condensateurs et l'inducteur pour les refroidir. L'inducteur est un tube creux dans lequel circule l'eau. Son refroidissement est un point qui a posé problème. Nous avons eu des incidents avec quelques inducteurs à cause d'un refroidissement non suffisant. Pour assurer le débit dans l'inducteur, celui-ci est mis sur un circuit d'eau qui est alimenté par un surpresseur assurant une pression de 10 bars. Le débit à travers l'inducteur 2 sur le réseau d'eau classique ( $\approx 3 bars$ ) est de  $1.48 l.s^{-1}$  et sur le circuit surpressé de  $2.37 l.s^{-1}$ .

Nous avons étalonné le circuit électrique principal et celui de commande. Pour cela, nous avons évalué la réponse du générateur concernant la commande en modulation. Ceci est présenté dans la partie concernant le circuit de commande (2.2.2.2).

### 2.2.2.2 Système de commande

Le système de commande/acquisition a été conçu pour que les expériences se déroulent sans l'intervention directe de l'opérateur. Toutefois, l'opérateur peut reprendre la main sur le contrôle à n'importe quel moment.

Le cas échéant la commande du générateur est asservie au circuit de mesure présenté dans la partie 2.2.3.1. Ceci est présenté dans l'annexe A.3.

Pour commander le générateur, une tension  $V_{cm}(t)$  est générée par une carte génératrice de tension NI 5401 installée sur l'ordinateur de commande de l'installation expérimentale. Par manque de puissance de cette carte, un montage amplificateur suiveur a été ajouté en sortie de la carte. Ceci est présenté dans l'annexe A.3.2. La carte NI 5401 peut générer des signaux sinusoïdaux de fréquence 0 à 16 MHz (par génération de signaux jusque 40 millions d'échantillons par seconde).

Lorsqu'une tension  $V_{cm}$  est générée par la carte NI 5401, un courant alternatif parcourt l'inducteur  $I(t) = I_o \cos(\omega_1 t)$ , avec  $I_o$  proportionnel à  $V_{cm}$ . Nous avons étalonné le générateur pour la commande  $V_{cm} = V_o$ , où  $V_o$  est une tension constante. Pour réaliser cet étalonnage, une sonde réductrice par 1 000 de la tension a été installée en parallèle des bornes de l'inducteur. La tension aux bornes de la sonde est mesurée sur un oscilloscope. Nous obtenons une tension  $U_{oscilloscope} = U_{inducteur}/1\,000$  de fréquence  $f_1$ . Ainsi, il est possible d'obtenir la valeur du courant  $I_o$  correspondant à la commande  $V_o$ , comme suit :

$$I_o = \frac{U_{inducteur}}{2\pi f_1 L} = \frac{1\,000 U_{oscilloscope}}{2\pi f_1 L} \quad (2.2)$$

avec  $f_1$  mesuré pour chaque point  $I_o$  de l'étalonnage et  $L = (4\pi^2 f_1^2 C)^{-1}$ . La figure 2.3 représente le résultat de cet étalonnage. Nous avons  $I_o = K_I V_o$ , avec  $K_I = 47.9$ . Il est important de connaître les caractéristiques de commande du générateur pour assurer un parfait contrôle de la lévitation. L'étalonnage du générateur n'a pu être réalisé pour de forts courants, en effet la sonde réductrice de la tension ne supporte pas des tensions supérieures à 200 V efficace.

Il est aussi nécessaire de connaître la réponse du générateur pour des courants modulés en fonction de la fréquence d'excitation  $f_2$ . Pour la calibration, un signal de commande  $V_{cm}(t) = V_o(1 + \beta \cos(\omega_2 t))$  est généré. Plus  $f_2$  augmente, plus l'inertie du générateur amortit l'amplitude de la modulation. Pour quantifier cet amortissement, le courant mesuré est comparé à la forme :  $I(t) = I_o \cos(\omega_1 t)(1 + \alpha \cos(\omega_2 t))$ . Si le générateur suit parfaitement la consigne de commande, alors  $\alpha = \beta$ . Nous avons fait des tests afin de mesurer l'évolution du ratio  $\alpha/\beta$  en fonction de  $f_2$ . La manière de mesurer  $\beta$  est décrite dans l'annexe A.4. Les résultats sont présentés sur la figure 2.4 pour  $\beta = 0.45$  et  $V_o = 1.4$  V. Cette courbe de calibration, réalisée pour un niveau de consigne de commande  $V_{cm}$ , sera appliquée quelque soit  $V_{cm}$ . Nous voyons ainsi que l'amplitude de la modulation, pour les expériences reportées dans les paragraphes et pour lesquelles  $7 < f_2 < 15$  Hz, est non nulle. Il est important de noter que ces mesures électriques montrent que, bien qu'un paramètre  $\alpha$  de modulation peut-être calculé pour  $f_2$  supérieur à 18 Hz, il n'a aucun sens. En effet cette fréquence n'apparaît pas dans le spectre du courant inducteur. Par contre, lorsque  $f_2 < 15$  Hz, cette fréquence apparaît clairement. Ceci est illustré sur la figure 2.5, qui reporte des puissances spectrales du courant inducteur pour trois valeurs de la fréquence de modulation  $f_2$  (7, 15, 18 Hz).



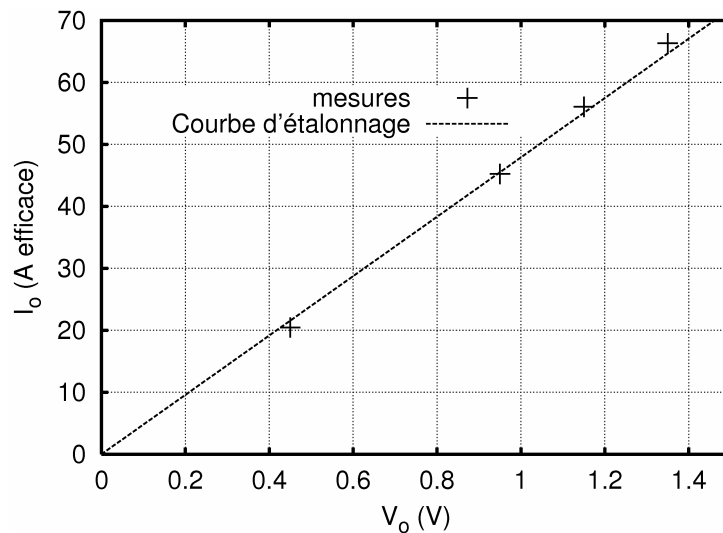


FIG. 2.3 - Courbe d'étalonnage de la commande du générateur :  $K_I = 47.9$ .

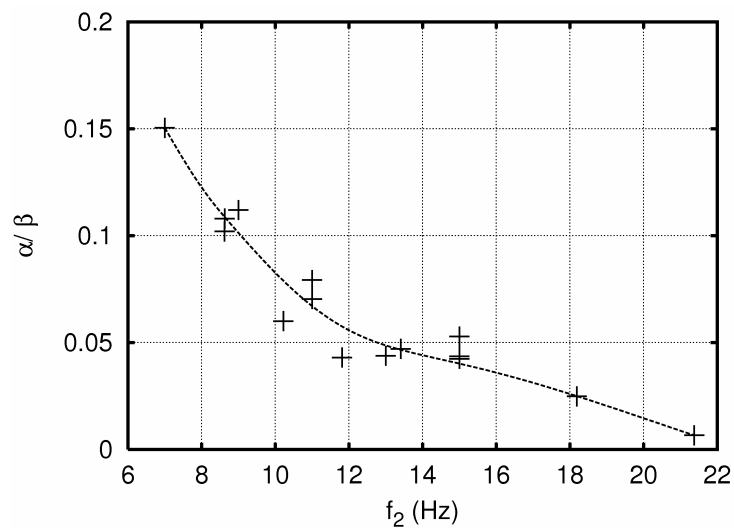


FIG. 2.4 - Evolution du ratio  $\alpha/\beta$  en fonction de  $f_2$  pour une tension de commande  $V_o = 1.4 V$  et  $\beta = 0.45$ .

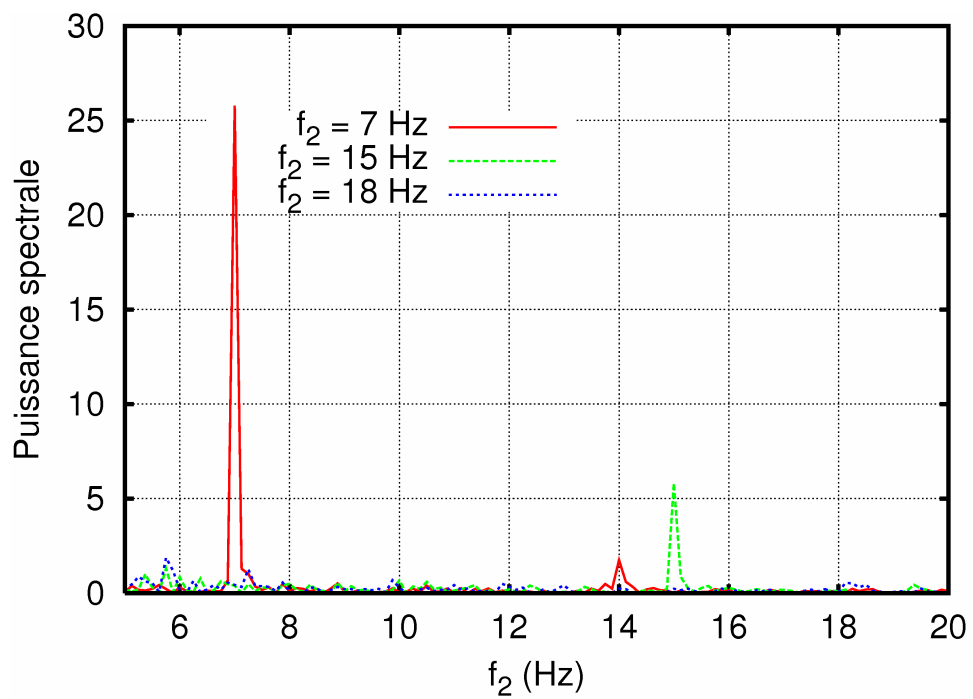


FIG. 2.5 - Spectres du courant pour trois fréquences  $f_2$  de modulation -  $V_o = 1.4$  V,  $\beta = 0.45$ ,  
 $f_{acquisition} \approx 110$  Hz, temps d'acquisition = 20 s.

### 2.2.3 Les dispositifs de mesure

Afin d'atteindre les buts fixés, nous avons équipé l'expérience de plusieurs moyens de mesure :

- un système de mesure du courant, qui permet aussi d'évaluer les variations de fréquences  $\Delta f_1$  (voir équation (2.4) ),
- des systèmes d'acquisition vidéo, permettant de relier les variations de la fréquence du courant  $f_1$  à l'évolution de la surface libre de la goutte, et d'obtenir des formes statiques et des évolutions de la surface pour la validation de codes numériques,
- un système de mesure de température, pour obtenir un ordre de grandeur de la température surfacique de la goutte lévitée.

#### 2.2.3.1 Système de mesure du courant

Le système de mesure du courant est formé de deux éléments :

- une sonde de Rogowski, qui donne une image du courant circulant dans l'inducteur,
- une carte d'acquisition du courant NI 6711.

La sonde de Rogowski donne une tension qui est l'image du courant circulant dans la bobine. Sa description est donnée par G. Souques [Souques, 1984] :

$$e = K \frac{N\omega_1\mu_o S}{2\pi r} I \quad (2.3)$$

avec  $e$  la tension aux bornes de la sonde de Rogowski,  $I$  le courant mesuré,  $N$  le nombre de spires ( $n = 8$ ),  $\omega_1 = 2\pi f_1$  la pulsation du courant,  $S$  la surface d'enroulement de la bobine ( $S = 20 \text{ mm}^2$ ) et  $r$  le rayon moyen d'enroulement de la bobine ( $r = 4 \text{ mm}$ ).  $K$  est un facteur correctif que nous obtenons en calibrant la sonde.

Les informations concernant cette sonde dans le cadre d'une application de mesure du courant dans un circuit inductif sont reportées dans la thèse de D. Perrier [Perrier, 2002]. La sonde a été construite au laboratoire et un soin particulier a été apporté au choix du diamètre du fil. Celui-ci doit être plus petit que l'épaisseur de peau  $\delta$  (cf. équation (1.2) ). Pour le cuivre et la fréquence  $f_1$  choisie  $\delta \approx 0.9 \text{ mm}$ , le diamètre de fil choisi est  $0.8 \text{ mm}$ .

Pour son étalonnage, la sonde de Rogowski a été branchée sur la carte d'acquisition NI 6711 et sur un oscilloscope. Le montage avec la sonde réductrice de la tension (présenté dans le paragraphe 2.2.2.2) est utilisé. Nous avons pu évaluer le courant circulant dans l'inducteur, tout en mesurant la tension  $e$  issu de la sonde de Rogowski. Comme les impédances d'entrée de l'oscilloscope et de la carte NI 6711 ne sont pas égales, des facteurs de correction  $K$  différents ont été calculés pour chacun. Le paramètre de correction  $K$  de l'oscilloscope est égal à 0.883. Celui de la carte NI 6711 vaut 0.245 (à cause de l'impédance d'entrée de  $50 \Omega$ ). La courbe d'étalonnage est représentée sur la figure 2.7.

La manière d'utiliser les résultats issus de la sonde de Rogowski est décrite par Perrier [Perrier *et al.*, 2003].

D. Perrier démontre que la variation de la fréquence  $\Delta f_1$  permet de détecter les pics de résonance d'une charge de galium placé dans un inducteur et il propose d'utiliser cette mesure comme valeur de contrôle pour exciter les instabilités paramétriques de la surface libre du bain de galium.

$\Delta f_1$  est notre critère d'analyse de la fréquence  $f_1$ . Il est calculé sur 25 points d'enregistrement de  $f_1$  :

$$\Delta f_1(t_i) = \max([f_1^{i-12}, f_1^{i+12}]) - \min([f_1^{i-12}, f_1^{i+12}]) \quad (2.4)$$

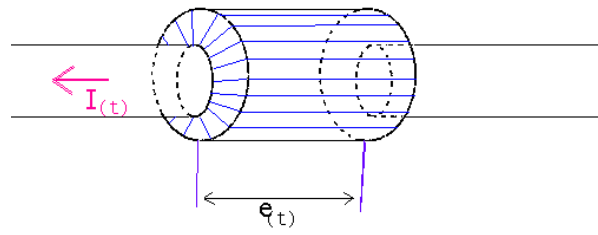
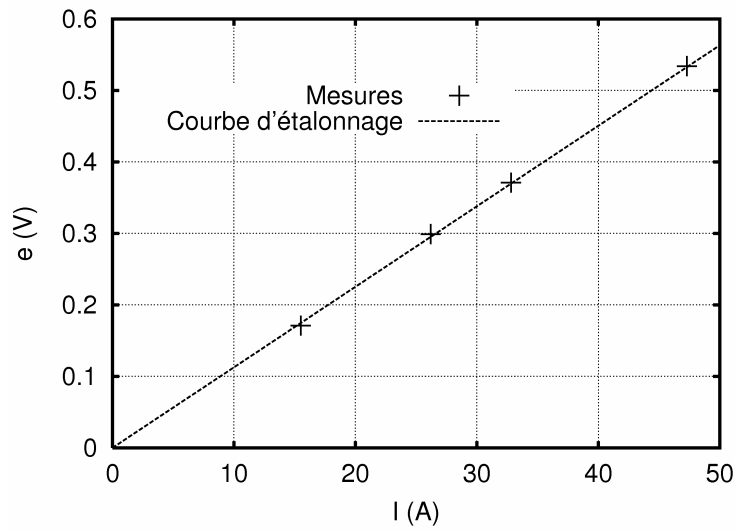


FIG. 2.6 - Sonde de Rogowski.

FIG. 2.7 - Courbe d'étalonnage de la sonde de Rogowski :  $K = 0.245$ ,  $f_1 = 255 \text{ kHz}$ ,  $e$  mesuré avec la carte NI 6711.

### 2.2.3.2 Eléments optiques

Lors des expériences, nous avons mis en oeuvre un second moyen de mesure de l'état d'excitation de la surface libre. L'observation directe grâce à des systèmes d'acquisition vidéo est un moyen efficace. Ce type de système a été décrit par Sauerland *et al.*, [Sauerland *et al.*, 1992].

**Caméras** Nous avons utilisé successivement deux types de caméras.

Lors de la première campagne de mesure (gouttes de rayon caractéristique  $R_o = 5 \text{ mm}$ ), le matériel disponible au laboratoire a été choisi. Il s'agit d'une caméra couleur, qui permet de filmer à 25 images par seconde, avec un entrelacement de  $1/50^{\text{ème}}$  de seconde. Le temps d'obturation est de  $10^{-4} \text{ s}$ .

Suite au dépouillement des films réalisés avec la première caméra, il est apparu que la fréquence de coupure théorique ( $12.5 \text{ Hz}$ ) est trop basse pour décrire le mouvement de la goutte. C'est pourquoi lors de la deuxième campagne de mesure, nous avons utilisé une caméra à acquisition rapide.

Il s'agit d'une caméra noir et blanc, qui peut acquérir 4096 images maximum pour la plus haute résolution, avec des fréquences d'acquisition allant de 0 à 10 000  $\text{Hz}$ . Nous avons fixé la fréquence d'acquisition à 150  $\text{Hz}$ . Celle-ci nous permet de bien décrire les fréquences que nous cherchons à obtenir :  $f_2 < 20 \text{ Hz}$  et permet un temps d'acquisition de 27  $\text{s}$  en haute résolution  $1536 * 512$ . Le temps d'obturation choisi est le même que pour la première caméra  $10^{-4} \text{ s}$ . Ce temps signifie que les images seront capturés sur un temps de  $10^{-4} \text{ s}$ .

**Analyse des images** Les films ont été utilisés pour obtenir l'évolution de la surface libre dans le temps. Afin d'obtenir une forme de goutte se rapprochant de la forme d'équilibre statique et son évolution dans le temps, nous avons extrait le contour de la goutte depuis une acquisition vidéo sur deux secondes (50 images pour la caméra du laboratoire et 300 images pour la caméra à acquisition rapide). Ce type d'analyse d'images avait été utilisé sur des gouttes de gallium, par Ch. Karcher [Karcher *et al.*, 2003] et développé par V. Kocourek [Kocourek *et al.*, 2004]. Le moyen d'extraction du contour de la goutte a été développé sous le logiciel *Matlab*. Une application spécifique a été créée pour extraire le contour de la goutte.

Le moyen d'obtention du contour est simple. Tout point d'une image capturée, qui a une luminosité supérieure à un seuil, est marqué :  $P_i^j = 1$  pour le Pixel en  $(i, j)$ , les autres étant marqués 0.  $P_i^j$  est le marqueur de présence de la goutte à un pixel donné. L'ensemble des points marqués va donc définir la surface filmée de la goutte. Dans le cas des vidéos en couleur, il a parfois été nécessaire de mettre en oeuvre une stratégie de détection plus fine. En effet sur ces vidéos, la réflexion de l'inducteur peut perturber la détection des seuils. Dans ce cas, des seuils différents sont appliqués pour chaque couche de couleurs : Rouge, Verte, Bleue (RGB). Comme le cuivre brille dans des tons rouges, il est possible de s'affranchir de la détection de l'inducteur en travaillant sur le vert et le bleu.

Une fois l'intérieur de la goutte marqué, il est nécessaire de trouver le contour de la goutte. Pour cela, il suffit de regarder si, sur les pixels environnants, on passe de 0 à 1 et de vérifier une de ces deux conditions :

$$\begin{aligned} P_{i+1}^j - P_i^j &\neq P_i^j - P_{i-1}^j \\ P_i^{j-1} - P_i^j &\neq P_i^j - P_i^{j+1} \end{aligned} \quad (2.5)$$

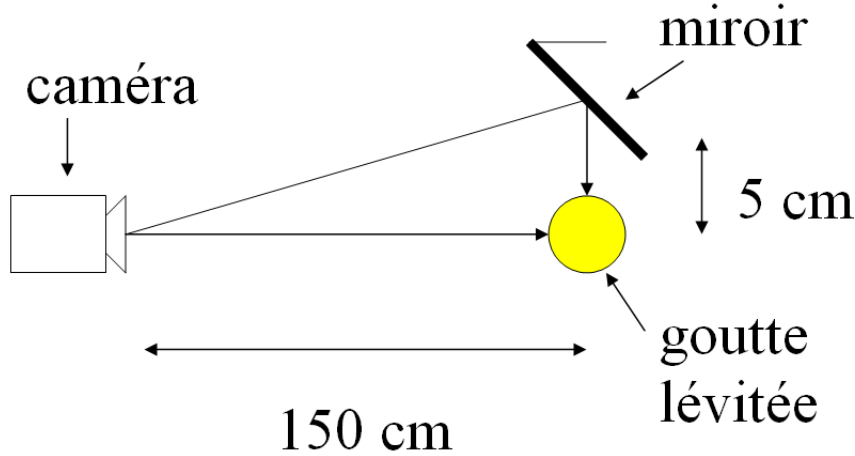


FIG. 2.8 - Schéma descriptif vue du dessus du miroir lors des expériences.

où  $P_i^j$  est le détecteur de présence de la goutte lévitée au pixel  $(i, j)$ .

L'extraction de ces images permet de confronter les variations temporelles de la surface de la goutte avec les mesures du courant. Elles permettent aussi l'obtention des formes moyennes nécessaires aux comparaisons avec les codes de simulations numérique, voir paragraphe 3.1.2.

Nous avons défini le barycentre du contour de la surface comme suit :

$$\vec{X}_G = \begin{Bmatrix} X_G \\ Y_G \\ Z_G \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \frac{1}{N} \sum_N X_N \\ \frac{1}{N} \sum_N Y_N \\ \frac{1}{N} \sum_N Z_N \end{Bmatrix} \quad (2.6)$$

Où  $X_N, Y_N$  et  $Z_N$  sont les coordonnées d'un point du contour de la goutte.

Le suivi de ce point nous permettra d'obtenir des informations plus globales sur l'évolution de la surface libre dans l'espace. Ce point ne correspond pas au centre de gravité de la charge lévitée pour les deux raisons suivantes :

- chaque point de la surface a la même pondération (contre une pondération en  $R^2$  pour l'axisymétrique, avec un axe à définir dans l'espace),
- la goutte peut être incomplète. Sur les films elle apparaît coupée par l'inducteur.

Pendant les expériences, un miroir a été placé à côté de la goutte. Ce miroir permet de visualiser la goutte dans un plan parallèle à l'axe de prise de vue de la caméra. Ceci permet de voir la goutte selon deux plans perpendiculaires tout en ayant qu'une seule prise de vue.

Comme la distance entre le miroir et la goutte est très faible devant les distances entre le miroir et la caméra et entre la goutte et la caméra. Il y a très peu de déformations par rapport à la prise de vue et il a été décidé de placer le miroir à  $45^\circ$  par rapport à la prise de vue. La manière, dont le miroir est disposé, est représenté sur la figure 2.8.

Un système de coordonnées est attribué aux images issues des films. L'axe  $Z$  représente l'axe vertical. Deux axes  $Z$  sont définis : un pour la goutte capturée directement et un second lié à la vue via le miroir  $Z_{mirror}$ . Les coordonnées horizontales sont l'axe  $X$  pour la prise de vue directe et l'axe  $Y$  pour la prise de vue dans le miroir.

**Mesure de la température** Pour la première campagne de mesures de température sur des échantillons de rayon caractéristique  $R_o = 5 \text{ mm}$  et sur l'inducteur 1, un pyromètre mono-bande a été utilisé. Ces mesures ont été faites sur l'inducteur 1.

En supposant l'émissivité totale de la surface à  $\epsilon = 0.4$ , la température obtenue est  $T \approx 1770 \text{ }^\circ\text{C}$  pour une charge de masse de nickel  $m = 4.36 \text{ g}$ , un courant dans l'inducteur de  $I_o = 239 \text{ A efficace}$  et une fréquence  $f_1 = 276.3 \text{ kHz}$ . Une mesure réalisée sur une seconde expérience avec l'inducteur 1 donne :  $T \approx 1790 \text{ }^\circ\text{C}$  pour une charge de masse  $m = 4.54 \text{ g}$ , un courant dans l'inducteur de  $I_o = 250.8 \text{ A efficace}$  et une fréquence  $f_1 = 275.7 \text{ kHz}$ . Une meilleure connaissance de l'émissivité totale du nickel à haute température permettrait une correction de cette température en faisant le ratio des émissivités.

Etant donné la qualité des optiques attachées au pyromètre, il n'est pas possible d'enregistrer la température au cours du temps  $T(t)$ . Seules des mesures instantanées ont pu être réalisées.

Lors de la seconde campagne de mesures, il était prévu d'utiliser un pyromètre bi-bande, qui permet une mesure plus précise de la température de la goutte, car cette mesure ne nécessite plus la connaissance préalable de la valeur de l'émissivité totale. Toutefois, lors des essais, des dégagements gazeux ont empêché ces mesures.

## 2.2.4 Préparations des échantillons

Lors de la première campagne de mesure, les expériences réalisées avec l'inducteur 1 n'ont pas nécessité de préparations particulières de l'échantillon. Les surfaces des billes ont été frottées avec du papier de verre, puis nettoyées à l'alcool. Ceci permet de retirer de la surface des dépôts pouvant avoir eu lieu lors de l'élaboration ou du conditionnement de sphères. Dans l'annexe A.5 est donné un tableau de la composition de ces sphères, cf. tableau A.3.

Les charges pour la seconde campagne de mesure ont dû être élaborées au laboratoire, la manière dont celles-ci ont été faites est présenté dans l'annexe A.5.

De plus nous avons étudié les réactions possibles de la goutte chauffée avec des traces d'oxygène et d'eau. Il ressort de cette étude que les éléments polluants des gouttes lévitées ont tendance à disparaître (pour des températures supérieures à  $1600 \text{ }^\circ\text{C}$ ). De plus ces études ont montrées que la surface de la goutte lévitée ne s'oxyde pas. Ces résultats sont présentés dans l'annexe A.5.

## 2.3 Expériences réalisées avec des sphères de rayon 5 mm

Lors de la première campagne de mesure, nous avons réalisé des expériences avec des sphères de rayon de l'ordre de 5 mm de masse volumique  $\rho = 7905 \text{ kg.m}^{-3}$  à la température de fusion.

### 2.3.1 Buts des expériences

Le but premier de ces expériences est de faire le lien entre la mesure des variations de fréquence  $\Delta f_1$  et l'agitation de la surface de la goutte lévitée grâce au système d'acquisition vidéo. Le second est d'analyser l'impact de la modulation du courant inducteur sur la stabilité de la surface de la goutte lévitée.

Une vingtaine d'expériences de lévitation ont été réalisées. Quatre sont présentées dans cette thèse. Elles correspondent à des expériences considérées comme réussies et dont le traitement a été achevé.

## 2.3.2 Résultats

### 2.3.2.1 Sans modulation

**Etude du courant** Grâce au module d'acquisition développé sous *Labview*® (voir annexe A.3), nous avons pu acquérir, lors de chaque expérience, le courant inducteur efficace  $I_o$ , la fréquence du courant  $f_1$  et la variation de cette fréquence dans le temps  $\Delta f_1$ . Les résultats sont présentés pour une goutte lévitée de 3.7 g sur la figure 2.9. Ces résultats ont été présentés par J. Etay [Etay *et al.*, 2004].

L'inductance de la charge varie avec sa température, son changement de phase et de forme. L'inductance totale du circuit oscillant, induit des variations des valeurs du courant électrique. Sur la figure 2.9, le courant inducteur monte jusqu'à 500 A puis diminue à 450 A. A  $t = 21$  s, moment où la fusion de l'échantillon se produit, la fréquence  $f_1$  chute puis se stabilise autour de 274 kHz, pour  $t > 150$  s. L'équilibre thermique est atteint.  $\Delta f_1$  augmente jusque  $t = 20$  s puis diminue pour atteindre asymptotiquement une valeur constante. En effet, lorsque la goutte est solide des oscillations globales existent. Elles ont tendance à augmenter au cours du temps. Lorsque la bille fond, ces mouvements disparaissent. C'est pourquoi  $\Delta f_1$  se stabilise à une valeur de 42 Hz (soit  $\Delta f_1/f_1 \approx 0.015\%$ ), une fois la goutte fondue.

**Extraction de la forme moyenne de la goutte** Les contours de 50 images sont superposés. La forme moyenne est calculée en réalisant une moyenne flottante sur l'ensemble des points. Ce contour a été extrait pour une durée de 2 s après la fonte de la goutte. Ainsi nous pouvons espérer que les propriétés de la goutte à cet instant sont proches de celles à la température de fusion. Cette hypothèse est très utile pour les comparaisons qui seront faites avec les codes de simulations numériques (voir paragraphe 3.1.2). La figure 2.10 a été obtenue lors de l'expérience correspondant à la figure 2.9, c'est-à-dire pour les conditions expérimentales :  $\alpha = 0$ ,  $I_o = 428$  A efficace,  $f_1 = 274\,200$  Hz,  $m = 3.7$ g. Près de la ligne rouge moyenne, la densité de présence est la plus élevée. Ceci est illustré sur la figure 2.11. C'est pourquoi les résultats sont beaucoup moins dispersés que ce qu'il pourrait paraître sur le résultat donné sur la figure 2.10.



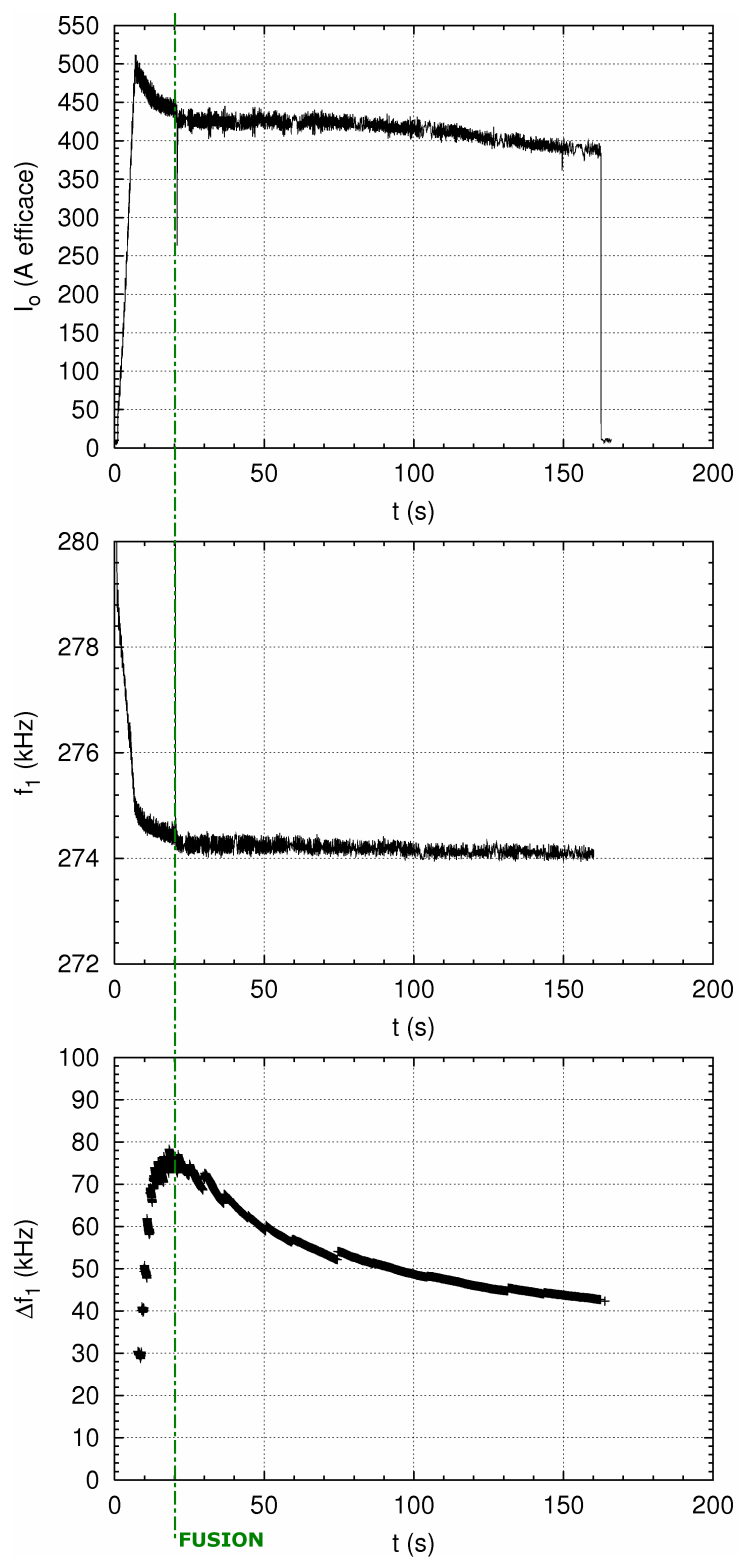


FIG. 2.9 - Evolution du courant  $I_o$ , de la fréquence  $f_1$  et de la variation de la fréquence  $\Delta f_1$  au cours du temps, pour une lévitation d'une goutte de 3.7 g de nickel,  $I_o \approx 428$  A efficace,  $f_1 \approx 274.2$  kHz.

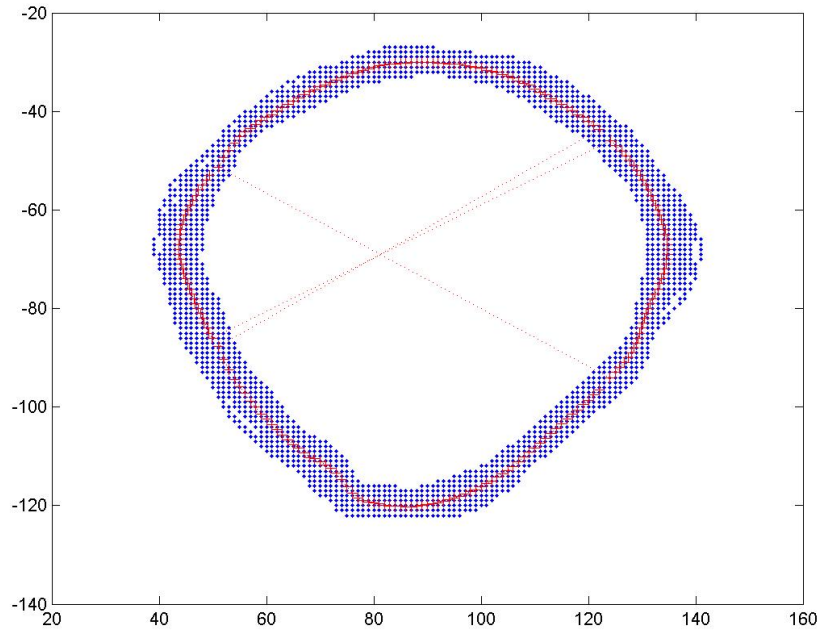


FIG. 2.10 - Contour moyen sur 2 s d'une goutte lévitée après la fusion ( $t = 19$  à  $21$ ,s sur la figure 2.9) :  
 $m = 3.7g$ ,  $I_o = 428$  A efficace,  $f_1 = 274\,200$  Hz.

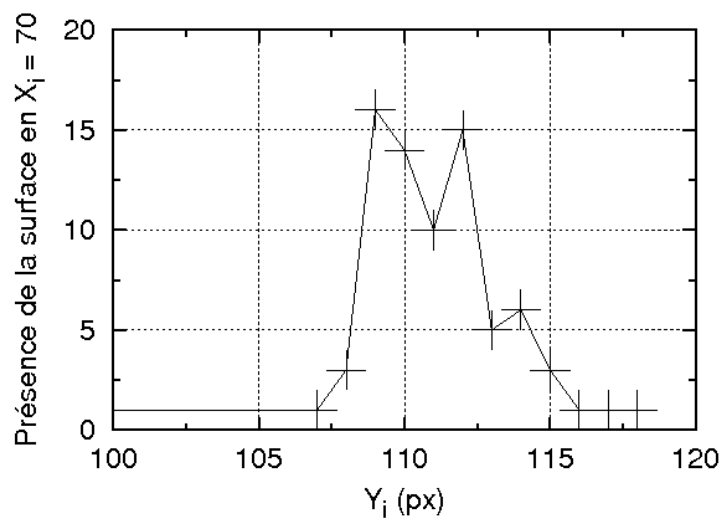


FIG. 2.11 - Profil de la présence de la surface en  $Y_i = 70$ .

TAB. 2.2 - Consigne d'entrée des expériences

t (s)	V <sub>cm</sub> (Hz)	f <sub>2</sub> (Hz)	β (% V <sub>cm</sub> )
de 0 à 43 s	1	0	0
de 43 à 53 s	1.2	7.5	0.375
de 53 à 60 s	1	0	0
de 60 à 70 s	1.2	8	0.375
de 70 à 77 s	1	0	0
de 77 à 87 s	1.2	8.5	0.375

### 2.3.2.2 Résultats d'expériences lorsque le courant inducteur est modulé

Les figures 2.12 et 2.13 représentent les mesures effectuées pour une fréquence de référence  $f_1$  égale à 287 kHz. La consigne de pilotage est décrite dans le tableau 2.2.

$V_{cm}$  est le niveau de la consigne d'entrée,  $f_2$  la fréquence de modulation imposée et  $\beta$  le facteur de modulation. Il existe un décalage entre ces paramètres d'entrée et le courant dans l'inducteur. C'est pourquoi un calibrage a été réalisé (cf. paragraphe 2.2.2.2).

En présence de modulation, le niveau moyen de la consigne d'entrée a été ajusté de façon à permettre la lévitation malgré la baisse du rapport  $I_o/V_{cm}$ . Les fréquences  $f_2$  ont été choisies comme voisines de la moitié de la fréquence propre que l'on cherche à exciter.

Les expériences ont été réalisées pour deux conditions d'atmosphère : sous une légère surpression d'argon ( $p = 1.07 \text{ bar}$ ) et sous un vide partiel d'argon ( $2.1 \times 10^{-5} \text{ bar}$ ). Sur les figures 2.12 et 2.13 l'évolution du courant dans l'inducteur est semblable : il suit le niveau de  $V_{cm}$  moyennant les pertes de rendement. Les informations issues des courbes de mesure de la fréquence  $f_1$  sont plus riches. En présence d'atmosphère d'argon (cf. figure 2.12), la fréquence  $f_1$  diminue puis se stabilise au bout de 35 secondes environ. Il est donc légitime de penser qu'à partir de cet instant, l'équilibre thermique est atteint. La puissance Joule dissipée dans la goutte en lévitation est égale à la puissance rayonnée par la goutte. Sous vide partiel, il n'en va pas de même. Sur la figure 2.13, le graphe du milieu indique que, tout au long de l'expérience, la valeur de  $f_1$  diminue. L'impédance du système varie temporellement car l'équilibre thermique n'est jamais atteint.

Les courbes relatives à la variation temporelle de  $\Delta f_1$  sont plus compliquées à lire. A première vue les deux courbes présentent le même type de variation. De 0 à 10 secondes, de fortes  $\Delta f_1$  sont représentatives des instabilités que la charge subit tant qu'elle n'est pas fondue. De 10 à 25 secondes  $\Delta f_1$  croît régulièrement. Cette augmentation est significative de la fusion de la charge. Lorsque la charge fond la variation de sa résistivité est forte. Une fois la charge fondue ( $t > 25 \text{ s}$ ),  $\Delta f_1$  se stabilise autour de 350 Hz, quelque soit la pression de l'atmosphère. Lorsque le courant inducteur est modulé, les valeurs de  $\Delta f_1$  sont plus élevées qu'en absence de modulation. De plus, cette élévation est plus forte en présence d'atmosphère légèrement pressurisée (cf. figure 2.12) que sous vide partiel (cf. figure 2.13). Toutefois, nous ne pouvons pas distinguer laquelle des fréquences  $f_2$  testées (i.e. 7,5 ; 8 ; 8,5 Hz) est susceptible d'exciter la goutte à une de ses fréquences propres car les différences de niveau moyen de  $\Delta f_1$  ne sont pas significatives d'une modulation à l'autre.

Pour mieux déchiffrer les courbes  $\Delta f_1(t)$ , nous avons fait des transformations de Fourier du signal  $I_o(t)$ . Les résultats du traitement sont portés sur les figures 2.15 et 2.14

La figure 2.14 propose une comparaison des fréquences basses du courant dans l'inducteur en présence

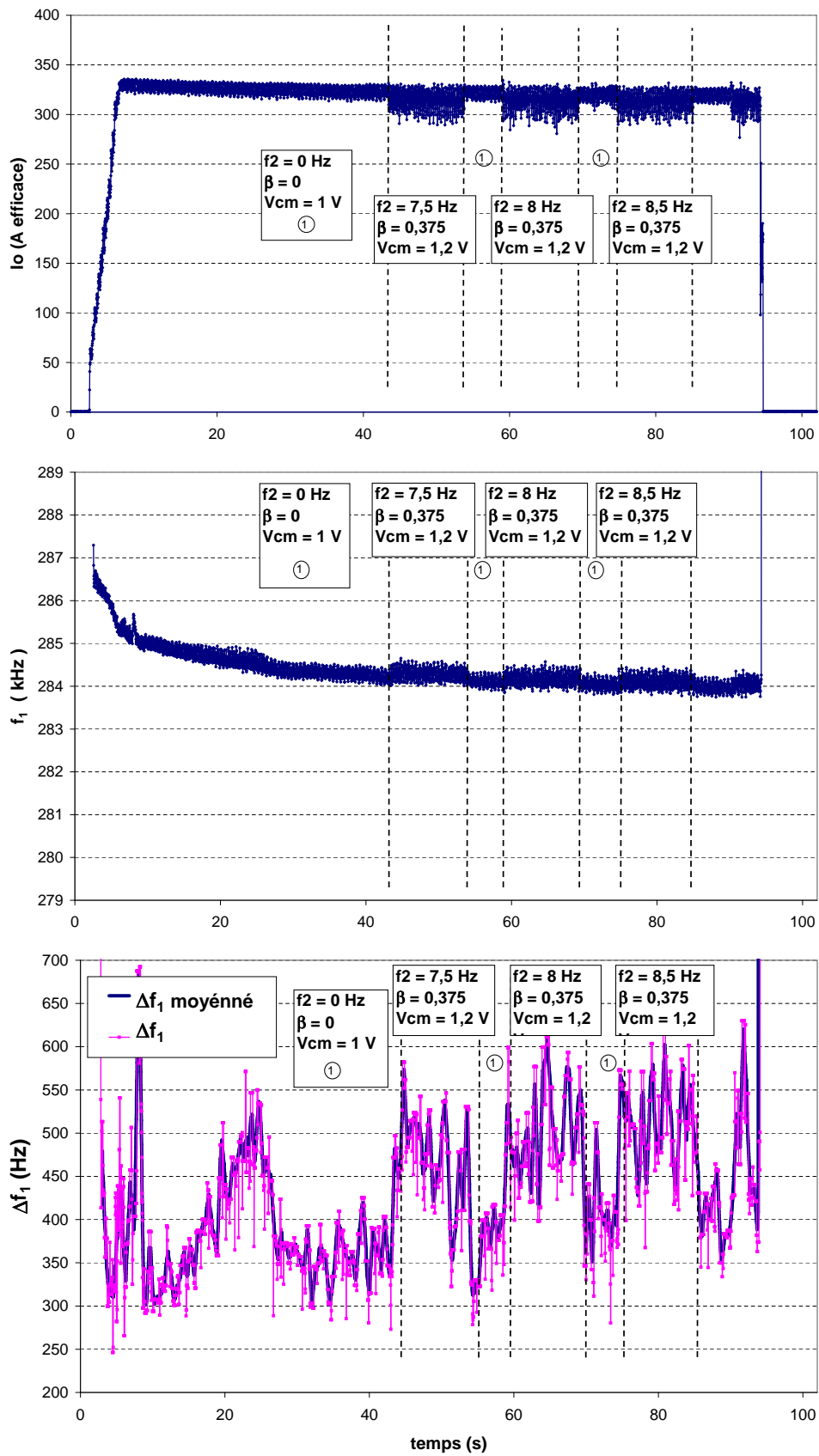


FIG. 2.12 - Formes des signaux  $I_o(t)$ ,  $f_1(t)$  et  $\Delta f_1(t)$  pour  $P_{Argon} = 1.07$  bar.

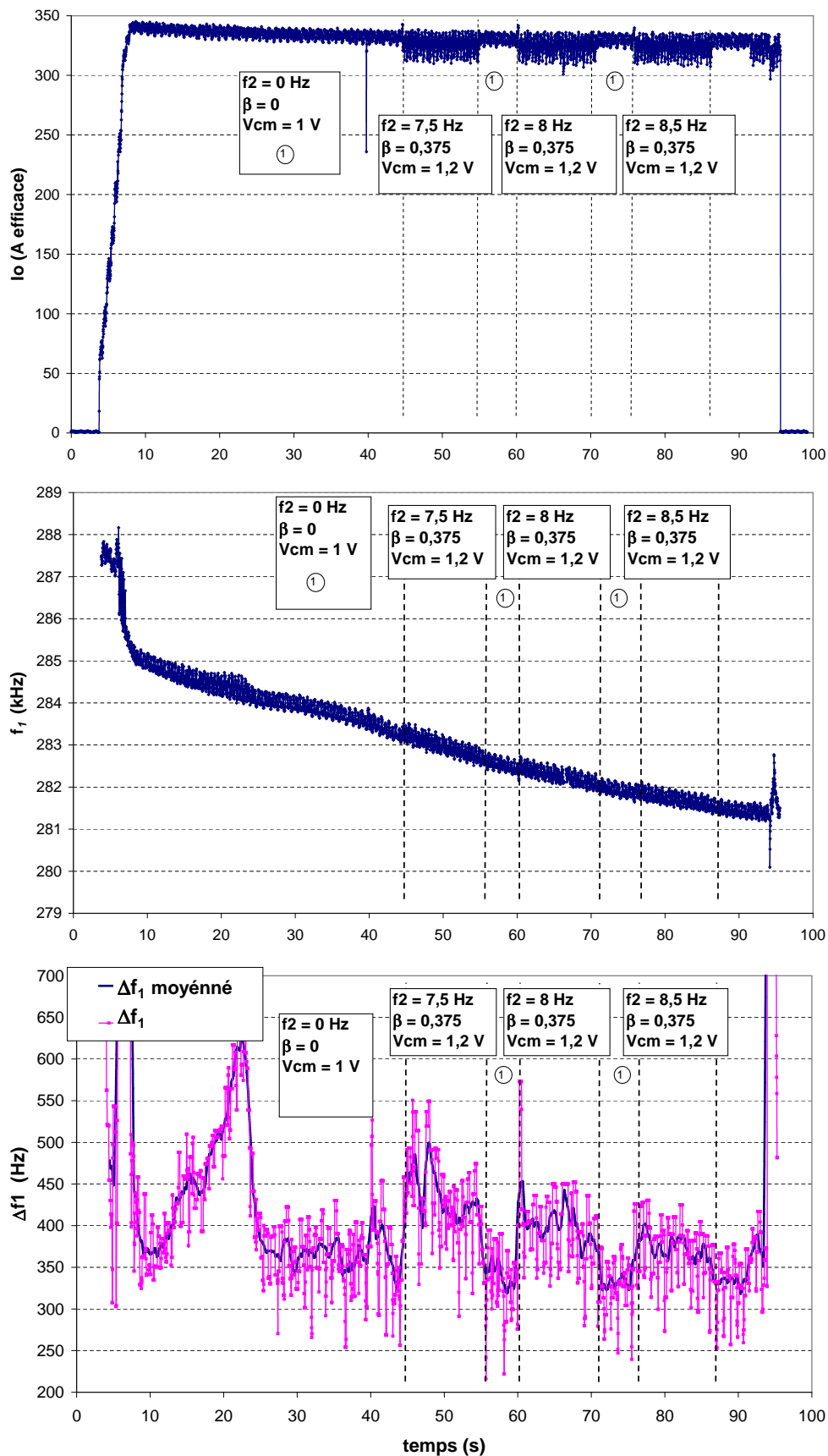


FIG. 2.13 - Formes des signaux  $I_o(t)$ ,  $f_1(t)$  et  $\Delta f_1(t)$  pour  $P_{Argon} = 2.1 e^{-5}$  bar.

TAB. 2.3 - Comparaison des valeurs de  $\Delta f_1$  moyen et du niveau du pic correspond dans le spectre de  $I_o$ .

temps	$\langle \Delta f_1 \rangle$ (figure 2.12)	hauteur du pic de fréquence de $I_o$ (figure 2.16)
de 43 à 53 s	425	0.082
de 60 à 70 s	404	0.078
de 77 à 87 s	367	0.072

et en absence de charge. Les mesures ont été réalisées sous vide partiel. Nous voyons qu'en absence de charge. Le courant inducteur présente une composante au voisinage de 2 Hz. Ceci est dû au système électrotechnique à notre disposition et nous ne pouvons agir sur cette fréquence. Ce pic à 2 Hz existe aussi en présence de charge. L'identité des spectres de  $I_o(t)$  mesuré sans et avec charge prouve l'intérêt de mesurer  $\Delta f_1$  plutôt que de se limiter à  $I_o(t)$ .

La figure 2.15 propose une comparaison des spectres quand, toutes autres conditions étant fixées par ailleurs, la pression à l'intérieur de l'enceinte varie :  $p = 1.07$  ou  $2.1 e-5$  bar. En présence d'argon, un pic se développe à 4 Hz. Ce pic est absent des expériences réalisées sous vide partiel. Des explications relatives à ce phénomène sont proposées en section 2.3.2.3.

Une comparaison du niveau moyen de  $\Delta f_1$  et du niveau du pic du spectre de  $I_o$  correspondant est donnée dans le tableau 2.3. Nous voyons qu'une concordance existe : les 2 niveaux augmente ensemble. Ceci confirme que  $\Delta f_1$  est un indicateur approprié du niveau global d'instabilité de la charge quelque soit le courant dans l'inducteur.

### 2.3.2.3 Une explication possible du pic à 4 Hz - convection naturelle à l'intérieur de la cellule de mesure

L'analyse en FFT (cf. figure 2.14) du signal de  $I_o$  a montré un pic à 4 Hz. Cette fréquence a été trouvée pour chacune des expériences. Elle ne correspond à aucune des fréquences propres d'oscillation de la charge.

Plusieurs explications peuvent être donné pour l'existence de ce pic : vibrations ambiantes pouvant avoir diverses sources non contrôlée. Toutefois, les expériences menées sous vide partiel d'argon ne présente pas cette fréquence. C'est pourquoi, nous avons pensé que ce pic pouvait être relié à la convection naturelle de l'argon dans la cellule. Nous montrons ci-après que l'ordre de grandeur de la fréquence attachée au temps de retournement du vortex de convection est la même que la fréquence du pic.

Nous pouvons calculer la vitesse  $U_{cv}$  de convection naturelle de l'argon dans l'enceinte :

$$U_{cv} = \sqrt{g\beta (T_{ch} - T_{ar}) \frac{\Phi}{2}} \quad (2.7)$$

où  $g$  est l'accélération de la gravité,  $\beta \approx 3.33 e-3 K^{-1}$  le coefficient de dilatation à pression constante du gaz,  $T_{ch} \approx 1500$  °C la température de la charge,  $T_{ar} \approx 30$  °C la température de l'argon dans l'enceinte,  $\Phi = 0.1$  m le rayon de l'enceinte. Avec ces valeurs numériques  $U_{cv} \approx 2.2$  m.s<sup>-1</sup>. Cette vitesse engendre une fréquence de retournement des vortex de convection naturelle de :

$$f_{cv} = \frac{U_{cv}}{\Phi + h} \approx 4.4 \text{ Hz} \quad (2.8)$$

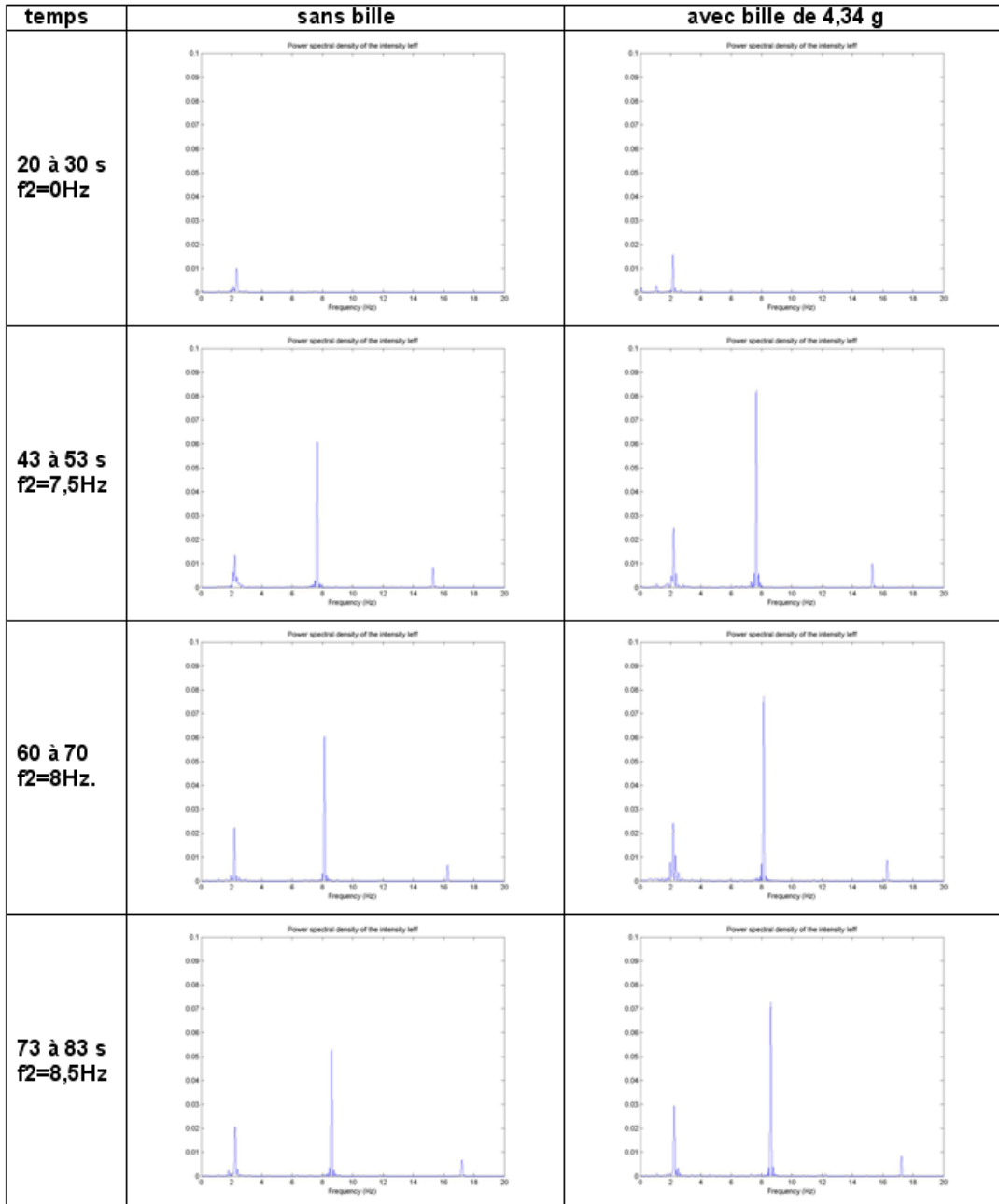


FIG. 2.14 - Spectres de l'intensité du courant dans l'inducteur sans charge (bille de nickel) et avec bille de nickel - dans le vide ( $2.1 e-5 \text{ bar}$ ). Les spectres sont identiques.

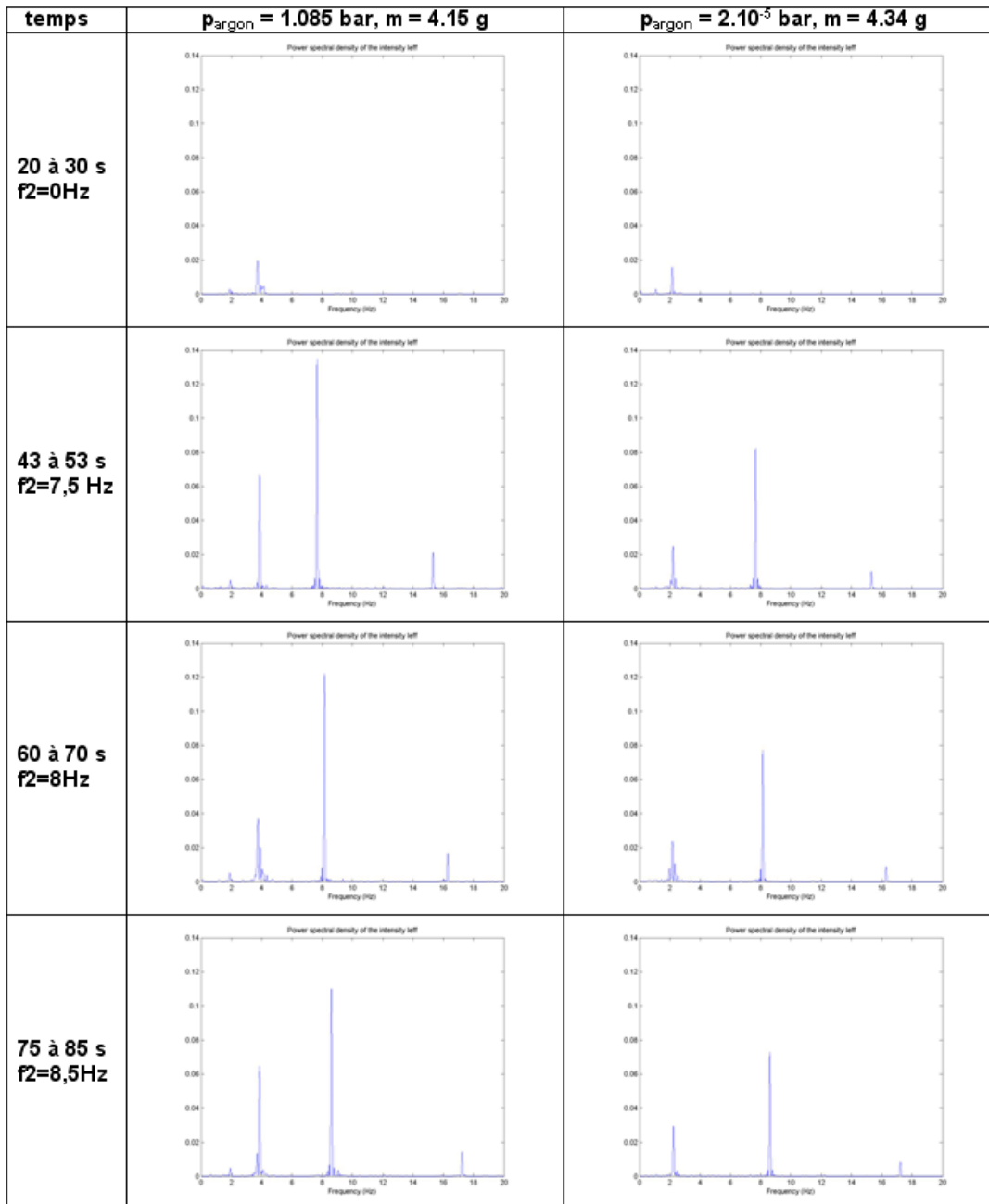


FIG. 2.15 - Spectres de  $I_o(t)$  pour différente consigne d'entrée - à gauche sous atmosphère d'argon - à droite sous vide partiel - on remarque la disparition du pic à 4 Hz lorsque l'atmosphère est raréfiée.



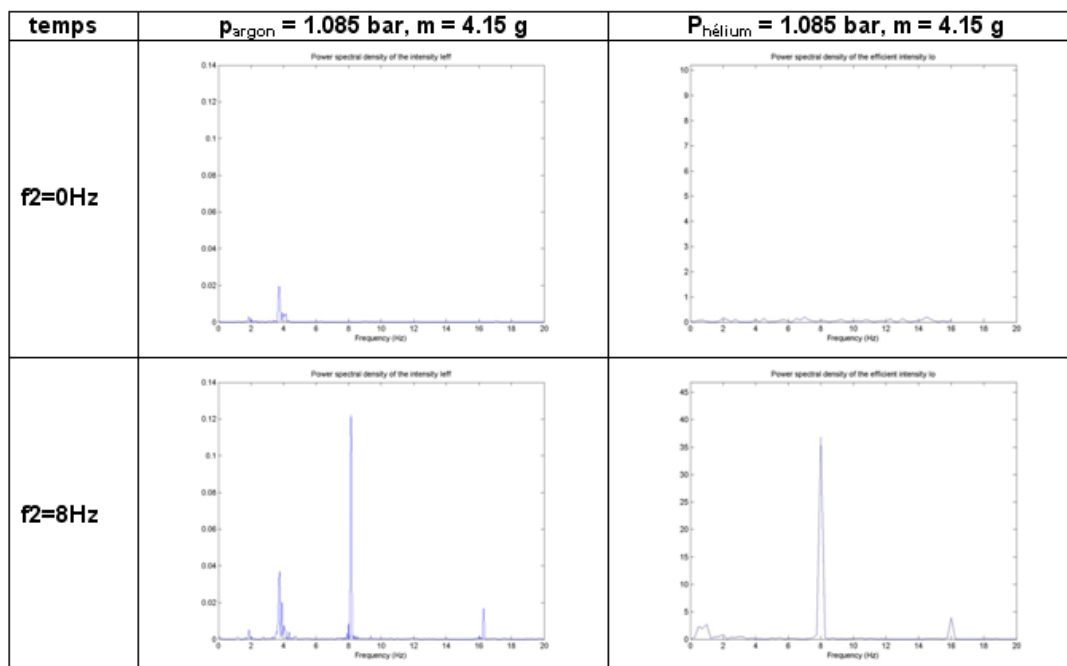


FIG. 2.16 - Spectres de  $I_o(t)$  pour différente consigne d'entrée - à gauche sous atmosphère d'argon - à droite sous atmosphère d'hélium - on remarque la disparition du pic à  $4 \text{ Hz}$  lorsque le gaz est de l'hélium.

où  $h$  est la hauteur de la cellule de test ( $30 \text{ cm}$ ).

La fréquence mesurée (pic à  $4 \text{ Hz}$ ) correspond donc à une fréquence liée à la convection de l'argon dans la cellule.

Comme l'existence du pic à  $4 \text{ Hz}$  nuit à la mise en place de notre protocole de mesure, nous avons travaillé à la disparition de ce problème. Pour cela, nous avons réalisé des expériences d'abord sous dépression d'argon puis sous vide partiel. Sous vide, la pompe à vide étant en marche, l'enregistrement obtenu est reporté sur la figure 2.15. Le pic de fréquence à  $4 \text{ Hz}$  n'existe plus, prouvant ainsi qu'en supprimant l'atmosphère de l'enceinte on supprime l'effet perturbant pour notre mesure de la convection naturelle.

Néanmoins, en favorisant les échanges thermiques entre la goutte fondue et l'extérieur, la présence de convection a des effets favorables à l'équilibre thermique (comparaison figure 2.12 et 2.13 - graphique du milieu). Il faudra donc faire des essais complémentaires pour s'assurer de l'équilibre thermique avant de commencer les essais avec modulation.

Lorsque nous avons travaillé sous une pression d'argon égale à  $2.1 \cdot 10^{-5} \text{ bar}$ , des arcs électriques sont apparus au niveau des connections de notre inducteur. Il est utile de noter que la pression de vapeur saturante du nickel étant égale à  $10^{-5} \text{ bar}$  à  $T = 1500 \text{ }^\circ\text{C}$ , nous avons vaporisé le nickel entraînant ainsi l'arrêt de l'expérience.

Une atmosphère d'hélium, moins plasmagène que l'argon, permet de travailler à une pression légèrement supérieure à la pression de vapeur du Nickel. C'est ce qui a été choisi pour la deuxième campagne de mesures.

TAB. 2.4 - Description des expériences réalisées avec les charges de rayon caractéristique  
 $R_o = 7.5 \text{ mm}$ .

$n^\circ$ d'expérience	masse de la goutte	fréquence de la modulation filmée	présenté ?
1	3.96 g	sans modulation	Non
2	12.69 g	$f_2 = 12 \text{ Hz}$	cf. 2.4.2.2
3	12.87 g	$f_2 = 12 \text{ Hz}$	Non
4	12.96 g	sans modulation	cf. 2.4.2.1
5	12.53 g	$f_2 = 10.97 \text{ Hz}$	Non
6	7.59 g	$f_2 = 14.1 \text{ Hz}$	cf. 2.5

## 2.4 Expérience avec des sphères de rayon 7.5 mm

Comme le générateur ne permet pas d'exciter les fréquences propres  $f_n^g$  des gouttes de petite taille ( $f_2 < 15 \text{ Hz}$  cf. paragraphe 2.2.2.2), nous avons décidé d'augmenter la taille de celles-ci. En effet, des gouttes de rayon caractéristique  $R_o$  plus élevé présentent des fréquences propres d'oscillations plus basses. Les fréquences d'oscillations passent de  $f_2^g(R_o = 5 \text{ mm}) = 18.9 \text{ Hz}$  à  $f_2^g(R_o = 7.5 \text{ mm}) = 10.4 \text{ Hz}$ .  $10 \text{ Hz}$  est une fréquence de modulation possible pour le générateur.

### 2.4.1 Conditions expérimentales

Nous avons construit un inducteur à l'échelle 1.5 de l'inducteur utilisé pour la lévitation des gouttes de  $5 \text{ mm}$ . Il s'agit de l'inducteur 2 (cf. paragraphe 2.1). Celui-ci a été installé sur le même dispositif expérimental, décrit au paragraphe 2.2. De plus, afin d'avoir des résultats de vidéos exploitables permettant d'obtenir les fréquences d'oscillations de la goutte, nous avons utilisé une caméra noir et blanc à acquisition rapide. Avec cette caméra, un contour est formé de 400 *points* environ, ce qui est suffisant. La fréquence de capture d'images choisie est de  $150 \text{ Hz}$ . Elle est un compromis entre rapidité d'acquisition nécessaire  $150 \text{ Hz} > 12 f_2^g$  et à un temps d'acquisition de  $27 \text{ s}$  suffisant pour capturer la dynamique de la goutte lévitée. Le temps nécessaire pour vider la mémoire cache de la caméra est très long. Il n'est pas possible de réaliser deux films consécutifs durant le même test.

Les courants employés sont de l'ordre  $I_o = 365 \text{ A efficace}$ , les fréquences  $f_1 \approx 255 \text{ kHz}$  et les fréquences de modulation  $f_2 \approx 12 \text{ Hz}$ . Six expériences ont été réalisées. Celles-ci sont décrites dans le tableau 2.4. Seules trois ont été exploitées. Il s'agit des expériences qui ont pu être menées sur des temps suffisamment longs.

## 2.4.2 Présentation des résultats obtenus

Deux types de résultats ont été étudiés. Nous avons filmé des expériences sans modulation,  $\alpha = 0$ , puis avec modulation.

### 2.4.2.1 Sans modulation du courant inducteur

Un essai sans modulation du courant inducteur a été réalisé avec une sphère de masse  $m = 12.96 \text{ g}$ . Les conditions expérimentales sont :  $I_o = 365 \text{ A efficace} \pm 2.4 \%$ ,  $f_1 = 252973 \text{ Hz} \pm 0.038 \%$ , soit  $\Delta f_1 \approx 183 \text{ Hz}$ . Les vidéos donnent l'évolution de la surface libre. Nous avons effectué un suivi du barycentre du contour de la surface défini par l'équation 2.6 (cf. paragraphe 2.2.3.2). Quatre coordonnées  $y$  sont attachées :  $X_G$ ,  $Y_G$ ,  $Z_G$  et  $Z_G \text{ mirror}$ . C'est-à-dire deux coordonnées liées à la goutte filmée de manière directe ( $X$  et  $Z$ ) et deux autres liées au miroir ( $Y$  et  $Z \text{ mirror}$ ).

L'évolution temporelle des coordonnées de ce point est donnée sur la figure 2.17. Nous pouvons voir que  $Z_G$  et  $Z_G \text{ mirror}$  restent constants dans le temps. Cela signifie que la goutte lévitée n'est animée que d'oscillations radiales. Les minima et maxima des coordonnées  $X_G$  et  $Y_G$  s'alternent. L'impact de ces oscillations sur les mesures réalisées grâce à des procédés de lévitation a été discuté par I. Egry *et al.*, [Egry *et al.*, 2005]. I. Egry préconise de filtrer ce mouvement pour l'étude des oscillations des gouttes lévitées pour les mesures de tension superficielle et de viscosité.

Sur la séquence, la fréquence d'acquisition est de  $150 \text{ Hz}$  pour les vidéos, et de  $19.8 \text{ Hz}$  pour le courant. L'acquisition du courant est très inférieure aux capacités possibles du système de mesure. Ceci est dû au fait que l'ordinateur ralentit au cours de la génération du signal de commande. Cependant, ce signal est généré par morceaux et donc la fréquence d'acquisition varie en dents de scie au cours du temps. Ceci permet d'assurer une fréquence d'acquisition toujours supérieure à  $80 \text{ Hz}$  lors de la modulation du courant inducteur.

Les spectres issus des mesures du courant et du mouvement du barycentre sont comparés sur la figure 2.18. Nous trouvons un fort pic à  $5 \text{ Hz}$  sur les deux signaux correspondant à  $X_G$  et  $f_1$ . Cette concordance est due à la variation d'impédance du système inducteur + charge (voir équation (2.1)). Néanmoins aucun pic n'est distinguable sur le spectre du courant  $I_o$ . Les pics de fréquences de  $X_G$  et  $Y_G$  ont deux valeurs à  $4 \text{ Hz}$  et  $5 \text{ Hz}$ . Les spectres issus de  $X_G$  et  $Y_G$  sont mathématiquement fiables.

Après avoir étudié l'évolution temporelle du barycentre, nous avons voulu regarder le mouvement de la surface libre. Pour cela, l'évolution temporelle de la position de la surface à  $Z_N$  fixé est extraite de la façon suivante : nous avons tranché la goutte par des lignes  $Z_N = \text{cte}$ . Nous obtenons deux points. Ces points sont représentés sur la figure 2.19. La variation temporelle de la distance entre ces deux points  $\Delta Y_N$  a été tracée sur la figure 2.20 pour  $Z_N = 140 \text{ px}$ . Le spectre de l'évolution de cette distance a été tracé et une moyenne des spectres a été réalisée pour onze  $Z_N$  différents sur la figure 2.21. Des pics de fréquences apparaissent qui ne sont pas présents sur le spectre du barycentre. Cela veut dire que la surface s'agite indépendamment de la position globale de la goutte.

Les fréquences excitées sont nombreuses. Mais dans tous les cas étudiés, nous avons pu remarquer trois groupes de pics distincts : le premier à  $5 \text{ Hz}$  qui celui de fréquence principale du mouvement de  $X_G$  et  $Y_G$ , un second autour de  $10 \text{ Hz}$  et un troisième à  $15 \text{ Hz}$ .

Sur la figure 2.22, l'évolution temporelle de la forme de la goutte lévitée a été représentée. Sur cette figure, on peut noter que la goutte est animée d'un mouvement oscillant vertical de ses équateurs. Tandis

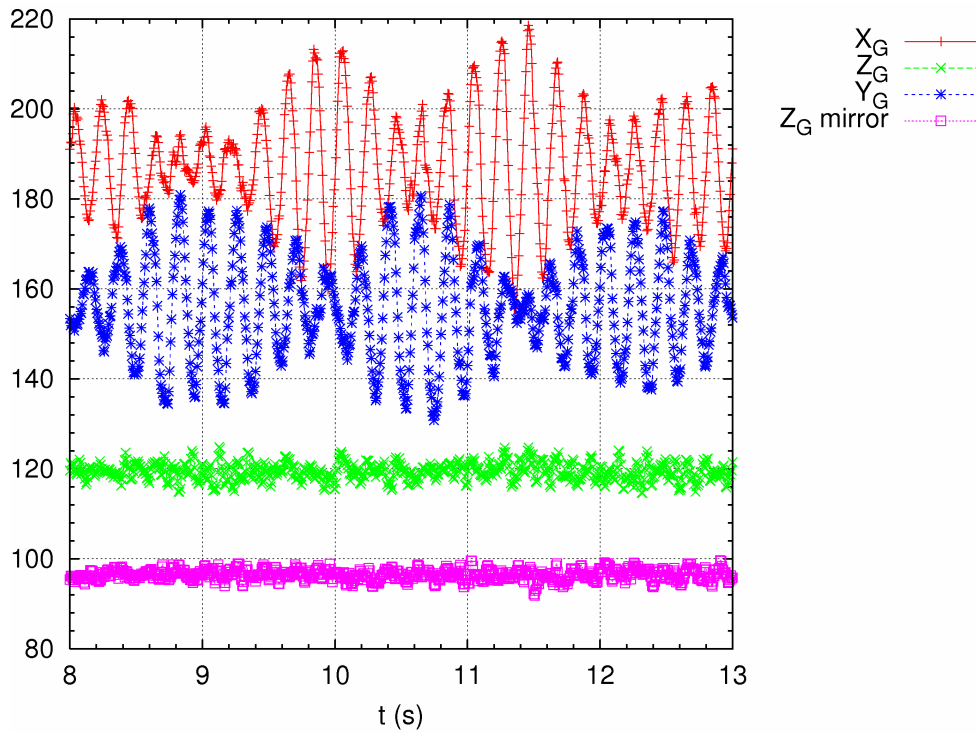


FIG. 2.17 - Evolution du barycentre du contour en fonction du temps, avec  $m = 12.96 g$ ,  $I_o = 365 A efficace$  et  $f_1 = 252.9 kHz$ .

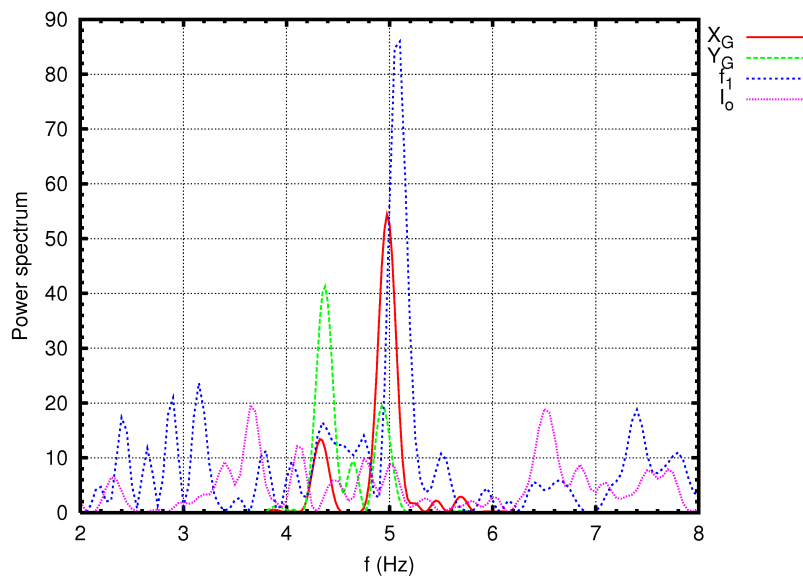
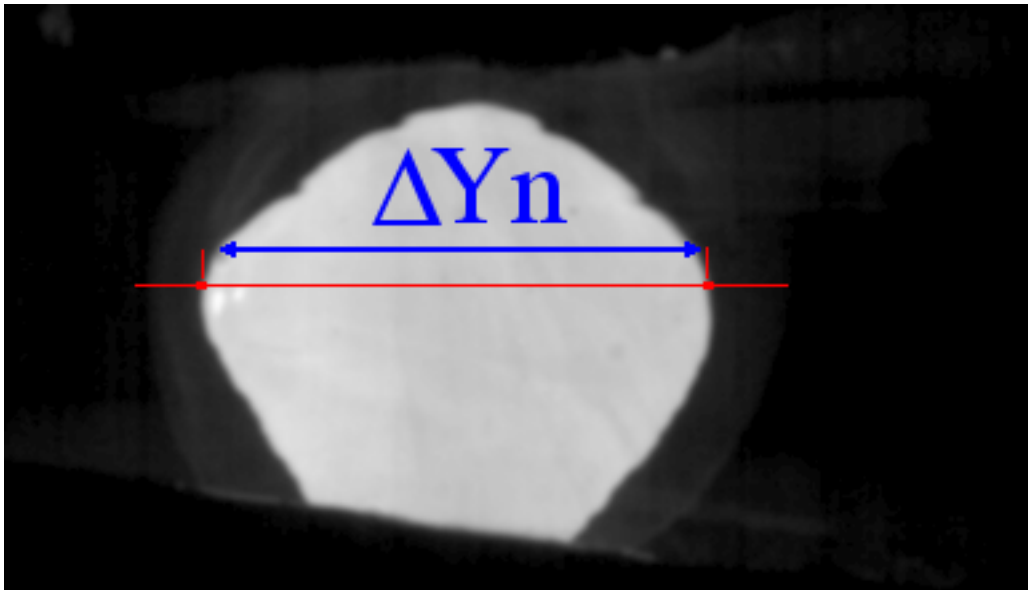
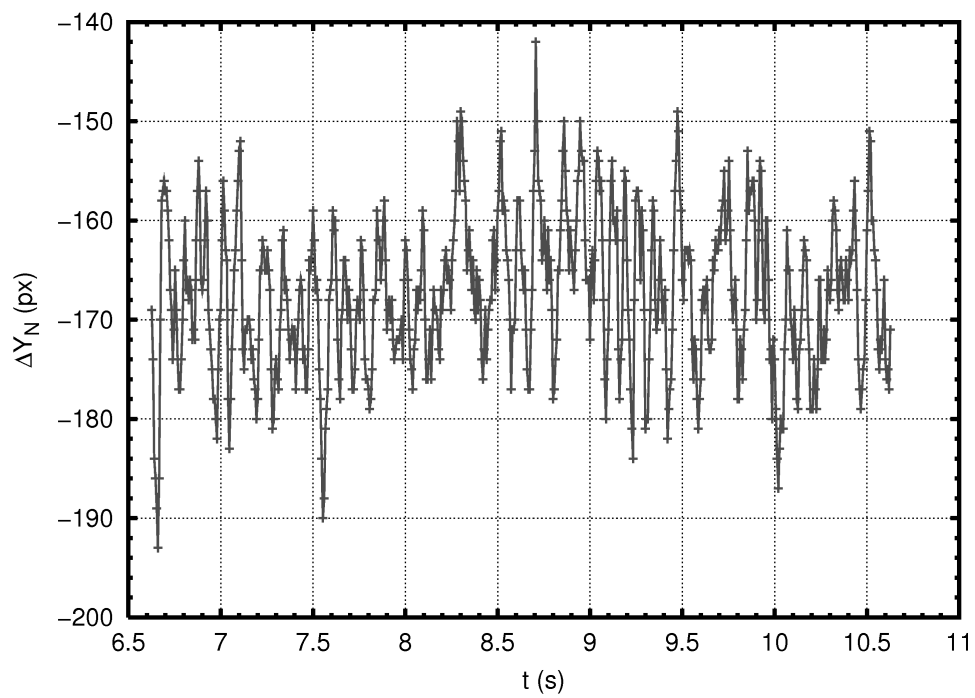
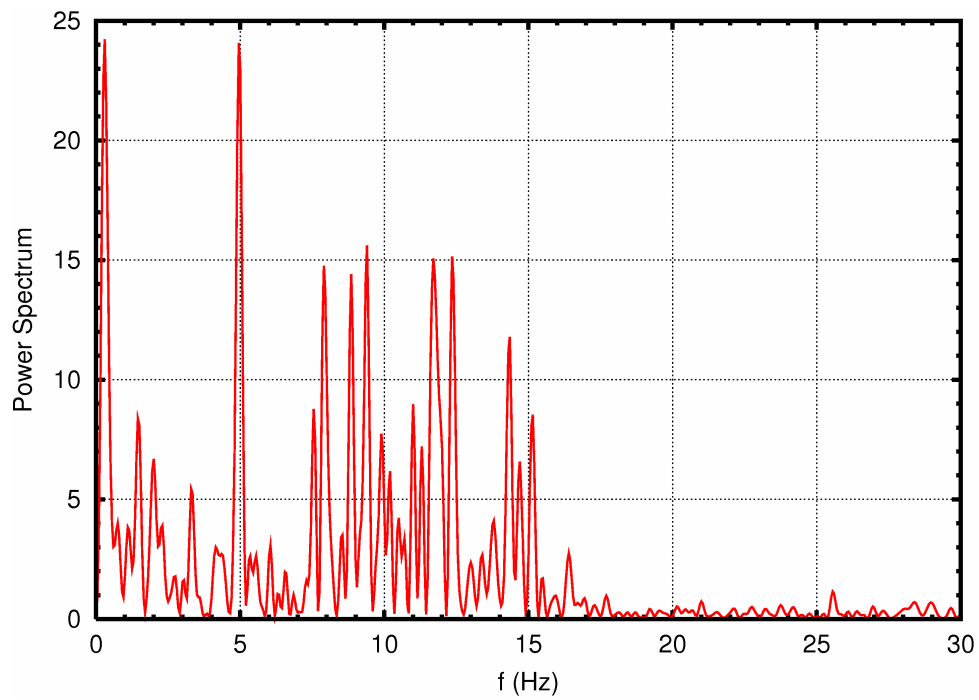


FIG. 2.18 - Spectre des positions du barycentre  $X_G$  et  $Y_G$ , de la fréquence  $f_1$  et du courant efficace  $I_o$ .

FIG. 2.19 - Définition de  $\Delta Y_N$ .FIG. 2.20 - Evolution de la distance entre les deux points de la surface à  $Z_N = 140 \text{ px}$  en fonction du temps.

FIG. 2.21 - Moyenne des spectres sur 8 tranches de  $Z_N = cte.$ 

que la zone située entre les pôles semble peu animée.

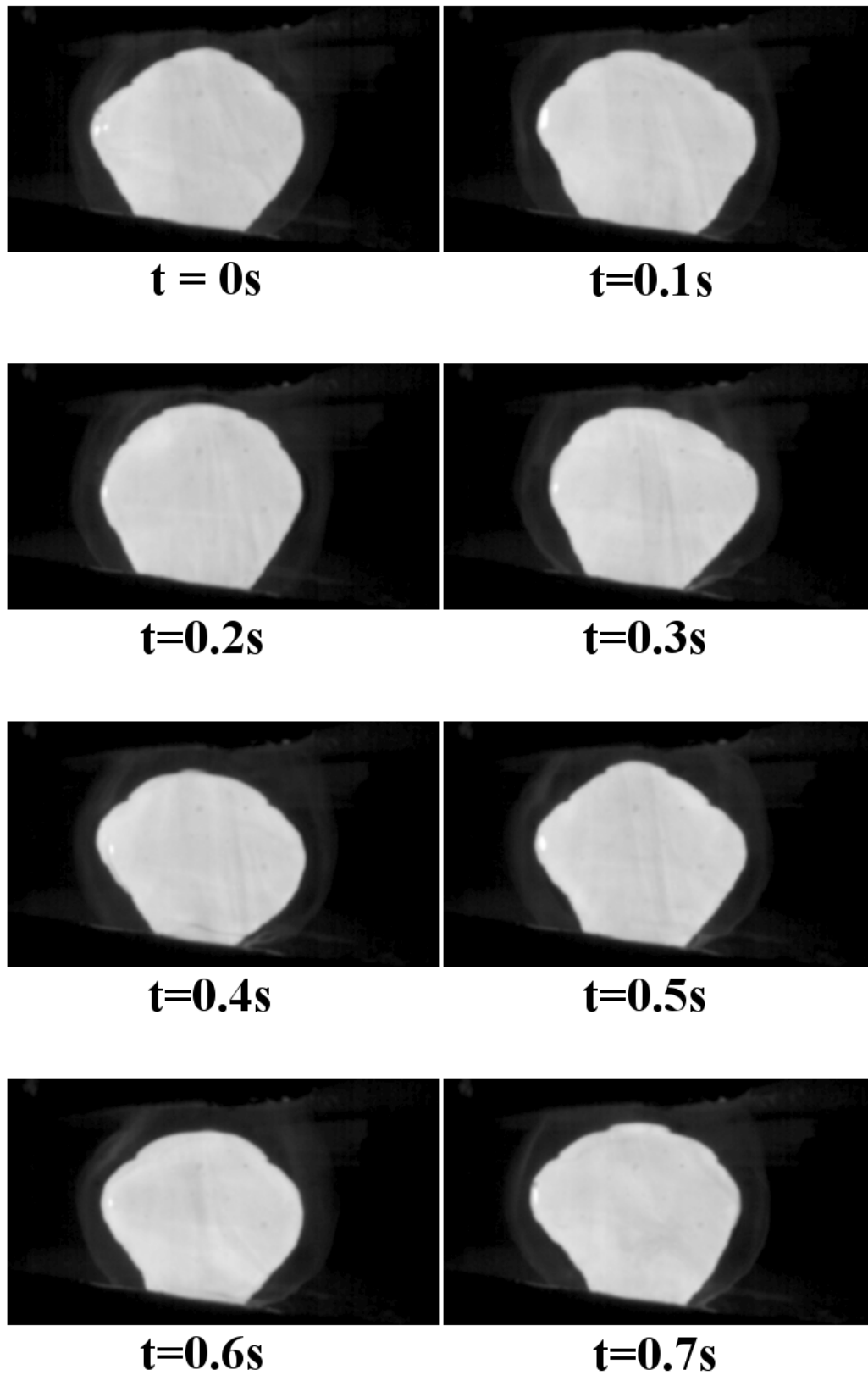


FIG. 2.22 - Evolution temporelle de la goutte lévitée avec  $m = 12.96 \text{ g}$ ,  $I_o = 365 \text{ A efficace}$  et  $f_1 = 252.9 \text{ kHz}$ .

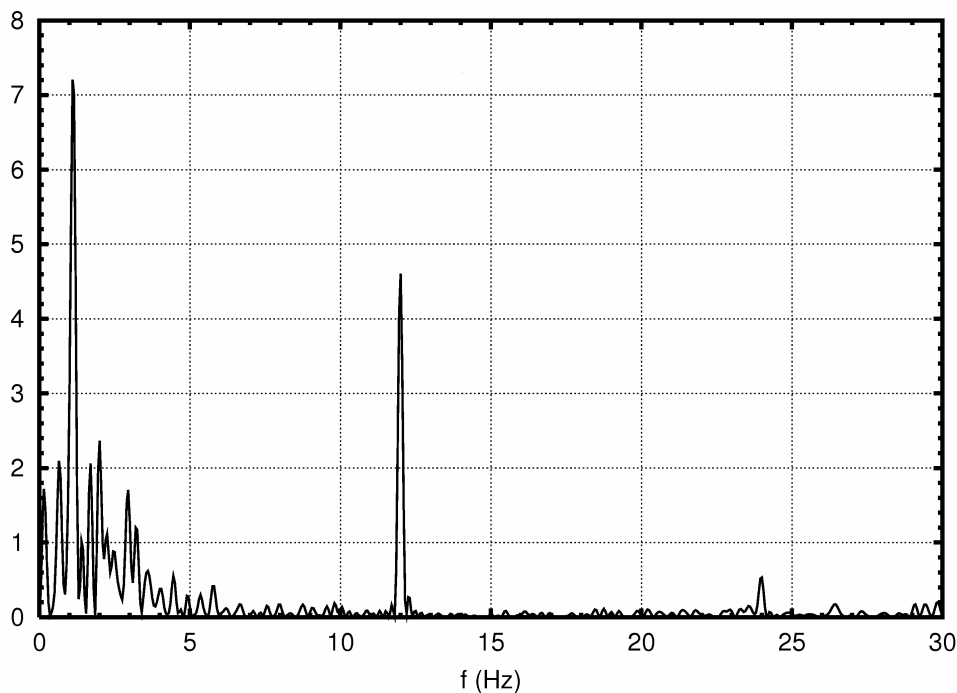


FIG. 2.23 - Spectre du courant efficace pendant la modulation du courant inducteur à  $f_2 = 12 \text{ Hz}$ .

#### 2.4.2.2 Avec modulation du courant inducteur

Des essais ont été réalisés avec modulation du courant inducteur. La modulation de commande est  $\beta = 0.45$ , ce qui donne  $\alpha = 6\%$ .

Dans une première expérience, nous avons levité d'une goutte de masse  $m = 12.69 \text{ g}$ . Sa fréquence propre correspondante est  $f_2^g = 10.9 \text{ Hz}$ . Cinq séquences de modulation ont été réalisées ( $f_2 = 12 \text{ Hz}$ ,  $12.5 \text{ Hz}$ ,  $13 \text{ Hz}$ ,  $13.5 \text{ Hz}$ ,  $14.5 \text{ Hz}$ ). Puis une partie de la goutte a quitté le lévitateur, lors d'une modulation à nouveau de  $12 \text{ Hz}$ . Lorsque nous avons modulé le courant proche de la fréquence propre de la goutte, pour des gouttes de rayon caractéristique  $R_o = 7.5 \text{ mm}$ , il y a eu des pertes de masse.

La première séquence de modulation de fréquence  $f_2 = 12 \text{ Hz}$  a été filmée. Durant cette expérience, le courant moyen dans l'inducteur est de  $323.5 \text{ A efficace}$  à  $\pm 8\%$ , la fréquence  $f_1$  est de  $253\,097 \text{ Hz}$  à  $\pm 0.055\%$ . La fréquence d'acquisition moyenne du courant sur l'ensemble de la modulation est de  $111 \text{ Hz}$ .

Nous avons tracé les spectres du courant et de la fréquence. Le spectre du courant  $I_o$ , tracé sur la figure 2.23, met en évidence le pic de  $f_2 = 12 \text{ Hz}$ .

La figure 2.24 représente le spectre de la fréquence  $f_1$ . Il est possible de détecter un pic à  $12 \text{ Hz}$  qui correspond à la fréquence  $f_2$ . Ce pic n'existe pas en l'absence de modulation. Ainsi la modulation du courant inducteur a un impact sur la charge.

Nous retrouvons le résultat obtenu par D. Perrier [Perrier, 2002], la variation de fréquence  $\Delta f_1$  est beaucoup plus forte avec modulation du courant inducteur que sans. Les valeurs de  $\Delta f_1$  en fonction de  $f_2$  sont reportées dans le tableau 2.5. Nous pouvons ainsi voir que l'état d'excitation de la charge levitée est plus fort avec le courant inducteur modulé.

Comme dans le paragraphe 2.3.2.1, l'extraction du contour de la forme de la surface libre a permis



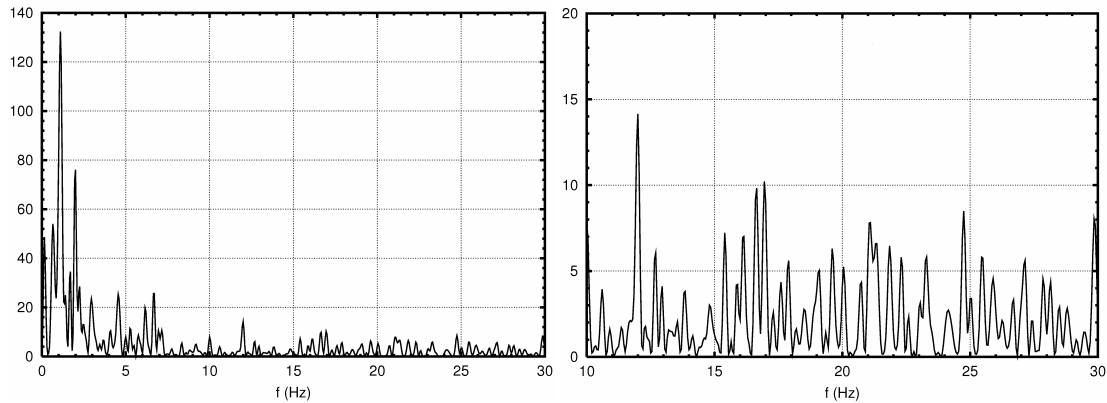


FIG. 2.24 - Spectre de la fréquence  $f_1$  durant la modulation du courant inducteur à  $f_2 = 12 \text{ Hz}$ .

TAB. 2.5 - Valeurs de  $\langle \Delta f_1 \rangle$  en fonctions des conditions expérimentales, pour une masse de goutte  $m = 12.69 \text{ g}$ .

$f_2$ Hz	$I_o$ A efficace	$f_1$ Hz	$\langle \Delta f_1 \rangle$ Hz
0	335	252 873	109.7
12	320	253 107	142.3
12.5	318	253 098	149.1
13	319	253 083	157.8
13.5	323	252 992	145.1
14	326	252 823	121.2

de mettre en lumière la manière dont la surface libre est affectée par la modulation du courant.

Nous avons extrait le barycentre du contour de la goutte, défini par l'équation 2.6. L'évolution temporelle de ses coordonnées est représentée sur la figure 2.25. Le spectre des positions radiales de la charge  $X_G$  et  $Y_G$  est représenté sur la figure 2.26. Il montre que l'évolution temporelle du barycentre ne présente pas de pic à  $12 \text{ Hz}$ . Ce spectre est identique à celui de la figure 2.18 obtenu en absence de modulation sous les mêmes conditions géométriques. Ainsi, bien que la modulation ait un impact sur la goutte, cet impact n'affecte pas la position d'équilibre de la goutte, exception faite des fréquences  $f_2$  basses de l'ordre de  $1 \text{ Hz}$ , non étudiées ici.

Nous avons étudié l'évolution de la variation de la largeur de la goutte pour différents  $Z_N$  de la même manière qu'au paragraphe 2.4.2.1. Le spectre moyen de 11 tranches prises à des hauteurs différentes  $Z_N = 60$  à  $160$  a été tracé sur la figure 2.27. Sur ce spectre, il apparaît des pics non présents sur la figure 2.26. L'aspect du spectre varie peu en fonction de la hauteur de la tranche choisie. Sur la figure 2.27, nous pouvons voir un pic à  $5 \text{ Hz}$  qui est la fréquence radiale de déplacement de la goutte et qui anime aussi la largeur de la goutte, car cette oscillation déforme la goutte et a donc un impact sur la largeur de la goutte. Un deuxième pic se situe à  $9 \text{ Hz}$  : ce pic est aussi présent sans modulation, il ne s'agit donc pas d'un impact de la modulation sur le comportement de la goutte lévitée.

La modulation a de plus augmenté la taille des oscillations. Nous avons utilisé pour filmer une focale fixe. La distance à partir de laquelle les films ont été réalisés est restée la même, il est ainsi possible de faire des rapports d'échelles de variations en pixels. Nous pouvons voir que les oscillations ont augmenté de  $50 \%$  avec la modulation.

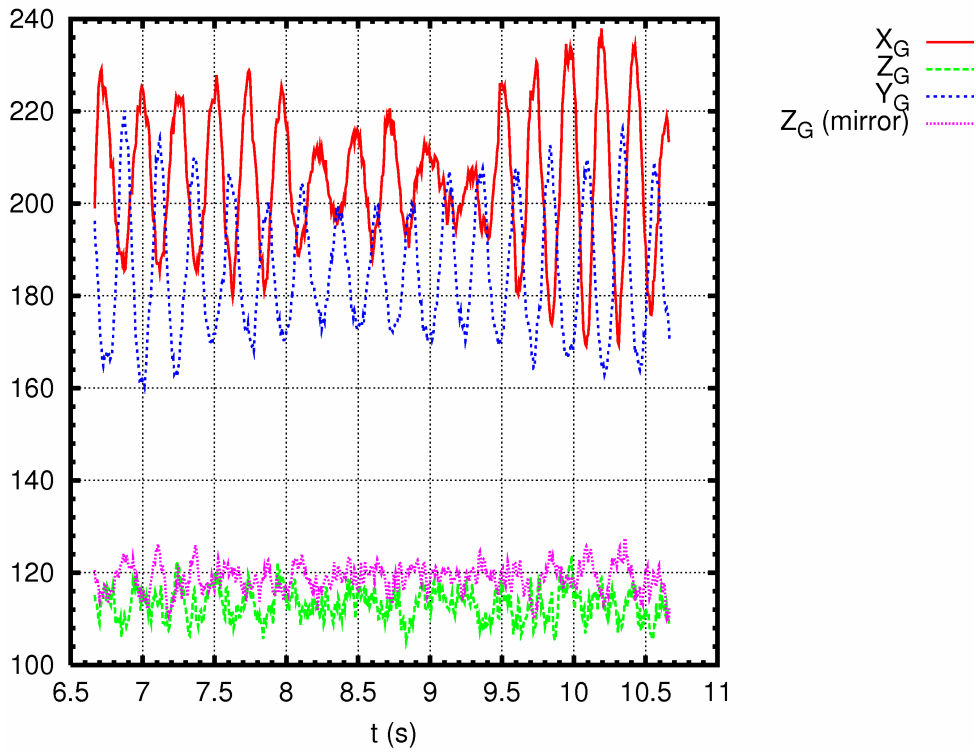


FIG. 2.25 - Evolution du barycentre du contour extrait à partir des vidéos des expériences pour  $m = 12.67 \text{ g}$ ,  $I_o = 323.5 \text{ A efficace}$ ,  $f_1 = 253\,097 \text{ Hz}$ ,  $f_2 = 12 \text{ Hz}$  et  $\alpha = 0.06$ .

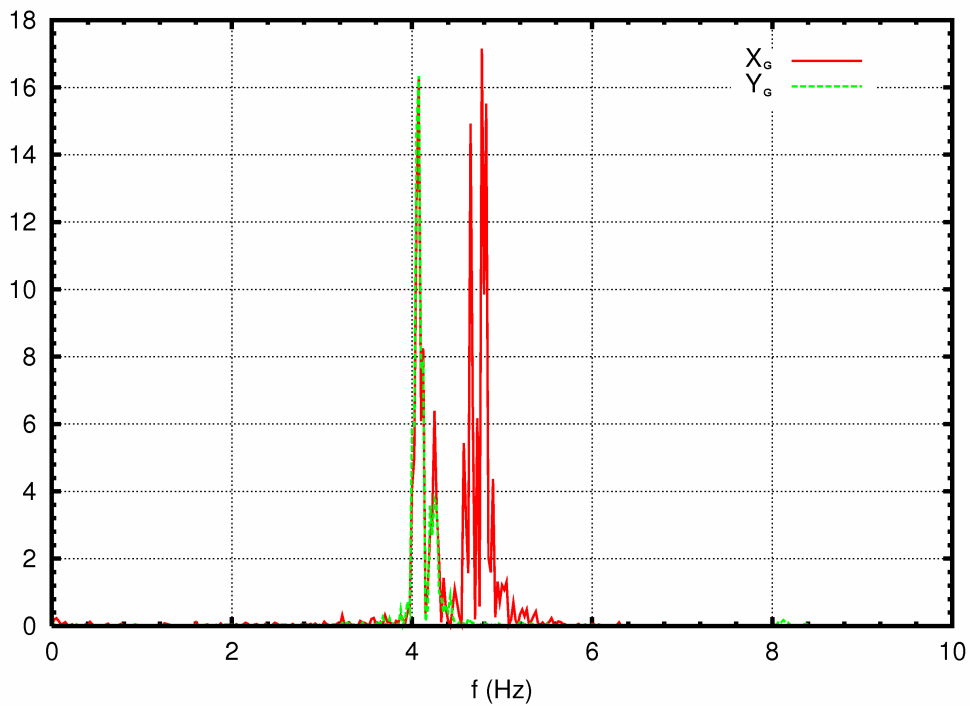


FIG. 2.26 - Spectre fréquentiel de la position radiale  $X_G$  et  $Y_G$  du barycentre du contour de la goutte pour  $m = 12.67 \text{ g}$ ,  $I_o = 323.5 \text{ A efficace}$ ,  $f_1 = 253\,097 \text{ Hz}$ ,  $f_2 = 12 \text{ Hz}$  et  $\alpha = 0.06$ .

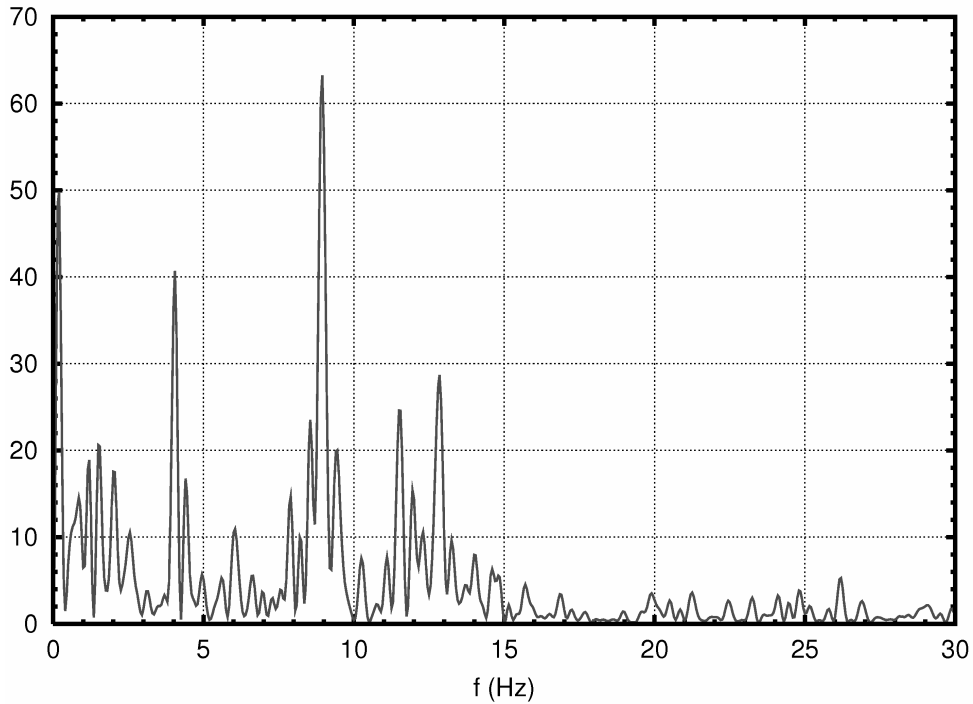


FIG. 2.27 - Moyenne des spectres de l'évolution de la largeur de la goutte à différentes hauteurs comprise entre  $Z_N = 60$  à  $160$  pour  $m = 12.67 \text{ g}$ ,  $I_o = 323.5 \text{ A efficace}$ ,  $f_1 = 253\,097 \text{ Hz}$ ,  $f_2 = 12 \text{ Hz}$  et  $\alpha = 0.06$ .

Les amplitudes des oscillations du barycentre du contour sont approximativement trois fois plus fortes que celles de la surface libre  $\Delta Y_N$ . Cependant, sur le spectre de la fréquence  $f_1$  (cf. figure 2.24), l'impact de l'agitation de la surface libre (pics supérieurs à  $7 \text{ Hz}$ ) sur les variations d'inductance sont du même ordre que celui dû au mouvement globale de la charge (pic à  $5 \text{ Hz}$ ). Ceci peut s'expliquer par le fait que les oscillations globales de la charge ne font pas varier de manière trop importante la distance de la goutte à l'inducteur. La distance du barycentre du contour de la surface libre à la première boucle de l'inducteur est définie par :  $d = R_{coil} - \sqrt{X_G^2 + Y_G^2}$ . L'amplitude de la variation de la distance  $d$  au cours du temps est quatre fois plus petite que celles de  $X_G$  et de  $Y_G$ . Cette amplitude est alors très proche des amplitudes de  $\Delta Y_N$  ( $\approx 15 \text{ px}$  et  $\approx 20 \text{ px}$  respectivement).

Sur la figure 2.28, l'évolution temporelle de la forme de la goutte lévitée est représentée. Sur cette figure, la goutte oscille radialement et a sa forme qui varie fortement.

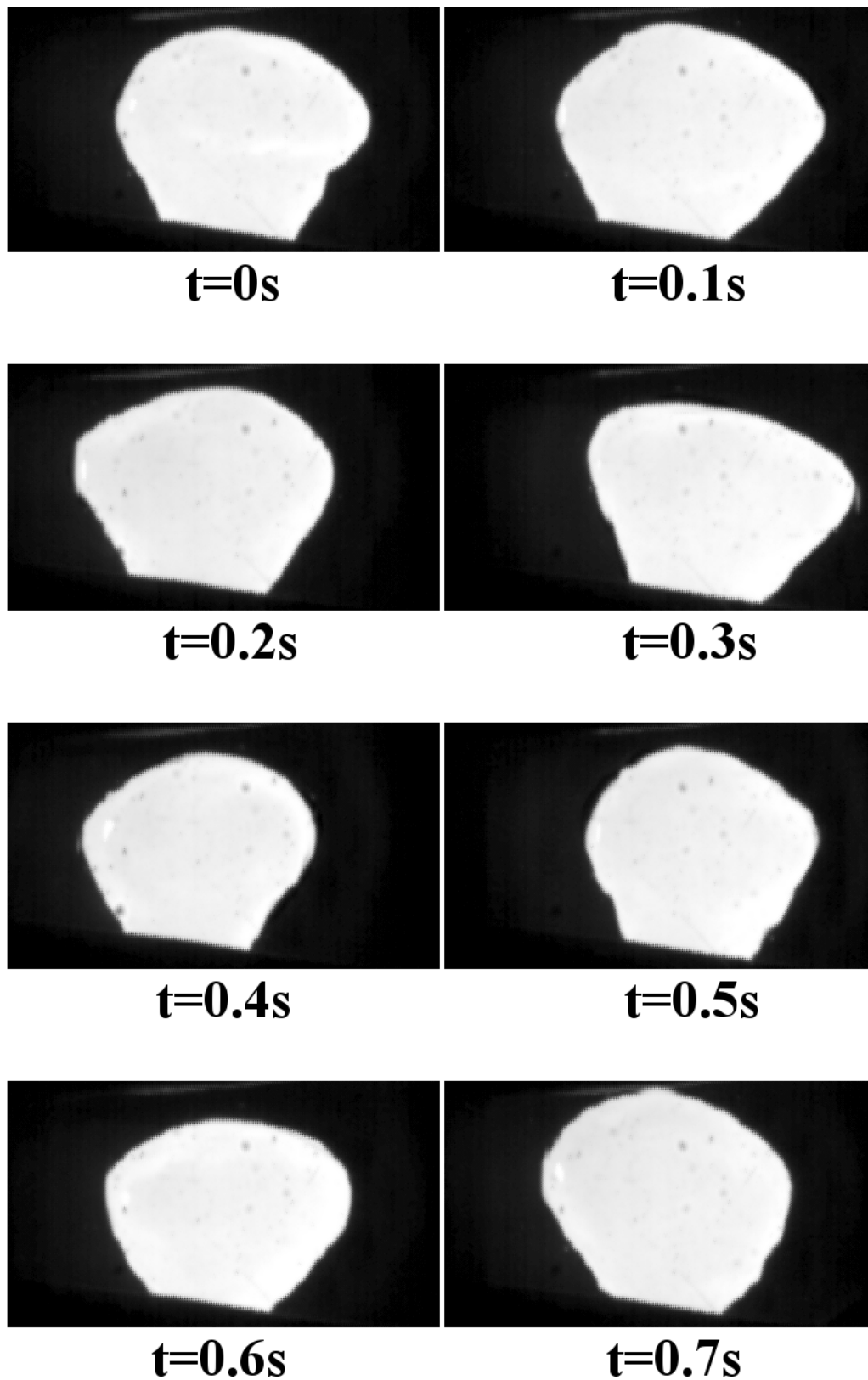


FIG. 2.28 - Evolution temporelle de la goutte lévitée avec  $m = 12.67 g$ ,  $I_o = 323.5 A efficace$ ,  $f_1 = 253\,097 Hz$ ,  $f_2 = 12 Hz$  et  $\alpha = 0.06$ .

## 2.5 Expérience avec une sphère de rayon 6.1 mm

Une charge de rayon caractéristique  $R_o = 6.1 \text{ mm}$  a été lévité. La stabilité d'une charge de plus petite taille étant meilleure que dans la cas précédent (cf. 2.4), la durée des expériences a été plus longue. Les expériences ont été réalisées sur l'inducteur 2 avec la caméra à acquisition rapide. L'expérience a été conduite sous les conditions suivantes  $I_o = 415 \text{ A efficace} \pm 4.59\%$ ,  $\alpha \approx 0.02$ ,  $f_1 = 252\,882 \text{ Hz} \pm 0.039\%$ ,  $m = 7.59 \text{ g}$ . La goutte a été filmée lors d'une modulation du courant inducteur à une fréquence  $f_2 = 14.1 \text{ Hz}$ . Cette fréquence  $f_2$  correspondant à la fréquence théorique d'oscillation de la goutte, calculée par l'équation 1.17.

Un film de 4 096 images a été fait avec une fréquence d'acquisition de  $150 \text{ Hz}$ , soit  $27 \text{ s}$  d'enregistrement. L'évolution temporelle du barycentre extraite du film est donnée sur la figure 2.29. L'évolution de ce point semblable à celle de la figure 2.25 obtenue pour une goutte de masse plus importante. Nous retrouvons l'absence de mouvement vertical et une oscillation radiale. La figure 2.30 représente le spectre de l'évolution du barycentre sur l'ensemble du film. Un seul pic est présent à  $5.5 \text{ Hz}$ , c'est la fréquence d'oscillation globale radiale de la goutte lévitée.

La figure 2.31 représente le spectre moyen du suivi de l'évolution de la largeur de la goutte  $\Delta Y_N$  de onze hauteurs  $Z_N$ . Les trois pics présents sur la figure 2.33 apparaissent aussi sur la figure 2.33. Le premier est dû à la fréquence radiale, le second est le double de cette fréquence et le troisième le correspond à la fréquence de modulation  $f_2$ . Ainsi puisque la largeur de la goutte  $\Delta Y_N$  présente une variation marquée à la fréquence  $f_2$ , la modulation du courant inducteur force bien l'agitation de la surface libre à cette fréquence.

D'autre part en comparant le spectre de la position du barycentre du contour (figure 2.30) et celui de l'évolution de la largeur de la goutte (figure 2.31), nous pouvons voir que la surface est agitée indépendamment de son évolution globale.

Le courant a été enregistré durant toute l'expérience. La figure 2.32 est le spectre du courant efficace. On retrouve un seul pic correspondant à la fréquence de modulation  $f_2$ .

Le spectre de la fréquence  $f_1$  est tracé sur la figure 2.33. Comme pour une charge de rayon caractéristique  $R_o = 7.5 \text{ mm}$ , la fréquence de modulation est visible dans ce spectre. Trois pics principaux se détachent. Le premier à  $5.5 \text{ Hz}$  correspond à la fréquence d'oscillations globales radiales de la goutte (voir l'évolution du centre du barycentre du contour de la surface). Le second à  $11 \text{ Hz}$  correspond à 2 fois la fréquence d'oscillations globales radiales. Le troisième pic se situe à  $14.1 \text{ Hz}$ . Nous pouvons là aussi voir que la modulation du courant agit sur la goutte lévitée et que cette dernière, en faisant varier l'inductance totale du circuit, fait varier la fréquence du courant  $f_1$ .

Plusieurs fréquences de modulation ont été testées. Nous avons ainsi pu étudier les variations  $\Delta f_1$  en fonction de la fréquence de modulation  $f_2$ . Les résultats sont reportés sur la figure 2.34. Sur cette figure, nous avons en rouge les résultats d'un premier test et en vert le résultat d'un second. Le premier donne des états d'excitations variables en fonction de la fréquence  $f_2$ . Nous pouvons voir que la variation de la fréquence  $\Delta f_1$  est maximale pour  $f_2 = 14.1 \text{ Hz}$  qui est la fréquence d'oscillation de la goutte de mode 2. Sur la seconde série de modulations, aucune fréquence ne semble exciter l'évolution de la goutte plus que les autres.

Sur la figure 2.35, l'évolution temporelle de la forme de la goutte lévitée est représentée lorsque le courant est modulé à  $14.1 \text{ Hz}$ . Sur cette figure, la goutte oscille faiblement radialement et sa forme varie

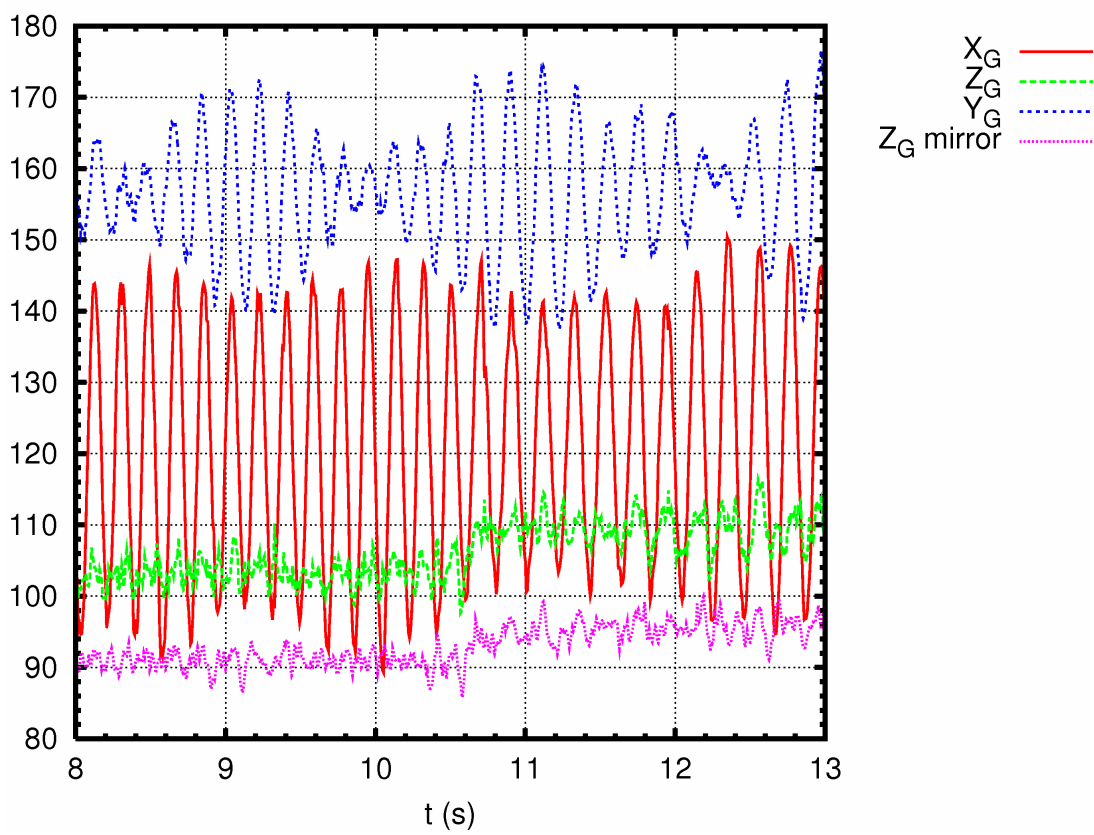


FIG. 2.29 - Evolution des coordonnées du barycentre calculée à partir du détournement du contour du film réalisé pour  $I_o = 415$  A efficace,  $f_1 = 252882$  Hz,  $f_2 = 14.1$  Hz,  $\alpha = 0.02$  et  $m = 7.59$  g.

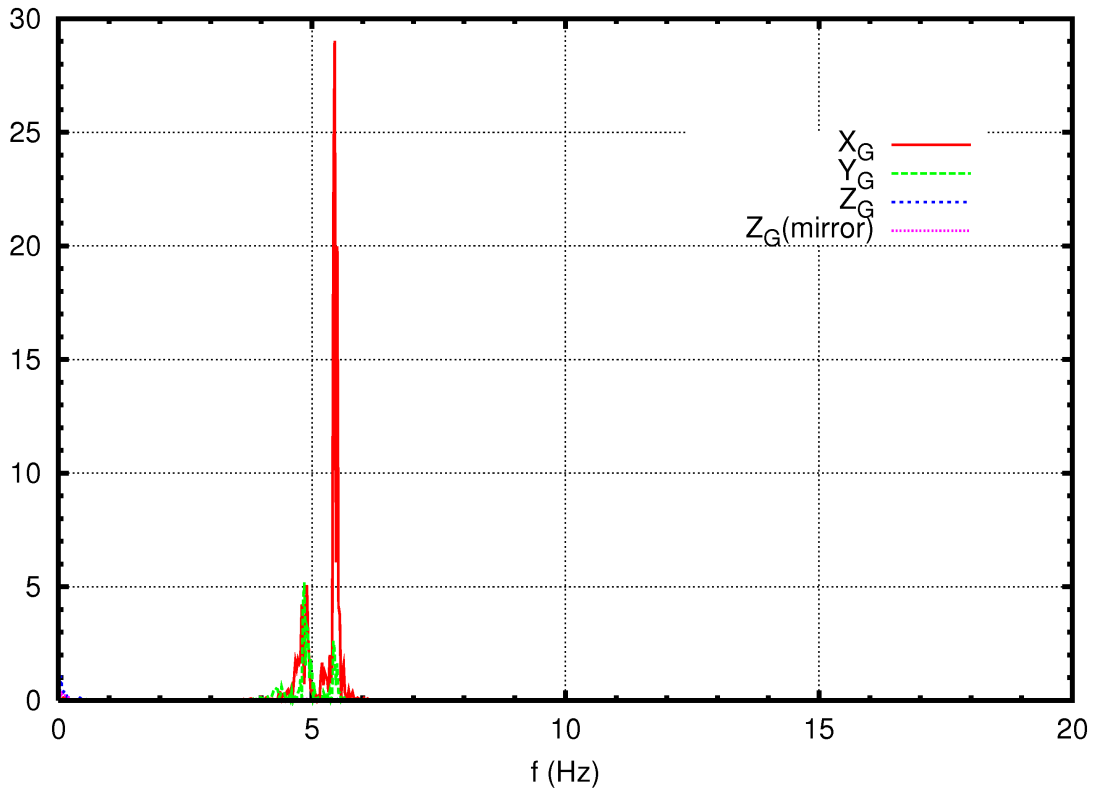


FIG. 2.30 - Spectre de l'évolution du barycentre du contour de la goutte issu du film calculé sur un temps de 27 s pour  $I_o = 415$  A efficace,  $f_1 = 252\,882$  Hz,  $f_2 = 14.1$  Hz,  $\alpha = 0.02$  et  $m = 7.59$  g.

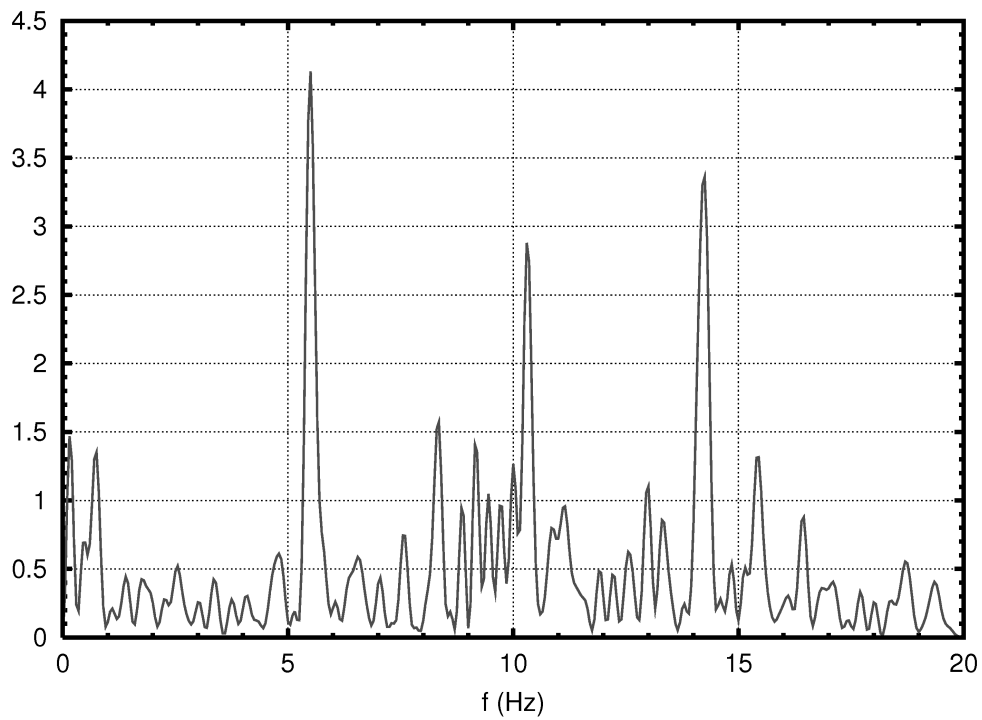


FIG. 2.31 - Spectre moyenné du suivi des points de la surface pour  $I_o = 415$  A efficace,  $f_1 = 252\,882$  Hz,  $f_2 = 14.1$  Hz,  $\alpha = 0.02$  et  $m = 7.59$  g.

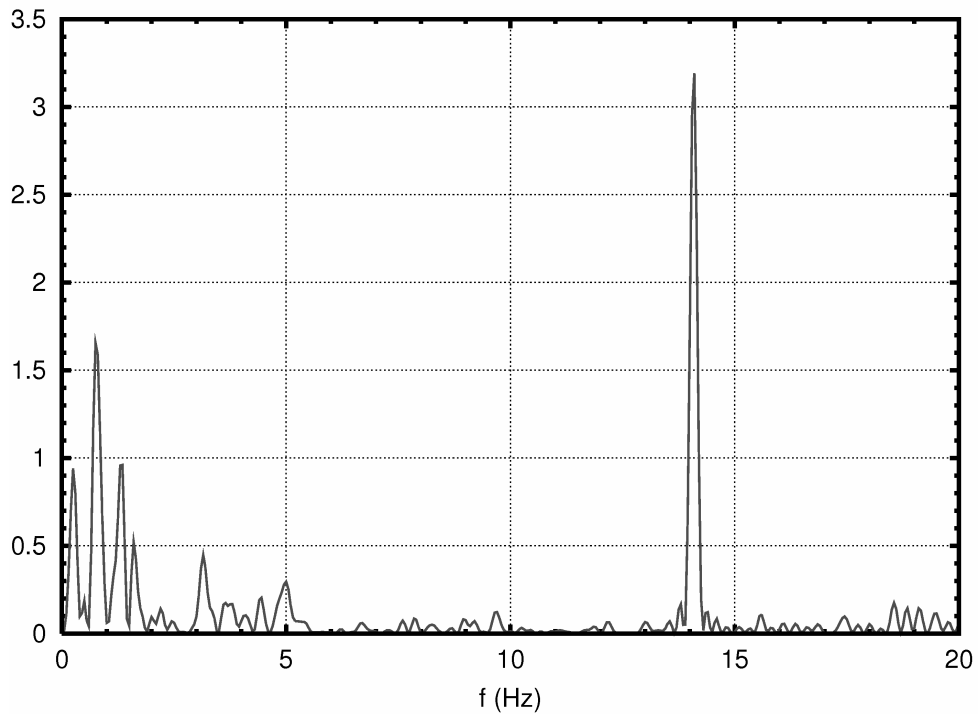


FIG. 2.32 - Spectre du courant efficace  $I_o$  lors de la lévitation de fréquence  $f_2 = 14.1 \text{ Hz}$ ,  $\alpha = 0.02$ ,  $I_o = 415 \text{ A efficace}$ ,  $f_1 = 252\,882 \text{ Hz}$ ,  $m = 7.59 \text{ g}$ .

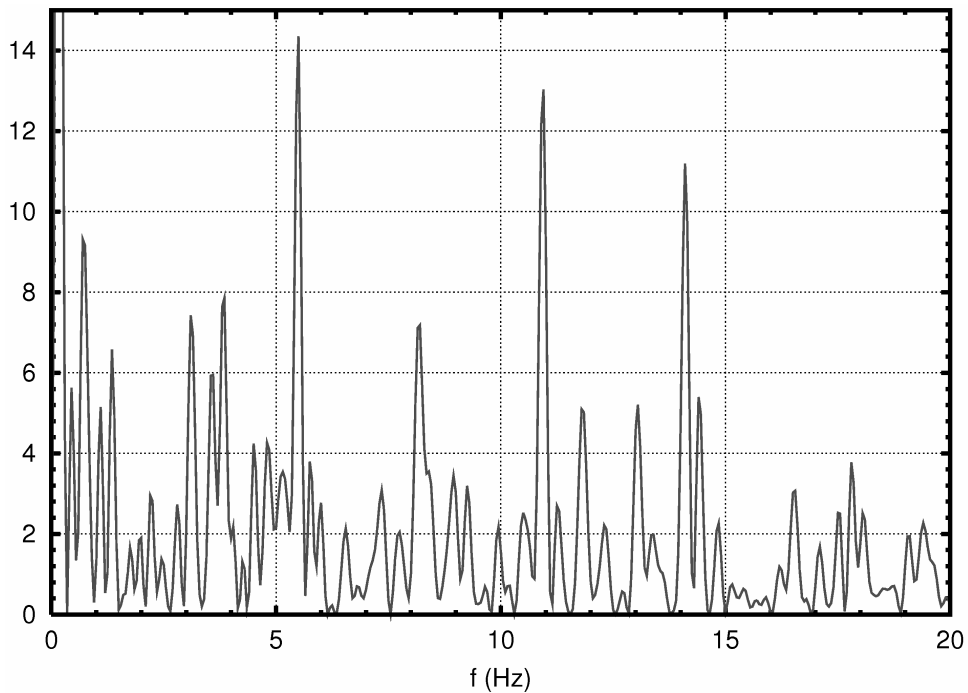


FIG. 2.33 - Spectre de la fréquence  $f_1$  lors de la lévitation de fréquence  $f_2 = 14.1 \text{ Hz}$ ,  $\alpha = 0.02$ ,  $I_o = 415 \text{ A efficace}$ ,  $f_1 = 252\,882 \text{ Hz}$ ,  $m = 7.59 \text{ g}$ .



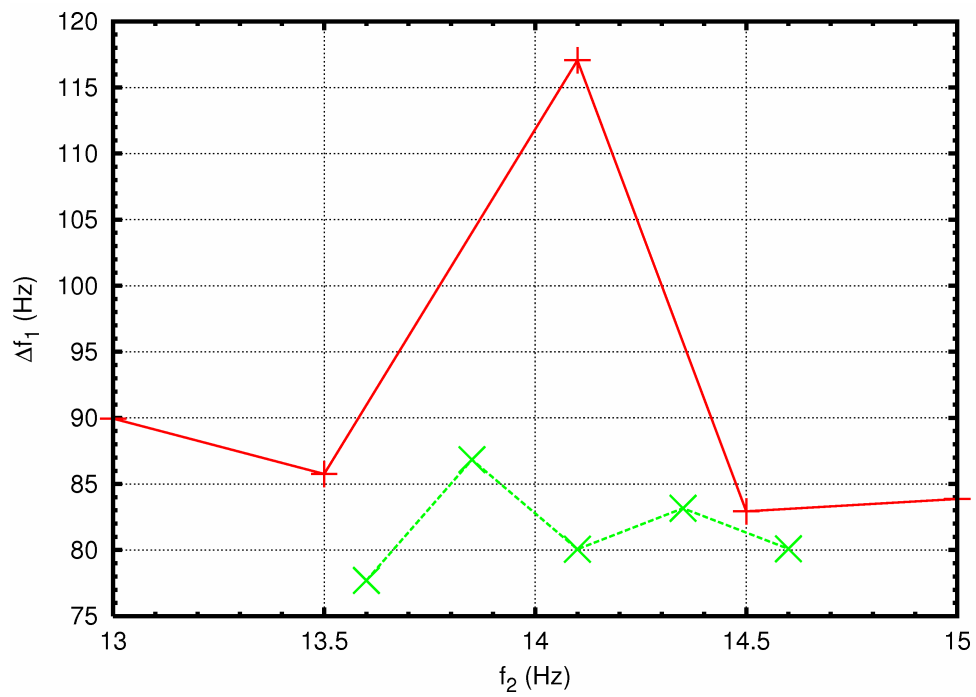


FIG. 2.34 - Evolution de la variation  $\Delta f_1$  en fonction de la fréquence de modulation  $f_2$ , pour  $I_o = 415$  A efficace,  $f_1 \approx 252\,882$  Hz,  $m = 7.59$  g.

fortement.

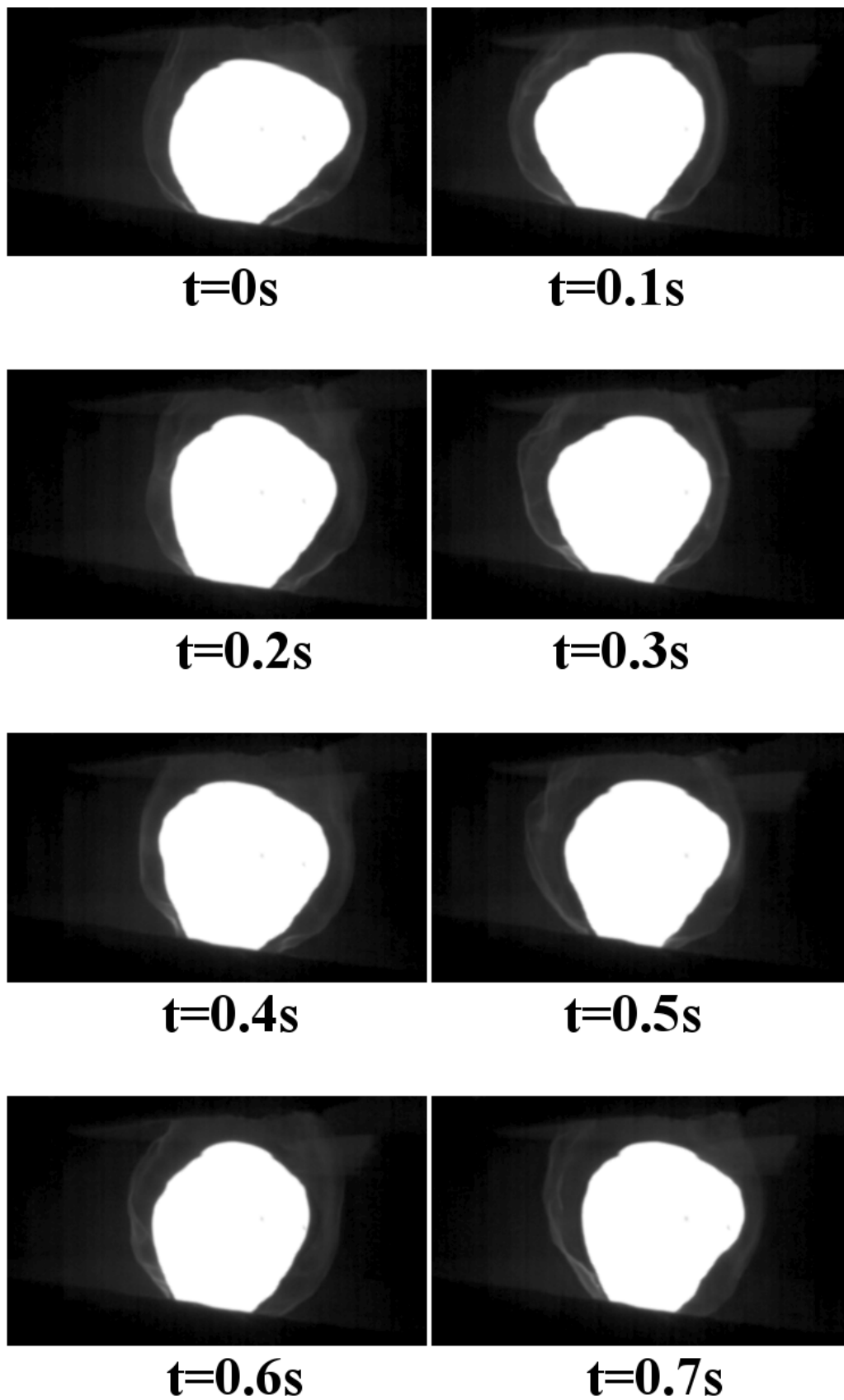


FIG. 2.35 - Evolution temporelle de la goutte lévitée avec  $I_o = 415 A efficace$ ,  $f_1 = 252\,882 Hz$ ,  $f_2 = 14.1 Hz$ ,  $\alpha = 0.02$  et  $m = 7.59 g$ .

## 2.6 Conclusions

Des expériences ont été mises en oeuvre afin de :

- posséder des données géométriques et électriques complètes pour pouvoir valider des codes de simulations numériques,
- comprendre le comportement d'une goutte en lévitation sous champ magnétique modulé, notamment lorsque la fréquence de modulation est proche de la fréquence naturelle de la goutte,
- mettre au point un dispositif de pilotage automatique d'un système inductif, permettant entre autres d'acquérir l'intensité du courant inducteur  $I_o$  et sa fréquence  $f_1$  à une fréquence d'acquisition de 100 Hz.

Pour ce dernier point, nous avons particulièrement insisté sur la pertinence d'un paramètre de mesure de fluctuation de la fréquence de base du courant inducteur comme indicateur de l'état d'agitation global de la sphère.

Deux types d'expériences ont été réalisés.

Une première expérience correspond à la géométrie que nous avons appelée *MAGLEV*. Elle a permis d'obtenir des contours moyens de surface libre de charge en lévitation, des fréquences d'oscillation de sphère solide, qui ont pu être comparées à des résultats issus de code numériques et de valider le système d'acquisition et de pilotage du courant inducteur.

Toutefois, cette expérience présente deux défauts :

- étant donné le générateur à notre disposition, les fréquences de modulation du courant inducteur n'ont pas pu approcher la fréquence d'oscillation naturelle de la goutte,
- étant donné la caméra utilisée, la fréquence d'acquisition des images ne permettait pas d'obtenir les fluctuations de surface de fréquence supérieure à 10 Hz.

Ces défauts ont été corrigés par la mise en oeuvre d'une deuxième expérience dans laquelle

- l'inducteur est à la taille 1.5 de l'inducteur de l'expérience 1,
- la charge est soit à l'échelle 1.22 ou à l'échelle 1.5 de la charge utilisée pour l'expérience 1,
- la caméra est une caméra rapide.

Les résultats de cette deuxième série de tests sont :

- la charge à l'échelle 1.5 ne peut être lévitée sous un champ magnétique modulé à sa fréquence de résonance, tandis que cela est possible pour la charge à l'échelle 1.22,
- le barycentre de la charge présente une cote verticale stationnaire et des positions radiales oscillantes à une fréquence principale de 5 Hz,
- les positions du barycentre indiquent que la charge présente un mouvement global en ellipse dans un plan horizontal,
- le fait que le champ magnétique soit modulé influence peu la position moyenne du barycentre de la charge,
- le fait que le champ magnétique soit modulé force des fluctuations de la surface libre à la fréquence de modulation,
- la pertinence du paramètre de mesure lié à la variation en amplitude de la fréquence de base du courant inducteur est confirmée.

Nous n'avons pas pu atteindre notre but initial qui était d'établir un diagramme de stabilité d'une goutte en lévitation et de l'analyser afin de produire des mesures de tension de surface et de viscosité plus

précise que celles qui sont produites actuellement. En effet, lorsque la goutte est forcée à sa fréquence propre, elle s'allonge fortement le long de son axe et perd une partie de sa masse. La goutte ainsi allégée est remise en lévitation.

Néanmoins, le fait de maîtriser la "lévitation modulée terrestre" est un atout important pour l'analyse de la calorimétrie modulée, technique utilisant un dispositif de lévitation électromagnétique pour mesurer des propriétés thermiques d'alliages métalliques.



## Chapitre 3

# Simulations numériques

Toutes les simulations sont réalisées pour des configurations axisymétriques. Le système de coordonnées est cylindrique  $(r, \theta, z)$ , représenté sur la figure 3.1.

### 3.1 Calculs de formes statiques

Des simulations numériques réalisées pour des formes de surfaces libres statiques permis d'étudier la géométrie de l'inducteur et de trouver comment minimiser les instabilités de la charge. Ces codes nous ont aussi permis de vérifier la possibilité de réaliser les expériences lors du changement d'inducteur. Le code utilisé pour les simulations statiques a été développé à l'Institut de Physique de Riga (Lettonie) par J. Priede [Priede et Gerbeth, 2005].

#### 3.1.1 Présentation du code développé par J. Priede

La description du code a été faite par J. Priede dans Bardet *et al.*, [Bardet *et al.*, 2005]<sup>1</sup>. Ce paragraphe est une reprise partielle de ce qui y est présenté.

---

<sup>1</sup>Article disponible dans les suppléments B

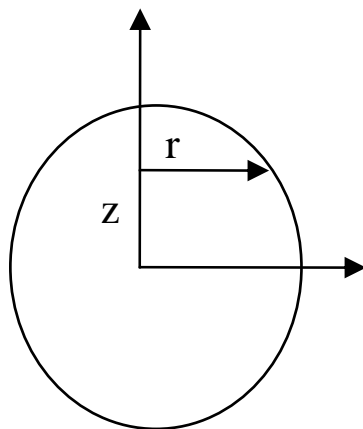


FIG. 3.1 - Schéma du système de coordonnées cylindriques.

Il est supposé que  $\delta \ll R_0$ . Dans ces conditions, les courants induits sont analogues à une nappe de surfacique de courant d'épaisseur  $\delta$ . Les forces électromagnétiques engendrées par l'interaction du champ magnétique et des courants induits se situent près de la surface et se réduisent à un terme de pression électromagnétique, lorsque  $\delta$  tend vers 0. La forme de la surface libre est déterminée par l'équilibre des pressions à la surface  $S$  :

$$p_0 + \rho \vec{g} \cdot \vec{r} = p_1 + p_m + \gamma \kappa \quad (3.1)$$

où du côté gauche de l'équation, nous avons la pression dans la goutte avec un terme constant  $p_0$  et la pression hydrostatique, l'accélération terrestre  $\vec{g}$  ( $\vec{r}$  est le vecteur radial) ; du côté droit de l'équation, nous avons la pression intérieure  $p_1$ , la pression magnétique  $p_m$  et la pression capillaire produit de la tension de surface  $\gamma$  et de la courbure de la surface  $\kappa$ .

L'équation de la surface (équation (3.1)) dépend de la courbure  $\kappa$ . Elle n'est pas linéaire et couplée à la distribution du champ magnétique autour de la charge. Ceci apparaît dans l'équation d'équilibre de la charge définie par l'équation (3.1). La forme d'équilibre de la charge correspond au minimum de l'énergie [Sneyd et Moffatt, 1982], définie par :

$$F = U_g + U_\gamma - U_m \quad (3.2)$$

Cette équation met en jeu respectivement, les énergies dues à la gravité, à la tension de surface et au champ magnétique définies comme :

$$U_g = - \int_V \rho \vec{r} \cdot \vec{g} dV, \quad U_\gamma = \int_S \gamma ds, \quad U_m = \int_{\bar{V}} p_m dV \quad (3.3)$$

où  $V$  et  $\bar{V}$  représente le volume de la charge et le volume hors de la charge. Il est avantageux de trouver une forme de la charge en minimisant son énergie avec l'équation (3.2) plutôt que de résoudre directement l'équation (3.1).

La distribution du champ magnétique  $\vec{B}$  le long de la surface doit être trouvée. Hors de la charge, le champ magnétique est harmonique :

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = 0 \quad ; \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (3.4)$$

Comme  $\delta = 0$ , le champ magnétique est tangent à sa surface :  $B_n|_s = 0$ . Il est défini à partir du vecteur potentiel  $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ . L'équation du vecteur potentiel est de la forme :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{A} = -\mu_0 \vec{j}_S \quad (3.5)$$

où le vecteur potentiel est sujet à la jauge de Coulomb  $\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$ .

En coordonnées axisymétriques, nous avons :  $\vec{A} = \vec{e}_\theta A$ . Pour un conducteur parfait, l'équation du vecteur potentiel prend la forme :  $rA|_s = const$ , où  $r$  est le rayon du repère cylindrique.

Si la surface coupe l'axe de symétrie en  $r = 0$ , ce qui est notre cas, nous avons  $const = 0$ , soit  $A|_s = 0$  à la surface de la charge.

Au lieu de résoudre l'équation (3.5), il est plus avantageux de résoudre la formulation équivalente avec des méthodes intégrales pour la composante azimutale du vecteur potentiel :

$$A(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_\Gamma \left( \frac{\partial (r' A(\vec{r}'))}{\partial n'} G(\vec{r}, \vec{r}') - A(\vec{r}') \frac{\partial (r' G(\vec{r}, \vec{r}'))}{\partial n'} \right) d\Gamma(\vec{r}') \quad (3.6)$$

où

$$G(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{4k}{\sqrt{r'r'}} \left[ \frac{K(k) - E(k)}{k^2} - \frac{K(k)}{2} \right]$$

est la fonction de Green pour la composante azimutale du vecteur potentiel impliquant l'intégrale elliptique de premier et second ordre :  $K(k)$  et  $E(k)$ , respectivement, de module  $k = 2\sqrt{r'r' / ((r' + r)^2 + (z' - z)^2)}$ . L'intégrale est prise le long de la courbe  $\Gamma$  qui forme la surface du corps de normale  $\vec{n}$  dirigé vers l'intérieur. L'équation (3.6) définit le vecteur potentiel hors du métal, nous permettant d'obtenir sa valeur et sa dérivée normale sur la surface de l'échantillon. Une fois le vecteur potentiel connu à la surface, nous devons définir la dérivée normale  $\partial(r'A(\vec{r}'))/\partial n'$  à la surface. L'inducteur étant supposé linéaire, le courant circulant dedans est approximé par :

$$\vec{j}^e(\vec{r}) = I_n \delta_D(\vec{r} - \vec{r}_n) \quad (3.7)$$

où  $I_n$  est le courant total de la boucle  $n$  située en  $\vec{r}_n = \vec{e}_r r_n + \vec{e}_z z_n$  en coordonnées cylindriques et  $\delta_D$  est la fonction de Dirac. Le champ magnétique extérieur dû aux inducteurs est supposé être comme une superposition du champ magnétique de chaque boucle calculé séparément  $A^e(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_n r_n I_n G(\vec{r}, \vec{r}_n)$ . L'équation (3.6) peut se récrire :

$$A(\vec{r}) = A^e(\vec{r}) + \frac{1}{4\pi} \int_{\Gamma} \frac{\partial(r'A(\vec{r}'))}{\partial n'} G(\vec{r}, \vec{r}') d\Gamma(\vec{r}') \quad (3.8)$$

à la surface du conducteur parfait, où  $A(\vec{r})|_s = 0$ , ces équations nous permettent d'obtenir  $\partial(r'A(\vec{r}'))/\partial n'$ . L'équation (3.8) est résolue numériquement en découpant la surface en petits segments qui ont chacun des courants surfaciques constants.

La distribution du champ magnétique pour une forme donnée étant calculée, l'énergie magnétique dans la goutte, définie par l'équation (3.3), peut être évaluée. Tant que le champ magnétique induit hors de la charge est un champ potentiel, il est possible de calculer l'énergie magnétique comme suit :

$$U_m = \frac{1}{4\mu_0} \int_{\bar{V}} |\vec{B}|^2 dV = \frac{1}{4\mu_0} \int |\vec{B} \cdot \vec{B}^e| dV = U_m^e + U_m^i$$

où la seconde intégrale prise sur tout l'espace peut être divisée en deux parties avec  $U_m^e = \frac{1}{4\mu_0} \int |\vec{B}^e|^2 dV$ , qui est l'énergie magnétique du champ magnétique extérieur créé par l'inducteur. Cette énergie est formellement divergente. Pour des systèmes à courant linéaire comme les inducteurs infiniment fins,  $U_m^e$  est une constante indépendante de la charge lévitée. Tant que nous ne nous intéressons qu'à la forme de la charge qui minimise l'énergie et que la valeur absolue de cette énergie n'est pas nécessaire, il est possible d'ignorer cette partie constante  $U_m^e$  et de considérer cette variable comme :

$$U_m^i = \frac{1}{4\mu_0} \int |\vec{B}^e \cdot \vec{B}^i| dV = \frac{1}{4} \int \vec{j}^e \cdot \vec{A}^i dV$$

où la dernière intégrale peut être évaluée à partir du courant extérieur défini par l'équation (3.7) grâce à la fonction de Dirac  $\delta_D$ , on obtient :

$$U_m^i = \frac{\pi}{2} \sum_n r_n I_n A^i(\vec{r}_n)$$

Ainsi nous obtenons l'énergie sous sa forme réduite :

$$F' = F + U_m^e = 2\pi \int_{\Gamma} \left( \gamma - \frac{1}{2} \rho |\vec{r}|^2 \vec{g} \cdot \vec{n} \right) r d\Gamma - \frac{\pi}{2} \sum_n r_n I_n A^i(\vec{r}_n)$$



où le vecteur potentiel induit  $A^i(\vec{r})$  est donné par l'équation (3.8).

Toutes les variables sont par la suite adimensionnalisées en choisissant comme grandeurs caractéristiques le rayon de la charge sphérique  $R_0$  pour la longueur,  $\gamma/R_0$  pour la pression et  $\mu_0 I_0$  pour le vecteur potentiel. Ainsi il est possible de récrire sous forme sans dimension l'équation de l'énergie réduite comme :

$$\bar{F}' = 2\pi \left[ \int_{\Gamma} \left( 1 + \frac{1}{2} B_o |\vec{r}|^2 \vec{e}_z \cdot \vec{n} \right) r d\Gamma - B_m \sum_n r_n I_n A^i(\vec{r}_n) \right] \quad (3.9)$$

avec  $B_o = \rho g R_0^2 / \gamma$  le nombre de Bond défini comme le rapport des pressions hydrostatique et capillaire,  $B_m = \mu_0 I_0^2 / (4\gamma R_0)$  le nombre de Bond magnétique défini comme le rapport des pressions magnétique et capillaire.

La courbe formant la surface de l'échantillon est approximée par 60 à 120 segments de longueur égale. Pour chaque forme, l'équation (3.8) est résolue en utilisant la méthode des éléments de frontière avec des éléments constants (voir [Priede et Gerbeth, 2006]). La surface d'équilibre est trouvée en minimisant l'énergie réduite définie par l'équation (3.9) en utilisant un algorithme de type Powell (voir [Press *et al.*, 1992]).

### 3.1.2 Calcul de la forme moyenne d'une goutte lévité pour la géométrie MAGLEV

La forme moyenne de la goutte a été obtenue lors des expériences de lévitation d'une charge de rayon 5 mm sur l'inducteur 1, voir paragraphe 2.3.2.1. Deux codes ont été utilisés pour calculer la forme de la surface libre. Le premier est celui développé par J. Priede. C'est un code qui donne une forme statique de la surface libre, comme décrit dans le paragraphe 3.1.1. Le second est le code *SphynX*, qui est un code dynamique et qui est décrit dans le paragraphe 3.2.1.

Pour obtenir la surface d'équilibre avec le code *SphynX*, il a été nécessaire de réaliser une simulation numérique pour un temps physique grand (typiquement 4 s) afin que la surface se stabilise et atteigne sa forme d'équilibre.

Une première comparaison des formes moyennes a été faite pour un courant  $I_o = 428$  A efficace, de fréquence  $f_1 = 274$  kHz avec une charge de nickel de masse  $m = 3.7$  g. Les coordonnées de l'inducteur simulé ont été obtenues par un relevé photographique issu des vidéos expérimentales. Puis les boucles ont obtenues une côte et un rayon qui est la moyenne des rayons d'une même boucle de chaque côté de l'axe de symétrie de l'inducteur filmé.

Le résultat est présenté sur la figure 3.2. Nous voyons une très bonne concordance des formes moyennes des deux codes avec la forme extraite des expériences. Une comparaison directe est disponible sur la figure 3.3. On peut y voir la forme de la goutte non moyennée dans le temps, image extraite d'une vidéo faite avec la caméra 25 Hz. Le résultat obtenu avec le code *SphynX* est celui obtenu pour  $t = 4.210$  s. A ce temps physique de calcul, la goutte lévité oscille verticalement. Mais ces oscillations sont très faibles et ont une amplitude inférieure à 2% du rayon caractéristique de la charge  $R_o = 4.7$  mm.

Concernant les centre de masse, le code *SphynX* donne la position de la goutte à 0.11 mm en dessous de la forme extraite de l'expérience, soit 2.3% du rayon  $R_o$ . Le code développé par J. Priede donne le centre de masse 0.55 mm en dessous de l'expérience, soit 11.7% du rayon  $R_o$ . Il peut être intéressant de noter que le code *SphynX* a aussi été utilisé dans ces conditions de calcul avec une représentation des forces électromagnétiques sous un terme de pression électromagnétique. Le résultat est que la charge se

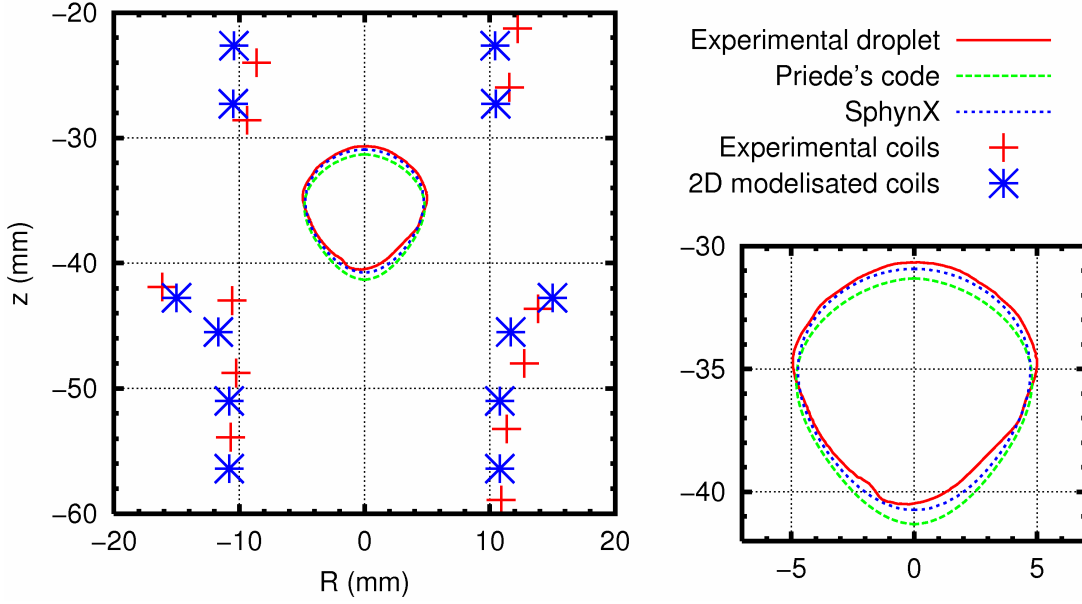


FIG. 3.2 - Formes de la goutte lévitée obtenues à partir de l'expérience et des deux simulations numériques avec  $I_o = 428 A efficace$ ,  $f_1 = 274 kHz$  et  $m = 3.7 g$ .

situé  $1.01 mm$  plus bas que l'expérience. Ce résultat n'est pas représenté sur les figures.

Les différences de forme des gouttes ont été quantifiées. Pour cela les centres de masses ont été mis en concordance et les rayons des différentes formes ont été comparés comme suit :

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left| \frac{R_{simulation} - R_{experience}}{R_{experience}} \right| d\theta \quad (3.10)$$

avec  $\theta$  l'angle défini dans le repère sphérique  $(R, \theta, \phi)$ ,  $\Delta R/R$  l'écart relatif entre la goutte simulée et la goutte issue de l'expérience,  $R_{experience}$  le rayon de la goutte expérimentale,  $R_{simulation}$  le rayon issu des simulations.

La simulation faite avec le code *SphynX* a un écart relatif de 2.78% (5.93% avec la description en pression magnétique) et le code développé par J. Priede 2.73%. Il apparaît que les formes obtenues avec les codes de simulation sont satisfaisantes. Afin d'obtenir rapidement une forme d'équilibre avec une grande précision sur la forme et une précision moyenne sur la position, l'utilisation d'un code allégé comme celui de J. Priede est indiqué. Un code comme *SphynX* n'a pas pour objectif d'obtenir des formes d'équilibre mais de résoudre des phases transitoires.

Un deuxième cas a été traité. Celui-ci est représenté sur la figure 3.4. Il est possible de voir le rapprochement des formes. La goutte a été coloriée en rouge, parce que celle-ci a été coupée par les inducteurs lors de la prise de vue et les lignes rajoutées au-dessus et en-dessous ne l'ont été que pour compléter la forme de la goutte. Comme la forme n'est pas entière, il n'a pas été possible de faire les mêmes évaluations.

Sur la figure 3.4, nous voyons sur la forme expérimentale un pincement de la goutte du côté gauche. Si nous regardons la place des inducteurs, ceux-ci sont plus éloignés de la charge du côté gauche que du côté droit. Cela est surprenant parce que cela va à l'encontre de ce qui est attendu. Il faut pour cela regarder la configuration de l'inducteur en trois dimensions. Celui-ci a la boucle de courant qui lie les

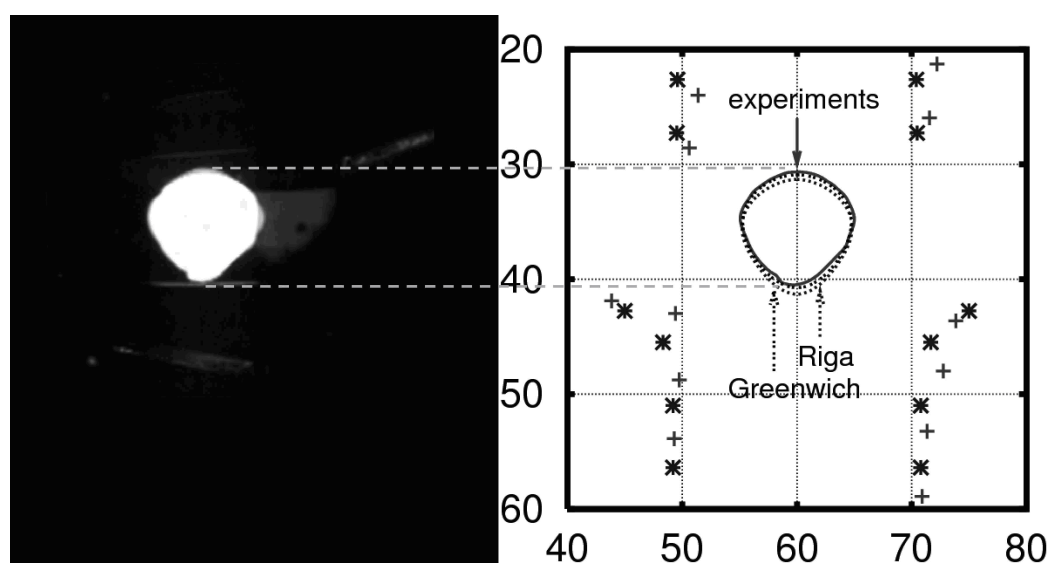


FIG. 3.3 - Comparaison directe entre les formes calculées et la forme expérimentale de la goutte lévitée, avec  $I_o = 428 A efficace$ ,  $f_1 = 274 kHz$  et  $m = 3.7 g$ .

quatre spires du bas aux deux contre spires du haut qui passe à proximité de la charge du côté gauche de la goutte. Il est possible de voir ici un effet tridimensionnel de l'électromagnétisme. On peut donc remarquer que la goutte est à gauche et ceci dans le sens de bobinage des spires de courant.

Des compléments à cette étude sont présentés dans Bardet *et al.*, [Bardet *et al.*, 2005]<sup>2</sup> concernant les fréquences d'oscillations d'une sphère solide.

<sup>2</sup>Disponible dans les suppléments B

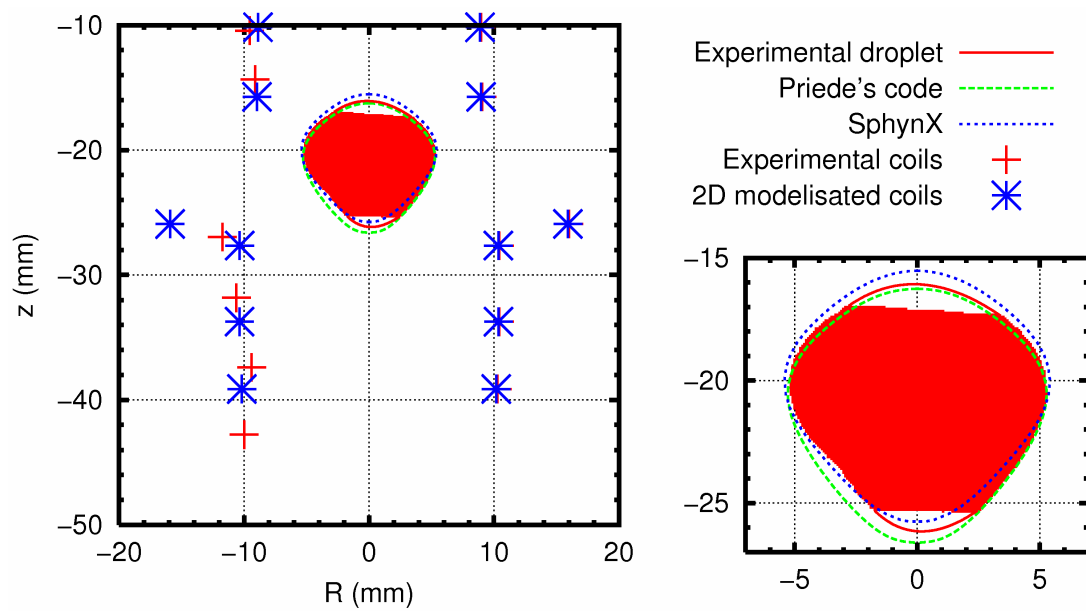


FIG. 3.4 - Formes de la goutte lévitée obtenues à partir de l'expérience et des deux simulations numériques avec  $I_o = 336 A efficace$ ,  $f_1 = 283.9 kHz$  et  $m = 4.4 g$ .

### 3.1.3 Lévitiation avec un inducteur à l'échelle 1.5

Nous avons vu dans le paragraphe 2.4, qu'il a été nécessaire d'augmenter la taille des gouttes lévitées pour les expériences. Pour cela, la taille de l'inducteur a été augmentée aussi. Nous avons simulé la première installation expérimentale à l'échelle 1.5 avec le code de Janis Priede. Les tailles de la goutte et de l'inducteur ont été augmentées. Un ordre de grandeur de la taille maximale de la goutte lévitée est proposé par R. Moreau [Moreau, 1990] :

$$H \approx O \left( \sqrt{\frac{\gamma (\kappa_S - \kappa_H)}{\rho g}} \right) \quad (3.11)$$

avec  $H$  la hauteur de la colonne de liquide au centre de la goutte que nous pouvons léviter,  $\kappa_S$  est la courbure de la goutte à son extrémité inférieure et  $\kappa_H$  sa courbure en son extrémité supérieure. La hauteur  $H$  peut être légèrement inférieure à deux fois le rayon moyen  $R_o$  de la goutte, parce que celle-ci va s'écraser lors de la lévitation. La colonne liquide a supportée est donc inférieure au diamètre de la sphère caractéristique.

Nous devons évaluer  $\kappa_S$  et  $\kappa_H$ . Pour cela, nous prenons les valeurs des courbures obtenues pour la goutte de taille initiale  $R_o = 5 \text{ mm}$  et la divisons par 1.5. Le rayon de courbure de la goutte de rayon caractéristique  $R_o = 5 \text{ mm}$  est de  $3.41 \text{ mm}$  au pôle inférieur (resp.  $3.56 \text{ mm}$  au pôle supérieur), ce qui donne  $\kappa_S = 293 \text{ m}^{-1}$  (resp.  $\kappa_H = 281 \text{ m}^{-1}$ ) sur la goutte de rayon caractéristique  $R_o = 7.5 \text{ mm}$ . Ce calcul est très sensible à la position de la surface, donc sa validité est sujette à caution. Nous obtenons  $H = 11 \text{ mm}$ .

Nous voulons léviter une sphère de rayon caractéristique  $R_o = 7.5 \text{ mm}$ , cela semble possible, si la goutte s'écrase de quelques millimètres. De plus la courbure au pôle supérieure évaluée à partir de la goutte de rayon  $R_o = 5 \text{ mm}$  peut augmenter : plus la goutte s'allonge, plus la goutte s'aplatit au pôle supérieur et donc plus  $\kappa_H$  diminue.

Nous avons réalisé une série de simulations numériques pour étudier la possibilité de léviter la charge et l'intensité du courant nécessaire à la lévitation. La goutte de rayon caractéristique  $R_o = 5 \text{ mm}$  a un nombre de Bond de 1.09. Le passage à  $R_o = 7.5 \text{ mm}$  fait passer ce nombre à 2.45. Nous avons fait varier le nombre de Bond magnétique  $B_m$  pour déterminer le seuil en dessous duquel la lévitation est impossible. Les résultats sont présentés sur la figure 3.5.

Plus le nombre de Bond magnétique décroît, plus la goutte s'allonge. En dessous du nombre de Bond magnétique de 11.85 (une simulation à  $B_m = 11.84$  a été réalisé), la lévitation n'est plus possible et la goutte liquide s'écoule vers le bas.

Le nombre de Bond magnétique de 11.85 correspond à un courant dans l'inducteur de  $I_o = 580 \text{ A}$  soit  $I_{o\text{eff}} = 410 \text{ A efficace}$ . Cette lévitation semble donc accessible avec l'expérience à notre disposition.

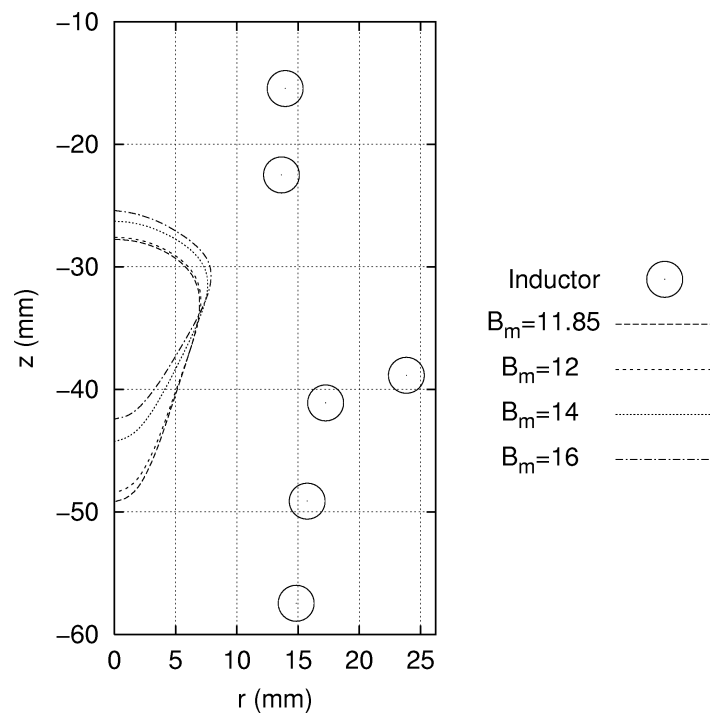


FIG. 3.5 - Evolution de la surface lévitée pour un nombre de Bond de 2.5 en fonction du nombre de Bond magnétique,  $m = 14.1 g$ .

## 3.2 Simulations de surfaces en mouvement

Des simulations dynamiques ont été réalisées. Elles ont pour but, dans un premier temps, la comparaison des codes entre eux et avec des résultats expérimentaux, dans un second temps, évaluer l'impact de la turbulence et des effets du champ magnétique sur les oscillations de surface. Ces études sont en relation avec les mesures réalisées en microgravité.

Pour nos simulations numériques, deux codes ont été utilisés :

- *SphynX*, un code dédié à la lévitation électromagnétique de gouttes liquides, développé à l'université de Greenwich par V. Bojarevics et K. Pericleous [Bojarevics et Pericleous, 2003],
- *Induc2D*, un module développé pour fonctionner sous le logiciel commercial *Fluent*©, module développé au laboratoire CNRS-EPM par Y. Delannoy [Delannoy *et al.*, 2000].©

### 3.2.1 Présentation du code *SphynX*

La description du code a été faite dans Bardet *et al.*, [Bardet *et al.*, 2006a]. Ce paragraphe est une reprise partielle de ce qui y est présenté.

Le code *SphynX* est décrit par V. Bojarevics *et al.*, [Bojarevics *et al.*, 2000]. Ce code axisymétrique calcule les écoulements instationnaires, c'est-à-dire l'équation de Navier-Stokes et l'équation de continuité :

$$\partial_t \vec{u} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} = \frac{1}{\rho} (-\vec{\nabla} p + \langle \vec{F} \rangle) + \vec{\nabla} \cdot \left\{ \nu_e (\vec{\nabla} \vec{u} + \vec{\nabla} \vec{u}^T) \right\} + \vec{g} \quad (3.12)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \quad (3.13)$$

où  $p$  est la pression,  $\nu_e$  la viscosité effective dépendante de la position et du temps.  $\nu_e$  est donnée par  $\nu_e = \nu_t + \nu$ , avec  $\nu_t$  la viscosité turbulente et  $\vec{u}^T$  la transposée du vecteur  $\vec{u}$ .

La viscosité turbulente est modélisée grâce à un modèle de turbulence  $k - \omega$ . Ce modèle a été choisi pour sa précision et pour son efficacité dans la description de la turbulence à proximité des surfaces libres. La description du modèle  $k - \omega$  est :

$$\partial_t k + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} k = \vec{\nabla} \cdot \left[ (\nu + \sigma_k \nu_t) \vec{\nabla} k \right] + G + \beta^* \omega k \quad (3.14)$$

$$\partial_t \omega + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \omega = \vec{\nabla} \cdot \left[ (\nu + \sigma_\omega \nu_t) \vec{\nabla} \omega \right] + \alpha_\omega \frac{\omega}{k} G - \beta \omega^2 \quad (3.15)$$

où  $\omega$ ,  $k$ ,  $G$  sont respectivement la vorticité, l'énergie cinétique turbulente par unité de masse et la génération d'énergie cinétique turbulente.  $G$  est une fonction du taux de frottement  $\Delta$ . Les autres termes sont définis comme suit :

$$\nu_t = a^* \frac{k}{\omega} \quad (3.16)$$

$$G = 2\nu_t (\Delta : \Delta) \quad (3.17)$$

$$\Delta = \frac{1}{2} \left( \vec{\nabla} \vec{u} + \vec{\nabla} \vec{u}^T \right) \quad (3.18)$$

$$\sigma_k = \sigma_\omega = \frac{1}{2} \quad (3.19)$$

$a^*$ ,  $\alpha_\omega$ ,  $\beta$  et  $\beta^*$  sont des fonctions dépendantes du nombre de Reynolds turbulent  $R_T = \frac{k}{\omega \nu}$ . La description complète relative à ces termes est donnée par Wilcox [Wilcox, 1998].

Les conditions limites à la surface libre de la goutte sont décrites dans [Bojarevics et Periculous, 2003] et résumées ci-dessous.

La vitesse de la surface libre est définie par :

$$\frac{dR}{Dt} = \vec{u} \cdot \vec{n} \quad (3.20)$$

où  $R$  est la position de la surface libre,  $\vec{n}$  le vecteur normal à la surface.

Il n'y a pas de saut de contrainte tangentielle à la surface, cf. Batchelor [Batchelor, 1967] :

$$r_{R\theta} t_R n_\theta = 0 \quad (3.21)$$

Le saut de contraintes normales à la surface libre est balancé par la tension de surface uniforme :

$$p_{int} - p_{atm} - \rho\nu (e_{R\theta} n_R n_\theta) = \gamma\kappa \quad (3.22)$$

où  $\kappa$  est la courbure de la surface libre et  $e_{R\theta} = \frac{R}{2} \frac{\partial}{\partial R} \left( \frac{u_\theta}{R} \right) + \frac{1}{2R} \frac{\partial u_R}{\partial \theta}$ , avec  $p_{int}$  et  $p_{atm}$  respectivement la pression intérieure et la pression atmosphérique.

Il est supposé qu'il n'y a pas de génération de turbulence à la surface libre, les conditions limites sur l'énergie cinétique et la vorticité sont :

$$\vec{\nabla} k \cdot \vec{n} = 0 \quad (3.23)$$

$$\vec{\nabla} \omega \cdot \vec{n} = 0 \quad (3.24)$$

Concernant les méthodes numériques utilisées, une représentation pseudo-spectrale est utilisée pour résoudre les équations de Navier-Stokes et de turbulence (3.12), (3.14) et (3.15). Ce schéma numérique est critiqué par H.C. Ku [Ku *et al.*, 1987]. Il est montré que ce schéma permet d'augmenter la taille des pas de temps. Plus récemment, D. Kosloff [Kosloff et Tal-Ezer, 1993] a adjoint à cette méthode un maillage de Chebyshev, qui est celui utilisé dans *SphynX*. Il montre que ces méthodes numériques permettent des convergences plus rapides que des schémas numériques traditionnels. Ce schéma numérique permet de calculer avec une grande précision tous les gradients dans la goutte, particulièrement près de la surface. C'est une méthode très bien adaptée pour les calculs des dérivées en couplage avec l'électromagnétique, parce que l'électromagnétique suit des lois quasi-exponentielles depuis la surface, quand le paramètre d'écran est grand (équation (1.42)).

Pour la discrétisation du temps un schéma eulérien implicite est utilisé. Ces schémas ont été présentés par S.T. Wu et Y.Q. Hu [Wu et Hu, 1984]. Ceux-ci montrent l'intérêt de ce schéma en terme de réponse dynamique. Le pas de temps est adapté automatiquement. Nous avons choisit le pas de temps maximal pour les simulations d'oscillations de goutte de manière à respecter :

$$\omega_2^g \Delta t < 0.002 \quad (3.25)$$

avec  $\omega_2^g$  qui correspond à la pulsation de la goutte donnée par l'équation (1.16).

Les forces électromagnétiques  $\vec{F} = \vec{j} \times \vec{B}$  sont calculées à partir du potentiel vecteur  $\vec{A}$ , obtenu à partir de l'équation simplifiée :

$$\partial_t \vec{A} = \frac{1}{\mu_o \sigma} \vec{A} \quad (3.26)$$

Les conditions limites de ce calcul sont : le champ magnétique  $\vec{B}(\vec{x}, t)$  est calculé en utilisant  $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$  et la densité de courant  $\vec{j}(\vec{x}, t)$  est déduite de  $\vec{B}$  en utilisant la loi d'Ampère  $\vec{j} = \vec{\nabla} \times \vec{B} / \nu_o$ .



### 3.2.2 Présentation du module *Induc2D* sous *Fluent*

Le module *Induc2D* est un outil développé au laboratoire *CNRS-EPM* par Y. Delannoy. Ce module permet de simuler l'action des champs magnétiques sur la mécanique et la thermique des fluides et des solides, calculées sous *Fluent*©.

#### 3.2.2.1 Présentation d'*Induc2D*

©Un fluide incompressible soumis aux forces électromagnétiques est régi par les équations de continuité et de Navier-Stokes, à laquelle est ajoutée le terme de couplage avec l'électromagnétique :

$$\nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (3.27)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{u}) + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \cdot \vec{u}) = \rho \vec{g} - \nabla p + \rho \nu \nabla^2 \cdot \vec{u} + \langle \vec{F} \rangle \quad (3.28)$$

où  $\vec{F}$  sont les forces électromagnétiques par unité de volume,  $\vec{g}$  l'accélération terrestre,  $\rho$  la masse volumique du milieu,  $\vec{u}$  le vecteur vitesse,  $p$  la pression et  $\nu$  la viscosité dynamique du milieu. Le logiciel commercial *Fluent*© assure la résolution numérique de ces équations avec plusieurs modèles de turbulence possible. Nous avons choisi de travailler avec un modèle de turbulence  $k - \omega$ .

Le module *Induc2D* développé par Y. Delannoy [Delannoy *et al.*, 2000] calcule le vecteur potentiel  $\vec{A}$ .

Le champ magnétique  $\vec{B}$  est supposé méridien ( $B_r$ ; 0;  $B_z$ ); il est donc contenu dans un plan ( $z, r$ ). Dans ces conditions, le potentiel vecteur  $\vec{A}$  n'a qu'une composante non nulle, azimutale. La loi d'Ohm donne le vecteur densité de courant électrique  $\vec{j}$  en fonction de la conductivité électrique  $\sigma$  et de la vitesse  $\vec{u}$  du milieu, du vecteur potentiel  $\vec{A}$ , du champ magnétique  $\vec{B}$  et du potentiel électrique  $\phi$  (ou du vecteur champ électrique  $\vec{E} = -\nabla\phi - \frac{\partial\vec{A}}{\partial t}$ ).

$$\vec{j} = \sigma \left( \vec{E} + \vec{u} \times \vec{B} \right) = \sigma \left( -\nabla\phi - \frac{\partial}{\partial t} \vec{A} + \vec{u} \times \vec{B} \right) \quad (3.29)$$

Comme  $R_\omega \gg R_m$ , nous obtenons  $O(\partial\vec{A}/\partial t) \gg O(\vec{u} \times \vec{B})$ . Les termes liés à la vitesse du fluide seront négligés.

Sur les inducteurs, une dérivée uniforme du potentiel est imposée comme :

$$G_\theta = \frac{\partial\phi}{r\partial\theta} \quad (3.30)$$

Par axisymétrie, les courants sont donnés par l'expression :

$$\vec{j} = \sigma \left( -G_\theta - \frac{\partial}{\partial t} A_\theta \right) \quad (3.31)$$

En utilisant la loi de l'induction (1.34), on peut obtenir l'expression :

$$\frac{1}{\mu_o\sigma} \left( \nabla^2 A_\theta - \frac{A_\theta}{r^2} \right) = -G_\theta - \frac{\partial}{\partial t} A_\theta \quad (3.32)$$

dont une décomposition en parties réelle et imaginaire va permettre la résolution. En posant  $A_\theta = R_e \left( \hat{A}_\theta e^{i\omega t} \right)$ , l'équation en variable complexe  $\hat{A}_\theta$  devient :

$$\frac{1}{\mu_o\sigma} \nabla^2 \hat{A}_\theta = \hat{G}_\theta + i\omega \hat{A}_\theta + \frac{1}{\mu_o\sigma} \frac{\hat{A}_\theta}{r^2} \quad (3.33)$$

A partir des parties réelle et imaginaire du vecteur potentiel, il est possible de déduire les autres grandeurs électromagnétiques que sont les courants induits dans la charge, les forces électromagnétiques, le champ magnétique ainsi que la puissance par effet joule dans la charge.

Afin d'évaluer l'efficacité du modèle électromagnétique, une comparaison des puissances injectées dans une charge sphérique a été faite pour une géométrie simplifiée. Les résultats de cette étude sont disponibles dans l'annexe A.6. Il y est montré que la résolution de l'électromagnétisme par le module *Induc2D* est satisfaisante.

### 3.2.2.2 Présentation de la méthode des *Volumes Of Fluids*

La méthode des *Volumes Of Fluids* (*VOF*) est celle que nous avons utilisée sous *Fluent*® pour suivre l'évolution de la surface de la goutte lévitée. Les *Volumes Of Fluids* ont été présentées par C.W. Hirt et B.D. Nichols [Hirt et Nichols, 1981]. Ils montrent que *VOF* est une méthode efficace et flexible pour résoudre des problèmes où la surface libre présente des configurations complexes.

La procédure s'appuie sur la fraction volumique de chacune des phases  $\alpha_q$  avec  $q$  l'indice de phase. Notre étude se limite à deux phases. Pour les mailles qui sont le site d'une seule phase, la valeur prise par la variable  $\alpha_q$  est purement binaire, à savoir : 1 lorsque la phase est présente et 0 lorsqu'elle est absente. Au voisinage de l'interface, c'est-à-dire pour les mailles possédant deux phases,  $\alpha_q$  a une valeur située dans l'intervalle  $[0; 1]$  avec comme condition à vérifier :

$$\sum_{q=1}^n \alpha_q = 1 \quad (3.34)$$

où  $n$  est le nombre total de phases.

L'équation de transport des fractions volumiques s'écrit :

$$\frac{\partial \alpha_q}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \alpha_q = \frac{S \alpha_q}{\rho_q} \quad (3.35)$$

avec  $S$  un terme source pour la phase  $q$ . Ce terme est nul dans notre cas.

Cette équation s'ajoute à la précédente pour déterminer  $\alpha_q$ , la variable de chaque phase.

La vitesse d'advection  $\vec{u}$  joue un rôle majeur sur l'évolution de l'interface, comme on le voit dans l'équation (3.35). Cette vitesse est solution de l'équation de conservation de la quantité de mouvement (3.28).

La masse volumique  $\rho$ , la viscosité dynamique  $\nu$  et la conductivité électrique  $\sigma$  sont dépendantes de  $\alpha_q$ . En effet, près de l'interface, elles sont prises égales aux valeurs moyennes des phases présentes dans la maille pondérées par la fraction volumique  $\alpha_q$ . Plus les grandeurs caractéristiques des différentes phases ont des valeurs éloignées, moins les calculs sont précis.

**L'interpolation près de l'interface** Quatre schémas sont disponibles dans *Fluent*® : reconstruction géométrique, donneur-accepteur, Euler explicite et Euler implicite. Nous utilisons la reconstruction géométrique, qui représente le meilleur schéma de représentation de la surface disponible sous *Fluent*®. Une revue des schémas de reconstruction de la surface en *VOF* a été faite par D.J. Benson [Benson, 2002].

La reconstruction géométrique est la plus précise des trois schémas. Il s'agit d'une approche linéaire où l'interface courbe est remplacée par un segment en 2D ou un polygone en 3D de pente constante respectant les fractions volumiques des phases tout en tenant compte de la répartition de ces phases dans les mailles voisines.

TAB. 3.1 - Schémas numériques utilisés pour les simulations sous *Fluent*® et références critiquant leur utilisation.

Schéma numérique	Critique du schéma	Schéma utilisé pour
PRESTO !	[Muntean <i>et al.</i> , 2005]	Pression
2 <sup>d</sup> Order Upwind	[Shyy <i>et al.</i> , 1992]	Electromagnétique Ecoulement des fluides (sauf pression) Thermique
SIMPLEC	[Jang <i>et al.</i> , 1986]	Couplage de la pression et de la vitesse

**Schémas numériques utilisés** Les schémas utilisés pour chaque équation sont récapitulés dans le tableau 3.1.

Les schémas numériques liés à l'interface et à son transport peuvent utiliser soit une résolution centrée aux noeuds soit au centre des cellules du maillage. Ces possibilités offertes sous *Fluent*® sont :

- le lissage de la surface centré sur les noeuds. La valeur par défaut autorise un lissage au centre des cellules pour le calcul *VOF*.
- le nombre de lissages. La valeur par défaut est 1. Une valeur plus élevée peut être employée en cas de mailles tétraédriques et triangulaires afin de réduire les erreurs sur le transport de l'interface.
- le facteur de relaxation du lissage. La valeur par défaut est 1. C'est utile si le lissage de *VOF* pose un problème (résultats non physiques).
- si nous voulons employer des gradients de *VOF* aux noeuds pour des calculs de courbure. Avec cette option, la courbure et les forces de tension superficielle seront directement calculées aux noeuds. La valeur par défaut est *oui*, qui produit de meilleurs résultats pour le saut de pression dû à la tension superficielle, comparée aux gradients calculés aux centres de cellules.

Les schémas par défaut ont tous été testés. Ils se sont montrés parfois instables et ont donnés des résultats non conformes. C'est pourquoi il a été nécessaire de trouver une autre combinaison des schémas numériques pour les calculs de courbure que celle par défaut. Ces tests sont présentés dans le paragraphe 3.2.2.3

### 3.2.2.3 Comparaisons des méthodes numériques

Dans un premier temps, nous avons évalué les différents schémas numériques pour avoir un résultat de simulation conforme à la réalité physique de la lévitation de goutte.

Le premier problème la détermination d'un pas de temps qui permette aux solutions de ne pas diverger. Ce pas de temps a été choisit comme :  $10^{-6}$  s.

Les résultats de formes de gouttes obtenus ne correspondent pas à nos attentes, voir par exemple figure 3.6 à gauche. Ces résultats sont très sensibles aux méthodes numériques choisies. Une bonne combinaison des schémas peut être trouvée comme sur la figure 3.6 à droite. Grâce à cette étude , dans nos simulations nous utilisons schéma centré aux noeuds.

*Fluent*® présente l'inconvénient de ne pas permettre la mise en oeuvre de maillages adaptatifs lors de l'utilisation des *VOF*. De ce fait, des maillages très fins au niveau des surfaces libres sont nécessaires et pénalisent le temps de calcul.

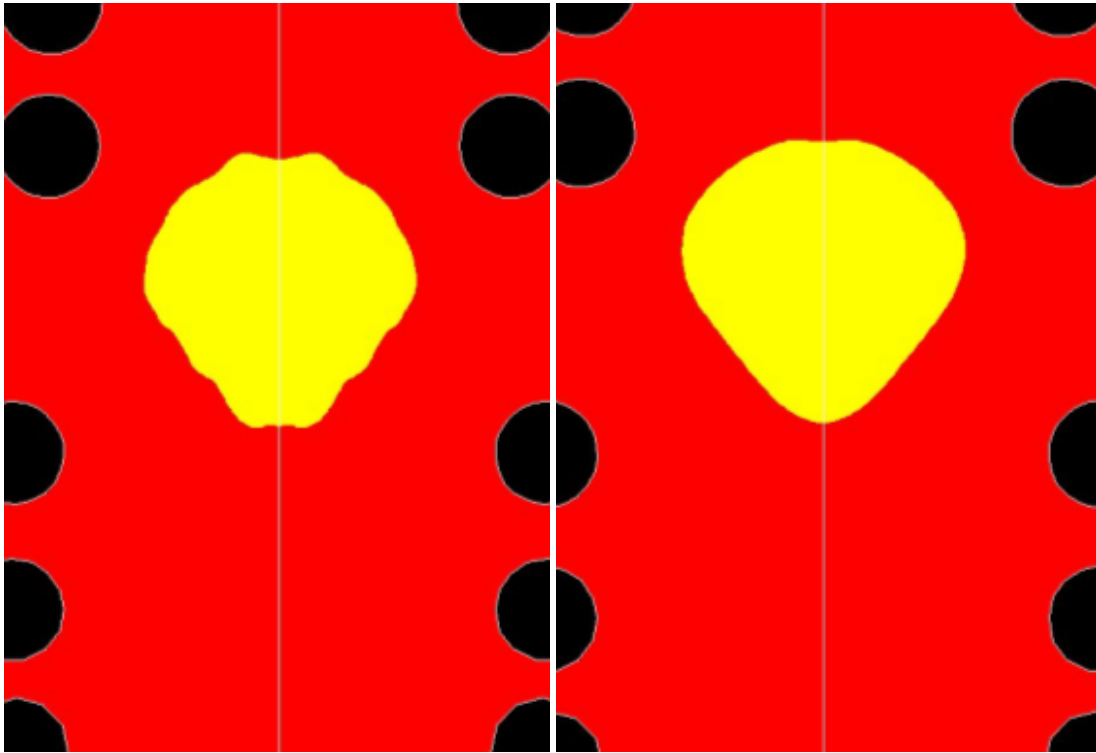


FIG. 3.6 - Surface d'une goutte lévitée calculée avec des schémas numériques différents. A gauche : lissage centré sur les cellules et gradients calculés au centre des cellules. A droite : lissage centré sur les noeuds et gradients calculés aux noeuds.

### 3.2.3 Application à la géométrie *Maglev*

Deux cas ont été traités (relatifs au paragraphe 2.3). Il s'agit de simulations réalisées sur l'inducteur 1 avec des charges de rayon caractéristique  $R_o = 5 \text{ mm}$ .

Les données d'entrée des simulations sont des moyennes des mesures faites sur l'expérience pour les données concernant le courant ( $I_o$ ,  $f_1$ ). Les propriétés thermophysiques du nickel sont issues données par Smithells [Smithells, 2002] à la température de fusion, reprises dans l'annexe A.1.

Comme la thermique n'a pas été résolue dans ces calculs, aucune variation des données avec la température n'a été introduite.

#### 3.2.3.1 Comparaisons de résultats obtenus avec *Fluent-Induc2D* et *SphinX*

**Evolution globale de la charge** La même simulation a été réalisée avec ces deux codes. Il s'agit de la géométrie utilisée pour simuler les expériences sous des conditions proches des conditions expérimentales.

Nous avons simulé plusieurs secondes de lévitation pour chaque code. Le temps de calcul pour *SphinX* est de 48 h sur un ordinateur courant pour 4 secondes de simulation. Pour le calcul sous *Fluent*© avec *Induc2D*, le temps de calcul est d'une semaine de calcul sur une station de travail pour obtenir 2 secondes de simulation. Cette différence de temps de calcul est due à de nombreuses raisons :

- le maillage : pour *Fluent*© 13 610 mailles et pour *SphinX* 325 mailles.
- calcul du vecteur potentiel : pour *Fluent*© on doit le résoudre dans tout l'espace jusqu'à l'infini

TAB. 3.2 - Données d'entrées des simulations.

Propriété	valeur
$R_o$ Rayon initial de la sphère	5.046 mm
$I_o$	336 <i>A efficace</i>
$f_1$	283 900 Hz
$\sigma$	$1.18 e^6 \Omega^{-1} . m^{-1}$
$\rho$	$7 995 kg . m^{-3}$
$\nu$	$1.25 e^{-8} m^2 . s^{-1}$
$\gamma$	$1.778 N . m^{-1}$

TAB. 3.3 - Comparaison des données globales issues des simulations avec  $R_o = 5.046$  mm,  $I_o = 336$  *A efficace* et  $f_1 = 283 900$  Hz.

	<i>Induc2D</i>	<i>SphynX</i>
$t$	3.65 s	1.1 s
$\langle U \rangle$	$2.08 e-4 m . s^{-1}$	$0.065 m . s^{-1}$
$\langle u' \rangle$	$0.749 m . s^{-1}$	$0.106 m . s^{-1}$
$\langle \nu_t \rangle$	$0.0200 m^2 . s^{-1}$	$8.59 e-5 m^2 . s^{-1}$

(soit sur 13 610 mailles) et pour *SphynX* le calcul du vecteur potentiel n'est fait que dans la goutte (soit 325 mailles), par calcul analytique pour les termes sources.

- la méthode *VOF* doit résoudre les équations des deux milieux fluides, une pour le nickel et une pour l'argon. La mécanique des fluides est donc résolue sur 12 434 mailles dont approximativement 3 550 dédiées au nickel fluide, contre 325 mailles mobiles pour *SphynX*.

Concernant la conservation du volume pour les deux codes, elle est bonne : *SphynX* a une conservation du volume inférieure à 0.13% et *Fluent*© à 0.015%.

Nous avons tracé l'évolution temporelle des points supérieurs et inférieurs de la goutte lévitée sur la figure 3.7. Il apparaît que *VOF* donne des résultats plus chahutés que ceux de *SphynX*. Le mouvement d'oscillation verticale est très rapidement amorti avec *SphynX*. Ce mouvement s'amortit beaucoup moins rapidement avec *Fluent*© et la fréquence des oscillations est plus basse (3.7 Hz contre 14.5 Hz).

Pour mieux maîtriser les oscillations calculées par le code *Fluent*©, il aurait été nécessaire de tester la sensibilité de ces résultats aux conditions initiales des calculs. Ceci n'a pas été réalisé faute de temps. De plus les codes de simulations ne permettent pas de simuler les oscillations horizontales de goutte très présentes dans les expériences. Il apparaît la nécessité de réaliser des simulations en trois dimensions.

**Écoulements dans la charge** Nous avons comparé les écoulements calculés pour chacun des codes dans une configuration physique identique. Ces résultats sont relatifs à la géométrie *Maglev* dans laquelle l'inducteur est parcouru par un courant efficace de 336 A de fréquence  $f_1 = 283.9$  kHz. Le métal est du nickel. Le temps de comparaison choisi est un temps pour lequel les oscillations sont stabilisées, soit  $t = 3.65$  s avec *Fluent*© et  $t = 1.1$  s avec *SphynX*. Dans le code *Fluent*©, l'hélium a été simulé, celui-ci a un domaine de calcul qui enveloppe l'inducteur.

Sur la figure 3.9, l'écoulement est constitué de deux vortex. Le modèle *VOF* assure la continuité des vitesses à la surface. Au sommet de la goutte, les vitesses sont élevées. Ces vitesses sont dues à des problèmes numériques locaux. En ce point, la surface "diffuse" sur une dizaine de mailles contre deux en d'autres points de la surface.

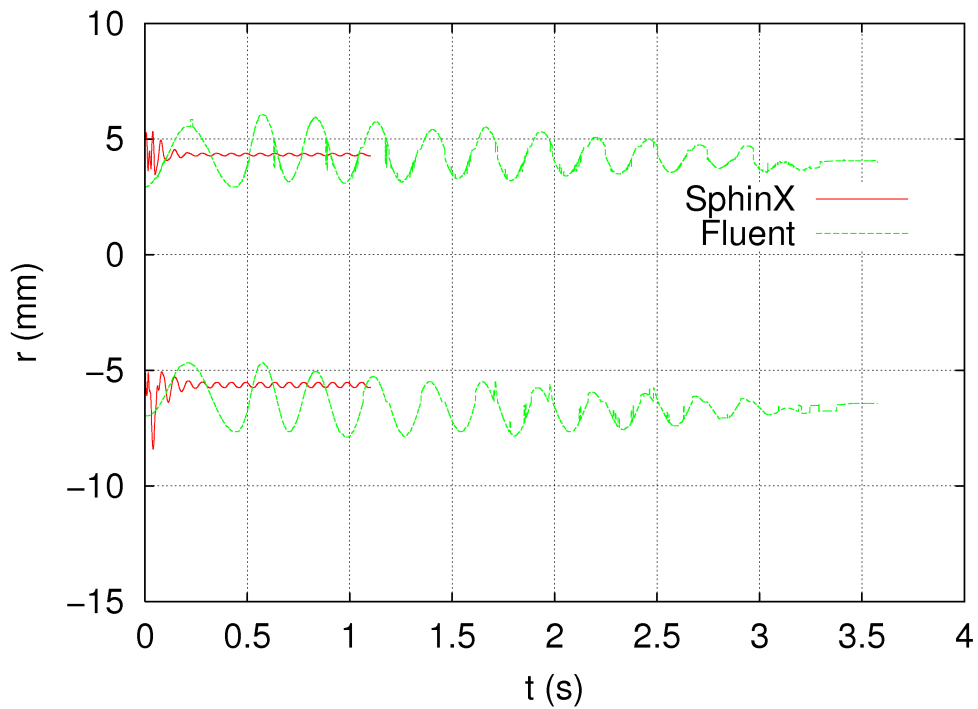


FIG. 3.7 - Evolution temporelle des points polaires supérieurs et inférieurs de la goutte pour *Fluent*® et *SphynX*, avec  $R_o = 5.046$  mm,  $I_o = 336$  A efficace et  $f_1 = 283\,900$  Hz.

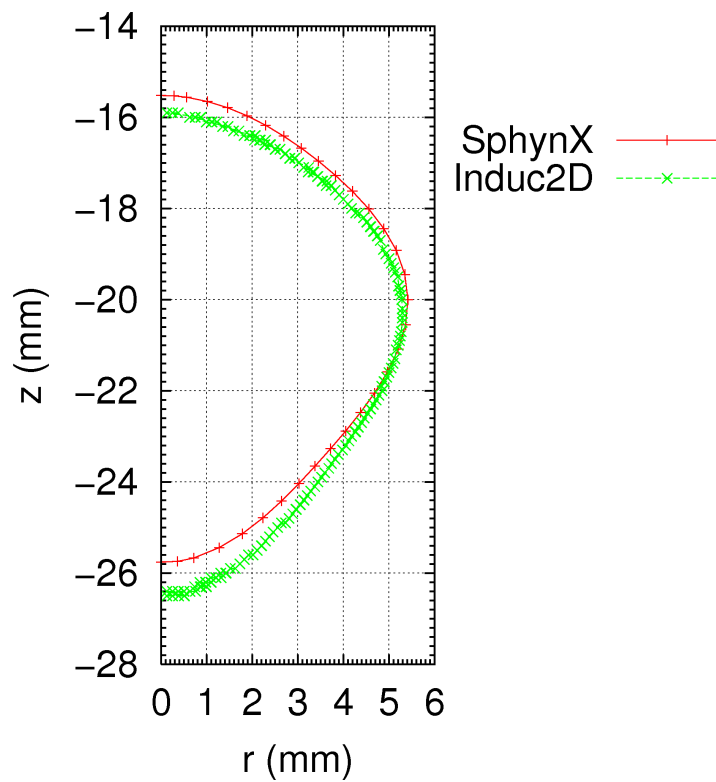


FIG. 3.8 - Formes statiques extraites des codes *Induc2D* et *SphynX*, avec  $R_o = 5.046$  mm,  $I_o = 336$  A efficace et  $f_1 = 283\,900$  Hz.

Pour SphynX , voir figure 3.10, les deux vortex principaux du bas sont aussi visibles. Un troisième apparaît sur la partie haute de la goutte. L'évolution de la surface est stable avec une légère oscillation verticale de 13.6% le rayon  $R_o$  à la fréquence 14.5 Hz.

Les valeurs moyennes, vitesses turbulentes et la viscosité turbulente calculées pour chacun des codes sont portées dans le tableau 3.3. Celles-ci sont définis comme suit :

$$\langle U \rangle = \int_V |U(\vec{X})| dV \quad (3.36)$$

$$\langle u' \rangle = \int_V \sqrt{\frac{2k(\vec{X})}{3}} dV \quad (3.37)$$

$$\langle \nu_t \rangle = \int_V \nu_t(\vec{X}) dV \quad (3.38)$$

Il apparaît que les vitesses moyennes issues des calculs du code *Fluent*© sont trois fois plus faibles que celles issues du code *SphynX*. Corrélativement, les vitesses turbulentes y sont beaucoup plus grandes.

Ceci montre que nous n'avons pas réglé correctement l'utilisation du *VOF* du code *Fluent*©. Le fait de devoir considérer une deuxième phase physique, ici de l'hélium, engendre des instabilités de surface et des turbulences interfaciales qui n'ont sans doute aucune réalité physique.

De même, bien que d'une façon moins marquée, dans les résultats *SphynX* la vitesse caractéristique de la turbulence est trop élevée par rapport à la vitesse moyenne.

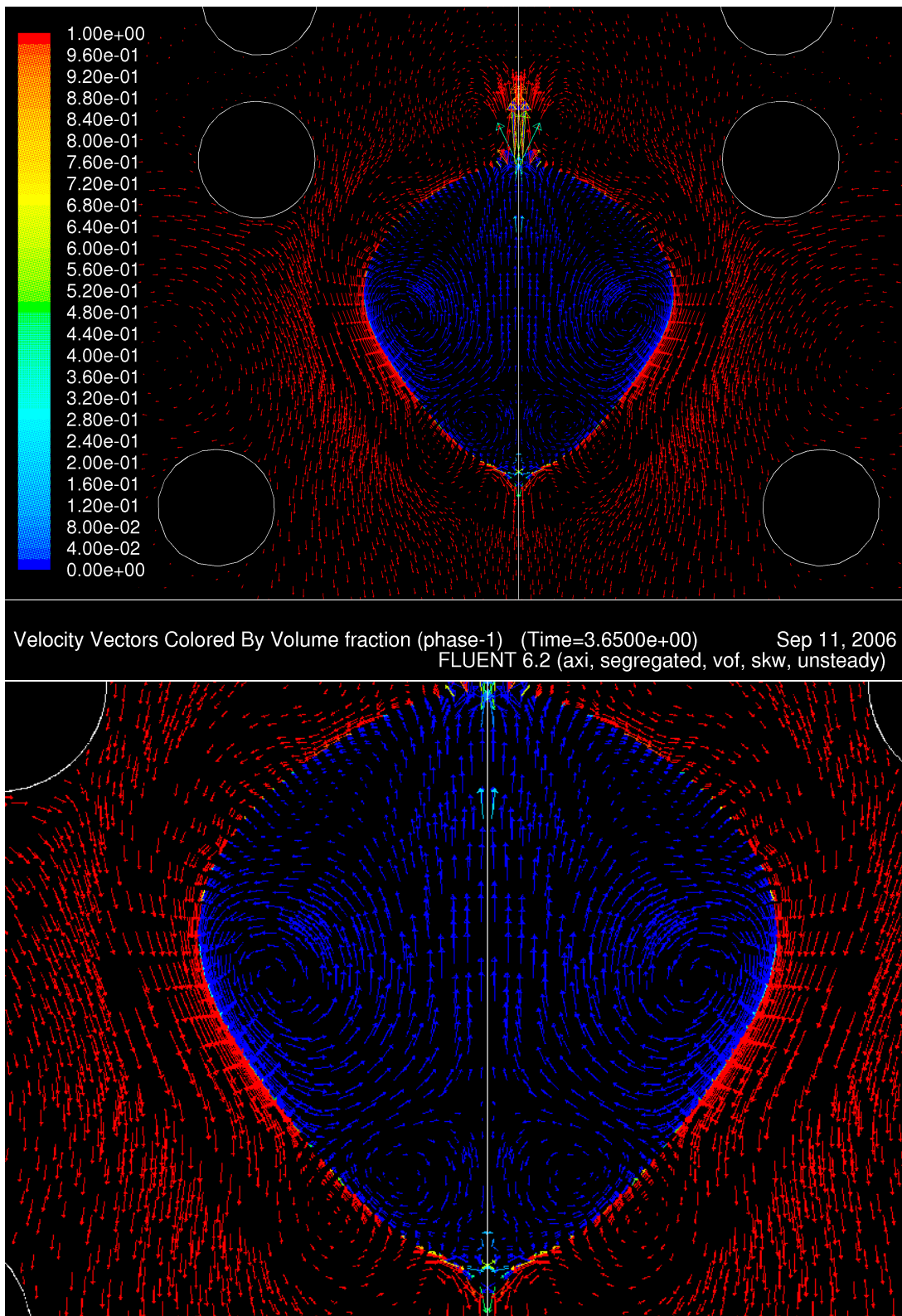


FIG. 3.9 - Champ de vitesse du fluide à  $t = 3.65$  s. Le fluide rouge est de l'hélium, le fluide bleu est du nickel avec  $R_o = 5.046$  mm,  $I_o = 336$  A efficace et  $f_1 = 283\,900$  Hz - Calcul *Fluent*©.



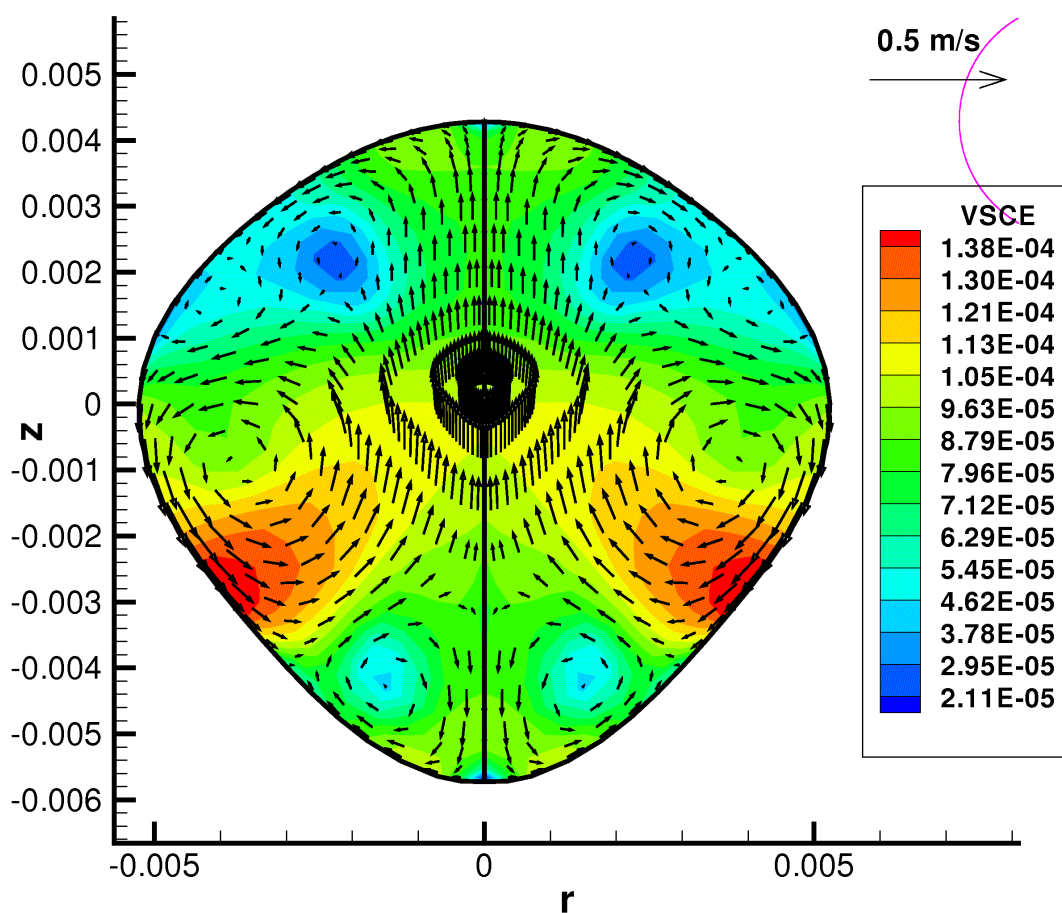


FIG. 3.10 - Carte des viscosités apparentes et champ de vitesse du fluide à  $t = 1.10$  s avec  $R_o = 5.046$  mm,  $I_o = 336$  A efficace et  $f_1 = 283\,900$  Hz - Calcul *SphynX*.

### 3.2.3.2 Comparaison des résultats numériques obtenus avec *SphynX* et des résultats expérimentaux

Une simulation a été réalisée avec le code *SphynX*, afin de comparer les résultats numériques avec ceux obtenus lors des expériences de lévitation de charges de 5 mm présentés dans le paragraphe 2.3.2.1. Au paragraphe précédent les résultats des simulations pour les expériences de goutte lévitée sur la géométrie *Maglev* ont été présentés. Les résultats présentés dans ce paragraphe ont été réalisés pour la goutte coupée, cf. figure 3.4. Pour comparer l'évolution temporelle de points significatifs de la surface libre, une seconde simulation a été réalisée avec le code *SphynX*. Elle correspond au cas de la figure 3.2 et 3.3.

Les propriétés thermophysiques de la goutte sont celles du nickel liquide à température de fusion, référencées dans le tableau 3.2. Le courant dans les inducteurs a une valeur efficace  $I_o = 428 A$  et une fréquence  $f_1 = 274.2 kHz$ .

La goutte atteint sa position d'équilibre en 0.25 s. Celle-ci correspond à la forme présentée sur la figure 3.2. Sur la figure 3.11, l'évolution temporelle des points polaires supérieur et inférieur de la goutte sont tracés pour l'expérience et la simulation. La simulation donne une évolution très réaliste des pôles de la goutte. Dans l'expérience, les points polaires sont animés de mouvements radiaux. La simulation numérique représente bien l'évolution verticale de la surface libre.

La figure 3.12 représente le champ des vitesses dans de la goutte à la fin de la simulation et la carte de viscosité turbulente. Les zones où la viscosité turbulente est très élevée se situent là où il y a une forte création de turbulence. Ces zones sont les lieux de recirculation du fluide qui retourne dans les zones où les forces électromagnétiques sont fortes.

Nous avons tracé l'évolution temporelle de la viscosité turbulente (cf. équation (3.38)) sur la figure 3.13 ainsi que l'évolution de la vitesse moyenne (cf. équation (3.36)) et de la vitesse turbulente (cf. équation (3.37)).

On peut voir que la vitesse turbulente est plus élevée que la vitesse moyenne dans la goutte. La turbulence est très forte à la fin de la simulation. Cependant, cet état n'est qu'un état transitoire et la viscosité turbulente est amenée à diminuer avec la stabilisation de la vitesse moyenne. Ceci est dû au fait que la goutte n'est pas dans un état stationnaire. Le ralentissement de la vitesse moyenne devrait faire diminuer la vitesse moyenne turbulente. Le critère choisit  $u'$  n'est peut-être pas physiquement le plus pertinent.

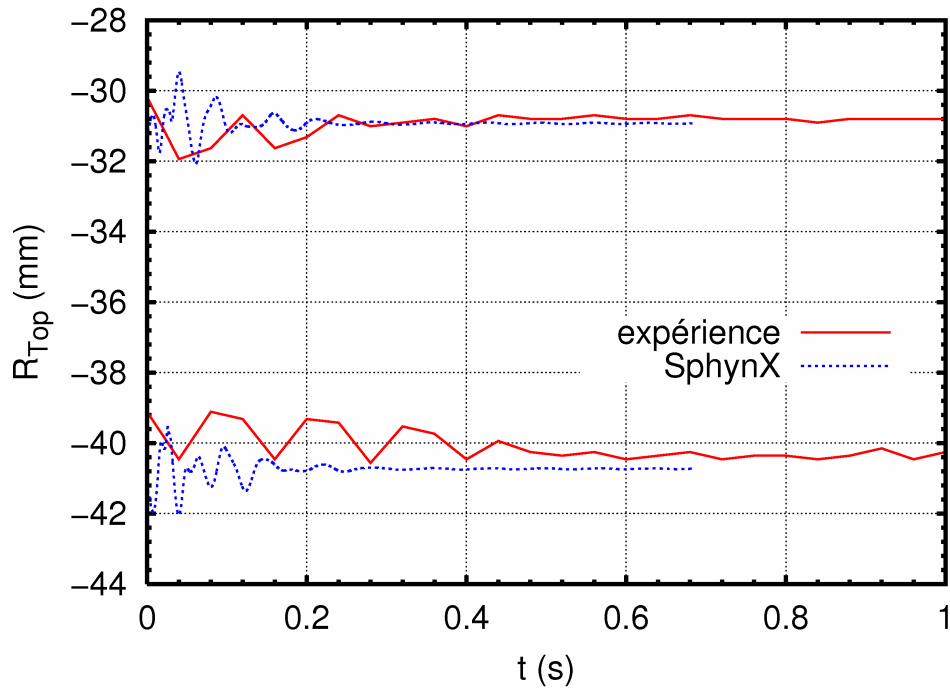


FIG. 3.11 - Evolution de la coordonnée verticale de la goutte simulée sous *SphynX* et la goutte issue de l'expérience, avec  $I_o = 428 A efficace$  et  $f_1 = 274.2 kHz$ .

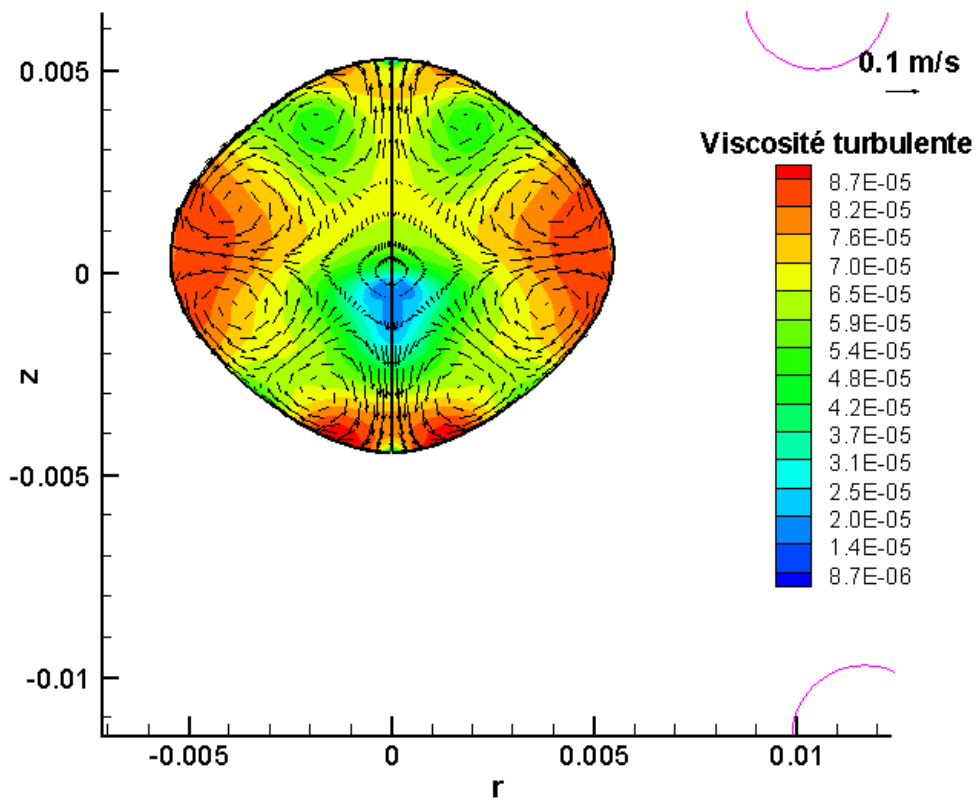


FIG. 3.12 - Carte de la viscosité turbulente et champ des vecteurs vitesse à  $t = 0.683 s$ .

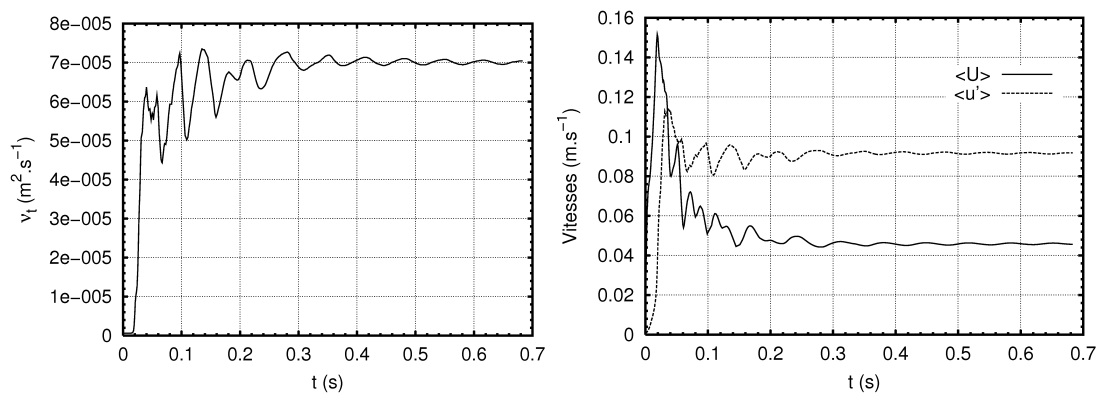


FIG. 3.13 - Evolution de la viscosité turbulente moyenne au cours du temps à gauche et des vitesses moyennes  $\langle u \rangle$  et moyennes turbulentes  $\langle u' \rangle$  à droite.

### 3.2.4 Application à la dynamique des fluides des expériences en microgravité

Le code *SphynX* a été utilisé pour simuler les oscillations de goutte, afin de valider le modèle donné par les formules (1.17) et (1.20). Dans un premier temps les oscillations de goutte sont simulées sans champ magnétique, puis elles sont simulées avec un champ magnétique homogène alternatif et sinusoïdal dans un second temps.

Pour quantifier les écarts des simulations numériques avec les modèles données par les équations (1.17) et (1.20), deux outils sont définis. Il s'agit des écarts relatifs au modèle :

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{f_2^g - f_{simulation}}{f_2^g} \quad (3.39)$$

$$\frac{\Delta \tau}{\tau} = \frac{\tau_2 - \tau_{simulation}}{\tau_2} \quad (3.40)$$

Si la valeur de  $\Delta X/X$  est nulle, les résultats concordent. Si  $\Delta X/X$  tend vers 1 les résultats divergent.

#### 3.2.4.1 Goutte sans champ électromagnétique

Dans cette partie, nous réalisons des simulations numériques en résolution temporelle des oscillations d'une goutte en l'absence de toutes forces internes ou externes. D'abord, le comportement de la goutte est calculé pour de petites déformations : dans ce cas la courbure de la surface libre est linéarisée. Des déformations de tailles finies sont simulées. La valeur de viscosité est changée et l'effet d'une telle variation sur la fréquence et sur le temps d'amortissement des oscillations est calculé. Dans un premier temps, il sera supposé que l'écoulement interne est laminaire. Avec cette hypothèse, deux maillages sont examinés. En second lieu, les calculs seront réalisés en tenant compte de la turbulence.

Pour ces calculs la forme initiale de la goutte est prise comme :

$$R(\theta, t) = a(1 + \eta_o \cos(2\theta)) \quad (3.41)$$

Ainsi la goutte oscille et les oscillations s'amortissent dans le temps jusqu'à atteindre la forme sphérique de rayon caractéristique  $R_o = (3V/4\pi)^{1/3}$ , avec  $V = \pi \int_{z=-a(1+\eta_o)}^{a(1+\eta_o)} r^2(z) dz$ .

**Modèle laminaire** Dans cette partie, nous avons utilisé deux maillages un premier grossier de 13 mailles radiales par 33 mailles azimutales, et un second plus fin de 20 mailles radiales par 45 mailles azimutales.

D'abord, en utilisant le maillage grossier avec l'hypothèse du fluide parfait ( $\nu = 0 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ), nous faisons varier l'amplitude de la déformation initiale. Pour un modèle de courbure linéarisée, les résultats sont rapportés dans le tableau 3.4. Les valeurs analytiques et simulées des fréquences conviennent même pour des déformations initiales grandes. Les oscillations ne sont pas amorties. Néanmoins, en raison de la non conservation de l'énergie du modèle où la tension de surface est linéarisée, quelques temps d'amortissement sont négatifs. Concernant ces résultats, nous concluons que le code est bien adapté à nos buts. Dans les cas suivants, la courbure ne sera jamais linéarisée.

Ensuite l'effet de la viscosité ( $0 \leq \nu \leq 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ) a été quantifié pour le maillage grossier. Ces résultats sont reportés dans le tableau 3.5. Le critère  $\Delta f/f$  croît avec  $\eta_o$ . Dans tous les cas simulés, nous avons  $\Delta f/f$  inférieur à 5 %.

TAB. 3.4 - Comparaison des fréquences et des temps d'amortissement pour des déformations initiales variables - écoulement laminaire - Courbure linéarisée - Maillage grossier -  $\rho = 7995 \text{ kg.m}^{-3}$ ,  $\gamma = 1.778 \text{ N.m}^{-1}$ .

$\nu$ ( $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$ )	$\eta_o$	$V$ ( $\text{m}^3$ )	$f_{th}$ ( $\text{Hz}$ )	$\tau_{th}$ ( $\text{s}$ )	$R_e$	$f_{num}$ ( $\text{Hz}$ )	$\tau_{num}$ ( $\text{s}$ )	$\Delta f/f$	$\Delta\tau/\tau$
0	-0.1%	5.24E-7	18.99	$\infty$	$\infty$	18.957	$\infty$	0.17%	0
0	-1%	5.28E-7	18.89	$\infty$	$\infty$	19.007	$\infty$	0.62%	0
0	-10%	5.83E-7	17.99	$\infty$	$\infty$	18.903	negative	5.07%	/
0	-20%	6.59E-7	16.93	$\infty$	$\infty$	19.009	negative	12.3%	/

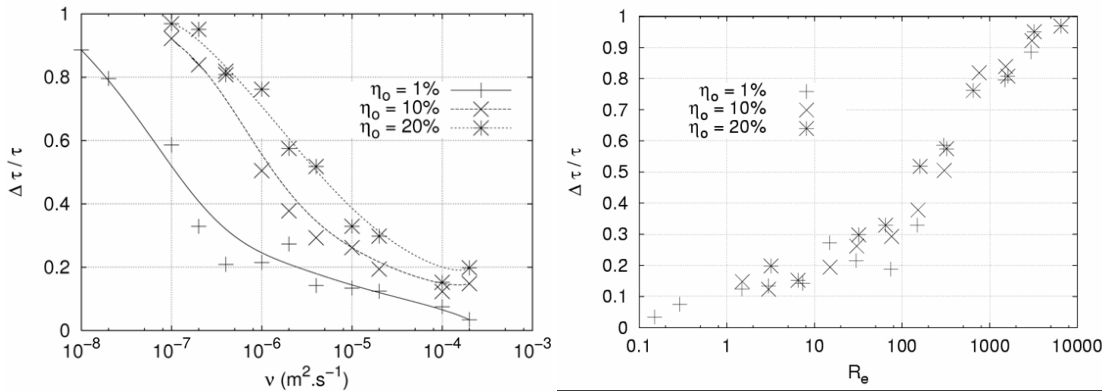


FIG. 3.14 - Evolution de  $\Delta\tau/\tau$  en fonction de la viscosité moléculaire  $\nu$  à gauche et en fonction du nombre de Reynolds  $R_e$  à droite - modèle laminaire - résultats issus de la table 3.5.

Les figures 3.14 droite et gauche résument les résultats du tableau 3.5 relatifs au critère de déviation du temps d'amortissement. Sur la figure 3.14 à gauche, le critère  $\Delta\tau/\tau$  est représenté en fonction de la viscosité pour trois déformations initiales différentes. Plus la déformation initiale est grande, plus  $\Delta\tau/\tau$  croît. De plus, celui-ci chute très rapidement de 1 à moins de 20% pour des viscosités supérieures à  $4.10^{-6}$ ,  $2.10^{-5}$ ,  $10^{-4} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$  pour les déformations initiales respectives de 1, 10, 20%. Ces résultats se rassemblent sur la figure 3.14 à droite. La représentation logarithmique a été choisie pour permettre d'apprécier ce qui se passe pour les faibles viscosités. Il apparaît que pour des nombres de Reynolds inférieurs à 10,  $\Delta\tau/\tau$  est inférieur à 20 %. Un nombre de Reynolds de transition apparaît pour une valeur de 30. Pour les nombres de Reynolds plus faibles, la déviation croît en  $R_e^{0.034}$  et pour les nombres de Reynolds plus grand, elle croît en  $R_e^{0.084}$ . Pour  $R_e > 2000$ , l'écoulement est très fortement amorti.

Les simulations rapportées dans le tableau 3.5 ont été effectuées en utilisant un modèle laminaire. Des questions se posent quant à la validité de ces résultats pour les nombres de Reynolds élevés. Afin de vérifier la précision du maillage choisi, trois simulations ont été réalisées en utilisant un maillage plus fin. Les résultats de ces simulations sont récapitulés dans le tableau 3.6. En comparant les résultats obtenus avec le maillage raffiné et ceux obtenus avec le maillage grossier, nous voyons que pour les faibles nombres de Reynolds, les résultats conviennent très bien. Pour des nombres de Reynolds plus élevés, les résultats concernant le critère  $\Delta\tau/\tau$  sont différents : celui-ci est plus grand pour le maillage raffiné (20\*45 mailles). Par conséquent nous pouvons dire que le maillage utilisé pour obtenir les résultats du tableau 3.5 n'est pas assez raffiné pour être fiable.

Le code fonctionne sous un environnement Windows. Pour réaliser une demi seconde de simulations,

TAB. 3.5 - Comparaison des fréquences et des temps d'amortissement pour des déformations initiales variables - écoulement laminaire - Courbure non linéarisée - Maillage grossier -  $\rho = 7995 \text{ kg.m}^{-3}$ ,  $\gamma = 1.778 \text{ N.m}^{-1}$ .

$\nu$ ( $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$ )	$\eta_o$	$V$ ( $\text{m}^3$ )	$f_{th}$ ( $\text{Hz}$ )	$\tau_{th}$ ( $\text{s}$ )	$R_e$	$f_{num}$ ( $\text{Hz}$ )	$\tau_{num}$ ( $\text{s}$ )	$\Delta f/f$	$\Delta\tau/\tau$
0	-1%	5.28E-7	18.89	$\infty$	$\infty$	19.011	$\infty$	0.63%	0
0	-10%	5.83E-7	17.99	$\infty$	$\infty$	18.844	$\infty$	4.76%	0
0	-20%	6.59E-7	16.93	$\infty$	$\infty$	18.5	$\infty$	9.3%	0
$10^{-8}$	-1%	5.28E-7	18.89	503	2986	18.9	57.2	0.04%	88.6%
$2.10^{-8}$	-1%	5.28E-7	18.89	252	1493	18.9	51.3	0.04%	79.6%
$10^{-7}$	-1%	5.28E-7	18.89	50.3	298	18.9	20.8	0.04%	58.6%
$10^{-7}$	-10%	5.83E-7	17.99	53.7	3036	18.9	4.16	5.1%	92.2%
$10^{-7}$	-20%	6.59E-7	16.93	58.3	6504	18.43	4.57	8.86%	90.1%
$2.10^{-7}$	-1%	5.28E-7	18.89	25.2	149	18.9	16.9	0.04%	32.9%
$2.10^{-7}$	-10%	5.83E-7	17.99	26.9	1518	18.9	4.32	5.1%	83.6%
$2.10^{-7}$	-20%	6.59E-7	16.93	29.1	3219	18.9	1.42	9.3%	95.1%
$4.10^{-7}$	-1%	5.28E-7	18.89	12.6	74.7	18.9	9.96	0.04%	20.9%
$4.10^{-7}$	-10%	5.83E-7	17.99	13.4	759	18.9	2.43	5.1%	81.9%
$4.10^{-7}$	-20%	6.59E-7	16.93	14.6	1609	18.9	2.80	9.3%	80.8%
$10^{-6}$	-1%	5.28E-7	18.89	5.03	29.8	19.002	3.94	0.58%	21.5%
$10^{-6}$	-10%	5.83E-7	17.99	5.37	303	18.9	2.66	5.1%	50.5%
$10^{-6}$	-20%	6.59E-7	16.93	5.83	650	18.5	1.39	9.3%	76.2%
$2.10^{-6}$	-1%	5.28E-7	18.89	2.52	14.9	18.9	1.83	0.04%	27.3%
$2.10^{-6}$	-10%	5.83E-7	17.99	2.68	152	18.9	1.67	5.1%	37.8%
$2.10^{-6}$	-20%	6.59E-7	16.93	2.91	322	18.9	1.24	9.3%	57.5%
$4.10^{-6}$	-1%	5.28E-7	18.89	1.26	7.4	18.9	1.08	0.04%	14.2%
$4.10^{-6}$	-10%	5.83E-7	17.99	1.34	76	18.9	0.947	5.1%	29.3%
$4.10^{-6}$	-20%	6.59E-7	16.93	1.46	161	18.9	0.70	9.3%	51.8%
$10^{-5}$	-1%	5.28E-7	18.89	0.503	2.98	18.9	0.436	0.04%	13.4%
$10^{-5}$	-10%	5.83E-7	17.99	0.537	30.4	18.876	0.396	4.93%	26.2%
$10^{-5}$	-20%	6.59E-7	16.93	0.583	65.0	18.5	0.39	9.3%	32.9%
$2.10^{-5}$	-1%	5.28E-7	18.89	0.252	1.49	18.9	0.221	0.04%	12.4%
$2.10^{-5}$	-10%	5.83E-7	17.99	0.268	15.1	18.9	0.216	5.1%	19.4%
$2.10^{-5}$	-20%	6.59E-7	16.93	0.291	32	18.9	0.204	9.3%	29.8%
$10^{-4}$	-1%	5.28E-7	18.89	0.053	0.29	18.9	0.049	0.04%	7.5%
$10^{-4}$	-10%	5.83E-7	17.99	0.054	3.0	18.5	0.047	2.83%	12.3%
$10^{-4}$	-20%	6.59E-7	16.93	0.058	6.5	18.5	0.049	9.3%	15.2%
$2.10^{-4}$	-1%	5.28E-7	18.89	0.025	0.15	17.7	0.026	6.3%	3.4%
$2.10^{-4}$	-10%	5.83E-7	17.99	0.027	1.5	18.1	0.022	0.6%	14.8%
$2.10^{-4}$	-20%	6.59E-7	16.93	0.029	3.2	17.7	0.023	4.5%	19.8%

TAB. 3.6 - Comparaison des fréquences et des temps d'amortissement pour différents maillages avec et sans description de la turbulence -  $\rho = 7995 \text{ kg.m}^{-3}$ ,  $\gamma = 1.778 \text{ N.m}^{-1}$ .

maillage	$\nu$ ( $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$ )	$\eta_o$	$V$ ( $\text{m}^3$ )	$f_{th}$ ( $\text{Hz}$ )	$\tau_{th}$ ( $\text{s}$ )	$R_e$	$f_{num}$ ( $\text{Hz}$ )	$\tau_{num}$ ( $\text{s}$ )	$\Delta f/f$	$\Delta\tau/\tau$
grossier lam.	$10^{-7}$	-20%	6.59E-7	16.93	58.3	6504	18.43	4.57	8.86	90.1
fin lam.	$10^{-7}$	-20%	6.59E-7	16.93	58.3	6504	18.5	0.789	9.28	98.6
grossier turb.	$10^{-7}$	-20%	6.59E-7	16.93	58.3	6504	18.47	0.456	9.10	99.1
grossier lam.	$2.10^{-7}$	-20%	6.59E-7	16.93	29.1	3219	18.9	1.42	9.3	95.1
fin lam.	$2.10^{-7}$	-20%	6.59E-7	16.93	29.1	3219	18.5	0.790	9.28	97.3
grossier turb.	$2.10^{-7}$	-20%	6.59E-7	16.93	29.1	3219	18.47	0.404	9.10	98
grossier lam.	$2.10^{-5}$	-20%	6.59E-7	16.93	0.291	32	18.9	0.204	9.3	29.8
fin lam.	$2.10^{-5}$	-20%	6.59E-7	16.93	0.291	32	18.9	0.308	11.6	5.90
grossier turb.	$2.10^{-5}$	-20%	6.59E-7	16.93	0.291	32	18.5	0.201	9.3	30.8

les temps de calcul CPU nécessaires sont de 15 h 02 et de 103 h 09 pour les maillages grossier et fin respectivement. Pour le maillage fin, nous nous situons en limite des capacités offertes par Windows. La réalisation de simulations directes n'est pas envisageable à cause de l'augmentation du nombre de mailles (hors des capacités du système utilisé) et d'un temps de calcul qui deviendrait trop important. Par conséquent le modèle de turbulence présenté dans le paragraphe 3.2.1 est utilisé.

**Avec modèle de turbulence** Le modèle utilisé pour évaluer l'impact de la turbulence sur les fréquences d'oscillations de la goutte et ses temps d'amortissement est celui décrit par les équations 3.14 et 3.15.

Sur la figure 3.15, le résultat d'un calcul obtenu pour  $\eta_o = 20\%$  et  $\nu = 10^{-7} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$  est comparé au résultat laminaire correspondant. Deux comportements se démarquent. D'abord, de 0 à 0.3 s l'écoulement turbulent s'établit, après 0.3 s, la viscosité turbulente atténue l'écoulement graduellement. Il s'avère que le temps d'atténuation calculé avec les modèles laminaires et turbulents sont différent de 90%.

Une carte de la viscosité effective  $\nu_e$ , à  $t = 0.505 \text{ s}$ , est montrée sur la figure 3.16 pour  $\eta_o = 20\%$  et  $\nu = 10^{-7} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ . Sur cet exemple, la viscosité effective maximum vaut 86 fois la viscosité moléculaire (soit  $\nu_t = 8.5 \times 10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ ). Nous pouvons voir que la génération de turbulence est située près des pôles. En effet, à leur proximité, la vitesse est la plus grande. Corrélativement, la génération de turbulence est plus faible près de l'équateur où la vitesse est plus lente. D'ailleurs, sur nos calculs, il s'avère que la goutte n'oscille pas exactement autour de sa forme sphérique. Ce phénomène peut être apprécié en calculant les valeurs de la courbure aux pôles et à l'équateur, ce qui nous donne respectivement  $250 \text{ m}^{-1}$  et  $200 \text{ m}^{-1}$ , à  $t = 0.205 \text{ s}$  et à  $t = 0.205 \text{ s} + \frac{\pi}{\omega_2}$  respectivement.

Les résultats des calculs sont reportés dans le tableau 3.7. Les figures 3.17 de droite et de gauche résument ces résultats pour les temps d'amortissement.

$\Delta f/f$  n'est jamais élevé. Sur ces expériences numériques et pour  $\eta_o \leq 10\%$ ,  $\Delta f/f$  est inférieur à 2.7%. Il diminue quand la valeur de nombre de Reynolds  $R_e$  augmente. Ceci s'explique par le fait que la viscosité s'oppose au mouvement. Si nous avons un fluide très visqueux les oscillations seraient très amorties et la goutte se déformerait vers sa position d'équilibre, indépendamment de sa tension de surface. Donc le domaine de viscosité dans lequel se situent les métaux liquides convient à la mesure de la tension de surface.

La figure 3.17 à droite montre la variation du temps d'amortissement des oscillations de la goutte en



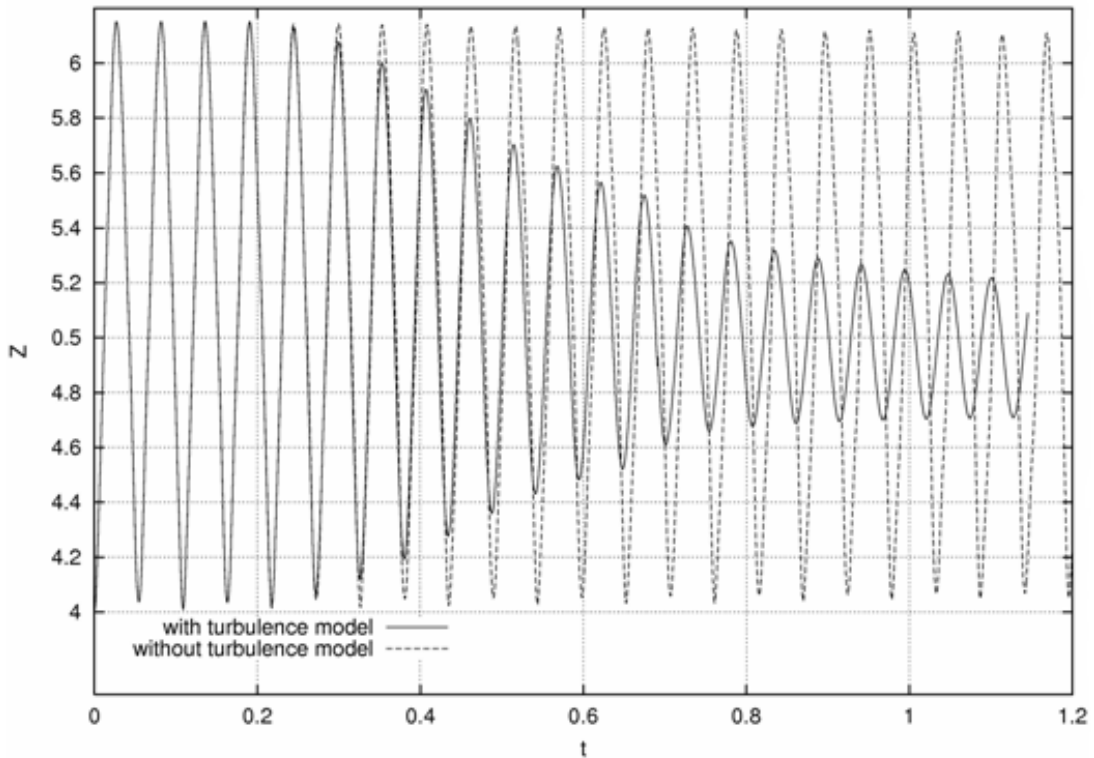


FIG. 3.15 - Evolution de la position du pôle de la goutte en fonction du temps, pour deux descriptions (laminaire et turbulente) -  $\eta_o = 20\%$ ,  $\rho = 7995 \text{ kg.m}^{-3}$ ,  $\nu = 10^{-7} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ ,  $\gamma = 1.778 \text{ N.m}^{-1}$ , correspondant à  $Re = 6\,504$ .

fonction du nombre de Reynolds. Dès que la viscosité est plus grande que  $10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ , la viscosité apparente calculée est égale à la viscosité moléculaire quelque soit la déformation initiale. Il vaut la peine de noter que l'utilisation du modèle de turbulence mène à différents résultats que ceux obtenus en utilisant le modèle laminaire. La valeur critique de la viscosité cinématique est égale à  $5 \text{ e-}5$ ,  $5 \text{ e-}4$  et  $1 \text{ e-}4 \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$  pour des déformations initiales égales à 1%, 10% et 20% respectivement. La courbe  $\Delta\tau/\tau(Re)$  montre trois pentes distinctes. Une transition claire existe à  $Re = 30$  et les oscillations sont très fortement atténuées dès que  $Re > 1\,000$ . Pour  $30 < Re < 1\,000$ ,  $\Delta\tau/\tau \propto Re^{0.12}$  (à comparer à  $Re^{0.086}$  pour le modèle laminaire). Nous notons que pour le bas nombre de Reynolds ( $Re < 30$ ), l'évolution est très proche pour les deux modèles d'écoulement :  $\Delta\tau/\tau \propto Re^{0.034}$  et  $\Delta\tau/\tau \propto Re^{0.037}$  pour les modèles laminaires et turbulents respectivement.

En conclusion, les fréquences des oscillation d'une goutte calculées par la simulation numérique correspondent aux fréquences données par l'équation 1.17 ( $\Delta f/f < 3\%$  pour  $\eta_o < 10\%$ ). Le temps d'amortissement est très affecté par la turbulence. Les oscillations sont complètement amorties dès que  $Re > 1\,000$ .

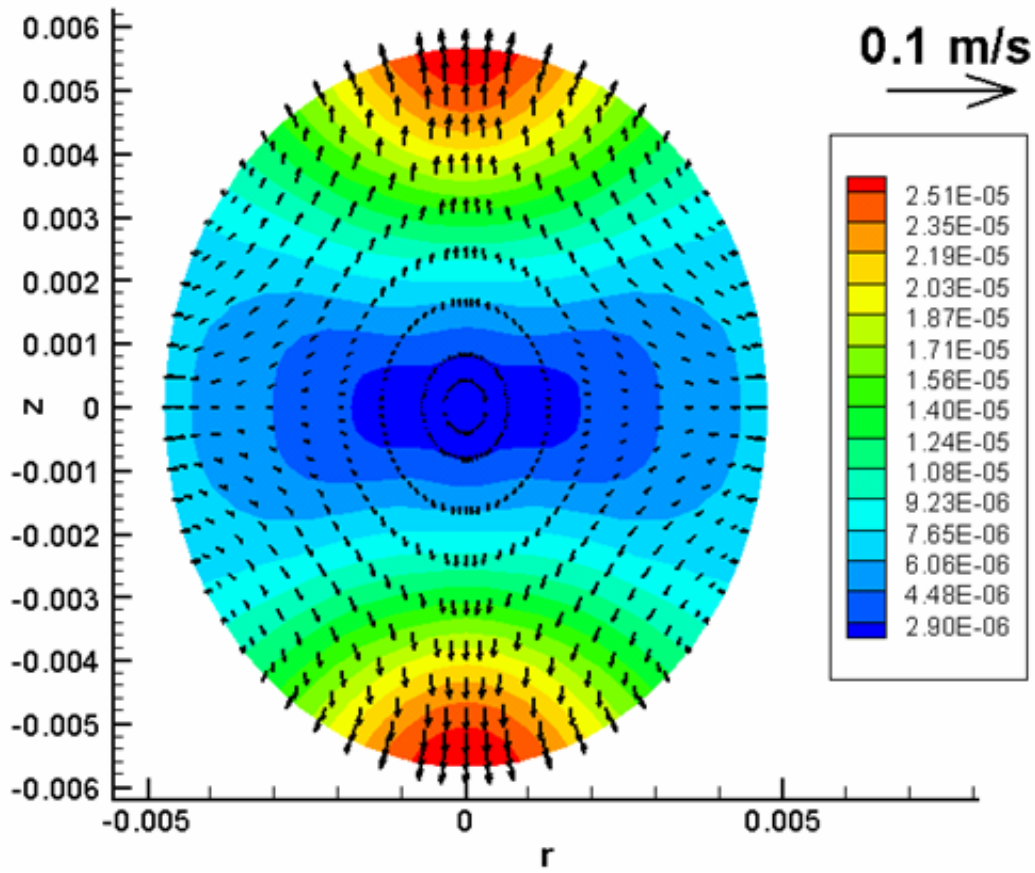


FIG. 3.16 - Carte de viscosité effective à  $t = 0.505 \text{ s}$ ,  $\rho = 7995 \text{ kg.m}^{-3}$ ,  $\gamma = 1.778 \text{ N.m}^{-1}$ ,  $\eta_o = 20\%$ ,  $\nu = 10^{-7} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ , correspondant à  $Re = 6504$  - la viscosité turbulente est de  $\langle \nu_t \rangle = 8.5 \text{ e-}6 \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ .

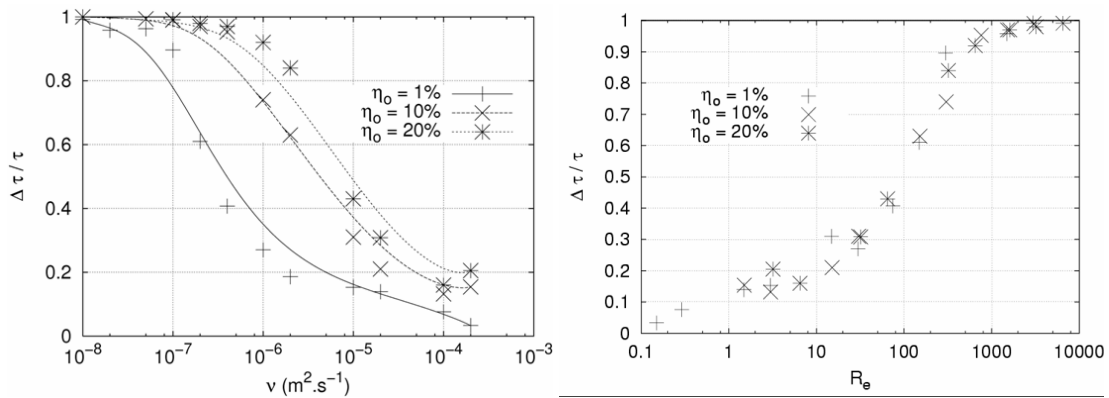


FIG. 3.17 - Evolution de  $\Delta\tau/\tau$  en fonction de la viscosité moléculaire  $\nu$  à gauche et en fonction du nombre de Reynolds  $Re$  à droite - modèle de turbulence - résultats issus de la table 3.7.

TAB. 3.7 - Fréquence et temps d'amortissement pour différentes valeur de viscosité et de déformations initiales - modélisation de la turbulence.

$\nu$ ( $m^2 \cdot s^{-1}$ )	$\eta_o$ %	$V$ ( $m^3$ )	$f_{th}$ ( $Hz$ )	$\tau_{th}$ ( $s$ )	$Re$	$f_{num}$ ( $Hz$ )	$\tau_{num}$ ( $s$ )	$\Delta f/f$	$\Delta\tau/\tau$	$\langle\nu_e\rangle$ ( $m^2 \cdot s^{-1}$ )
1 e-8	-1	5.28E-7	18.89	503	2986	18.9	4.12	0.01	99.2	2.33 e-6
1 e-8	-10	5.83E-7	17.99	537	30036	19.3	0.1004	7.28	99.98	7.23 e-5
1 e-8	-20	6.59E-7	16.93	583	65041	19.3	0.037	13.99	99.99	2.11 e-4
2 e-8	-1	5.28E-7	18.89	252	1493	18.9	10.53	0.01	95.8	1.11 e-6
1 e-7	-1	5.28E-7	18.89	50.3	298	18.9	5.22	0.01	89.6	1.78 e-7
1 e-7	-10	5.83E-7	17.99	53.7	3036	18.88	0.652	4.98	99	3.18 e-7
1 e-7	-20	6.59E-7	16.93	58.3	6504	18.47	0.456	9.10	99.1	8.50 e-6
2 e-7	-1	5.28E-7	18.89	25.2	149	18.9	9.82	0.01	61.0	2.15 e-7
2 e-7	-10	5.83E-7	17.99	26.9	1518	18.88	0.643	4.96	97	2.47 e-7
2 e-7	-20	6.59E-7	16.93	29.1	3219	18.47	0.404	9.10	98	1.36 e-6
4 e-7	-1	5.28E-7	18.89	12.6	74.7	18.9	7.46	0.01	40.7	4.03 e-7
4 e-7	-10	5.83E-7	17.99	13.4	759	18.9	0.613	5.06	95.3	4.2 e-7
4 e-7	-20	6.59E-7	16.93	14.6	1609	18.47	0.412	9.10	97	6.75 e-7
1 e-6	-1	5.28E-7	18.89	5.03	29.8	18.88	3.64	0.01	27	1 e-6
1 e-6	-10	5.83E-7	17.99	5.37	303	18.88	1.31	4.96	74	1 e-6
1 e-6	-20	6.59E-7	16.93	5.83	650	18.5	0.47	9.3	92	1.05 e-6
2 e-6	-1	5.28E-7	18.89	2.52	14.9	18.9	2.05	0.01	18.6	2 e-6
2 e-6	-10	5.83E-7	17.99	2.68	152	18.9	0.985	5.06	63	2 e-6
2 e-6	-20	6.59E-7	16.93	2.91	321	18.5	0.392	9.3	84	2 e-6
1 e-5	-1	5.28E-7	18.89	0.503	2.98	18.47	0.426	2.08	15.3	1 e-5
1 e-5	-10	5.83E-7	17.99	0.537	30.3	18.88	0.344	4.96	31	1 e-5
1 e-5	-20	6.59E-7	16.93	0.583	65	18.9	0.334	11.6	43	1 e-5
2 e-5	-1	5.28E-7	18.89	0.252	1.49	18.9	0.217	0.01	13.9	2 e-5
2 e-5	-10	5.83E-7	17.99	0.268	15.1	18.9	0.211	5.06	21	2 e-5
2 e-5	-20	6.59E-7	16.93	0.291	32	18.5	0.201	9.3	30.8	2 e-5
1 e-4	-1	5.28E-7	18.89	0.050	0.29	18.9	0.0465	0.04	7.6	1 e-4
1 e-4	-10	5.83E-7	17.99	0.054	3.0	18.47	0.0469	2.68	13.2	1 e-4
1 e-4	-20	6.59E-7	16.93	0.058	6.5	18.5	0.0453	9.3	16.0	1 e-4
2 e-4	-1	5.28E-7	18.89	0.025	0.15	18.5	0.026	2.17	3.3	2 e-4
2 e-4	-10	5.83E-7	17.99	0.027	1.5	18.5	0.0249	2.7	15.4	2 e-4
2 e-4	-20	6.59E-7	16.93	0.029	3.2	17.67	0.0231	4.37	20.5	2 e-4

### 3.2.4.2 Goutte avec champ électromagnétique

Nous étudions l'effet d'un champ électromagnétique alternatif, caractérisé par son intensité de champ magnétique  $B_o$  et sa pulsation  $\omega_1$ , sur le comportement de la surface d'une goutte oscillante conductrice de l'électricité.

La géométrie choisie est la configuration électromagnétique la plus simple. Elle se compose d'une goutte faisant face à un champ magnétique uniforme à l'infini. La goutte est appelée charge. Dans le code numérique, le champ magnétique est créé par une bobine d'Helmholtz dans laquelle on place la charge. Un tel dispositif électromagnétique se compose de deux boucles de rayon  $b$  situées à une distance  $b$  l'une de l'autre. Toutes les deux sont parcourues par un courant électrique d'intensité  $I_o$  et de même sens. En l'absence de la charge, le champ magnétique uniforme créé au milieu de la bobine d'Helmholtz est lié au courant :

$$B_o = \left(\frac{5}{4}\right)^{-3/2} \frac{\mu_o I}{b} \quad (3.42)$$

L'intensité du courant dans la bobine sera changée de 0 jusqu'à 2 224 A et  $b = 0.1 \text{ m}$  (i.e.  $b/R_o = 50$ ). L'intensité maximale correspondante de champ magnétique est  $B_o = 0.02 \text{ T}$ .

Face à un tel champ magnétique, la forme statique de la goutte n'est plus sphérique mais ovale. Elle s'allonge le long de l'axe parallèle à la direction des lignes de champ magnétique. La forme est due à l'équilibre entre la pression électromagnétique, la pression dynamique produite par des écoulements internes et la tension superficielle, cf. [Sneyd et Moffatt, 1982]. Par conséquent, nous calculons d'abord les formes statiques des gouttes en présence d'un champ magnétique uniforme. Puis, nous étudierons comment une goutte initialement sphérique oscille jusqu'à sa forme statique d'équilibre. Les conséquences de l'agitation électromagnétique à l'intérieur de la goutte sur les fréquences d'oscillations et sur les temps d'amortissement seront calculées.

**Forme statique de la surface libre** La forme d'une sphère de rayon caractéristique, conductivité électrique, tension superficielle, densité,  $R_o = 5 \text{ mm}$ ,  $\sigma = 1.176 \text{ e6 } \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ ,  $\gamma = 1.778 \text{ N} \cdot \text{m}^{-1}$ ,  $\rho = 7995 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$  respectivement, est tracée sur la figure 3.18 pour  $B_o = 0.01 \text{ T}$  et  $0.02 \text{ T}$  et  $f_1 = 274.2 \text{ Hz}$  ( $R_\omega = 64$  et  $B_m = 0.112$  et  $0.448$ ). Pour caractériser la forme de la surface libre, nous introduisons l'élongation relative. Elle est définie comme  $\frac{R_{pole} - R_o}{R_o}$ . La figure 3.19 montre l'évolution de l'élongation en fonction de l'intensité du champ magnétique  $B_o$  caractérisée par le nombre de Bond Magnétique  $B_m = \frac{B_o^2 R_o}{2\mu_o \gamma}$ . Plus l'intensité du champ magnétique est forte, plus l'élongation de la goutte est grande. Le modèle analytique, construit pour les petites déformations et une épaisseur de peau électromagnétique nulle, qui est présenté dans l'annexe A.7, mène à un comportement linéaire de l'élongation en fonction du nombre de Bond magnétique :

$$\frac{R_{pole} - R_o}{R_o} = \frac{3}{8} B_m \quad (3.43)$$

Pour  $B_m \leq 0.3$ , Le modèle analytique et les simulations concordent très bien.

L'obtention des formes statiques des gouttes nous a permis de valider la conservation du volume dans *SphynX*. Celle-ci est bonne. La variation de volume maximale calculée est inférieure à 0.2%.

**Caractérisation de l'écoulement interne** Le champ de vitesse, à  $t = 2.079 \text{ s}$ , obtenu pour  $B_o = 5 \text{ mT}$ ,  $f_1 = 274.2 \text{ kHz}$  et  $\nu = 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  est tracé sur la figure 3.20. Il se compose de deux tour-

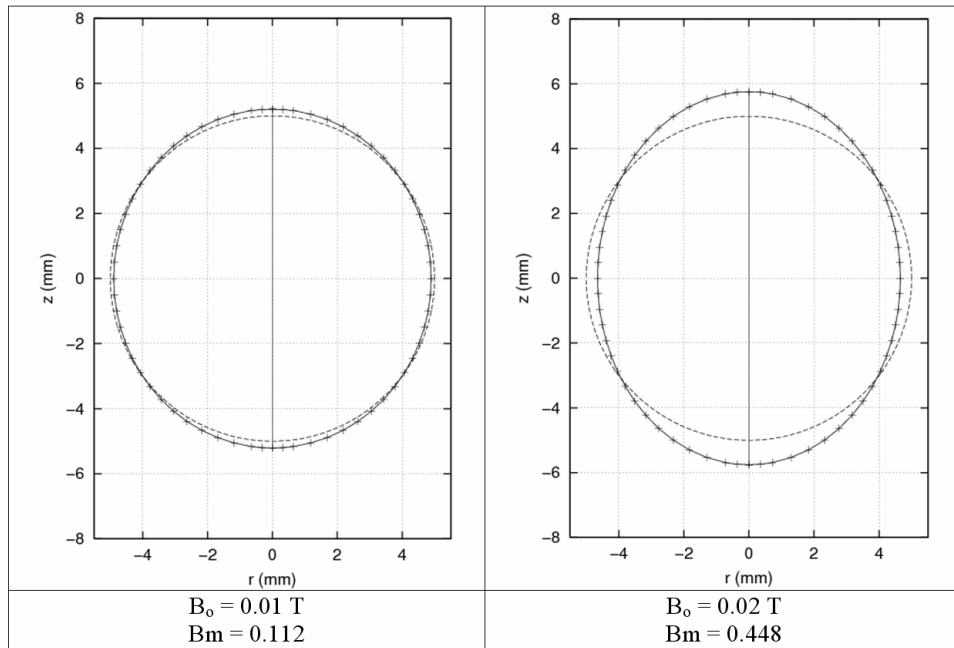


FIG. 3.18 - Forme statique de la goutte pour deux valeurs de champ magnétique -  $R_\omega = 64$ ,  $B_0 = 0.01 \text{ T}$  à gauche et  $B_0 = 0.02 \text{ T}$  à droite.

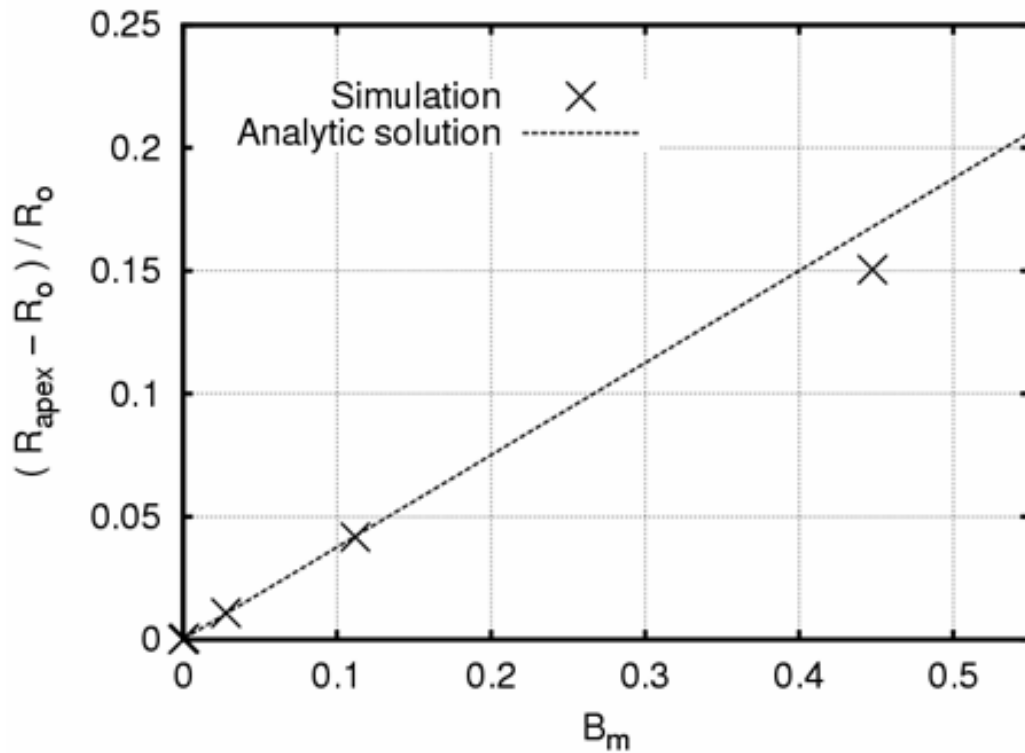


FIG. 3.19 - Allongement de la goutte en fonction du nombre de Bond magnétique  $B_m$ .

billons toroïdaux. Comme prévu, à l'équateur (resp. aux pôles) l'écoulement est dirigé vers l'intérieur (resp. vers l'extérieur).

La vitesse caractéristique choisie est la vitesse moyenne dans la goutte. Elle est définie dans l'équation (3.36). De la même manière, nous définissons une vitesse turbulente caractéristique et une viscosité efficace caractéristique, définis respectivement par les équations (3.37) et (3.38).

Afin d'examiner comment la valeur de fréquence  $f_1$  du courant électrique des inducteurs influence l'écoulement interne, nous la faisons varier et calculons  $\langle U \rangle$  et  $\langle u' \rangle$ , à  $t = 0.4$  s, c'est-à-dire quand l'écoulement turbulent est bien établi et la goutte oscille toujours. Ces calculs ont été menés pour deux cas. Le cas 1 (respectivement cas 2) correspond à  $B_o = 10$  mT et  $\nu = 10^{-5}$  m<sup>2</sup>.s<sup>-1</sup>, (resp.  $B_o = 20$  mT et  $\nu = 10^{-6}$  m<sup>2</sup>.s<sup>-1</sup>). Les résultats sont tracés sur la figure 3.21 (a) à gauche (resp. (b) à droite). Nous voyons que les formes des fonctions  $F$  et  $G$ , définie comme  $\langle U \rangle = FU_A$  et  $\langle u' \rangle = GU_A$ , sont différentes dans les deux cas. L'explication est double. D'abord la forme stationnaire change avec l'intensité du champ magnétique. Par conséquent le cas 2 a une forme statique plus allongée que le cas 1. En second lieu, la viscosité choisie est différente pour les deux cas. Un nombre de Reynolds caractéristique de l'écoulement interne peut être établi avec la vitesse d'Alfven :

$$Re = \frac{U_A R_o}{\nu} \quad (3.44)$$

Il est égal à 100 (resp. 1 990) pour le cas 1 (resp. cas 2). Par conséquent la turbulence n'est pas pleinement développée dans les deux configurations, particulièrement dans le cas 1. Dans ce cas, une valeur maximum de la vitesse moyenne et turbulente existe pour le cas 1 à  $R_\omega = 50$  ou  $\delta/R_o = 20\%$ . Pour cette valeur,  $\langle U \rangle / U_A = 0.38$  et  $\langle u' \rangle / U_A = 0.22$ . Dans le cas 2, quand  $R_\omega$  croît,  $\langle U \rangle / U_A$  et  $\langle u' \rangle / U_A$  diminuent. Pour  $R_\omega \leq 30$ ,  $\langle U \rangle / U_A = 0.62$  et  $\langle u' \rangle / U_A = 0.37$ . Et à  $R_\omega = 186$ ,  $\langle U \rangle / U_A = 0.32$  et  $\langle u' \rangle / U_A = 0.24$ .

**Caractéristique des vitesses de la surface libre au cours du temps** Les oscillations de la goutte, pour une intensité variable du champ magnétique et pour différentes fréquences, ont été réalisées en utilisant le procédé suivant. D'abord,  $\eta_o$  est défini en comparant la forme statique à la sphère initiale :  $\eta_o = \frac{R_{pole}(B_o, \omega_1) - R_o}{R_o}$ . Puis, la forme initiale de la goutte est sphérique. Le champ magnétique a une valeur finie fixe. La résolution temporelle du problème montre que la goutte oscille autour de sa forme d'équilibre statique.

Un exemple du comportement en fonction du temps de la position du pôle est donné sur la figure 3.22 pour  $B_o = 10$  mT,  $f_1 = 274.2$  kHz et  $\nu = 10$  m<sup>2</sup>.s<sup>-1</sup>. Quand l'oscillation s'arrête, la forme statique est atteinte. Nous notons que l'oscillation n'est pas harmonique. Néanmoins, la transformation de Fourier de la position du pôle  $R_{pole}(t)$  donne une fréquence unique, qui sera pris comme fréquence calculée. Cette fréquence sera comparée à la fréquence indiquée par Cummings qui, comme rapporté dans le paragraphe 1.5.2, a proposé une valeur de correction à l'équation 1.17 (cf. paragraphe 1.3.2).

Sur la figure 3.23, l'évolution temporelle de la vitesse moyenne caractéristique et de la viscosité efficace obtenue pour les valeurs de référence et  $B_o = 20$  mT,  $f_1 = 370$  kHz,  $\nu = 10^{-6}$  m<sup>2</sup>.s<sup>-1</sup>, sont représentées. D'abord, la vitesse moyenne saute de 0 à 11 cm.s<sup>-1</sup>, puis oscille à la fréquence de la surface libre de la goutte, et décroît lentement à 6.5 cm.s<sup>-1</sup>. Le comportement temporel de la viscosité efficace est différent. Après 0.15 s,  $\langle \nu_e \rangle$  atteint une valeur constante égale à 20 fois la viscosité moléculaire.

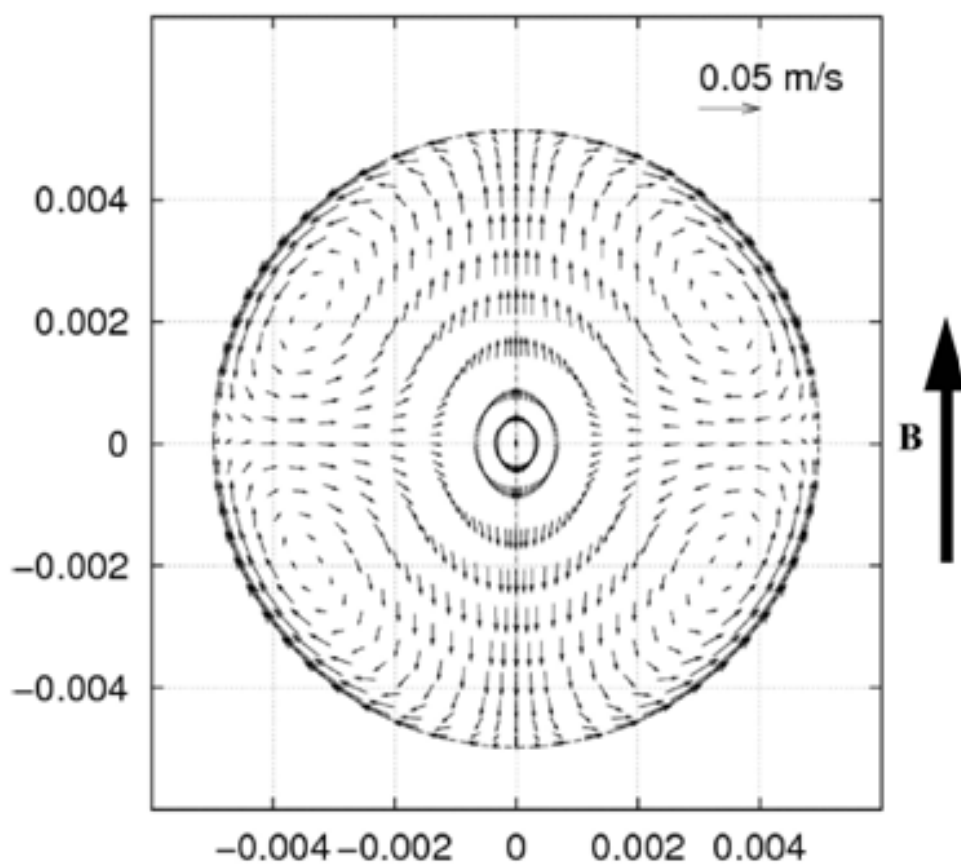


FIG. 3.20 - Champ de vitesse dans la goutte, à  $t = 2.079$  s,  $B_o = 0.005$  T,  $f_1 = 247.2$  kHz,  $\rho = 7995$  kg.m<sup>-3</sup>,  $\gamma = 1.778$  N.m<sup>-1</sup>,  $\nu = 10^{-6}$  m<sup>2</sup>.s<sup>-1</sup>,  $\sigma = 1.18$  e6  $\Omega^{-1}$ .m<sup>-1</sup>.

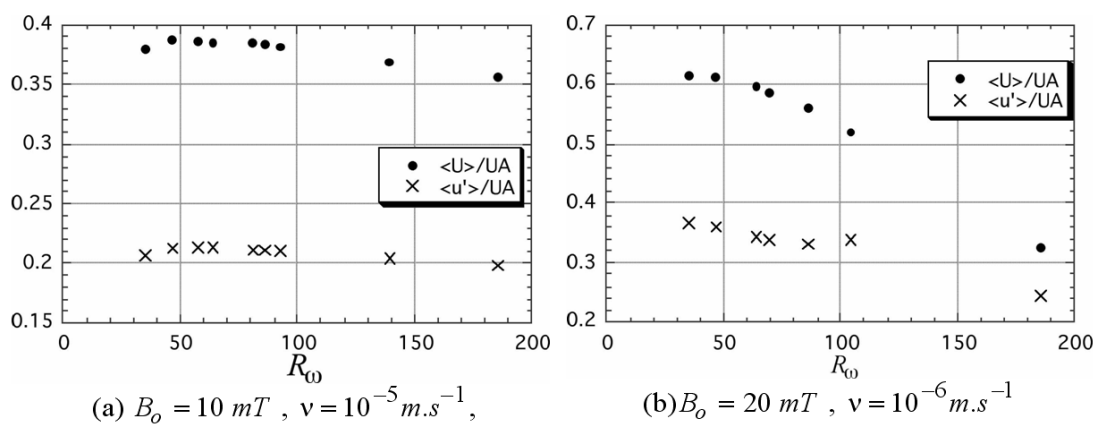


FIG. 3.21 - Vitesse moyenne  $\langle U \rangle$  et turbulente caractéristique  $\langle u' \rangle$  à  $t = 0.4$  s en fonction du paramètre d'écran  $R_\omega$ .

Les temps d'amortissement des oscillations correspondants sont représentés sur la figure 3.24-b. Nous voyons que, quelque soit la fréquence, la turbulence produite par le brassage électromagnétique atténue le mouvement de la goutte. Plus surprenant est le comportement du critère  $\Delta\tau/\tau$  sur la figure 3.24-a, établie pour une viscosité moléculaire  $\nu = 10^{-5} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$  et un champ magnétique de  $B_o = 10 \text{ mT}$ . Dans ce cas, pour  $R_\omega > 140$ ,  $\Delta\tau/\tau$  est négatif. Ceci signifie que les oscillations sont amplifiées dans un premier temps puis maintenues par le mouvement interne. Un couplage entre la tension de surface et l'écoulement interne se réalise et les oscillations ne s'amortiront jamais. Ce phénomène est encore plus fort quand  $B_o$  est égal à  $20 \text{ mT}$ . Ce point original nécessite des investigations supplémentaires.

Les figures 3.25 a et b récapitulent le comportement des critères de déviation  $\Delta f/f$  et  $\Delta\tau/\tau$  pour 3 valeurs de champ magnétique  $B_o$  quand la viscosité varie. Lorsque les points correspondant aux valeurs négatives de  $\Delta\tau/\tau$  sont enlevés des données (c'est-à-dire pour les cas, où les oscillations sont auto-entretenues) sont supprimés, la forme est donnée dans le graphique situé à l'intérieur de la figure 3.25-b. Il s'avère que, quelque soient les viscosités et les intensités du champ magnétique simulées, la fréquence calculée est proche des fréquences proposées par l'analyse de Cummings. Le critère d'amortissement des oscillations est principalement fonction de la viscosité. Ceui-ci ne varie que faiblement en fonction de l'intensité du champ magnétique  $B_o$ .

La figure 3.26 récapitule l'évolution du critère  $\Delta\tau/\tau$ , quand  $B_o$  varie. Il s'avère que tous les résultats avec le champ électromagnétique se collectent autour d'un nombre de Reynolds défini comme  $Re = \frac{\eta_o \omega_2 R_o^2}{\nu}$  ( $\eta_o$  est fonction de  $B_o$ ), excepté pour la valeur pour  $B_o = 20 \text{ mT}$  et  $\nu = 5 \times 10^{-5} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$  (cas où  $\Delta\tau/\tau < 0$ ). Les points, où nous avons fait varier la fréquence  $f_1$  sont représentés aussi. Il apparaît que le résultat est aussi sensible à la fréquence  $f_1$  et qu'augmenter la fréquence du courant inducteur peut permettre d'améliorer les résultats. Ceci coïncide avec la théorie de Cummings qui a été développée pour des paramètres d'écran  $R_\omega = \infty$ .



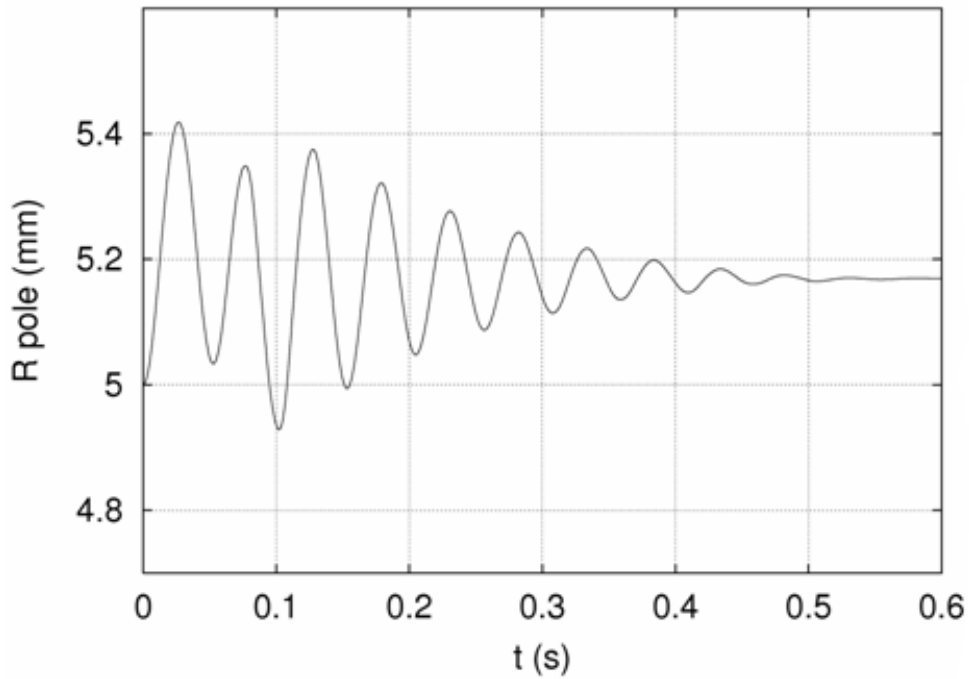


FIG. 3.22 - Evolution temporelle de la position du pôle avec  $B_o = 10 \text{ mT}$ ,  $f_1 = 274.2 \text{ kHz}$  et  $\nu = 10^{-7} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ .

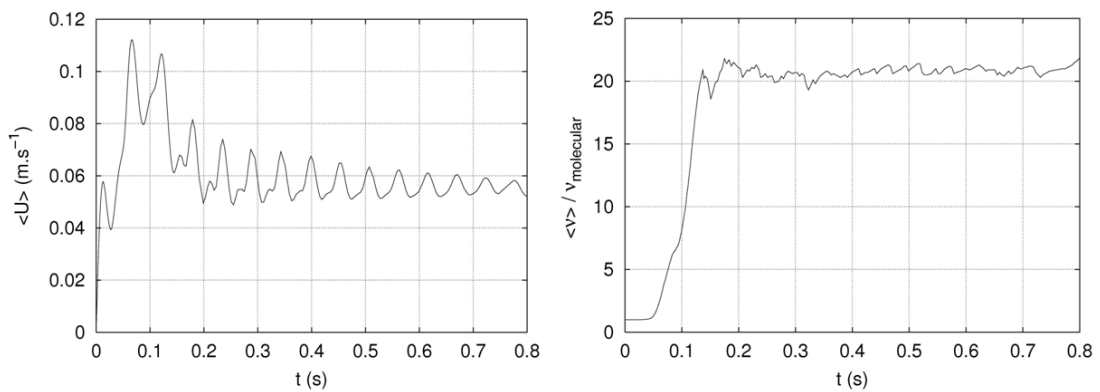


FIG. 3.23 - Evolution temporelle de la vitesse moyenne à gauche et de la viscosité effective à droite avec  $B_o = 20 \text{ mT}$ ,  $f_1 = 370 \text{ kHz}$  et  $\nu = 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ .

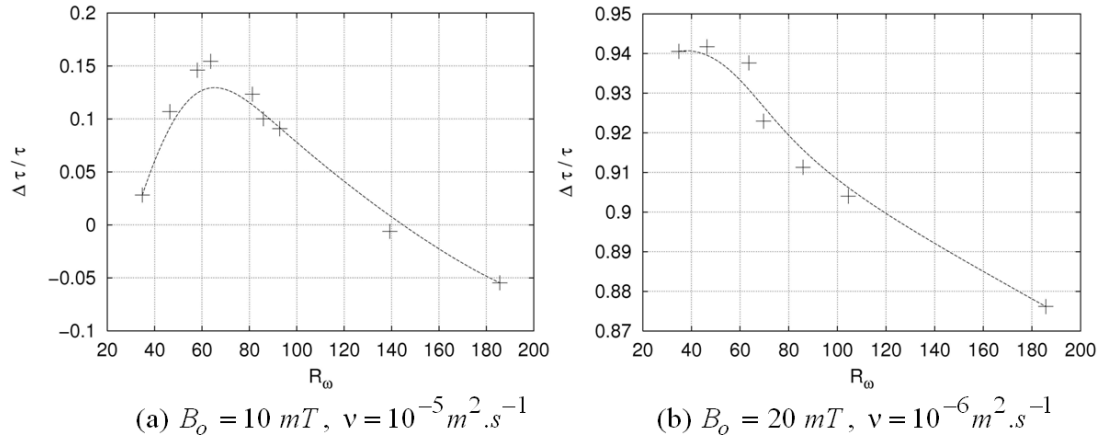


FIG. 3.24 -  $\Delta\tau/\tau$  en fonction de  $R_\omega$  pour deux configurations.

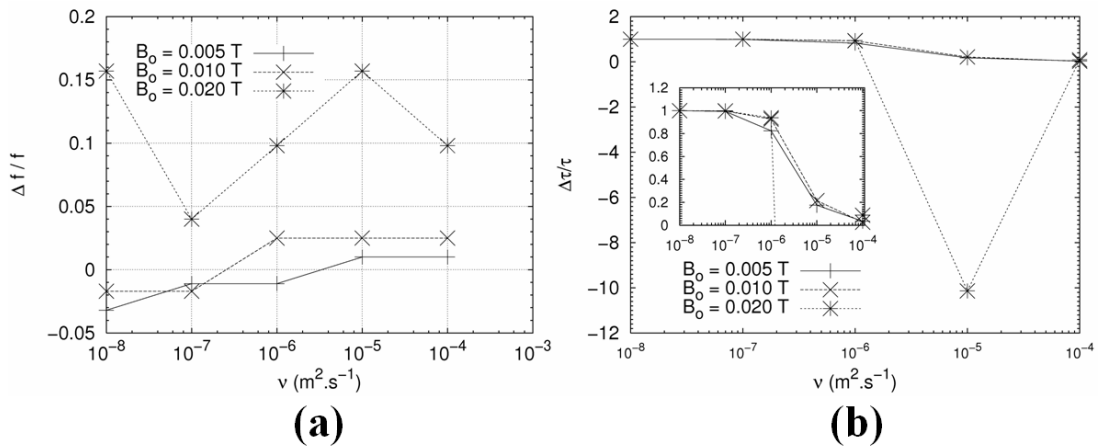


FIG. 3.25 -  $\Delta f/f$  et  $\Delta\tau/\tau$  en fonction de  $\nu$  pour trois valeurs de  $B_o$  1, 10, 20 mT correspondant à  $\eta_o = 1.06\%$ ,  $3.99\%$ ,  $13.6\%$ , respectivement.

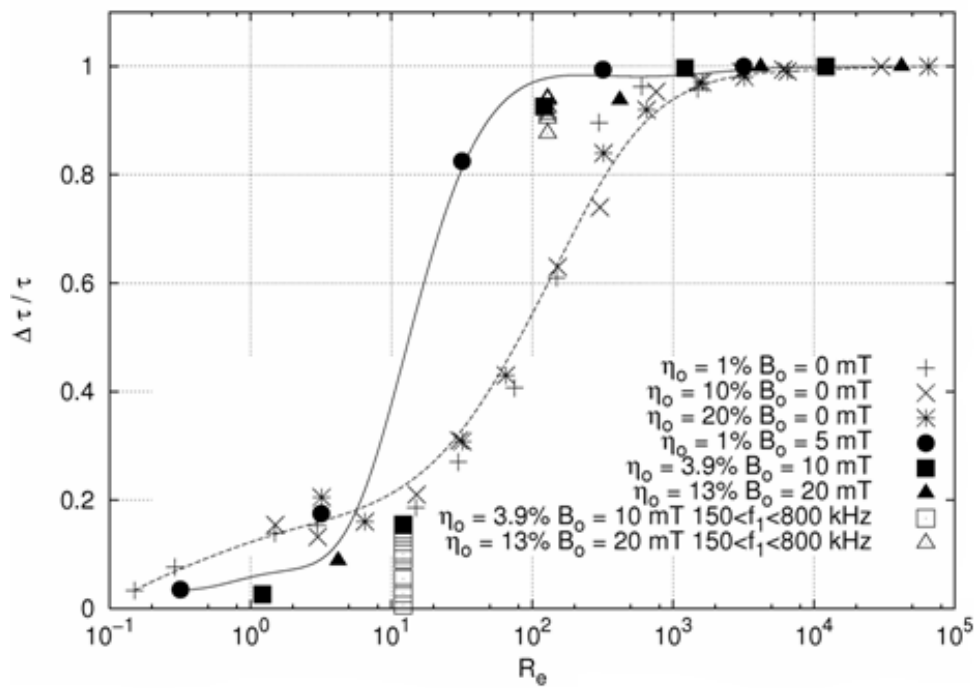


FIG. 3.26 - Evolution of  $\Delta\tau/\tau$  en fonction de  $R_e$ , les points où nous avons fait varier la fréquence sont représentés aussi.

### 3.3 Conclusions

La simulation complète de la lévitation électromagnétique comprend :

- une description complète des phénomènes électromagnétiques : distribution des courants induits dans la charge, distribution des courants inducteurs dans l'inducteur. Ces distributions sont tridimensionnelles dans l'expérience,
- une description de la forme de la surface libre soumise aux effets de la gravité (le cas échéant), des forces électromagnétiques, de la tension superficielle, et des écoulements internes à la charge fondue,
- une description des mouvements de la surface libre, des écoulements et des transferts à l'intérieur de la charge,
- une description de tous les couplages entre ces trois descriptions.

Ceci n'est pas réalisable dans l'état des modèles et des moyens de calcul à notre disposition. C'est pourquoi, nous avons concentré nos efforts sur trois points particuliers sur lesquels nous avons progressé.

**description de l'électromagnétisme** Nous avons utilisé trois codes 2D-axisymétriques différents, et avons comparé leur performance par rapport à un modèle analytique. Nous avons pu constater que tous décrivent bien le phénomène de l'induction. De même, grâce aux comparaisons avec les expériences, nous avons vu que les forces électromagnétiques sont bien décrites.

**description de la forme moyenne de la surface** Trois codes adaptés au calcul de la forme moyenne (ou forme statique) de la surface libre ont été testés. Nous avons vu que tous trois donnaient des résultats plus ou moins proches de ceux de notre expériences et que les différences trouvées pouvaient être expliquées par les hypothèses attachées à chacun des modèles. Cette étude met en avant la nécessité d'une description 3D de l'électromagnétisme pour améliorer les résultats.

**description des mouvements de la surface libre, des écoulements et transferts à l'intérieur de la charge** Les mouvements de la surface libres sont beaucoup plus compliqués à simuler. Seuls deux codes à notre disposition permettent ce calcul. En particulier, la description de la turbulence demande une attention particulière et nécessite des réglages à améliorer.

Un code spécialement conçu pour simuler la lévitation électromagnétique a été utilisé pour tester les hypothèses du modèle servant à analyser les signaux enregistrés lors d'expériences spatiales. Ceci a permis de mettre en évidence

- la pertinence du nombre de Reynolds basé sur la vitesse maximale théorique de la surface libre tenant compte de l'amplitude de la déformation et de la fréquence d'oscillation de la surface libre,
- l'effet de déstabilisation dû à la présence de brassage électromagnétique à l'intérieur de la charge.

Les buts initiaux n'ont pas tous été atteints. En effet, la modélisation de la goutte lévitée demande des temps de calculs trop important pour simuler des gouttes lévitées sous champ magnétique pulsé. Toutefois, des résultats originaux ont été obtenus et ceux-ci montrent la nécessité de trouver un compromis performant pour la modélisation de la turbulence.

L'étude dynamique de la lévitation montre une possibilité de déstabiliser la surface libre d'une goutte lévitée. Ce point nécessite de plus amples investigations à la fois numériques et théoriques. En effet,

la déstabilisation de la surface libre par les champs magnétiques pouvant intervenir dans des procédés industriels.

# Conclusions générales et perspectives

Les travaux entrepris lors de ces trois années de thèse ont contribué à la connaissance du procédé de lévitation électromagnétique. Le but principal est d'améliorer les connaissances concernant les mesures réalisées de la tension de surface et de viscosité des métaux liquides.

Afin d'atteindre cet objectif, deux volets ont composé cette thèse. Un volet expérimental qui a pour but d'étudier la possibilité de forcer les oscillations électromagnétiques d'une goutte lévitée et d'obtenir un diagramme de stabilité en fonction de la fréquence de modulation du courant inducteur et un volet numérique, qui visait à simuler le procédé de lévitation électromagnétique et principalement l'impact de la turbulence sur les mesures réalisées en microgravité, mais aussi de simuler la goutte lévitée sous champ magnétique pulsé.

Concernant le volet expérimental, nous avons réussi à forcer les oscillations de la goutte lévitée et un moyen de mesure de cet état d'excitation a été développé. En effet, l'étude de la fréquence du courant inducteur donne des informations concernant l'état d'agitation de la goutte. Ce moyen de mesure permet l'obtention de plus d'informations que prévu, puisqu'il donne aussi des informations sur les fréquences d'évolutions de la charge lévitée.

Nous n'avons pas pu obtenir un diagramme de stabilité de la goutte liquide. Les temps d'expérience furent trop courts pour y arriver et les modulations du courant proches des fréquences propres de la goutte lévitée provoquèrent des pertes de masse de la goutte lévitée.

Concernant le volet numérique, nous avons réalisé deux types de simulations. Le premier type a permis l'obtention des formes statiques de la charge lévitée avec :

- des codes stationnaires qui minimisent l'énergie du système,
- des codes instationnaires qui calculent les écoulements et les champs magnétiques.

Le second type de calculs réalisés est instationnaire et concerne la dynamique de la goutte lévitée :

- sur la géométrie MAGLEV de notre expérience terrestre,
- sur une géométrie moins complexe, dans des conditions de microgravité, avec et sans champ magnétique.

Les résultats obtenus pour le premier type de calcul ont montré que l'obtention de formes statiques donnait des résultats similaires entre les simulations et les expériences.

Le code calcul de formes stationnaires de surfaces libres nous a permis d'étudier la faisabilité d'augmenter la taille des charges lévitées et le nouvel inducteur nécessaire à ce changement d'échelle.

Les résultats pour le second type de calculs ont montré de bons résultats concernant les formes de surface libre des charges lévitées. Cependant, lorsque les champs magnétiques sont élevés, la turbulence pose problème et semble surévaluée. Ceci a pour impact des champs de vitesses très différents dans la goutte selon les choix numériques et les codes. Ce point permet tout de même de mettre en évidence que

pour une goutte lévitée, la forme de la surface libre ne dépend que faiblement des écoulements internes. Concernant la turbulence, les phénomènes oscillatoires dans la goutte créent de fortes variations des vitesses des fluides et ceci est une source probable au problème de surévaluation de la turbulence.

Pour les gouttes sous faibles champ magnétique, c'est-à-dire pour la goutte en micropesanteur, la turbulence semble bien mieux évaluée. Ces simulations nous ont permis d'étudier la sensibilité des mesures de viscosité aux conditions initiales et les faibles écarts avec le modèle analytique des mesures de tension de surface. Nous avons réussi à trouver des critères pertinents d'étude de ces oscillations et avons mis en évidence les réactions de la surface libre aux champs magnétique. L'obtention de taux d'amortissement plus faible avec champ magnétique que sans champ reste un point à éclaircir.

Les buts initiaux n'ont pas tous été atteints. En effet, la modélisation de la goutte lévitée demande des temps de calculs trop importants pour simuler des gouttes lévitées sous champ magnétique pulsé. Toutefois, des résultats originaux ont été obtenus et ceux-ci montrent la nécessité de trouver un compromis performant pour la modélisation de la turbulence.

Cette thèse ouvre aussi des perspectives. Par la suite, la partie expérimentale de cette thèse pourrait être complétée par l'obtention d'un diagramme de stabilité de la goutte lévitée sous champ magnétique pulsé. Ce point serait particulièrement intéressant s'il pouvait être obtenu en microgravité. Il nécessite cependant des investigations complémentaires théoriques et analytiques afin de modéliser la goutte lévitée sous champ magnétique pulsé et sa réponse en amplitude et en déphasage à cette sollicitation électromagnétique.

Au niveau de la mesure du courant électrique, à partir de laquelle on déduit la fréquence, qui a été le coeur de notre étude expérimentale, il semble que la possibilité d'une mesure directe de la tension aux bornes de l'inducteur par sonde réductrice au lieu de mesurer le courant, via une sonde de Rogowski, pourrait être moins sujet aux bruits et améliorer les mesures réalisées.

D'un point de vue numérique, l'étude des formes statiques met en avant le besoin de modéliser les géométries complexes en trois dimensions.

L'étude dynamique de la lévitation montre une possibilité de déstabiliser la surface libre d'une goutte lévitée. Ce point nécessite de plus amples investigations à la fois numériques et théoriques. En effet la déstabilisation de la surface libre par les champs magnétiques pourrait être utilisée avec profit dans des procédés industriels.

# Bibliographie

- [Bakhtiyarov *et al.*, 2006] BAKHTIYAROV, S., DUPAC, M. et OVERFELT, R. A. (2006). Shape recovery of a levitated aspherical droplet from 2d image information. *Journal Of Fluids Engineering*, 128:463 – 466.
- [Bakker, 1928] BAKKER, G. (1928). Handbuch der experimentalphysik. *Akademische verlagsgesellschaft*, VI(412):18.
- [Barbier *et al.*, 1982] BARBIER, J. N., FAUTRELLE, Y., EVANS, J. W. et CREMER, P. (1982). Numerical simulation of induction heated furnaces. *Journal de Mécanique Théorique et Appliquée*, 1(3):533 – 556.
- [Bardet *et al.*, 2006a] BARDET, B., BOJAREVICS, V., ETAY, J. et PERICLEOUS, K. (2006a). Numerical simulation of flows in a droplet : Consequences on surface tension and viscosity measurements. *Physics Of Fluids (submitted)*.
- [Bardet *et al.*, 2005] BARDET, B., PRIEDE, J. et ETAY, J. (2005). A metal droplet levitated in the amplitude-modulated ac magnetic field. *In Proceedings of the joint 15th Riga and 6th Pamir International Conference : "Fundamental and applied MHD"*, pages 307 – 310, vol. 2, Riga Jurmala, Latvia.
- [Bardet *et al.*, 2006b] BARDET, B., PRIEDE, J. et ETAY, J. (2006b). A metal droplet levitated in the amplitude modulated ac magnetic field. *Magnetohydrodynamics (submitted)*.
- [Batchelor, 1967] BATCHELOR, G. K. (1967). *An introduction to fluid dynamics*. ISBN 052 1663962. Cambridge university press.
- [Benson, 2002] BENSON, D. (2002). Volume of fluid interface reconstruction methods for multi-material problems. *Applied Mechanics Reviews*, 55:151.
- [Bojarevics *et al.*, 2000] BOJAREVICS, V., PERICLEOUS, K. et CROSS, M. (2000). Modeling the Dynamics of Magnetic Semilevitation Melting. *Metallurgical and Materials Transactions B*, 31(1):179–189.
- [Bojarevics et Periclos, 2003] BOJAREVICS, V. et PERICLOUS, K. (2003). Modelling electromagnetically levitated liquid droplet. *ISIJ Int.*, 43(6):890 – 898.
- [Brillo et Egrý, 2004] BRILLO, J. et EGRY, I. (2004). Density and excess volume of liquid copper, nickel, iron, and their binary alloys. *Zeitschrift fur Metallkunde*, 95(8):691–697.
- [Brillo et Egrý, 2005] BRILLO, J. et EGRY, I. (2005). Surface tension of nickel, copper, iron and their binary alloys. *Journal of Materials Science*, 40(9):2213–2216.



- [Brillo *et al.*, 2006a] BRILLO, J., EGRY, I. et HO, I. (2006a). Density and thermal expansion of liquid Ag–Cu and Ag–Au alloys. *International Journal of Thermophysics*, 27(2):494–506.
- [Brillo *et al.*, 2006b] BRILLO, J., EGRY, I. et MATSUSHITA, T. (2006b). Density and surface tension of liquid ternary Ni–Cu–Fe alloys. *Zeitschrift für Metallkunde*, 97(1):28–34.
- [Brillo *et al.*, 2006c] BRILLO, J., LOHOFER, G., SCHMIDT-HOHAGEN, F. et SCHNEIDER, S. (2006c). Thermophysical property measurements of liquid metals by electromagnetic levitation. *International Journal of Materials and Product Technology*, 26(3):247–273.
- [Chandrasekhar, 1961] CHANDRASEKHAR, S. (1961). *Hydrodynamic and Hydromagnetic stability*. ISBN 0-486-64071-X. Oxford University Press.
- [Cummings et Blackburn, 1991] CUMMINGS, D. L. et BLACKBURN, D. A. (1991). Oscillations of magnetically levitated aspherical droplets. *J. Fluid Mech.*, 224:395 – 416.
- [Davidson, 2001] DAVIDSON, P. A. (2001). *An Introduction to Magnetohydrodynamics*. ISBN - 0 521 794 870. Cambridge University Press.
- [Delannoy *et al.*, 2000] DELANNOY, Y., PERRIER, D., ETAY, J. et FAUTRELLE, Y. (2000). stirring and mass transfert in one phase induction system. In ALEMANY, A., éditeur : *Proc. of the 4th PAMIR International Conf. on MagnetoHydroDynamic at Dawn of Third Millennium*.
- [Egry, 1998] EGRY, I. (1998). Properties, nucleation and growth of undercooled liquid metals. *J. Jpn. Soc. Microgravity Appl.*, 15(4):215 – 224.
- [Egry, 2003] EGRY, I. (2003). Thermophysical Property Measurements in Microgravity : Chances and Challenges. *International Journal of Thermophysics*, 24(5):1313–1324.
- [Egry, 2004] EGRY, I. (2004). Physical property measurements of liquid metals at high temperatures under microgravity. *Mat. Trans.*, 45(12):3235 – 3240.
- [Egry *et al.*, 2005] EGRY, I., GIFFARD, H. et SCHNEIDER, S. (2005). The oscillating drop technique revisited. *Measurement Science and Technology*, 16(2):426–431.
- [Egry *et al.*, 1995] EGRY, I., LOHOEFER, G. et JACOBS, G. (1995). Surface Tension of Liquid Metals : Results from Measurements on Ground and in Space. *Physical Review Letters*, 75(22):4043–4046.
- [Ernst, 1981] ERNST, R. (1981). Analyse du fonctionnement d'un générateur à triode destiné au chauffage par induction. *Revue Générale d'Electricité*, 9:667–673.
- [Ernst et Garnier, 1989] ERNST, R. et GARNIER, C. (1989). Mesure numérique des caractéristiques d'un circuit oscillant pour le chauffage par induction. *Revue Générale d'Electricité*, 8.
- [Etay *et al.*, 2004] ETAY, J., FAUTRELLE, Y., GAGNOUD, A., DUTERRAIL, Y., PERRIER, D. et BARDET, B. (2004). Levitation electromagnetique de gouttes– presentation du projet MAGLEV– premiers resultats. *Mecanique & Industries*, 5(5):627–634.
- [Evangelisti, 1966] EVANGELISTI, R. (1966). Wiedemann-Franz-Lorentz law and its application in the high-temperature field (Analytical expression derivation for metal electric and thermal conductivities using Wiedeman-Franz-Lorentz law application to high temperature field).
- [Fecht et Wunderlich, 2001] FECHT, H. et WUNDERLICH, R. (2001). The THERMOLAB Project : Thermophysical Properties of Industrially Relevant Liquid Metal Alloys. *Microgravity Research and Applications in Physical Sciences and Biotechnology*.

- [Fecht et Johnson, 1991] FECHT, H. J. et JOHNSON, W. L. (1991). A conceptual approach for noncontact calorimetry in space. *Rev. Sci. Instr.*, 62(5):1299.
- [Fecht et Wunderlich, 2001] FECHT, H.-J. et WUNDERLICH, R. K. (2001). The THERMOLAB Project : Thermophysical Properties of Industrially Relevant Liquid Metal Alloys. In MINSTER, O. et SCHÜR-MANN, B., éditeurs : *ESA SP-454 : Microgravity Research and Applications in Physical Sciences and Biotechnology*, pages 545–+.
- [Gibbs et Bumstead, 1906] GIBBS, J. et BUMSTEAD, H. (1906). *Scientific papers of J. Williard Gibbs*. Longmans, Green and co.
- [Herlach *et al.*, 1993] HERLACH, D. M., COCHRANE, R. F., EGRY, I., FECHT, H. J. et GREER, A. L. (1993). Containerless processing in the study of metallic melts and their solidification. *Int. Mat. Rev.*, 38(6):273 – 347.
- [Hibiya et Egrý, 2005] HIBIYA, T. et EGRY, I. (2005). Thermophysical property measurements of high temperature melts : results from the development and utilization of space. *Measurement Science and Technology*, 16(2):317–326.
- [Hirt et Nichols, 1981] HIRT, C. et NICHOLS, B. (1981). Volume of fluid/VOF/ method for the dynamics of free boundaries. *Journal of Computational Physics*, 39(1):201–225.
- [Hyers *et al.*, 2004] HYERS, R., MATSON, D., KELTON, K. et ROGERS, J. (2004). Convection in Containerless Processing. *Annals of the New York Academy of Sciences*, 1027:474–494.
- [Iida et Guthrie, 1988] IIDA, T. et GUTHRIE, R. I. L. (1988). *The physical properties of liquid metals*. ISBN 0-19-856331-0. Oxford science publications.
- [Jackson et Okun, 2001] JACKSON, J. et OKUN, L. (2001). Historical roots of gauge invariance. *Reviews of Modern Physics*, 73(3):663–680. disponible à : <http://fr.arxiv.org/abs/hep-ph/0012061>.
- [Jang *et al.*, 1986] JANG, D., JETLI, R. et ACHARYA, S. (1986). Comparison of the PISO, SIMPLER, and SIMPLEC algorithms for the treatment of the pressure-velocity coupling in steady flow problems. *Numer. Heat Transfer.*, 10(3):209–228.
- [Joos, 1999] JOOS, P. (1999). *Dynamic Surface Phenomena*. ISBN 90-6764-300-9. VSP.
- [Karcher *et al.*, 2003] KARCHER, C., KOCOUREK, V. et SCHULZE, D. (2003). Experimental Investigations of Electromagnetic Instabilities of Free Surfaces in a Liquid Metal Drop. *Proc. Intl Scientific Colloquium Modelling for Electromagnetic Processing (ed. By B. Nacke & E. Baake)*, pages 105–110.
- [Katsonis et Pateyron, 2003] KATSONIS, C. et PATEYRON, B. (2003). Calculs des propriétés thermodynamiques et de transport en plasmas froids. In *Ateliers thématiques du réseau plasmas froids*, Le Tolosan, Bousens (31). ECOMOD.
- [Kocourek *et al.*, 2004] KOCOUREK, V., KARCHER, C. et SCHULZE, D. (2004). Stability of liquid metal drops affected by high-frequency magnetic fields. In W. GUTKOWSKI, T. K., éditeur : *Proceedings of the 21st International Congress of Theoretical and Applied Mechanics*. Springer Verlag.
- [Korshunov *et al.*, 1973] KORSHUNOV, I., ZINOVEV, V., GELD, P., CHERNIAEV, V., BORUKHOVICH, A. et SHVEIKIN, G. (1973). Thermal diffusivity and conductivity of titanium and zirconium carbides at high temperatures. *Teplofizika Vysokikh Temperatur*, 11:889–891.

- [Kosloff et Tal-Ezer, 1993] KOSLOFF, D. et TAL-EZER, H. (1993). A modified chebyshev pseudospectral method with an  $o(n-1)$  time step restriction. *J. Comput. Phys.*, 104(2):457–469.
- [Ku *et al.*, 1987] KU, H. C., HIRSH, R. S. et TAYLOR, T. D. (1987). A pseudospectral method for solution of the three-dimensional incompressible navier-stokes equations. *J. Comput. Phys.*, 70(2): 439–462.
- [Lamb, 1975] LAMB, H. (1975). *Hydrodynamics - Sixth edition*. ISBN 0-521-05515-6. Cambridge University Press, Bentley House, 200 Euston Road, London NW1 2DB.
- [Landau et Lifchitz, 1971] LANDAU, L. et LIFCHITZ, E. (1971). *Physique théorique : Mécanique des fluides*, volume 6. MIR.
- [Laplace, 1806] LAPLACE, P. (1806). *Supplément au livre X du traité de mécanique céleste sur l'action capillaire*, volume X. Gauthier-Villars.
- [Mestel, 1982] MESTEL, J. (1982). Magnetic levitation of liquid metal. *J. Fluid Mech.*, 117:27 – 43.
- [Moreau, 1990] MOREAU, R. (1990). *Magnetohydrodynamics*, volume 3 of Fluid Mechanics and its applications de ISBN 0-7923-0937-5. Kluwer academic publishers, P.O. BOX 17, 3300 AA Dordrecht, The Netherlands.
- [Muntean *et al.*, 2005] MUNTEAN, S., RUPRECHT, A. et RESIGA, R. (2005). A Numerical Investigation of the 3D Swirling Flow in a pipe with Constant Diameter. Part 1 : Inviscid Computation. *Proceedings of the Workshop on Vortex Dominated Flows-Achievements and Open Problems, June*, pages 10–11.
- [Nair *et al.*, 2003] NAIR, D., WENIEL, L., BARP, A. et SIDDIQI, A. (2003). Control strategies and image processing. *Signal Processing and Its Applications, 2003. Proceedings. Seventh International Symposium on*, 1:557–560.
- [Nakamura *et al.*, 1991] NAKAMURA, S., HIBIYA, T., YAMAMOTO, F. et YOKOTA, T. (1991). Measurement of the thermal conductivity of molten insb under microgravity. *Int. J. Thermophysics*, 12(5):783.
- [Okress *et al.*, 1952] OKRESS, E. C., WROUGHTON, D. M., COMENETZ, G., BRACE, P. H. et KELLY, J. C. R. (1952). Electromagnetic levitation of solid and molten metals. *Journal of applied physics*, 23(5):545 – 552.
- [Perrier, 2002] PERRIER, D. (2002). *Mise en oeuvre et caractérisation d'un nouveau procédé électromagnétique destiné à favoriser les transferts de masse aux interfaces entre un métal liquide et un sel fondu*. Thèse de doctorat, INPG - Mécanique des Fluides et Transferts.
- [Perrier *et al.*, 2003] PERRIER, D., PAULIN, J., BARDET, B., GERNER, R., FAUTRELLE, Y. et ETAY, J. (2003). A new way of diagnostic of the state of the load in an induction system. *In Proceedings of the 4th International Conference on Electromagnetic Processing of Materials (EPM2003)*, pages 633 – 638.
- [Press *et al.*, 1992] PRESS, W., FLANNERY, B., TEUKOLSKY, S. et VETTERLING, W. (1992). *Numerical recipes in FORTRAN*. ISBN - 05 2143 7210. Cambridge University Press.
- [Priede et Gerbeth, 2005] PRIEDE, J. et GERBETH, G. (2005). Stability of electromagnetically levitated sphere sample in a set of coaxial loops. *IEEE Trans. Magn.*, 41(6):2089 – 2101.
- [Priede et Gerbeth, 2006] PRIEDE, J. et GERBETH, G. (2006). Boundary-integral method for calculating poloidal axisymmetric ac magnetic fields. *IEEE Trans. Magn.*, 41:301–308.

- [Rayleigh, 1879] RAYLEIGH, J. W. S. (1879). On the capillary phenomena of jets. *Proc. R. Soc. London*, 29(71):71.
- [Richardsen et Löhofer, 1999] RICHARDSEN, T. et LÖHOFER, G. (1999). Contactless electrical conductivity measurement of electromagnetically levitated metallic melts. *Int. J. Thermophysics*, 20(4):1029 – 1039.
- [Saadi, 2006] SAADI, B. (2006). *Contrôle électromagnétique des transferts de masse aux interfaces liquide/liquide*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.
- [Sauerland *et al.*, 1992] SAUERLAND, S., ECKLER, K. et EGRY, I. (1992). High-precision surface tension measurements on levitated aspherical liquid nickel droplets by digital image processing. *Journal of Materials Science Letters*, 11(6):330–333.
- [Schetelat, 2006] SCHETELAT, P. (2006). Mesure de la capacité calorifique et de la conductivité thermique d'une sphère métallique solide par calorimétrie modulée. Rapport de DEA, Institut National Polytechnique de Grenoble.
- [Seyhan et Egrý, 1999] SEYHAN, I. et EGRY, I. (1999). The Surface Tension of Undercooled Binary Iron and Nickel Alloys and the Effect of Oxygen on the Surface Tension of Fe and Ni. *International Journal of Thermophysics*, 20(4):1017–1028.
- [Shyy *et al.*, 1992] SHYY, W., THAKUR, S. et WRIGHT, J. (1992). Second-order upwind and central difference schemes for recirculating flow computation. *AIAA Journal*, 30(4):67–79.
- [Smithells, 2002] SMITHELLS (2002). *Données thermophysiques des métaux*. E. A. Brandes and G. B. Brooks, 7 édition.
- [Sneyd et Moffatt, 1982] SNEYD, A. et MOFFATT, H. (1982). Fluid dynamical aspects of the levitation-melting process. *Journal of Fluid Mechanics*, 117:45–70.
- [Souques, 1984] SOUQUES, G. (1984). Capteurs de courant sans noyau magnétique. *Revue générale d'électricité*, 5:293–296.
- [Tanaka *et al.*, 1996] TANAKA, T., HACK, K., IIDA, T. et HARA, S. (1996). Application of thermodynamic databases to the evaluation of surface tension of molten alloys, salt mixtures and oxide mixtures. *Zeitschrift für Metallkunde*, 87(5):380 – 389.
- [Wilcox, 1998] WILCOX, D. (1998). *Turbulence modelling for CDF*. 2de ed. DCW industries, Canada, 2de ed. édition.
- [Wu et Hu, 1984] WU, S. T. et HU, Y. Q. (1984). A full-implicit-continuous-Eulerian (FICE) scheme for multidimensional transient magnetohydrodynamic (MHD) flows. *Journal of Computational Physics*, 55:33–64.
- [Wunderlich et Fecht, 2005] WUNDERLICH, R. et FECHT, H. (2005). Modulated electromagnetic induction calorimetry of reactive metallic liquids. *Measurement Science and Technology*, 16(2):402–416.



# Annexe A

## Annexes

### A.1 Données thermophysiques du Nickel

Une des difficultés de la représentation des matériaux est leurs propriétés et l'évolution de celles-ci avec la température. Concernant le nickel peu de données sont disponibles et il est difficile d'obtenir celles-ci pour des températures supérieures à la température de fusion. Certaines des données présentées ici sont imparfaites, mais représentent ce qu'il a été possible de trouver dans la littérature.

Les propriétés sont issues principalement du Smithells [Smithells, 2002].

Masse volumique :

$$\rho = \rho_o + \beta(T - T_o) = 7905 + 11.6(T - 1727) \quad (\text{A.1})$$

Viscosité :

$$\eta = \eta_o e^{E/RT} = 0.000116 e^{50020/(8.1344T)} \quad (\text{A.2})$$

Conductivité électrique :

$$\sigma = \left( \rho_{el} + (T - T_o) \frac{\partial \rho_{el}}{\partial T} \right)^{-1} = \frac{1}{(0.0116T + 70.2) \times 10^{-8}} \quad (\text{A.3})$$

où  $\rho_{el}$  est la résistivité électrique.

La tension de surface :

$$\gamma = \gamma_o + (T - T_o) \frac{\partial \gamma}{\partial T} = 1.778 + 0.00038(T - 1727) \quad (\text{A.4})$$

ou :

$$\gamma = 1.77 - 0.33e^{-3}(T - 1727)) \quad (\text{A.5})$$

issu de [Herlach *et al.*, 1993].

La capacité calorifique :

$$C_P = 440 J.kg^{-1}.K^{-1} \quad (\text{A.6})$$

L'émissivité :

$$\epsilon = 0.3 \quad (\text{A.7})$$

Conductivité thermique :

$$\lambda = \frac{\pi^2}{3e^2} \sigma T_{fusion} = 486 \text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1} \quad (\text{A.8})$$

La Loi de Wiedmann-Franz-Lorentz a été utilisée ici. Evangelisti [Evangelisti, 1966] présente cette loi. Celle-ci est utilisée pour réaliser des mesures par Korshunov [Korshunov *et al.*, 1973] et plus récemment par Hyers [Hyers *et al.*, 2004].

## A.2 Calcul des forces électromagnétiques engendré par un courant inducteur bi-fréquence

Soit un courant modulé  $I(t) = I_o \cos(\omega_1 t) (1 + \alpha \cos(\omega_2 t))$ , on peut récrire ce courant comme suit :

$$I(t) = I_o \left( \cos(\omega_1 t) + \frac{\alpha}{2} \cos(\omega_1 - \omega_2)t + \frac{\alpha}{2} \cos(\omega_1 + \omega_2)t \right) = I_o \sum_{k=1}^3 \alpha_k \cos \Omega_k t \quad (\text{A.9})$$

On obtient ainsi :

$$\omega_1 = \omega_1, \omega_2 = \omega_1 - \omega_2, \omega_3 = \omega_1 + \omega_2 \quad (\text{A.10})$$

$$\alpha_1 = 1, \alpha_2 = \frac{\alpha}{2}, \alpha_3 = \frac{\alpha}{2} \quad (\text{A.11})$$

Nous pouvons déduire la forme du potentiel vecteur  $\vec{A} = (0, 0, A)$ , en l'écrivant sous la forme :

$$A = \sum_{k=1}^3 \left( A_k^{(c)} \cos(\Omega_k t) + A_k^{(s)} \sin(\Omega_k t) \right) = \sum_{k=1}^3 \text{Re} \left[ \hat{A}_k e^{i\Omega_k t} \right] \quad (\text{A.12})$$

avec  $\hat{A}_k = A_k^{(c)} - iA_k^{(s)}$  et  $\hat{A}_k e^{i\Omega_k t} = A_k^{(c)} \cos \Omega_k t + A_k^{(s)} \sin \Omega_k t + i \left( A_k^{(c)} \sin \Omega_k t - A_k^{(s)} \cos \Omega_k t \right)$ .

Dans le repère cartésien, le potentiel vecteur vérifie l'équation suivante :

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \frac{1}{\mu_o \sigma} \nabla^2 A \quad (\text{A.13})$$

Chaque  $\hat{A}_k$  vérifie l'équation différentielle suivante :

$$i\mu_o \sigma \Omega_k \hat{A}_k = \nabla^2 \hat{A}_k \quad (\text{A.14})$$

Si on pose :  $\epsilon = \omega_2/\omega_1$ , on peut récrire l'équation (A.10), comme suit :

$$\omega_1 = \omega_1, \omega_2 = \omega_1(1 - \epsilon), \omega_3 = \omega_1(1 + \epsilon) \quad (\text{A.15})$$

Nous avons alors :

$$i\mu_o \sigma \Omega_k \hat{A}_1 = \nabla^2 \hat{A}_1 \quad (\text{A.16})$$

$$i\mu_o \sigma \Omega_k \hat{A}_2(1 - \epsilon) = \nabla^2 \hat{A}_2 \quad (\text{A.17})$$

$$i\mu_o \sigma \Omega_k \hat{A}_3(1 + \epsilon) = \nabla^2 \hat{A}_3 \quad (\text{A.18})$$

Comme  $\epsilon \ll 1$ , on linéarise le problème en fonction de  $\epsilon$  :

$$\hat{A}_2 = \hat{A}_2^{(0)} + \hat{A}_2^{(0)} \epsilon + \dots \quad (\text{A.19})$$

$$\hat{A}_3 = \hat{A}_3^{(0)} + \hat{A}_3^{(0)} \epsilon + \dots \quad (\text{A.20})$$

A l'ordre 0 en  $\epsilon$  nous obtenons :

$$i\mu_o \sigma \Omega_k \hat{A}_1 = \nabla^2 \hat{A}_1 \quad (\text{A.21})$$

$$i\mu_o \sigma \Omega_k \hat{A}_2^{(0)} = \nabla^2 \hat{A}_2^{(0)} \quad (\text{A.22})$$

$$i\mu_o \sigma \Omega_k \hat{A}_3^{(0)} = \nabla^2 \hat{A}_3^{(0)} \quad (\text{A.23})$$



Les conditions limites de ces équations sont  $A \rightarrow 0$  en  $r \rightarrow \infty$  et  $A = 0$  en  $r = 0$ . Ainsi il y a proportionnalité entre ces trois fonctions, puisqu'elles sont solutions de la même équation différentielle avec les mêmes conditions aux limites. On peut écrire :

$$A = \sum_{k=1}^3 \left( A_k^{(c)} \beta_k \cos(\Omega_k t) + A_k^{(s)} \eta_k \sin(\Omega_k t) \right) \quad (\text{A.24})$$

Par identification avec le courant inducteur A.11, on retrouve :

$$\begin{aligned} \beta_1 = 1, \beta_2 = \frac{\alpha}{2}, \beta_3 = \frac{\alpha}{2} \\ \eta_1 = 1, \eta_2 = \frac{\alpha}{2}, \eta_3 = \frac{\alpha}{2} \end{aligned} \quad (\text{A.25})$$

Il vient :

$$\begin{aligned} A = & A^{(c)} \left[ \cos(\omega_1 t) + \frac{\alpha}{2} \cos[(\omega_1 - \omega_2) t] + \frac{\alpha}{2} \cos[(\omega_1 + \omega_2) t] \right] \\ & + A^{(s)} \left[ \cos(\omega_1 t) + \frac{\alpha}{2} \cos[(\omega_1 - \omega_2) t] + \frac{\alpha}{2} \cos[(\omega_1 + \omega_2) t] \right] \end{aligned} \quad (\text{A.26})$$

Ainsi on obtient :

$$A = m(t) \left( A^{(c)} \cos(\omega_1 t) + A^{(s)} \sin(\omega_1 t) \right) + o(\epsilon) \quad (\text{A.27})$$

avec  $m(t) = 1 + \alpha \cos(\omega_1 t)$ .

Ainsi à l'ordre 0, le vecteur potentiel issu du courant modulé est égal au vecteur potentiel issu du courant sans modulation que l'on multiplie par la fonction de modulation. Ces résultats ont été développés par J.N. Barbier *et al.*, [Barbier *et al.*, 1982].

L'obtention de la densité de courant est rapide :

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} = -\sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (\text{A.28})$$

$$j = j_\theta = \sigma m(t) \omega_1 \left( A^{(c)} \cos(\omega_1 t) + A^{(s)} \sin(\omega_1 t) \right) + o(\epsilon) \quad (\text{A.29})$$

Pour le champ magnétique, nous avons  $\vec{B} = \vec{\nabla} \times A$ . On obtient ainsi :

$$B_r = -m(t) \frac{\partial (A^{(c)} \cos(\omega_1 t) + A^{(s)} \sin(\omega_1 t))}{\partial z} \quad (\text{A.30})$$

$$B_z = \frac{m(t)}{r} \frac{\partial (r A^{(c)} \cos(\omega_1 t) + r A^{(s)} \sin(\omega_1 t))}{\partial z} \quad (\text{A.31})$$

On peut déduire des expressions du champ magnétique et de la densité du courant, les forces électromagnétiques  $\vec{F} = \vec{j} \times \vec{B}$  :

$$F_R = \frac{\sigma m(t)^2 \omega_1}{2R} \left( A^{(s)} \frac{\partial R A^{(c)}}{\partial R} - A^{(c)} \frac{\partial R A^{(s)}}{\partial R} \right) \quad (\text{A.32})$$

$$F_z = \frac{\sigma m(t)^2 \omega_1}{2} \left( A^{(s)} \frac{\partial A^{(c)}}{\partial z} - A^{(c)} \frac{\partial A^{(s)}}{\partial z} \right) \quad (\text{A.33})$$

## A.2. CALCUL DES FORCES ÉLECTROMAGNÉTIQUES ENGENDRÉ PAR UN COURANT INDUCTEUR BI-FRÉQU

On retrouve les composantes des forces électromagnétiques faites pour le même calcul, mais sans modulation. On peut ainsi écrire :

$$\vec{F} = m(t)^2 \vec{F}_o \quad (\text{A.34})$$

où  $\vec{F}_o$  est la force électromagnétique pour  $\alpha = 0$ .

Ceci peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\langle \vec{F} \rangle = \langle \vec{F}_o \rangle \left\{ \left( 1 + \frac{\alpha^2}{2} \right) + \tilde{m}(t) \right\} \quad (\text{A.35})$$

$$\tilde{m}(t) = \frac{\alpha}{2} \cos(2\omega_2 t) + 2\alpha \cos(\omega_2 t) \quad (\text{A.36})$$

il suffit de voir que  $1 + \frac{\alpha^2}{2} + \tilde{m}(t) = m(t)^2$ .

### A.3 Présentation du module développé sous *Labview*

#### A.3.1 Programme informatique

Afin d'assurer la commande et l'automatisation de l'expérience, il a été nécessaire de monter un système comprenant un ordinateur avec une carte d'acquisition de la tension électrique *NI 5114* et une carte génération de tension *NI 6711*. Le système est schématisé sur la figure A.3.1. Une fois la mesure réalisée et en fonction de cette mesure, le système réagit et adopte une stratégie capable d'assurer la commande voulue. L'expérience est ainsi asservie au déroulement des mesures. Cette stratégie est automatisée grâce à un programme *Labview*®.

Le programme *Labview*® assure la mesure des données électrotechniques :  $f_1$ ,  $I_{eff}$ , calcule  $\Delta f_1$  d'après les variations de  $f_1$  toutes les  $8e^{-3}$  s en détectant sur cet intervalle de temps le maximum et le minimum de  $f_1$ , puis fait la moyenne de ces variations de fréquence et donne la variation de fréquence significative de la période de modulation ( $\approx 20$  s).

Le programme réalisé sous *Labview* sert aussi à commander le générateur. Pour cela, il doit commander une tension  $V_{cm}$  (via la carte *NI 6711*). Cette tension correspond au courant que nous voulons faire passer dans la bobine. Le logiciel sert aussi à créer une rampe pour la montée en courant ( $V = vt$ ), puis à assurer un palier pour fondre la goutte ( $V = V_o$ ), et à ajouter à ce palier les modulations voulues ( $V = V_o(1 + \beta \cos \omega_2 t)$ ). Lorsque le courant est modulé, les valeurs  $\Delta f_{1\omega_2}$  correspondantes sont stockées. Après avoir parcourue une plage de cinq fréquences  $f_2$ , la fréquence où  $\Delta f_{1\omega_2}$  est maximale est choisie comme valeur de référence. Le programme recrée une plage de fréquence centrée sur cette valeur avec des pas en  $f_2$  plus fins. Ainsi on espère converger vers la fréquence  $f_2$  créant la plus forte variation  $\Delta f_1$ .

#### A.3.2 Circuit de puissance pour la commande du générateur

Pour assurer la commande du générateur par un ordinateur via l'interface *Labview*® via la carte *NI 6711* décrit précédemment. Cette carte n'ayant pas une puissance de sortie suffisante, un montage amplificateur suiveur a été mis en oeuvre. Ce montage est représenté sur la figure A.3.2. Nous avons choisi  $C_1 = 47$  nF,  $C_2 = 100$  nF,  $R_1 = 100$   $\Omega$  et  $R_2 = 75$   $\Omega$ . Le transistor est un modèle *2N 2222A*. La résistance  $R_2$  en parallèle avec le condensateur  $C_1$  assure un filtre passe-bas pour la tension électrique

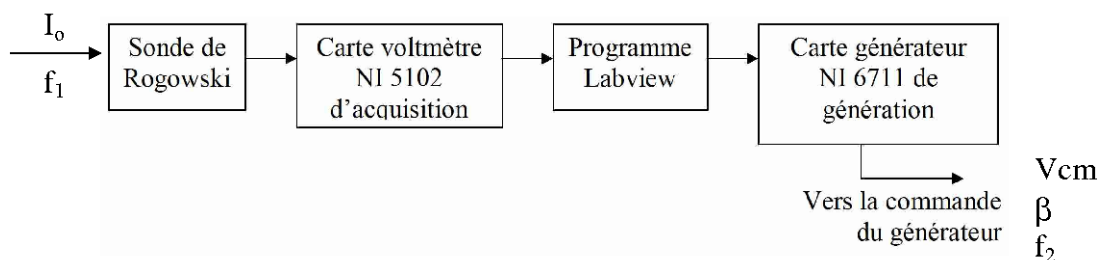


FIG. A.3.1 - Schéma du système d'acquisition et de commande.

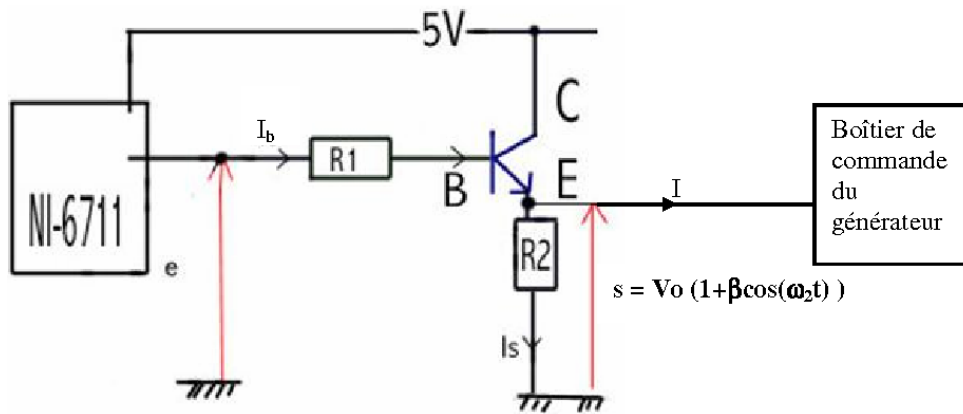


FIG. A.3.2 - Schéma électrique du montage amplificateur suiveur.

de sortie  $s$ , de fréquence de coupure  $450 \text{ kHz}$ . Ce montage a un Offset de  $0.65 \text{ V}$ , i.e. :

$$s = 0 \quad \text{si} \quad s < 0.65 \text{ V} \quad (\text{A.37})$$

$$s = e - 0.65 \text{ V} \quad \text{si} \quad s \geq 0.65 \text{ V} \quad (\text{A.38})$$

## A.4 Mesure du paramètre de modulation

### A.4.1 Présentation de l'outil utilisé

Nous faisons circuler dans l'inducteur un courant haute fréquence de pulsation  $\omega_1$ , modulé à la pulsation  $\omega_2$  avec une amplitude de modulation  $\alpha$ . Nous présentons comment est déterminé  $\alpha$  à partir de la mesure du courant efficace. La forme du courant modulé est :

$$I(t) = I_o \cos(\omega_1 t) (1 + \alpha \cos(\omega_2 t)) \quad (\text{A.39})$$

Nous voulons une estimation de  $\alpha$ , à partir des mesures réalisées sur l'expérience. Le courant efficace est mesuré :

$$I_{eff}^2 = \frac{1}{T} \int_{t=0}^T I^2 dt = \frac{\alpha^2 I_o^2}{4} + \frac{I_o^2}{2} \quad (\text{A.40})$$

Ce qui nous donne :

$$\alpha^2 = 4 \frac{I_{eff}^2 - \frac{I_o^2}{2}}{I_o^2} \quad (\text{A.41})$$

Avec notre dispositif de mesure, nous échantillonons  $I_{eff}$  à la fréquence d'acquisition  $f_{Ech} = 110 \text{ Hz}$ . Le courant est mesuré comme suit :

$$I_{eff}^2 = \frac{1}{T} \sum_{n=0}^{T/\Delta t} \int_{n\Delta T}^{(n+1)\Delta T} I^2 dt = \frac{1}{T} \sum_{n=0}^{T/\Delta t} I_{effn} \quad (\text{A.42})$$

Pour obtenir  $I_o$ , nous procédons comme suit :

$$I_o = \frac{1}{T} \sum_{n=0}^{T/\Delta t} \sqrt{2} \frac{t_{n+1} - t_{n-1}}{2} I_{eff} \quad (\text{A.43})$$

Nous avons comparé l'efficacité de l'équation (A.41) avec les deux approximations proposées par D. Perrier [Perrier, 2002] :

$$\alpha \approx \frac{\text{Max}(I_{eff}) - \text{Min}(I_{eff})}{I_o \sqrt{2}} \quad (\text{A.44})$$

$$\alpha \approx \frac{\text{Max}(I_{eff}) - \frac{I_o}{\sqrt{2}}}{\frac{I_o}{\sqrt{2}}} \quad (\text{A.45})$$

En testant ces trois formules sur des courbes mathématiques, les résultats sont très bons.

Elles ont ensuite été testées sur des signaux réels issus de l'étalonnage du système de mesure et de commande, voir 2.2.3.1 et 2.2.2.2. La formule intégrale de l'équation (A.41) a donné les meilleurs résultats. En effet, cette formule prend en compte les temps d'intégrations du moyen de mesure. Elle permet de se passer de la détection de maxima et minima, qui sont très sujets aux bruits. Elle ne nécessite qu'un moyennage temporel. C'est cet outil qui a été utilisé pour obtenir les valeurs de  $\alpha$ .

Des deux formules proposées par D. Perrier, la formule (A.44) est celle qui a donné les résultats les plus satisfaisants. Il a fallu travailler sur le moyennage temporel des valeurs. En effet, le bruit local est suffisamment important pour perturber les résultats.

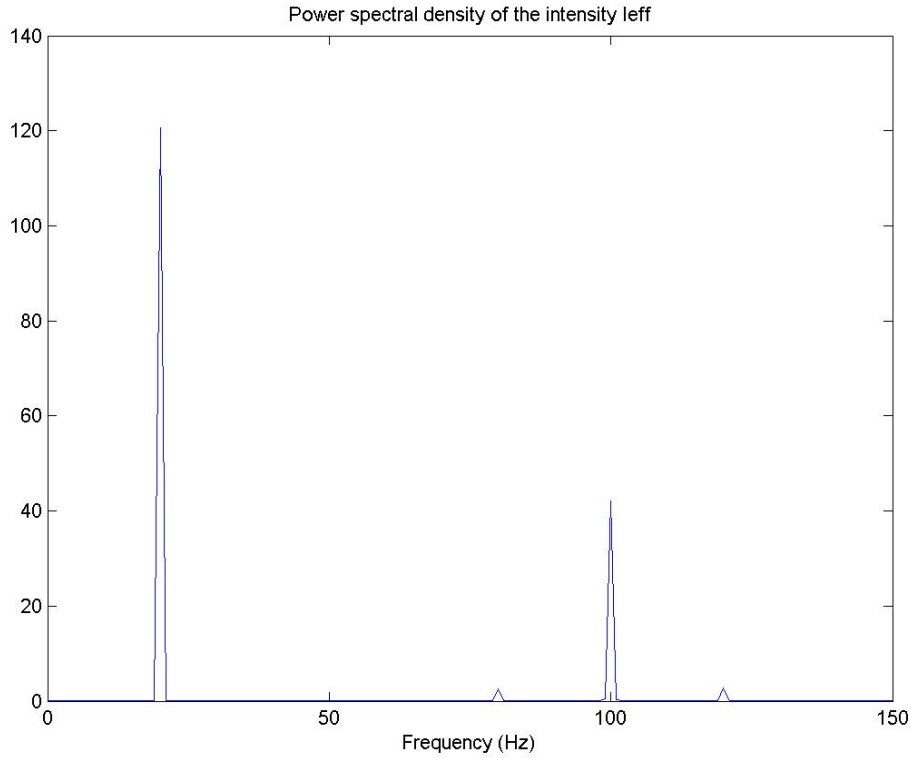


FIG. A.4.1 - Spectre du courant efficace simulé, pour  $f_{Ech} = 6000 \text{ Hz}$ ,  $f_2 = 20 \text{ Hz}$  et  $f_G = 100 \text{ Hz}$ .

#### A.4.2 Test de l'outil choisi

Nous avons réalisé ce test pour les trois méthodes précédentes. La formule (A.41) étant celle qui a donné les meilleurs résultats, nous présentons les résultats qui lui sont attachés. Nous avons simulé le courant modulé suivant :

$$I(t) = I_o \cos(\omega_1 t)(1 + \alpha \cos(\omega_2 t))(1 + \alpha_G \cos(\omega_G t)) \quad (\text{A.46})$$

La modulation en amplitude  $\alpha_G$  de pulsation  $\omega_G$  a été rajoutée pour cette étude parce que le générateur module naturellement le courant par un faible paramètre de modulation  $\alpha_G$  autour d'une fréquence de  $100 \text{ Hz}$ . Nous l'avons prise en compte, afin de tester cette méthode de détection de  $\alpha$  dans des conditions proches de l'expérience. Sur ce courant, nous calculons le courant efficace sur un échantillonnage de fréquence  $f_{Ech}$  (sur l'expérience,  $f_{Ech} \approx 100 \text{ Hz}$ ).

Nous avons tracé le spectre du courant efficace sur la figure A.4.1. Nous retrouvons bien les fréquences  $f_2$  et  $f_G$ . Nous avons choisi  $\alpha = 0.5$  et  $\alpha_G = 0.3$ . Bien sûr le paramètre  $\alpha_G$  est plus faible sur le générateur réel, mais nous cherchons à perturber le test.

L'erreur sur  $\alpha$  est représentée dans le tableau A.1, pour  $f_2$  variable. Plus  $f_2$  et  $f_G$  sont proches plus les résultats sont dégradés. Pour  $f_G = 200 \text{ Hz}$  et  $f_2 = 20 \text{ Hz}$ , l'erreur relative n'est plus que de  $14 \%$ . Cette erreur peut aussi varier en fonction de la fréquence d'acquisition  $f_{Ech}$ . Les résultats sont représentés sur le tableau A.2.

Les résultats sont dégradés car le calcul de la valeur efficace locale du courant coupe la modulation. Ce phénomène est représenté sur la figure A.4.2. On peut voir sur cette figure que pour  $f_{Ech}$  élevé les

TAB. A.1 - Evolution de  $\Delta\alpha/\alpha$  pour différentes valeurs de  $f_2$ , pour  $f_{Ech} = 500 \text{ Hz}$  et  $f_G = 100 \text{ Hz}$ .

$f_2$	$\Delta\alpha/\alpha$
5	0.74 %
10	4.94 %
15	14.9 %
20	20.46 %

TAB. A.2 - Evolution de  $\Delta\alpha/\alpha$  pour différentes valeurs de  $f_{Ech}$ , pour  $f_2 = 20 \text{ Hz}$  et  $f_G = 100 \text{ Hz}$ .

$f_{Ech}$	$\Delta\alpha/\alpha$
500	20.46 %
2 000	23.4 %
6 000	19.46 %

deux modulations sont bien visible, tandis que la modulation en  $\omega_G$  a disparu pour  $f_{Ech} = 100 \text{ Hz}$ .

Les résultats présentés dans cette annexe ont été fait pour des mauvaises conditions. L'évaluation de  $\alpha$  ne nécessite pas une grande précision. La figure A.4.2 montre que la détection du paramètre de modulation est toujours possible dans nos conditions expérimentales. Si nous voulions améliorer cette mesure, il suffirait d'augmenter la vitesse du processeur de l'ordinateur d'acquisition, ainsi que sa vitesse d'écriture.

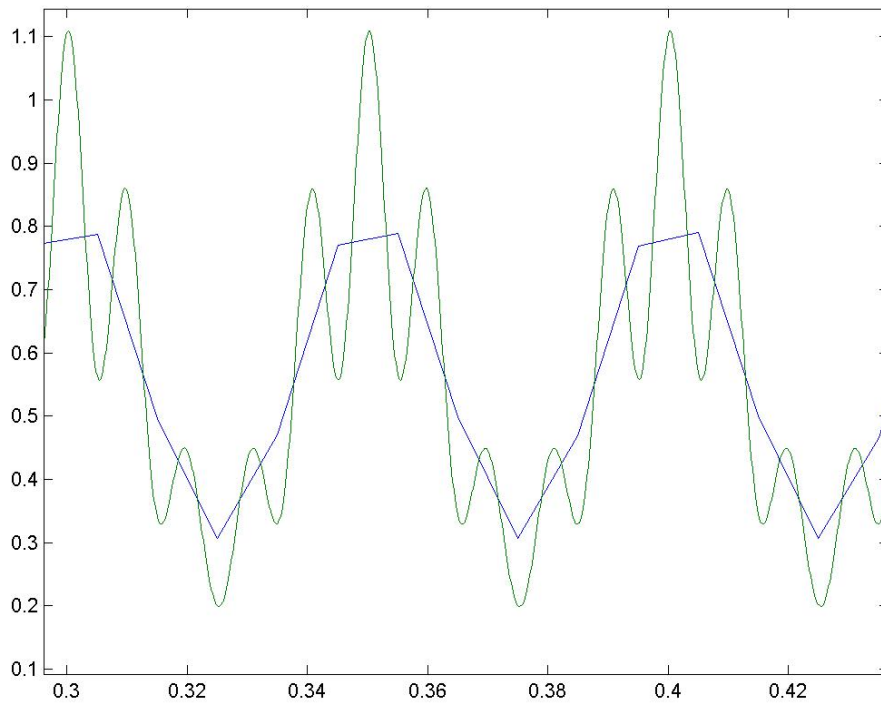


FIG. A.4.2 - Représentation de  $I_{eff}$  calculé localement pour  $f_{Ech} = 60\,000\text{ Hz}$  en vert et  $f_{Ech} = 100\text{ Hz}$  en bleu avec  $f_G = 100\text{ Hz}$  et  $f_2 = 20\text{ Hz}$ .



## A.5 Préparation des échantillons et réactions chimiques dans la goutte lévité

### A.5.1 Préparation des échantillons

Pour la seconde campagne d'expériences, il a été nécessaire de fabriquer des sphères de 15 mm de diamètre à partir de sphères de 8 mm environ. Afin de mouler ces sphères, nous avons décidé de couler du nickel liquide dans une lingotière (voir figure A.5.1). Le nickel est placé dans un creuset froid doté d'un doigt escamotable, où il est fondu. Ce doigt est retiré lorsque le nickel est liquide. Ce dernier peut alors couler dans la lingotière placée sous le creuset froid. Le creuset froid et la lingotière sont placés dans une enceinte étanche au sein de laquelle le vide est fait, puis de l'argon est injecté. Les risques d'oxydation du nickel sont ainsi minimisés.

### A.5.2 Propreté des échantillons

Il a été montré par I. Seyhan et I. Egry [Seyhan et Egry, 1999] que l'oxydation d'un matériau avait un impact sur sa tension de surface. Afin de nous assurer que les échantillons de nickel, que nous allons utiliser, ne présentent pas une variation de tension de surface affectée par la création d'une couche d'oxyde en surface du nickel liquide, l'expérience de lévitation a été placée dans une enceinte étanche. Une pompe à vide descend la pression de l'enceinte jusque  $5.10^{-5}$  mbar. Puis l'enceinte est remplie de gaz neutre (hélium). Cette opération de mise sous vide et sous hélium est renouvelée trois fois avant chaque début de fusion. Les expériences ne peuvent pas être menées dans un vide partiel parce que le nickel serait alors sublimé. Ceci est visible sur la figure relative au diagramme pression température du nickel, cf. figure A.5.2. Ce graphique a été tracé à partir des données d'Iida [Iida et Guthrie, 1988] et du Smithells [Smithells, 2002].

Nous avons étudié l'équilibre thermodynamique de notre système afin de déterminer s'il restait des traces d'oxygène et d'eau après avoir introduit l'hélium dans l'enceinte.

Les calculs d'équilibre thermodynamique ont été réalisés sous *TT-Winner*. La description du logiciel est donnée dans [Katsonis et Pateyron, 2003]<sup>1</sup>. Pour différentes températures, nous avons simulé les équilibres des produits issus des réactions possibles entre les éléments présents. Pour simuler un cas plus proche des conditions expérimentales, nous avons choisi de simuler un cas où seul des traces d'oxygène, d'eau et de carbone (impuretés les plus probables dans le nickel) sont présentes. Nous avons choisi comme variables d'entrée du logiciel : 0.08 moles de nickel, 0.001 moles de carbone, 0.001 moles d'eau et 1 mole d'hélium. Sur 92 produits de réactions possibles, nous ne montrons que celles susceptibles d'exister. C'est pourquoi l'hélium n'apparaît pas. Ce dernier ne réagissant pas avec d'autres produits.

Les résultats sont présentés sur les figures A.5.3 et A.5.4. Ces graphiques permettent de savoir si nous pouvons négliger ou non l'évaporation du nickel. Mais surtout nous pouvons apprécier les réactions chimiques présentes à la surface de la goutte lévité. Le vide créé dans l'enceinte n'est pas parfait et il est impossible de s'assurer de l'absence d'éléments indésirables. Grâce aux équilibres thermodynamiques des figures A.5.3 et A.5.4 nous voyons que les réactions dues à l'oxygène et à l'humidité contribuent à la purification de la goutte de nickel en réagissant avec le carbone évacué sous forme de gaz monoxyde

---

<sup>1</sup>Programme du Club des usagers ADEP

TAB. A.3 - Composition chimique des billes de nickel (*Inco*)

Elément	Proportion massique	Nombre de moles dans notre système (charge de 5g)
Nickel	99.8	0.085
Soufre	0.0004	$6.24 e^{-5}$
Cobalt	$< 0.00005$	$< 4.24 e^{-6}$
Cuivre	0.0002	$1.57 e^{-5}$
Fer	0.005	$4.48 e^{-4}$
Zinc	$< 0.00005$	$< 3.82 e^{-6}$
Carbone	0.012	$5.00 e^{-3}$
Plomb	$< 0.00002$	$< 4.83 e^{-7}$

de carbone.

De plus, avec les températures d'équilibre du système ( $\approx 1\,800\text{ }^{\circ}\text{C}$ ), pour ne pas vaporiser le nickel, une pression de l'ordre de la pression atmosphérique est nécessaire. Pour éviter l'introduction de gaz provenant de l'extérieur de l'enceinte, cette dernière sera mise en légère surpression par rapport à la pression atmosphérique.

Nous avons obtenu les analyses du nickel par l'entreprise le commercialisant (*Inco*). La composition du nickel est donnée dans le tableau A.3. Nous avons simulé l'impact de ces éléments présentés dans le tableau sur les propriétés thermophysiques et l'équilibre thermodynamique de ce système. Nous avons choisi comme variables d'entrée du logiciel :  $0.085\text{ moles}$  de nickel,  $5.00 e^{-3}\text{ moles}$  de carbone,  $0.001\text{ moles}$  d'eau et  $1\text{ mole}$  d'hélium et tous les éléments du tableau entrés en proportion relative par rapport aux  $0.085\text{ moles}$  de nickel.

Bien que le système de la goutte lévité ne soit jamais à l'équilibre thermodynamique, cette étude permet d'apprécier dans quel sens les réactions se font à la surface de la goutte. Dans la plage de températures qui nous intéresse ( $1\,800$  à  $2\,400\text{ K}$ ) :

- toutes les molécules d'hydrogène se mettent sous forme de gaz di-hydrogène  $H_2$ ,
- celles d'oxygènes se combinent en monoxyde de carbone  $CO$ , évacuant ainsi le carbone de la goutte,
- le soufre, en dépassant  $1\,900\text{ K}$ , se combine en gaz  $CS$  et  $CS_2$ ,
- tout le cuivre s'évapore.

Les résultats sont représentés sur la figure A.5.5. D'après les indications données par le graphique d'équilibre thermodynamique, la goutte lévité est purifiée au cours de sa fusion. Toutefois nous n'avons pas fait une étude de la cinétique de ces réactions. L'évaporation du nickel n'a lieu que pour des températures supérieures à  $2\,300\text{ K}$ . Ces températures ne semblent pas être atteintes lors des expériences, voir paragraphe 2.2.3.2.

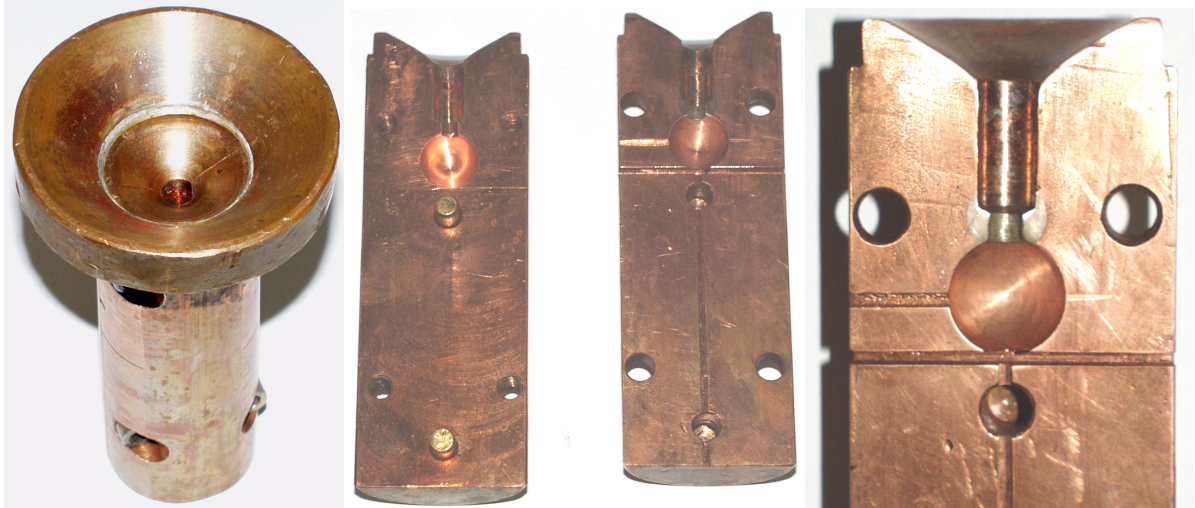


FIG. A.5.1 - Différentes vues de la lingotière. Il est possible de voir les événements qui servent à évacuer l'air par le bas et les côtés.

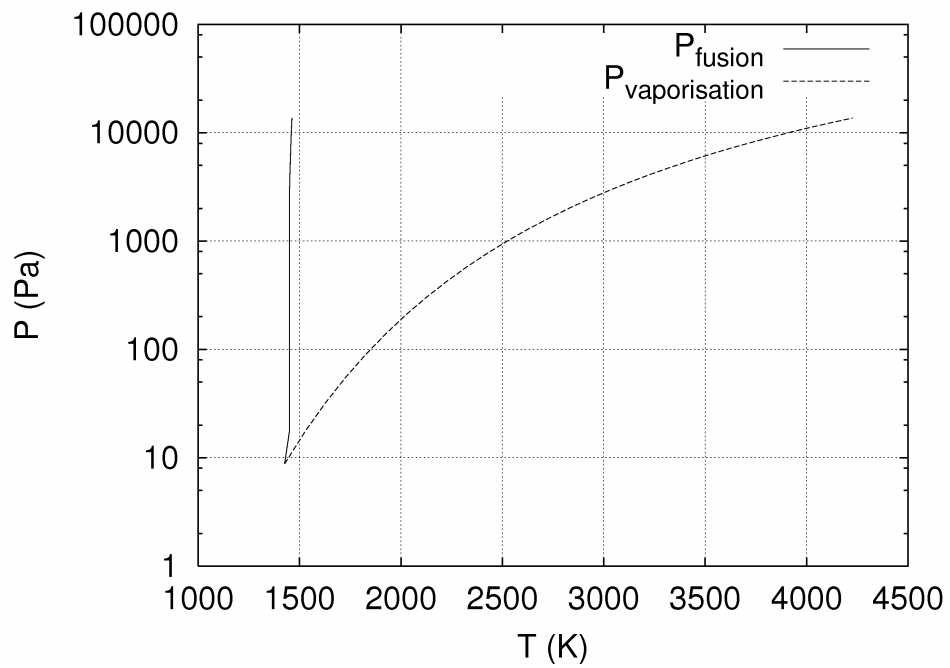


FIG. A.5.2 - Diagramme pression température du Nickel

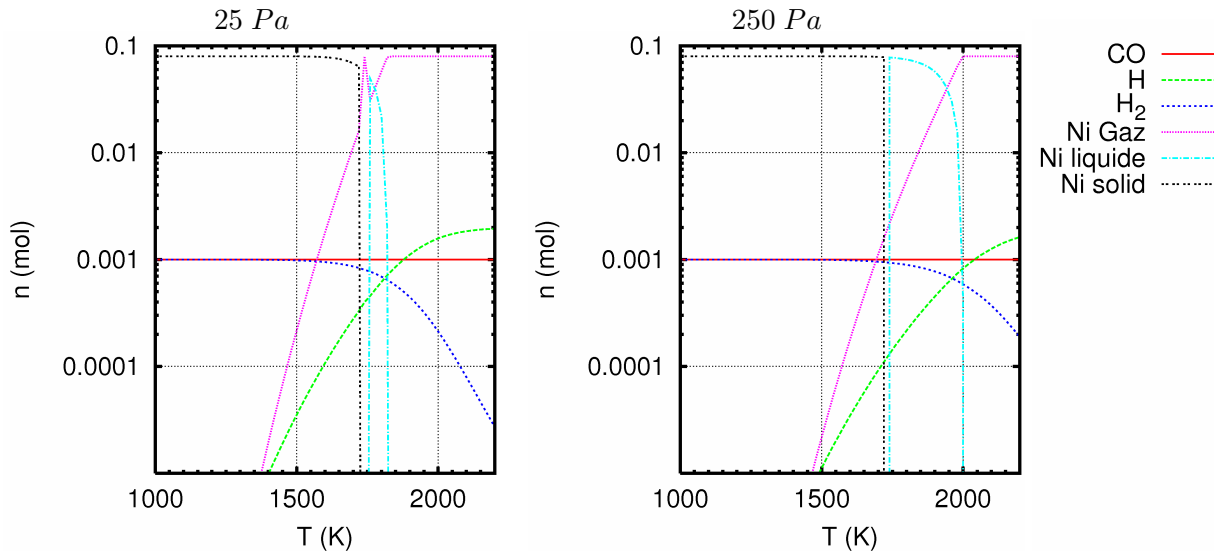


FIG. A.5.3 - Valeurs des produits de réactions à l'équilibre thermodynamique pour des pressions de 25 Pa à gauche et 250 Pa à droite.

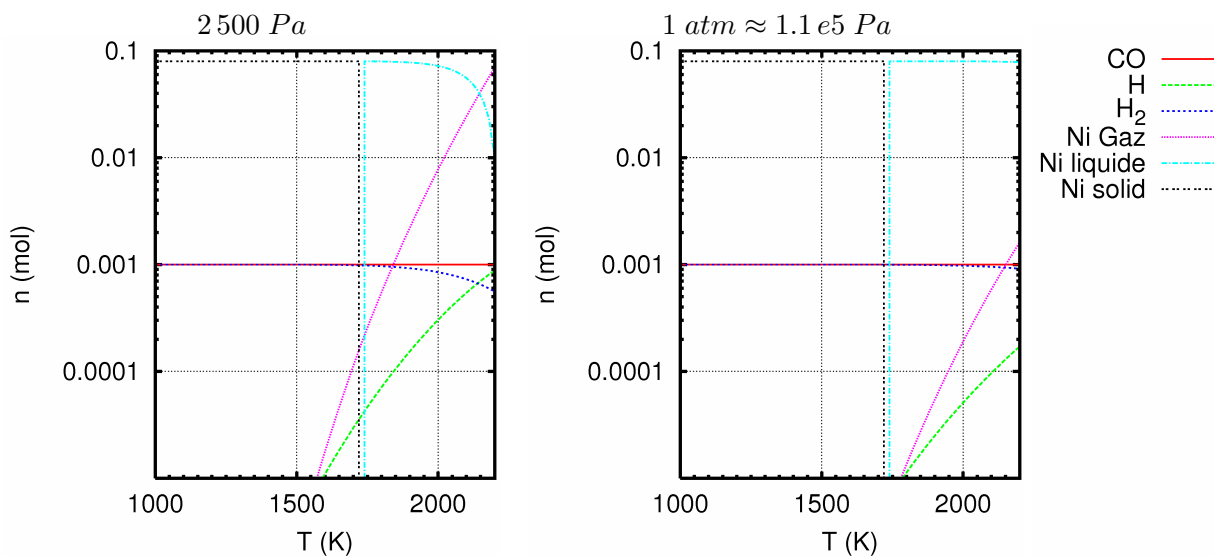


FIG. A.5.4 - Valeurs des produits de réactions à l'équilibre thermodynamique pour des pressions de 2500 Pa à gauche et 1 atm à droite.

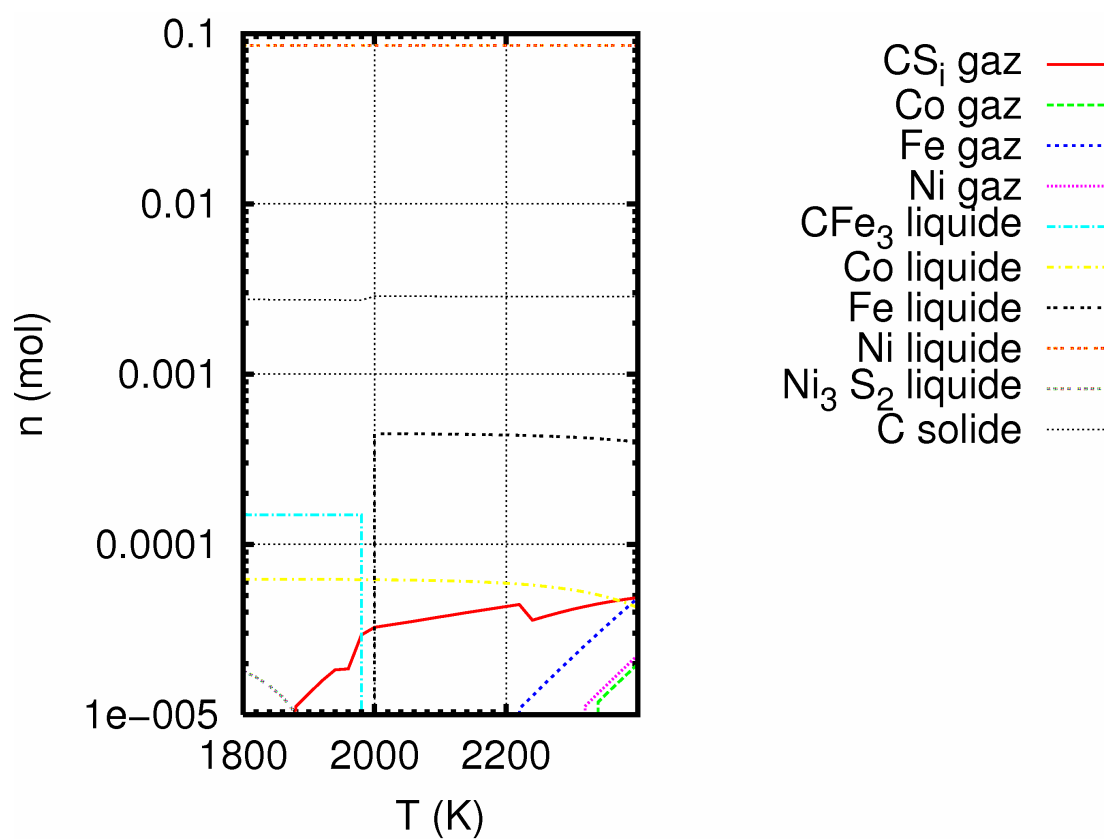


FIG. A.5.5 - Equilibre thermodynamique des différentes espèces présentes dans l'échantillon e nickel.

## A.6 Puissances Joule dissipées dans une charge sphérique

Le cas suivant a été choisi, parce qu'il peut être entièrement modélisé analytiquement (voir Annexe A.6.1).

Il s'agit d'une sphère solide coaxiale à une boucle de courant. Cette dernière est modélisée de deux façons, soit l'inducteur est ponctuel dans le plan méridien (c'est-à-dire filiforme dans l'espace), soit il est représenté par une surface circulaire. Les données géométriques correspondant à la figure A.6.1 sont :

- $r_o = 8.66 \text{ mm}$
- $R = 5 \text{ mm}$
- $\theta_o = 60^\circ$

### A.6.1 Calculs analytiques de la puissance Joule dissipée dans une sphère à proximité d'une bande de courant filiforme

Les développements réalisés ici issus de Priede [Priede et Gerbeth, 2005]. Nous étudions la configuration représentée sur la figure A.6.1.

Le problème électromagnétique est régi par l'équation de diffusion du vecteur potentiel  $\vec{A}$  :

$$\nabla^2 \vec{A} = -iR\omega \vec{A} \quad (\text{A.47})$$

Hors de la sphère cette équation devient  $\nabla^2 \vec{A} = 0$ . Il apparaît ainsi des conditions limites à la surface de la sphère. La continuité du vecteur potentiel doit être assurée, ainsi que la continuité de sa dérivée normale :

$$\left[ \vec{A} \right]_S = \left[ \frac{\partial \vec{A}}{\partial n} \right]_S = 0 \quad (\text{A.48})$$

Où l'opérateur  $[f]_S$  dénote un saut de la valeur  $f$  à la surface.

Les inducteurs sont supposés filiforme, on a donc :

$$\vec{j}_o = \frac{I}{R^2} \delta_D(\theta - \theta_o) \frac{\delta_D(r - r_o)}{r_o} \vec{e}_\Phi = -\frac{I}{R^2} \sin \theta \delta_D(\cos \theta - \cos \theta_o) \frac{r - r_o}{r_o} \vec{e}_\Phi \quad (\text{A.49})$$

En réalisant un développement du courant en harmoniques sphériques de secondes espèces  $Y_l^m$ , comme suit :

$$\vec{j}_o^e(\vec{r}) = -\sqrt{2\pi} \sin(\theta_o) \frac{\delta_D(r - r_o)}{r_o} \sum_{l=1}^{\infty} Y_l^1(\theta_o, 0) \sum_{m=-1}^1 \vec{I}^m Y_l^m(\theta, \phi) \quad (\text{A.50})$$

Il est alors possible de montrer que le vecteur potentiel dans la sphère est égal à :

$$\vec{A}_o^e(\vec{r}) = -\sqrt{2\pi} R_o \sum_{l=1}^{\infty} \frac{X_l^1(\vec{r}_o)}{2l+1} \sum_{m=-1}^1 \vec{I}^m \bar{X}_l^m(\vec{r}) \quad (\text{A.51})$$

avec  $X_l^m(\vec{r}) = r^{-l-1} Y_l^m(\theta, \phi)$  et  $\bar{X}_l^m = r^l Y_l^m(\theta, \phi)$ .

Nous voulons calculer la puissance Joule dissipée, définie comme :

$$P = \int \frac{\vec{j}^2}{\sigma} dV = \sigma \int \left| \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right|^2 dV \quad (\text{A.52})$$

TAB. A.4 - Comparaison des différents codes

	<i>Induc2D</i>	<i>Ophelie</i>	<i>JPCode</i>
modélisation de l'inducteur	circulaire	circulaire en 15 segments	ponctuel
modélisation de la répartition des courants dans les inducteurs	Densité constante	répartition calculée	intensité totale
modélisation des courants induits dans la charge	résolution complète de l'équation l'induction 1.34	décroissance exponentielle 85 segments	60 segments
formage électromagnétique	non	oui	oui
position d'équilibre	oui	oui	oui

On obtient :

$$\langle P \rangle = \pi R_\omega^2 \frac{I_o^2}{R_o \sigma} \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{r=0}^{\pi} 1 r^2 \sin(\theta) |A^e|^2 dr d\theta \quad (\text{A.53})$$

La puissance Joule est adimensionnée par  $P_o$ , telle que :  $\langle P \rangle = P_o \times P^*$  et :

$$P_o = \frac{I_o^2}{\sigma R_o} \quad (\text{A.54})$$

### A.6.2 Comparaison des codes

Nous avons utilisé trois codes : *Ophelie*, *Induc2D* et le code développé par J. Priede, appelé *JPCode*. Les comparaisons des codes sont résumées dans le tableau A.4.

### A.6.3 Résultats numériques

Nous avons simulé la sphère proche d'une bande de courant de  $I_o = 400 \text{ A peak}$  à une fréquence  $f_1 = 303 \text{ kHz}$ . Afin d'étudier la sensibilité des différents outils à notre disposition, nous avons fait varier  $\sigma$  et  $\omega_1 = 2\pi f_1$ .

Nous avons utilisé deux codes de calculs *Induc2D* et *Ophélie*. Les résultats des simulations sont présentés sur les figure A.6.2 et A.6.3.

La figure A.6.3 est la même que la figure A.6.2 sauf que la puissance n'est pas adimensionnée par  $P_o = \frac{I_o^2}{\sigma R_o}$  sur la figure A.6.3. La figure A.6.2 montre que la puissance adimensionnée croit avec  $R_\omega$ . Cependant sur la figure A.6.3, un maximum est atteint vers  $R_\omega = 10$ , lorsque la conductivité électrique  $\sigma$  varie.

En traçant le rapport des puissances dissipées entre les codes de simulation sur celles du modèle analytique, nous obtenons la figure A.6.4. Nous pouvons voir qu'*Induc2D* donne une puissance plus élevée que le modèle analytique. L'évolution de ces écarts est indépendante du paramètre que nous faisons varier  $\sigma$  ou  $f_1$ . La puissance est plus élevée que dans le modèle analytique, ceci est dû au fait que lorsque nous avons des inducteurs surfaciques et non ponctuels comme dans *Induc2D*, on retrouve bien des puissances plus fortes de l'ordre de 10 %. Ceci est montré en utilisant le code *Ophélie* dans la section A.6.4.

TAB. A.5 - Résultats des simulations d'une sphère solide à proximité d'inducteurs filiformes et surfaciques pour  $I_o = 400 A \text{ peak}$  et  $f_1 = 303 kHz$ 

Cas étudié	Puissance dans la charge	Puissance dans l'inducteur
Inducteur filiforme	37 W	68 W
Inducteur surfacique	41 W	80 W

Le code *Ophélie* a été développé pour les grands nombres de  $R_\omega$ , les résultats de ce code deviennent consistants lorsque  $R_\omega$  croît, pour  $R_\omega > 100$ .

#### A.6.4 Comparaison des puissances induites avec des inducteurs filiformes ou des inducteurs surfaciques

Le code *Ophélie* permet de modéliser la distribution du courant dans les inducteurs et les interactions entre les différents courants (induits et inducteurs). Afin de pouvoir quantifier l'impact de ces distributions sur les résultats obtenus avec les autres codes, nous avons comparé le cas où l'inducteur est filiforme et le cas la répartition des courants est calculée.

Nous avons simulé le cas d'une sphère solide coaxiale à une bande de courant circulaire, comme représenté sur la figure A.6.1. Deux cas ont été simulés le premier pour un inducteur filiforme où le courant est régi par l'équation suivante :

$$\vec{j}_o = \frac{I_o}{R^2} \delta_D(\theta - \theta_o) \frac{\delta(r - r_o)}{r_o} \quad (\text{A.55})$$

avec  $\vec{j}_o$  la densité de courant parcourant l'inducteur,  $\theta_o$  l'angle positionnant l'inducteur et  $r_o$  la distance de l'inducteur au centre de la sphère.

La sphère simulée a les propriétés du nickel à température de fusion lorsqu'elle est liquide, à savoir une sphère de résistivité électrique  $\sigma$  égale à  $1.18e^6 \Omega^{-1}.m^{-1}$ . Le courant circulant dans l'inducteur est de  $I_o = 400 A \text{ peak}$  pour une fréquence  $f_1 = 303 kHz$ . Les résultats obtenus sont décrits dans le tableau A.5. On peut se rendre compte que les puissances mises en jeu pour un inducteur surfacique dans des gammes de paramètre d'écran  $R_\omega = 70$  est supérieure de 9.45 % à celle d'un inducteur filiforme. La densité de courant  $\vec{j}_o$  voit son intégrale sur la surface de l'inducteur constante. Après sa répartition est recalculée en fonction des courants induits dans la sphère. Comme ces courants sont en opposition de phase, ils attireront vers eux les courants inducteurs. Et ainsi ces courants seront plus proches de la charge, pouvant induire des puissances supérieures.



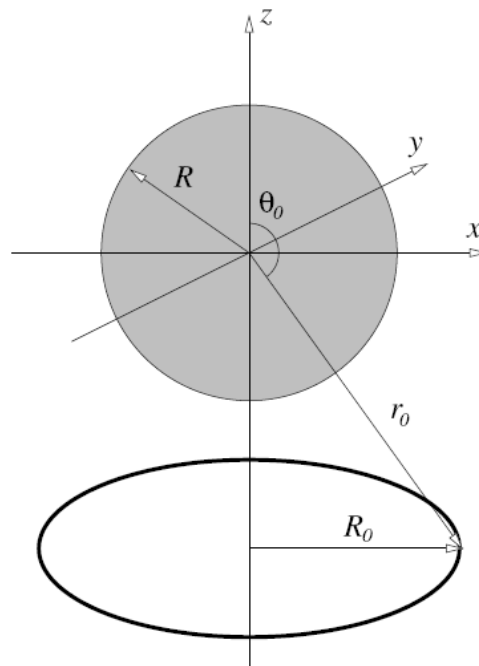
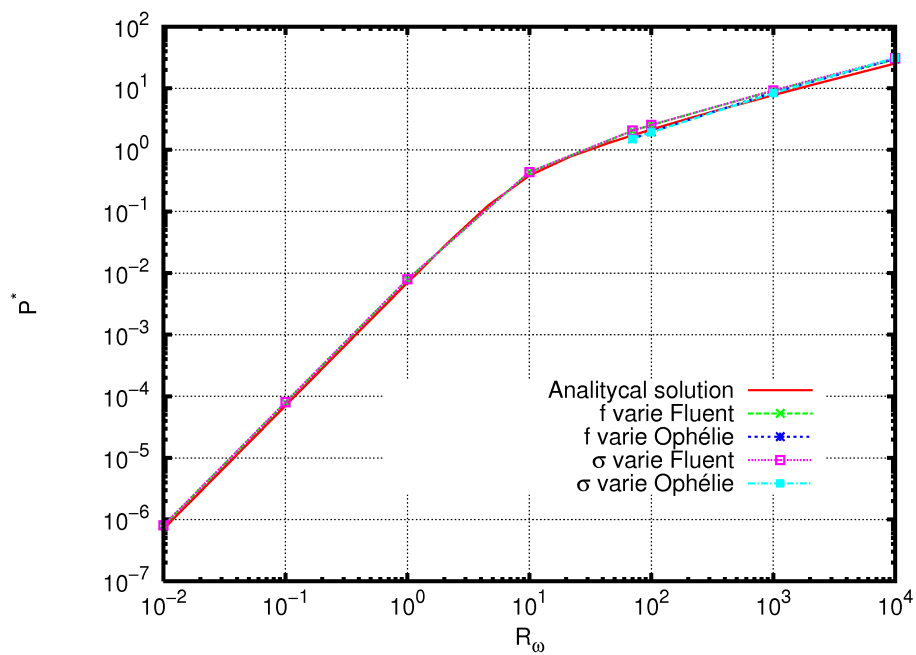


FIG. A.6.1 - Représentation de la configuration d'étude utilisée.

FIG. A.6.2 - Evolution de la puissance adimensionnée en fonction de  $R_\omega$ .

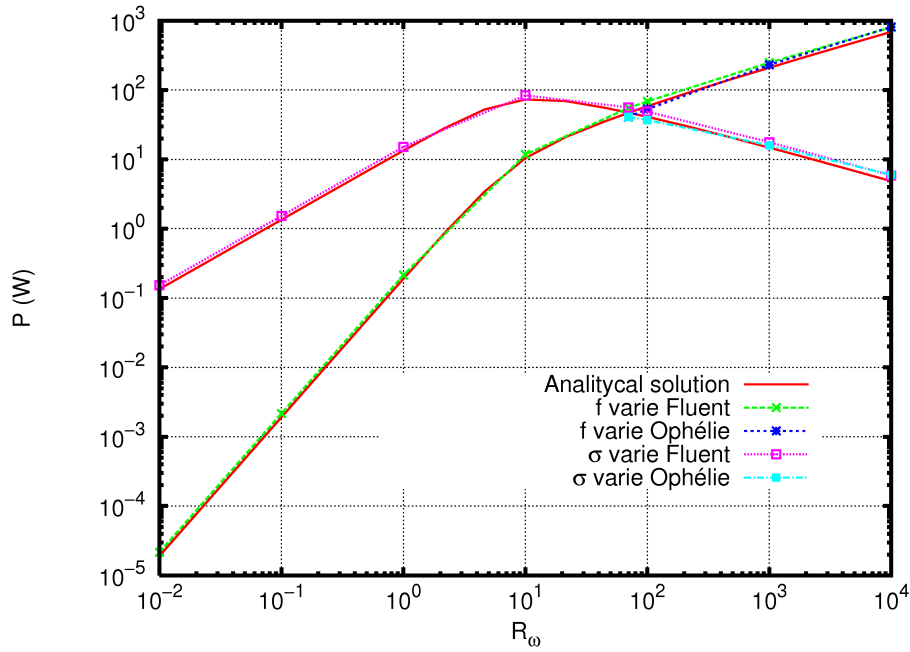


FIG. A.6.3 - Evolution de la puissance en fonction de  $R_\omega$ .

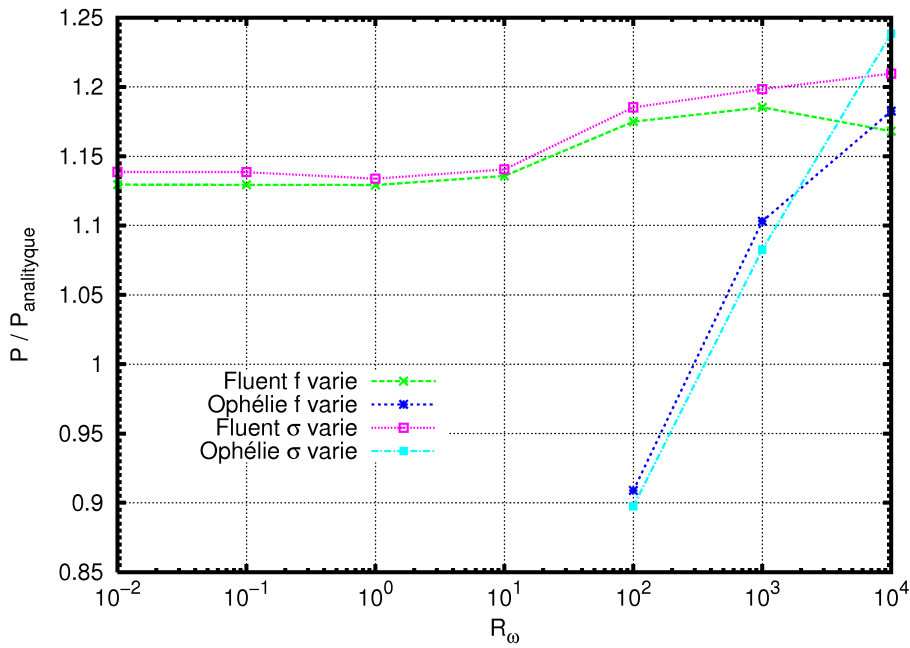


FIG. A.6.4 - Evolution de  $\Delta P/P$  en fonction de  $R_\omega$ , pour les codes *Ophélie* et *Induc2D*.

## A.7 Champ électromagnétique autour d'une sphère placée dans une bobine d'Helmholtz

Nous nous plaçons dans un cas simple de l'électromagnétisme pour étudier l'impact du champ magnétique sur les oscillations d'une goutte lévité. Les bobines d'Helmholtz sont utilisées comme inducteur de chauffage sur les expériences de lévitation réalisée en microgravité. Celles-ci ne seront pas utilisées dans les simulations comme dans l'expérience. Le champ magnétique créé par les bobines d'Helmholtz y sert à déformer la goutte et ne sera pas couper pour laisser relaxer la goutte lévité.

La bobine d'Helmholtz est représentée sur la figure A.7.1. Il s'agit d'un système composé de deux bobines de rayon  $b$  distantes de  $b$ . Le courant parcourant ces deux bobines ont le même sens. Le système de coordonnées choisies est  $(r, z, \theta)$ , défini sur la figure A.6.1.

### A.7.1 Champ magnétique autour d'une sphère solide

La bobine d'Helmholtz crée localement en son centre un champ magnétique constant  $B_0$ , d'intensité :

$$B_0 = \left(\frac{5}{4}\right)^{-\frac{3}{2}} \frac{2I_0\mu_0}{b} \quad (\text{A.56})$$

Si nous plaçons une charge parfaitement conductrice dans la bobine, alors le champ magnétique ne pénètre pas dans la charge :

$$\mathbf{B} = \left(0, 0, \frac{\chi}{r \sin(\theta)}\right) \quad (\text{A.57})$$

Qu'on peut écrire :

$$B_r = \frac{1}{r^2 \sin(\theta)} \frac{\partial \chi}{\partial \theta} \quad (\text{A.58a})$$

$$B_\theta = -\frac{1}{r \sin(\theta)} \frac{\partial \chi}{\partial r} \quad (\text{A.58b})$$

Hors de la sphère, l'atmosphère est non conductrice de l'électricité ( $\sigma = 0$ ), on peut écrire :

$$\nabla \times \mathbf{B} = 0 \quad (\text{A.59})$$

Ce qui peut se développer sous la forme :

$$r^2 \frac{\partial^2 \chi}{\partial r^2} + \sin(\theta) \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{1}{\sin(\theta)} \frac{\partial \chi}{\partial \theta} \right) = 0 \quad (\text{A.60})$$

ou

$$E^2(\chi) = 0 \quad (\text{A.61})$$

with :

$$E^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{\sin(\theta)}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{1}{\sin(\theta)} \frac{\partial}{\partial \theta} \right) \quad (\text{A.62})$$

En supposant que :

$$\chi = r \sin(\theta) \sum_{n=1}^{\infty} \chi_n r^n f_n(\cos(\theta)) \quad (\text{A.63})$$

## A.7. CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE AUTOUR D'UNE SPHÈRE PLACÉE DANS UNE BOBINE D'HELMHOLTZ

En remplaçant dans l'équation A.60 ; on peut trouver :

$$\chi = \frac{1}{2} B_0 r^2 \sin^2(\theta) \left( 1 - \left( \frac{a}{r} \right)^3 \right) \quad (\text{A.64})$$

Nous obtenons la valeur du champ magnétique à la surface de la sphère :

$$B_r = 0 \quad (\text{A.65a})$$

$$B_\theta = -\frac{3}{2} B_0 \sin(\theta) \quad (\text{A.65b})$$

### A.7.2 Petite déformation d'une goutte liquide placée dans une bobine d'Helmholtz

**Condition à la surface libre** L'hypothèse d'épaisseur de peau électromagnétique  $\delta$  nulle impose l'absence de mouvement du fluide dans la charge. Ainsi, l'équation de Bernoulli donne en chaque point de la surface :

$$\frac{B_S^2}{2\mu_0} + \gamma \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = cte \quad (\text{A.66})$$

où  $B_S$  est la norme du champ magnétique à la surface et  $R_1$  et  $R_2$  les rayons de courbure principaux de la surface libre au point considéré.

**Forme de la goutte** Nous supposons que la goutte déformée peut être approchée par une ellipse (représentée sur la figure A.7.2) d'équation :

$$\frac{x^2}{a} + \frac{y^2}{b} = 1 \quad (\text{A.67})$$

ou

$$y(x) = \frac{b}{a} (a^2 - x^2)^{1/2} \quad (\text{A.68})$$

**Courbure de l'ellipse** Nous calculons la courbure dans le plan méridien :

$$\kappa = \frac{1 + y''}{(1 + y'^2)^{3/2}} \quad (\text{A.69})$$

Soit :

$$\kappa = -\frac{a^4 b}{[a^4 + x^2 (b^2 - a^2)]^{3/2}} \quad (\text{A.70})$$

Ce qui nous donne en  $x = a$  et  $x = 0$  :

$$\kappa(x = 0) = -\frac{b}{a^2} \quad (\text{A.71})$$

$$\kappa(x = a) = -\frac{a}{b^2} \quad (\text{A.72})$$

Dans le plan perpendiculaire au plan méridien, les courbures sont respectivement :

$$\kappa(x = 0) = -\frac{1}{b} \quad (\text{A.73})$$

$$\kappa(x = a) = -\frac{a}{b^2} \quad (\text{A.74})$$

Ainsi nous obtenons la courbure totale en ces deux points :

$$2\kappa(x=0) = -\frac{a^2 + b^2}{a^2b} \quad (\text{A.75})$$

$$2\kappa(x=a) = -\frac{2a}{b^2} \quad (\text{A.76})$$

**Allongement en fonction de l'intensité du champ magnétique** Les valeurs des courbures sont entrées dans l'équation de Bernoulli A.66 :

$$- \text{ en } x=0 : \frac{B_S(x=0)^2}{2\mu_o} + \gamma \frac{a^2+b^2}{a^2b} = cte ;$$

$$- \text{ en } x=a : B_S = 0, \text{ donc } \gamma \frac{2a}{b^2} = cte.$$

La constante est la même pour ces deux équations, il est possible d'obtenir :

$$\frac{B_S(x=0)^2}{2\mu_o} = \gamma \frac{2a^3 - a^2b - b^3}{a^2b^2} \quad (\text{A.77})$$

Pour un champ magnétique  $B_o$  donné, la goutte s'allonge le long de l'axe  $x$ . Nous définissons le taux d'élongation  $\epsilon$  comme  $b = R_o(1 - \epsilon)$ . La conservation du volume nous donne :

$$\frac{4}{3}\pi ab^2 = \frac{4}{3}\pi R_o^3 \quad (\text{A.78})$$

Soit :

$$a = R_o \frac{1}{(1 - \epsilon)^2} \quad (\text{A.79})$$

Comme nous supposons  $\epsilon \ll 1$ , on peut linéariser comme :  $a = R_o(1 + 2\epsilon)$ . On peut écrire l'équation A.77 :

$$\frac{B_S(x=0)^2}{2\mu_o} = \gamma \frac{12\epsilon}{R_o} \quad (\text{A.80})$$

Nous avons  $B_S(x=0) = -\frac{3}{2}B_o$ , il vient :

$$\epsilon = \frac{3}{8} \frac{B_o^2 R_o}{\mu_o \gamma} \quad (\text{A.81})$$

Le nombre de Bond magnétique est défini comme :  $Bm = \frac{B_o^2 R_o}{2\mu_o \gamma}$ , on obtient alors :

$$\epsilon = \frac{3}{4} Bm \quad (\text{A.82})$$

A.7. CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE AUTOUR D'UNE SPHÈRE PLACÉE DANS UNE BOBINE D'HELMHOLTZ.

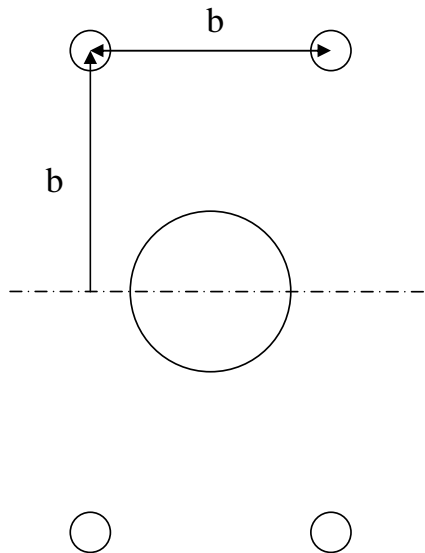


FIG. A.7.1 - Schéma de la bobine d'Helmholtz

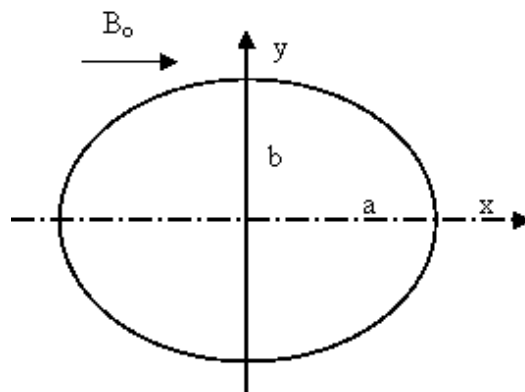


FIG. A.7.2 - Ellipse approchant la forme de la goutte déformée par le champ magnétique de la bobine d'Helmholtz.



## Annexe B

# Suppléments

Cette partie recueille deux articles qui ont été rédigés durant mon doctorat.

Ces articles sont :

- B. BARDET, J. PRIEDE, J. ETAY (2006), *Shape and mass centre oscillations of an electromagnetically levitated metal droplet* - Magnetohydrodynamics.
- J. ETAY et B. BARDET (2004), *Electromagnetic levitation under pulsated magnetic field* - Proceeding of the 4th Japan-France Cooperative Program Seminar - Nara - Japon - 4-7 Octobre 2004.



**B.1 Joint 15th Riga and 6th pamir International Conference : "Fundamental and applied MHD" B. BARDET, J. PRIEDE, J. ETAY - Metal droplet levitated in the amplitude modulated ac magnetic field - 2006**

## A METAL DROPLET LEVITATED IN THE AMPLITUDE-MODULATED AC MAGNETIC FIELD

*B. Bardet<sup>1</sup>, J. Priede<sup>2</sup>, J. Etay<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> *CNRS INPG EPM-Madylam, ENSHMG BP 95 St Martin d'Hères cedex, France*

<sup>2</sup> *Institute of Physics, University of Latvia, 32 Miera, LV-2169, Salaspils, Latvia*

**Introduction.** Electromagnetic levitation method is widely used for measurements of thermophysical properties of liquid metals. For example, surface tension and viscosity can be determined from the frequency and damping rate of shape oscillations, respectively. The usual approach is to excite an initial surface deformation and then to observe relaxation of its oscillations in time. This method is rather technically complicated because it requires a direct visual observation of the shape of surface and identification of different oscillation modes. We propose a different approach based on the analysis of shape oscillations in frequency rather than time domain. The idea of the method is to force shape oscillations with various frequencies and to observe their amplitude. The oscillations are forced by supplying the levitation coil with an amplitude-modulated AC current. Variation of the droplet shape and its position in the coil affect the total inductance of the coil, which, in turn, causes variation of AC frequency of a self-tuning power generator. Thus the shape oscillations forced by amplitude modulation cause, in turn, a modulation of the AC frequency, which is used to evaluate the amplitude oscillations. The resonance frequencies in the measured spectra are related to the surface tension, whereas the width of resonance peaks is related to the viscosity of the melt. In this work we simply compare model and experimental results related to static levitation only: free surfaces, inductance variation and frequency of horizontal oscillations of a solid sphere. We find that an axisymmetric model yields a good agreement with experiment.

### 1. Experimental set-up.

*1.1. The test cell.* The experimental facility for electromagnetic levitation, built at the EPM-Madylam laboratory, comprises 3 parts: a cell of experiment, an electrotechnical part, and a recording system. The test section (Fig. 1a) is a cell made from a quartz tube of 140 mm in diameter and closed by two caps. The bottom cap, made of electrically insulating material, contains both the through passes for electrical connections of the inductor and a mobile stem for putting of the solid load into the inductor (Fig. 1b). The top cap, made of steel, incorporates a vacuum tube, argon supply, and a through pass for a contact probe or a thermocouple. The electrotechnical equipment includes a high-frequency generator made by CELES that powers an oscillatory circuit consisting of an inductor and a set of capacitors. The inductor comprises 4 basic and 2 counter-windings similarly to the numerical model of Bojarevics Ref. [1]. The control and acquisition system is described in Ref. [2]. The load used for levitation was nickel.

*1.2. Image processing.* A standard 25 Hz video camera was used to record the droplet. A mirror was placed at 45° so that two perpendicular views of the droplet on each image were visible. This allowed us to observe 3D-shape of the droplet. Shape of the droplet was averaged over the time period of 2 seconds by digitalizing 50 images. From each image a contour of the droplet was extracted by choosing an average level of the blue color. The extracted contours were verified to be insensitive to the selected threshold level. The main frequencies of the vertical

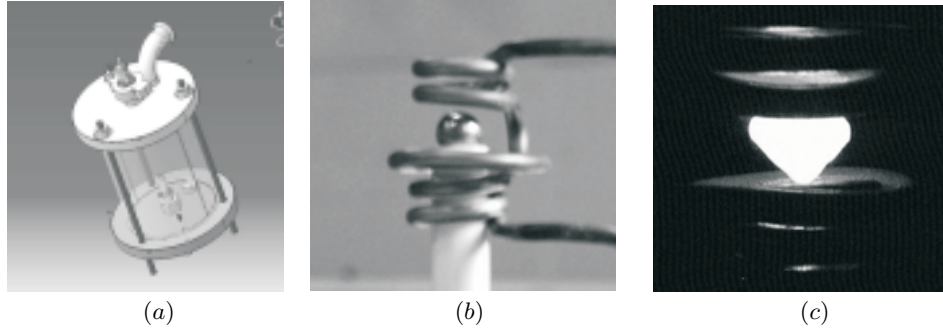


Fig. 1. Experimental set-up: enclosure of test – in the center the nickel sphere on its support before fusion – on the right the molten load of nickel in levitation.

and horizontal oscillations of a solid sphere were obtained from Fourier spectrum of its mass center coordinates.

**2. Numerical method.** The magnetic field around an axisymmetric droplet in the inductor modeled by a set thin circular current loops was calculated in the perfect-conductor approximation by a surface integral equation method in terms of the azimuthal component of the vector potential of magnetic field:

$A(\mathbf{r}) = A^e(\mathbf{r}) + A^i(\mathbf{r})$ , where  $A^e(\mathbf{r})$  is the external vector potential generated by the coil;  $A^i(\mathbf{r}) = 1/4\pi \int_L \partial(r'A(\mathbf{r}'))/\partial n' G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') r' dl'$  is the induced vector potential;  $L$  is the contour forming surface of the axisymmetric droplet;

$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = 2/\sqrt{r'r'} [(2/k - k) K(k) - 2/k E(k)]$  is the Green's function defined in terms of the complete elliptical integrals of the first and second kind,  $K(k)$  and  $E(k)$ , respectively, of modulus  $k = 2\sqrt{r'r'/((r+r')^2 + (z-z')^2)}$ . This surface integral equation has to be solved with respect to the unknown surface current distribution defined by  $\partial(r'A(\mathbf{r}'))/\partial n'$  satisfying boundary condition  $A(\mathbf{r})|_L = 0$  at the surface of the load assumed to be perfectly conducting here. This problem was solved numerically by using the boundary element method with constant elements. Equilibrium shape of the droplet was found by the using a variational approach requiring minimization of the total associated energy which may be written in a dimensionless form with the following gravitational, surface, and magnetic field contributions [3]:

$$U = 2\pi \left[ \int_L (1 + \text{Bo} |\mathbf{r}|^2 \mathbf{e}_z \cdot \mathbf{n}/2) r dl - \text{Bm} \sum_n r_n I_n A^i(\mathbf{r}_n) \right],$$

where  $\text{Bo} = \rho g a^2 / \gamma$  is the usual Bond number defined in terms of load density  $\rho$ , surface tension  $\gamma$ , load radius  $a$ , and free fall acceleration  $g$ ;  $\text{Bm} = \mu_0 I_0^2 / (4\gamma a)$  is the magnetic Bond number containing in addition the current amplitude  $I_0$ , and permeability of vacuum  $\mu_0$ . The last sum in the expression above is taken over the loops constituting the coil and represents the energy of the magnetic field associated with the currents induced in the load. Note that this expression excludes the self-energy of the coil which is formally divergent for a thin-winding model but, however, independent of the induced currents.

### 3. Results.

**3.1. Droplet shapes.** Fig. 2 shows comparison of droplet shapes observed experimentally with those calculated numerically. The shapes were recorded within two seconds after melting of the droplet in order to minimize the effects of variation of the thermophysical properties with the temperature. In Fig. 2, the filled

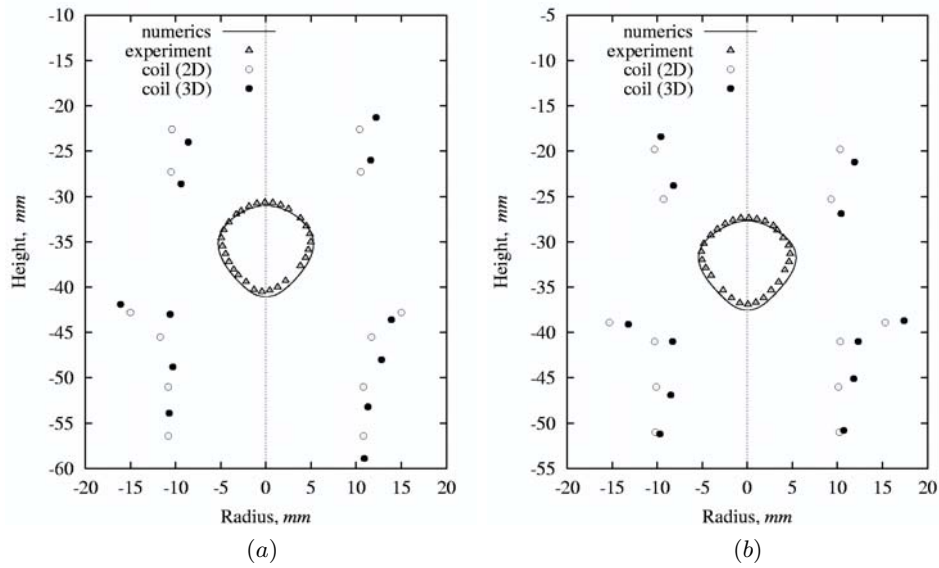


Fig. 2. Front (a) and side (b) views of experimentally observed shapes of a droplet of 10 mm in characteristic diameter together with the corresponding numerical results for  $I_{\text{eff}} = 428$  A effective current at  $f = 274\,200$  Hz AC frequency;  $\bullet$  – cross-section positions of the real 3D inductor;  $\circ$  – averaged positions of an axisymmetric inductor used for numerical simulation.

circles mark cross-section centers of the coil tube, whereas hollow circles mark the averaged positions of the corresponding axisymmetric coil used for numerical simulations. The comparison is done for the load of 10 mm in characteristic diameter at the effective current  $I_{\text{eff}} = 428$  A with the AC frequency  $f = 274\,200$  Hz. As seen, both the calculated shape and position of the droplet are close to the experimental observations. It is interesting to note that the difference between the numerical and experimental shapes slightly differs depending on the view. Thus, for front view the shape difference defined as the average of the distance between the closest pairs of experimental and numerical surface points is equal to 13% to and 15% for the front and side views shown in Figs. 2a and 2b, respectively. The difference of the vertical positions of the centre of mass of the calculated and measured drop is 1.08 mm. These discrepancies can be attributed to the very rough approximation used for calculations. Better agreement with experiment is obtained when the real size and shape of the inductor tube is taken into account. Additional significant discrepancy between the experiment and calculation is due to the zero skin depth approximation applicable for shielding parameters greater than 300, while in experiment the shielding parameter was only about 80. In the present case, the calculated power in the load is underestimated leading to a calculated position lower than the experimental one.

**3.2. Comparison on the oscillation.** The characteristic frequencies of mass center oscillations of solid load measured in experiment were about 8 Hz and 11.25 Hz for radial and axial directions, respectively. For the given coil design and fixed size of the load the frequencies, which are calculated according to the approach described in [4], depend in principle on both the current in the coil and the shielding parameter determined by the AC frequency. However, the numerical results evidence that the frequency practically depends on the vertical position of the load in the coil which, in turn, is determined by both the current in the coil and the shielding parameter. Direct dependence of the frequency on the shielding parameter at a fixed vertical position is weak. The vertical equilibrium positions of

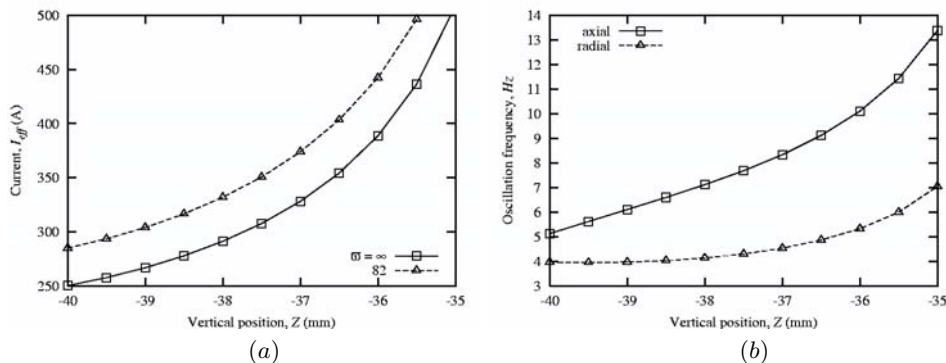


Fig. 3. Efficient current versus the vertical position of Ni load of 10 mm in diameter for the AC frequency  $f = 297$  kHz corresponding to shielding parameter  $\varpi = 82$  in comparison to the perfect-conductor approximation corresponding to  $\varpi = \infty$  (a). The frequency of the axial and radial mass centre oscillations of the load depending on its vertical position in the coil (b).

the load of characteristic diameter 10 mm are plotted in Fig. 3a versus the effective current at various shielding parameters. For the effective current 428 A at the AC frequency 297 kHz the axial equilibrium position is about  $z = -36$  mm that, according to the frequencies plotted in Fig. 3b, corresponds 5.1 Hz and 9.6 Hz for the radial and axial oscillations, respectively. Note that the calculated oscillation frequencies, especially the radial one, differ noticeably from the experimentally observed ones. Nevertheless, the ratio of the calculated radial and axial frequencies is close to 2 that agrees well with the theoretical prediction for the load close to the neutral point of the magnetic field [5].

**4. Conclusions.** An experimental set-up has been used to test a numerical code. The effects of the inductor helicity on the shape of the load have been quantified. Results from both calculation and experiment are in good agreement. Next efforts will be related to the description of the nonstationary free surface of the sphere under a pulsating magnetic field.

**Acknowledgement.** This work was partly supported by ESA in the framework of the MAP-Thermolab project. JP is grateful for the support from French-Latvian bilateral cooperation programme in science “Osmose.”

#### REFERENCES

1. V. BOJAREVICUS AND K. PERICLEOUS. Modelling electromagnetically levitated liquid droplet. *ISIJ Int.*, vol. 43 (2003), no. 6, pp. 890–898.
2. D. PERRIER, J.P. PAULIN, B. BARDET, R. GERNER, Y. FAUTRELLE, AND J. ETAY. A new way of diagnostic of the state of the load in an induction system. In *Proceedings of the 4th International Conference on Electromagnetic Processing of Materials – ISIJ Int.* (Lyon, France, 14-17 October 2003), paper C5–8.3.
3. A.D. SNEYD AND H.K. MOFFATT. Fluid dynamical aspects of the levitation-melting process.
4. J. PRIEDE AND G. GERBETH. Stability of electromagnetically levitated spherical sample in a set of coaxial circular loops. *IEEE Trans. Magn.* (in press).
5. D.L. CUMMINGS AND D.A. BLACKBURN. Oscillations of magnetically levitated aspherical droplet. *J. Fluid Mech.*, vol. 224 (1991), pp. 395–416.

**B.2 Electromagnetic levitation under pulsated magnetic field - Proceeding of the 4th Japan-France Cooperative Program Seminar - Nara - Japon - 4-7 Octobre 2004**

# Electromagnetic levitation under pulsated magnetic field

J.ETAY and B. BARDET

EPM-Madylam ENSHMG BP95 38402 St Martin d'Hères Cedex France

## Abstract :

A good knowledge of the thermo physical properties of liquid metal alloys is of major importance for processing metals. For this purpose, an electromagnetic levitator may be used. This has been performed in the past by an ESA project called TEMPUS-Containerless Processing in Space. Results were obtained. Nevertheless, stirring motions in the molten drop may generate instability problems, and lead to a deteriorated accuracy of the measure. In order to improve the accuracy of the measure we look at the effect of the modulation of inducing currents on the oscillations of the free surface. The experimental set-up is presented as well as its original device devoted to the driving of the experiment and the diagnostic on a test experiment. Then experimental results are discussed.

## 1. Introduction

The property of levitation of alternating magnetic fields is largely used to measure the physical properties of alloy metal: density, surface tension, viscosity, resistivity, heat-storage capacity, thermal conductivity. The physical phenomena on which this type of device rests can be summarized in the following way. An electric medium of conductivity  $\sigma$ , volume  $V$ , placed in a magnetic field  $\mathbf{B}$  of intensity characteristic alternate of pulsation  $\omega_1$ , develops induced electrical currents of density  $\mathbf{J}$ . This phenomenon has two effects on this medium called "load": a heating effect and a mechanical effect. The Joule effect is used to melt the load and to maintain it in temperature, when the mechanical effect is related to the electromagnetic forces  $\mathbf{F} = \mathbf{J} \times \mathbf{B}$  presenting an average part  $\langle \mathbf{F} \rangle$  and a pulsating part  $\mathbf{F}_p$  and  $\mathbf{F} = \langle \mathbf{F} \rangle + \mathbf{F}_p$ . The report/ratio  $\langle \mathbf{F} \rangle / |\mathbf{F}_p|$  increases like the square root of the shield parameter  $R_0 = \mu \sigma \omega_1 a^2$  measuring the thickness of diffusion of the magnetic field inside the load - the electromagnetic thickness of skin) compared with dimension characteristic of load  $a = (3V/4\pi)^{1/3}$  and  $\mu = 4\pi \cdot 10^{-7} SI$  is the magnetic permeability of the vacuum.

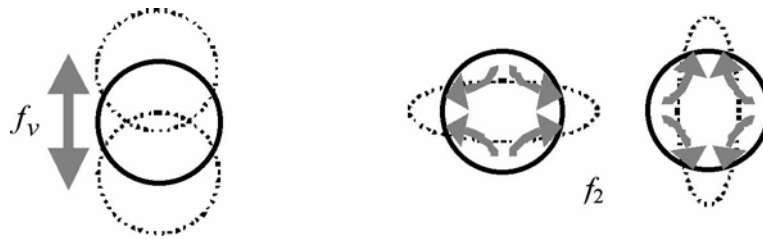
For a frequency  $f_1 = \omega_1/2\pi$  and a sufficiently high strength magnetic field, the medium can be put in levitation. The electromagnetic forces balance then the forces of gravity [ Okress et al. (1952) ], i.e.:  $\frac{B_0^2}{2\mu\rho g a} \approx O(1)$  where where  $g$  is the gravity, and  $\rho$  the density of the medium considered.

In addition to the levitation, the electromagnetic forces generate electromagnetic mixing. The characteristic velocity  $U$  of the stirring is roughly proportional to the intensity of the magnetic field  $U = \alpha \frac{B_0}{\sqrt{\mu\rho}}$  with  $\alpha$  a parameter which depends on the geometry used.

Lastly, the frequencies of the oscillations of the load which appear on this type of device are (see for example Cummings [ 1991 ])

- first a total vertical oscillation, which had with the fact that, on ground, the centre of gravity of the load in levitation does not correspond to the point of magnetic field no one. It is noticed that, in space, this source of potential instability strongly reduced is even removed. The frequency of this oscillation is called  $f_v = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{g}{2\Delta z_0}}$  where  $\Delta z_0$  is the difference of level between the centre of mass of the load in levitation and the position of the point of zero magnetic field. When  $\Delta z_0$  tends to zero, the frequency increases and the amplitude of the associated oscillations vanishes.
- second natural oscillations of the free surface, which one often calls the oscillations of Rayleigh (Lamb [ 1975 ]). It is the first of these instabilities, the mode of oscillation 2, which one excites during measurements of surface tension and viscosity. this frequency is called  $f_2 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{8\gamma}{\rho a^3}}$ , where  $\gamma$  is the surface tension of the molten load which one calls also drop.

These 2 types of oscillations are sketched on figure 1.



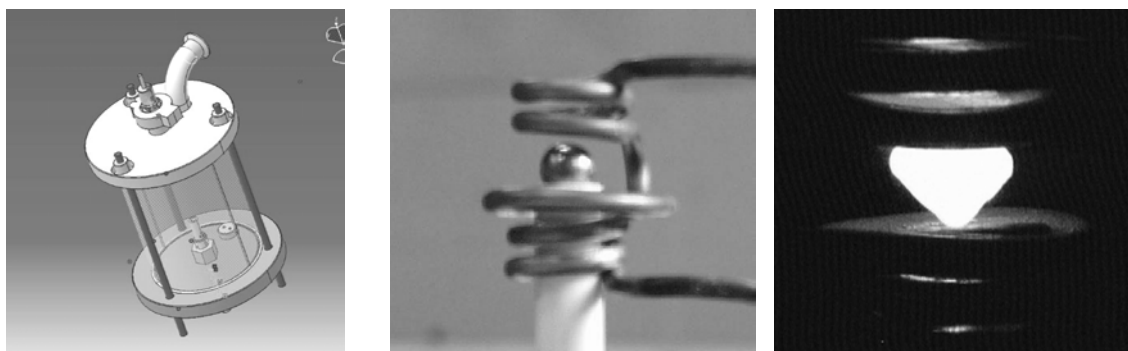
**FIG. 1** - Sketches of the 2 types of oscillation of the load in levitation. on the left vertical total oscillation - on the right natural oscillation mode 2.

Nowadays, measurements of surface tension and viscosity are carried out in the following way. Two inductors are implemented : one to center the load, the second to heat it. For measurement, the current in the second inductor is shut off. This allows the excitation of the second type of oscillation and therefore to deduce from the registration of the position of the top of the load, the surface tension by using the relation [Cummins 1991]:  $\gamma = \frac{3}{8} \pi \cdot M \cdot f_{measured}^2$  where  $M$  is the mass of the load. The damping of the oscillations gives the viscosity measurement. However, it happens that instabilities may disturb these measurements. The goal of this study is to improve reproducibility and accuracy, especially when measurements are carried out on the ground.

## 2. Experimental set-up

### 2.1 The test cell

An experiment of electromagnetic levitation was built at the EPM-Madylam laboratory. It comprises 3 parts: a cell of experiment, an electrotechnical part, an acquisition system. The cell (figure 2 on the left) is an enclosure made up of a quartz tube with a diameter 140 mm and closed by 2 flasks. The flask of the bottom, out of insulating matter electrically, allows the passage of both the electrical connections of the inductor and that of a mobile stem allowing the installation of the solid load in the inductor (figure 2 in the center). The flask of the top, made of steel, allows (i) to make the vacuum, (ii) to put the enclosure under argon, (iii) the possible positioning of a probe of contact or a thermocouple. The electrotechnical part includes a CELES generator supply (triodes) powering an oscillatory circuit comprising a set of capacitors and an inductor. The geometry of the inductor was selected identical to the numerical experiment of Bojarevitch [ 2003 ]. It is composed of 4 turns and 2 counter-turns. The part controls and acquisition of the experiment is presented in part 2.2. The load was selected as nickel whose thermophysical properties are listed in table 1. The orders of magnitude relative to the experiment are carried in table 2.



**FIG. 2** - Experimental set-up- on the left the enclosure of test - in the center the nickel sphere on its support before fusion - on the right the molten load of nickel in levitation.



melting point	$T_f = 1454 \text{ }^\circ\text{C}$
density (at $T_f$ )	$\rho = 7905 \text{ kg.m}^{-3}$
surface tension ( at $T_f$ )	$\gamma = 1.778 \text{ N.m}^{-1}$
heat capacity (at $T_f$ )	$c_p = 444 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
latent heat	$\Delta H = 292 \cdot 10^3 \text{ J.kg}^{-1}$
viscosity (at $T_f$ )	$\rho\nu = 0.0049 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$

**TAB. 1** - Nickel thermophysical data (Smithells [2002])

characteristic diameter of the load : $2a$	10 mm
frequency of the inducting current : $f_1$	297 kHz
shield parameter : $R_\omega = \mu\sigma\omega_1 a^2$	82
magnetic field needed for levitation : $B_0 \sim \sqrt{2\mu\rho g a}$	317 Gauss
Alfven velocity : $U_A = B_0 / \sqrt{\mu\rho}$	$0.32 \text{ m.s}^{-1}$
oscillation frequency of mode 2 : $f_{2_{natural}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{8\gamma}{\rho a^3}}$	19.1 Hz
frequency of the vertical oscillation $f_v = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{g}{2\Delta z_0}}$	11.15 Hz pour $\Delta z_0 = 1 \text{ mm}$

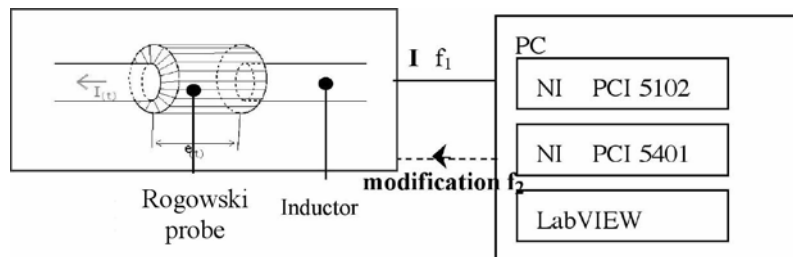
**TAB. 2** - Orders of magnitude relative to the experimental facility

### 2.1 The detector of resonance - Effect of a two-frequencies magnetic field on the dynamics of a free surface

We develop a system able to excite the natural oscillations of the drop in levitation and to detect them without any material contact. For that purpose, we wish to modulate the current in the inductor at its frequencies of resonance in order to produce the oscillations exhibiting the maximum amplitude. We thus modulate the primary current  $I$  at a variable frequency  $f_2 = \omega_2/2\pi$ , such as  $f_2 \ll f_1$  i.e.  $I = I_0(1 + \alpha \cos \omega_2 t) \cos \omega_1 t$  where  $\alpha$  is the coefficient of modulation. In this case, it was shown [ Perrier (2003) ] that the electromagnetic forces in the load are put in the form:  $\langle \mathbf{F} \rangle = \langle \mathbf{F}_0 \rangle \left\{ \left( 1 + \frac{\alpha^2}{2} \right) + \tilde{m}(t) \right\}$  where  $\langle \mathbf{F}_0 \rangle$  is the electromagnetic force for  $\alpha = 0$  and  $\tilde{m}(t) = \frac{\alpha}{2} \cos 2\omega_2 t + 2\alpha \cos \omega_2 t$ . The free surface of a liquid field subjected to such forces behaves like an oscillator forced at the frequency  $f_2$  or  $2f_2$ . I.e. its surface obeys the following space-time evolution:  $\eta(\mathbf{x}, t)$

$$\eta(\mathbf{x}, t) = \eta_o(\mathbf{x}) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n}{(\Omega_n^2 - \omega_2^2)} E_n(\mathbf{x}) \cos \omega_2 t + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_n}{(\Omega_n^2 - 4\omega_2^2)} E_n(\mathbf{x}) \cos 2\omega_2 t$$

where  $\eta_o(\mathbf{x})$  is the position of the free face in absence of modulation,  $E_n(\mathbf{x})$  and  $\Omega_n$  are related to an orthogonal frame, and to the eigenfrequencies of the oscillations of the Rayleigh type respectively. The fact that  $\eta_o(\mathbf{x})$  is not a sphere is called electromagnetic shaping : the parts of the free face closest to the inductors are pushed back of these areas, while the liquid tends to occupy the areas of weaker magnetic field.



**FIG. 3** - Sketch of the measurement device

An original device of detection without contact of the dynamic behavior of the load was tested. Its principle is described in [Perrier 2003.2]. It is based on the fact that the electrical oscillating circuit made of both a set of capacitors  $C$  and the system "inductor+load" of inductance  $L$  oscillates with resonance as :  $LC\omega_1^2 = 1$ . Thus, since  $C$  is fixed, a time measurement of the base frequency  $f_1$  gives the variation of  $L$ . Figure 3 represents the chain of recording and treatment of the signal. In order to follows the instant variation of  $f_1$  we follows The variation of  $f_1$  is chosen as average value of  $f_1$  calculated on 25 sampling points  $\Delta f_1(t) = \frac{f_{sampling}}{25} \sum_{n=1}^{25} (f_{1_{max}} - f_{1_{min}})(t_n)$  where  $f_{1_{max}}$  and  $f_{1_{min}}$  are the maximum and minimum.

### 3. Results

Figure 4 represents the measurements taken for a frequency of reference  $f_1$  equal to 287 kHz. The corresponding input parameters are described in table 3.  $V_{cm}$  is the level of the input voltage,  $f_2$  the frequency of imposed modulation and  $\beta$  the factor of modulation. Because of the shift between these parameters and the real current in the inductor, calibration is needed. The sampling frequency is equal to 60 Hz.

	Vcm (V)	$f_2$ (Hz)	$\beta$ %
from 0 to 43 s	1	0	0
from 43 to 53 s	1.2	7.5	0.375
from 53 to 60 s	1	0	0
from 60 to 70 s	1.2	8	0.375
from 70 to 77 s	1	0	0
from 77 to 87 s	1.2	8.5	0.375

**TAB. 3** - Input parameters of the measurement relative to figure 3

In the presence of modulation, the mean level of the instruction of entry is adjusted in order to allow the levitation in spite of the fall of the  $I_0/V_{cm}$  ratio. The frequencies  $f_2$  are selected close to the half of the eigenfrequency which one wishes to excite. The experiment is carried under a partial vacuum of argon ( $p_{argon} = 2.1 \cdot 10^{-5} bar$ ) in order to avoid natural convection in the test cell.

time	mean $\Delta f_1$ (Hz) (figure 4)	value ( $A^2/s$ ) of the corresponding peak in the spectra (figure 5)
from 43 to 53 s	425	0.082
from 60 to 70 s	404	0.078
from 73 to 83 s	367	0.072

**TAB. 4** - Comparison of the values of  $\Delta f_1$  and of the value of the main peak of the spectrum of the inducting current

On figure 4 top, the evolution of the current in the inductor follows the  $V_{cm}$  evolution. The graph of the middle of figure 4 indicates that, throughout the experiment, the value of  $f_1$  decreases. This is linked to the time variation of the resistivity of the drop and indicates that the thermal balance is not reached in the present trial. The curves relative to the temporal variation of  $\Delta f_1$  (figure 4 bottom) are more tricky to analyse. Between 0 and 10 seconds, the level of  $\Delta f_1$  is high, indicating instabilities of the load as long as it is not molten. From 10 to 25 seconds,  $\Delta f_1$  increases regularly. This growth is significant from melting of the load. Indeed, when the load melts, its electrical resistivity variation is strong. Once the load is molten, ( $t > 25$  seconds)  $\Delta f_1$  is stabilized around 350Hz. When the inducting current is modulated, the

values of  $\Delta f_1$  are higher than in absence of modulation. However, we cannot distinguish among the tested frequencies  $f_2$  (i.e. 7.5; 8; 8.5 Hz), the one which is likely to excite the drop with the maximum amplitude. Indeed the differences in level of  $\Delta f_1$  are not that such significant from one modulation to another. We may say that no one of the three frequencies is an eigenfrequency or half of an eigenfrequency.

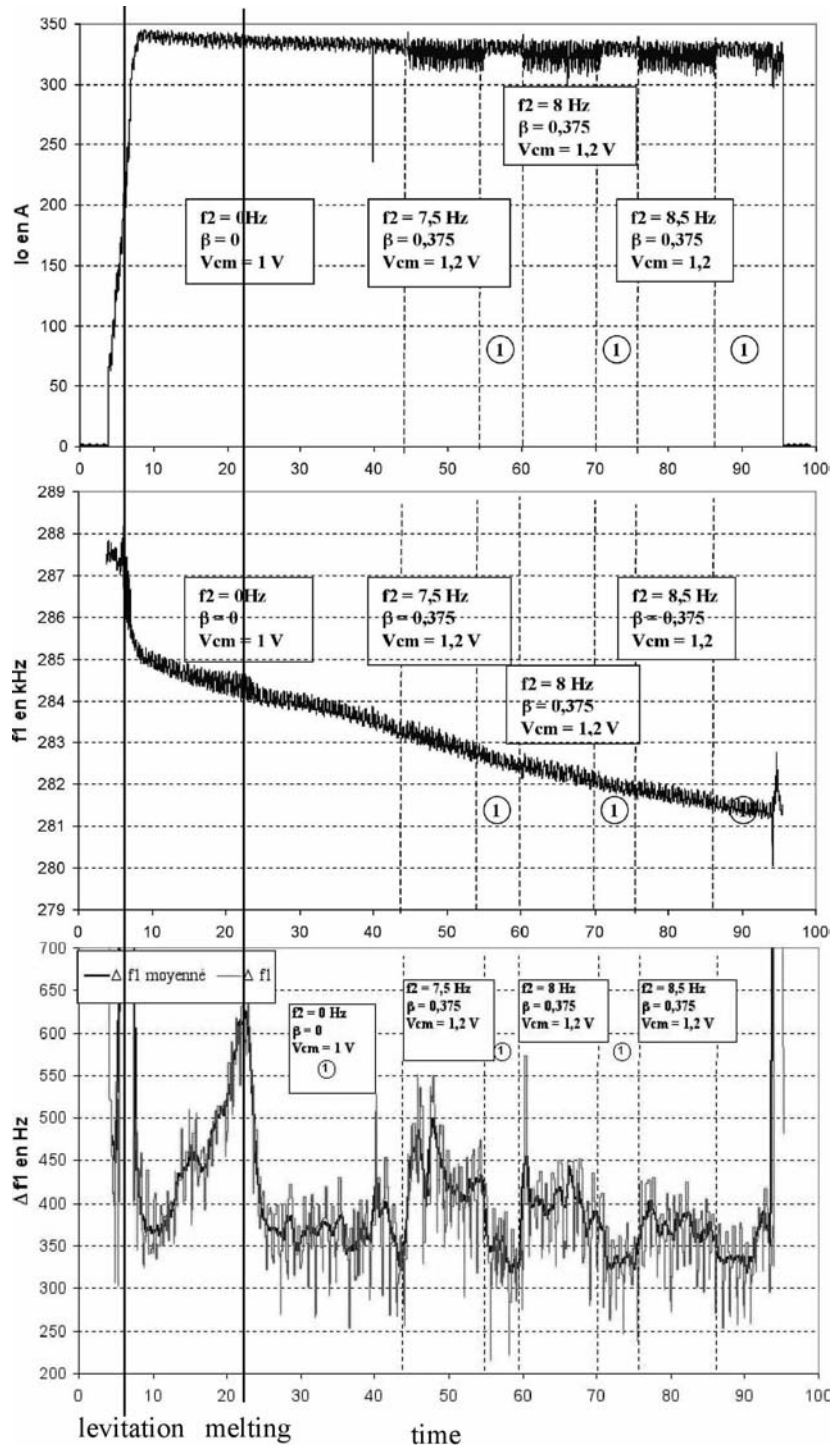
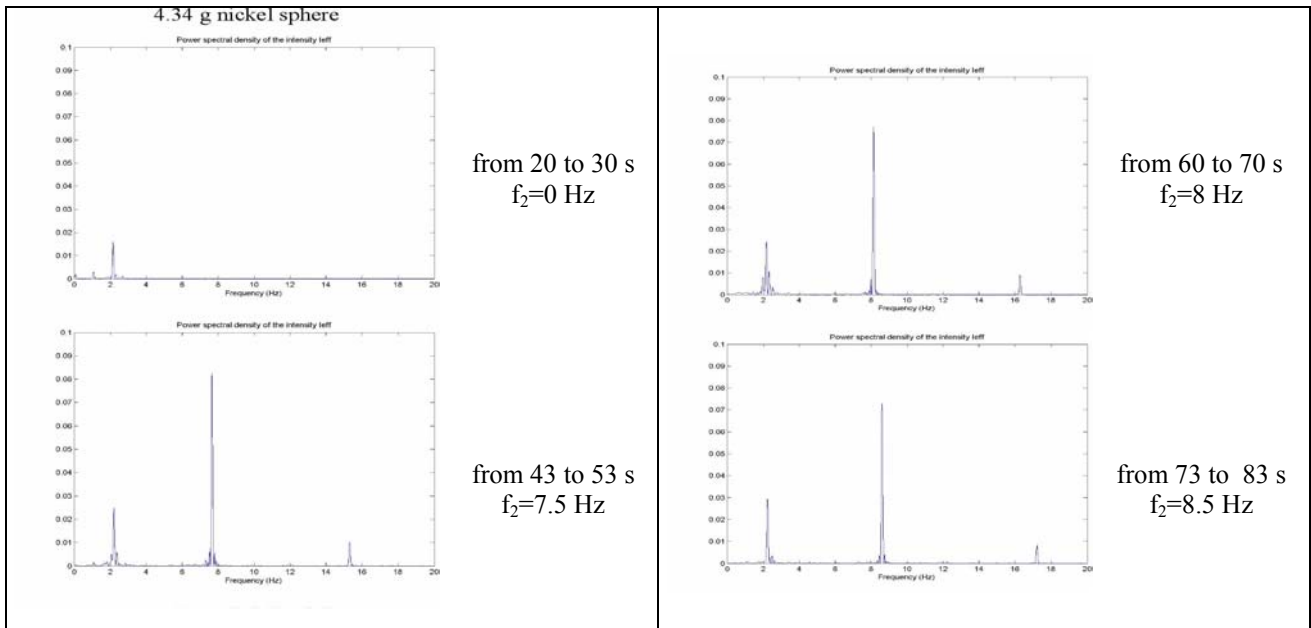


FIG. 4 -  $I_o(t)$ ,  $f_1(t)$  and  $\Delta f_1(t)$  measurements carried out under  $p_{argon} = 2,1 \cdot 10^{-5}$  bar

For further analysis of the trial, we Fourier transform  $I_o(t)$ . The results of the treatment are reported to figure 5. We see the primary current presents a component in the vicinity of 2Hz, which also exist in the absence of load (spectra no presented here). This is due to the electrotechnical system at our disposal and we cannot suppress this frequency. Peaks equal to the frequency of the modulation  $f_2$  and to  $2 \cdot f_2$  are present in each spectrum. Comparison of the mean level of  $\Delta f_1$  and of the intensity of the peaks of the corresponding spectra is given in table 4. We see that the concordance is

high. Therefore we are allowed to say that  $\Delta f_1$  is a relevant indicator of the level of the total level of instability of the load.



**FIG. 5** - Spectra of the intensity of the current in the with a nickel sphere  $p_{argon} = 2,1 \cdot 10^{-5} bar$

## Conclusions

We presented our installation of electromagnetic levitation. This installation is equipped with an original system of measurement which allows the detection of the state of stability of the load. The presented device is promising not only for better knowing the dynamics of the load in the levitation configuration, but also for all the inductive processes. In order to control the dynamics of the free surfaces we are implementing a remote control the value of the modulation frequency in order to control the automatic excitation of the first resonance.

## Acknowledgement

This study is supported by ESA, the European Space Agency (MAP-Thermolab) and CNES, the French National Centre for Space Studies (n° 03/CNES/4800000128).

## References

- Bojarevitch, V., and Pericleous, K., 2003 Modelling electromagnetically levitated liquid droplet ISIJ International **vol43** n°6 890-898
- Cummins D.L. and Blackburn, D.A., 1991, Oscillations of magnetically levitated aspherical droplet, Journal of Fluid Mechanics, **vol 224**, pp 395-416
- Lamb, H, 1975, Hydrodynamics, Cambridge University Press.
- Okress, E.C., Wroughton, D.M., Comenetz, C., Brace, P.N. and Kelly, J.C.K. 1952 Electromagnetic levitation of solid and molten metals. J. Appl. Phys. **vol 23**, 545.
- Perrier, D., Fautrelle, Y., and Etay, J. 2003 Experimental and Theoretical Studies of the Motion Generated by a Two-Frequency Magnetic Field at the Free Surface of a Gallium Pool Metallurgical & Materials Transactions vol 34B, n° 5, 669-678
- Perrier, D., Paulin, J.P., Bardet, B., Gerner, R., Fautrelle, Y., and Etay, J., 2003 A new way of diagnostic of the state of the load in an induction system, Proceedings of the 4th International Conference on Electromagnetic Processing of Materials - EPM2003 - Lyon (France) - 14-17 October 2003 pp 633-638
- Smithells, 2002 Données thermophysiques des métaux, 7e édition, ed E.A. Brandes et G.B. Brook

# Index

- $k - \omega$ , 76
- énergie de surface, 15
- épaisseur de peau électromagnétique, 9
- équation des oscillations de mode 2, 16
- équations de Maxwell, 21
- équations de la MHD, 21
- Fluent©, 78
- Induc2D, 78
- VOF, 82
  
- amortissement des oscillations de mode 2, 18
- amplificateur suiveur, VI, 31
  
- brassage électromagnétique, 19
  
- capture vidéo, 10
- CELES, 29
- cellule de mesure, 27
- chaleur spécifique, 10
- Circuit de commande, 31
- circuit de mesure, 34
- Circuit principal, 29
- CNRS-EPM, 2
- composition des billes, XIII
- conductivité électrique, 9
- conductivité thermique, 11
- continuité (équation de), 78
- convection naturelle, 11
  
- densité, 9
- dilatabilité thermique, 9
  
- EML, 7
  
- Fluent, 76, 78
- Fluent©, 80
- forces électromagnétiques, 21
- fréquence des oscillations de surface, 16
  
- fréquences d'oscillations sous champ magnétique, 23
  
- hélium, 28
  
- Impress, 7, 15
- Induc2D, XVIII, 76, 81
- inducteur filiforme, XIX
- inducteur surfacique, XIX
- interpolation près de l'interface (schéma), 79
- ISS, 7
  
- lévitation, 80
- lévitation électromagnétique, 19
- Labview, VI
- loi d'Ohm, 21
  
- Maglev, 28
- Matlab, 36
- microgravité, 9, 11
- modulation du courant, 24
- MSL, 5
  
- Navier-Stokes, 78
- NI 5114, VI
- NI 5401, 29
- NI 6711, VI, 29
  
- Ophélie, XVIII, XIX
  
- Plan de thèse, 2
- pompe à vide, 28
- projet européen, 5
- propriétés étudiées, 3
- pulsation des oscillations de surface, 16
  
- refroidissement du circuit électrique, 30
- relation de Wiedemann-Franz, 9

schéma numérique près de l'interface, 80  
Simulations numériques dynamiques, 76  
Simulations numériques statiques, 67  
SphinX, 81  
SphynX, 90  
Sphynx, 76  
  
TEMPUS, 7  
Tempus, 5  
tension de surface, 11, 13  
Thermolab, 5, 15  
TiAl, 7  
transistor, VI, 31  
TT-Winner, XII  
  
viscosité, 11, 17  
vitesse d'Alfven, 20  
VOF, 79, 80

## THESE DE DOCTORAT DE L'INPG

*Titre de l'ouvrage :*

### **LEVITATION ELECTROMAGNETIQUE Expériences terrestres et simulations numériques**

*Auteur :*

**Benoit BARDET**

*Résumé :*

La thèse réalisée est à la fois expérimentale et numérique. Une expérience de lévitation électromagnétique a été mise en oeuvre avec un traitement d'images. Les vidéos obtenues ont servi de base pour avoir des données géométriques et électriques afin de confronter les résultats de divers codes de calcul à des expériences maîtrisées et afin de mettre en évidence l'effet de l'hélicité de l'inducteur sur la forme de la surface libre ; ainsi que pour comprendre et maîtriser le comportement d'une goutte sous champ magnétique modulé pour des fréquences de modulation proches de la fréquence de résonance naturelle de la charge. Le travail numérique a permis de valider des codes de simulation axisymétrique pour la description de l'électromagnétisme, pour la forme moyenne de la surface libre et pour les mouvements de la surface et à l'intérieur de la goutte. Un critère de déstabilisation basé sur la déformation initiale de la goutte tenant compte du brassage électromagnétique a été mis en avant.

*Mots clés :*

Lévitation électromagnétique / brassage électromagnétique / champs magnétiques bi-fréquences / mesure de viscosité / mesure de tension de surface / surfaces libres

*Abstract :*

The thesis carried out is at the same time an experimental and numerical work. An electromagnetic experiment of levitation was implemented. A specific image processing was developed. Thus videos obtained were used as a basis to have geometrical and electric data in order to confront the results of various programs with controlled experiments and in order to highlight the effect of the helicity of the inductor on the form of the free surface of the drop and to control the behaviour of a drop under modulated magnetic field, in particular for frequencies of modulations close to the frequency of natural resonance of the load. Numerical work leads to the validation of axisymmetrical programs for the description of electromagnetism, the average form of the free surface, the movements of surface and inside the drop. A criterion of destabilization based on the initial deformation and the viscosity of the drop was proposed. This criterion takes into account internal electromagnetic stirring.

*Key words :*

Electromagnetic levitation / electromagnetic stirring / two-frequency magnetic fields / viscosity measurements / surface tension measurements / free shape

*Dernière mise à jour :*

Le 9 décembre 2006