



HAL
open science

Les aspects hydrodynamiques de la coulée continue électromagnétique de brames : Modélisation expérimentale et numérique

Jérôme Hamburger

► **To cite this version:**

Jérôme Hamburger. Les aspects hydrodynamiques de la coulée continue électromagnétique de brames : Modélisation expérimentale et numérique. Génie des procédés. Institut National Polytechnique de Grenoble, 2000. Français. NNT: . tel-01337068

HAL Id: tel-01337068

<https://hal.science/tel-01337068>

Submitted on 24 Jun 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE de GRENOBLE

THESE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'INPG

Spécialité: Mécanique des fluides

préparée au laboratoire CNRS/EPM-Madylam
dans le cadre de l'Ecole Doctorale « Mécanique et énergétique »

présentée et soutenue publiquement

par

Jérôme HAMBURGER

Ingénieur ENSAE

le 4 septembre 2000

Les aspects hydrodynamiques de la coulée
continue électromagnétique de brames :
Modélisation expérimentale et numérique

Directeurs de Thèse : J.ETAY, Y.DELANNOY

JURY

Michel FAVRE-MARINET
(Professeur)

Président

Michel DUCLOT (Professeur)
Jean Luc REBOUD (Professeur)

Rapporteur
Rapporteur

Jacqueline ETAY (Docteur)
Yves DELANNOY (Docteur)
Jean Marie GALPIN (Docteur)

Directeur de thèse
Directeur de thèse
Examineur

Remerciements

Je remercie M. GARNIER pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire et d'avoir supervisé cette thèse.

Je remercie Y. DELANNOY et J. ETAY d'avoir accepté de diriger cette thèse et de m'avoir supporté pendant toute la durée de la thèse.

Merci à J.Y. LAMANT, P. GARDIN, J.M. GALPIN, M.ANDERHUBER pour leurs conseils pratiques et leur investissement dans le travail.

Je remercie B. DUMONT d'avoir été avec moi pendant ces trois ans, surtout pour son aide en informatique, et son ouverture à la discussion.

Je remercie l'équipe technique du MADYLAM, Ch. GARNIER, G. VIAN, D. BON, pour leur disponibilité et leur patience.

Je remercie également l'Institut Von Karman, particulièrement M. RIETHMULLER et Ph. PLANQUART de m'avoir accepté en post-doc à l'Institut pendant la durée duquel j'ai pu finir le manuscrit de thèse.

Sommaire

Introduction	p.1
Partie I : Présentation	p.3
1.1 Préliminaire	
1.2 Champ magnétique alternatif	
1.3 Champ magnétique continu	
1.4 Fonctionnement hydraulique	
1.5 Mesures	
Partie II : Phénoménologie	p.13
2.1 Hydrodynamique sans champ	
2.1.1 Ecoulement moyen	
2.1.2 Déformation de surface	
2.1.3 Fréquences propres	
2.1.4 Perturbations liées à l'instationnarité du mouvement moyen	
2.2 Application du champ électromagnétique alternatif 20 kHz	
2.2.1 Description des phénomènes MHD	
2.2.2 Modification des fréquences propres de la lingotière	
2.3 Application du champ magnétique continu	
2.3.1 Effets MHD dans la cuve	
2.3.2 Propriétés des écoulements en lingotière avec un frein électromagnétique	
2.3.3 Bidimensionnalisation de jet	
2.3.4 Action du champ magnétique en surface	
2.3.5 Amortissement des fluctuations induites par le champ AC	
Partie III : Résultats expérimentaux	p.29
3.1 Installation expérimentale	
3.2 Mise en œuvre de la mesure – protocole expérimental	
3.3 Fluctuations de surface libre	
3.3.1 Fluctuations en l'absence de champ	
3.3.2 Fluctuations de niveau en présence de champ magnétique alternatif 20 kHz	
3.3.3 Application superposée du champ magnétique alternatif et du champ magnétique continu.	
3.4 Etude de l'instationnarité du mouvement moyen	
3.4.1 Description du mouvement	

- 3.4.2 Fréquence du mouvement
- 3.4.3 Amplitude du mouvement
- 3.4.4 Influence de la position des pôles DC sur l'amplitude du niveau de la surface libre
- 3.4.5 Suppression du mouvement

3.5 Conclusion

Partie IV : Simulations numériques

p.55

4.1 Introduction

4.2 Module MHD

- 4.2.1 Equations de la mécanique des fluides
- 4.2.2 Equations pour le module MHD
- 4.2.3 Conditions aux limites

- 4.2.3.1 Conditions aux limites pour la mécanique des fluides
- 4.2.3.2 Conditions aux limites pour la MHD
- 4.2.3.3 Corrections apportées au niveau des conditions limites pour la MHD

4.3 Validation du module MHD

4.3.1 Ecoulement de Hartmann en conduites rectangulaires

- 4.3.1.1 Données physiques et hydrodynamiques
- 4.3.1.2 Calculs
- 4.3.1.3 Résultats

4.3.2 Ecoulements en entrée-sortie de champ magnétique

- 4.3.2.1 Ecoulement modélisé
- 4.3.2.2 Calcul numérique
- 4.3.2.3 Résultats

4.4 Ecoulements en lingotière

- 4.4.1 Lingotière 3D
- 4.4.2 Lingotière 3D simplifiée
- 4.4.3 Lingotière 2D
 - 4.4.3.1 Calculs MHD
 - 4.4.3.2 Calculs instationnaires

Conclusion

ANNEXE 1 : *Analyse dimensionnelle et similitudes*

ANNEXE 2 : *Sonde de niveau*

ANNEXE 3 : *Champ magnétique continu*

ANNEXE 4 : *Mesures de niveau*

INTRODUCTION

Dans le cadre du projet japonais intitulé : « Développement du procédé de fabrication de métaux avec utilisation rationnelle d'énergie par l'électromagnétisme », une maquette de coulée continue a été construite au laboratoire EPM/MADYLAM en vue de modéliser les écoulements d'acier liquide en présence de champs magnétiques. L'étude originale menée en collaboration avec l'IRSID et le JRCM (Japan Research and development Center for Metals) a consisté à superposer deux procédés électromagnétiques classiques sur la même installation.

Un champ magnétique alternatif est appliqué en surface selon le principe d'induction en creusets froids pour repousser le fluide des bords de la cuve et ainsi permettre une meilleure lubrification de la cuve. Un second champ est superposé au premier au niveau de la surface libre. Il s'agit d'un champ magnétique statique dont l'utilité est d'amortir les fluctuations induites par l'application de l'autre champ. Ainsi, l'objectif principal de l'étude a été dans un premier temps de quantifier les fluctuations de surface en présence de champ alternatif haute fréquence et de quantifier l'amortissement de ces fluctuations par le champ continu.

La première partie du mémoire est une présentation de la maquette basé sur l'étude de dimensionnement de l'installation par des lois de similitudes, tant pour le dimensionnement de l'hydrodynamique que pour celui des champs magnétiques (similitudes MHD).

La seconde partie explicite, à partir de la bibliographie, les phénomènes hydrodynamiques et magnétohydrodynamiques connus susceptibles d'être engendrés dans la cuve par l'application des deux champs magnétiques. Les deux cas d'imposition de champ sont traités séparément, faisant référence aux procédés d'induction en creuset froid (pour le champ alternatif) et au procédé de frein électromagnétique pour le champ continu.

Les mesures de niveau effectuées pour réaliser l'étude ont été réalisées avec une sonde de niveau développée au laboratoire EPM/MADYLAM pendant la durée de la thèse. Elle permet de fonctionner en présence de champ magnétique continu et en présence de champ magnétique alternatif. Les résultats principaux des mesures de surface libre en présence de champs magnétiques sont portés dans la partie III.

Parallèlement, une étude numérique (partie IV) du problème a été menée pour les calculs MHD en lingotière avec les deux impositions de champ. Dans cette thèse, l'accent est mis sur le développement de la partie concernant l'écoulement moyen, en présence de champ magnétique continu. Un module MHD est développée et testé à partir du code FLUENT 4.4 sur la base de maillage structurés. Le code est testé sur des cas d'écoulement simples et appliqué aux cas de lingotières 2D et 3D.

L'autre partie concernant la répulsion du ménisque et le brassage électromagnétique induit est traité dans la thèse de B. Dumont [Dumont,00].

Partie I : Présentation

1.1 Préliminaire

Le but du projet est de construire une maquette de lingotière de coulée continue sur laquelle un nouveau procédé électromagnétique est testé. Il s'agit de la superposition, en surface, d'un champ magnétique alternatif et d'un champ continu. Ces deux procédés sont utilisés sur lingotière de coulée continue (figure 1.1) pour améliorer la qualité des produits.

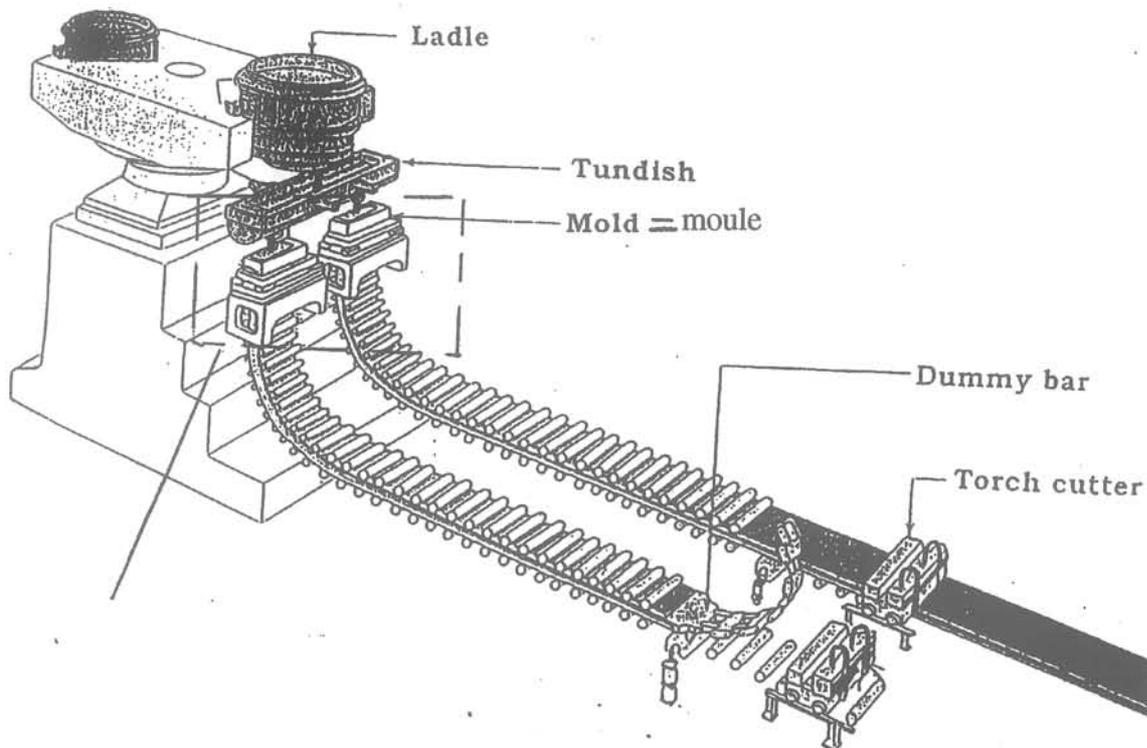


Figure 1.1 : Schéma d'une installation de coulée continue ; Nippon Steel Corporation (NSC, Japon)

Le moule (lingotière), bien que ne constituant qu'une petite partie de l'installation (figure 1.1), est crucial dans l'élaboration des lingots car c'est le siège des écoulements de recirculation et de la solidification. Ce qui se passe dans cette région est assez complexe et est décrit de manière simplifiée sur la figure 1.2.

Dans la lingotière, l'acier liquide est injecté par une busette symétrique. Le mouvement global de recirculation est symétrique. Le moule est refroidi à l'eau et l'acier commence à se solidifier au contact de la paroi. Pour éviter l'accrochage de l'acier solidifié sur le moule, une poudre de couverture est jetée sur la surface libre. Au contact du métal liquide en fusion, la poudre se liquéfie. On a donc une double couche de poudre et de laitier sur la surface et un agglomérat solide proche de la paroi.

Pour faciliter l'infiltration de laitier sur les bords, le moule en entier est mis en oscillation. Le fonctionnement de tout ce système engendre, à cause de l'oscillation du moule et de la présence du cordon solide, des défauts au niveau de la solidification.

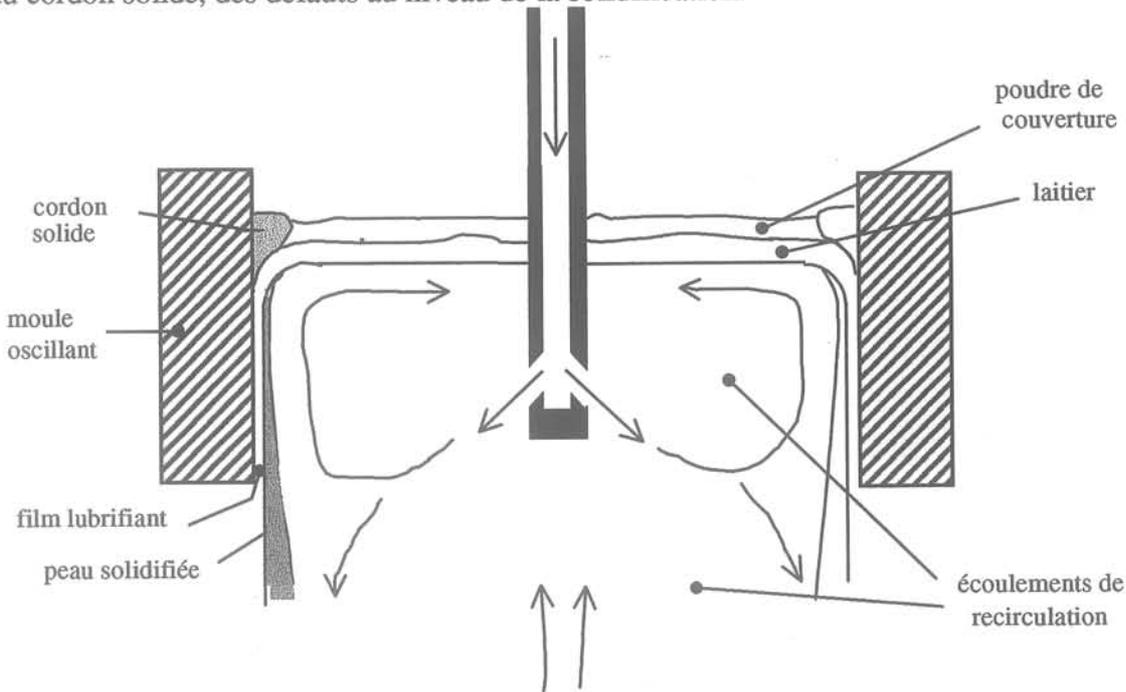


figure 1.2 : Schématisation des phénomènes présents au niveau de la tête de lingotière (d'après [Honeyands,95])

Sur ce type de lingotière, deux procédés électromagnétiques sont utilisés couramment au niveau industriel :

- Le frein électromagnétique (Electro Magnetic Brake ou EMB) pour contrôler les écoulements de recirculation trop importants dans le moule.
- Le procédé de creuset froid inductif pour remédier au problème de rides d'oscillations à cause de l'oscillation du moule [Takeuchi,86].

Le procédé de frein utilise un champ magnétique continu transversal au niveau de la sortie des ouïes (voir partie II.4) et le procédé de creuset froid utilise un champ alternatif en surface dont l'action est locale au niveau du ménisque (voir §1.2).

Ici, dans le cadre expérimental de la maquette, les procédés sont superposés au niveau de la surface libre (figure 1.3) et l'objectif principal de l'étude est de mesurer les effets de surface libre induits par la présence des deux champs, et plus particulièrement l'amortissement des fluctuations HF par le champ magnétique continu (partie III).

L'écoulement MHD moyen dans la cuve avec champ magnétique continu est étudié à partir de simulations numériques, ceci faisant l'objet du développement de la partie IV.

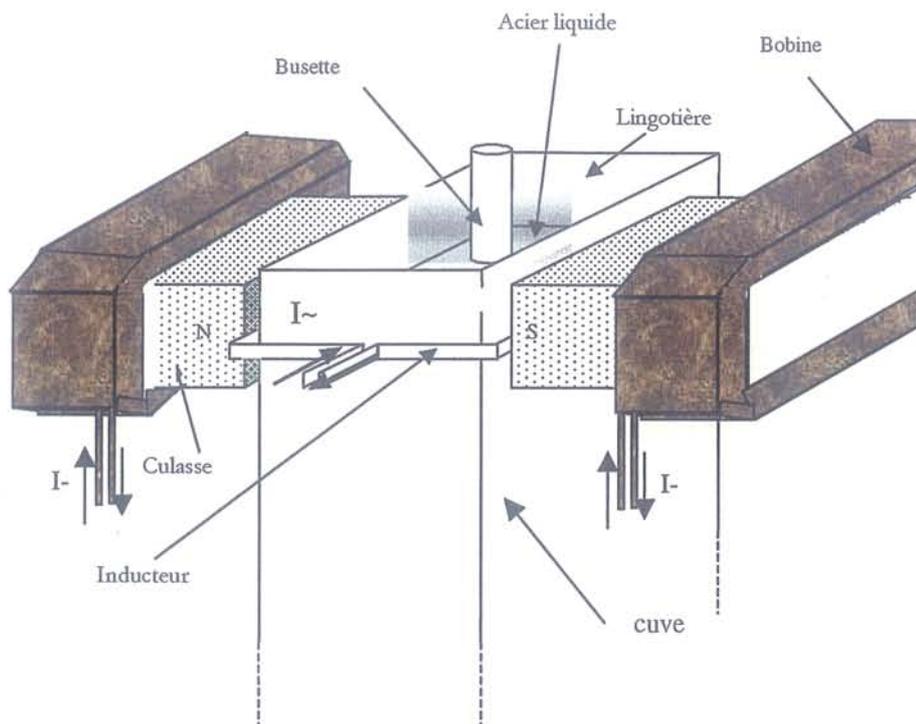


Figure 1.3: Principe de superposition d'un champ magnétique alternatif et d'un champ magnétique continu au niveau de la surface libre.

La cuve de la maquette a été construite à l'échelle 1/3,125 (annexe 1) en deux parties (figure 1.4) : une partie haute en plexiglas pour permettre des visualisations, et une partie basse en acier inoxydable pour la tenue mécanique de l'ensemble.

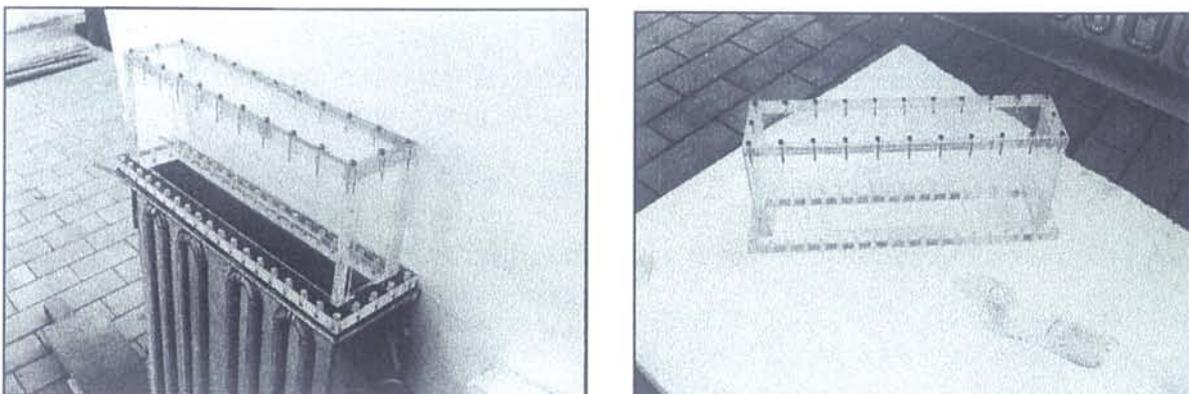


figure 1.4 : lingotière en deux parties : partie haute : plexiglass (isolante); partie basse (acier inox).

La cuve contient en effet près de 45 litres de mercure (600 kg) et doit soutenir une pression de près d'un mètre de mercure.

1.2 Champ magnétique alternatif

Le champ magnétique alternatif a une action de répulsion localement en surface libre (figure 1.5). La déformation locale modifie la structure de la solidification et supprime les défauts de surface dus à l'oscillation du moule [Takeuchi,86].

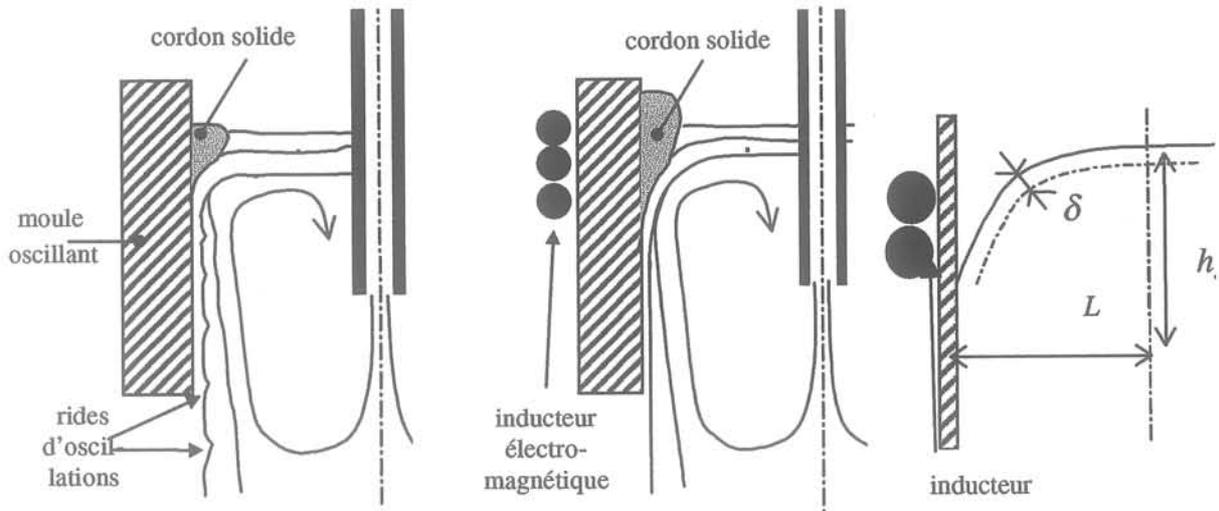


figure 1.5: Caractéristiques de l'action du champ magnétique sur la maquette

La fréquence du champ a été déterminée en fonction des possibilités du laboratoire, et la puissance à injecter a été déterminée expérimentalement dans le but d'obtenir un dôme de 10 mm environ sans chauffer le mercure au-delà de 60 °C :

$$f_m = 20 \text{ kHz} \quad P_m = 15 \text{ kW environ}$$

La forme du dôme dépend de ces deux paramètres, la fréquence déterminant la profondeur de pénétration du champ δ et la puissance déterminant la hauteur de dôme (annexe 1) :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu\sigma\omega}} \quad (1.1) \quad \text{et} \quad P_{\text{totale}} = \frac{B_0^2 \cdot \text{aire}}{2\mu^2\sigma\delta}$$

où l'aire en question représente la surface d'application du champ magnétique.

La conservation du rapport d'aspect $\left(\frac{\delta}{L}\right)$ entre la maquette et la lingotière industrielle conduit à la relation :

$$\left(\frac{\delta_m}{L_m}\right) = \left(\frac{\delta_a}{L_a}\right) \quad \text{soit} \quad \frac{\omega_m}{\omega_a} = \frac{L_a^2 \sigma_a}{L_m^2 \sigma_m}$$

De même, si on conserve la hauteur de dôme relative, on a :

$$\left(\frac{h_{dm}}{L_m} \right) = \left(\frac{h_{da}}{L_a} \right) \quad \text{soit} \quad \frac{P_m}{P_a} = \frac{B O_m^2 L_m \sigma_a}{B O_a^2 L_a \sigma_m}$$

Ces deux critères relatifs à la forme sont donc utilisés pour la similitude du champ magnétique alternatif. Le champ est défini par deux paramètres : la fréquence f ($\omega = 2\pi f$), et la puissance P injectée dans la charge (voir tableau de correspondance) :

$f_m = 20 \text{ kHz}$	$P_m = 15 \text{ kW environ}$
$f_a = 2,68 \text{ kHz}$	$P_a = 100 \text{ kW environ}$

tableau 1.1 : champ alternatif ; m :mercure ; a : acier

1.3 Dimensionnement du champ magnétique continu

L'électroaimant est de type « Ruler » entourant la cuve (figure 1.7). Il produit un champ magnétique transverse avec la particularité de pouvoir modifier la position des pôles (figure 1.8a)

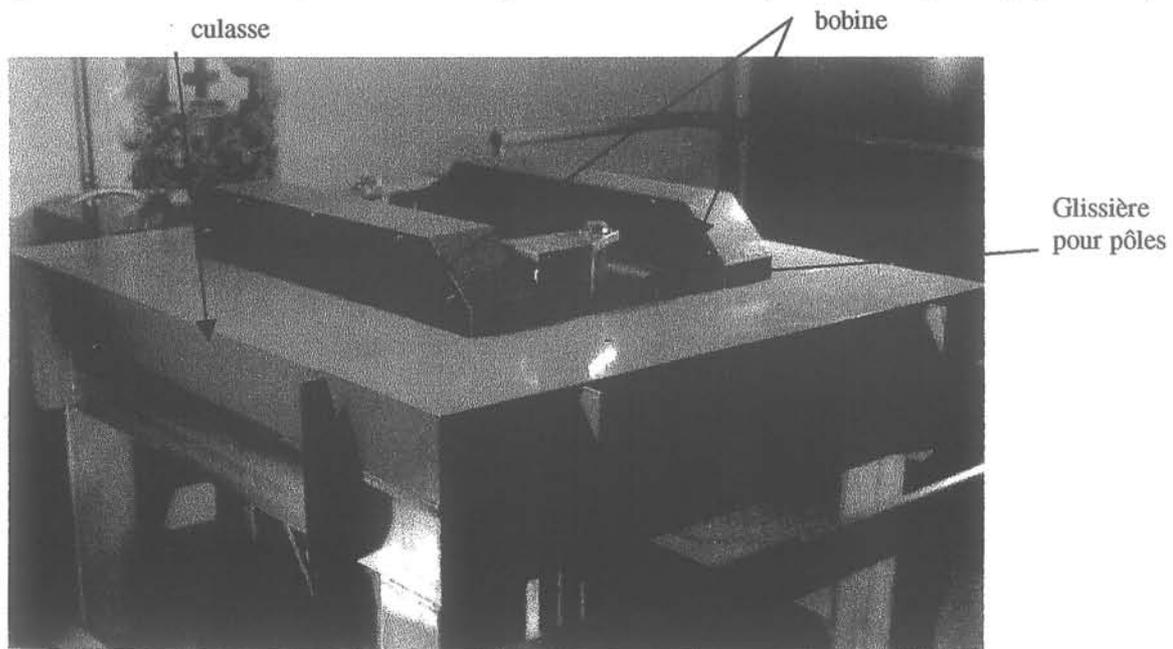


figure 1.7: photo de l'électroaimant (EPM/MADYLAM 1997)

L'électroaimant est dimensionné en fonction de la puissance maximale disponible sur le générateur du laboratoire. Dans la configuration de base où les pôles sont localisés (figure 1.8a), le champ magnétique transverse atteint 0.33T (figure 1.8b). Le nombre de spires des bobines a été ensuite augmenté de 30 % (annexe3). La figure 1.8b donne l'exemple de la forme du champ dans le plan médian pour deux configurations de pôles (localisés et uniforme).

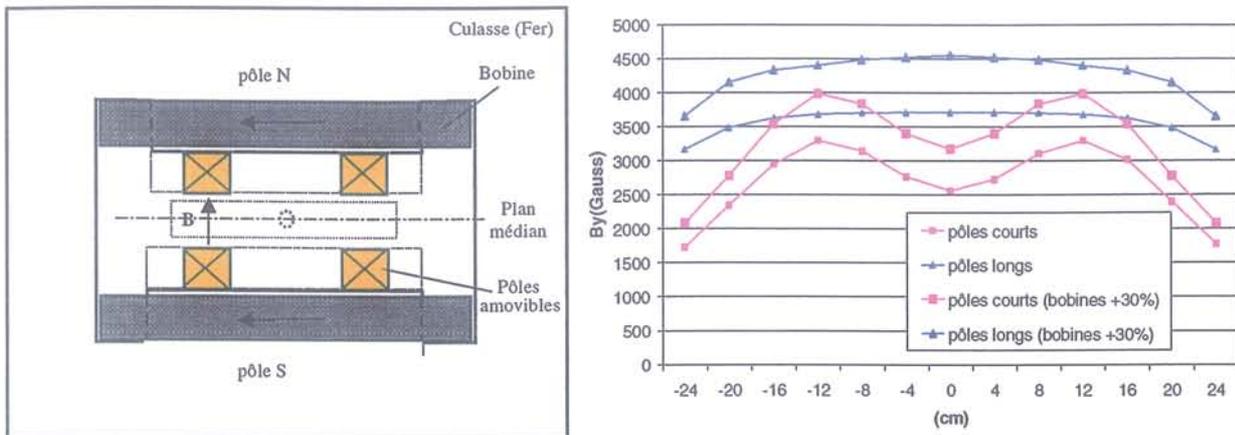


figure 1.8: a. schéma de l'électroaimant vu dessus ; b. champ magnétique transverse dans le plan médian (B_y)

Bien que les pôles soient appliqués en surface (figure 1.3), le champ reste suffisamment intense pour avoir une action sur le mouvement moyen (partie II.2 et annexe 3). On cherche donc à respecter une similitude MHD en paramètre d'interaction, en conservant le rapport des forces d'inertie aux forces de Laplace. :

$$\frac{\sigma_m B_m^2 L_m}{\rho_m U_m} = \frac{\sigma_a B_a^2 L_a}{\rho_a U_a} \quad \text{soit} \quad B_a = 0,65 B_m \quad (\text{annexe 1})$$

Une telle similitude conduit à une intensité de champ plus faible sur le site que sur la maquette :

$$B_m = 0,4 T \quad \text{et} \quad B_a = 0,25 T$$

L'intensité maximale de 0.4 T au milieu de la cuve pour la configuration de pôles localisés est obtenue pour une puissance maximale de 37 500 W (250 Volts, 150 Ampères) au générateur (annexe3).

1.4 Fonctionnement hydraulique

La maquette fonctionne en boucle fermée, le fluide étant mis en mouvement par l'intermédiaire d'une pompe hydraulique (figure 1.9). Ce système simple permet d'avoir un niveau constant dans la cuve comme c'est le cas sur les installations industrielles.

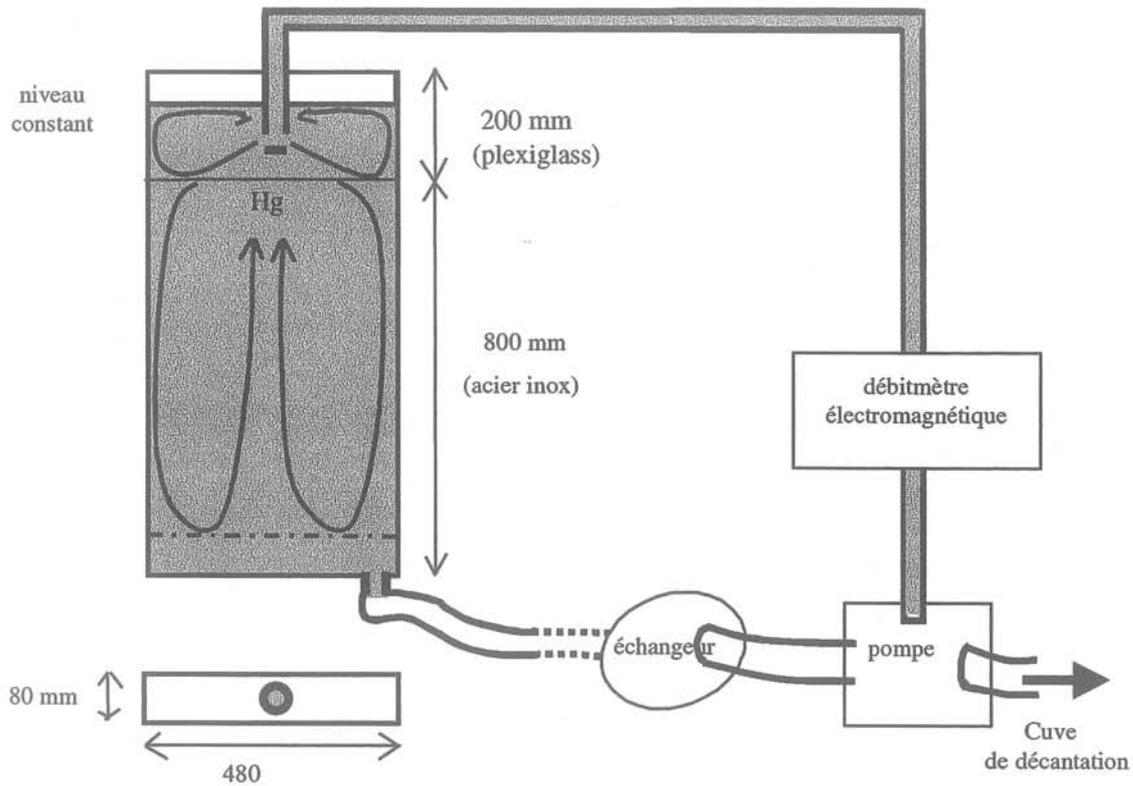


figure 1.9 : fonctionnement de la boucle hydraulique.

Le débit de fonctionnement en régime nominal est fixé de manière avoir des écoulements en similitude de Froude, c'est à dire à respecter le rapport entre les forces caractéristiques d'inertie et les forces caractéristiques de gravité :

$$Fr^2 = \frac{U^2}{gL} \text{ (annexe 1).}$$

Puisqu'on utilise les grandeurs moyennes dans la cuve, on cherche essentiellement à avoir une similitude de la déformation de surface induite par le mouvement moyen (cf II.1.4).

Avec ce critère, on a le rapport des vitesses caractéristiques entre la lingotière d'acier et la maquette mercure :

$$k_v = 0.5657$$

On peut noter que pour ce rapport, le nombre de Reynolds est assez grand dans les deux cas, c'est à dire que les écoulements sont turbulents dans l'un et l'autre des cas. On note également que le nombre de Froude étant relativement faible, certains pourraient négliger les forces de gravité par rapport aux forces d'inertie et ainsi relativiser les déformations de surface par rapport aux estimations de la similitude.

La figure 1.10 est une vue générale de l'installation.

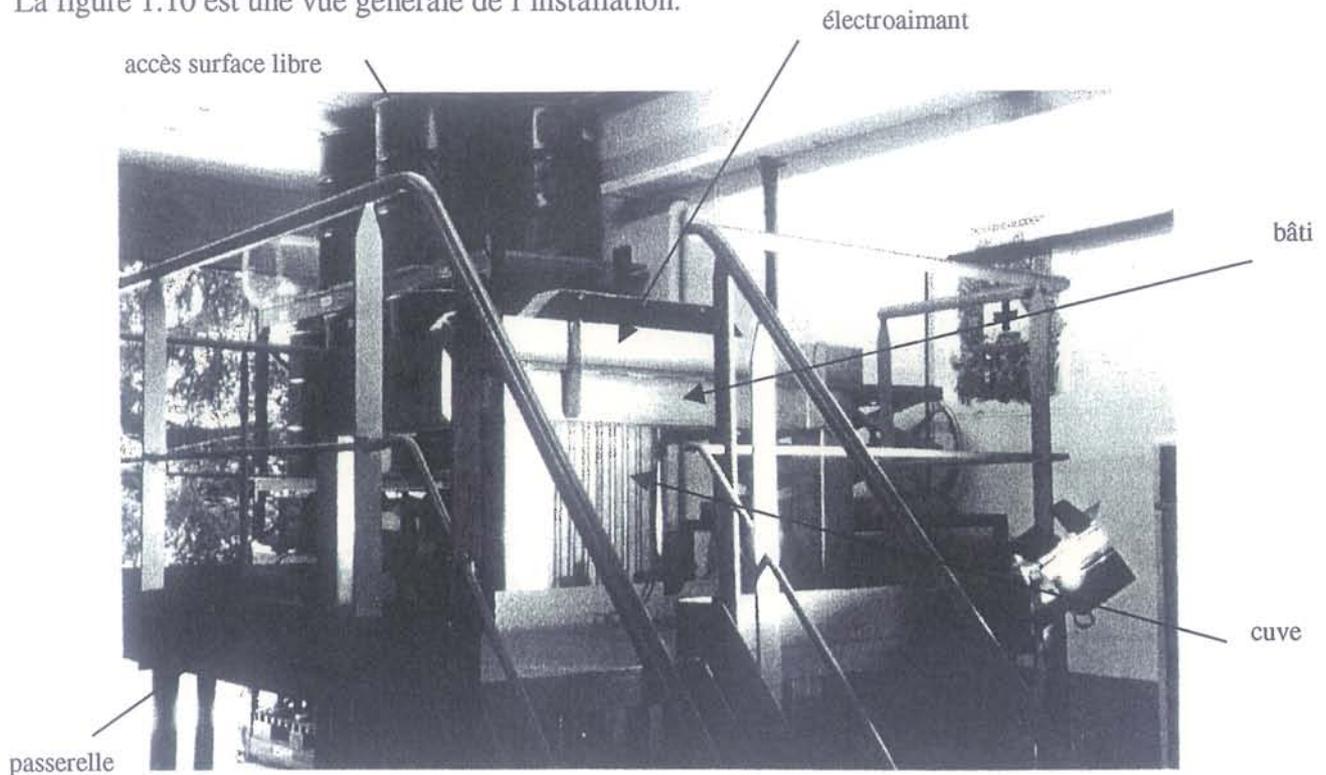


figure 1.10 : Vue générale de l'installation

La cuve est accessible par le dessus par l'intermédiaire d'une passerelle, l'électroaimant étant posé sur un bâti de 2 m de haut environ.

1.5 Mesures

Les mesures de niveau sont réalisées en surface à l'aide d'une sonde de niveau développée au laboratoire (figure 1.11). Son fonctionnement est décrit dans l'annexe 2.

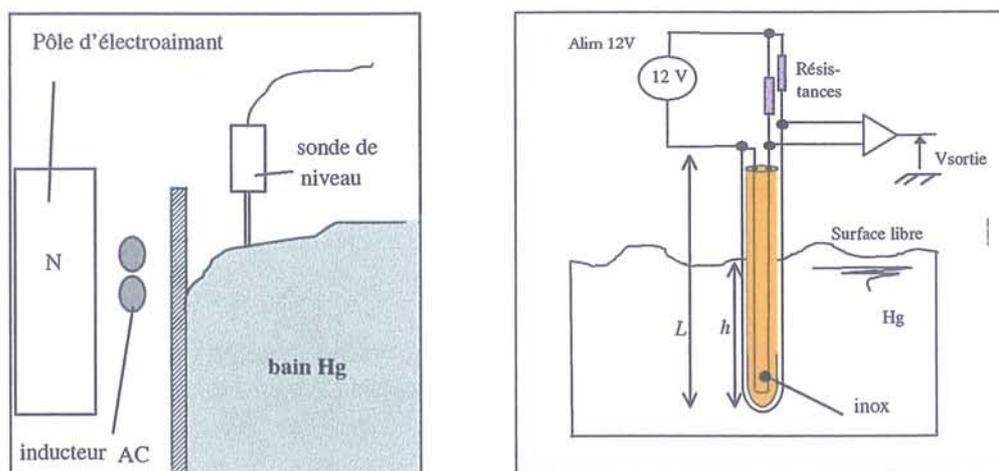


figure 1.11 : sonde de niveau : fonctionnement sous environnement magnétique

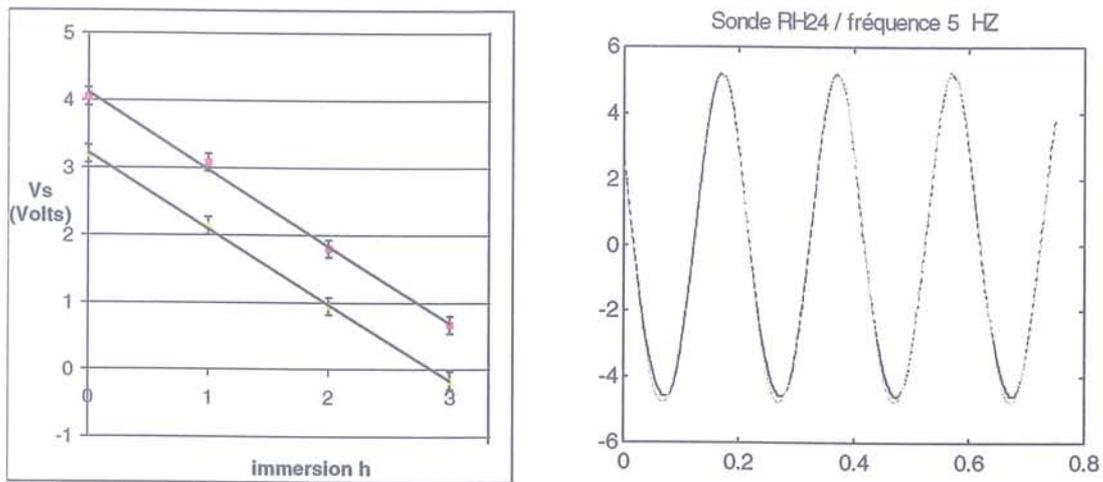


figure 1.12 : a. étalonnage ; b. réponse dynamique

La sonde a une réponse linéaire en fonction de l'immersion comme décrit sur la courbe d'étalonnage (figure 1.12a). Prévue pour fonctionner en présence des deux champs magnétiques, elle possède l'avantage d'avoir une bonne réponse dynamique (> 8 Hz) pour un diamètre de 1.5 mm. (figure 1.12b)

La sonde est déplacée à l'aide d'une table de déplacement XYZ automatique commandée depuis un ordinateur PC Pentium (figure 1.13) notamment pour l'étalonnage (figure 1.12a).

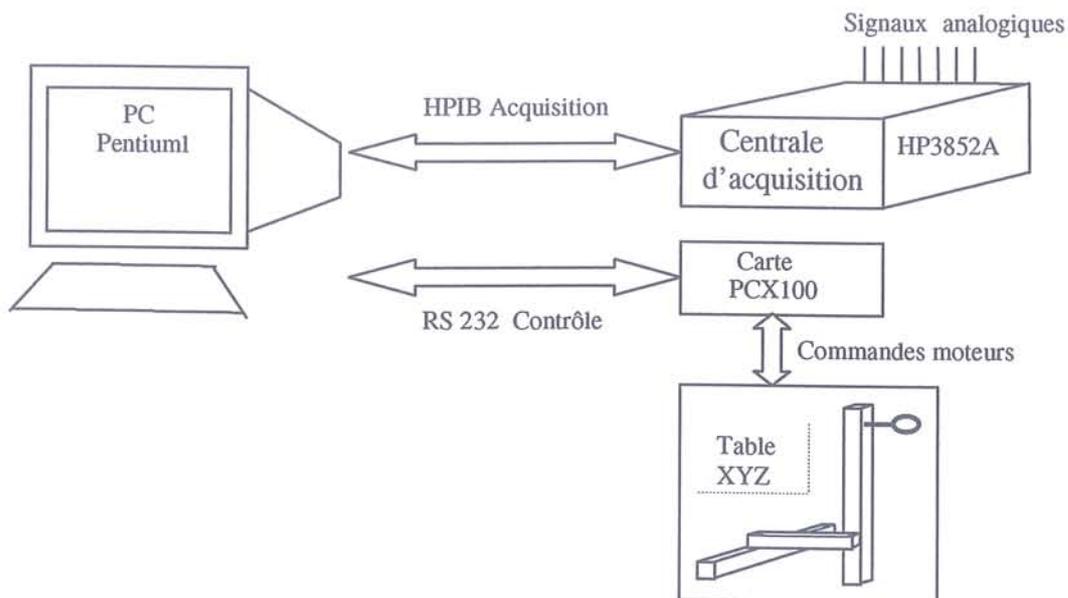


figure 1.13: Schéma de principe du système d'acquisition

L'acquisition du signal se fait par une centrale d'acquisition HP 3852 commandée par un micro ordinateur (figure 1.13). Le logiciel utilisé pour la commande est le logiciel HP VEE.

L'étude de l'écoulement moyen dans la cuve est abordée à partir du développement d'un module numérique sur le code FLUENT (voir partie IV).

Partie II : Phénoménologie

Cette partie présente les phénomènes hydrodynamiques présents dans les lingotières, particulièrement au niveau de la surface libre.

2.1 Hydrodynamique sans champ

Les écoulements rencontrés en lingotière de coulée continue sont schématisés comme sur la figure 2.1 pour le cas de la cuve de mercure.

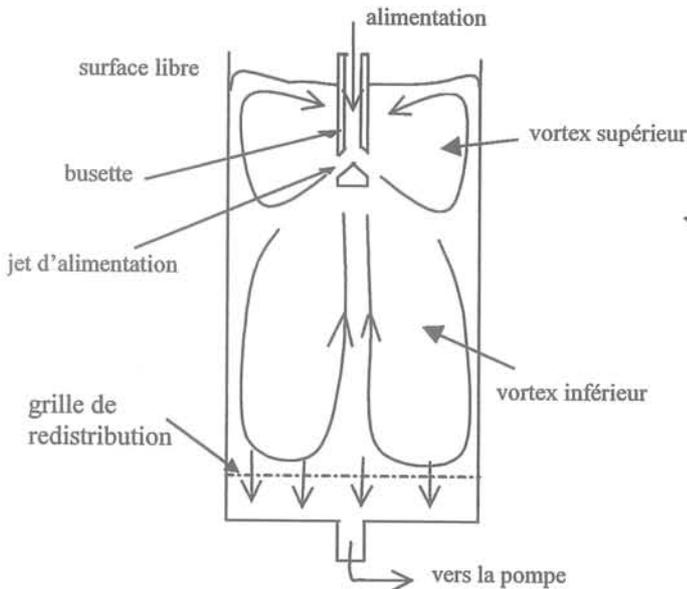


figure 2.1 : Ecoulement caractéristique dans la cuve

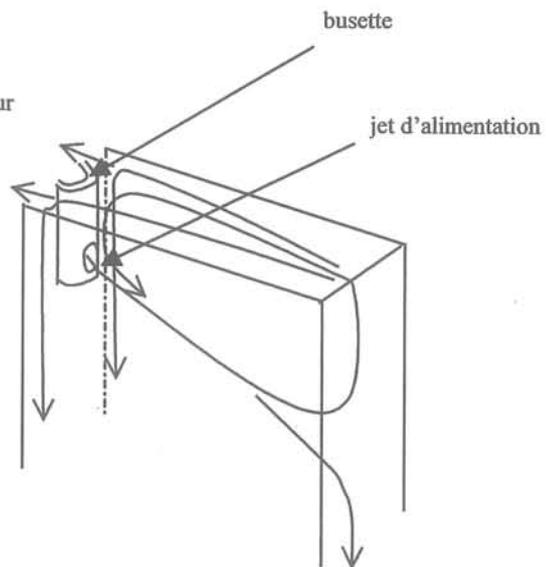


figure 2.2 : Caractère tridimensionnel de l'écoulement

2.1.1 Ecoulement moyen

Avec des injections de fluide latérales avec un angle vers le bas, on représente l'écoulement moyen comme étant constitué de deux recirculations hautes et de deux recirculations basses symétriques. En réalité l'écoulement dans la cuve est beaucoup plus complexe. Le mouvement est instationnaire, les recirculations oscillant lentement d'un côté à l'autre de la busette (figure 2.2) [Honeyands,94] et interagissant même entre elles de manière très complexe. De plus, le type de schéma proposé n'est plus valable lorsqu'on est proche du bord; le fluide descend le long de la busette et n'est pas entraîné dans la recirculation (figure 2.2). Ainsi le schéma simplifié de la figure 2.1 rend compte de ce qui ne se passe que très globalement dans la cuve. Cette schématisation est typique pour les écoulements en lingotière de brames mais peut être différente dans le cas où les injections sont orientées différemment (par exemple latéralement vers le haut).

Au niveau de la surface libre, les écoulements sont également très complexes puisque les déformations et les mouvements de fluides sont engendrés par le mouvement moyen. l'immersion de la busette étant faible, ces effets sont essentiellement provoqués par les boucles de recirculations hautes

2.1.2 Déformation de surface

C'est la déformation de la surface engendrée directement par le mouvement moyen (figure 2.1, 2.3a)- On la caractérise par la hauteur maximale de déformation près du bord petite face h (voir I.1).

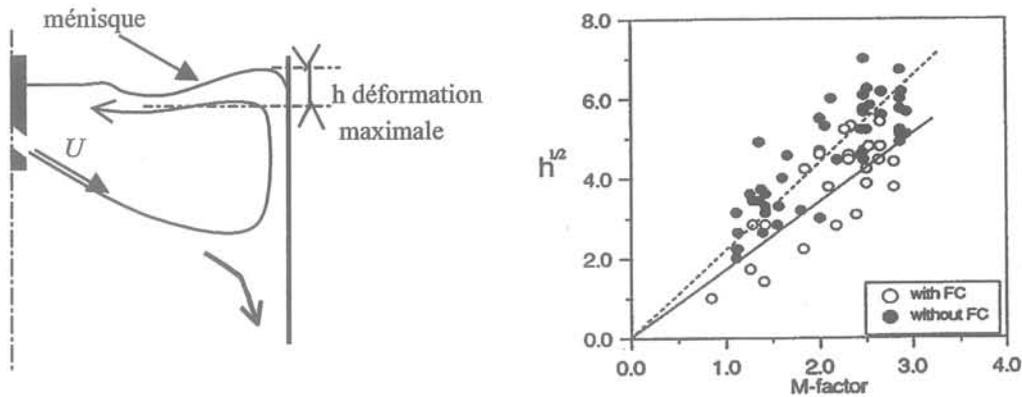


figure 2.3 : a. Schéma de la déformation moyenne de la surface; b. relation linéaire entre la vitesse caractéristique ($M \sim U$) et la déformation maximale ($h^{1/2}$) (d'après [WASHIO,93])

C'est cette hauteur de déformation qui, en principe, est respectée par l'emploi du critère de similitude de Froude, exprimant que la hauteur de déviation est proportionnelle au carré de la vitesse. Sur un cas particulier, on peut vérifier la relation linéaire qui existe entre $h^{1/2}$ et la vitesse caractéristique de l'écoulement recirculant (figure 2.3b).

Outre cette déformation moyenne, on a en surface des fluctuations de niveau, principalement les suivantes :

2.1.3 Fréquences propres

Ce sont les fréquences propres de l'oscillation du mercure dans la cuve.

Dans le cas de la lingotière, ce mouvement qui est parfois appelé clapotis, est entretenu par l'écoulement lui-même, si bien que ce sont essentiellement les modes longitudinaux qui sont excités (figure 2.4).

La figure 2.4 montre l'onde la déformation du premier mode du fluide dans la cuve rectangulaire.

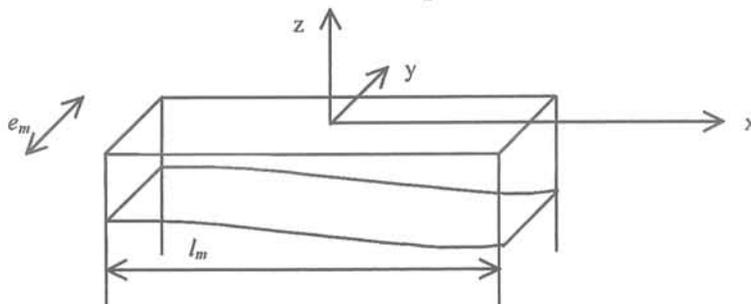


figure 2.4 : mode n°1 dans la cuve

Les fréquences de ces modes propres sont calculées à partir de la théorie du potentiel en tenant compte de la tension superficielle. On est dans les hypothèses de fluide parfait et de faibles perturbations. Les modes propres sont obtenus par la résolution des équations d'Euler linéarisées au premier ordre, donnant la relation de dispersion de la surface libre [Lamb,75]:

$$\omega_{i,j}^2 = k_{i,j} \left(g + \frac{\gamma}{\rho} k_{i,j}^2 \right) \quad (2.1)$$

où : - $\omega_{i,j}$ est la pulsation et $\omega_{i,j} = 2\pi f_{i,j}$ avec $f_{i,j}$ la fréquence des battements
 - i et j sont les index dans les directions x et y portés sur la figure 4.
 - $k_{i,j}^2 = \pi^2 \left(\frac{i^2}{l_m^2} + \frac{j^2}{e_m^2} \right)$ est le nombre d'onde.

Le tableau 2.1 indique les valeurs des fréquences propres calculées pour la maquette (en Hertz) jusqu'à i=5 dans la direction de la largeur et jusqu'à j=2 dans le sens de l'épaisseur.

j	i	0	1	2	3	4	5
0			1.276	1.807	2.219	2.570	2.886
1		3.178	3.201	3.269	3.374	3.510	3.668
2		4.716	4.726	4.757	4.807	4.875	4.961

tableau 2.1 : fréquences propres caractéristiques dans la cuve mercure

La figure 2.5 représente les modes n°1 (1 demi période dans la largeur : mode (0,1)) et n°4 (4 demi périodes : mode (0,4)) dans le sens de la largeur.

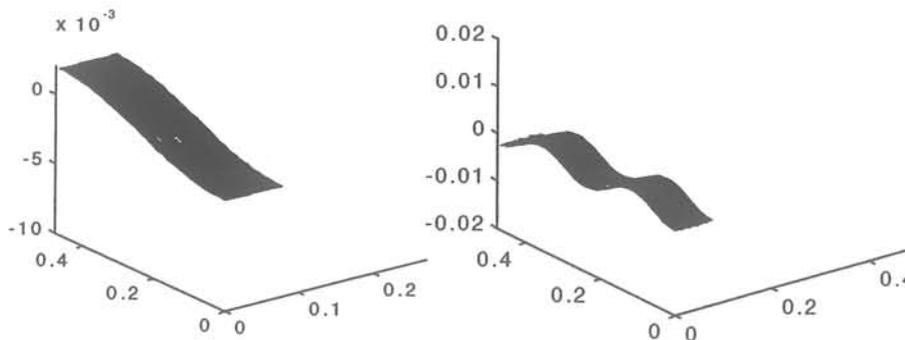


figure 2.5 : modes (1,0) et (4,0) calculés; largeur : 480 mm ;épaisseur : 80 mm.

Remarque : La période typique des oscillations est de l'ordre de la seconde. En toute rigueur, le système que nous avons est un système bicouche mercure-eau pour la maquette et un système bicouche acier liquide-laitier pour la lingotière de référence. Pour le cas de la maquette, l'épaisseur de la couche d'eau est de 1 cm environ, ainsi les fréquences calculées sont très

légèrement inférieures à celles sans eau, d'après les calculs théoriques sur creuset cylindriques [Bourdrez,96].

2.1.4 Perturbations liées à l'instationnarité du mouvement moyen

L'instationnarité de l'écoulement moyen présentée au paragraphe 2.1.1 est liée à un déséquilibre de l'écoulement entre la partie droite et la partie gauche de la cuve qui apparaît spontanément dans la configuration. Une oscillation entretenue et lente s'installe, se traduisant en surface par le passage d'une vague alternativement d'un côté à l'autre de la busette (figure 2.6).

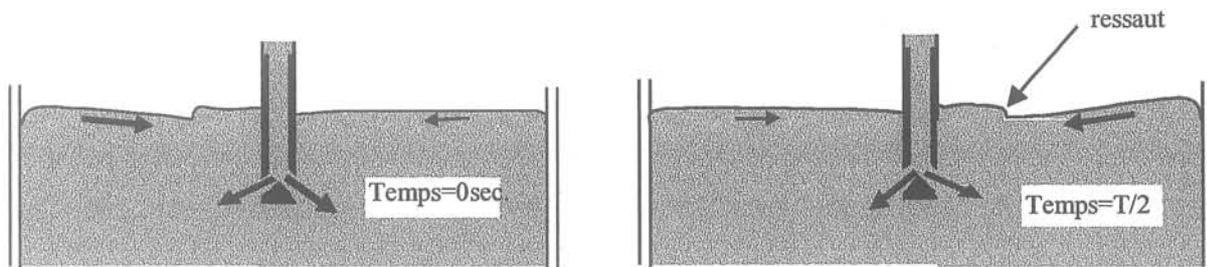


figure 2.6 : oscillation de jets et onde de surface

Cette vague se « casse » plus ou moins proche de la busette selon la configuration et forme un léger ressaut hydraulique [Rabenberg,91]. Ce phénomène est néfaste pour les écoulements d'acier liquide à cause de l'entraînement de laitier en surface.

L'oscillation est décrite ainsi très simplement. En réalité l'écoulement est très complexe, impliquant non seulement les recirculations hautes mais également l'angle des jets. Des oscillations secondaires ont lieu correspondant aux harmoniques de ce mouvement et à d'autres modes liés au déséquilibre des recirculations basses. Une étude très poussée de l'hydrodynamique en lingotière de brames minces a été faite par T.A. Honeyands sur maquettes à eau [Honeyands,94].

Toutefois, le phénomène prépondérant reste celui qui est décrit ici. La période de l'onde est bien marquée sur chaque cas, et dépend, en général, du débit et des dimensions de la cuve. Honeyands et Herbertson proposent une loi de fréquence basée sur le taux de renouvellement du fluide dans la partie haute, c'est à dire au taux de remplissage de la partie grisée (figure 2.8).

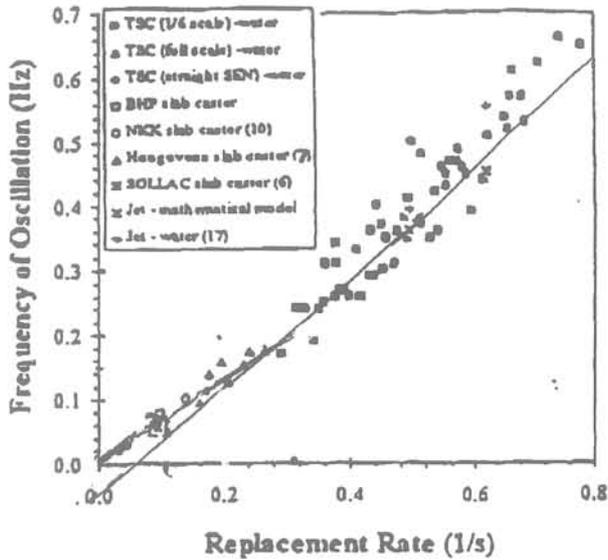
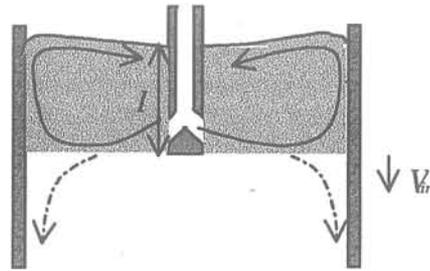


figure 2.7 : fréquence de l'onde du mouvement moyen; .
courbe expérimentale (d'après [Honeyands,95])



$$R = Q / l.e.I \text{ ou } R = \left(\frac{V_{tir}}{I} \right) \quad (2.2)$$

Q : débit dans la cuve ()
 V_{tir} : vitesse de tirage (m /s)
 I : Immersion de la busette (mm).

figure 2.8 : définition du taux de renouvellement (replacement rate (s⁻¹))

A partir d'un certain nombre de données sur lingotières d'acier en fonctionnement et sur leurs propres maquettes à eau, les auteurs ont déduit une loi linéaire entre la fréquence et le taux de remplacement (figure 2.7):

$$f = \alpha_1 R \text{ où } \alpha_1 = 0.857 \quad (2.3)$$

La fréquence est proportionnelle au débit Q , aux paramètres géométriques l (largeur), e (épaisseur), I (immersion), ou bien, plus simplement, à la vitesse de tirage (V_{tir}) et à l'immersion de la busette (I). Pour le cas de la cuve mercure, le taux de remplacement est faible ($R=0,11 \text{ s}^{-1}$) si bien que l'on se trouve dans une zone de la courbe où la fréquence est échelonnée sur une gamme de 0.05 Hz à 0.08 Hz environ. La linéarité entre le taux de renouvellement et la fréquence n'est plus tellement significative, les mesures étant regroupées en paquets (mesures sur sites). Toutefois ces valeurs sont une bonne référence pour avoir une idée de la fréquence d'oscillation de la maquette de ce mouvement moyen.

Ici, l'ordre de grandeur de la période est de l'ordre de 10-20 secondes, soit 10 à 20 fois plus longue que la période des modes propres.

Remarques

Cette étude théorique a été menée d'après des mesures sur maquettes à eau de faible élanement et sur lingotières industrielles un peu plus épaisses mais entrant toujours dans la catégorie des fines épaisseurs de brames (« thin slab casting »).

2.2 Application de champ électromagnétique alternatif 20 kHz.

Sur la structure de l'écoulement de base, le champ magnétique alternatif est appliqué en surface (figure 2.9). Le champ magnétique alternatif est produit par un inducteur double spire rectangulaire en cuivre, alimenté par un générateur alternatif HF.

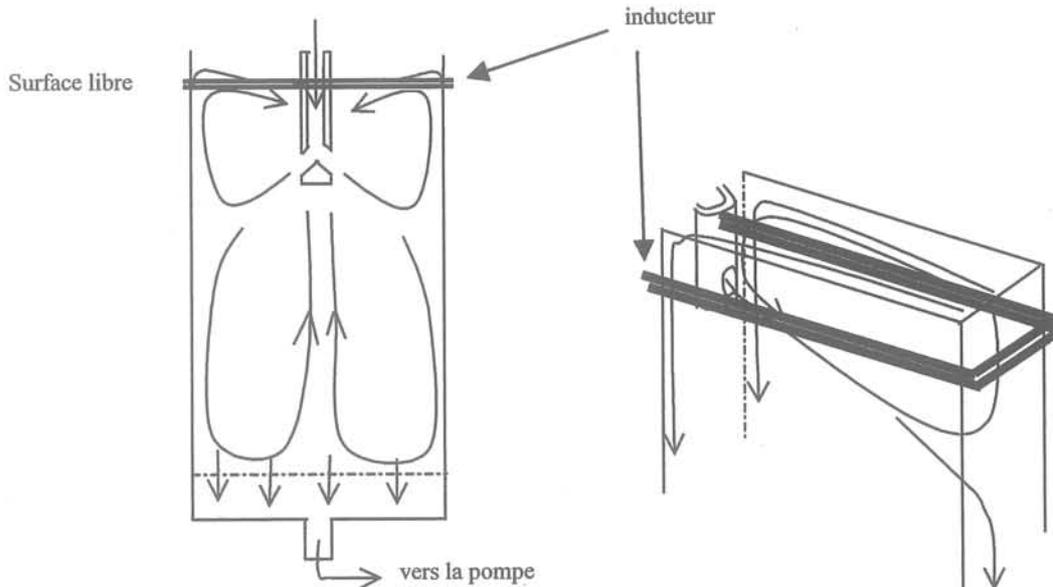


Figure 2.9 : position de l'inducteur sur la structure de base de la cuve.

D'ordinaire, ce système d'inducteur est utilisé sur des installations de coulées continue de billettes [Takeuchi,90] où la section, généralement cylindrique ou carrée, est plus petite que celle des brames et s'apparente aux dimensions des expériences de fusion de métal en creuset froid inductif. Les effets inductifs dans ces cas ont été abordés de manière assez exhaustive, notamment pour ce qui concerne la déformation de la surface libre [Etay,88][Gagnoud,86][Moreau,90].

Dans notre cas, la largeur est grande devant l'épaisseur. On s'attend à retrouver les mêmes phénomènes dans la section transversale et localement près de la petite face (figure 2.10). On s'intéressera ici aux effets de déformation classiques mais également aux effets d'agitation fluide en surface qui font l'objet de la partie III (résultats).

2.2.1 Description des phénomènes MHD induits par le champ alternatif

Les phénomènes en jeu sont grosso modo ceux décrits dans le §I.2 pour le dimensionnement du champ alternatif. Le fluide subit, du fait de la haute fréquence du champ, une déformation en surface par répulsion magnétique sur les bords.

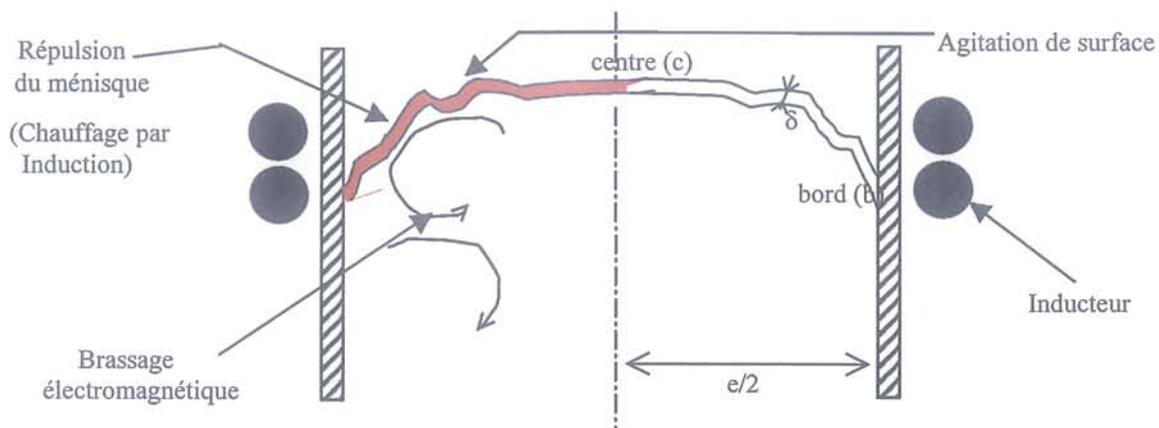


figure 2.10 : Action du champ magnétique alternatif à la surface du mercure ; coupe dans le sens de l'épaisseur

Toutefois, comme schématisé sur la figure 2.10, le phénomène est plus complexe. Il existe notamment un effet de brassage électromagnétique. Le fluide est entraîné en surface dans un mouvement allant du centre vers la paroi, et, en dessous de l'inducteur, dans un mouvement inverse. Ce mouvement, qui existe à de très faibles fréquences de champ [Taberlet,84], devient plus important dans les configurations de creusets froids inductifs. Lorsque la fréquence augmente encore, l'intensité du brassage diminue [Moreau,90]. Ceci est lié au caractère de plus en plus localisé de l'action du champ.

Ce mouvement de brassage électromagnétique entraîne, en surface, une agitation qui, aux fréquences de champ où l'on travaille, a priori, ne présente pas de fréquences caractéristiques particulières. Ces fluctuations n'ont jamais été mesurées sur les expériences en creusets froids inductifs, ni même sur les installations de coulées de billettes, l'intérêt dans ces cas étant surtout d'optimiser la forme du dôme et l'aspect de surface. Ainsi, il n'existe pas encore de mesures précises de surface libre pour des hautes fréquences, comme c'est le cas pour les très faibles fréquences (1-10 Hz) où les ondes de surface ont été largement étudiées [Galpin,Fautrelle,92], [Iwai,94][Shino,97].

Les aspects liés à la déformation de la surface et aux mouvements de brassage sont étudiés dans la thèse de B. Dumont [Dumont,00]. Dans le cadre de cette étude, nous nous contentons dans un premier temps de caractériser, si possible, les fluctuations de surface et de mesurer les effets d'amortissement des ces fluctuations par le champ magnétique continu.

2.2.2 Modification des fréquences propres de la lingotière.

Pour les phénomènes de surface, on doit s'attendre à une légère modification des fréquences propres dans la cuve données dans la partie I.2 à cause de la déformation de la surface libre (Figure 2.11).

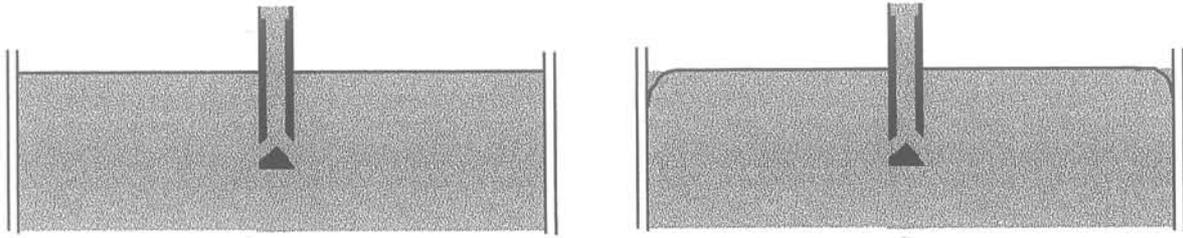


Figure 2.11 : modification de la forme de la surface dans le sens de la largeur ; a. sans champ magnétique ; b. avec champ AC 20 kHz

Cette légère déformation due au champ alternatif entraîne une diminution de la fréquence conformément à la tendance calculée théoriquement sur des configurations de creusets cylindriques (figure 2.12) [Bourdrez,96]).

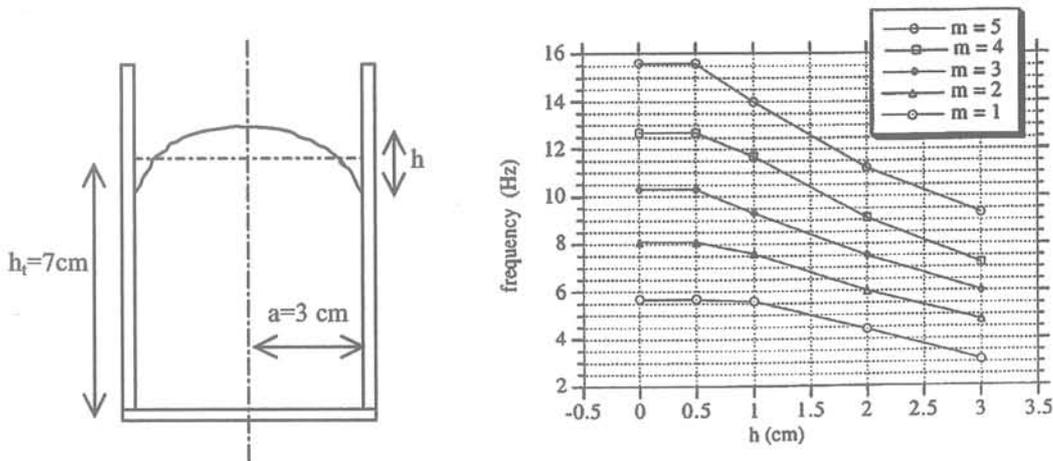


Figure 2.12 : fréquences propres des modes axisymétriques en fonction de la hauteur de dôme.

Ici le mode n°1 qui est le plus instable voit sa fréquence diminuer de 5,6 Hz à 3,2 Hz quand h passe de 0 à 3 cm.

L'action du champ magnétique alternatif sur le mouvement moyen est sans doute négligeable. En effet, comme nous l'avons déjà remarqué, l'action du champ alternatif est locale en surface (force de répulsion du ménisque) et n'engendre un brassage électromagnétique que sur une faible hauteur.

2.3. Application du champ magnétique continu:

2.3.1 Effets MHD dans la cuve.

Le champ magnétique continu décrit au §1.3 est appliqué transversalement, c'est à dire suivant le sens de l'épaisseur (figure 2.13), comme dans la plupart des configurations industrielles. Classiquement, le champ magnétique continu est appliqué sur les installations de coulées continues pour contrôler la vitesse d'écoulement de surface et près du front de solidification.

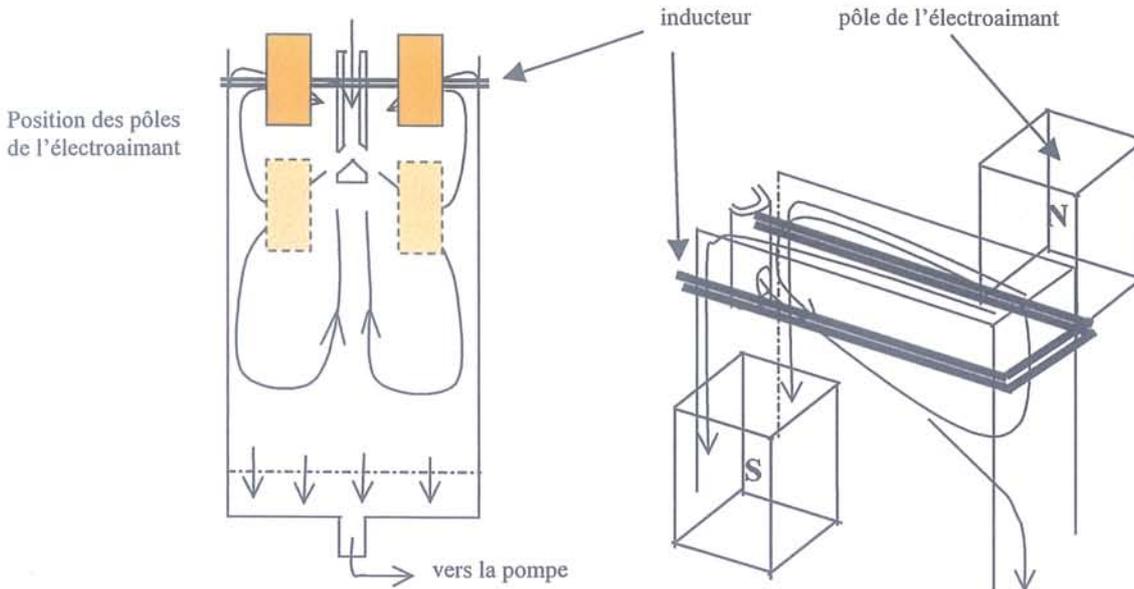


Figure 2.13 : position des pôles de l'électroaimant dans la cuve (en pointillé : position classique des pôles en sortie de busette)

En effet, le champ est appliqué généralement au niveau des sorties d'ouïes et fonctionne comme un frein. Dans certaines configurations toutefois, le champ magnétique peut avoir pour conséquence d'accélérer le fluide en surface, notamment lorsque les pôles de l'électroaimant sont placés en dessous des ouïes d'injection [Lehmann,94]. Or, comme indiqué sur la figure 2.14, des vitesses trop importantes ou trop faibles en surface augmentent la quantité de défauts inclusionnaires [Ishii,94].

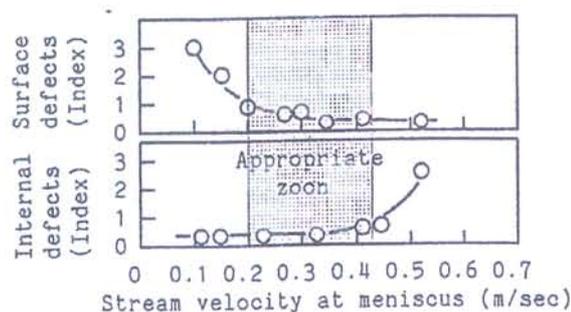


figure 2.14: Index de qualité en fonction de la vitesse en surface ; d'après [Ishii,94]

Dans la présente étude, on ne s'intéresse pas aux effets de frein électromagnétique mais plutôt aux effets du champ magnétique au niveau de la surface libre. On étudie plus particulièrement l'action du champ sur les fluctuations de surface (clapotis et oscillation moyenne de jets) et sur les fluctuations de surface engendrées par le champ alternatif. Toutefois, le champ tel qu'il est appliqué, a encore une forte action sur les jets en sortie d'ouïe, si bien qu'il faut s'attendre à retrouver les effets de freins qui existent dans les installations de coulée continue.

2.3.2 Propriétés des écoulements en lingotière avec un frein électromagnétique

Il existe plusieurs formes de champs magnétiques continus utilisés comme frein électromagnétique [Lehmann,94]. L'électroaimant, qui est utilisé dans la maquette mercure, est de type « EMBR Ruler ». C'est le type le plus commun où le champ magnétique appliqué a toujours le même sens dans toute la largeur de la lingotière.

L'action principale du champ magnétique dans ces procédés consiste à freiner les écoulements en sortie de jet. En règle générale, les écoulements de recirculation haut et bas sont ralentis.

Il s'ensuit, dans la partie haute, une diminution de la vitesse en surface ([Okimura,94][Gardin,94][Ishii,94][Van der Plas,94][Idogawa,94]) ainsi qu'une diminution des fluctuations en surface [Van der Plas,94]. Dans la partie basse, on a essentiellement une réduction de la taille du vortex inférieur [Idogawa,94] (figure 2.13).

Ces effets sont classiques dans les cas d'application de freins électromagnétiques. Et même si les mesures sont données avec une certaine marge d'erreur, elles donnent la tendance générale observée de l'hydrodynamique sous champ continu.

Au niveau des fluctuations de surface, peu d'informations sont disponibles pour savoir quelle est l'effet d'amortissement, notamment la part d'amortissement des modes propres (fréquences « élevées ») et de l'oscillation de jets (fréquences « basses »). On sait seulement que, globalement, les fluctuations sont amorties.

Dans certains cas particulier toutefois, il a été observé des effets opposés à ceux qui sont décrits, notamment pour certains cas où le champ magnétique est appliqué en dessous des jets de sortie d'ouïe ([Lehmann,94]).

Dans la cuve qui fait l'objet de cette thèse, deux phénomènes MHD importants se produisent. Le premier concerne la fermeture des courants électriques dans la cuve. Le second concerne la bidimensionnalisation des jets dans le sens de l'épaisseur. Ces deux phénomènes caractéristiques seront comparés avec les résultats numériques car il n'est pas possible de mesurer les courants électriques sur la maquette.

Avec le type d'aimant utilisé sur la maquette (EMBR Ruler), on a des fermetures de courant particulières dans le sens de la largeur et dans le sens de l'épaisseur (figure 2.14)

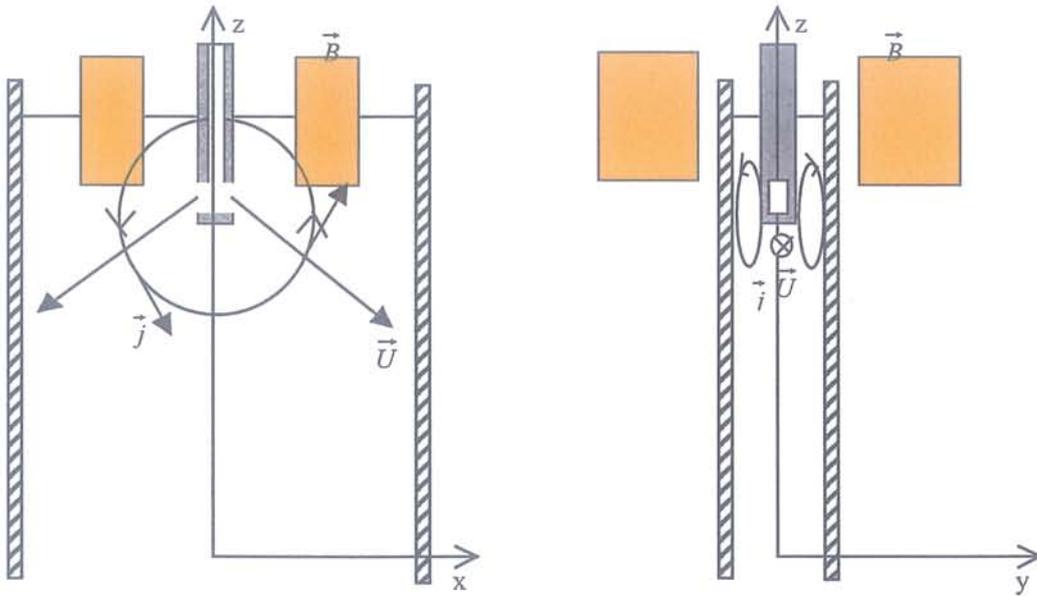


figure 2.14 : fermeture des courants dans le cas de la maquette mercure ; a. boucle de courant électrique principale dans le sens de la largeur ; b. boucle de courant électrique principale dans le sens de l'épaisseur

Le courant électrique est induit à cause du mouvement de fluide conducteur dans le champ magnétique. La distribution du courant dans la cuve est donnée par la loi d'Ohm (2.4) et satisfait à la conservation du courant (2.4)

$$\vec{j} = \sigma(\vec{\nabla}\varphi + \vec{U} \wedge \vec{B}) \quad (2.4) \quad \nabla \cdot \vec{j} = 0 \quad (2.5)$$

Dans le plan central, on a une boucle principale due à la symétrie axiale (Oz) [Lehmann,94]. Ceci provient du fait que la vitesse horizontale de sortie de jets est symétrique. Ainsi, on a :

$$U_x(-x, z) = -U_x(x, z) \quad (2.6) \quad \text{et} \quad U_z(-x, z) = U_z(x, z) \quad (2.7)$$

et comme $B(-x, z) = B(x, z) \quad (2.8)$

$$j_z(-x, z) = \sigma U_x(x, z)B = -j_z(x, z) \quad (2.9) \quad \text{et} \quad j_x(-x, z) = \sigma U_z(x, z)B = j_x(x, z) \quad (2.10)$$

On voit donc que le courant induit (courant de « déplacement ») est antisymétrique par rapport à l'axe z. Ainsi, une boucle de courant électrique est favorisée dans le plan médian, c'est à dire qu'il existe un courant qui traverse le plan de symétrie (x,y) de la lingotière.

On a fait l'hypothèse ici que la boucle de courant existe vraiment, c'est à dire que le gradient de potentiel est négligeable par rapport au courant induit dans cette zone. Ceci se justifie par exemple en raisonnant sur un écoulement irrotationnel :

D'après la loi d'Ohm,

$$\frac{j_x}{\sigma} = -\frac{\partial\varphi}{\partial x} - U_z B \quad (2.11) \quad \text{et} \quad \frac{j_z}{\sigma} = -\frac{\partial\varphi}{\partial z} - U_x B \quad (2.12)$$

Soit, d'après les conditions de symétrie :

$$\frac{j_x}{\sigma}(-x, z) = -\frac{\partial\varphi}{\partial x}(-x, z) + U_z(x, z)B \quad (2.13) \quad \frac{j_z}{\sigma}(-x, z) = -\frac{\partial\varphi}{\partial z}(-x, z) - U_x(x, z)B \quad (2.14)$$

Ainsi, la conservation du courant implique :

$$\nabla \cdot \vec{j} = 0 \Leftrightarrow -\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} = B \left(-\frac{\partial U_x}{\partial z} + \frac{\partial U_z}{\partial x} \right) \quad (2.15)$$

ou encore, si l'écoulement est irrotationnel :

$$\left(-\frac{\partial U_x}{\partial z} + \frac{\partial U_z}{\partial x} \right) = 0 \quad (2.16) \quad \text{soit} \quad \boxed{\Delta\varphi = 0} \quad (2.17)$$

Le potentiel du champ électrique est donc harmonique ; et si $\varphi = 0$ à la frontière du domaine, alors φ est nul partout. Ceci est aussi vrai localement au niveau de la sortie des jets.

Puisque le gradient de potentiel est nul dans ce cas, le courant total induit est donc, (d'après la loi d'Ohm) de l'ordre de grandeur du courant de « déplacement », c'est à dire du courant induit à cause du mouvement. Or c'est dans la zone de sortie de jets que la norme de la vitesse est la plus importante. Il faut donc s'attendre à ce que la boucle de fermeture dans le plan médian soit la boucle principale dans la cuve.

Cette boucle antisymétrique est caractéristique des écoulements avec frein électromagnétique de type « Ruler » pour lesquels le champ magnétique est dans le même sens sur toute la largeur (champ B symétrique). Pour d'autres applications de champ, comme par exemple pour les électroaimants qui ont été utilisés au début du développement du procédé [Lehmann,94], le champ magnétique est antisymétrique, c'est à dire que le sens du champ est opposé d'un côté à l'autre de la busette. Les courants induits ne forment plus alors une seule boucle au centre mais deux boucles de courant de chaque côté de la busette.

2.3.3 Bidimensionnalisation du jet :

L'autre boucle de courant existant dans les écoulements que nous étudions apparaît au niveau des sorties d'ouïes dans le sens de l'épaisseur (figure 2.14.b). Ce phénomène est classique pour tous les écoulements de jets avec imposition de champ magnétique continu transverse.

Le jet induit un courant qui se boucle à l'extérieur du jet où l'écoulement est beaucoup moins rapide. Dans cette zone, l'écoulement est mis en mouvement dans le sens du jet. Ainsi, de proche en proche, le jet s'étire dans le sens du champ [Davidson,95].

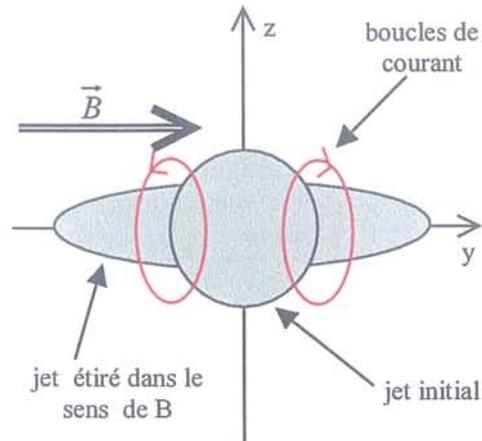


figure 2.15 : bidimensionnalisation du jet sous l'influence d'un champ magnétique continu transverse ; vue de face

On peut ainsi, selon ce principe, définir une « diffusivité magnétique » apparente α_m [Moreau Somméria, 82] comme il suit :

L'ordre de grandeur du courant électrique induit est donné par la loi d'Ohm :

$$\vec{j} = \sigma(\vec{\nabla}\varphi + \vec{U} \wedge \vec{B})$$

soit $O(\vec{j}) \approx \sigma U B$

D'autre part, on peut également calculer un ordre de grandeur du temps d'action du champ magnétique sur l'écoulement à partir de l'équation de l'équilibre suivant :

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} \sim \frac{\vec{j} \wedge \vec{B}}{\rho}$$

soit $O(\tau_{\text{électromag}}) = \frac{\rho}{\sigma B^2}$

Si on compare ce temps au temps d'action du champ magnétique au temps d'advection, on a :

$$N = \frac{\tau_{ad}}{\tau_{\text{électromag}}} = \frac{\sigma B^2 L_{\perp}}{\rho U} \quad \text{ou encore} \quad \frac{1}{N} = \left(\frac{\rho}{\sigma B^2 L_{\perp}} \right) U L_{\perp} = \frac{U L_{\perp}}{\alpha_m} \quad (\text{avec } \tau_{ad} = \frac{L_{\perp}}{U})$$

Ainsi, par analogie avec le nombre de Reynolds classique, on définit la « viscosité » magnétique :

$$\alpha_m = \left(\frac{\sigma B^2 L_{\perp}}{\rho} \right)$$

On peut ainsi définir un temps caractéristique de diffusion magnétique sur une distance caractéristique d :

$$\tau_{2D} = \frac{d^2}{\alpha_m} \quad \text{soit} \quad \boxed{\tau_{2D} = \frac{\rho}{\sigma B^2 L_{\perp}^2} \cdot d^2}$$

Pour le cas de la lingotière, on prend comme longueur caractéristique l'épaisseur dans la cuve si on veut mesurer un temps caractéristique de bidimensionnalisation dans le sens du champ. Ainsi,

$$\boxed{\tau_{2D} = \frac{\rho}{\sigma B^2 \phi^2} \cdot (e/2)^2}$$

Dans le cas de la cuve de mercure, on a :

$$\tau_i = l_m / U_m = 0,52 \text{ s} \qquad \tau_{2D} = \frac{\rho_m}{\sigma_m B_m^2 \phi_m^2} \cdot (e_m / 2)^2 = 0,27 \text{ s.}$$

Le temps caractéristique de bidimensionnalisation est donc inférieur même au temps caractéristique d'advection dans la cuve basé sur la vitesse de sortie jets. Ainsi on doit s'attendre, si l'intensité du champ est assez grande au niveau des sorties d'ouïes, à un phénomène de bidimensionnalisation dans la cuve.

2.3.4 Action du champ magnétique en surface :

Dans le cadre de l'étude, et notamment pour ce qui concerne les mesures expérimentales de fluctuations de niveau, on s'intéresse principalement à l'action du champ continu au niveau de la surface libre.

Pour ce qui concerne les phénomènes hydrodynamiques, les mesures expérimentales et la littérature en général ne sont pas très fournies. Il faut essentiellement s'attendre à un amortissement des modes propres dans la cuve [Kozuka,94] et à une réduction de la déformation de surface maximale [Van der Plas,94].

L'amortissement de l'oscillation fluide liée à l'instationnarité du mouvement moyen par le champ magnétique n'a encore jamais été étudié, les expériences ayant été faites sur maquettes à eau [Honeyands,94].

Toutefois, même si les questions d'amortissement des fluctuations seront étudiées, l'intérêt industriel principal est celui de quantifier l'effet de l'amortissement des fluctuations HF par le champ continu.

2.3.5 Amortissement par le champ continu des fluctuations HF induites

Il n'existe à notre connaissance aucune étude à laquelle il est possible de faire référence pour savoir à quel résultat s'attendre. Cependant, en raisonnant à partir des vitesses de brassage, et en considérant que les fluctuations de surface sont étroitement liées à ces mouvements, on peut

Sur le bord de la grande face, \vec{B} est perpendiculaire à la paroi (figure 16a). Le courant induit est dirigé suivant l'axe x d'un côté et suivant l'axe $-x$ de l'autre induisant une force de Laplace qui s'oppose au mouvement :

$$\vec{F}_b = \vec{j} \wedge \vec{B} \quad \vec{j} = \sigma(-\nabla\varphi + \vec{U} \wedge \vec{B})$$

Le champ magnétique a une action de freinage :

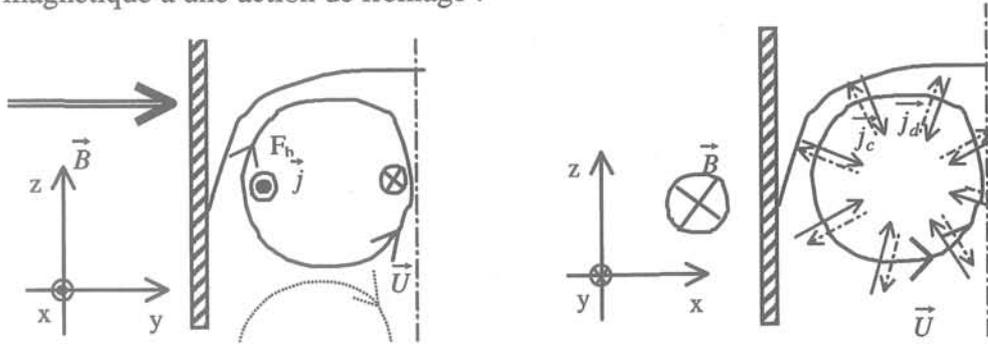


figure 2.16 : freinage du brassage électromagnétique le long des parois; a. paroi grande faces ; b. paroi petite face

Sur le bord de la petite face, le champ \vec{B} est parallèle à la paroi (figure 16b). Le courant de déplacement est centripète ($\vec{j}_d = \sigma(\vec{U} \wedge \vec{B})$), et il se crée, par conservation du courant, gradient de potentiel opposé au courant de déplacement ($\vec{j}_c = \sigma\nabla\varphi$), de sorte que le courant total soit nul (loi d'Ohm) :

$$\vec{j} = \vec{j}_d + \vec{j}_c = 0.$$

Le champ magnétique n'a pas d'action de freinage.

Conclusion

Dans la cuve de lingotière, l'écoulement moyen est très caractéristique. En surface, l'écoulement moyen a une action de déformation de la surface libre caractérisée par la hauteur maximale de déformation. Les fluctuations de surface sont essentiellement dues aux modes propres dans la cuve et au passage de vague dû à l'oscillation du mouvement moyen dans la cuve.

Le champ magnétique alternatif a une action de déformation locale du ménisque par pression magnétique. Cette déformation est accompagnée de fluctuations de surface mais n'influence pas le mouvement moyen. En tout cas son action est négligeable par rapport à celle du champ continu, qui agit principalement sur l'écoulement moyen, notamment lorsqu'il est appliqué à la sortie des ouïes.

Dans cette étude, le champ est appliqué en surface pour amortir les fluctuations induites par la HF. Néanmoins, le champ est encore assez intense en sortie d'ouïes pour influencer le mouvement moyen. Ainsi, les résultats de l'étude sont divisés en deux parties correspondant aux effets de surface et aux effets sur le mouvement moyen :

Dans cette étude, le champ est appliqué en surface pour amortir les fluctuations induites par la HF. Néanmoins, le champ est encore assez intense en sortie d'ouïes pour influencer le mouvement moyen. Ainsi, les résultats de l'étude sont divisés en deux parties correspondant aux effets de surface et aux effets sur le mouvement moyen :

-partie expérimentale (partie III): mesures de niveau de surface libre avec une sonde de niveau développée au laboratoire.

-partie numérique (partie IV): calculs MHD en lingotière

Partie III : Résultats expérimentaux.

Le but de l'étude expérimentale est de mesurer les fluctuations de niveau à la surface de la cuve. Les mesures sont faites avec la sonde de niveau développée au laboratoire (annexe 2) pour les trois cas suivants :

- écoulement dans la cuve sans champ
- écoulement avec application de champ magnétique alternatif
- écoulement avec champ magnétique continu superposé au champ magnétique alternatif.

Une partie spéciale concerne l'étude un peu plus poussée du phénomène de l'oscillation du mouvement moyen en présence de champ magnétique continu.

3.1 Installation expérimentale

L'installation expérimentale est celle décrite dans la partie I. Au niveau de la surface, les paramètres réglables sont les suivants :

- la configuration de pôle du champ magnétique continu (3.1)
- la position des pôles du champ magnétique par rapport à la surface libre (3.2)
- le type et l'immersion I de la busette (3.3)

L'inducteur double spire (figure 3.2) est positionné de sorte que la surface libre soit au niveau de la spire supérieure.

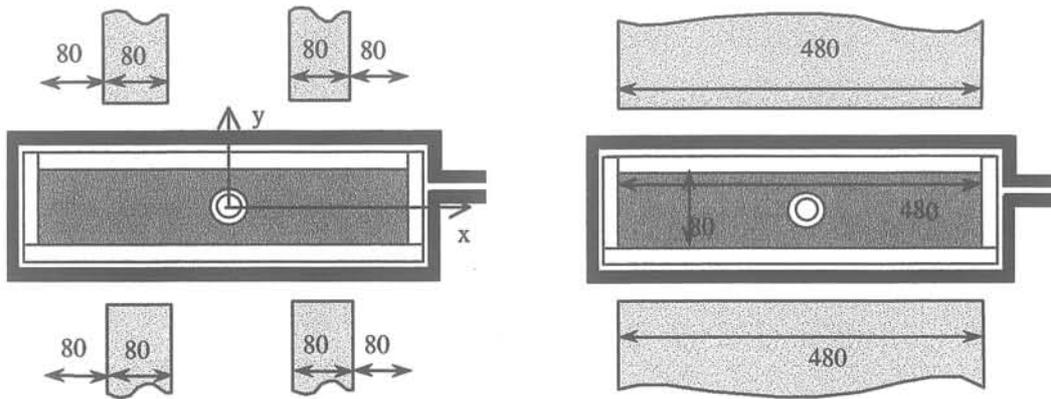


figure 3.1 : configuration expérimentale : a. champ continu localisé ; b. champ continu uniforme

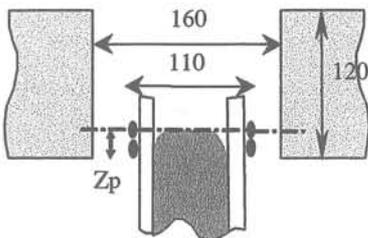


figure 3.2 position des pôles par rapport à la surface libre

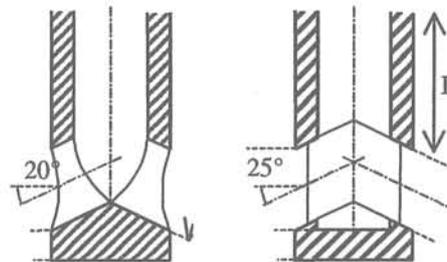


figure 3.3; .type de busettes ;a. fond conique ; b.fond en cuvier ; et immersion I .

Trois configurations ont été utilisées pour les expériences et sont résumées dans le tableau suivant :

	Champ magnétique	position	busette	vitesse débitante	immersion
Configuration 1	A. localisés B. uniformes	Zp=30 mm	Conique (ouïes rondes) $\varphi = 22.4$ mm	$\bar{V} = 0.94 m/s$	60 mm
Configuration 2	Localisés (bobines 30%)	Zp=15 mm	Cuvier (ouïes rectang.) $S_o = 23 * 25 mm^2$	$\bar{V} = 0.6 m/s$	70 mm

Tableau 3.1 : configurations utilisées pour les mesures de niveau

La configuration 1A avec pôles courts produit un champ localisé avec gradients et la configuration 1B avec pôles longs produit un champ uniforme. L'intensité du champ magnétique continu transversal au niveau du plan médian ($y=0$) est donnée sur la figure 3.4 pour les configurations 1A (pôles courts) et 1B (pôles longs).

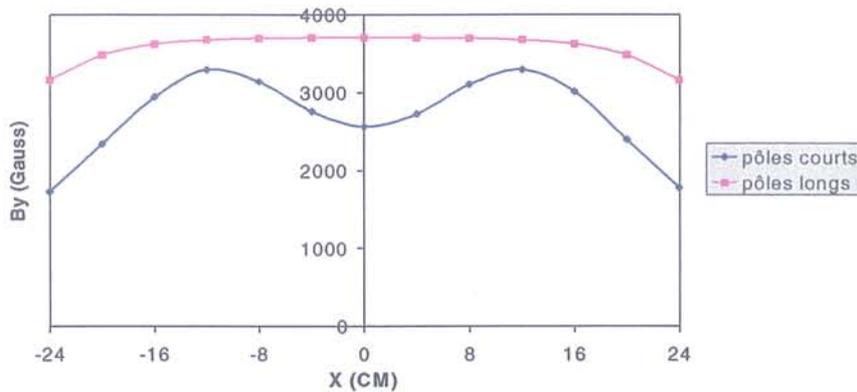


figure 3.4: Champ magnétique dans le plan médian
bleu : configuration 1A (pôles courts) ; rouge : configuration 1B (pôles longs)

La puissance du générateur de champ alternatif est donnée ici à partir des tensions et intensités lues sur le pupitre de commande du générateur.

	Tension (Anode)	Intensité (Anode)	Puissance	Fréquence
pôles courts	5 kV	10 A	50 kW	20.9 kHz
pôles longs	5.5 kV	14.5 A	78 kW	21 kHz

Tableau 3.2 : champ alternatif ; caractéristiques électriques.

La puissance générateur nécessaire pour le cas de la configuration avec pôles longs est 1,5 fois plus grande que dans le cas des pôles localisés pour une déformation équivalente. On a donc une perte de puissance conséquente dans les pôles de l'électroaimant. Un calcul grossier des pertes de puissance a été établi (tableau 3.3) pour

le cas de la configuration 1A. Ces ordres de grandeurs ont été établis à partir de la mesure de la puissance calorifique récupérée dans l'eau de refroidissement de chacun des éléments.

En dehors des pertes du générateur, plus de 20 % de la puissance est perdue dans les pôles de l'électroaimant dans le cas des pôles longs (1B). La puissance calculée dans la charge est évaluée à 15,4 kW.

Puissance totale P_{UI}	Pertes générateur (P_g)	Pertes pôles (P_{mag})	Pertes Inducteur (P_{ind})	Pertes diverses estimées (P_{div})	Puissance charge (P_{ch})
78000 W	32000W	16000 W	9600 W	5000 W	15400W
100%	41%	20,5%	12%	6,5%	20%

tableau 3.3 : répartition des puissances pour la configuration 1A

En considérant que cette puissance dans la charge est équivalente pour le cas des pôles courts, on calcule une perte dans les pôles pour le cas des pôles courts (1A).

$$P_{mag}=5,25 \text{ kW soit } 10.5\%,$$

toutes proportions étant égales par ailleurs.

La busette d'alimentation utilisée est une busette à fond conique avec un angle d'injection de 20° (figure 3.3). Pour ce cas de busette, on suppose que le fluide ne débite que sur 50% de la surface de l'ouïe [Galpin,95]. La vitesse moyenne dans la section \bar{V} est alors calculée à partir de cette surface et du régime de débit nominal.

Pour la configuration 2, seule la configuration de pôles courts est utilisée. L'intensité du champ magnétique continu transversal dans le plan médian ($y=0$) est donné sur la figure 3.5).

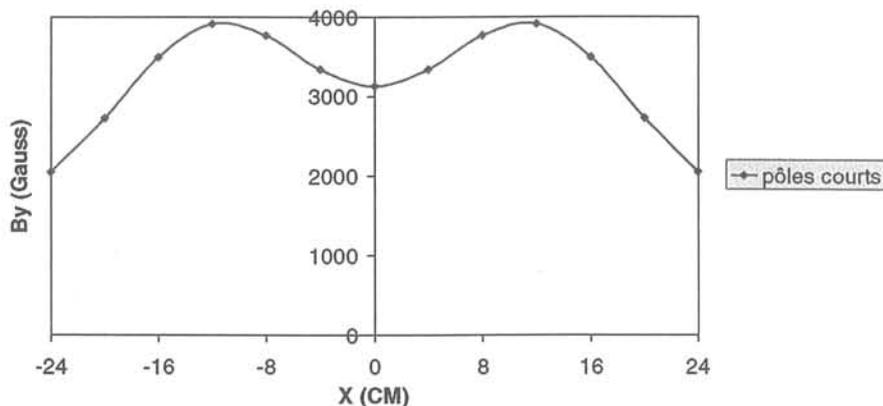


figure 3.5 : Champ magnétique continu dans le plan médian pour la configuration 2.(bobinage + 30% par rapport au cas 1B).

L'intensité du champ magnétique est augmentée de 30 % par rapport à la configuration 1B par l'ajout de spires dans les bobines (annexe 3). Les caractéristiques électriques du champ alternatif rapportées dans le tableau 3.4 sont proches de celles de la configuration 1B.

	Tension (Anode)	Intensité (Anode)	Puissance	Fréquence
pôles courts	5 kV	9.6 A	48 kW	20.6 kHz

tableau 3.4 : Caractéristiques électriques du champ alternatif dans la configuration 2

La busette utilisée est à fond en cuvier. Le tube d'arrivée est cylindrique et les ouïes sont rectangulaires, avec un angle d'injection de 25° (figure 3.3). En considérant que le fluide ne débite que sur 50%, on a, comme dans le cas précédent, une vitesse moyenne dans la section \bar{V} que l'on calcule à partir de cette surface et du régime de débit nominal.

Pour chaque configuration, on fonctionne au régime hydraulique nominal, le débit étant défini par la similitude de Froude (partie I).

Les configurations 1 et 2 correspondent à deux campagnes de mesures qui ont eu lieu successivement ; l'une utilisant les sondes de platine (sensible à la température), l'autre utilisant des sondes de constantan. Ces sondes sont celles décrites dans l'annexe 2.

3.2 Mise en oeuvre de la mesure – protocole expérimental.

Les mesures de fluctuations de niveau en surface ont été faites aux points indiqués sur les figures 3.6, 3.7 et 3.8 avec la sonde de niveau.

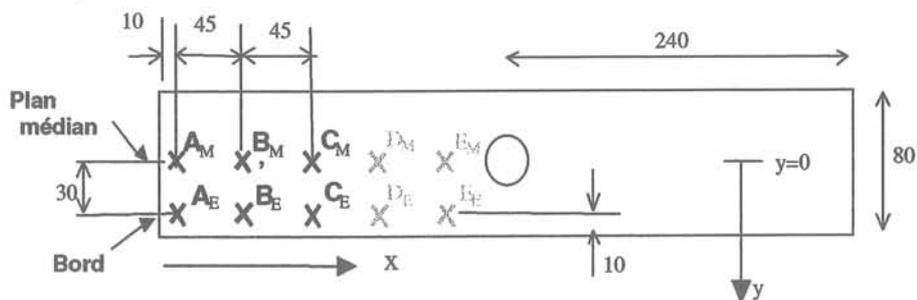


figure 3.6 : Points de mesure pour la configuration 1

Les mesures ont été faites aux points A, B, C. Les points D, E ne sont pas mesurés à cause d'une peau d'impuretés causant des problèmes de contacts de la sonde.

Pour la configuration avec la sonde en constantan, les mesures ont été faites aux points suivants :

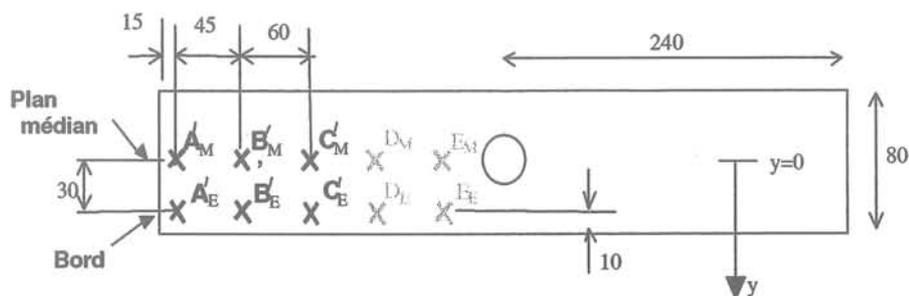


figure 3.7 : Points de mesure dans la configuration 2

Pour les mesures des déformées, trois plans sont définis :

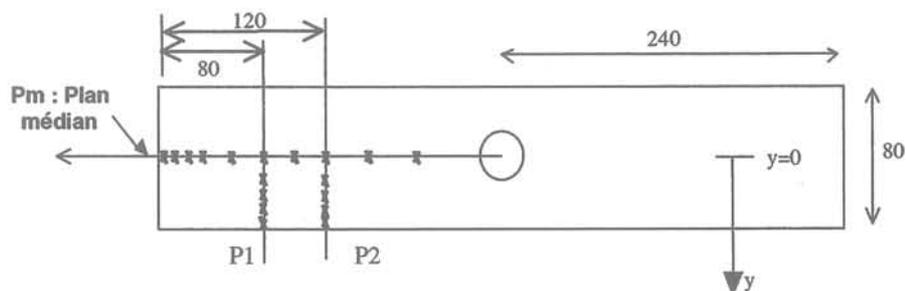


figure 3.8 : Définition des plans de mesures des déformées.

Le plan P_m est le plan médian représentatif de la déformation moyenne et les plans P1 et P2 représentatif de la déformation dans le sens transversal (figure 3.8).

Les résultats sont présentés de la manière suivante :

- mesure de la déformation. En chaque point une mesure des fluctuations de niveau est effectuée pendant 400 secondes pour les trois cas d'imposition de champ.
- pour le signal de niveau et la densité spectrale d'énergie, le signal est reporté pour un seul point de mesure représentatif (signal « typique ») des fluctuations de niveau communes à tous les signaux, pour chaque cas d'imposition de champ. En chaque point une mesure des fluctuations de niveau de 400 secondes est effectuée pour les trois cas d'imposition de champ. A partir de ce signal, on calcule l'écart type et la densité spectrale d'énergie (annexe 4).
- les écarts-types des signaux en chaque point sont représentés pour les trois configurations 1A, 1B, 2.

3.3 Fluctuations de surface libre

3.3.1 Fluctuations en l'absence de champ

Les mouvements de convection et l'agitation de surface observés sont faibles pour le débit nominal. Sur la figure 3.9, on observe un écoulement de surface avec des remous turbulents en vue de dessus. Le mercure donne l'impression d'être assez agité en surface (à cause de l'éclairage particulier de la surface). En réalité, les variations de niveau dues au mouvement du fluide sont faibles.

Déformation :

La déformation de surface est mesurée dans le plan P_m au régime nominal de fonctionnement (figure 3.10a). Le point de paroi n'est pas mesuré puisque la sonde ne peut pas toucher le bord. Cependant, les mouvements de surface étant de faible amplitude, le point peut être extrapolé à partir de la déformation statique du mercure sur la paroi en plexiglas (~1.5 mm sur la figure 3.10b).

Dans le plan médian P_m , la déformation maximale h est proche de 1mm. Elle est donc faible puisque c'est une valeur proche de l'ordre de grandeur de la déformation statique.

Cet ordre de grandeur est faible par rapport aux mesures sur brames réelles où la déformation est de l'ordre de 10 mm [Van der Plas,94], ce qui correspondrait à environ 3mm attendus rapporté à l'échelle de la maquette.

Fluctuations de niveau

Les figures 3.11a et 3.11b représentent le signal de niveau obtenu au point B'_M (configuration 2). Le signal brut est ramené à la moyenne. Ainsi les fluctuations oscillent autour de la valeur moyenne nulle.

La figure 3.11a représente le signal de niveau brut sur 100 secondes. Sur cette figure, on ne distingue pas à l'oeil une fréquence prépondérante. Sur le spectre de densité de puissance du signal en revanche (figure 3.11b), on distingue clairement les fréquences principales :

- Les fréquences f_1, f_2, f_3 qui correspondent aux trois premières fréquences propres caractéristiques du fluide dans la cuve (II.2). Les valeurs numériques du tableau 3.4 sont calculées à partir d'une moyenne sur les points des configurations 1 et 2. Ces valeurs sont comparées aux valeurs calculées théoriquement par la méthode des petites perturbations.

	f_1	f_2	f_3	f_4
Calculées	1.276	1.807	2.219	2.570
Mesurées(moyenne)	1.253	1.823	2.123	2.534

Tableau 3.4 : Valeurs comparées des fréquences mesurées et calculées dans la maquette mercure

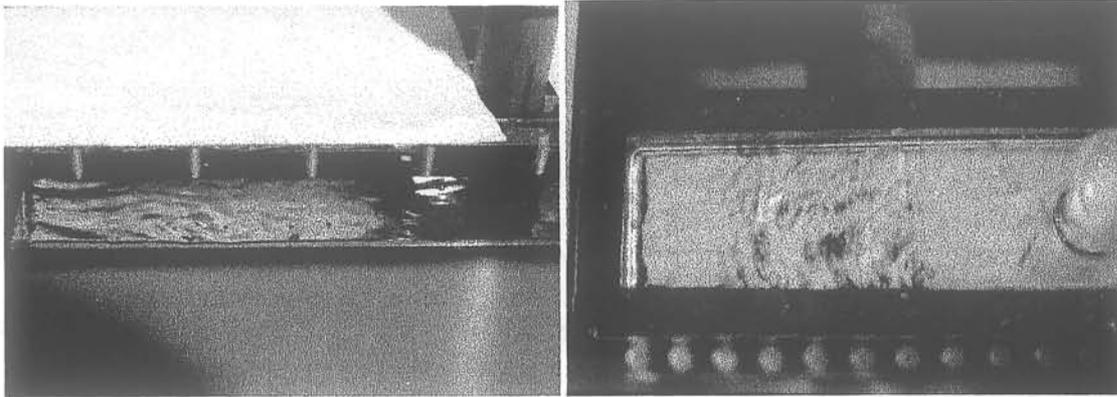


figure 3.9 : surface libre sans champ ; débit nominal ($Q=1.34 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$) ; : a. vue de côté ; b. vue de dessus

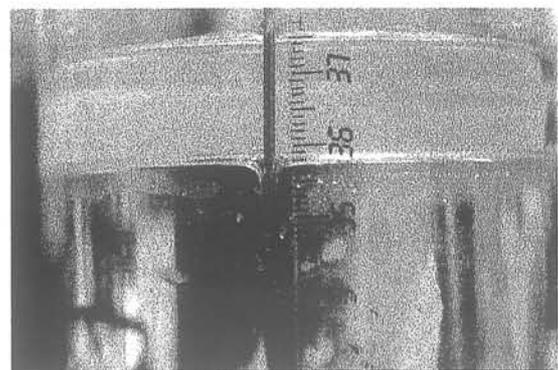
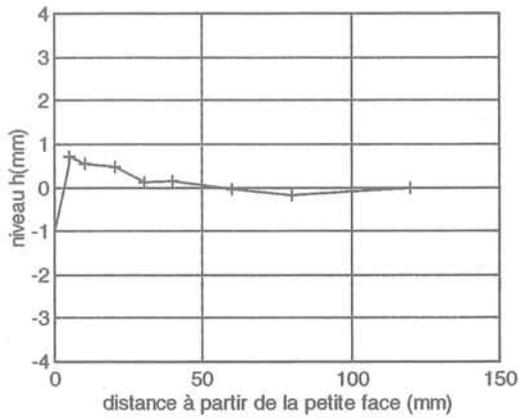


figure 3.10 : a. Déformation moyenne dans le sens de la largeur (plan P_m) pour la configuration 2 ; b. déformation de la surface de mercure sur un pot de verre (avec une sonde de niveau sur le bord).

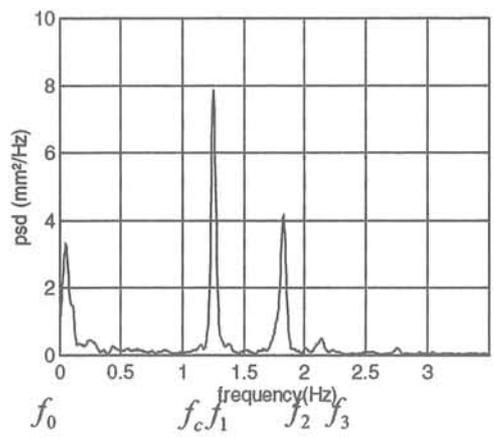
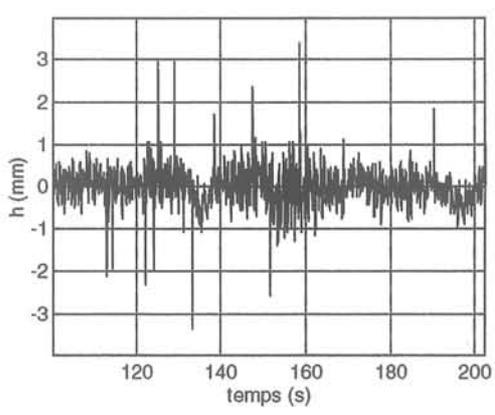


figure 3.11: a. fluctuations de niveau sans champ magnétique au point B'_M (configuration 2) ; b. densité spectrale du signal sans champ magnétique (point B'_M).

Les fréquences mesurées sont légèrement plus élevées que les fréquences calculées. On attribue cet écart à l'erreur sur les dimensions et à la présence de la busette au milieu de la surface.

- La fréquence f_0 est caractéristique du mouvement de surface liée à l'instabilité hydrodynamique de jets. Elle correspond au passage périodique de l'onde au niveau de la surface libre. La fréquence n'est pas mise en évidence aussi clairement que pour les modes propres. Dans la configuration 1, on distingue une fréquence prépondérante autour de 0,045 Hz ; et dans la configuration 2, on a des fréquences proches de 0,03-0,04-0,05 Hz. Ces fréquences sont d'un ordre de grandeur qui correspond aux données de Honeyands (paragraphe (II.2)).

Ecart types

Les variations de niveau dans la cuve sont quantifiées par l'écart-type du signal de niveau (noté σ dans cette partie ; voir annexe 4). Le niveau moyen dans la cuve ne bouge pas car le circuit hydraulique fonctionne en boucle fermée. Le signal qu'on récupère est donc significatif des variations de niveau de la surface par rapport à la déformée moyenne.

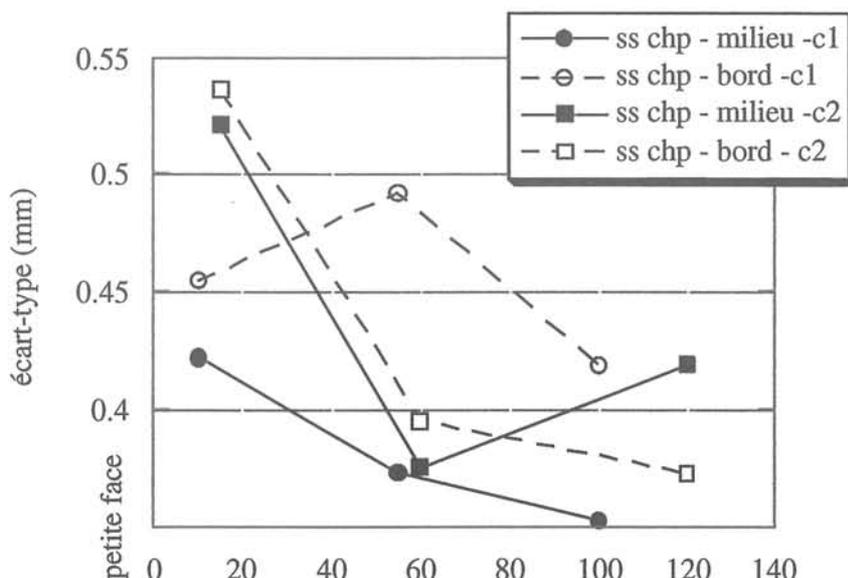


figure 3.12 - écart-types des fluctuations en absence de champ magnétique

Les écart types sont en moyenne très faibles (0.3 mm à 0.5 mm sur la figure 3.12). Les déformations de surface libre correspondantes sont de l'ordre de 1 à 1,5 mm (pour un signal sinusoïdal, l'écart crête à crête vaut : $\Delta h_{max} = 2\sqrt{2} \sigma$).

De manière générale, les écarts types diminuent lorsqu'on s'éloigne de la petite face vers la busette car l'amplitude de déformation due au mode n°1 est plus importante sur les bords qu'au centre. Sur certains cas particuliers, on peut avoir un signal différent (par exemple au point B_M) à cause d'une prédominance des effets du mouvement instationnaire.

On mesure la part des fluctuations dues à ce mouvement instationnaire en filtrant le signal numériquement (annexe 4) à la fréquence $f = 1$ Hz. On détermine la part des fluctuations basses ($f < 1$ Hz) avec le signal filtré en passe bas et la part des fluctuations dues aux clapotis ($f > 1$ Hz). Par ce traitement, on vérifie :

- que l'écart type des fluctuations de surface liées aux mouvements de fréquences inférieures à 1 Hz (f_0) sont de l'ordre de 0,3 mm .
- que les fluctuations liées aux mouvements de clapotis (f_1, f_2, f_3) sont du même ordre ($\sigma = 0,3$ mm).

3.3.2 Fluctuations de niveau en présence de champ magnétique alternatif 20 kHz

L'agitation induite par le champ affecte toute la surface libre bien que la répulsion du ménisque soit localisée sur des bords sur une distance de l'ordre du centimètre (figure 3.13).

Les mesures de fluctuations de niveau nous permettent de caractériser les trois phénomènes principaux induits par le champ magnétique alternatif, à savoir : la forme et la hauteur du dôme de répulsion, les fluctuations de surfaces induites, la variation de la fréquence du clapotis (II.1.2).

Déformation de la surface libre :

Les déformations de ménisque sont représentées dans le sens de la largeur (plan P_m ; figure 3.14a) et dans le sens de l'épaisseur (l'épaisseur (plan P1 et P2 ; figure 3.14b). L'encombrement de la sonde ne permettant pas de faire des mesures en paroi, on extrapole un point linéairement à partir des deux points précédents.

Dans la configuration 1, avec des pôles courts (1A) (figure 3.14a), la déformation atteint 10 mm. Dans l'autre configuration avec des pôles longs (1B) (figure 3.14b), on atteint une déformation de 6 mm environ. La différence de hauteur de répulsion est liée à ce qu'une plus grosse partie de la puissance est perdue dans les pôles pour le cas des pôles longs (paragraphe 3.1).

Dans la configuration 2, la répulsion est du même ordre (8 mm). Les points de parois étant extrapolés, on a une estimation de la hauteur (~10 mm) qui est conforme aux estimations théoriques basées sur un équilibre entre la pression statique et la pression magnétique (Annexe 1).

La déformation au bord de la petite face est du même ordre que la déformation au bord de la grande face.

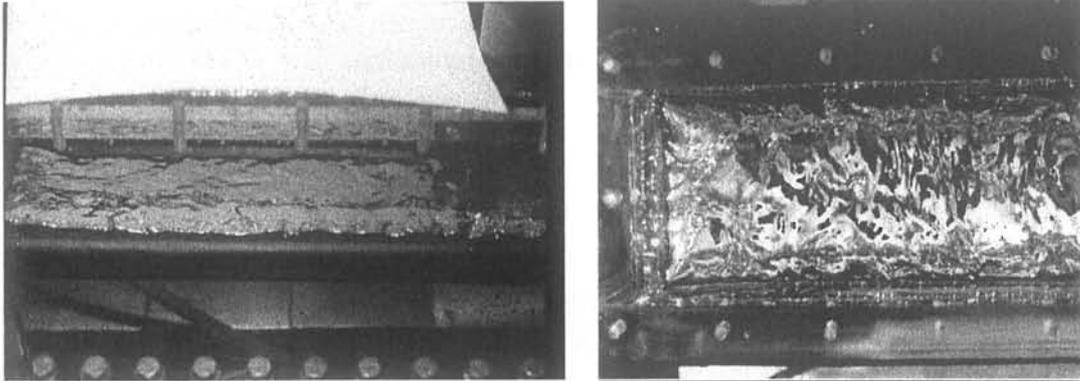


figure 3.13 : aspect de la surface libre de mercure vue de dessus ; a. sans champ magnétique ; b. avec un champ magnétique alternatif.

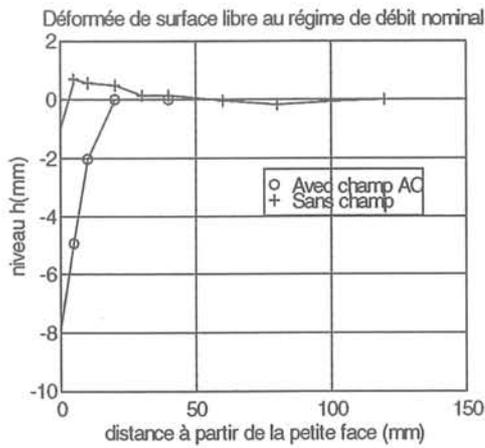


figure 3.14a : déformation dans le plan P_m (configuration 2)

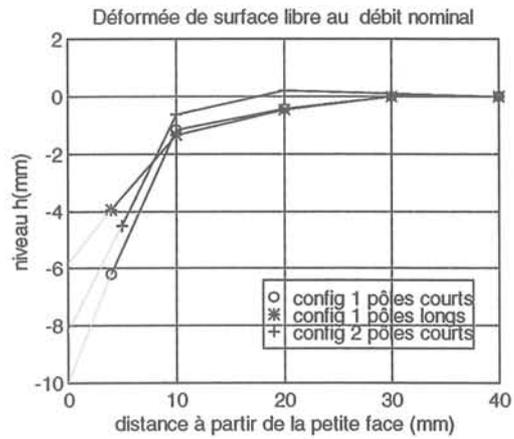


figure 3.14b : déformation dans l'épaisseur (configurations 1 : plan P1 ; configuration 2 : plan P2)

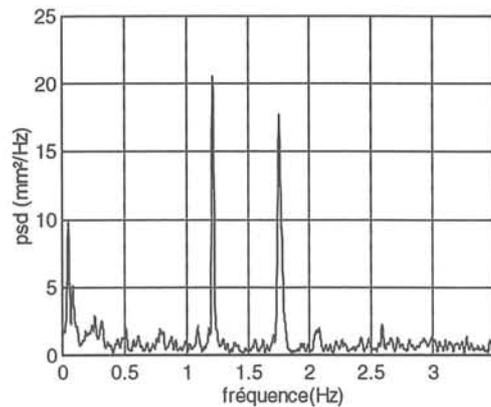
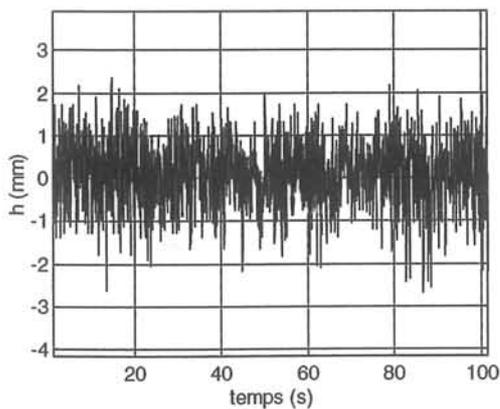


figure 3.15: a. fluctuations de niveau avec champ alternatif 20 kHz au point B'_E (configuration 2) ; b. densité spectrale du signal avec champ 20 kHz (point B'_E).

Fluctuations de niveau

Les fluctuations de niveau sont décrites à partir du signal au point B'E. Ce point est un point représentatif des fluctuations de surface sur le bord de la cuve.

La figure 3.15a représente le signal de niveau brut sur 100 secondes et la figure 3.15b la densité spectrale d'énergie jusqu'à 3,5 Hz. Comparativement, le signal est plus élevé qu'en l'absence de champ. Mais on ne distingue pas de fréquence particulière liée à la HF.

Sur le spectre, les fluctuations supplémentaires dues au champ alternatif se traduisent par une hausse de la valeur de la densité sur toute la bande de fréquence. Ainsi il n'y a pas de fréquence particulière liée au champ alternatif, mais le spectre peut être comparé à celui que l'on a pour un bruit blanc.

On voit aussi sur le spectre que l'intensité des pics de fréquence ne varie pas. Le champ magnétique 20 kHz n'a donc pas d'influence significative sur l'intensité des modes propres (f_1, f_2, f_3) et des oscillations basses fréquences (f_0).

La fréquence des modes propres est légèrement modifiée à cause du changement de forme de la surface (tableau 3.5).

	f_1	f_2	f_3
Mesurées (sans champ)	1.253	1.823	2.123
Mesurées (avec champ AC)	1.227	1.788	2.093

tableau 3.5 : fréquences propres dans la cuve

Les fréquences sont légèrement inférieures à celles qui sont obtenues sans application de champ magnétique à cause de la déformation longitudinale (2.2.2).

La fréquence f_0 correspondant aux fluctuations liées mouvements de basses fréquences n'est pas clairement mise en évidence sur tous les points de mesures (annexe 4). Mais la fréquence $f_0 = 0,05$ Hz est prépondérante, comme dans le cas d'écoulement sans champ.

Dans ce cas d'application de champ magnétique alternatif, l'agitation de surface se traduit par une élévation moyenne du niveau de la densité d'énergie, sur toute la largeur du spectre. La présence de champ alternatif n'induit pas de fréquences particulières dans le spectre (figure 3.15b).

Ecart types

La figure 3.16 représente les écarts types des signaux calculés aux points définis dans la lingotière.

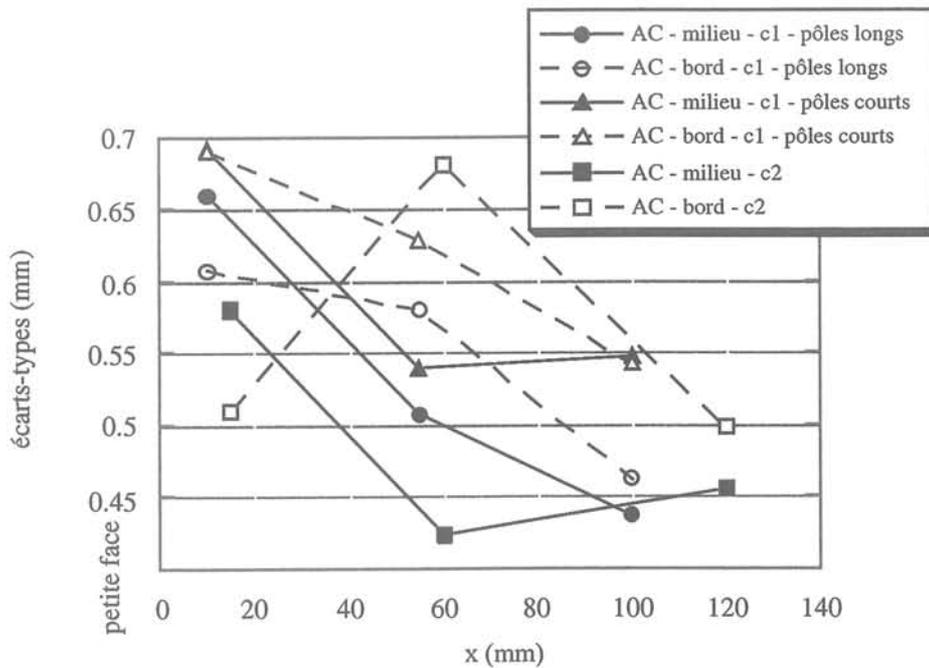


figure 3.16 – écart types des fluctuations en présence d'un champ magnétique alternatif pour différentes configurations (signaux filtrés)

L'écart type en moyenne est plus 1,5 à 2 fois plus élevé (0,4-0,8 mm) que dans les cas sans champ (0.3-0.5 mm) sur tous les points de mesure.

De manière générale, l'écart type aux bord (E) est plus élevé qu'au centre (M), sauf pour A_M et A_E puisque A_M est un point de bord (proche de la petite face). L'agitation de surface induite est donc plus intense près des bords.

Dans la configuration 1, les écarts types dans le cas des pôles courts sont plus importants que dans le cas avec pôles longs toujours à cause de la différence de puissance perdue dans les pôles.

Dans la configuration 2, l'écart entre le centre ($\sigma_{fb_{AC}} = 0.42$) et bord ($\sigma_{fb_{AC}} = 0.68$) est de plus de 50% (point B'_M et B'_E).

En faisant le même traitement numérique du signal en le filtrant avec un filtre passe bas, on détermine la part des fluctuations induites par le champ alternatif 20 kHz :

$$\sigma_{AC} = \sqrt{(\sigma_{b_{AC}}^2 - \sigma_b^2)} \text{ (voir annexe 4)}$$

où σ_b est l'écart type du signal en l'absence de champ et $\sigma_{b_{AC}}$ l'écart type du signal brut avec champ alternatif (tableau 3.6).

configuration 2	A'M	B'M	C'M	A'E	B'E	C'E
$\sigma_{AC} = \sqrt{(\sigma_{b_{AC}}^2 - \sigma_b^2)}$	0,437	0,298	0,340	0,368	0,648	0,485
$\sigma_{fb_{AC}}$	0,355	0,224	0,291	0,404	0,335	0,355

Tableau 3.6 : calcul de la part des fluctuations dues à l'imposition du champ alternatif.

L'ordre de grandeur de l'écart type obtenu est proche des écart types des signaux filtrés σ_{fh} (passe haut) et σ_{fb} (passe bas) en l'absence de champ pour les points milieux ($\sigma_{fh_{AC}} \sim \sigma_{fh} \sim \sigma_{fb} \approx 0,3$ mm pour B'_M et C'_M). Pour les points de bord, A'_E, A'_M, B'_E, C'_E , l'écart type $\sigma_{fh_{AC}}$ est 1,5 à 2 fois plus élevé (0,4 - 0,5 mm). L'agitation HF est plus forte sur les bords (proche de la répulsion) qu'au centre.

L'ordre de grandeur de l'écart type du signal filtré avec le filtre passe-bas ($\sigma_{fb_{AC}}$) est du même ordre celui que l'on a en l'absence de champ ($\sigma_{fb} \approx 0,3$ mm). Ce qui montre que l'application de champ alternatif n'influence que très peu l'écoulement moyen.

3.3.3 Application superposée du champ magnétique alternatif et du champ magnétique continu.

Globalement, la surface est lissée et l'agitation de surface est amortie quand on applique le champ magnétique continu. On remarque que les fluctuations de surface sont amorties dans toute la plage centrale et sur les bords le long des grandes faces. En revanche, les fluctuations sont moins amorties sur le bord de la petite face où le champ est parallèle à la paroi (figure 3.17b).

Déformation de surface :

Dans la configuration 1 (figure 3.18), le dôme est réduit légèrement par l'application du champ magnétique continu. Il reste néanmoins du même ordre de grandeur (5-10 mm) qu'avec le champ alternatif seul. Ceci est logique dans la mesure où les pertes de puissance dans les pôles de l'aimant sont les mêmes, que l'électroaimant soit branché ou non. Les points à la paroi étant extrapolés linéairement, il n'est pas possible de chiffrer exactement la variation de la hauteur du dôme.

Dans la configuration 2, on constate également que la répulsion de ménisque est du même ordre lorsqu'on applique le champ magnétique continu.

Dans le plan médian, la répulsion est du même ordre (8-10 mm). Ainsi on vérifie que la déformation est sans doute la même sur tout le tour de la cuve.

Fluctuations de niveau

Les variations de niveau dans la cuve sont décrites à partir du signal au point B'_E et à partir du spectre du signal en ce point.

La fréquence basse prépondérante sur le spectre est visible sur le signal brut, contrairement aux signaux en l'absence de champ et avec le champ magnétique alternatif seul (figure 3.19a). Elle correspond à une très forte amplification du mouvement gauche-droite classique (en l'absence de champ). Le pic de densité de puissance est 20 à 50 fois plus élevé que le pic des modes propres et la fréquence caractéristique de l'oscillation est supérieure à celle que l'on a en absence de champ ($\sim 0,1$ Hz). L'étude de cette oscillation est reprise dans le paragraphe 3.4.

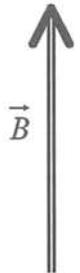
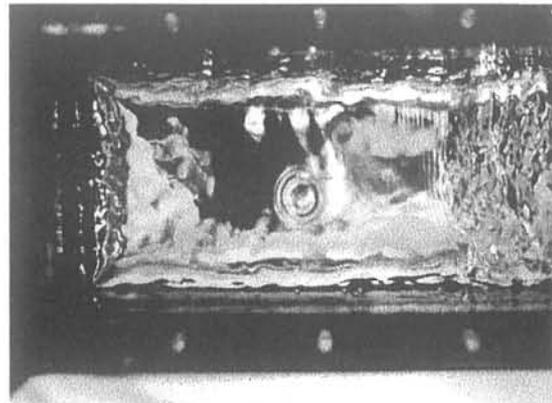
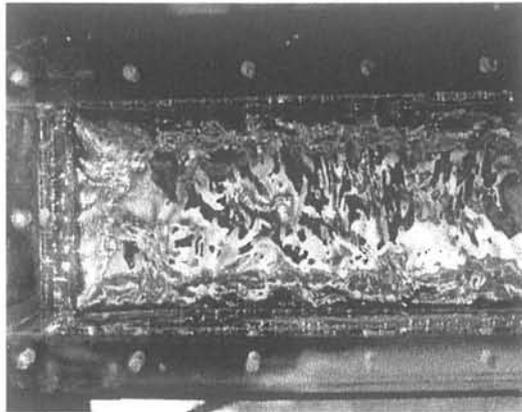


figure 3.17 : aspect de la surface libre de mercure vue de dessus; a. avec champ magnétique alternatif seul ; b. avec l'application superposée du champ magnétique continu (pôles courts)

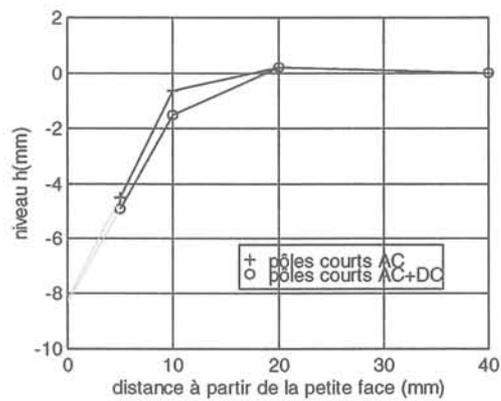
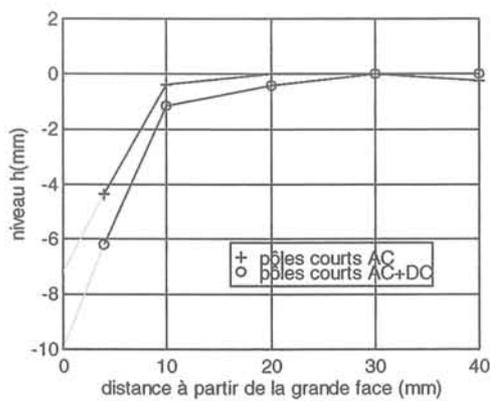


figure 3.18 : Répulsion de ménisque dans le sens de l'épaisseur : a. configuration 1 ; b. configuration 2

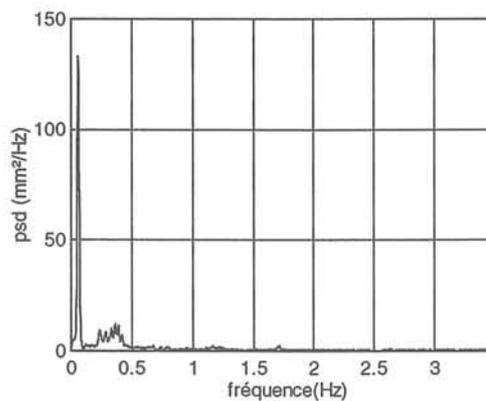
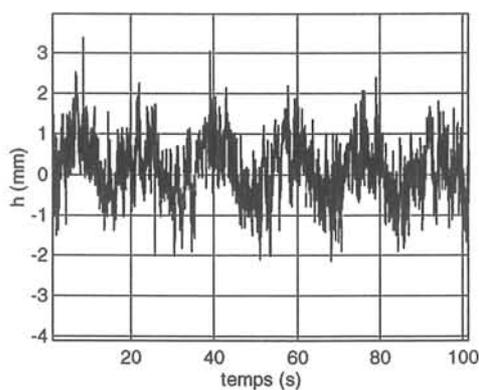


figure 3.19 : champ alternatif (20 kHz) et champ continu (0.4T) superposés ; a. signal de niveau au point B'E ; b. signal de niveau au point B'E (gros)

Les modes propres dans la cuve (f_1, f_2, f_3) sont amortis par le champ continu et les fluctuations dues au champ alternatif sont réduites. Ces effets sont vérifiés quantitativement à partir des écarts types.

Écarts types

La figure 3.20 présente les écarts types des fluctuations de niveau filtrés numériquement avec un filtre passe-haut de fréquence de coupure de 1 Hz. Avec ce filtre, on élimine les fluctuations dues à l'instationnarité du mouvement moyen. L'écart type est alors comparable aux autres signaux filtrés avec le même filtre (voir annexe 4).

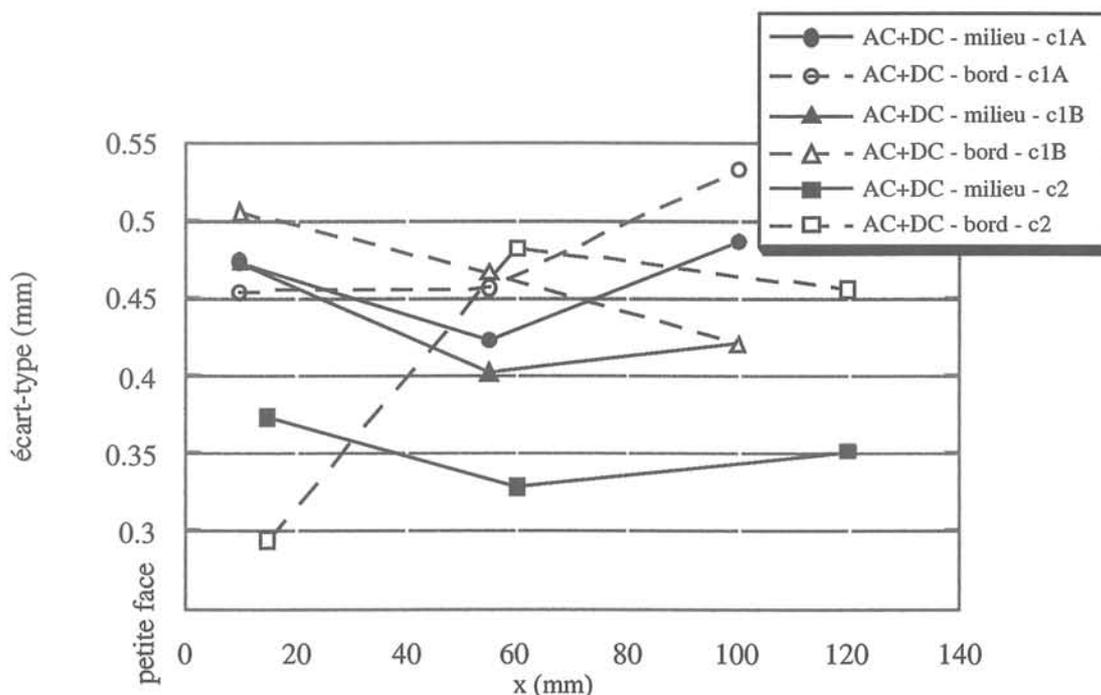


figure 3.20 - écarts-types des fluctuations en présence d'un champ AC et d'un champ DC superposés pour différentes configurations (signaux filtrés)

De manière générale, les écarts types sont plus faibles que pour le cas où le champ alternatif est appliqué tout seul.

Dans la configuration 1, on revient à des valeurs intermédiaires entre le cas sans application de champ et le cas avec champ alternatif seul. L'amortissement des fluctuations de niveau de la surface libre est « partiel ». Les écarts-types des points de bords restent supérieurs à ceux des points milieux, c'est à dire qu'on a la même tendance que celle observée en présence de champ alternatif seul.

Le fait que les fluctuations de niveau soient moins amorties sur le bord de la petite face que sur le bord de la grande face peut se voir sur la courbe « C1A » où l'écart type du

point A'_M et supérieur à l'écart type au point A'_E contrairement au cas où le champ alternatif est appliqué tout seul.

Dans la configuration 2, comme pour la configuration 1, l'écart type est réduit par la présence du champ magnétique continu mais la tendance reste la même que dans le cas du champ alternatif seul, c'est à dire que les écarts types aux points de bords (E) sont plus importants que les points de milieu (M). (excepté A'_M puisque ce point est un point de bord).

L'efficacité du champ continu pour l'amortissement des fluctuations HF se voit mieux sur le coefficient d'amortissement.

Amortissement des fluctuations

L'efficacité de l'amortissement des fluctuations de niveau est mesuré par le coefficient d'amortissement :

$$C_a = \pm \sqrt{\frac{\sigma_{fh_{AC+DC}}^2 - \sigma_{fh}^2}{\sigma_{fh_{AC}}^2 - \sigma_{fh}^2}}$$

où les écarts types sont mesurés sur les signaux filtrés avec un filtre passe haut ($f_c = 1$ Hz).

- $C_a = 0$ Le champ amortit toutes les fluctuations
- $C_a = 1$ Les fluctuations ne sont pas amorties
- $C_a > 1$ L'agitation est augmentée.

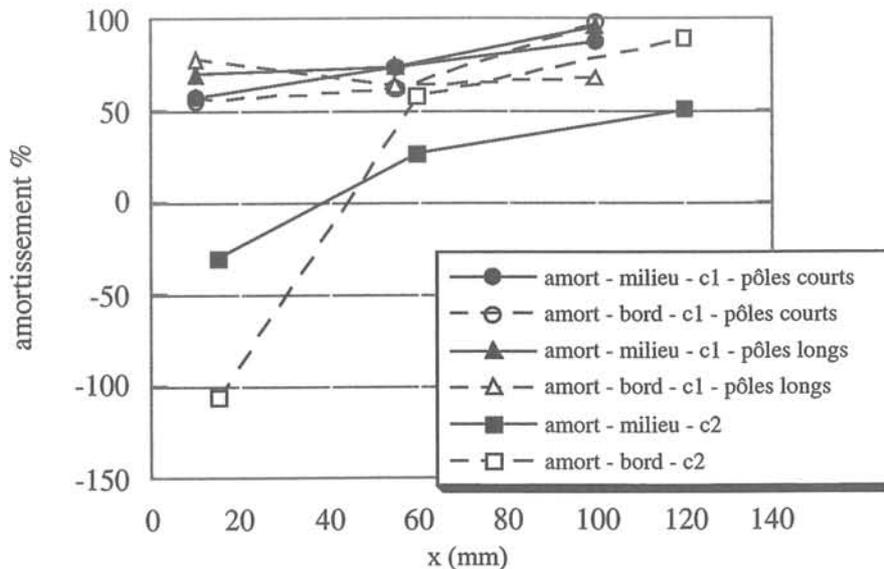


figure 3.21 - coefficient d'amortissement

Dans la configuration 1, le coefficient d'amortissement est compris entre 0.5 et 1 pour tous les points. L'amortissement des fluctuations est meilleur au centre (points B_M et

C_M) que sur les bords pour la plupart des points. Comme nous l'avons dit, la surface est très lisse au centre et un peu moins sur les bords à cause de la répulsion et de la proximité de l'inducteur. Au niveau du bord de la petite face (points A_M et A_E), le coefficient d'amortissement est plus faible, c'est à dire l'amortissement plus efficace. Ceci peut se comprendre si on se rappelle que le champ continu amortit les modes propres et que l'amplitude du premier mode est plus important près de la petite face.

On remarque qu'il n'y a pas de grandes différences entre l'amortissement avec le champ en pôles courts et en pôles longs.

Dans la configuration 2, les mêmes tendances sont observées. Le coefficient d'amortissement devient même négatif pour les points A'_M et A'_E , c'est à dire que les fluctuations sont moins importantes dans ce cas qu'en l'absence de champ.

Remarque : On ne peut pas évaluer la part d'amortissement des fluctuations des modes propres et la part de l'amortissement des fluctuations HF avec ce type de traitement numérique. On raisonne sur l'amortissement global des fluctuations HF et des fluctuations du clapotis.

3.4. Etude de l'instationnarité du mouvement moyen

Ce paragraphe est une étude un peu plus précise de l'oscillation de jets en présence du champ magnétique continu

3.4.1 Description du mouvement

Rappelons que lorsqu'il n'y a pas de champ magnétique, le phénomène est peu accentué (c'est à dire difficilement visible à l'œil nu). La fréquence du mouvement est voisine de 0,05 Hz et l'amplitude des fluctuations de niveau équivalente à celles des modes propres (3.2).

Lorsque le champ magnétique continu est appliqué en surface, le phénomène est très amplifié. L'amplitude des fluctuations de niveau de l'oscillation est largement dominante et la fréquence du mouvement est supérieure à celle du mouvement en l'absence de champ (3.3).

Le mouvement de surface est toujours alternatif d'un côté à l'autre de la busette mais est plus complexe que celui décrit pour l'écoulement en l'absence de champ. (figures 3.22 à 3.25). Le passage de la vague (figure 3.22 et 3.24) s'accompagne d'une montée « en bloc » du fluide et d'une forte déformée proche de la busette (figure 3.23 et 3.25). Après une courte accalmie, le mouvement se répète.

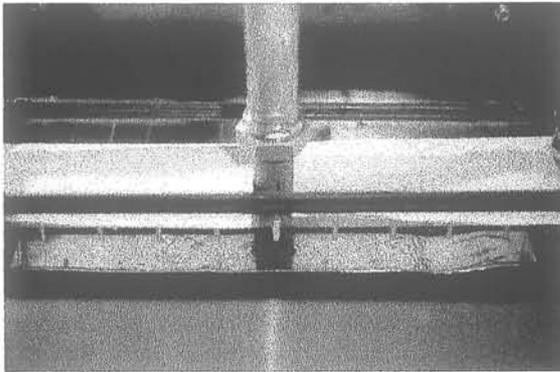


figure 3.22 : aspect de la surface libre avec application de champ magnétique continu ; passage de l'onde de surface cote droit

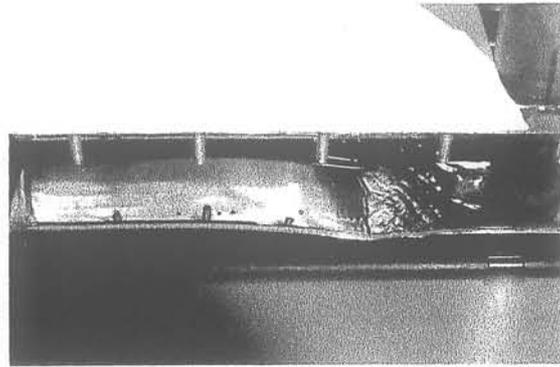


figure 3.23 : aspect de la surface libre avec application de champ magnétique continu ; montée « en bloc »

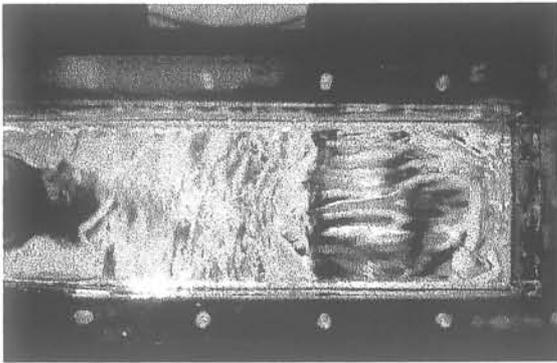


Figure 3.24 : aspect de la surface libre avec application de champ magnétique continu ; passage de l'onde (vue de dessus)

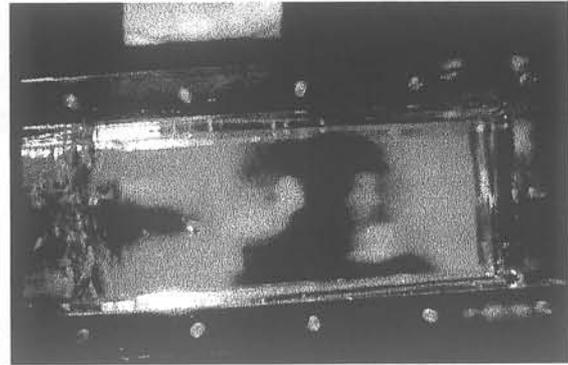


Figure 3.25: aspect de la surface libre avec application de champ magnétique continu ; montée « en bloc » (vue de dessus)

Le champ magnétique lisse la surface (figure 3.23 et 3.25). Les fluctuations turbulentes disparaissent entièrement, la surface devenant semblable à un miroir.

L'amplification du mouvement est étonnant à première vue puisque le champ magnétique freine le mouvement moyen et à amortir les fluctuations de surface. Toutefois, sur la configuration classique de la figure 3.26, le champ magnétique créé une force de freinage de chaque côté entre la busette et le bord petite face. Ainsi, le confinement des jets est réduit d'une certaine manière et il devient plus vraisemblable d'observer une amplitude de vague plus élevée.

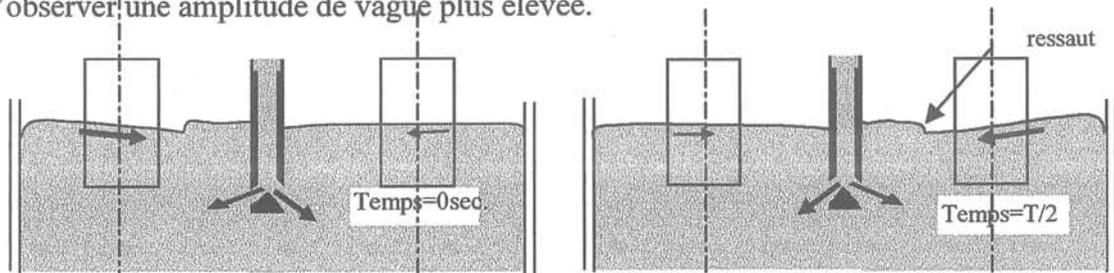


figure 3.26 : schématisation de l'oscillation de jets en présence de champ continu; « pseudo » réduction du confinement

Remarque : le mouvement décrit ici est celui qui existe lorsque le champ magnétique est appliqué en surface suivant le modèle de la figure 3.26. Lorsque les pôles sont dans une autre position, le mouvement n'est plus le même (§3.4.3).

3.4.2 Fréquence du mouvement

Rappelons que lorsque le champ magnétique n'est pas appliqué, il n'y a pas de fréquence unique du mouvement clairement identifiable sur chaque point, mais un paquet de fréquences autour de 0,04 - 0,05 Hz (3.3).

Lorsque le champ magnétique est appliqué en surface, les fréquences, sont clairement identifiables sur tous les points de mesure (tableau 3.7).

Configurations	Fréquence du battement (Hz)
config1A (pôles courts) ; busette : RO 20 I 60	0,1 ; 0,2 ; 0,3 ; 0,4
config1B (pôles longs) ; busette : RO 20 I 60	0,08 ; (0,16)
config2 (pôles courts) busette : RE 25 I 70	0,06

tableau 3.7: fréquence typique du niveau de la surface libre dans le cas de l'application du champ magnétique continu appliqué au niveau de la surface.

Dans la configuration de base, avec pôles courts, les harmoniques même du mouvement sont excitées jusqu'au mode n°3 (0,1; 0,2 ; 0,3; 0,4 Hz).

Dans le cas des pôles longs, la fréquence est légèrement inférieure à celle des cas de pôles courts. La fréquence du mouvement n'étant pas affectée par la position des pôles dans la lingotière, Cet effet est à imputer à la structure du champ qui est plus homogène sur tout le fluide, et ainsi ralentit les mouvements d'oscillation.

Dans le cas des pôles courts dans la configuration 2, la fréquence est encore plus faible que pour les cas précédents (0,06 Hz) car la vitesse moyenne de sortie de jet dans ce cas (voir partie 1) est plus faible et que l'immersion de la busette est sensiblement plus importante. Ces deux paramètres sont à l'origine du ralentissement de la recirculation.

Les harmoniques sont d'autant plus excitées que le champ magnétique continu est intense. Les courbes de la figure 3.27 le montrent. Lorsque le champ magnétique est appliqué à la moitié de sa puissance, seule la fréquence fondamentale est observée. Lorsqu'on augmente le champ jusqu'à la puissance maximale, l'harmonique 1 est excitée.

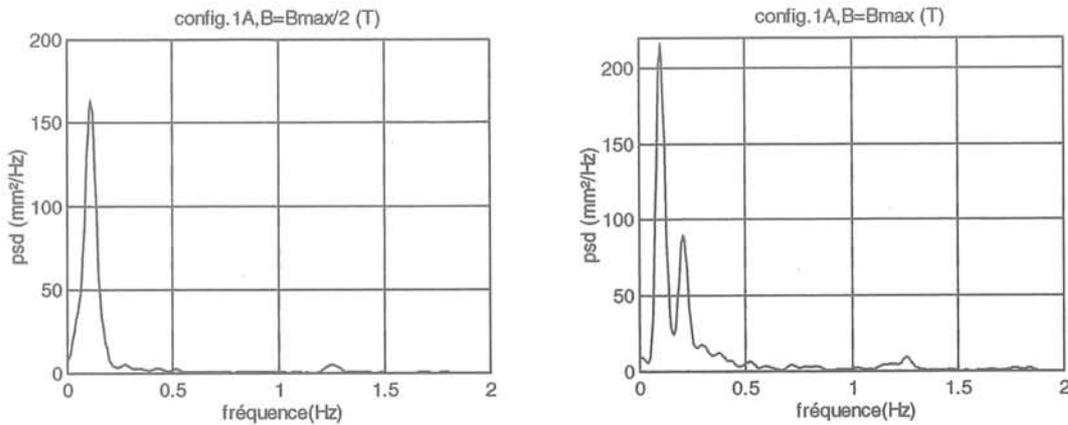


figure 3.27 : Effet de l'intensité du champ magnétique sur la fréquence de l'oscillation de jets ; a. $B=B_{\max}/2$ (~ 0.16 T) ; b. $B=B_{\max}$ (~ 0.32 T) ; Champ avec des pôles courts et la surface libre au milieu des pôles

Cette expérience, réalisée dans la configuration « pôles courts » en position légèrement plus basse (haut des pôles à la surface libre) que la configuration 1A montre que le champ magnétique n'influence pas la fréquence principale du mouvement dans la gamme d'intensité de champ à notre disposition. Ici la fréquence principale vaut :

$$f_0 = 0,1 \text{ Hz}$$

Ainsi, pour chaque configuration de champ, le nombre de Strouhal exprimant le rapport de la période du mouvement au temps caractéristique de convection s'écrit, indépendant de l'intensité du champ :

$$St = \frac{f_0 l_m}{\bar{V}}$$

où \bar{V} est la vitesse débitante en sortie d'ouïe, l_m est la profondeur d'immersion, l_m est la largeur, et f_0 la fréquence de l'oscillation du fluide. Dans cette formule, le temps caractéristique n'est pas le temps de renouvellement du fluide dans la partie haute de la cuve mais un temps basé sur la vitesse en sortie d'ouïes et sur la largeur de la cuve
Pour le cas des pôles localisés :

$$St = 1,55$$

Et la conservation de ce nombre de Strouhal pour la configuration 2 conduit à :

$$f_0 = 0,055 \text{ Hz}$$

Cette fréquence est proche de celle mesurée (0.06 Hz) et la différence entre ces deux valeurs est de l'ordre de l'erreur de l'estimation de la vitesse débitante.

3.4.3 Amplitude du mouvement :

L'amplitude des fluctuations de niveau à la surface varie en fonction du type de busette et de l'immersion de la busette dans le bain (tableau 3.28).

Busettes (type)	Immersion (mm)	Ecart type σ (mm)
RO 20 (conique)	60	0.67
RE 25 (cuvier)	35	0.61
RE 25 (cuvier)	84	0.22
RO 45 (conique)	30	0.13
RO 45 (conique)	80	0.10

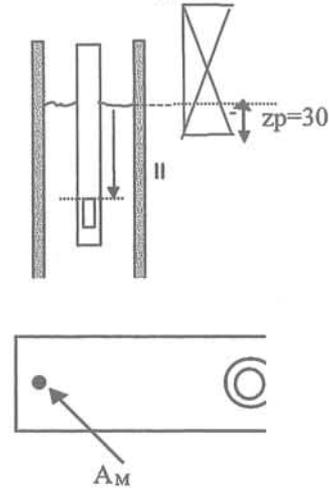


tableau 3.28 : Ecart type du signal en fonction du type de busette et du type d'immersion au point A_M

Pour le cas des busettes coniques d'angle 45° (RO 45), l'écoulement en surface est très faible; de sorte qu'on ne distingue pas l'oscillation à l'œil nu. L'écart type reste très faible ($\sigma \sim 0.1$ mm).

Pour la busette à fond en cuvier (RE 25), on a un effet comparable à celui lorsque l'immersion est faible (35 mm), l'effet de surface est comparable à celui obtenu avec la busette de référence conique (RO 20). Lorsque la busette est plus immergée ($I=84$ mm), le phénomène est atténué.

Ainsi, pour ce cas, les pôles étant positionnés en surface ($z_p=30$), l'oscillation diminue lorsqu'on débite plus vers bas (angle 45°) ou lorsqu'on augmente l'immersion.

3.4.4 Influence de la position des pôles DC sur l'amplitude du niveau de la surface libre

L'amplitude des fluctuations de niveau à la surface varie en fonction du type de busette et de l'immersion de la busette dans le bain (tableau 3.8). La figure 3.29 représente la variation de l'écart type du signal au point en fonction de la position des pôles dans les configurations 1 et 2.

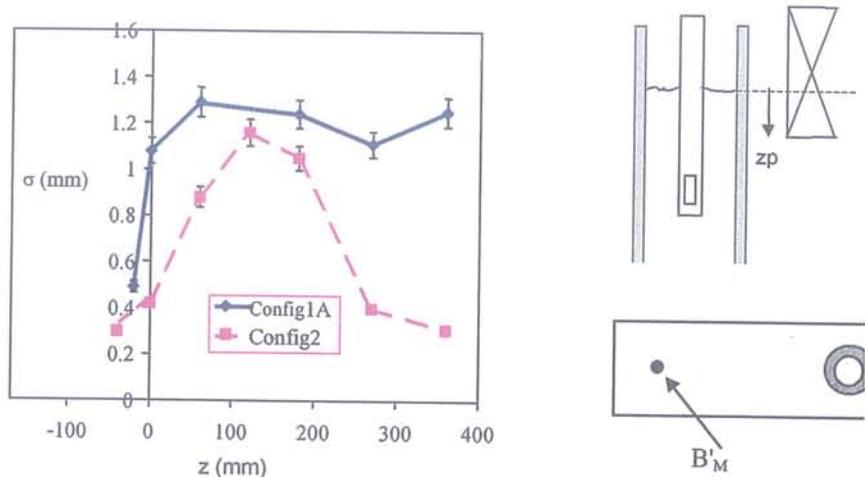


figure 3.29 : Effet de la position des pôles de l'électroaimant par rapport au niveau de la surface libre sur l'amplitude des fluctuations de niveau de la surface libre ; mesures au point B'_M.

Lorsque les pôles sont placés en dessus la surface libre ($z < 0$), le champ n'a plus d'effet sur les jets. La valeur caractéristique de l'écart type est de l'ordre de sa valeur en l'absence de champ.

Lorsque le centre des pôles est au niveau des ouïes ($z = 100$ mm), les fluctuations de niveau sont maximales. Les modes propres sont fortement excités ; la surface est très mouvementée.

Lorsque les pôles sont placés au-dessous de la surface libre ($z > 120$), le passage de bouffées existe toujours dans le cas de la busette RO20 et diminue pour le cas de la busette RE25.

3.4.5 Suppression du mouvement

L'amplitude du mouvement peut être supprimée lorsqu'on applique des barrages selon le schéma de la figure 3.30. Les barrages sont appliqués uniquement sur la hauteur de la busette.

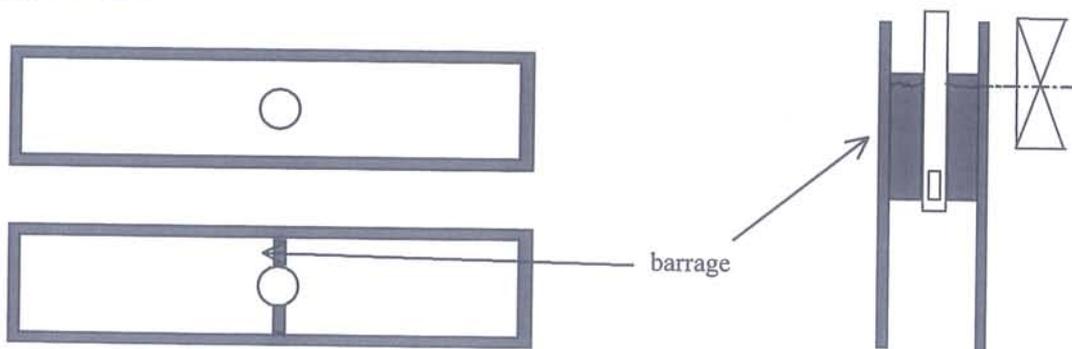


figure 3.30 : barrage en PVC appliqué le long de la busette

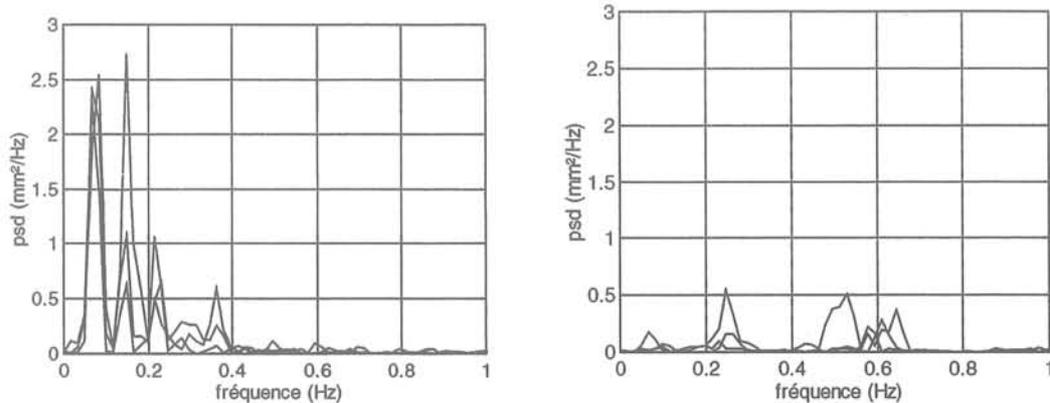


figure 3.31 : spectres de densité de puissance des signaux ; a. sans barrage ; b. avec barrage.

Dans une telle configuration, les fréquences principale sur le spectre sont supprimées (figure 3.31). Le barrage empêche le passage du fluide d'un côté à l'autre de la busette, le mouvement est supprimé

Ainsi, on vérifie que de l'oscillation est due principalement aux recirculations hautes et que l'oscillation des jets est fortement corrélée avec le passage de l'onde de surface. On peut schématiser l'oscillation comme suit :

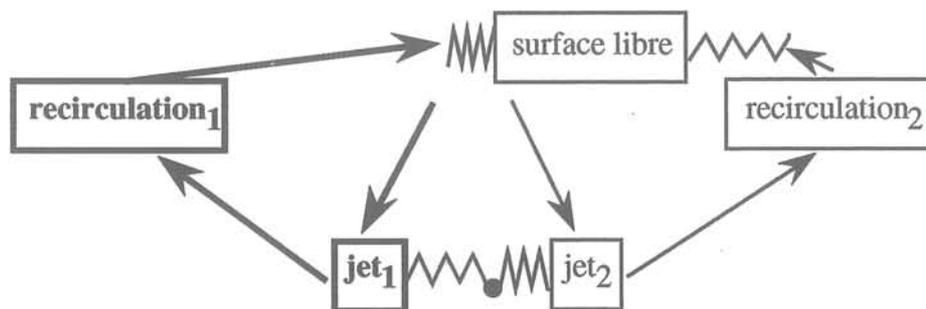


figure 3.32: Schéma de l'oscillation dans la partie haute de la lingotière.

Rappelons ici que ces résultats ne sont valables que pour le cas de débit nominal cité. En dehors de cette plage de vitesse, les mouvements peuvent être fort différents notamment lorsqu'on augmente le débit dans la boucle.

3.5 Conclusions

Dans le cas de l'écoulement en régime nominal issu de la similitude de Froude, la déformée moyenne dans le plan médian est très faible ($h_d=1$ mm). Cette valeur est faible comparé aux valeurs obtenues sur lingotières de brames sur sites ou sur maquettes à eau équivalentes. Ce résultat peut être expliqué dans la mesure où le nombre de Froude utilisé

pour la similitude est relativement faible, c'est à dire que les forces de gravité sont négligeables par rapport aux forces d'inertie. Ainsi, le respect de la similitude de Froude ici ne doit pas forcément se traduire par des hauteurs de déformations équivalentes.

L'écart type des fluctuations par rapport à la moyenne est faible également par rapport aux mesures sur sites et sur maquette à eau ($\sigma=0.50$ mm). Les fluctuations sont réparties équitablement entre les fluctuations des modes propres dans la cuve et les fluctuations de l'oscillation moyenne. De ce fait, l'influence des modes propres étant encore importante, les fluctuations de niveau sont plus grandes près du bord de la petite face où l'amplitude du mode propre n°1 est plus importante.

Lorsque le champ magnétique alternatif 20 kHz est appliqué, la déformation obtenue est de l'ordre du centimètre dans la gamme de puissance utilisée ce qui correspond à l'ordre de grandeur de l'estimation faite par simple équilibre entre la pression hydrostatique et la pression magnétostatique. Les fluctuations de niveau induites par la HF affectent toute l'épaisseur de la cuve et n'ont pas de fréquences particulières ; elles correspondent à une augmentation du spectre sur toute la gamme de fréquence. Ces fluctuations sont plus intenses proches des parois (proche de la répulsion). L'agitation de surface y est plus importante justement à cause des instabilités plus importantes proches de la répulsion.

Lors de l'application superposée du champ magnétique continu, le mouvement moyen d'oscillation est très fortement amplifié. Il donne lieu à des fluctuations de surface importantes et largement dominantes. On a recours à un procédé de filtrage numérique passe-haut pour comparer l'amortissement des fluctuations HF par le champ continu. Les fluctuations de niveau induites par la HF sont amorties. Toutefois, on ne peut exactement quantifier cet amortissement à cause de l'amortissement simultané des modes propres. On revient à une agitation de surface intermédiaire entre celle que l'on a sans champ et celle que l'on a avec champ alternatif seul. On remarque que les fluctuations HF sont peu amorties sur le bord de la petite face où le champ magnétique est parallèle au mouvement rotatif de brassage.

Le phénomène d'oscillation périodique de jets excité par l'application du champ continu est étudié un peu plus en détail dans les conditions de fonctionnement standard (régime nominal). L'amplitude des fluctuations de surface causées par cette oscillation est variable en fonction du type de busette utilisé, de l'immersion de la busette, de la configuration des pôles DC et de la position des pôles. Lorsque les pôles sont positionnés en face des sorties d'ouïes, l'agitation est très importante, les modes propres étant fortement excités.

La fréquence du mouvement ne varie pas en fonction de l'intensité et de la position du champ magnétique. Les harmoniques sont excitées lorsqu'on augmente l'intensité du champ dans certains cas particuliers. Elle varie en fonction de la structure du champ (uniforme ou localisé) et des paramètres de busettes (immersion, vitesse débitante).

Le mouvement est supprimé lorsqu'on applique un barrage sur toute la hauteur de la busette, confirmant qu'il s'agit d'un mouvement complexe impliquant à la fois le mouvement moyen et les oscillations de surface libre.

Perspectives

Toutes les mesures faites dans le cadre de cette étude ont été faites à partir d'une configuration de référence (débit, position du champ alternatif, fréquence du champ alternatif, ...). Pour le cas de cette étude, compte tenu des possibilités offertes pour changer la configuration des pôles de l'électroaimant, il est possible de faire des mesures avec d'autres configurations de champ, notamment en créant un champ magnétique perpendiculaire au bord de la petite face localement pour amortir les fluctuations HF. L'étude du mouvement moyen d'oscillation décrit peut être complétée en faisant varier systématiquement plusieurs paramètres (notamment le débit, la position, des pôles). De manière plus générale, il est intéressant d'utiliser d'autres fréquences de champ magnétique alternatif induisant d'autres types de fluctuations en surface.

Partie IV Simulations numériques

4.1. Introduction

L'objectif de la partie numérique est de développer un module de MHD dans le code FLUENT4.4 et, à partir de ce couplage, premièrement de faire des tests de validation puis des calculs en lingotières 2D et 3D. Le but est notamment de mettre en évidence les structures de fermetures de courants dans les écoulements de la maquette mercure et de tenter de modéliser les effets instationnaires dans la cuve qui apparaissent lors de l'application du champ magnétique continu. L'objectif principal de l'étude est de chercher des éléments de compréhension par comparaisons qualitatives à l'expérience de la maquette et non pas de faire des études paramétriques quantitatives, éventuellement transposables aux cas industriels. Ce type d'études fait partie des objectifs ultérieurs.

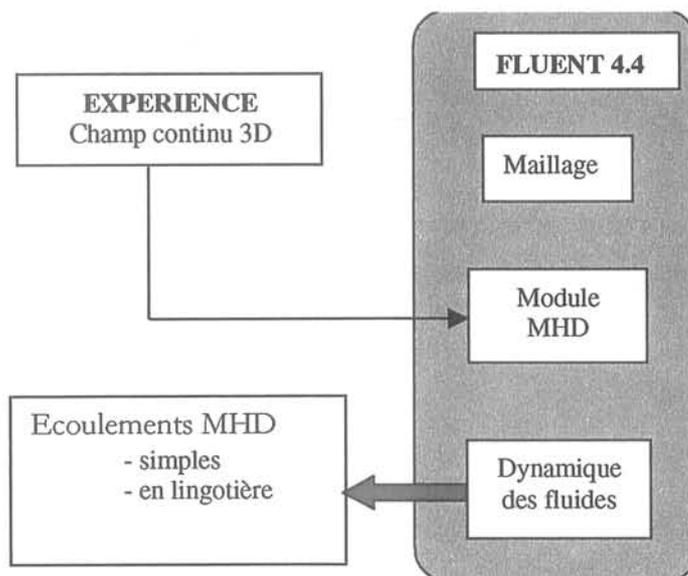


Figure 4-1 : Principe de la modélisation MHD sous FLUENT

Le module MHD pour le calcul des forces électromagnétiques de Laplace et des courants induits est greffé sur la base du code dans la version 4.4 (figure 4.1). Dans cette version, le maillage de la géométrie est nécessairement un maillage structuré.

Dans le premier paragraphe, on décrit brièvement les équations et les conditions aux limites utilisés pour les calculs dans le cadre de l'expérience de la thèse

Dans le paragraphe 2, on étudie la validité des calculs sur deux cas d'écoulements MHD particuliers: L'écoulement de Hartmann en conduites rectangulaires élancées; L'écoulement en entrée et sortie de champ magnétique.

Dans le paragraphe 3 sont portés les calculs effectués sur les écoulements MHD dans les lingotières 2D et 3D.

4.2 Equations et module MHD

4.2.1 Equations de la mécanique des fluides:

Les équations de la quantité de mouvement utilisées sont celles utilisées traditionnellement pour les écoulements turbulents, le vecteur vitesse étant décomposé en une partie moyenne et une partie fluctuante:

$$u_i = U_i + u'_i \quad (4.1)$$

A partir de cette décomposition, on moyenne les équations ce qui fait disparaître la plupart des termes fluctuants.

Ainsi, l'équation de conservation de la masse moyenne en fluide incompressible s'écrit:

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.2)$$

De la même manière, l'équation de conservation de la quantité de mouvement (Navier Stokes) moyennée s'écrit:

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right] + \rho g_i - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u'_i u'_j}) + F_i \quad (4.3)$$

Dans cette expression apparaît un terme de corrélation des vitesses fluctuantes $\overline{u'_i u'_j}$. Généralement, on assimile ce terme à une contrainte turbulente par analogie avec le terme de force de viscosité. Le terme de force de volume F_i est nul dans le cas général.

Modélisation de la turbulence :

Ce tenseur de Reynolds peut être modélisé de différentes manières. Parmi les modèles du code FLUENT, nous avons choisi un modèle du premier ordre (ne faisant intervenir que des corrélations d'ordre 2) à deux équations.

On fait d'abord l'hypothèse classique de Boussinesq, à savoir que la contrainte turbulente est proportionnelle au gradient de vitesse moyenne de la même manière que la contrainte visqueuse :

$$-\overline{u'_i u'_j} = \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad \text{où } k = \frac{1}{2} \overline{u'_i{}^2} \text{ (énergie cinétique turbulente)} \quad (4.4)$$

La viscosité turbulente qui est définie est calculée à partir de deux grandeurs qui sont respectivement l'énergie cinétique turbulente k et la pseudo dissipation visqueuse ε .

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad \text{où } \varepsilon = \nu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} \text{ (pseudo-dissipation)} \quad (4.5)$$

Les grandeurs k et ε sont calculées à partir des équations de transport issues des équations de Navier Stokes. Les équations modélisées sont les suivantes :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(U_i k) &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + G_k - \varepsilon \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(U_i \varepsilon) &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} \end{aligned} \right\} (4.6)$$

où $C_\mu, C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}, \sigma_\varepsilon, \sigma_k$ sont des constantes établies empiriquement sur des écoulements de jets plans et de couches de mélange [Launder,74][Cousteix,89].

G_k est le taux de production d'énergie cinétique turbulente

$$G_k = \nu_t \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_i} \quad [\text{Fluent,95}] \quad (4.7)$$

Ces équations pour k et ε sont des expressions simplifiées dans le cas où le fluide est incompressible, en négligeant les termes de flottabilité.

Remarque : la moyenne temporelle reste toujours valable en instationnaire si les échelles de temps de la turbulence sont très faibles devant le temps caractéristique de variation de l'écoulement moyen.

4.2.2 Equations pour le module MHD

L'apparition des forces de Laplace dans les écoulements MHD se traduit dans les équations Navier-Stokes par une densité de force supplémentaire : La force de Laplace. L'équation de quantité de mouvement à résoudre est donc modifiée simplement par l'ajout d'une densité de force de Laplace :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right] + \rho g_i - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u'_i u'_j}) + \frac{1}{\rho} \varepsilon_{ijk} j_j B_k \quad (4.8)$$

Cette expression de la densité de force de Laplace introduit les inconnues j_j et B_k , qui sont respectivement la densité de courant électrique et le champ magnétique continu. L'expression du courant électrique j_j se déduit de la loi d'Ohm pour les fluides conducteurs en régime stationnaire :

$$j_i = \sigma \left(-\frac{\partial \varphi}{\partial x_i} + \varepsilon_{ijk} U_j B_k \right) \quad (4.9)$$

Où φ est la valeur du potentiel électrique.

Une hypothèse importante est faite à ce niveau, à savoir que le champ magnétique continu n'est pas perturbé par l'action du mouvement du fluide conducteur ($R_m < 1$; Annexe1). Autrement dit, le champ magnétique continu B_k est connu. Dans notre cas, B_k est connu à partir des résultats expérimentaux sur la maquette (annexe 5). Ainsi le problème MHD se réduit à une seule inconnue (φ) dont on calcule l'équation de transport à partir de l'équation de la conservation du courant :

$$\frac{\partial j_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.10)$$

Ainsi, de l'équation (4.10) et de la loi d'Ohm (4.9), on déduit l'équation de transport pour le potentiel :

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_i^2} = \frac{\partial}{\partial x_i} \varepsilon_{ijk} U_j B_k \quad (4.11)$$

C'est cette équation de transport scalaire qui est résolue dans FLUENT, le terme de gauche étant un terme de « diffusivité » et le terme de droite un terme « source » faisant intervenir le champ des vitesses.

4.2.3 Discrétisation et implantation :

L'équation en une dimension, dans FLUENT, exprime le bilan suivant sur chaque cellule :

$$\sum_{\text{faces}} Flux(\varphi) = Source(\varphi)$$

ou $Flux(\varphi)$ est la somme des flux de convection et de diffusion (positif si sortants).

L'équation discrétisée dans chaque cellule s'obtient sur le principe des volumes finis:

$$A_p^\varphi \varphi_p = \sum_{E,W} A_k^\varphi \varphi_k + S^\varphi + S_U^\varphi \varphi_p$$

les constantes A_k^φ étant relatives au terme de convection et de diffusion, S_U^φ étant un terme source. Ces termes dépendent notamment de la surface des faces qui entourent la cellule, et des caractéristiques du fluide (figure 4.2) :

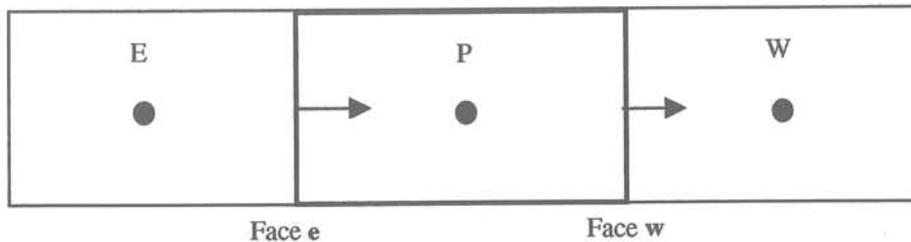


figure 4.2 : principe de discrétisation en une dimension.

Ce principe de discrétisation est appliqué à chaque cellule et la matrice obtenue est généralement résolue par un algorithme de Gauss Seidel avec accélération multigrille.

Pour le potentiel électrique, les termes de convection sont calculés à partir de débits donnés par la subroutine Fnflux.F (figure 4.3). Ici, ces termes sont nuls puisque le terme de convection est nul.

Les termes de diffusion sont calculés à partir de diffusivités données dans Fndiff.F (la diffusivité vaut 1 partout ici).

Les termes source sont calculés dans la routine Fnstrm.F. Dans ce cas, la subroutine calcule le terme source à l'aide du théorème de la divergence :

$$S_U^\varphi = \sum_{\text{faces}} \varepsilon_{ijk} U_j B_k n_i . dS$$

Le champ magnétique est calculé dans Userc1.F à partir des valeurs expérimentales ou d'une valeur uniforme.

A partir du potentiel électrique, le courant électrique est calculé dans la routine Usradj.F. (loi d'Ohm (4.9)), et finalement le terme source des forces de Laplace (routine Ursterm.F) dans l'équation de Navier Stokes (4.3).

Un schéma récapitulatif des étapes de calcul est décrit sur la figure 4.3. Les équations pour la MHD sont résolues dans le bloc « utilisateur » de FLUENT (blocs rouges), la structure de base restant inchangée (bloc orange).

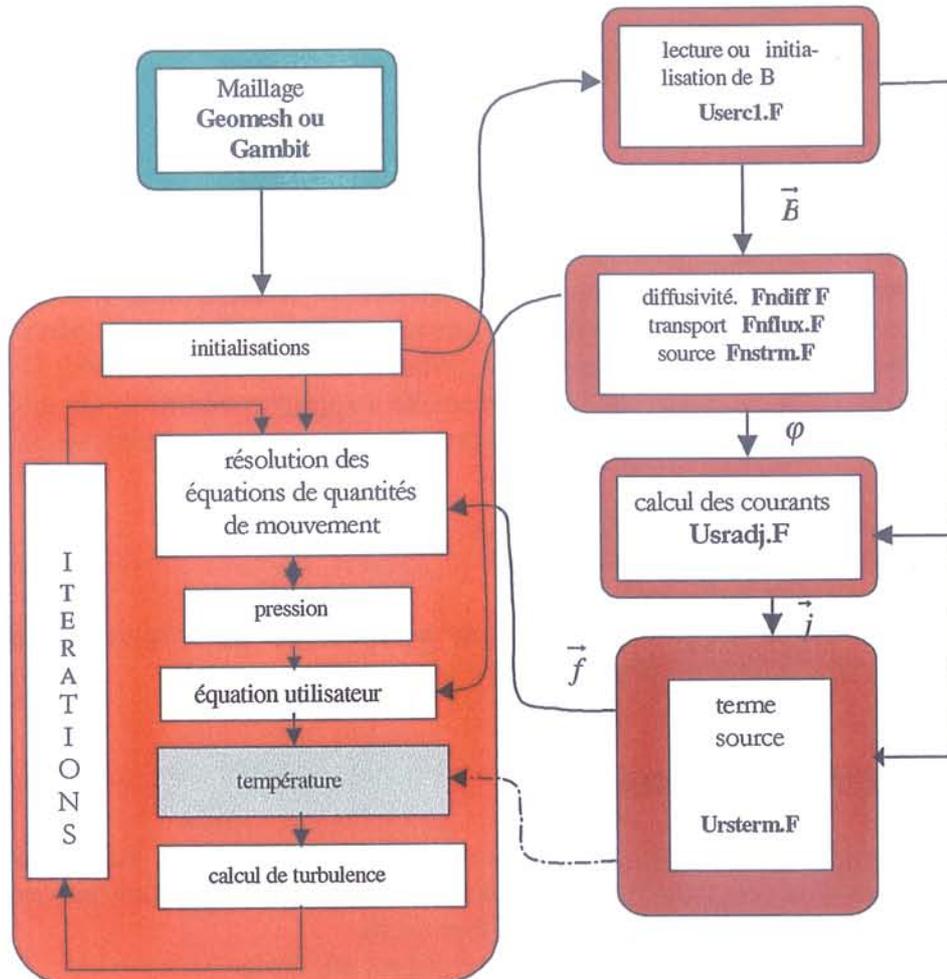


figure 4.3: schéma d'implantation du module MHD dans FLUENT

Remarque : Les modifications pour le calcul de la température ne sont pas prises en compte dans les calculs. Notons également que le modèle de turbulence ne subit aucune modification à cause de la présence du champ. Ce sujet mérite d'être plus étudié, mais il n'est pour le moment abordé que faiblement dans le développement de la MHD numérique.

4.2.4 Conditions aux limites

4.2.4.1 Conditions aux limites pour la mécanique des fluides

Pour les conditions aux limites de parois, on utilise les lois de parois traditionnelles (Standard Wall Functions) [Launder,1974]. Le profil de vitesse dans la couche limite est divisé en deux parties : La zone interne qui touche la paroi et la zone externe. Dans la zone interne, en très proche paroi, on a une sous couche visqueuse c'est à dire une zone où la turbulence est inexistante ; l'écoulement est de type visqueux et le profil de vitesse considéré comme linéaire :

$$U^* = y^* \quad (4.12a)$$

U^* et y^* sont des variables adimensionnelles de paroi ne prenant en compte que des variables de couche limite (frottement, grandeurs locales). Elles ne prennent pas en compte les variables externes (gradient de pression externe, vitesse moyenne externe, ...)

Dans la zone externe, l'écoulement est pleinement turbulent et tend vers l'écoulement hors de la couche limite. Ces deux profils se recouvrent dans une partie intermédiaire dans laquelle le profil de vitesse suit une loi logarithmique (4.12), où la turbulence est pleinement développée et où le terme de production turbulente est équivalent au terme de dissipation.

Ces propriétés sont bien mises en évidence sur des écoulements à fort nombre de Reynolds et sans modification du gradient de pression externe. Elles sont mises en défaut lorsque le nombre de Reynolds de l'écoulement global devient faible [Coles,56]. En dehors de ces cas exceptionnels, la loi logarithmique universelle s'applique très bien. De plus, cette loi ne fait pas intervenir les variables externes (gradient de pression, vitesse externe etc...).

$$U^* = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^*) \quad (4.12b)$$

Sauf dans certains cas où les gradients de pression peuvent devenir très intenses, on utilise des conditions aux limites déduites de ces lois de parois.

4.2.4.2 Conditions aux limites pour la MHD

Les conditions aux limites sur les murs sont de deux types : les parois sont soit isolantes, soit conductrices de courant. Ce courant électrique est calculé dans les conditions de la LMMHD (Liquid Metal MHD) par la loi d'Ohm (4.8).

Pour des parois isolantes, le courant normal à la paroi est nul d'où :

$$j_i n_i = 0 \quad (4.13)$$

soit, d'après (4.8)

$$j_i n_i = \sigma \left(-\frac{\partial \varphi}{\partial x_i} n_i + \varepsilon_{ijk} u_j B_k n_i \right) = 0 \quad (4.14)$$

En pratique, le problème MHD est résolu par l'équation du potentiel électrique. Ainsi, pour un mur sans glissement traditionnel, la condition de frontière isolante se déduit de l'équation précédente :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x_i} n_i = 0 \quad \text{puisque } u_i = 0 \quad (4.15)$$

Cette condition n'est plus valable pour une paroi avec glissement ou une condition de symétrie où la vitesse en paroi n'est plus nulle. Dans ces cas particuliers, il est nécessaire d'apporter une correction à la condition (voir 4.2.4.3).

4.2.4.3 Corrections apportées au niveau des conditions limites pour la MHD

Deux problèmes se posent dans la résolution du problème MHD.

Problème n°1 :

Au niveau des parois de type symétries ou de type mur glissant, la vitesse en paroi n'est pas nécessairement nulle. De ce fait, il apparaît un problème maintenant bien mis en évidence dans le domaine de la modélisation MHD pour le calcul des courants dans la première cellule touchant les parois.

Dans le cas simple d'une cellule 1D (figure 4.4), on constate que si la vitesse de paroi n'est pas nulle (pour le cas des murs sans frottement ou des symétries), le courant de déplacement induit normal à la paroi est important. Il est donc nécessaire de retrancher cette valeur à la valeur du courant en paroi pour le cas où on impose une condition de paroi isolante (c'est à dire de courant normal nul).

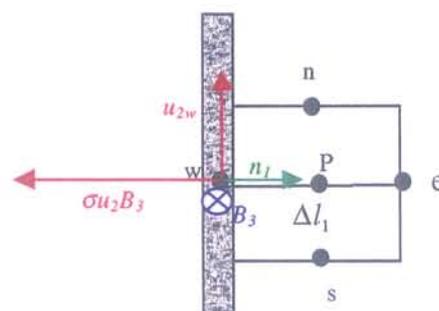


figure 4.4 : cellules voisines d'une condition limite

De façon générale, Le courant est calculé par la loi d'Ohm (4.8). Le logiciel résolvant une équation pour le potentiel électrique, la condition de mur isolant c'est à dire de courant normal nul en paroi, est imposé sur le potentiel comme suit :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x_i} \cdot n_i = 0 \quad (4.17)$$

Si la vitesse en paroi u_w est non nulle, le courant normal en paroi vaut, d'après la loi d'Ohm :

$$(j_i n_i)_w = \sigma (\sigma \varepsilon_{ijk} u_j B_k)_w \neq 0 \quad (4.18) \text{ (figure 4.4)}$$

On a alors la valeur du courant normal calculé au point P par la loi d'Ohm :

$$j_i n_i)_P = \sigma \left(-\frac{\partial \varphi}{\partial x_i} + \varepsilon_{ijk} U_j B_k \right)_P \cdot n_i \approx \varepsilon_{ijk} U_j B_k \cdot n_i)_w \quad (4.19)$$

si les valeurs des variables sont peu différents entre le centre de la cellule (P) et le mur (w). Cette valeur du courant de déplacement normal est retranchée au calcul du courant pour les cas de mur sans frottement et de symétries :

$$j_i)_P = \sigma \left(-\frac{\partial \varphi}{\partial x_i} + \varepsilon_{ijk} U_j B_k \right)_P - \underbrace{\varepsilon_{ijk} U_j B_k \cdot n_i)_w}_{\text{Correction 1}} \quad (4.20)$$

Numériquement parlant, le logiciel impose :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x_i} n_i = 0 \quad \text{C'est à dire } \varphi_P = \varphi_w \quad (4.21)$$

Or le gradient calculé dans la première cellule au point P vaut :

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} \right)_P = \frac{\varphi_e - \varphi_w}{\Delta l_1} = \frac{\varphi_e - \varphi_P + \varphi_P - \varphi_w}{\Delta l_1} \quad (4.22a)$$

Soit, compte tenu de (4.21) :

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} \right)_P = \frac{\varphi_e - \varphi_P}{\Delta l_1} \quad (4.22b)$$

On obtient donc, dans le cas de l'exemple simplifié de la figure 4.2, le courant normal au point P :

$$j_i)_P \cdot n_i = \sigma \left(u_2 B_3 - \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} \right)_P \cdot n_i - \sigma u_2 B_3)_w \approx \frac{\varphi_e - \varphi_P}{\Delta l_1} \quad (4.23)$$

Cette valeur est très faible si les gradients de potentiel sont faibles.

Problème n°2

Un autre problème se pose lorsqu'on a deux cellules adjacentes dans un coin (figure 4.5) :

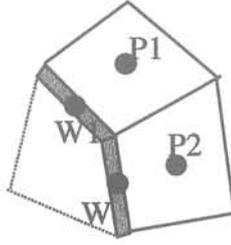


Figure 4.5 : mailles adjacentes dans un angle ; problème de condition aux limites

Dans ce cas, les valeurs des variables au point limite W1 et au point W2 sont les mêmes, car on est dans la même cellule fictive limite. Le logiciel impose la condition (4.21) pour la maille 1, mais alors:

$$\varphi_{p2} - \varphi_{w2} = \varphi_{p2} - \varphi_{w1} \neq 0 \quad (4.24)$$

On a donc un terme non nul supplémentaire pour le gradient de potentiel ((4.22)):

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} \right)_{P2} = \frac{\varphi_{e2} - \varphi_{w2}}{\Delta l_1} = \frac{\overbrace{\varphi_{e2} - \varphi_{P2}}^{\text{Terme 1}} + \overbrace{\varphi_{P2} - \varphi_{w2}}^{\text{Terme 2}}}{\Delta l_1} \quad (4.25)$$

Le terme 2 n'étant pas nul, on le soustrait à la valeur du gradient de potentiel lors du calcul.

Ainsi deux corrections sont appliquées lors du calcul du courant (4.26) :

$$j_i)_P = \sigma \left(-\frac{\partial \varphi}{\partial x_i} + \varepsilon_{ijk} U_j B_k \right)_P - \underbrace{\varepsilon_{ijk} U_j B_k \cdot n_i}_w - \underbrace{\left(\frac{\varphi_P - \varphi_w}{\Delta l} \right)}_{\text{Correction 2 (numérique)}} \quad (4.26)$$

Correction 1 Correction 2 (numérique)

La première correction est liée au problème de paroi mobile (mur sans frottement), l'autre correction étant plus spécifiquement numérique, liée au problème de cellule frontière dans un angle.

4.3 Validation du module MHD

Les tests de validation du module MHD sont effectués sur deux types d'écoulements bien connus théoriquement :

- L'écoulement de Hartmann qui simule les écoulements établis de métal liquide en conduites sous l'influence d'un champ magnétique continu transverse.

- L'écoulement en entrée de champ qui représente la modification de l'écoulement en conduite de fluide conducteur lorsque celui-ci entre dans un champ magnétique continu transverse.

4.3.1. Ecoulement de Hartmann en conduites rectangulaires

L'écoulement de Hartmann est l'équivalent en MHD de l'écoulement de Poiseuille en hydrodynamique. Le fluide est conducteur et un champ magnétique transverse est appliqué (figure 4.6.a). Le profil de vitesse parabolique classique est alors modifié selon l'intensité du champ magnétique appliqué. A la limite, l'écoulement tend vers un écoulement piston uniforme dans la largeur (figure 4.6.b). La fermeture des courants est particulière dans ce cas; le courant montant est réparti dans le coeur sur pratiquement toute la largeur de la section, et redescend sur les bords dans des couches dont l'épaisseur est inversement proportionnelle au nombre de Hartmann (Ha). La densité de courant y est donc plus importante, dans le même rapport (Ha) (figure 4.6c).

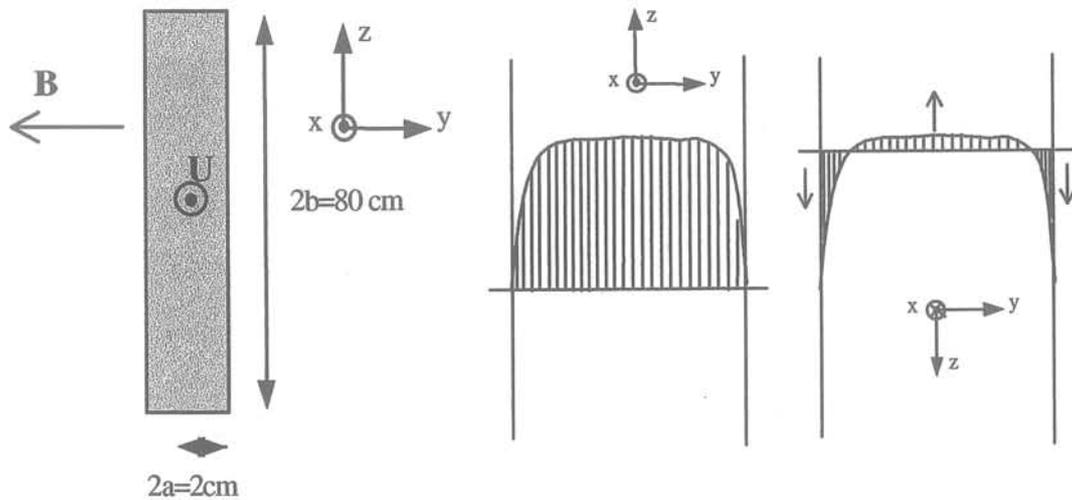


figure 4.6: a. modélisation d'un écoulement de Hartmann ;b. profil de vitesse longitudinal typique (u_1) ;c. profil de densité de courant typique (j_z) dans la section.

La conduite choisie a un grand élancement ($b/a=40$) de façon à pouvoir comparer les résultats de calculs aux expressions théoriques des profils entre deux plaques infinies.

Les formules (4.29) donnent le calcul analytique de la vitesse longitudinale et de la vitesse moyenne dans la section pour l'écoulement de Poiseuille de référence entre deux plaques infinies :

$$\boxed{U(y) = -\frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial x} (a-y)(a+y)} \quad \bar{U} = \frac{1}{2a} \int_{-a}^a U(y) dy = -\frac{a^2}{3\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (4.29)$$

Le profil est parabolique et la vitesse moyenne directement proportionnelle au gradient de pression longitudinal, c'est à dire au frottement global le long de la conduite.

Le calcul analytique de l'écoulement de Hartmann entre deux plaques infinies intègre l'action du champ magnétique par le nombre de Hartmann qui est directement proportionnel à l'intensité du champ [Moreau,1990]:

$$\left. \begin{aligned}
 U(\eta) &= -\frac{\partial p}{\partial x} \frac{a^2}{\rho \nu \cdot Ha \cdot th Ha} \left(1 - \frac{\cosh(Ha \cdot (1-\eta))}{\cosh(Ha)} \right), \quad \eta = 1 - \frac{y}{a} \\
 j_z(\eta) &= -\frac{\partial p}{\partial x} \sqrt{\frac{\sigma}{\rho \nu}} a \left(\frac{1}{Ha} - \frac{\cosh(Ha \cdot (1-\eta))}{\cosh(Ha)} \right) \\
 \frac{\partial p}{\partial x} &= \frac{\bar{U} \mu}{a^2} \left(\frac{Ha^2 \cdot th Ha}{Ha - th Ha} \right) \quad Ha = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho \nu}} a B
 \end{aligned} \right\} (4.30)$$

On voit que le profil de vitesse est exponentiel et non plus parabolique. De plus, on remarque que le frottement à la paroi ($y = a$), directement proportionnel au gradient de pression longitudinal est directement proportionnel au nombre de Hartmann lorsque celui-ci est assez grand. En pratique, si on trace la fonction :

$$f(Ha) = \left(\frac{Ha^2 \cdot th Ha}{Ha - th Ha} \right)$$

on s'aperçoit qu'elle est linéaire dès que $Ha > 10$. Dans ce cas, le gradient de vitesse près des parois est également proportionnel au nombre de Hartmann, et devient vite très raide lorsque le nombre de Hartmann augmente. On est alors proche d'un écoulement piston, c'est à dire uniforme sur tout l'entre-plaques.

On remarque également que le profil de courant a la même forme en exponentielle que le profil de vitesse mais à une translation près, de sorte que le courant soit maximum au bord (dans les couches de Hartmann) est presque nul au centre (voir figure 4.5c).

Pour le calcul numérique, il existe deux possibilités de validations par rapport aux formules théoriques. La première est de fixer le débit dans la section (c'est à dire la vitesse moyenne) et de faire varier le nombre de Ha . Ainsi, le gradient de pression varie avec le nombre de Hartmann. La seconde consiste à ajuster le débit pour avoir un gradient de pression longitudinal fixe lorsque Ha augmente. Ici, on choisit la première solution.

4.3.1.2 Calculs

Le métal liquide utilisé pour la simulation est du mercure dont les propriétés physiques et électriques sont portées dans le tableau 4.1.

La vitesse moyenne dans la section est choisie de telle sorte que le Reynolds basé sur le diamètre hydraulique soit inférieur à 2100 afin d'être en régime laminaire. Lorsqu'on applique le champ magnétique, la transition à la turbulence est retardée. On est donc sûr de rester en régime laminaire.

	Masse volumique ρ (kg.m ⁻³)	viscosité ν (m ² .s ⁻¹)	Conduct. Elect. σ (S.m ⁻¹)	Vitesse moyenne dans la section. \bar{U} (m.s ⁻¹)
Mercure	13,6 10 ³	1,15 10 ⁻⁷	1,09 10 ⁶	1,0 10 ⁻²

Tableau 4.1 : données magnétohydrodynamiques pour l'écoulement de Hartmann

Pour l'hydrodynamique de référence (correspondant à un écoulement de Poiseuille), on a :

$$Re_{Dh} = 1740 \quad \text{soit} \quad \rho \bar{U} S = Q_m = 1.08 \text{ kg/s}$$

S est la section de la conduite.

Le nombre de Hartmann dans ce problème est un paramètre que l'on fait varier pour voir l'évolution des profils en fonction de l'intensité du champ magnétique appliqué ((4.30)).

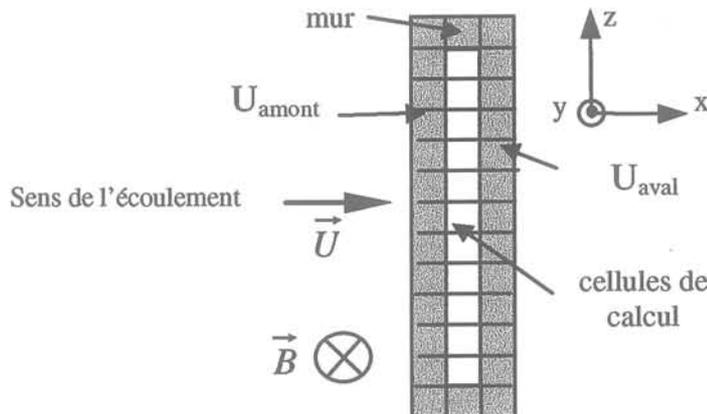


figure 4.7 : modélisation d'un écoulement de Hartmann ;
(NB : 180 mailles dans le sens de la hauteur ;
(avec raffinement près du bord haut et du bord bas))

Pour le calcul, des conditions limites cycliques sont imposées (figure 4.7), c'est à dire qu'en entrée et en sortie de la conduite, les mêmes valeurs des variables hydrodynamiques soient imposées, ou encore plus simplement que :

$$U_{amont} = U_{aval}$$

Dans ce cas, le maillage n'a qu'une seule maille d'épaisseur dans le sens longitudinal et l'écoulement est établi ($\frac{\partial U}{\partial x} = 0$). Le débit est imposé de façon globale et le gradient de pression est recalculé à chaque étape, reproduisant ainsi un écoulement dans une conduite « infinie ».

Dans la section transversale, on a des parois sans glissement, isolantes électriquement. On impose donc :

$$u_i = 0 \text{ (condition de frottement)} \quad \text{et} \quad \frac{\partial \phi}{\partial x_i} n_i = 0$$

ce qui implique que le courant normal en paroi est nul d'après la loi d'Ohm ((4.8)).

4.3.1.3 Résultats

Les profils de vitesses et de courant sont calculés pour trois valeurs du nombre de Hartmann. Les profils sont ensuite comparés aux expressions théoriques données plus haut.

profils de vitesse

Sur la figure 4.8 sont portés les profils de vitesse comparés du calcul numérique et du calcul théorique sur un tiers environ de la largeur de la section de la conduite. Les profils sont très proche l'un de l'autre quel que soit le nombre de Hartmann ce qui confirme a posteriori que l'élanement de la conduite est assez grand pour que les effets de bords soient négligeables.

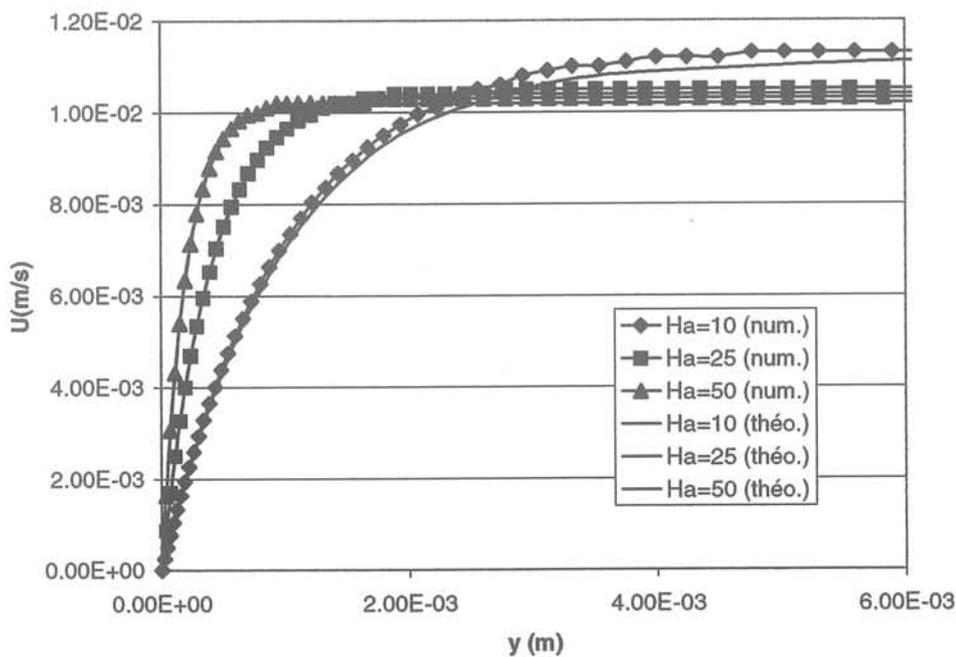


figure 4.8 : profils de vitesse longitudinale U théorique et calculée numériquement pour différents nombres de Hartmann.

On remarque toutefois que pour $Ha = 10$, la légère différence de vitesse est perceptible lorsqu'on tend vers le centre. Le profil calculé dans ce cas est légèrement supérieur au calcul analytique entre deux plaques infinie à cause du défaut de débit existant au niveau des parois haute et basse de la conduite (parallèles au champ magnétique). Lorsque Ha augmente, on tend vers un écoulement piston (vitesse débitante sur toute la section) et la différence est réduite.

On vérifie cela sur le calcul du gradient de pression longitudinal (tableau 4.2) ou l'on voit que le gradient calculé est toujours supérieur au gradient théorique.

Nombre de Hartmann	Ha=0	Ha=10	Ha=25	Ha=50
$\frac{\partial p}{\partial x} (p/m)$ numérique	0.51	1.79	4.28	8.87
$\frac{\partial p}{\partial x} (p/m)$ analytique	0.47	1.72	4.04	7.91

Tableau 4.2 : gradient de pression longitudinal

Le frottement visqueux est donc toujours surestimé à cause du frottement sur les bouts, et ce malgré le grand rapport d'aspect. L'erreur est de l'ordre de 5 à 10 %.

Profils de courant

Sur la figure 4.8 sont portés les profils de densité de courant sur le même tiers de la section que pour le cas de la vitesse. Les profils calculés sont également très proche des profils théoriques entre deux plaques infinies avec les problèmes de débit en moins. En effet, tout le courant qui transite dans le coeur se boucle au niveau des parois supérieures et remonte dans les couches de Hartmann proche de parois. Il n'y a donc pas ici de défaut de courant par rapport à un cas idéal.

Lorsque Ha augmente, la densité de courant dans le coeur reste très faible. En revanche, les couches de Hartmann sont de moins en moins épaisses et la densité de courant plus importante proche de la paroi.

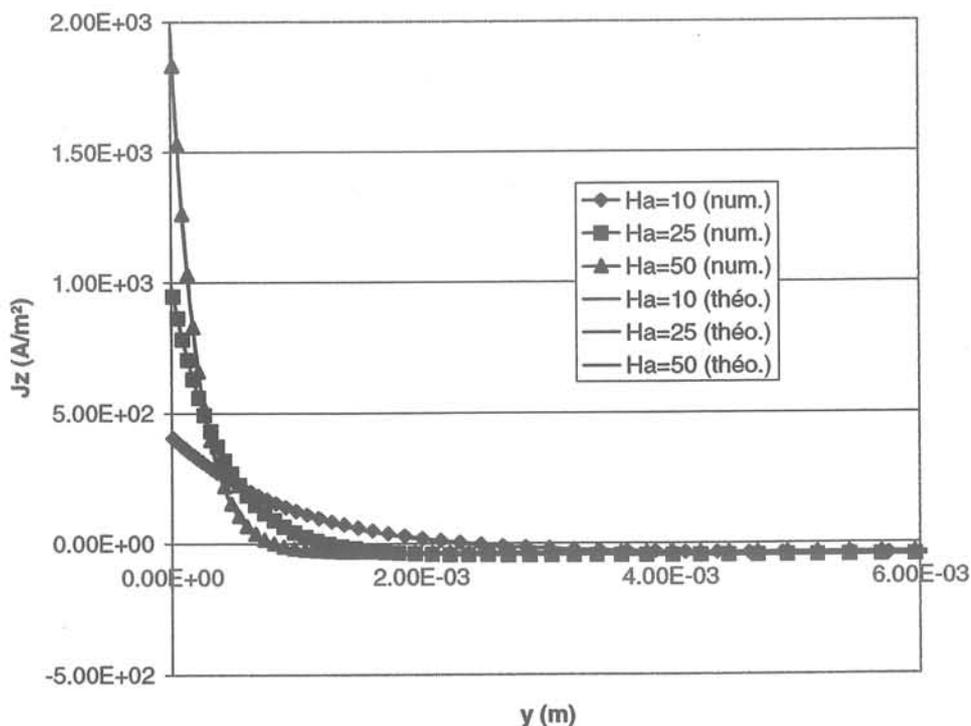


figure 4.9 : profils de densité de courant j_z théorique et calculée numériquement pour différents nombres de Hartmann.

Il est intéressant de noter que le courant qui circule dans la section ne varie que peu et dépend plus, dans notre cas, du maillage que de l'intensité de champ (tableau 4.3). Ainsi le courant de transit le plus fort est obtenu pour $Ha = 25$.

Courant (A/m)	Ha=0	Ha=10	Ha=25	Ha=50
I_s Courant dans la demi section	-	2.9	-3.6	7.7
I_{Ha} Courant dans la couche de Ha	-	30.9	34	37
I_c Courant dans le coeur	-	-27.9	-37.6	-29.4

tableau 4.3 : intégrales du courant j_z selon y , à mi distance des parois parallèles au champ B.

Le courant est obtenu directement par intégration de la densité de courant sur la partie de la section. On constate, pour ces cas de calculs et avec les critères de convergence utilisés, que la conservation du courant ($I_c = I_{Ha}$ ou bien $I_s = 0$) est vérifiée à 10 % près.

4.3.2 Ecoulement en entrée de champ magnétique

4.3.2.1 Ecoulement modélisé

Lorsqu'un écoulement de fluide conducteur en conduite entre dans un champ magnétique continu transverse, les courants électriques créés dans la zone de champ magnétique peuvent se fermer dans la zone aval ou il n'y a pas (ou peu) de champ magnétique (figure 4.10).

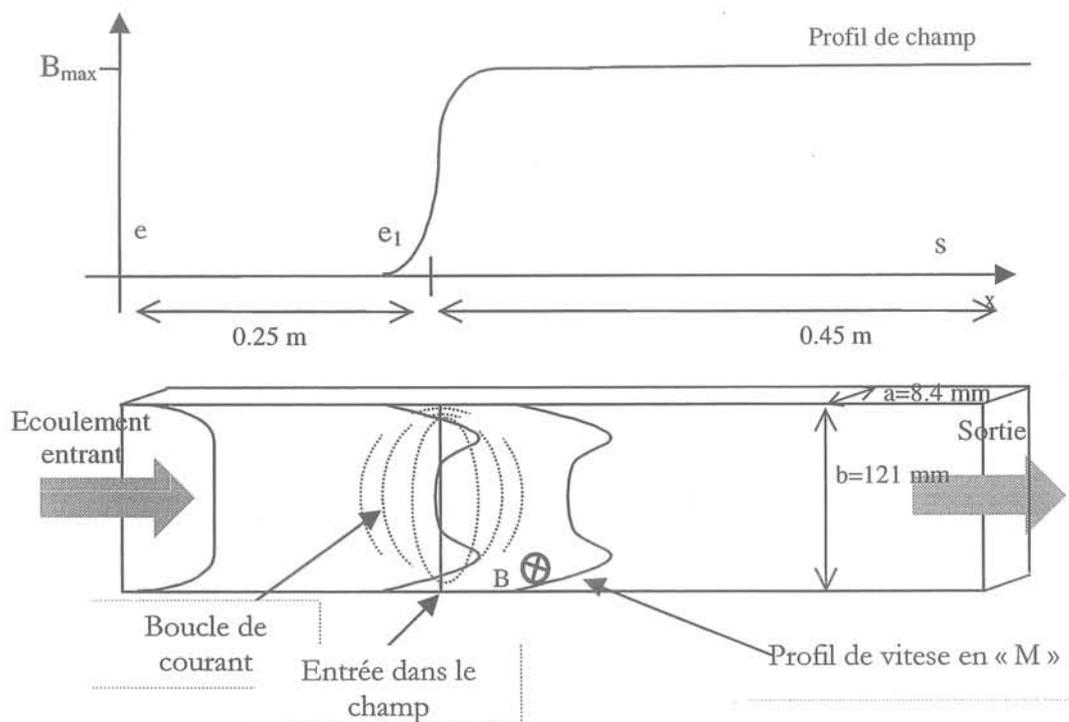


figure 4.10 : écoulement en entrée de champ magnétique.

Ainsi, contrairement au cas de Hartmann, la fermeture du courant électrique est 'facilitée' dans le plan 2D. Le fluide est alors freiné au centre sous l'action de la force de Laplace et accéléré sur les bords, ou le courant est parallèle à l'écoulement. Le profil de vitesse ainsi généré a la forme d'un « M » (renverse).

4.3.2.2 Calcul numérique

Le calcul numérique est effectué en 2D simulant un écoulement entre deux plaques planes infinies. On calcule l'écoulement sur une large partie de la conduite de sorte que l'évolution du profil de champ magnétique soit bien représenté. La distribution du champ magnétique est calculée directement par interpolation des valeurs expérimentales de l'expérience de Tananaev (figure 4. 11). La vitesse moyenne est choisie de manière à respecter le nombre de Reynolds de l'expérience :

$$Re = \frac{\bar{U} * 2b}{\nu} = 2.10^5 \quad \text{soit} \quad \bar{U} = 0.186 \text{ m/s}$$

L'écoulement est pleinement turbulent et on utilise le modèle $k - \varepsilon$ décrit au paragraphe

4.2.1.

Le champ magnétique maximum est calculé de manière à respecter le nombre de Hartmann de l'expérience basé sur la demi hauteur :

$$Ha = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho\nu}} B_{\max} b = 700 \quad \text{soit} \quad B_{\max} = 0.45 \text{ T}$$

Ce nombre de Hartmann est grand. Ainsi la part des forces de frottement dans l'équilibre des forces est négligeable. Les forces en compétition dans ce cas sont donc les forces d'inertie et les forces de Laplace, le paramètre d'interaction étant voisin de l'unité (annexe 1).

Les caractéristiques utilisées pour le calcul sont résumées dans le tableau 4.4.

	masse vol. ρ (kg.m ⁻³)	viscosité ν (m ² .s ⁻¹)	conductibilité électrique σ (S.m ⁻¹)	vitesse moy. Dans la sect. \bar{U} (m.s ⁻¹)	champ magnétique B (T)
Mercure	13,6 10 ³	1,15 10 ⁻⁷	1,09 10 ⁶	0.186	0.45

Tableau 4.4 : paramètre pour le calcul de l'écoulement en entrée de champ

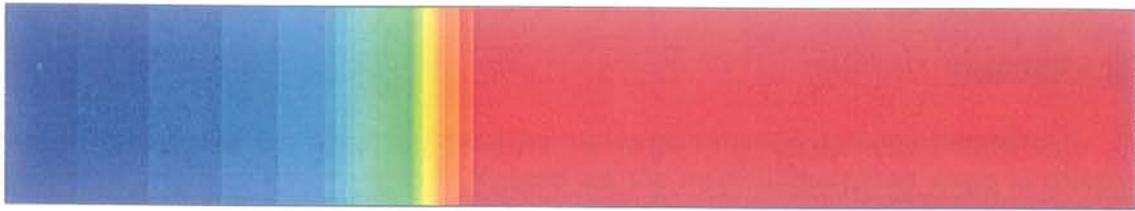


figure 4.11 : distribution du champ magnétique continu



figure 4.12 : champ des vitesses dans l'entrée de champ.



figure 4.13 : champ de courant dans l'entrée de champ.



figure 4.14 : potentiel électrique calculé.

Notons que la longueur de la conduite a été réduite par rapport à l'expérience. Ainsi, on ne représente le phénomène d'entrée dans le champ, et non le phénomène de sortie de champ magnétique (qui lui est semblable).

4.3.2.3 Résultats

Qualitativement, on obtient bien ce qui est attendu, c'est à dire que le fluide est freiné au centre et passe préférentiellement sur les bords. On obtient ainsi un profil de vitesse en « M » (figure 4.12). Ceci est dû au fait que le courant se boucle dans le plan 2D. Ainsi les courants dans le coeur de l'écoulement créent une force qui s'oppose au mouvement alors que sur les bords, les courants étant parallèles à l'écoulement, aucune force ne s'exerce (figure 4.12 et 4.13). Dans cette zone, on a un gradient de potentiel qui équilibre la force électromotrice induite par le mouvement (figure 4.14).

De manière plus quantitative, on trace des profils de vitesses longitudinales sur une demi hauteur. Trois profils sont comparés aux courbes expérimentales. Un profil légèrement avant l'entrée dans le champ, un profil au niveau du point d'inflexion et un profil légèrement après l'entrée (figure 4.14bis). Le profil expérimental est plus ramassé vers la paroi ($x/b=0$) et le profil en M est plus marqué lorsqu'on rentre dans le champ. Cela correspond à une légère différence de bouclage des courants électriques dont il est très difficile de donner la raison exacte puisqu'on ne dispose d'aucune donnée expérimentale sur les courants.

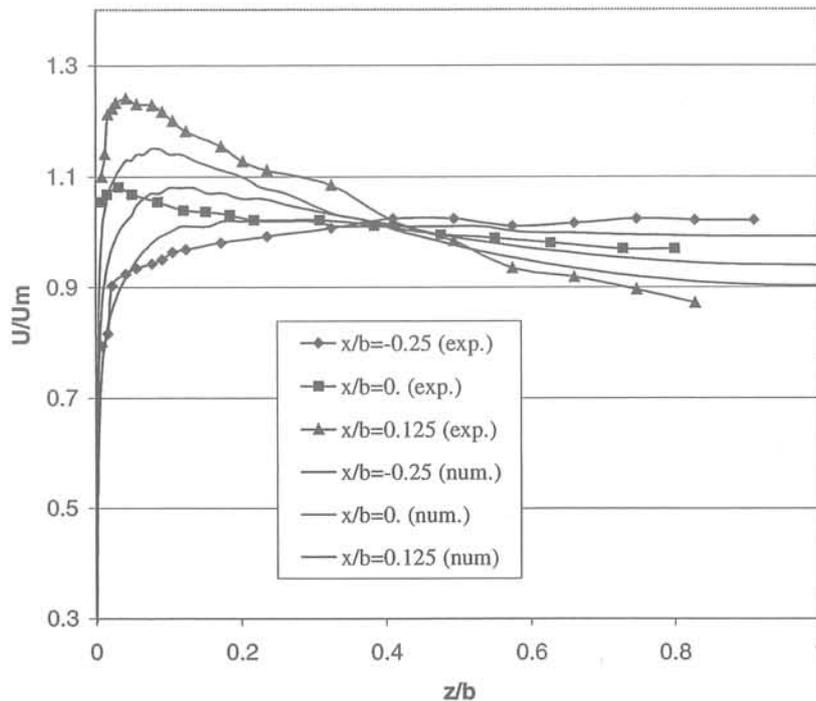


figure 4.14bis : profils mesurés expérimentalement [Tananaev, 79] ; profils calculés numériquement

Néanmoins, les profils en «M» obtenus sont assez proche des profils expérimentaux compte tenu des simplifications faites dans le calcul (2D, modèle de turbulence standard...).

A ce stade, on vérifie la conservation du courant dans la conduite. On vérifie notamment que le courant dans la section longitudinale (au milieu de la conduite) est proche de 0, c'est à dire que tout le courant « montant » se reboucle normalement (figure 4.13).

$I_{tot} = \int_e^s j_z dx$	$I = \int_e^{e1} j_z dx$	$I = \int_{e1}^s j_z dx$	$\frac{I_{tot}}{I}$
0.4 A	8.37 A	7.93 A	4.78 %

Tableau 4.5 : valeur du courant sur différentes sections longitudinales.

On calcule donc l'intégrale du courant sur toute la section I_{tot} , et les intégrales du courant sur des portions seulement. Ces intégrales permettent d'avoir une estimation du courant total qui transite dans la conduite. On vérifie (tableau 4.5) que l'erreur relative par rapport au courant qui transite n'excède pas 5%.

Conclusion

Le module MHD donne donc des résultats satisfaisants sur les cas simples de validation. L'étape suivante est de tester ce module sur des maillages plus complexe, notamment sur des géométries de lingotières 3D.

La partie suivante décrit les calculs effectués ensuite sur des géométries de lingotière, notamment :

- les calculs sur des géométries 3D.
- les calculs équivalents en 2D
- les calculs instationnaires 2D pour tenter de représenter les phénomènes instationnaires du mouvement moyen.

4.4. Ecoulements en lingotière

4.4.1 Lingotière 3D

Le but étant de faire des simulations MHD en lingotière 3D, la première étape est la modélisation et le calcul de l'hydrodynamique en lingotière 3D. Le modèle géométrique est celui de la maquette mercure définie dans la partie 2 (figure 2.1). Les simplifications pour le modèle de calcul sont les suivantes (figure 4.15) :

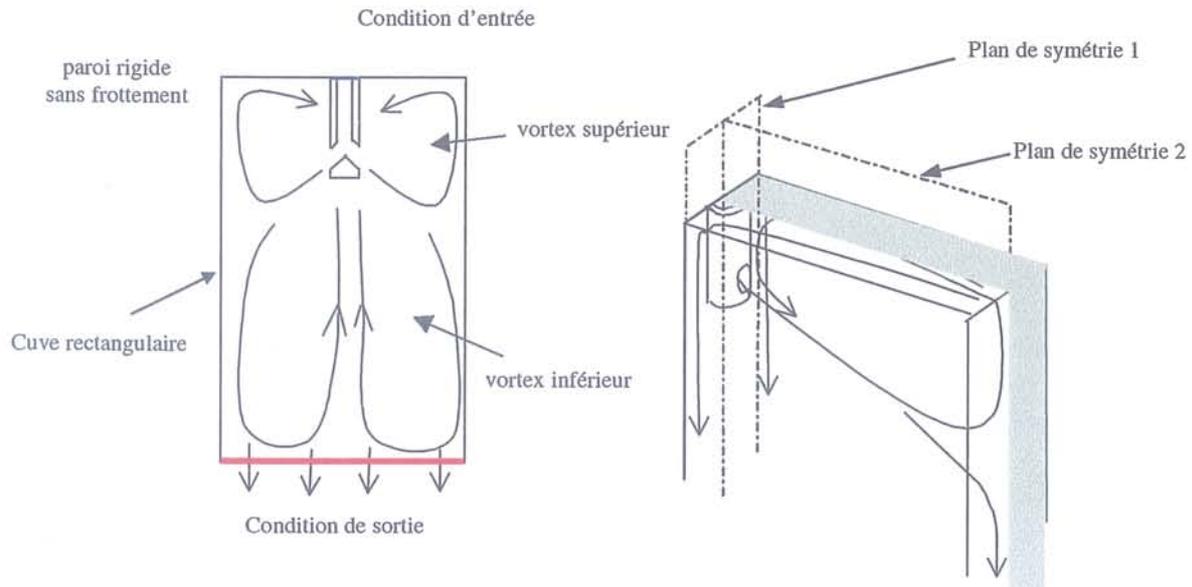


figure 4.15 : géométrie de la lingotière 3D pour le calcul

La cuve étant parallélépipédique, on impose des conditions d'entrée de fluide au niveau de la busette et des conditions de sortie uniformes (vitesse verticale) au niveau de la grille de redistribution. Cette simplification est valable dans la mesure où la grille de redistribution est assez efficace pour homogénéiser les vitesses en sortie.

Un quart seulement de la lingotière est calculé. On fait donc l'hypothèse qu'il y a une symétrie parfaite dans le sens de la largeur (symétrie 2) et dans le sens de l'épaisseur (symétrie 1).

Pour ces cas de calculs stationnaires, la surface libre est remplacée par une paroi sans frottement.

Le module MHD étant écrit pour FLUENT 4.4, l'ensemble est construit sur la base d'un maillage structuré. Cette restriction complexifie le maillage de la busette de référence RO20, le tube et la sortie de jet étant cylindriques et les éléments nécessairement hexaédriques (figure 4.16a).

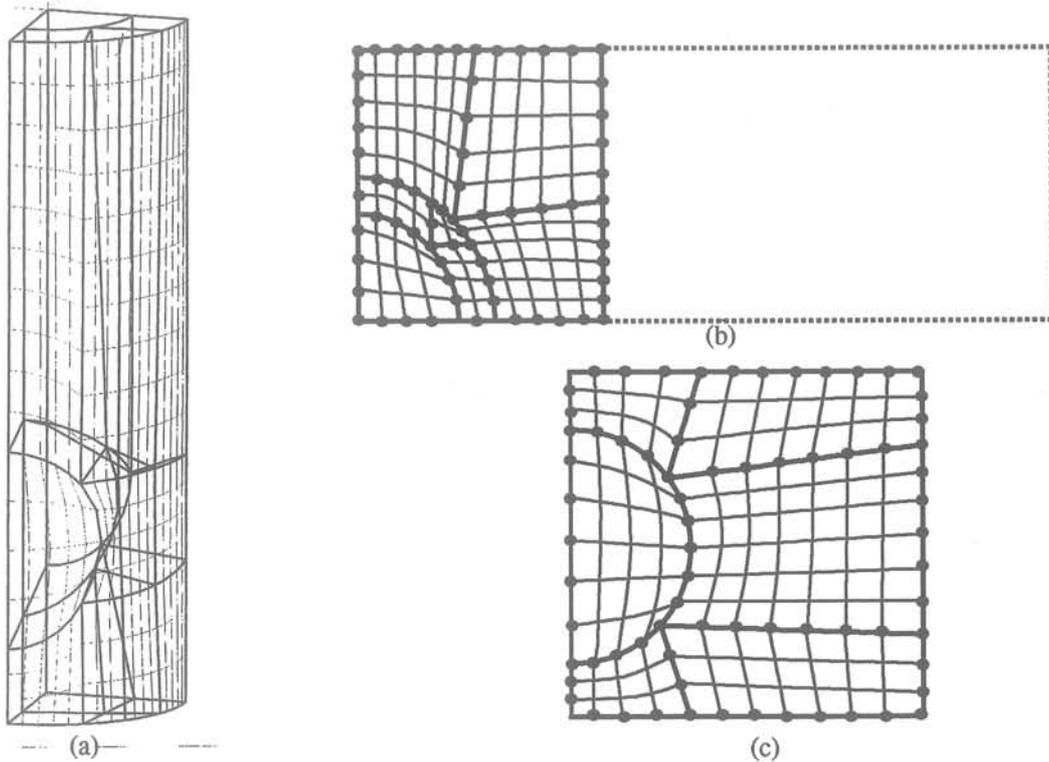


figure 4.16 : a. Quart de busette RO20 avec maillage par blocs structurés ; b. raccord structuré au niveau de la surface (vue de dessus) ; c. raccord structuré au niveau de la sortie d'ouïe.

Ainsi les blocs et les mailles peuvent devenir assez distordues au niveau de la sortie ou l'effet incurvé de la busette (4.16b) est couplé avec l'effet incurvé de l'ouïe (4.16c).

Avec ce type de maillage, la convergence des calculs n'est pas très bonne, la tendance des courbes de résidus étant oscillatoire autour des valeurs seuils FLUENT. Ce « défaut » existe également sur plusieurs autres calculs de ce type en lingotière 3D et aussi sur des maillages non structurés. A priori, il est difficile de savoir si ce phénomène d'oscillation est d'ordre numérique ou s'il a une origine physique (instationnarité du mouvement moyen).

La structure elle-même de l'écoulement ne change que peu. L'écoulement représente bien les deux vortex observés expérimentalement (figure 4.17). La vitesse moyenne en surface est de l'ordre de 0.2 m/s (pour une vitesse d'injection de 1 m/s) ce qui respecte l'ordre de grandeur mesuré sur les installations expérimentales [Gardin,1994] [Van der Plas,1994]. Ces valeurs ne peuvent être comparées directement aux valeurs expérimentales tant les conditions de coulées sont souvent très différentes l'une de l'autre (types de busette, immersion, vitesse de coulée...).

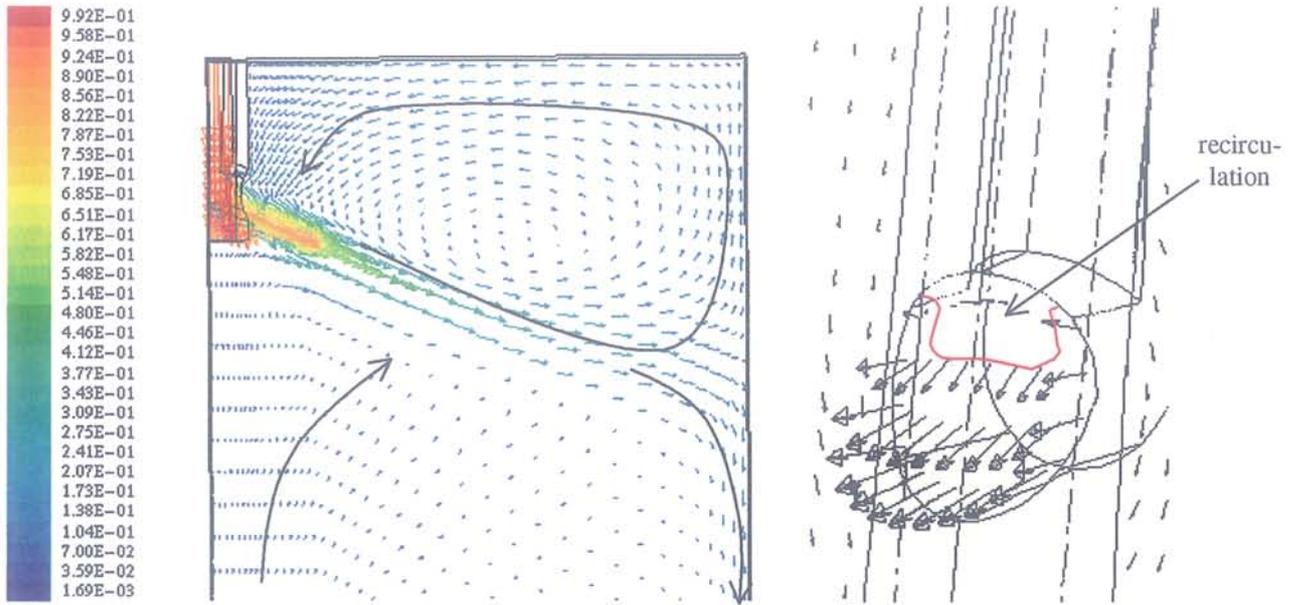


figure 4.17 : a : Ecoulement moyen dans le plan de symétrie 2. Lingotière 3D (maillage busette + lingotière structuré) ; b : Ecoulement au niveau des ouïes d'injection.

La structure de l'écoulement dans la busette est également cohérente avec les mesures expérimentales faites sur maquette à eau, à savoir que le fluide ne sort de la busette que sur la partie basse et sur les côtés de l'ouïe. Au centre et sur la partie supérieure de l'ouïe, on observe un retour de fluide dans la busette (recirculation).

Les discussions relatives aux résultats sur cette géométrie de maillage structuré ne sont pas détaillées ici, essentiellement à cause du fait que les calculs MHD convergent mal dans ce cas.

Les calculs MHD tridimensionnels ont donc été faits à partir de géométries simplifiées en vue de vérifier les propriétés principales des écoulements MHD en lingotière discutés dans la partie II. Les efforts ont ensuite été concentrés pour représenter ces écoulements en 2D afin de pouvoir effectuer des calculs MHD instationnaires, notamment pour représenter les effets d'oscillation de jets (partie II.1 et III.4).

4.4.2 Lingotière 3D simplifiée

Sur la figure 4.18 sont portées les deux géométries simplifiées pour l'utilisation du module MHD en 3D. La première géométrie est entièrement maillée en hexaèdres réguliers avec une busette rectangulaire « taillée » dans le maillage. La sortie d'ouïes dans ce cas est horizontale à fond plat (figure 4.18a). La seconde géométrie possède le même maillage que la première mais ici sans busette d'injection. Le fluide est injecté directement par une ouverture latérale avec un angle imposé de 25° (4.18b).

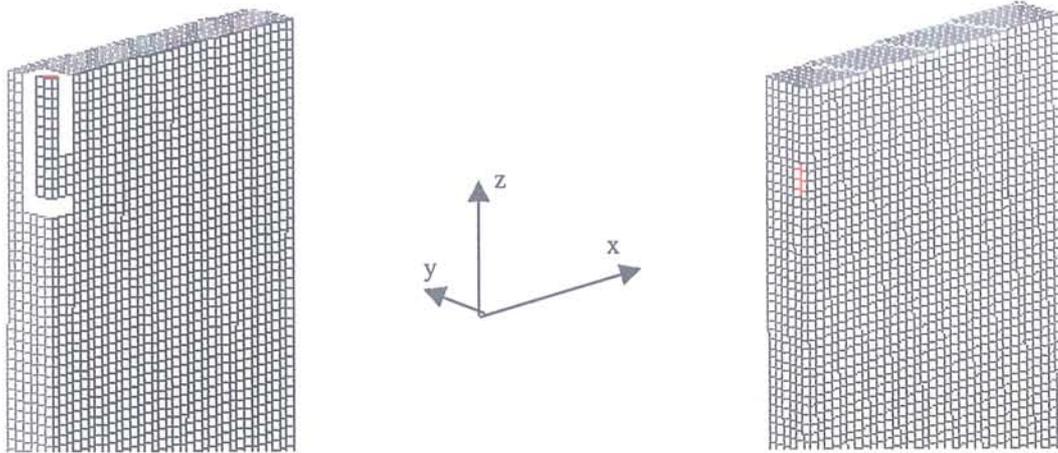


figure 4. 18 : géométrie et maillage simplifiés pour calculs MHD-3D ; a. maillage régulier avec busette rectangulaire sans angle d'injection ; maillage régulier avec entrée de fluide latérale (angle 25+° imposé)

Pour ces cas de référence, on impose un champ magnétique transversal de deux types : un champ localisé (avec gradient de champ dans le sens de la largeur) et un champ magnétique uniforme (sans gradients) (figures 4.19a et 4.19b). Ces deux champs sont calculés dans FLUENT à partir des valeurs mesurées sur l'électroaimant décrit en partie I et dans l'annexe 3.

Les valeurs de référence du champ magnétique sont celles mesurées expérimentalement au niveau de la surface dans le sens de la largeur ($B_y(x,0)$). Pour les cas de simulations numériques, le champ est invariant dans toute l'épaisseur de la cuve et dirigé uniquement suivant l'axe y (champ purement transverse). Cette hypothèse est légitime compte tenu des résultats expérimentaux (annexe3).

Ainsi pour « construire » le champ continu, on utilise les valeurs mesurées dans le plan médian.

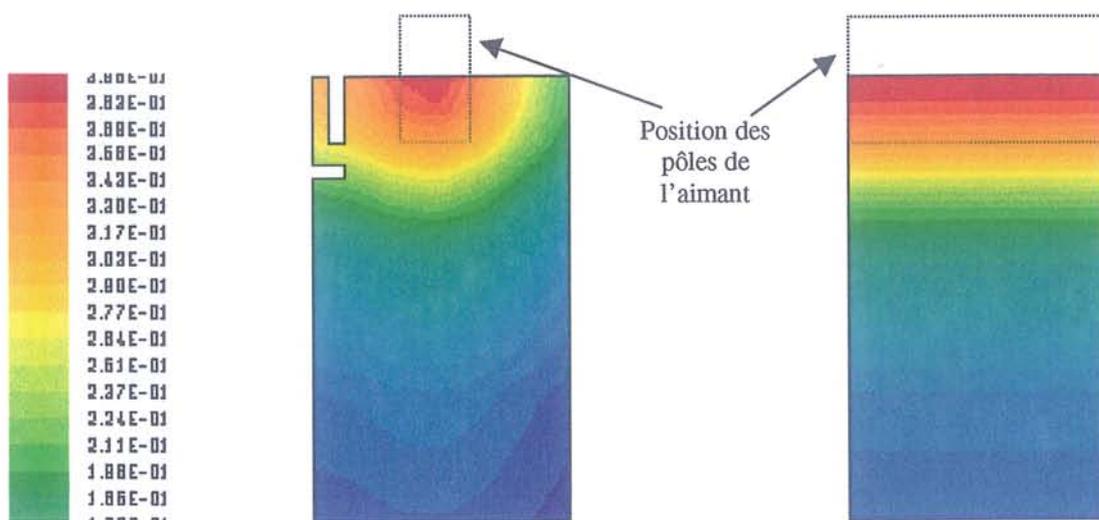


figure 4.19 : Distribution du champ magnétique continu B_z pour les calculs MHD. a : champ magnétique localisé ; b : champ magnétique uniforme

La décroissance du champ suivant z est une fonction constante sur toute la largeur, égale à la décroissance en face des pôles dans le cas de l'électroaimant en position « champ localisé » (annexe 3).

Frein électromagnétique

On veut essentiellement vérifier ici les propriétés apparaissant dans la lingotière sur l'écoulement moyen lors de l'application du champ magnétique continu en surface (voir partie II.2). Sur ce type de calculs stationnaires où les effets de surface libre ne sont pas représentés, on s'attache surtout à vérifier les propriétés éventuelles de frein électromagnétique pouvant être mis en évidence. Comme déjà signalé dans la partie II.2, l'influence du champ magnétique sur la sortie de jets est encore importante, bien que les pôles soient appliqués au niveau de la surface. Dans les cas simples des simulations, on a encore un champ magnétique relativement élevé ($B_y > 0.25$ T) au niveau des ouïes (figure 4.x). Ainsi donc, on s'attend à retrouver les phénomènes MHD décrits dans la partie II.2 lors de l'application d'un frein. On s'attache notamment à vérifier les propriétés essentielles, à savoir le freinage des écoulements, la fermeture particulière des courants électriques et la bidimensionnalisation de jet.

Sur les figures 4.20 sont présentés les résultats de calcul d'écoulement 3D sans champ et d'écoulement 3D avec champ magnétique continu dans l'exemple de la géométrie n°2, le champ magnétique appliqué ici étant de type « uniforme ».

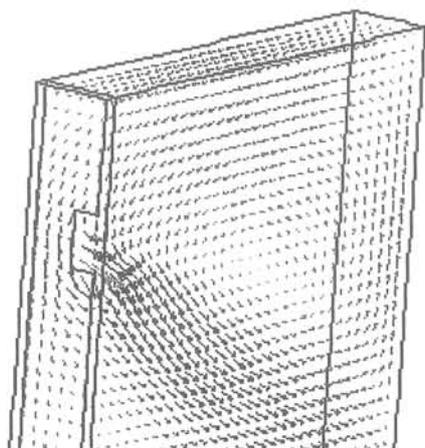


Figure 4.20a : vecteurs vitesses sans champ magnétique

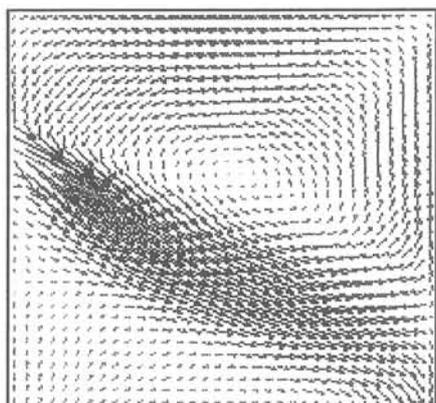


Figure 4.20b : vecteurs vitesse dans le plan médian sans champ magnétique



figure 4.20c : vecteur vitesse dans le plan médian avec champ continu uniforme.

Sur l'écoulement 3D, on retrouve les propriétés énoncées dans la partie II.1, à savoir qu'il existe un mouvement fluide descendant autour de la busette. (figure 4.20a). La recirculation principale dans le plan médian, elle, est comparable à celle trouvée dans le cas du maillage complet (figure 4.17).

Dans le cas d'application du champ, cette boucle est resserrée près de la busette (figure 4.20b). La recirculation inférieure est également réduite en taille et plus « haute », c'est à dire plus proche de la busette (Figure 4.20c). Ceci est un trait caractéristique des écoulements pour MHD en lingotière pour le cas d'un frein [Gardin,1994], [Okimura,1997]. Ces effets principalement dus au freinage des jets de sortie d'ouïes.

Ce freinage principal est bien mis en évidence sur la figure 4.21a où, dans le plan médian, la boucle principale de courant est celle qui est induite logiquement là où la vitesse est le plus intense, c'est à dire en sortie d'ouïes.

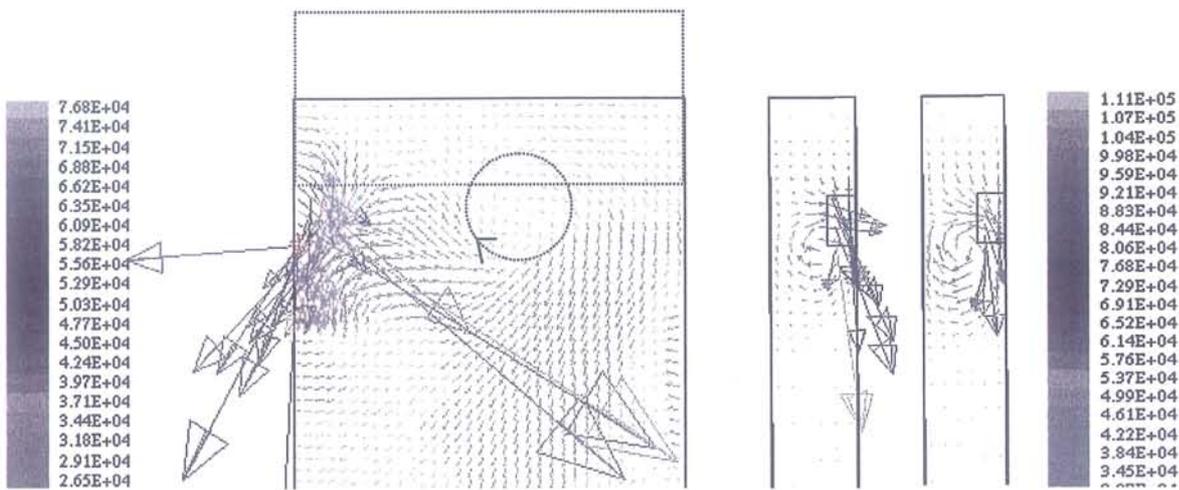


figure 4.21 : a. vecteurs densité de courant électrique dans le plan de symétrie 2 ; b. densité de courant dans le plan de symétrie 1

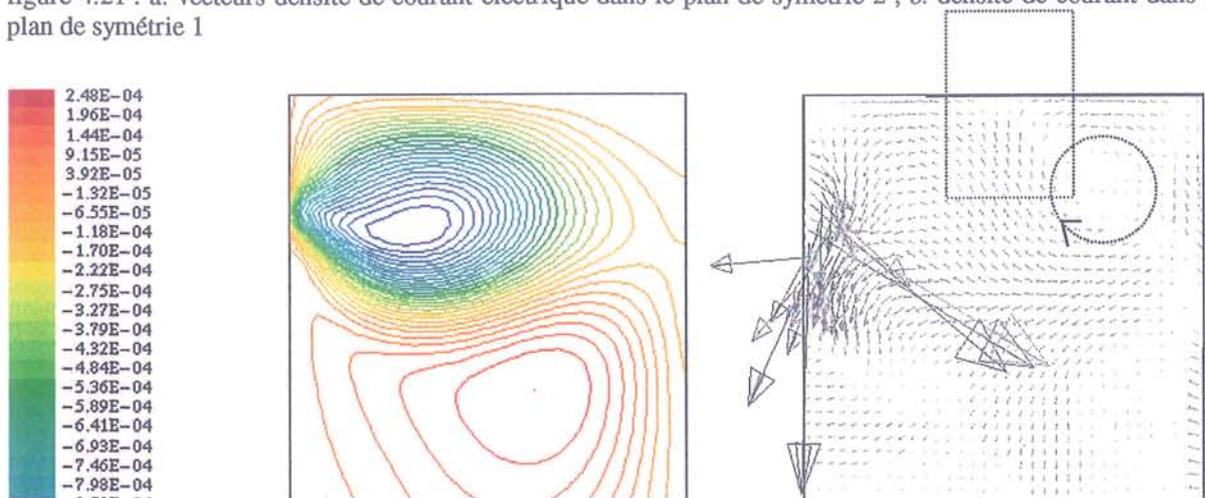


figure 4.21: c. potentiel électrique ; lignes iso-potentiel ; d. courants électriques dans le cas du champ localisé

Cette boucle se boucle à travers le plan de symétrie. Ainsi, comme déjà évoqué dans la partie II.4, le courant électrique principal est antisymétrique par rapport à la busette. L'ordre de grandeur du courant dans cette boucle est proche de la valeur caractéristique du courant induit par la vitesse :

$$O(|\vec{j}|) \cong \sigma UB \sim 10^{+5} \text{ A/m}^2$$

Autrement dit, la quasi - totalité du courant qui existe dans cette zone est induit par le mouvement. On vérifie notamment que le potentiel électrique dans cette zone est d'un ordre de grandeur inférieur (figure 4.21c).

$$O(|\sigma \nabla \phi|) \sim 5.10^{+3} \text{ A/m}^2$$

Toutefois, cette boucle est fortement couplée au courant électrique qui se reboucle dans l'épaisseur de la cuve. Cette boucle est celle qui est responsable de l'effet de bidimensionnalisation (voir II.4). Elle existe tant que le jet n'a pas atteint la paroi, le courant étant induit dans le jet et se refermant entre le jet et le bord (figure 4.21b) L'ordre de grandeur de cette boucle est d'un ordre de grandeur inférieur (10^{+4} A/m^2) à celle induite à la sortie de jets (10^{+5} A/m^2).

Outre cette boucle principale de courant, on observe des boucles secondaires, d'un ordre de grandeur très inférieur, mais perceptibles et intéressantes du point de vue de la phénoménologie. En effet, dans l'un et l'autre cas, la boucle de courant se ferme à l'endroit où le fluide « entre » dans le champ, c'est à dire proche de la petite face lorsqu'on est dans le cas de champ localisé, et plus vers le milieu lorsque le champ est uniforme (figure 4.20a et 4.20c). Ainsi on retrouve localement un effet de fermeture de courants en d'entrée de champ magnétique étudiés dans la partie de validation pour des cas de conduites. Ici, l'écoulement n'étant pas confiné, on ne retrouve pas les effets sur le champ de vitesses (profils en « M »).

On constate donc que, malgré le fait que le champ magnétique continu soit appliqué en surface et non directement proche de la sortie des ouïes, l'effet de frein est encore prépondérant. Comme déjà dit, la valeur du champ est encore assez importante au niveau de la sortie pour induire une modification de l'écoulement et un freinage des vitesses en surface.

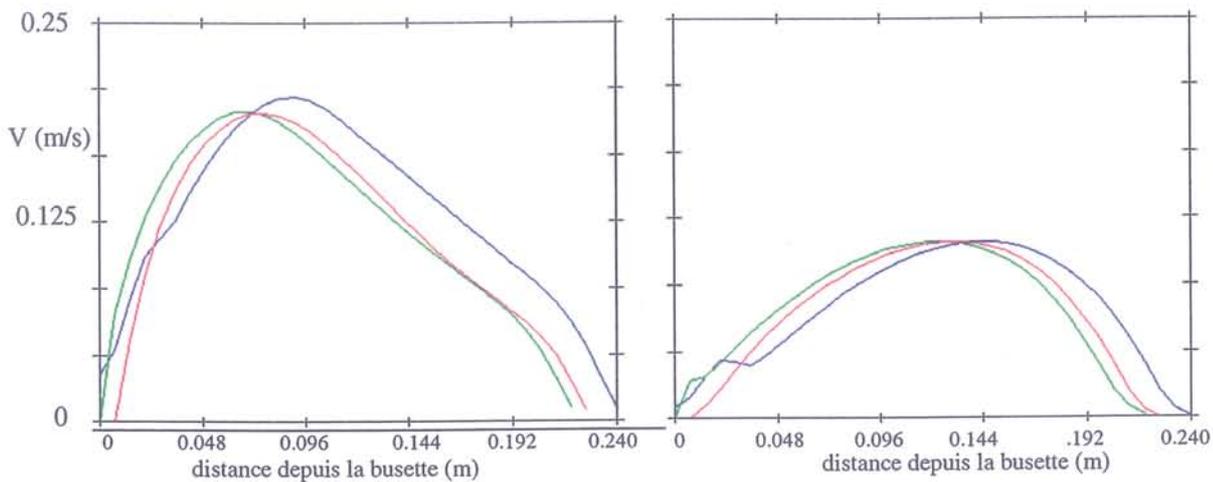


figure 4.22 : profils de vitesses en surface ; a. sans champ magnétique ; b. avec champ magnétique ; bleu : plan médian de la lingotière ; rouge : quart lingotière ; vert : bord

Les figures 4.22a et 4.22b donnent une idée de l'ordre de grandeur du freinage en surface où la vitesse maximale est diminuée de moitié, passant de 0.2 m/s à 0.1m/s environ.

Bidimensionnalisation :

Outre l'effet de frein, la bidimensionnalisation de l'écoulement dans le sens du champ est également importante comme on peut le voir ci dessous dans le cas de la géométrie avec busette simplifiée et champ localisé (figures 4.23). Le principe de bidimensionnalisation est expliqué plus haut à partir de la fermeture des courants dans le sens de l'épaisseur.

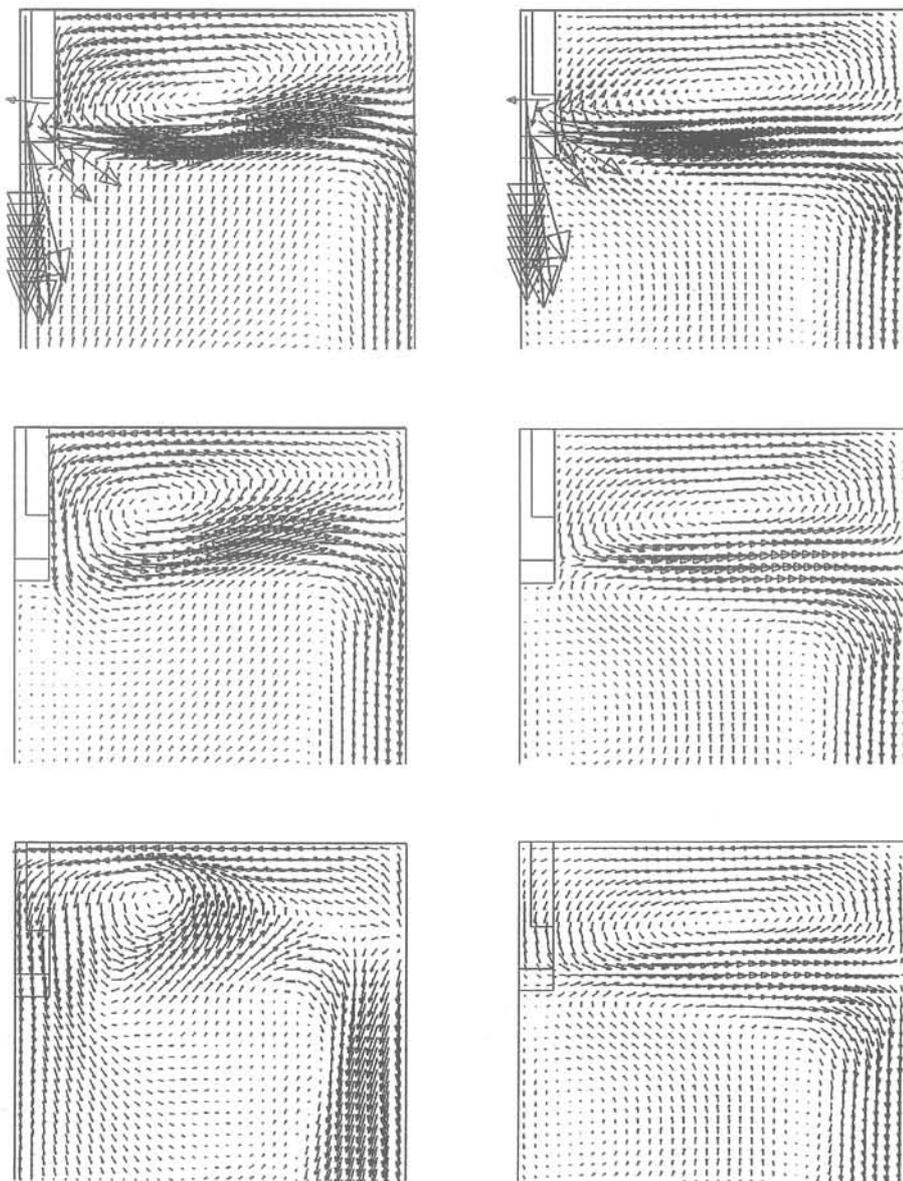


figure 4.23 : vecteurs vitesse dans lingotière avec géométrie simplifiée n°1 dans les plans 1,2,3 définis ci dessous; colonne de gauche : écoulement sans champ ; colonne de droite : écoulement avec imposition de champ « localisé »

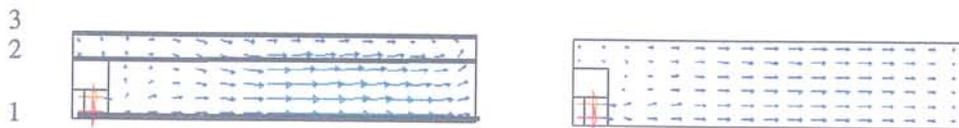


figure 4.24 : vecteurs vitesse dans la section de la cuve au niveau de la sortie des jets ; colonne de gauche : écoulement sans champ ; colonne de droite : écoulement avec imposition de champ « localisé »

Ici, le tracé des cartes des vitesses dans différents plans de coupe indique clairement que l'écoulement devient structurellement identique dans le sens de l'épaisseur dans le cas de l'application du champ magnétique continu.

Lorsqu'il n'y a pas de champ, la recirculation supérieure se resserre près de la busette à mesure que l'on s'approche de la paroi. L'écoulement de proche paroi est fortement tridimensionnel, avec notamment une recirculation proche du bord. On remarque cela spécialement sur les profils de vitesse au niveau de la sortie des jets. Dans le cas avec champ, l'écoulement est aligné dans le sens de la largeur dans toute la section tandis que pour le cas sans champ, on observe une recirculation proche de la paroi (figure 4.24).

Ainsi, du point de vue de l'orientation des vecteurs vitesses, et d'après la figure 4.23b et 4.24b, on peut dire que la bidimensionnalisation est très « rapide », c'est à dire que l'écoulement est 2D quasiment dès sa sortie. Un autre critère pourrait être celui de regarder à partir de quand la boucle de courant de bidimensionnalisation devient négligeable.

Ici, on retiendra que l'écoulement est « bidimensionnel » lorsque structurellement, il n'y a plus d'effets hydrodynamique 3D ce qui est le cas pour ces cas de calculs. Ainsi, on peut confirmer que le temps caractéristique de bidimensionnalisation est faible devant le temps de convection (partie II.4).

Remarque : Au niveau de la surface libre, l'écoulement moyen est « bidimensionnel » même sans champ magnétique. On le voit sur les vecteurs vitesses en surface (figure 4.25) et, plus spécialement sur le profil de vitesse (figure 4.22).



figures 4.25 : colonne de gauche : vitesses moyennes en surface (sans champ) ; colonne de droite : mêmes conditions avec champ magnétique localisé.

Conclusion :

Le fait que l'écoulement 3D en lingotière soit très vite bidimensionnalisé est intéressant pour la simulation dans ce sens qu'on peut exploiter cette propriété pour raisonner sur des écoulements 2D. Ainsi, on réduit les difficultés liées au maillage 3D.

Les calculs en 2D sont évidemment bien moins lourds et il devient possible de faire des simulations d'écoulements MHD instationnaires sans trop de problèmes.

La partie suivante explicite la démarche utilisée pour représenter correctement les écoulements 3D par une géométrie 2D, ainsi que les premiers calculs 2D instationnaires concernant l'oscillation du mouvement moyen.

4.4.3 Lingotière 2D

A cause du phénomène de bidimensionnalisation, il est possible de représenter les écoulements MHD en 2D. Ceci est profitable dans la mesure où les calculs sont moins lourds et pour lesquels on peut faire des simulations instationnaires pour modéliser le phénomène de mascaret.

Géométrie de la busette :

Lorsqu'on passe à une géométrie 2D, plusieurs problèmes se posent, notamment le problème de la conservation du rapport de vitesse entrée-sortie : A vitesse de tirage fixée (débit fixé), la vitesse dans la busette (et donc l'entrée dans la cuve) dépend de la section de passage. L'équivalent 2D du débit qui passe dans une ouïe est réparti sur toute l'épaisseur de la cuve (figure 4.26). Ainsi, si on veut avoir une vitesse équivalente dans le cas 2D et dans le cas 3D, il faut que l'aire de passage soit équivalente dans les deux cas.

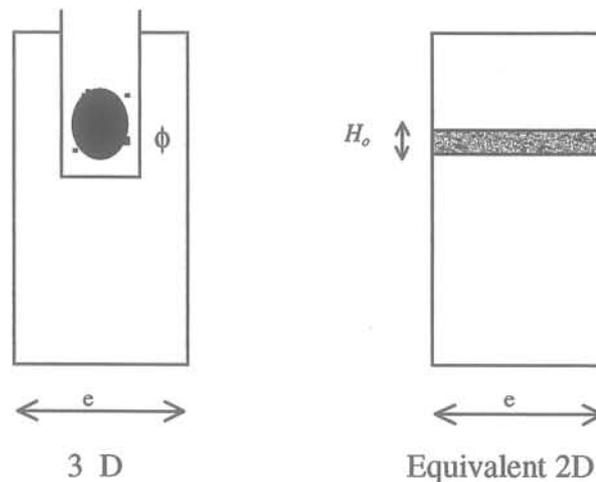


figure 4.26 : Section de passage du fluide comparée du 3D et du 2D.

Ainsi, H_o est choisi de telle sorte que :

$$e * H_o = \frac{\pi}{4} \phi^2 \quad \text{soit} \quad H_o = \frac{\pi \phi^2}{4e}$$

Ici : $\phi = 22.4mm$ d'où $H_o = 4.9mm$. La sortie d'ouïe est donc réduite au quart de sa hauteur réelle, et, pour respecter le rapport d'aspect de la géométrie 2D, on réduit également la taille du tube. La busette est construite finalement sur le modèle de la figure 4.27a avec un angle d'injection de 20° . Le maillage obtenu est donc très resserré près de la busette (figure 4.27b 4.28a).



figure 4.27 : busette 2D équivalente ; a modèle ;b. maillage.

Avec une telle busette, les vitesses en sorties d'ouïes et en surface sont très proches des valeurs obtenues pour les cas d'écoulements 3D (tableau), l'écoulement étant très semblable à celui obtenu en 3D avec le maillage complet (figures 4.17). Ici, sur la figure 4.28b ne sont représentés que les lignes de courant.

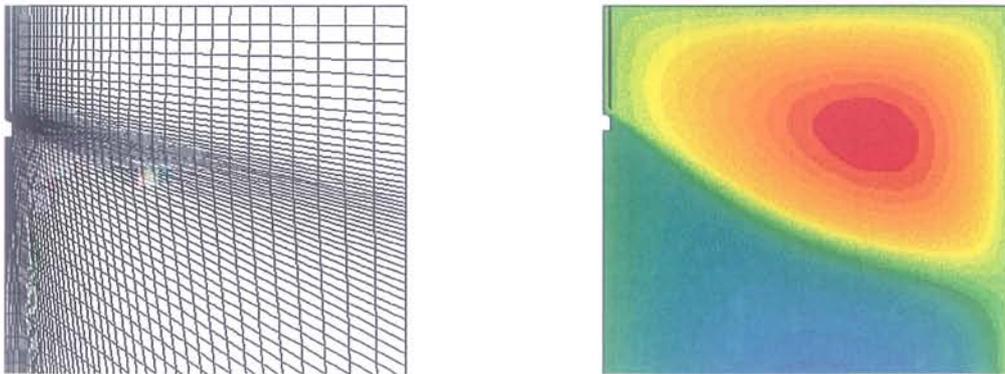
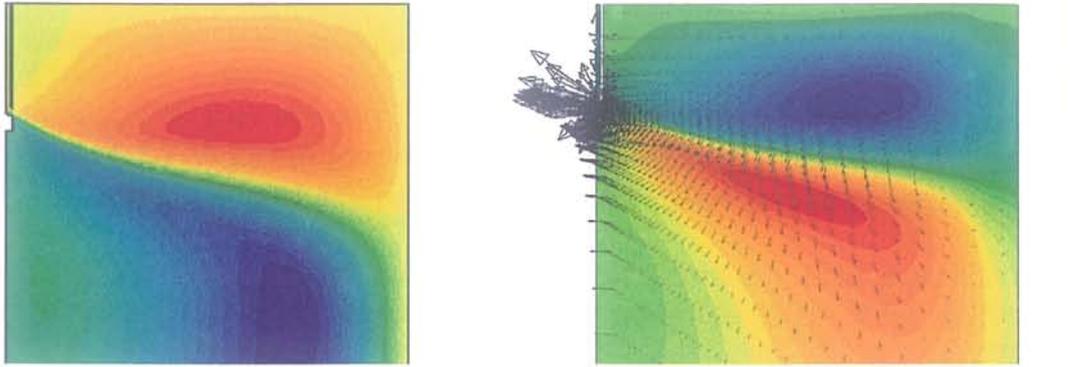


figure 4.28 : a. maillage de la structure 2D ; b. lignes de courant du calcul numérique sans champ correspondant.

Calculs	cas 2D busette hauteur d'ouïe : H=4.9 mm	cas 3D busette maillage simplifié	Cas 3D de base maillage structuré
Vmax busette	1.13 m/s ouïe	1.06 m/s entrée 0.69 m/s ouïe	0.83 m/s ouïe
Vmax interface	0.19 m/s	0.196 m/s	0.19 m/s

Tableau 4.6 : vitesses max en sortie d'ouïe et vitesses max en surface pour des dimensions 2D adaptées.

Le passage en 2D, qui est intéressant pour la MHD, pose néanmoins quelques problèmes pour le calcul avec le champ magnétique. En effet, la busette en 2D constitue un obstacle pour le passage éventuel de courant électrique autour de l'injection. Ainsi, dans la plupart des cas de calculs, les courants traversent la busette au niveau de l'injection (figure 4.29) et la conservation globale du courant n'est plus vérifiée.



figures 4.29 : calcul MHD 2D sur géométrie de base, demi- lingotière ; a. lignes de courant ; b. lignes équipotentielle et vecteurs densité de courant superposés.

Toutefois, malgré ce problème, la modification de l'écoulement est assez conforme aux effets MHD précités, à savoir que les deux recirculations sont réduites et resserrées vers le haut. L'écoulement est freiné en surface, la vitesse étant réduite de 50 % environ pour le cas du champ localisé, et d'un peu plus pour le cas de champ uniforme. Cela est proche des valeurs obtenues pour le 3D, si bien qu'on pourrait se contenter de ce type de calculs.

calculs en lingotière 2D	Vitesse max (sortie d'ouie) m/s	Vitesse max en surface (m/s)
sans champ magnétique	1,12	$1,97 \cdot 10^{-1}$
avec champ magnétique localisé	1,14	$9,94 \cdot 10^{-2}$
avec champ magnétique uniforme	1,15	$7,92 \cdot 10^{-2}$

Tableau 4.7 : valeur des vitesses pour différentes configurations 2D

A titre de curiosité, on peut évaluer la déformation de la surface libre en regardant les profils de pression statique qui s'exercent sur la surface libre.

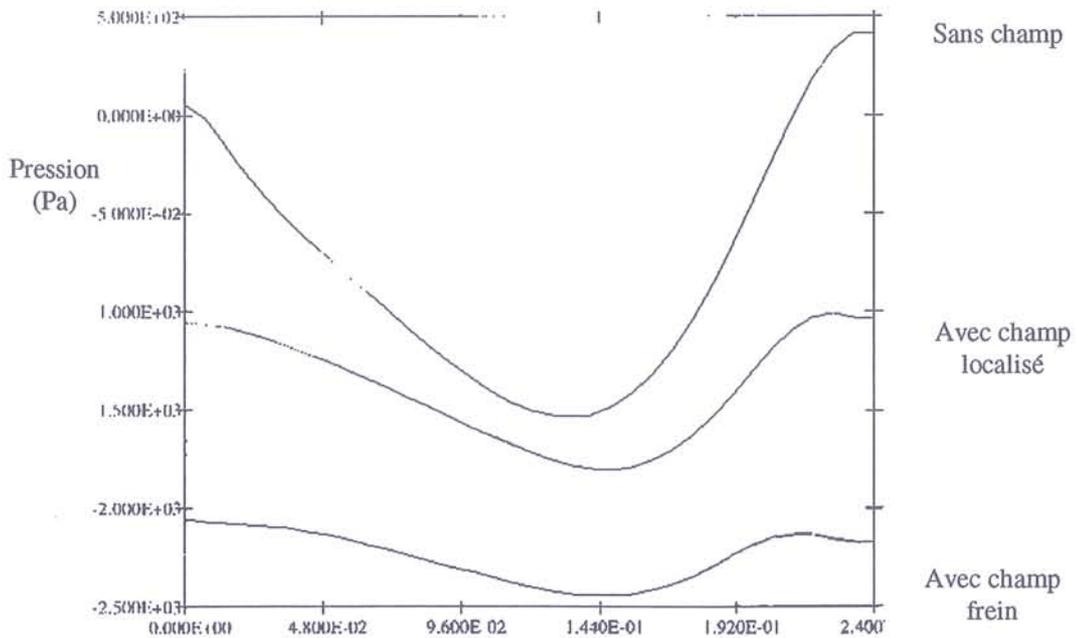


figure 4.29bis : profils de pression statique en surface libre

Ici, par exemple dans le cas de la figure 4.29 bis, on constate que la pression exercée diminue avec l'intensité du champ, la configuration « frein » étant celle où le champ magnétique est imposé en face des ouïes. Le gradient de pression varie de $0,5 \cdot 10^3$ à $1 \cdot 10^3$ Pa et correspond à des hauteurs de déformations caractéristiques variant de 1 à 2 cm ($h = \Delta p / \rho g$) et des vitesses caractéristiques variant entre 0,2 et 0,3 m/s ($U^2 = \Delta p / \rho$).

Toutefois, à cause des problèmes de conservation de courant, cette géométrie a été abandonnée au profit d'une géométrie de busette expérimentale sur laquelle on a enlevé volontairement la partie haute. Cet artifice, qui permet le passage de courant électrique, permet également le passage de fluide dans la mesure où on maille directement la cuve dans son entièreté (figure 4.29a). Ainsi, le fait de couper la busette est profitable, non seulement pour le passage du courant, mais également pour un éventuel passage de fluide dans le cas instationnaire.

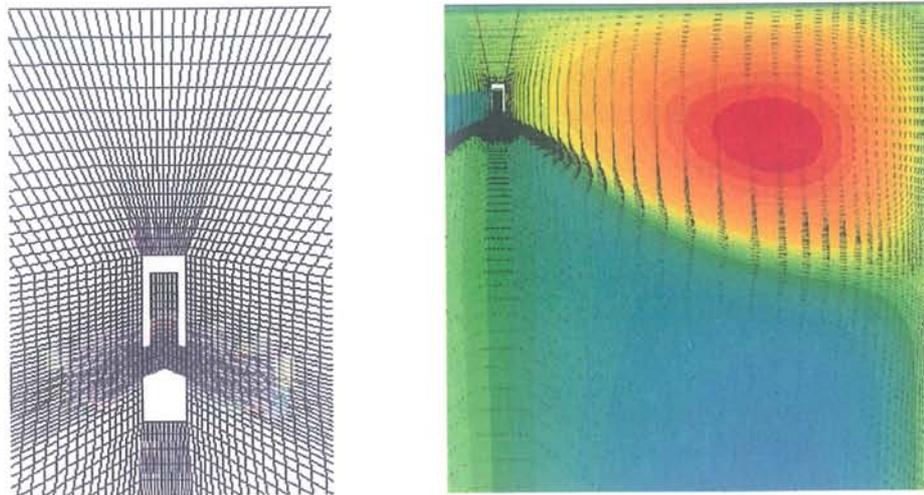


figure 4.30 : calculs 2D avec busette tronquée ; lingotière entière ; a. maillage ; b. lignes de courant et vecteurs vitesses sans champ.

La hauteur de busette tronquée a été choisie un peu arbitrairement égale à deux fois l'intervalle entre la busette et le bord de la grande face en 3D.

Cette hauteur ne joue pas un grand rôle dans le calcul de l'écoulement 2D où l'écoulement est symétrique semblable à l'écoulement « classique » (figure 4.28). Les vitesses en sortie de jets sont légèrement plus grandes qu'en 3D, le jet débitant sur 50% environ de la surface totale de l'ouïe (figure 4.30a).

Notons que, dans ce cas, la condition d'entrée est toujours une condition de vitesse imposée à l'endroit où la busette est coupée.

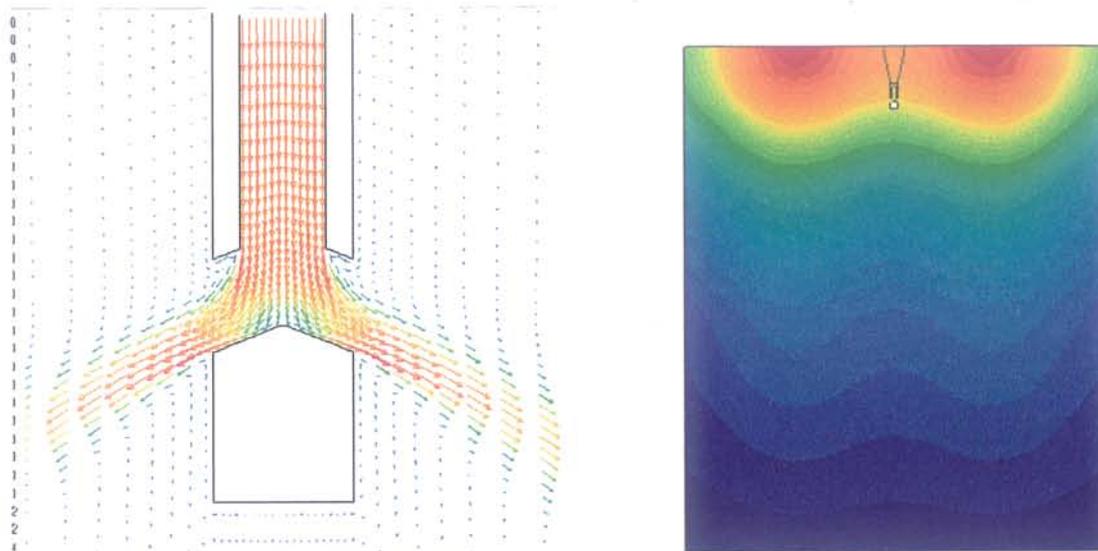


figure 4.31 : a. vecteurs vitesses en sortie d'ouïes ; b. champ magnétique localisé pour le cas 2D MHD

L'écoulement MHD en revanche est changé. Les courants électriques se bouclent autour de la busette en partie haute mais préférentiellement dans la busette même en partie basse comme dans le cas 2D de base. Toutefois dans cette configuration, la conservation du courant de part et d'autre est très bien vérifiée, et on retrouve des valeurs de frein plus proche de celles obtenues en 3D, c'est à dire une diminution de la vitesse de surface d'environ 50%.

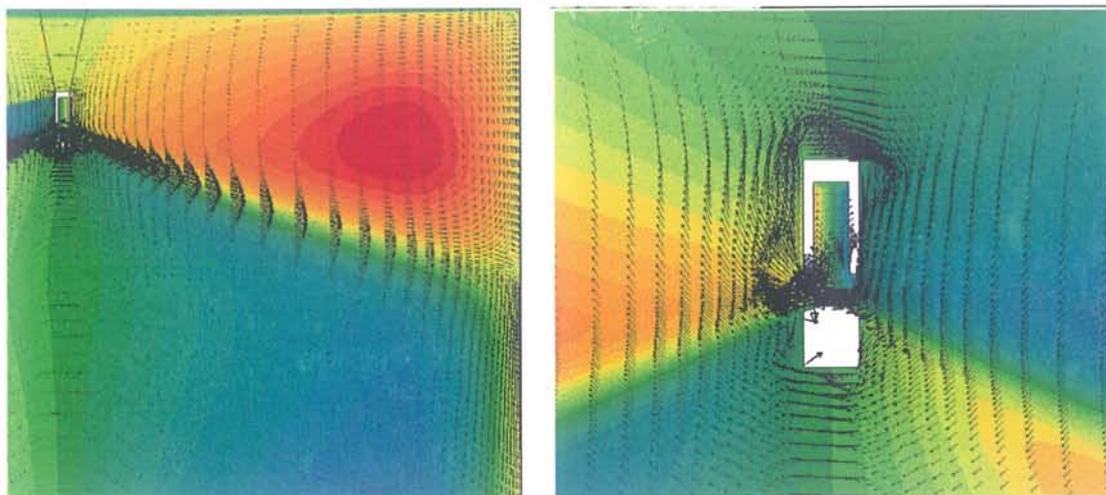


figure 4.32 : calcul MHD 2D, lingotière entière ; a. lignes de courant et vecteur vitesse superposés ; b. courants électriques autour de la busette.

La structure de l'écoulement est légèrement modifiée dans ce cas par rapport au cas avec une busette 2D entière (figure 4.29a), la recirculation haute étant décalée vers le bord petite face. On peut attribuer cette différence à la différence de maillage qui existe, notamment dans ce cas où le maillage est également resserré proche de la paroi.

Toutefois, sans s'attarder plus avant sur les études d'influence de maillage, c'est sur cette configuration de maillage resserrée près des parois qu'ont été effectués les calculs instationnaires.

calculs en lingotière 2D	Vitesse max (sortie d'ouïe) m/s	Vitesse max en surface (m/s)
sans champ magnétique	1,08	$2,42 \cdot 10^{-1}$
avec champ magnétique localisé	1,07	$1,20 \cdot 10^{-1}$

Tableau 4.5 : vitesses caractéristiques pour le cas MHD 2D lingotière entière.

Calculs instationnaires :

La stratégie de calcul utilisée pour ce type de calculs est simple et inspirée de l'étude de Honeyands sur un jet simple [Honeyands,1994]. Elle consiste à boucher une ouïe d'injection dans un premier temps (figure 4.33).

Le calcul est ensuite convergé, la solution étant dissymétrique par rapport à la busette (figure 4.33). L'étape suivante consiste à lancer un calcul instationnaire à partir de cette solution, avec les deux ouïes débouchées.

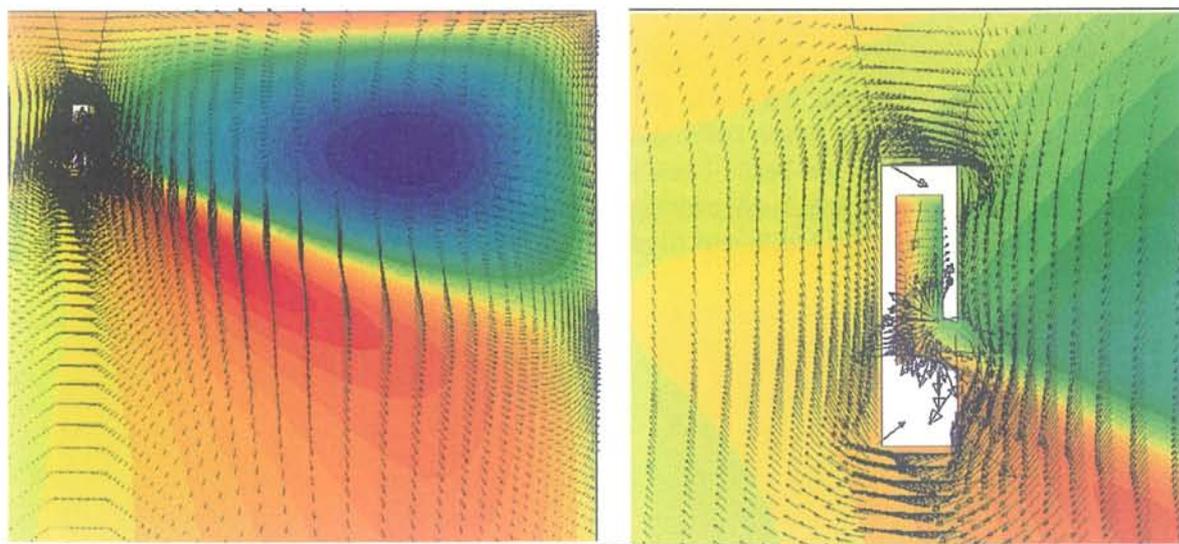


figure 4.33 : écoulement MHD 2D avec une ouïe bouchée ; a. potentiel électrique et vecteurs courants électriques ; b. courants électriques autour de la busette.

Les calculs instationnaires ont été menés sur plusieurs cas de calculs, « à la recherche » de l'oscillation du mouvement moyen décrite au chapitre II. Les paramètres variables ont été nombreux, notamment :

- la hauteur de la coupure, (passage libre au dessus de la busette)
- le débit d'injection,
- bouchage partiel de l'ouïe,
- le maillage,
- les paramètres de calcul instationnaire (pas de temps).

Pour finir, la hauteur de la coupure a été optimisée par comparaison à une solution dissymétrique 3D avec un maillage non structuré. On a cherché notamment à respecter le débit de fluide (contournement 3D=passage au dessus de la busette) en ajoutant des cellules de type « poreux » dans la géométrie 2D.

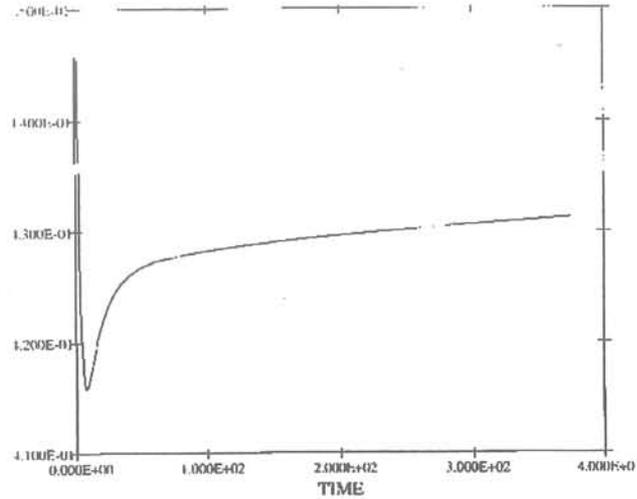
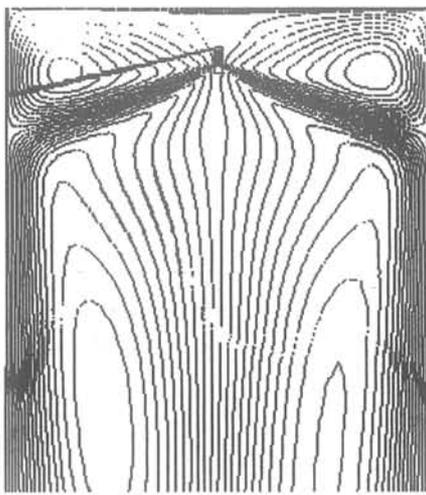


figure 4.34 : a. lignes de courant de la solution après calcul instationnaire (retour à la symétrie) ; b. valeur typique de la vitesse de sortie de busette en fonction du temps.

Malgré ces efforts, il n'a pas été trouvé d'oscillation fluide entretenue, l'écoulement revenant systématiquement à une solution stationnaire symétrique (figure 4.34a). Sur cette figure, la vitesse moyenne en sortie d'ouïe revient à une valeur moitié de celle de départ avec une ouïe bouchée (figure 4.34b). La ligne diagonale sombre issue du haut de la busette dans les tracés de lignes de courant n'est qu'un artifice de tracé : elle correspond à la discontinuité de la fonction de courant liée à l'injection de débit dans un domaine renfermé sur lui-même. L'absence d'oscillation du mouvement moyen est très certainement due au fait que la surface libre n'est pas modélisée. Elle est en effet représentée par une paroi avec glissement, et ainsi le mouvement de battement peut être bloqué.

Toutefois, il a été observé une oscillation fluide du mouvement moyen sur un cas très particulier où la solution stationnaire converge vers une solution qui n'est pas symétrique (figure 4.35a) malgré la symétrie du maillage et des conditions limites. Cet écoulement a été obtenu pour la première géométrie 2D « équivalente » décrite plus haut. A partir de cette solution, le calcul instationnaire oscille autour de cet état (figure 4.35b), le vortex de droite ayant un léger mouvement de battement autour de sa position d'équilibre.

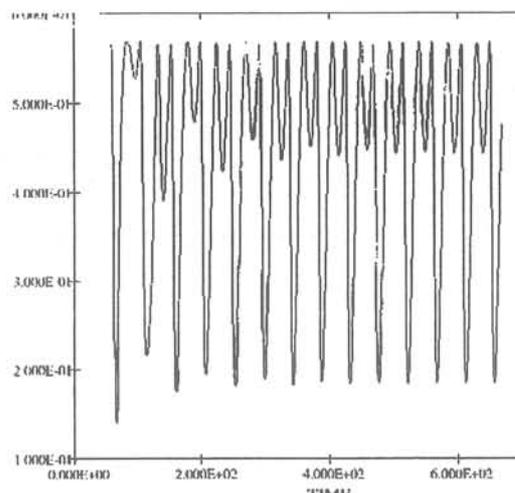
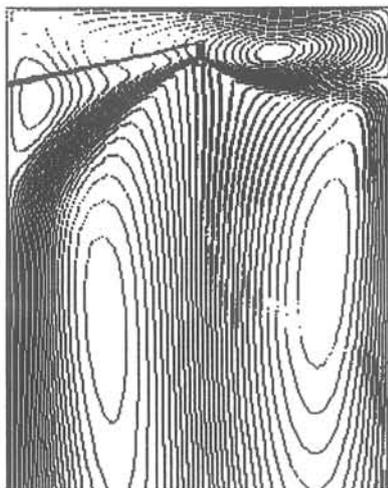


figure 4.35 : cas particulier d'oscillation du mouvement moyen ; a. solution de départ stationnaire ; b. évolution de la vitesse en sortie d'ouïe dans le temps.

Ce cas particulier n'est représenté ici que dans le but de montrer une oscillation fluide du mouvement moyen pour un cas de calcul instationnaire. Dans le cas général, et ce également en présence de champ magnétique, le retour à la normale se fait continûment, conformément à la tendance donnée sur la figure 4.34b.

Ainsi donc, ce paragraphe donne les grandes étapes pour les premiers calculs MHD 2D menés en instationnaire sur des géométries de lingotières pour essayer de modéliser l'oscillation fluide observée expérimentalement. Ces premiers résultats sont bien sur loin des observations expérimentales mais devraient être améliorés dans le cas où la déformation de surface et les modèles de turbulence MHD sont pris en compte. Plusieurs autres pistes d'explications peuvent être mentionnées, notamment :

- le couplage entre la déformation d'un tourbillon et le jet peut être influencé par l'écoulement descendant le long de la busette qui n'existe pas en 2D.
- Les courants induits par les jets se referment en 3D autour de la busette et non au dessus. Ainsi l'écoulement descendant est modifié.
- Le modèle de turbulence utilisé surestime la dissipation : Ceci peut expliquer un amortissement trop important des oscillations.

Conclusion :

Les premiers calculs MHD en lingotière utilisant le logiciel FLUENT ont été menés en vue de modéliser les écoulements moyens de la cuve à mercure en présence de champ magnétique continu.

Le maillage étant nécessairement structuré pour cette version de FLUENT, le maillage de l'ensemble de la cuve avec la busette est rendu assez compliqué et donne lieu à des problèmes de convergence, notamment pour les calculs MHD.

Les calculs MHD en 3D ont donc été faits à partir de géométries simplifiées sur lesquelles on a pu vérifier les propriétés relatives au frein électromagnétique et à la bidimensionnalisation du jet.

Le jet étant bidimensionnalisé, on s'affranchit de la « lourdeur » du 3D, en modélisant la cuve en 2D, moyennant quelques ajustements. La busette, notamment, a été tronquée, permettant une bonne représentation des courants et permettant des calculs instationnaires modélisant le passage de fluide d'un cote à l'autre.

Les efforts menés pour modéliser les oscillations fluides du mouvement moyen n'ont « pas abouti », c'est à dire que l'oscillation n'est pas observée, ni dans le cas avec champ, ni dans le cas sans champ. Au contraire, la solution revient continûment à sa solution stationnaire symétrique. Le mouvement étant fortement couplé avec les déformations de surface libre (partie III), il apparaît très probable que l'oscillation soit bloquée par le fait que la surface libre a été remplacée par une paroi sans frottement.

Perspectives :

Le développement numérique MHD doit s'orienter vers une version du module MHD en maillage non structuré pour représenter les écoulements MHD en lingotière (3D, turbulence MHD). D'autre part, dans le cadre de cette étude, la modélisation des effets de surface étant importante, il sera intéressant de modéliser l'amortissement du brassage HF

[B.Dumont,00] par le champ continu, et continuer le développement des oscillations fluides en utilisant des modèles de surface libre.

CONCLUSION

Le développement d'un projet de recherche commun entre l'IRSID et le laboratoire EPM/MADYLAM d'une part et le JRCM d'autre part, a conduit à la réalisation d'une maquette expérimentale de lingotière de coulée continue fonctionnant au mercure (échelle 1/3,125).

Cette maquette originale permet d'utiliser des champs magnétiques agissant sur le métal liquide. Ici, dans le cadre de l'étude, deux champs magnétiques sont superposés au niveau de la surface.

Une étude préalable des lois de similitudes a permis de faire le dimensionnement de toute l'installation. En particulier, le débit est basé sur une similitude de Froude, le champ magnétique continu sur une similitude de paramètre d'interaction et le champ alternatif sur une similitude de paramètre de forme et de nombre de lévitation.

Les effets de surface ont été mesurés à l'aide d'une sonde de niveau développée au laboratoire et pouvant fonctionner dans le mercure en présence des deux champs magnétiques. Les mesures ont été réalisées pour le cas d'écoulement en l'absence de champ, pour le cas en présence de champ magnétique alternatif seul et pour le cas du champ magnétique continu superposé. Le but est de mesurer l'amortissement des fluctuations de surface générées par le champ alternatif avec le champ continu.

Il apparaît, au vu des mesures, que les déformations et les fluctuations de niveau sont faibles comparées à celle données par la littérature pour l'acier liquide ou sur les maquettes à eau. La similitude de Froude est remise en question dans la mesure où le nombre de Froude est faible, c'est à dire que les forces de gravité sont négligeables par rapport aux forces d'inertie.

L'étude du spectre des fluctuations de la surface libre montre que les fluctuations sont dues essentiellement aux modes propres de la cuve ($T \sim 1$ s) et à l'oscillation plus lente du mouvement moyen ($T \sim 10$ sec). La présence de modes propres engendre une amplitude des fluctuations est plus importante au voisinage des petites faces.

En présence de champ magnétique alternatif haute fréquence (20kHz), la surface est repoussée sur les bords et forme un dôme sur tout le tour de la cuve. Dans ces conditions, de fine épaisseur de peau électromagnétique, la hauteur caractéristique du dôme correspond aux estimations basées sur l'équilibre entre la pression hydrostatique et la pression magnétostatique.

Les fluctuations de surface induites par la présence du champ AC sont de l'ordre de celles des modes propres. Elles sont plus importantes sur les bords, où la répulsion est la plus élevée. Le spectre des fluctuations ne présente pas de fréquences propres caractéristiques. L'agitation induite se traduit par une hausse de la densité spectrale sur tout le spectre. On appelle ces fluctuations : « fluctuations HF ».

En présence de champ magnétique continu transversal superposé, la surface est lissée et les fluctuations induites par la HF amorties.

L'oscillation fluide du mouvement moyen est très fortement amplifiée. La variation de niveau correspondante est largement dominante par rapport aux modes propres et aux fluctuations de niveau HF.

Pour mesurer l'amortissement des fluctuations HF par le champ continu, les signaux sont filtrés numériquement. Il apparaît, après filtrage, que les fluctuations de niveau de la surface reviennent à un niveau intermédiaire entre l'écoulement en l'absence de champ et

l'écoulement en présence de champ alternatif seul. L'amortissement des fluctuations HF seules ne peut se mesurer directement. En effet, la mesure de l'écart type englobe également l'amortissement des modes propres. Le coefficient d'amortissement défini confirme ce qui se voit sur la vidéo. A savoir que les fluctuations HF du bord de la petite face sont peu amorties, le champ magnétique continu étant parallèle au mouvement de brassage dans ce cas.

Le mouvement moyen en présence de champ magnétique continu au niveau de la surface est étudié plus précisément pour le cas de l'écoulement en régime nominal. Le mouvement est très amplifié par rapport au mouvement en l'absence de champ et la fréquence est plus rapide. La fréquence ne change pas en fonction de l'intensité du champ dans une configuration de champ donnée et semble pouvoir être fonction uniquement de la géométrie de la cuve et de la vitesse débitante des jets. En revanche, l'amplitude augmente fortement lorsque les pôles sont placés proches de la sortie d'ouïes. Les modes propres sont alors très agités et la surface libre très mouvementée. L'oscillation peut être stoppée par l'application d'un barrage le long de la busette empêchant le passage de fluide d'un côté à l'autre.

Le mouvement dans son ensemble est très complexe, impliquant à la fois les débit d'ouïes dans les jets et les mouvements de la surface libre. La tendance générale à l'amplification du mouvement va à l'encontre des résultats obtenus sur la plupart des installations de coulée continue où les mouvements de surface sont plutôt amortis (en terme de fluctuations de niveau).

Le développement d'un module de calcul des forces moyennes de Lorentz dans le code FLUENT 4.4 a permis de faire des calculs dans des cas simples d'écoulements MHD (écoulement de Hartmann, écoulement en entrée de champ) pour la validation du code. La bonne concordance avec les résultats théoriques et expérimentaux y est vérifiée, notamment la conservation des courants électriques dans ces cas simples.

Le module est ensuite utilisé sur des géométries de lingotières 2D et 3D. Compte tenu de la difficulté d'obtenir une bonne convergence en 3D avec le maillage structuré, les calculs MHD 3D sont effectués sur des géométries 3D simplifiées notamment pour vérifier les propriétés classiques de ce type de frein électromagnétique (« Ruler »), à savoir la fermeture des courants dans le plan central et la bidimensionnalisation du jet.

A cause de ce phénomène de bidimensionnalisation, on cherche à effectuer les calculs MHD sur une géométrie 2D. Entre autre, la taille de la busette est réduite pour respecter la vitesse de sortie de jets et la busette elle-même est coupée pour permettre la fermeture de courant dans le plan central et le passage éventuel de fluide d'un côté à l'autre. Dans ces conditions, on a une bonne équivalence entre les calculs 2D et les calculs 3D, les valeurs de vitesses moyennes au niveau de la surface libre étant du même ordre.

Sur cette base de géométrie 2D, des calculs instationnaires ont été menés en vue de modéliser l'oscillation du mouvement moyen dans la cuve. Les solutions sont calculées à partir d'une solution stationnaire dissymétrique obtenue avec une ouïe bouchée. Avec une telle approche et en faisant varier bon nombres de paramètres, il apparaît que la calcul revient à sa solution stationnaire symétrique sans oscillation. Ce résultat s'explique par le fait que la surface libre n'est pas modélisée, mais est remplacée par une paroi sans frottement. Une oscillation est toutefois obtenue pour un cas particulier où la solution de départ stationnaire est dissymétrique malgré les conditions aux limites symétriques.

Perspectives :

Dans le cadre expérimental, la maquette offrant de grandes possibilités d'évolutions géométriques, beaucoup de choses sont susceptibles d'être étudiées (étude systématique en

fonction de l'intensité du champ, en fonction du débit ...). Dans le cadre du projet, un autre champ alternatif a été testé, dont la fréquence est inférieure, plus proche de celle utilisée au japon.

Pour ce qui concerne l'instrumentation, une sonde de mesure de vitesse à ultrasons a été mise en place sur la maquette, offrant beaucoup de possibilités de mesures. D'autre part, une amélioration des sondes de niveau de paroi permettrait de faire des mesures plus précises de hauteur de dôme.

Le développement numérique devrait s'orienter vers le couplage entre les effets de champ alternatif HF (brassage électromagnétique, [B.Dumont,00]) et les effets MHD du champ continu (freinage électromagnétique).

Le développement du module MHD à proprement parler peut s'orienter vers une adaptation du module en maillage non structuré pour représenter les écoulements MHD 3D en lingotière et vers des calculs instationnaires prenant en compte les déformations de surface libre.

Références

S. BOURDREZ, J. ETAY, Y. FAUTRELLE

Free Mode Determination On An Electromagnetically Shaped Free Surface, Proceedings of the 8th Beer-Sheva Seminar on MHD Flows and Turbulence, Jerusalem, feb. 1996, to appear in AIAA Series.

G. BRANCHET, M. CHARBIT

Traitement numérique du signal. Simulation sous MATLAB. Editions HERMES 98.

D. COLES

The Law Of the Wake In The Turbulent Boundary Layer, JFM vol. 1, 1956 p.191

P. COLPO

Conception d'une poche de transfert ultra propre comprenant un creuset froid inductif et une busette électromagnétique. Thèse de Doctorat INPG février 94.

J. COUSTEIX

Turbulence et couche limite, Ed. CEPADUES, (1989)

P. DAVIDSON

Magnetic Damping of Jets and Vortices, JFM (1995)

B. DUMONT

Etude d'un procédé électromagnétique pour le contrôle de l'écoulement en tête de coulée continue de brames d'acier. Thèse de Doctorat, INPG, 2000

F. DEBRAY

Déformations d'interfaces engendrées par une excitation électromagnétique basse fréquence et mesure des transferts de masse associés. Thèse de Doctorat INPG, mars 94.

J. ETAY

Le Problème de Frontières Libres en Magnétodynamique des Liquides avec Champs Magnétiques Alternatifs : Aspects Fondamentaux et Applications. Thèse d'Etat INPG, 1988.

J. ETAY, C. KAZEMI

Comportement d'une Onde Solitaire à la Surface d'un Liquide Electroconducteur Lors de son Entrée dans Un Champ Magnétique., C.R.A.S. Paris T 320 Série 2 b. 1995.

FLUENT, Inc.

User's guide vol4, 1995

A. GAGNOUD

Modélisation des installations de fusion en creuset froid pour l'élaboration en continu ou en lévitation. Thèse de Doctorat, INPG, 1986

J.M. GALPIN, Y. FAUTRELLE

Liquid Metal Flows Induced By Low Frequency Alternating Magnetic Fields, JFM (1992) vol. 239, p.383

GALPIN J.M., RADOT J.P., GARDIN P., BRIERE B., FLORENT M., MODER L.

Les Ecoulements d'Acier liquide dans la Lingotière de Coulée Continue. Caractérisation et Optimisation, Rapport Interne USINOR-SACILOR, Nov. 95.

P. GARDIN, J.M. GALPIN, M.C. REGNIER, J.P. RADOT

Electromagnetic Brake Influence On Molten Steel Flow And Inclusion Behaviour In A Continuous Casting Mold. ISEPM, Nagoya '94, p. 390

A. GUERVENO

Mesure de déformation de surface libre - Application aux ondes solitaires sous champ magnétique, DEA Mécanique des fluides et Transferts – INPG, septembre 1996.

T. A. HONEYANDS

Flow Dynamics In Thin Slab Casters Moulds, PhD. Thesis, July 1994, University of Newcastle (Australia).

T. HONEYANDS, J. HERBERTSON

Flow Dynamics In Thin Slab Casters Moulds, Process Metallurgy Steel Research 66 (1995) n°7

A. IDOGAWA, H. TOZAWA, S. TAKEUCHI, K. SORIMACHI, T. FUJII, M. SUGIZAWA, T. YAHIRO

Control Of Molten Steel Flow In Continuous Casting Mold By Two Static Magnetic Fields Imposed On Whole Width EPM Proceedings, 1994, Nagoya, ISIJ. page 378

IRSID-USINOR

Coulée Continue Electromagnétique : Projet National Japonais, Compte rendu d'activité , année fiscale 1995-mars 1996, p.41

T. ISHII, M. TANAKA, A. UEHARA, T. OKAZAKI, H. KIMURA, N. TSUTSUMI

Dynamic Flow Control Technology In C.C. Mold With EMBR EPM Proceedings, 1994, Nagoya, ISIJ. page 396

JRCM (Japan Research and development Center for Metals)

Rapport ,volume 35, p. 105, 1996

Kazuhiko IWAI, Masaki SUDA, Shigeo ASAI

Damping Behaviour Of Surface Wave Motion On Molten Metals By Imposing A High Frequency Magnetic Field. EPM, Nagoya 94, ISIJ Proceedings p. 127

T. KOZUKA, T. MITSUO

Wave Suppression Of Molten Metal By The Imposition Of Electromagnetic Force EPM Proceedings, 1994, Nagoya, ISIJ. page 91

J. KUBOTA, K. OKIMOTO, A. SHIRAYAMA, H. MURAKAMI

Meniscus Flow Control In The Mold By Travelling Magnetic Field For High Speed Slab Caster, Steelmaking Conference Proceedings, Florence 91.

H. LAMB

Hydrodynamics, Cambridge University Press, 1975.

B.E. LAUNDER, D.B. SPALDING

The numerical computation of turbulent flows Comp. Meth. In App. Mech. and Eng. 3 (1974) 269-289

A.F. LEHMAN, G.R. TALLBACK, S.G. KOLLBERG, H.R. HACKL

Fluid Flow Control in Continuous Casting using Various Configurations Of Static Magnetic Fields EPM Proceedings, 1994, Nagoya, ISIJ. Page 372

MATLAB

Toolbox Signal Processing. User's Guide. The Math Works, Inc. 1995

R.MOREAU

Magnetohydrodynamics, Kluwer Academic Publishers (1990)

T. OKIMURA, K. AKIYAMA, H. TANAKA

Flow Control Of Molten Steel By EMBR-Ruler In The Curve Fmold Continuous Caster At Kure Works EPM Proceedings, 1997, Paris, ISIJ. page 39

S.OSHIMA, R.YAMANE

Non Linear Wave Of Liquid Metals Under A Transverse Magnetic
Beer-Sheva 5th Int. Seminar, 1987. Edition Branover, Mond, Unger

J.M. RABENBERG, M.C.M. CORNELLISEN, D.MANNEVELD, A.L. SPIERINGS

The Restless Mould, Incidental Disturbance Result In Localised Product Defects, 1st European conference on continuous Casting, Florence, Italia, sept. 23-25 (1991).

Y. SHINO, Y. TOYAMA, K. IWAI, S. ASAI

Surface Wave Of A Molten Metal Excited By An Intermittent High Frequency Magnetic Field, Proceedings EPM, Paris, 1997

J. SOMMERIA, R. MOREAU

Why, How and When MHD Turbulence Becomes Two-Dimensionnal, JFM 118, p.597, 1982

Eric TABERLET

Le brassage turbulent dans les fours à induction. Thèse INPG Juillet 84

E. TAKEUCHI, I. MIYOSHINO, H. KAWAI, K. TSUNEMARI, J.I. SAKANE

Influence Of Electromagnetic Pressure On The Early Solidification In Continuous Casting Mold, 6th International Iron and Steel Congress, 1990, Nagoya (ISIJ p.408)

A. TANANAIEV

MHD Duct Flows, Atomizdat 1979

H. TOZAWA, H. KITAOKA, K.I. SORIMACHI, H. ISHIZUKA, M. ONISHI, S. KAKIHARA

Flow Control Of Molten Steel In Continuous Casting Mold By Electromagnetic
EPM Proceedings, 1994, Nagoya, ISIJ. page 384

D. VAN DER PLAS, WIM H.L. MOONEN, P. BIESBOER, C. PLATVOET

Metallurgical Investigations Of The EMBR On Slab Caster No 22 At Hoogovens Ijmuiden
EPM Proceedings, 1994, Nagoya, ISIJ. page 384

M.WASHIO, M.SUZIGAWA, S.MORIWAKI, K.KARIYA, S.IDOGAWA, S. TAKEUCHI

Development of flow control mold for high speed continuous casting using electromagnetic brake
La revue de métallurgie, CIT avril 93

ANNEXES

ANNEXE 1

ANALYSE DIMENSIONNELLE ET SIMILITUDES

1. Caractéristiques physiques de l'acier et du mercure

Les valeurs caractéristiques du mercure et de l'acier utilisées pour l'analyse de la similitude sont portées dans le tableau ci-dessous :

	masse volumique ρ (kg.m ⁻³)	viscosité ν (m ² .s ⁻¹)	tension superf. γ (N.m ⁻¹)	conduct. Elect. σ (Ω ⁻¹ .m ⁻¹)
Acier	7 10 ³	9,35 10 ⁻⁷	1,6	8,33 10 ⁵
Mercure	13,6 10 ³	1,15 10 ⁻⁷	0,485	1,09 10 ⁶

Tableau A1.1 : valeurs caractéristiques de l'acier et du mercure

Les dimensions de la lingotière d'acier de référence et le débit nominal de coulée sont portés dans le tableau suivant :

	Lingotière			busette diamètre	vitesses busette	Débit
	épaisseur	largeur	hauteur	Ø ouïe	ouïes	
Lingotière de référence	250 mm	1,500 m		70 mm 70 mm	1,66m.s ⁻¹ 1,66m.s ⁻¹	23 m ³ .h ⁻¹

Tableau A1.2 : dimensions de la lingotière de référence

2. Similitude hydrodynamique

Paramètres adimensionnels liés à l'hydrodynamique

Dans un premier temps, on cherche à dimensionner les dimensions de la maquette et le débit caractéristique de la maquette. Pour ce faire, on part de l'équation adimensionnalisée de NAVIER STOKES :

$$\boxed{(\vec{U} \cdot \vec{\nabla}) \vec{U} = \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \frac{1}{Re} \Delta \vec{U} + \frac{1}{Fr^2} \vec{g}}$$

Cette équation fait apparaître deux nombres sans dimensions caractéristiques :

- le nombre de REYNOLDS Re qui mesure l'ordre de grandeur du rapport entre les forces caractéristiques d'inertie et les forces caractéristiques visqueuses :

$$Re = \frac{UL}{\nu}$$

- le nombre de FROUDE Fr qui représente le rapport des forces d'inertie aux forces de pesanteur :

$$Fr^2 = \frac{U^2}{gL}$$

Où U et L sont respectivement la vitesse et la longueur caractéristiques de l'écoulement considéré.

Ainsi, en respectant ces deux nombres dans l'un et l'autre des écoulements, on a des écoulements similaires.

Un troisième nombre sans dimension peut être pris en considération si on considère intègre les forces de tension superficielle au niveau de la surface libre :

$$W = \frac{\rho U^2 L}{\gamma}$$

Ce nombre de WEBER W caractérise le rapport des forces d'inertie aux forces dues à la tension superficielle. Dans notre cas de dimensionnement, les forces de tension superficielle sont négligées puisqu'il s'agit de dimensionner les paramètres de l'écoulement général moyen dans la cuve, c'est à dire du débit moyen.

Ainsi, on a une similitude hydrodynamique complète si :

$$\frac{Re_{acier}}{Re_{mercure}} = \frac{Fr_{acier}}{Fr_{mercure}} \left[= \frac{W_{acier}}{W_{mercure}} \right] = 1$$

Dans la maquette mercure, l'épaisseur de la cuve a été fixée à 0.08 m à cause des dimensions de l'entrefer de l'électroaimant prévues. Donc, connaissant donc la taille de l'épaisseur de la lingotière (tableau A1.2), on déduit le rapport d'échelle, $k_L = L_{mercure} / L_{acier}$:

$$k_L = 0,32$$

Pour déduire le rapport des vitesses $k_U = U_{mercure} / U_{acier}$, on a choisi de respecter la similitude de FROUDE, privilégiant ainsi le rapport entre l'inertie de l'écoulement moyen et la déformation de surface engendrée :

$$k_U = 0,5657$$

Le tableau résume les valeurs choisies pour l'hydrodynamique :

	lingotière			busette diamètre Ø ouïe	vitesses busette ouïes	Débit
	épaisseur	largeur	hauteur			
Maquette	80 mm	480 mm	1 m	22,4 mm 22,4 mm	0,94 m.s ⁻¹ 0,94 m.s ⁻¹	1,34 m ³ .h ⁻¹

Tableau A1. 3 : dimensions et débit d'écoulement issus de la similitude de FROUDE

Avec ces dimensions, on a :

$$Fr_{acier}^2 = Fr_{mercure}^2 = 0.11$$

$$\frac{Fr_{acier}}{Fr_{mercure}} = 1$$

$$Re_{acier} = 1,16 \cdot 10^5 \quad Re_{mercure} = 1,83 \cdot 10^5$$

$$\frac{Re_{mercure}}{Re_{acier}} = k_U k_L \frac{v_{acier}}{v_{mercure}} = 1,47$$

Le rapport des nombres de REYNOLDS est proche de l'unité. Ainsi, on est même presque en similitude de REYNOLDS.

De toute manière, l'importance du nombre de REYNOLDS est généralement de savoir si l'écoulement est laminaire ou turbulent. Ici, les deux nombres étant suffisamment grands, on est garanti d'avoir un écoulement turbulent dans les deux cas.

Remarque : Le nombre de FROUDE est petit (~ 0.1), ce qui signifie que l'ordre de grandeur des forces d'inertie peut devenir négligeable dans ces écoulements.

3 . Similitude en magnétohydrodynamique

Au même titre que les paramètres de similitude hydrodynamique que nous avons présentés ci-dessus, il existe des paramètres attachés aux phénomènes magnétohydrodynamiques. Ces paramètres sont issus :

- de l'équation de Navier-Stokes pour la MHD pour le dimensionnement du champ magnétique continu.
- de l'équation de conservation du courant pour le champ magnétique alternatif.

Similitude en champ magnétique continu

Le champ magnétique est calculé à partir de l'équation de la conservation du champ :

$$\vec{\nabla} \times (\vec{U} \times \vec{B}) = \frac{1}{R_m} \vec{\nabla}^2 \vec{B}$$

Cette équation adimensionnalisée fait intervenir un nombre de REYNOLDS électromagnétique R_m sans dimensions :

$$R_m = \mu \sigma U L$$

où U et L sont les échelles caractéristiques dans la cuve.

Généralement, pour des écoulements de métaux liquides à l'échelle du laboratoire, le nombre R_m reste faible (< 1), et on néglige ainsi l'influence du champ de vitesse sur la distribution du champ.

Dans les deux cas de la maquette et de la lingotière, on vérifie cette propriété :

$$R_{m_{maquette}} = 0,091 \quad \text{et} \quad R_{m_{acier}} = 0,382$$

Il n'est donc aucunement nécessaire de respecter une similitude en nombre de REYNOLDS magnétique. Le champ magnétique est donc dimensionné à partir de l'équation du mouvement moyen.

L'équation de conservation de quantité de mouvement MHD adimensionnalisée s'écrit :

$$\boxed{(\vec{U} \cdot \nabla) \vec{U} = \frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{Re} \Delta \vec{U} + N \cdot \frac{1}{\rho} (\vec{j} \times \vec{B}) + \frac{1}{Fr^2} \vec{g}}$$

Cette équation fait apparaître un nombre sans dimensions lié à la MHD :

$$N = \frac{\sigma B^2 L}{\rho U}$$

où L est une dimension caractéristique dans la largeur.

Ce paramètre d'interaction N , qui mesure le rapport entre les forces de Laplace et les forces typiques d'inertie peut être décomposé de la manière suivante :

$$N = \frac{H_a^2}{Re} \quad \text{avec} \quad H_a = BL \sqrt{\frac{\sigma}{\rho \nu}}$$

où L est une dimension caractéristique de l'épaisseur.

Ce nombre de HARTMANN mesure l'ordre de grandeur des forces de Laplace par rapport aux forces visqueuses.

Le nombre de Hartmann dans le cas de la maquette et de la lingotière est relativement élevé ($>10^3$ pour des valeurs de champ magnétique inférieures à 1T). Ainsi, les forces visqueuses sont, dans l'une et l'autre cas, négligeables devant les forces de Laplace.

Ainsi, on cherchera à respecter le paramètre d'interaction N :

$$\frac{N_{\text{mercure}}}{N_{\text{acier}}} = \frac{\rho_{\text{acier}}}{\rho_{\text{mercure}}} \cdot \frac{\sigma_{\text{mercure}}}{\sigma_{\text{acier}}} \cdot \frac{k_L \cdot k_B^2}{k_U} = 1$$

qui conduit au rapport d'échelle k_B pour le champ magnétique continu :

$$k_B = \left(\frac{k_U}{k_L} \cdot \frac{\rho_{\text{mercure}}}{\rho_{\text{acier}}} \cdot \frac{\sigma_{\text{acier}}}{\sigma_{\text{mercure}}} \right)^{1/2}$$

soit

$$\boxed{k_B = 1,62}$$

Remarque : Cette échelle de champ magnétique conduit au rapport de nombres de HARTMANN suivant:

$$\frac{Ha_{mercure}}{Ha_{acier}} = k_B k_L \left(\frac{\sigma_{mercure} \rho_{acier} v_{acier}}{\sigma_{acier} \rho_{mercure} v_{mercure}} \right)^{1/2} = 1,213$$

Ce rapport est voisin de 1. Ainsi on respectera même relativement bien le rapport des effets visqueux aux forces de Laplace. les effets magnétohydrodynamiques liés à la viscosité, en particulier les éventuelles couches de HARTMANN, fortement cisillées près des parois, seront bien reproduits.

Similitude en champ magnétique alternatif

Les deux paramètres significatifs de la similitude dans le cas où le champ magnétique est pulsé à une fréquence $\omega/2\pi$ sont : [B. Dumont,00]

- le paramètre d'écran R_ω qui mesure, l'effet de diffusion du champ dans un milieu conducteur de l'électricité pendant une période :

$$R_\omega = \mu \sigma \omega L^2$$

- le paramètre de lévitation électromagnétique Le qui mesure les effets des forces électromagnétiques par rapport à la force de gravité :

$$Le = \frac{B_0^2}{2\mu\rho gL}$$

Dans cette expression B_0 est l'intensité caractéristique du champ magnétique.

Le respect de la similitude en R_ω conduit au rapport de fréquence suivant :

$$k_\omega = \frac{\omega_{acier}}{\omega_{mercure}} = \frac{1}{k_L^2} \cdot \frac{\sigma_{acier}}{\sigma_{mercure}} \quad \text{soit} \quad \boxed{k_\omega = 7,46}$$

Le paramètre de lévitation électromagnétique permet de dimensionner le champ magnétique. Le respect de la similitude en paramètre de lévitation électromagnétique donne :

$$\frac{Le_{mercure}}{Le_{acier}} = 1 \quad \text{ou} \quad \frac{k_B^2 \cdot \rho_{acier}}{k_L \cdot \rho_{mercure}} = 1$$

où $k_B = B_{o_{mercure}} / B_{o_{acier}}$ est le rapport des valeurs efficaces du champ.

On a donc :

$$k_B = \left(\frac{\rho_{mercure}}{\rho_{acier}} \cdot k_L \right)^{1/2} \quad \text{soit} \quad \boxed{k_B = 0,79}$$

L'intensité du champ magnétique alternatif à mettre en oeuvre sur la maquette installation expérimentale peut se calculer à partir de résultats expérimentaux et de calculs simplifiés.

Ainsi, la hauteur de dôme (déformation de surface) atteint en général 20 mm sur des formats de billettes avec une fréquence de 20 kHz [JRCM,98].

Pour une estimation de la puissance à injecter, considère que la pression magnétique est la seule responsable de la répulsion du ménisque. Autrement dit :

$$Le=1$$

soit

$$Bo = \sqrt{2\mu\rho gh_d} = 0.08 \text{ T} \quad \text{avec} \quad h_d = 0.02 \text{ m}$$

On a donc, avec les critères retenus :

	Fréquence (kHz)	Induction magnétique (T)
mercure	149	0,06
acier	20	0,08

tableau A1.4 : correspondance pour la similitude du champ alternatif à partir d'une référence pour l'acier :

$$f_a = 20 \text{ kHz} \quad \text{et} \quad h_d = 0.02 \text{ m} \quad (\text{hauteur de dôme}).$$

Il n'est pas possible, avec les moyens du laboratoire, de produire un champ de 0.06 T à une fréquence de 149 kHz.

La fréquence du champ de la maquette a été prise en fonction de la disponibilité du générateur :

$$f_m = 20 \text{ kHz}$$

et l'intensité du champ a été choisie expérimentalement de façon à ne pas dépasser un chauffage de 60°C dans le bain de mercure.

Ainsi, on a les correspondances :

	Fréquence (kHz)	Induction magnétique (T)	Puissance dans la charge (kW estimé)
mercure	20	0,048	9 kW
acier	2,68	0,061	58,5 kW

tableau A1.5 : correspondance pour la similitude du champ alternatif à partir d'une référence pour l'acier :

$$f_m = 20 \text{ kHz} \quad \text{et} \quad h_d = 0.02 \text{ m} \quad (\text{hauteur de dôme}).$$

Dans ce calcul, la puissance dans la charge pour l'acier a été estimée à partir de la formule :

$$P_{totale} = \frac{Bo^2 \cdot aire}{2\mu^2 \sigma \delta}$$

où Bo est l'induction magnétique à la surface de la charge, $aire$ est la surface de la charge où

est injectée la puissance et δ l'épaisseur de peau électromagnétique.
 Dans ces conditions :

$$\frac{P_m}{P_a} = \frac{Bo_m^2}{Bo_a^2} \frac{L_m}{L_a} \frac{\sigma_a}{\sigma_m} \quad \text{soit} \quad \boxed{P_a = 6,5P_m}$$

A ce niveau, il n'est pas possible de donner une estimation de la puissance du générateur, car il y a trop de pertes de puissances qu'on ne peut quantifier, notamment la perte de puissance dans une éventuelle lingotière de brame sectorisée.

4. Récapitulatif

Les critères de similitude adoptés sont les suivants :

Rapport d'échelle : $k_L = 0,32$

Rapport des vitesses caractéristiques : $k_U = 0,5657$

Rapport d'intensité caractéristique du champ continu : $k_B = 1,62$

Rapport des fréquences du champ magnétique alternatif : $k_\omega = 7,46$

Rapport d'intensité caractéristique du champ magnétique alternatif : $k_{\bar{B}} = 0,79$

	Re	Fr^2	We	Rm	N	Ha	$R\omega$	Le
mercure	$1,83 \cdot 10^5$	0,11	23,6	0,091	18	2530	247	0,28
acier	$1,16 \cdot 10^5$	0,11	16,2	0,382	18	2090	247	0,28

Tableau A1.6 : tableau récapitulatif des valeurs des nombres sans dimensions utilisés dans le cas de la lingotière d'acier et dans le cas de la cuve de mercure.

Pour l'hydrodynamique, on respecte une similitude de FROUDE : Fr .

Les champs magnétiques continus et alternatifs ont été dimensionnés à partir des moyens disponibles au laboratoire.

Pour passer sur la configuration d'acier, il faudra, pour retrouver les mêmes phénomènes, respecter les similitudes suivantes :

Pour l'écoulement moyen MHD, retrouver un paramètre d'interaction N équivalent.

Pour les phénomènes de surface liés au champ magnétique alternatif, respecter :

- la valeur du paramètre d'écran $R\omega$ pour la fréquence
- la valeur du paramètre de lévitation Le pour l'intensité de champ.

Les valeurs des nombres sans dimensions utilisés sont résumés dans le tableau A1.6

ANNEXE 2 : SONDE DE NIVEAU

Cette annexe est une description de la sonde de niveau utilisée pour mesurer les fluctuations de niveau de la surface libre sur la maquette mercure.

Cette sonde de niveau est une sonde expérimentale développée et améliorée au laboratoire EPM pendant la durée de la thèse.

Description de la sonde

La sonde de mesure de niveau utilisée est une sonde 'résistive' intrusive (immergée) dans le fluide. Cette sonde fonctionne sur le principe de court circuit opéré par le fluide sur un fil métallique, faisant ainsi varier sa résistance en fonction de l'immersion. Le principe est illustré sur la figure 1.a.

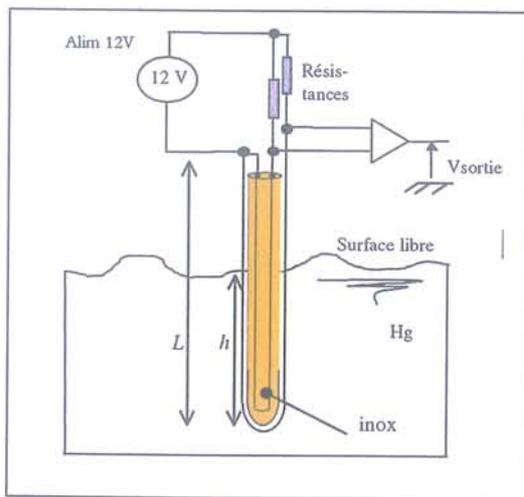


figure 1.a : Principe de la sonde de niveau résistive

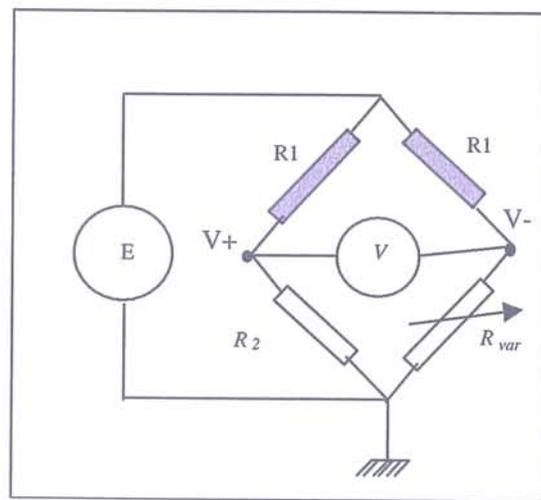


figure 1.b : montage électrique en pont de Wheatstone

Le fil métallique est collé sur un support en inox de sorte qu'il fasse le tour du support. Cette propriété est importante pour le fonctionnement dans un champ magnétique continu transverse. Lorsque le fil est immergé d'une hauteur h , le mercure opère un court circuit et ainsi la valeur de la résistance du fil varie d'après la loi :

$$R_{\text{var}} = \frac{2 \rho (L-h)}{S} \quad (\text{A2.1})$$

où $2L$ est la longueur du fil, $2h$ est la longueur de fil immergée, ρ la résistivité électrique du fil et S la section du fil.

Un second fil de la même taille et du même matériau est placé à l'intérieur du support en inox dont la résistance est fixe :

$$R_2 = \frac{2\rho L}{S} \quad (\text{A2.2})$$

où $2L$ est la longueur du fil.

Ce deuxième fil sert à équilibrer le montage électrique en pont de Wheatstone décrit sur la figure A2.b. Dans ce montage, les résistances R_1 sont grandes devant R_{var} et R_2 . Ainsi, la tension d'équilibrage V se calcule de manière simplifiée par pont diviseur de tension en chaque borne :

$$V^+ = E \times \frac{R_2}{R_1 + R_2} \text{ et } V^- = E \times \frac{R_{var}}{R_1 + R_{var}}$$

soit, en considérant que $R_1 \gg R_{var}, R_2$:

$$V = V^+ - V^- = E \times \left(\frac{R_2 - R_{var}}{R_1} \right)$$

ou encore, compte tenu de (1) et (2) :

$$V = E \times \left(\frac{2\rho h}{SR_1} \right) \quad (\text{A2.3}).$$

Ici h est la hauteur d'immersion mais la résistance correspond à une longueur de fil immergée :

$$R_e = R_2 - R_{var}$$

Au départ, le matériau utilisé était le Platine. Les sondes ont été ensuite modifiées à cause de la sensibilité de la résistance du fil à la température. Le matériau finalement utilisé est du Constantan, dont la résistivité à la température ambiante est 5 fois plus élevée que le Platine et le coefficient de température 200 fois plus faible (tableau A2.1).

Matériau	Platine (Pt)	Constantan (55%Cu/45%Ni)
Résistivité électrique (ρ)	$10.6 \mu\Omega \cdot cm$	$52 \mu\Omega \cdot cm$
Longueur de fil ($2L$)	200 mm	200 mm
Section (S)	0.15 mm	0.1 mm
Coefficient de température (β)	$4 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1}$	$2 \cdot 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1}$
Résistance (R_2)	1,2 Ω	13,2 Ω

Tableau A2.1 : caractéristique des fils électriques utilisés

Ainsi, pour une variation d'immersion de la sonde $\Delta h = 1$ cm, on a les variations de tension ΔV suivantes :

- pour la sonde Platine : $\Delta V = E \times \left(\frac{2\rho \Delta h}{SR_l} \right) = 2,6 \text{ mV}$
- pour la sonde Constantan : $\Delta V = 28,8 \text{ mV}$

Le signal pour le Constantan est environ 10 fois plus intense que pour le Platine. Toutefois, ces valeurs restent faibles pour faire des acquisitions correctes. C'est pourquoi le signal est amplifié par un système d'amplification différentiel avec amplificateurs opérationnels faible rapport signal/bruit (OP 27) (figure A2.2).

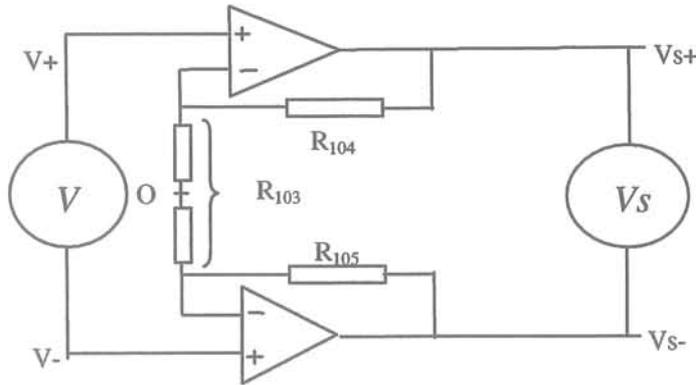


figure A2.2 : schéma de l'amplificateur différentiel

Ce montage conçu à l'origine pour des thermocouples, a été adapté pour nos cas de sondes en jouant sur la valeur du gain G :

$$G = \frac{V_S}{V} = \frac{V_{S^+} - V_{S^-}}{V^+ - V^-} \quad (\text{A2.4})$$

Le gain est calculé à partir des tensions de sortie V_{S^+}, V_{S^-} de chaque côté :

$$V_{S^+} = \frac{\frac{1}{2}R_{103} + R_{104}}{\frac{1}{2}R_{103}} V^+ \cong \frac{2R_{104}}{R_{103}} V^+ \quad \text{et de même} \quad V_{S^-} \cong \frac{2R_{105}}{R_{103}} V^-$$

On a donc :

$$V_{S^+} - V_{S^-} = \frac{2R_{104}}{R_{103}} (V^+ - V^-)$$

soit :

$$\boxed{G = \frac{2R_{104}}{R_{103}}}$$

A partir de ce gain, on peut calculer la tension en sortie de l'amplificateur en fonction de la hauteur d'immersion. En effet, d'après (3) et (4), on a :

$$\Delta V_s = G \left(E \times \frac{2\rho}{SR_1} \right) \Delta h \quad (\text{A2.5})$$

soit le coefficient de linéarité:

$$\alpha = G \left(E \times \frac{2\rho}{SR_1} \right) \quad (\text{A2.6})$$

Le tableau A2.2 donne les valeurs calculées du gain et du coefficient de linéarité α pour une sonde de Platine et une sonde en Constantan.

	R_{104}	R_{103}	G	α
Sonde Platine	10 k Ω	40 Ω	500	1.3
Sonde Constantan	10 k Ω	560 Ω	35,7	1.03

tableau A2.2 : Coefficient de linéarité.

Même si ce coefficient de linéarité se calcule théoriquement, on s'applique à le déterminer expérimentalement, compte tenu de toutes les erreurs qui peuvent fausser cette valeur (imprécisions dans le montage de la sonde, propreté du mercure...).

Étalonnage

On détermine expérimentalement le coefficient de linéarité α défini précédemment par un étalonnage systématique avant chaque mesure. Le protocole pour l'étalonnage est représenté schématiquement sur la figure A2.3.

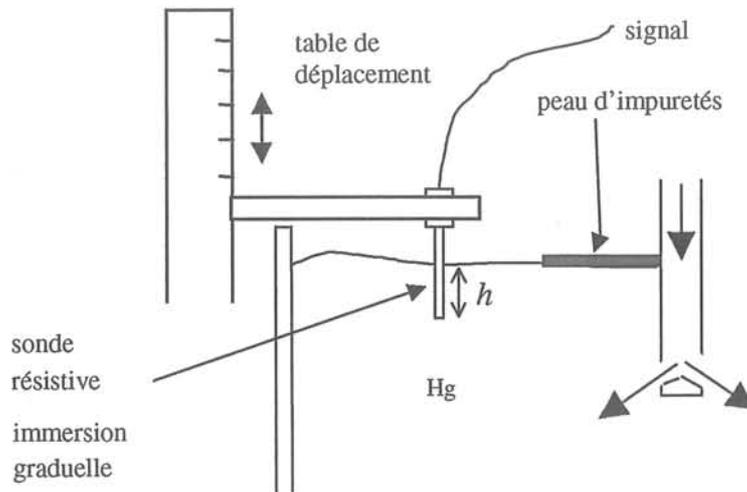


figure A2.3 : position de la sonde de mesure dans la cuve

La sonde est immergée centimètre par centimètre graduellement dans le bain par le support d'une table de déplacement verticale.

La plupart du temps, l'étalonnage est fait avec le fluide en mouvement dans la cuve (figure A2.3), à cause de la peau d'impuretés sur la surface du mercure qui fausse les mesures.

L'écoulement de mercure repousse cette fine peau près de la busette et permet des mesures en zone «propre».

Les figures A2.4 et A2.5 représentent les courbes d'étalonnage pour la sonde platine et pour la sonde constantan dans des cas particuliers.

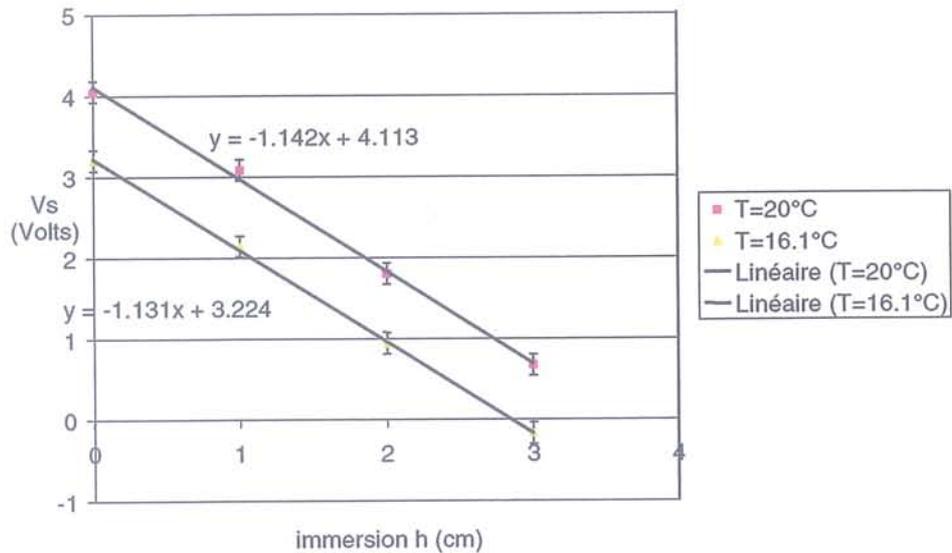


Figure A2.4 : Courbe d'étalonnage de la sonde Platine (barre d'erreur liée à l'imprécision de l'immersion)

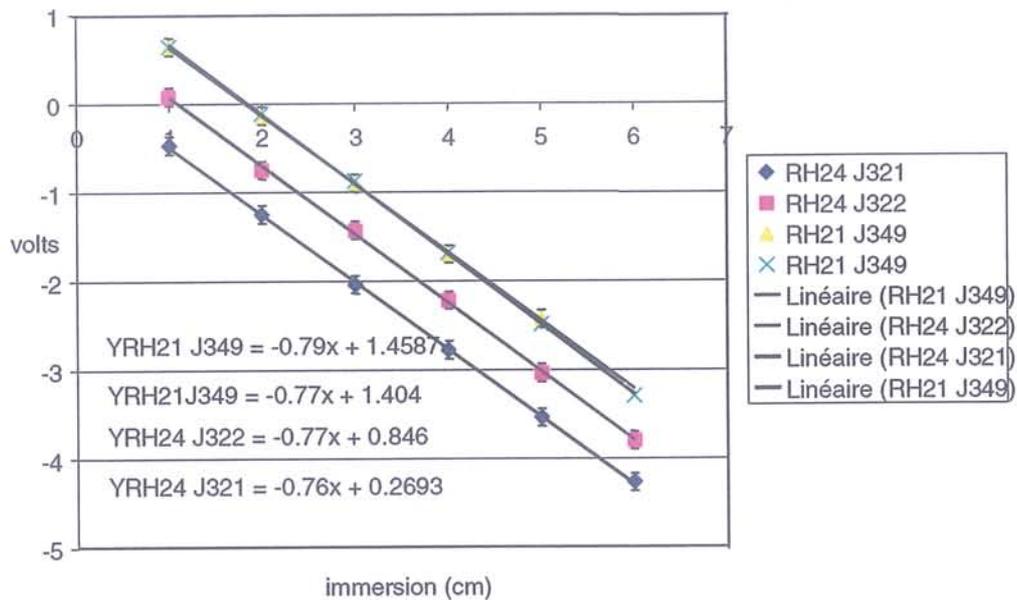


Figure A2.5 : Courbe d'étalonnage de la sonde Constantan

Dans le cas d'étalonnage avec la sonde en Platine, pour des températures de bain moyennes autour de 20°C, la pente vaut : $\alpha = 1,135$. Dans ce cas d'étalonnage avec la sonde en

Constantan, pour des températures de bain moyennes autour de 20°C, la pente vaut : $\alpha = 0,772$. Ces deux valeurs sont proches des calculs théoriques (tableau A2.2).

L'erreur sur ces mesures ne peut être quantifiée très précisément à cause des problèmes d'impuretés de surface; on l'estime au maximum égale à 1 mm (soit environ 0.8 Volts) pour chaque point.

Par expérience, l'erreur maximum relative sur la pente d'étalonnage n'excède pas 5% pour les courbes d'étalonnage d'une même sonde faites à plusieurs jours d'intervalles et à température ambiante.

Réponse dynamique :

La sonde a été testée sur un banc d'essai à mouvement d'oscillation vertical pour connaître la réponse dynamique. Sur la figure 6.a est représenté le montage du banc.

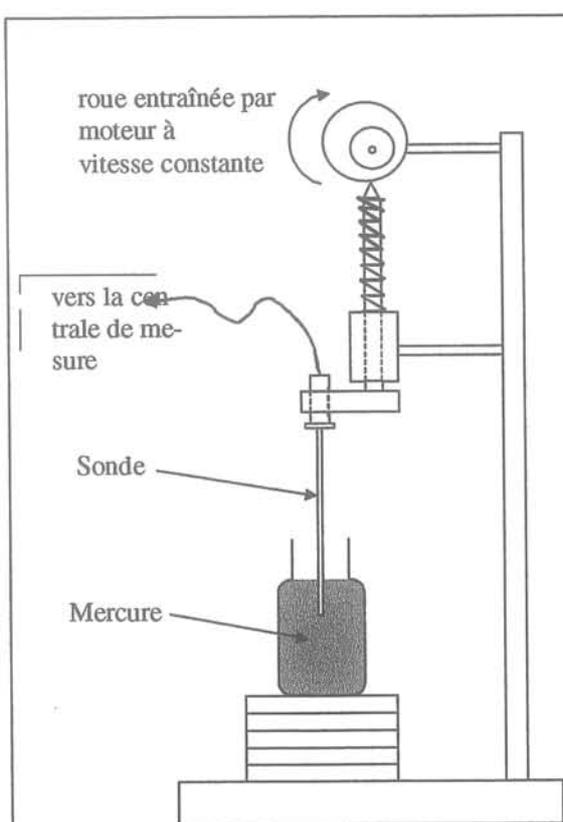


figure A2.6.a : dispositif pour l'étalonnage dynamique. (d'après [O.Métral,98])

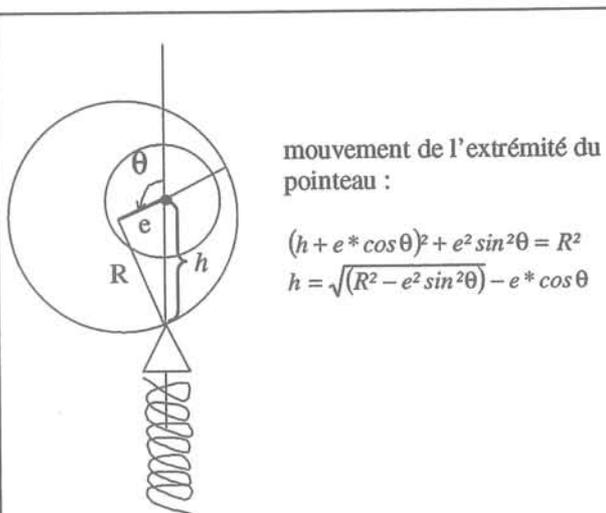


figure A2.6.b : mouvement de l'extrémité du pointeau.

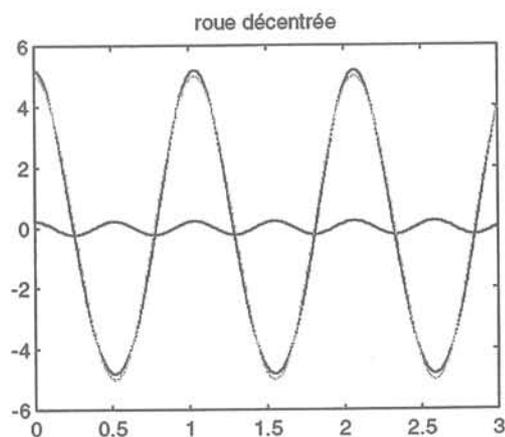


figure A2.6.c : écart par rapport à la sinusoïde.
 la courbe en gras est : $h = \sqrt{(R^2 - e^2 \sin^2 \theta)} - e \cos \theta$ (A2.7)
 la courbe en pâle est : $h = e \cos \theta$
 la courbe en gras (petite) est : $h = \sqrt{(R^2 - e^2 \sin^2 \theta)}$

figure A2.6

La roue décentrée est fixée sur un axe entraîné par un moteur à vitesse variable. Le pointeau touche la roue et effectue ainsi un mouvement d'oscillation verticale. La sonde, qui est fixée au pointeau a le même mouvement que celui-ci. Ce mouvement est légèrement différent d'un mouvement sinusoïdal (figure A2.6.b). L'écart par rapport à la sinusoïde est indiqué sur la figure A2.6.c, le signal ajouté correspondant a un signal sinusoïdal de fréquence double de la fréquence principale.

Réponse de la sonde en fonction de la fréquence

La variation de fréquence du mouvement est obtenue en faisant varier la vitesse du moteur

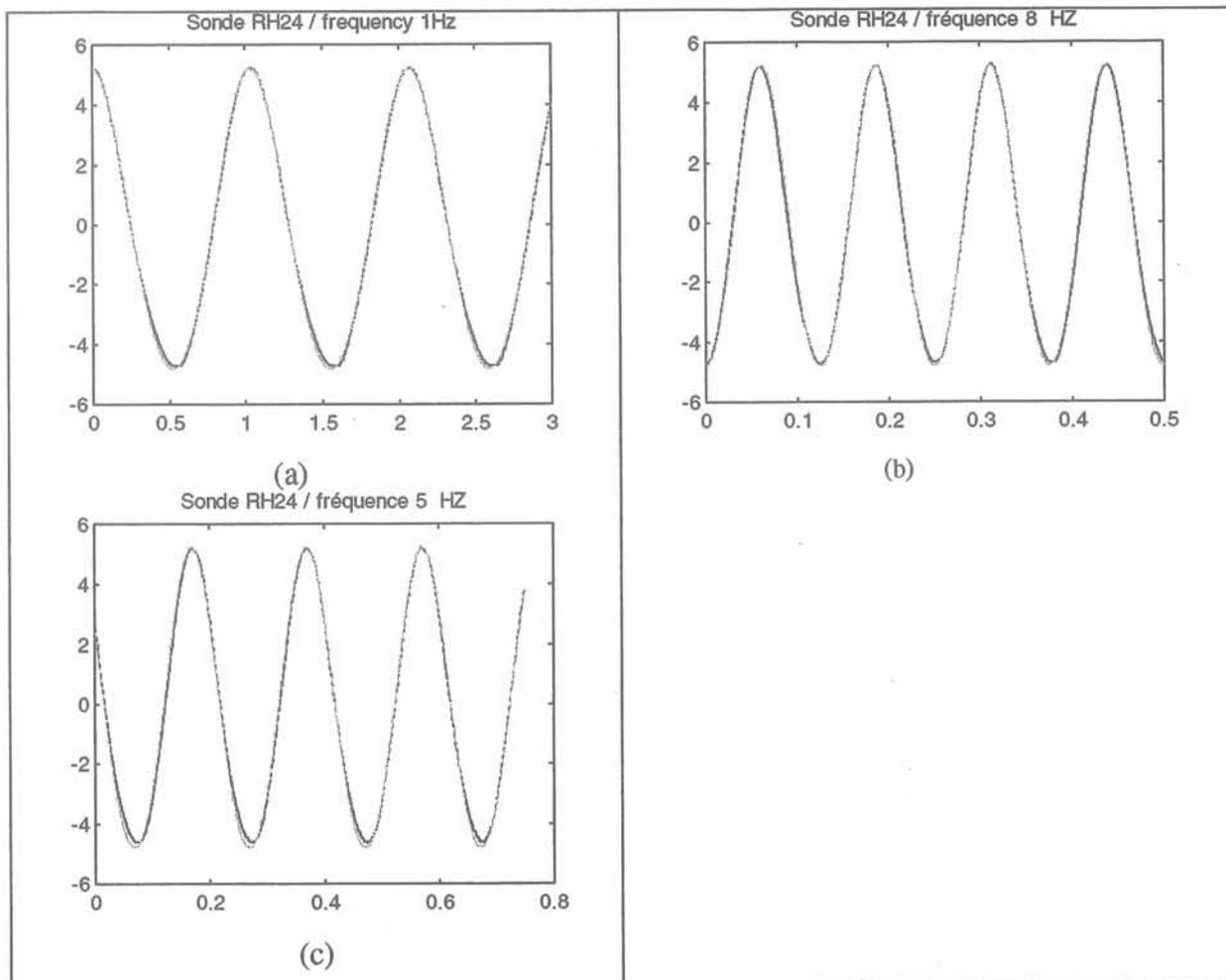


figure A2.7 : réponse dynamique de la sonde constantan en fonction de la fréquence ; en gras : réponse de la sonde ; en pâle : courbe théorique. (a) 1 Hz ; (b) 3 Hz, (c) 8 Hz.

Sur la figure A2.7, on a tracé la courbe théorique qui décrit le mouvement de l'extrémité du pointeur (équation (A2.7)) et le signal de la sonde :

$$\Delta h = \frac{10 \Delta V_s}{\alpha}$$

où ΔV_s est le signal électrique de sortie et α le coefficient de linéarité déterminé par l'étalonnage statique (en Volts/cm).

Jusqu'à 8 Hz, l'erreur commise est inférieure à 2%. L'amplitude d'oscillation et la phase ne varient pas. Pour une fréquence supérieure à 8 Hz, le système mécanique «roue décentrée / ressort» subit des secousses trop importantes pour faire des mesures précises.

Remarque : Les sondes classiques de niveau n'ont, en général, pas de si bonnes réponses dynamiques. Ceci constitue donc un des atouts de la sonde.

Résolution spatiale

La sonde étant intrusive, la résolution spatiale est imposée par le diamètre du support en inox (1.5 mm). En réalité, il est difficile de donner un seul chiffre de résolution spatiale, car d'une part la sonde n'est pas axisymétrique (figure A2.8), et d'autre part, les ondes mesurées ne sont pas forcément stationnaires.

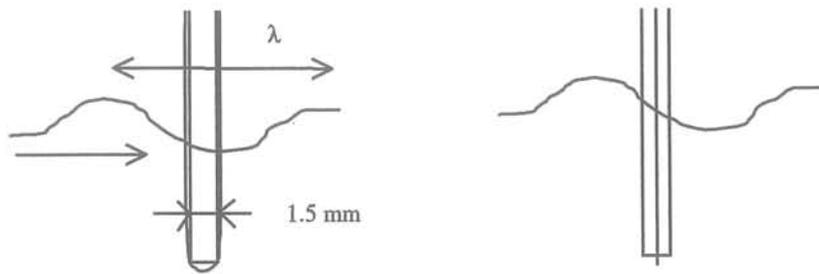


figure A2.8 : a. résolution spatiale de la sonde ; b. sonde tournée de 90°.

Ainsi, on peut en théorie mesurer des ondes stationnaires de la dimension du fil de mesure (0.1 mm) dans le cas de la figure A2.8b mais, dans le cas d'une onde progressive, que la longueur d'onde pour le cas de la figure A2.8a soit environ 6 à 10 fois supérieure que le support (soit ~10-15 mm).

Dérive thermique

Le fil résistif de Platine est très sensible à la température. La figure A2.9 représente un exemple de dérive thermique enregistré lors des premières mesures de niveau sous champ magnétique alternatif 20 kHz.

Lors de l'application du champ magnétique 20 kHz dans les conditions nominales de débit et avec l'échangeur coaxial à tube, la température dans le bain augmente d'environ 25° C. On cherche ici à déterminer de manière simple la correction à apporter à la mesure pour obtenir les valeurs réelles du niveau.

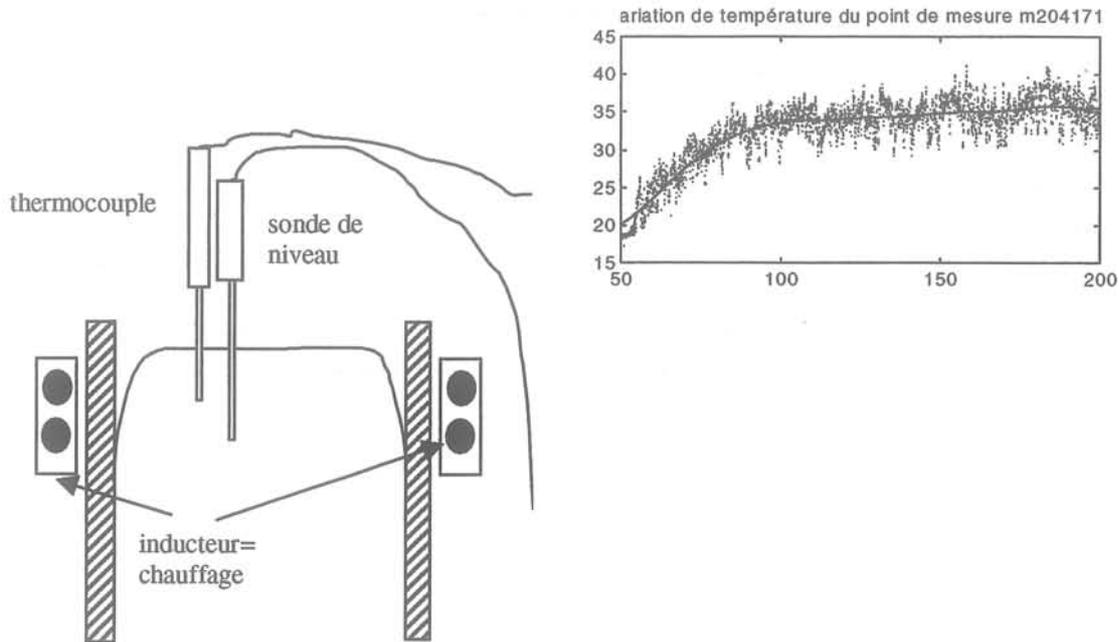


figure A2.9 : a. Température dans le bain en régime transitoire lorsque le champ magnétique alternatif 20kHz est mis en route (configuration 1A, point B_M) ; b. dérive thermique du signal

La résistivité électrique du fil est, au premier ordre, une fonction linéaire de la température :

$$\rho = \rho_{(25^{\circ}\text{C})} (1 + \beta T)$$

où β est le coefficient de température.

L'équation (A2.3) devient :

$$V(T) = E \times \left(\frac{2\rho(1 + \beta T)h}{SR_l} \right) \quad (\text{A2.3}')$$

On a donc : $V(T) = V + V_T(T)$

Avec : $V_T(T) = \frac{E}{RI} \times \frac{2\rho h}{S} \beta T$ (A2.8) et $\frac{V_T}{V} = \beta T$ (A2.9).

Ainsi, pour une variation de température de 15 °C suivant l'exemple de la figure A2.9, on a une variation relative du signal due à la dérive thermique :

$$\frac{V_T}{V} = \beta T = 6\%,$$

avec $\beta = 4.10^{-3} (\text{°K}^{-1})$ pour le Platine (tableau A2.1). Soit, pour une immersion de $h = 5\text{cm}$, une dérive globale :

$$h\beta T = 3 \text{ mm.}$$

C'est cette valeur de cet ordre que l'on observe sur la figure A2.9.

Pour maintenant retrouver la courbe du signal dans le temps, on retranche au signal de sortie $V(T)$ la valeur de la dérive $V_T(T)$.

D'après (A2.8), la dérive $V_T(T)$ se met sous la forme :

$$V_T(T) = C_T T \quad \text{avec} \quad C_T = \frac{E}{Rl} \times \frac{2\rho h}{S} \beta \quad (\text{A2.10})$$

Le coefficient C_T est calculé directement à partir du signal de niveau et du signal de température (figure A2.9). On obtient ainsi une droite :

$$h = \frac{C_T}{\alpha} T \quad (\text{figure A2.10a}).$$

Le signal est ensuite corrigé directement :

$$h_c = h - \frac{C_T}{\alpha} T$$

Un exemple de correction thermique est donné pour le calcul d'un dôme dans le sens de l'épaisseur (figure A2.10b).

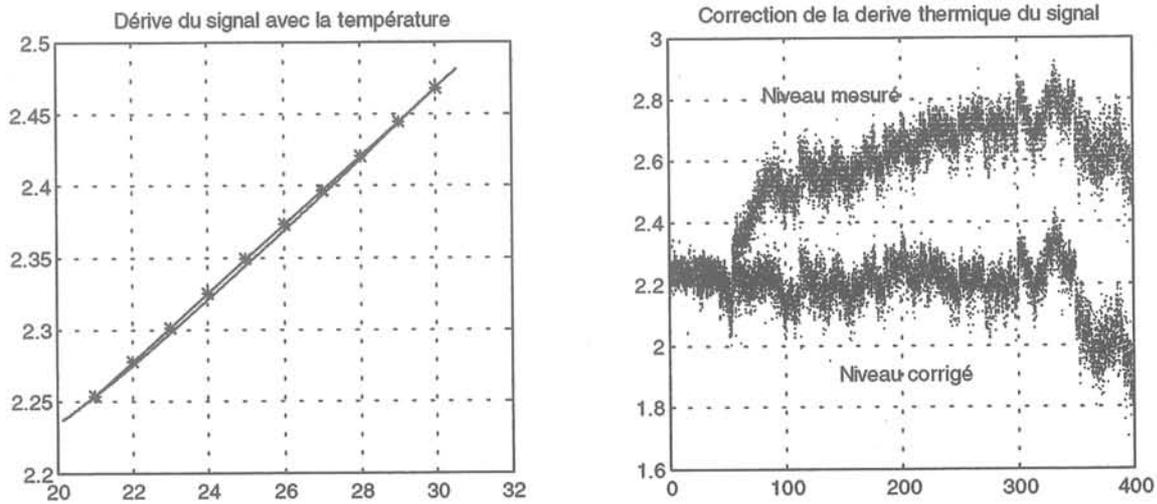


figure A2.10 : a. variation linéaire du niveau en fonction de la température ; $C_T / \alpha = 0.24 \text{ mm}/^\circ\text{C}$; b. signal de niveau de dôme mesuré et corrigé.

Pour ces corrections on a fait l'hypothèse que le coefficient de linéarité ne varie pas. Or en écrivant formellement le coefficient de linéarité à partir de (A2.3'), on obtient :

$$V(T) = \alpha(T) h \quad \text{où} \quad \alpha(T) = E \times \left(\frac{2\rho(1 + \beta T)}{SR_l} \right) \quad (\text{A2.10})$$

La pente α subit également une variation relative :

$$\frac{\alpha(T)}{\alpha} = \beta T.$$

Dans le cas d'application de champ alternatif de la configuration 1 par exemple, la variation de température moyenne entre l'écoulement sans champ et l'écoulement avec champ vaut $\Delta T = 25^\circ\text{C}$. La pente subit donc une augmentation de 15%.

A cause de ces problèmes de dérive thermique le fil de Platine a été changé en un fil de constantan (55% cuivre ; 45% Nickel). Le coefficient de variation thermique de la résistivité β dans ce cas étant 200 fois plus faible (tableau A2.1) ,ainsi les variations thermiques deviennent négligeables.

Pour un écart de température $\Delta T = 25^\circ\text{C}$ par exemple, on a une augmentation de la pente d'étalonnage de 0.05%.

Effets intrusifs

A la vidéo, il apparaît que l'écoulement autour de la sonde est modifié de manière plus ou moins importante selon que la vitesse de fluide en surface est plus ou moins grande (figures A2.11).

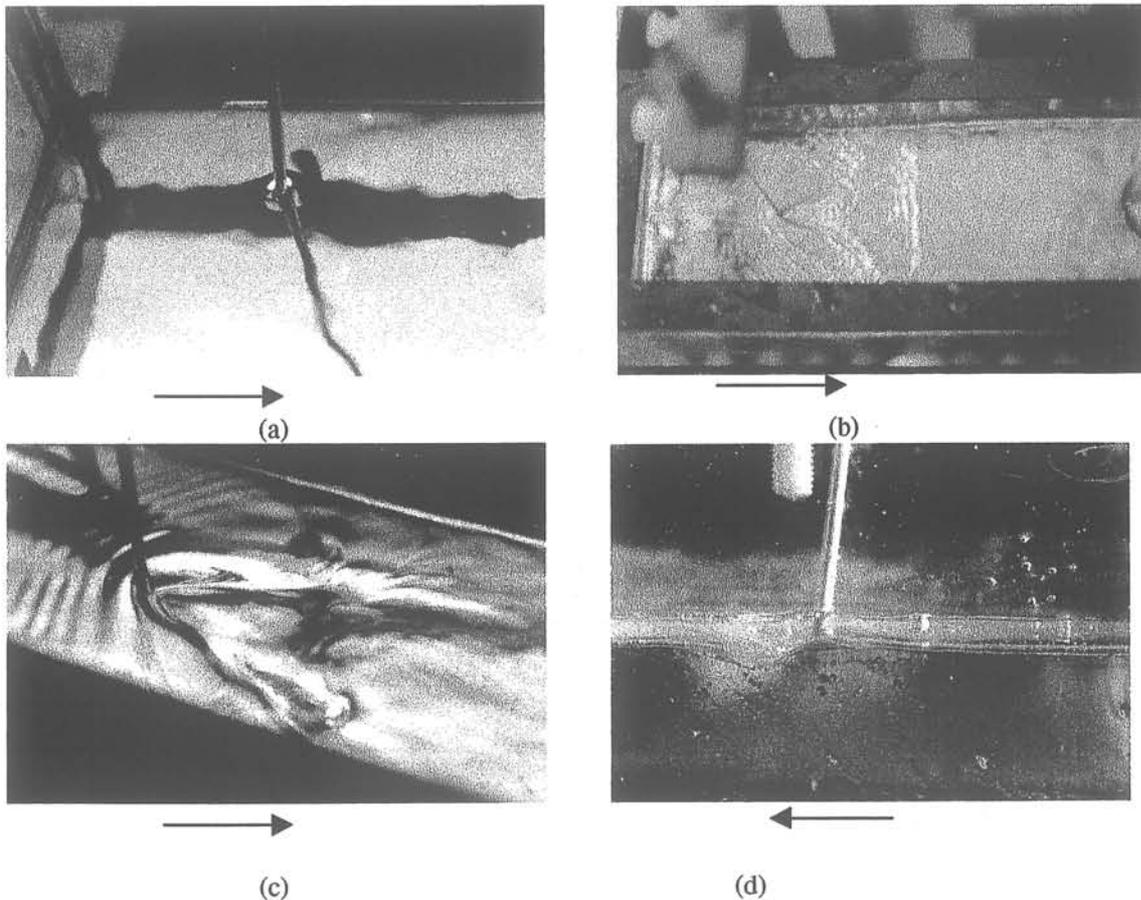


Figure A2.11 : a. sonde dans l'écoulement sans effet intrusif apparent (régime nominal) ; b. sonde dans l'écoulement avec un effet intrusif apparent : vue de dessus ; c. effet intrusif : vue oblique : effet intrusif de la sonde sur l'écoulement au bord : vue de côté. (diamètre de la tige : 2 mm). \longrightarrow : sens de l'écoulement.

Sans champ magnétique, l'écoulement en surface est assez faible pour ne pas être modifié par la présence de la sonde (figure A2.11a). Lorsque l'écoulement est plus rapide en surface, par exemple en présence de champ continu, l'écoulement est modifié par la présence de la sonde. On a une accumulation de fluide en amont de la sonde avec formation d'ondes de surface (figure A2.11b et A2.11c). A l'aval, il se forme un creux (figure A2.11d).

L'effet de cette perturbation sur la mesure de niveau est déterminé par l'expérience décrite ci-dessous (figure A2.12a).

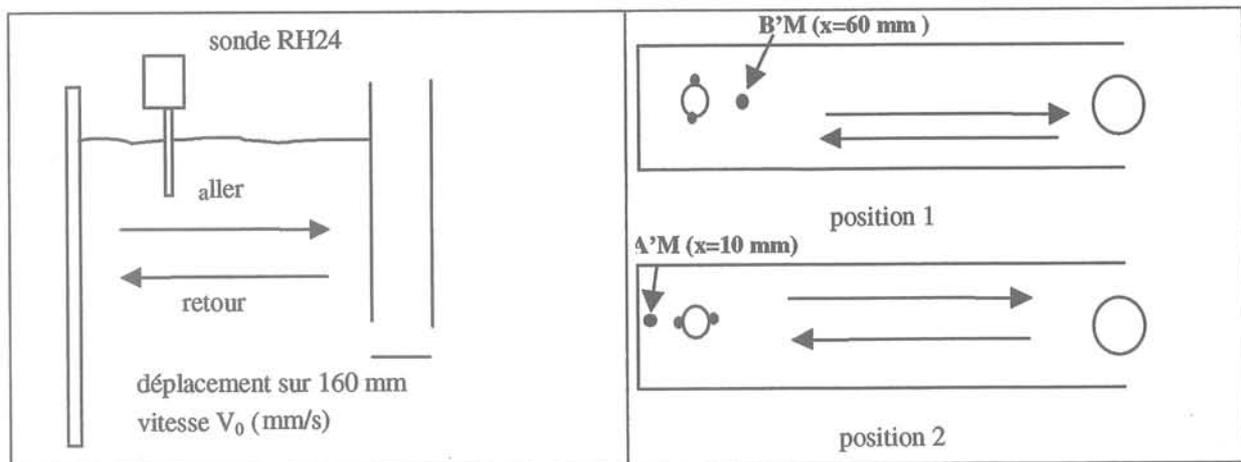


figure A2.12 : a. déplacement de la sonde ; b. positions de la sonde ; vues de dessus

La sonde est déplacée à l'aide d'une table de déplacement XYZ à vitesses variables, le mercure étant au repos dans la cuve (figure A2.12a).

Deux positions de sondes ont été testées pour mesurer l'effet intrusif de la sonde lorsque cet effet est visible (figure A2.12b) :

- position 1 : le fil extérieur de la sonde est parallèle au bord petite face.
- position 2 : le fil extérieur de la sonde est perpendiculaire au bord petite face.

Le parallélisme de la sonde est ajusté grossièrement à la main ; La précision de l'angle est de l'ordre de 10° .

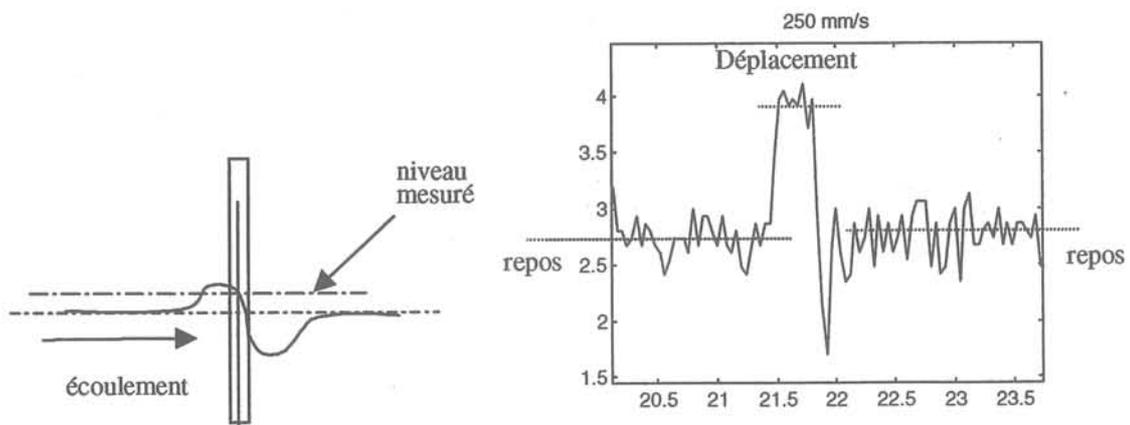


figure A2.13 : Variation de niveau pour une vitesse de déplacement de la table de 0.25 m/s ; position 1

Dans le cas de la position 1, on n'observe une variation de signal lors du déplacement que lorsque la vitesse est supérieure à 0.2 m/s.

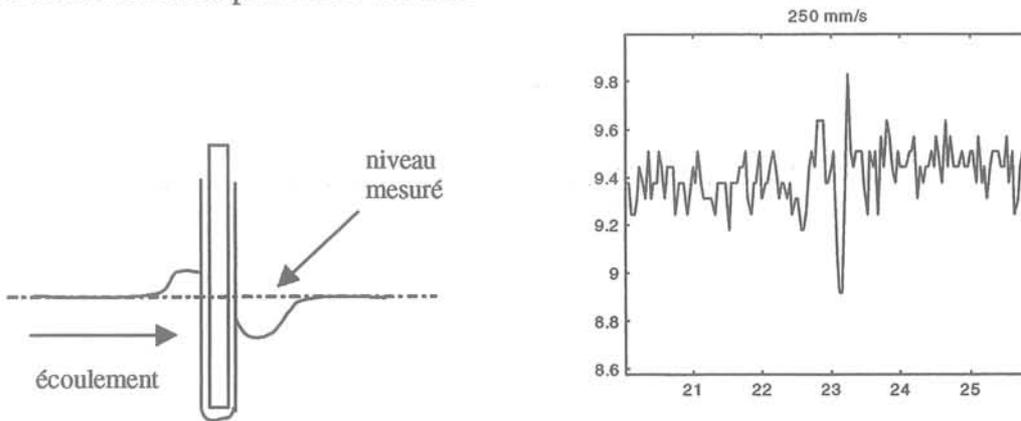


figure A2.14 : Variation de niveau pour une vitesse de déplacement de la table de 0.25 m/s ; position 2

Sur l'exemple de la figure A2.13, la vitesse de déplacement vaut $V_0=0.250$ m/s. La déviation pendant le temps du déplacement pour la position 1 est de l'ordre de 1.3 mm. Dans cette position 1, le signal mesuré est supérieur au niveau moyen à cause de l'accumulation de fluide en amont de la sonde.

Dans la position 2, pour une même vitesse de déplacement, la déviation du signal n'existe pas (figure A2.14). Dans cette position, le défaut créé par les ondes en amont est compensé par le creux aval. Il n'y a pas d'effet intrusif.

Remarque : L'erreur engendrée dans la position 1 est grande ($>1,3$ mm) par rapport aux écarts de niveau mesurés. Toutefois, sur les mesures de niveau que nous avons faites, si effet intrusif il y a, il est quasiment permanent. C'est à dire que l'effet intrusif correspond à une translation globale du signal d'environ 1.5 mm. Ainsi, on génère une erreur sur le niveau moyen assez conséquente mais inférieure à 15 % pour les fluctuations. (tableau A2.3).

Position / Point de mesure	écart type (mm)	erreur
position 1/ Point B'M	1.15	15%
position 2/ Point B'M	0.097	-
position 1/ Point AM	1.30	1.6%
position 2/ Point AM	1.28	-

Tableau A2.3 : Erreur sur l'écart type pour deux positions de mesure.

Sur ce tableau, on a représenté l'écart type des fluctuations de niveau au point A_M proche de la paroi petite face où il n'y a pas d'effet intrusif. On a également représenté l'écart type des fluctuations de niveau au point B_M où il y a un effet intrusif dans la position 1 et non dans la position 2. L'erreur en général n'excède pas cette valeur de 15%.

Comportement de la sonde en présence de champ magnétique

champ magnétique continu

Le fil résistif externe fait le tour complet du support en inox (figure A2.15). Ainsi le courant induit par le champ est compensé d'un côté et de l'autre.

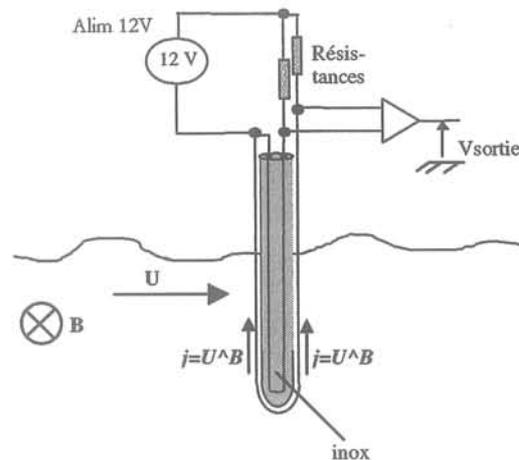


figure A2.15 : a . compensation des effets induits par le champ magnétique alternatif

Sur les premières sondes de niveau [Guerveno,96], le fil extérieur était soudé en bas de sonde. Ainsi il apparaissait une erreur sur le signal de l'ordre de $j=U^B$ lorsque le fluide passait dans un sens et de l'ordre de $j=-U^B$ lorsque le fluide passait dans l'autre sens. Ce défaut n'existe donc plus sur les nouveaux modèles.

Champ magnétique alternatif

Pour fonctionner en présence de champ alternatif 20 kHz, un filtre passe bas de fréquence de coupure 100 Hz est utilisé au niveau de l'amplificateur. En plus de cela, le support de la sonde en inox sert de masse au circuit électrique. Le potentiel est celui du bain de mercure. On évite ainsi toute boucle électrique favorisant un courant induit.

Conclusion

La sonde développée a les avantages suivants par rapport aux sondes classiques (ultra-sons, inductives) :

1. La sonde a une très bonne réponse dynamique (> 10 Hz) pour un diamètre de 1.5 mm.
2. La sonde n'est pas affectée par la présence de champ magnétique continu ni par la présence de champ magnétique alternatif.

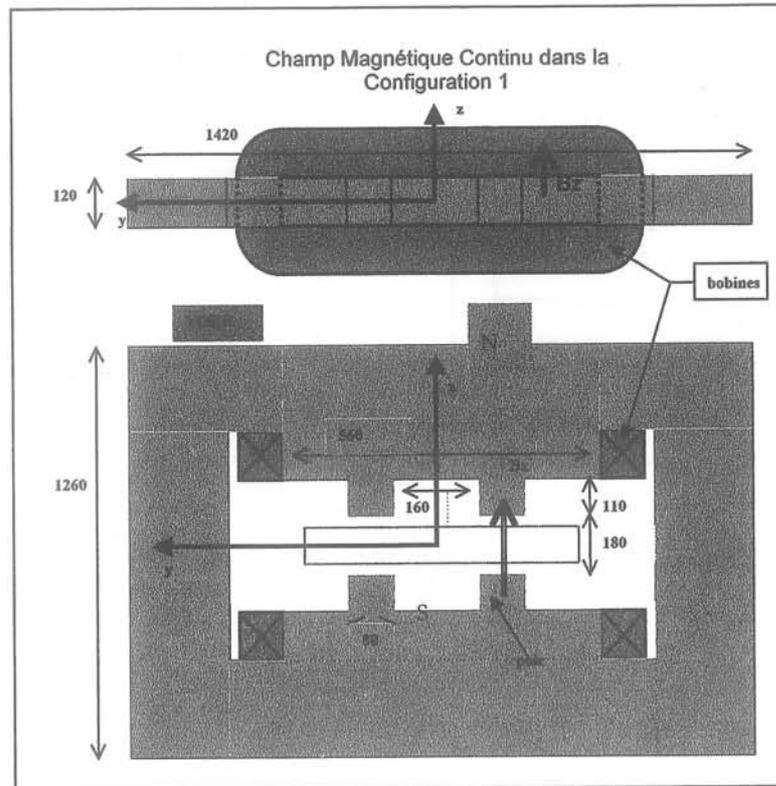
Ses inconvénients rencontrés proviennent surtout du fait que la sonde est intrusive :

A partir d'une certaine vitesse en surface, le niveau mesuré n'est plus tout à fait exact à cause de l'interaction avec l'écoulement. De plus, il n'est pas possible de mesurer le niveau de mercure jusqu'au bord de la cuve.

Le fil de la sonde étant sensible à la température, on observe une dérive thermique de la sonde lorsqu'on chauffe le fluide lors de l'application du champ alternatif. Dans sa version de base (Platine) la dérive est très sensible dans la gamme de température de nos mesures (20 à 45 °C) ; dans sa version améliorée (Constantan), la dérive est beaucoup moins forte et devient négligeable si on fait les mesures sur des plages de température stabilisées.

ANNEXE 3 : CHAMP MAGNETIQUE CONTINU

1. Plan de l'électroaimant à EPM/MADYLAM



2. Configuration 1

p. A3-2

Champ transverse B_y : carte de champ pour $z = -38$ mm

p. A3-3

Pôles localisés, profils B_y

p. A3-4

Pôles uniformes, profils B_y

p. A3-5

3. Configuration 2 (bobines +30 %)

p. A3-6

Champ transverse B_y : carte de champ pour $z = -45$ mm

p. A3-7

Pôles localisés, profils B_y

p. A3-8

Variation de B_y suivant l'épaisseur.

p. A3-9

Décroissance de B_y dans la hauteur

p. A3-10

Pôles uniformes, profils B_y

p. A3-11

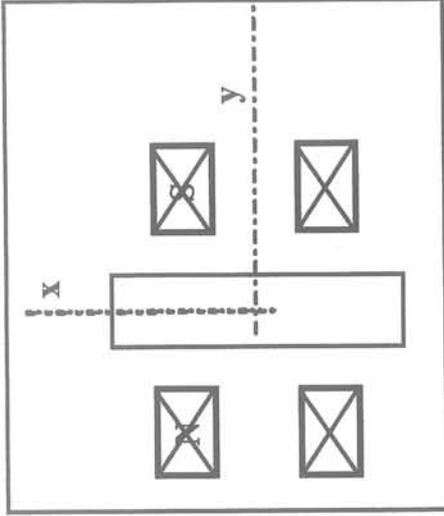
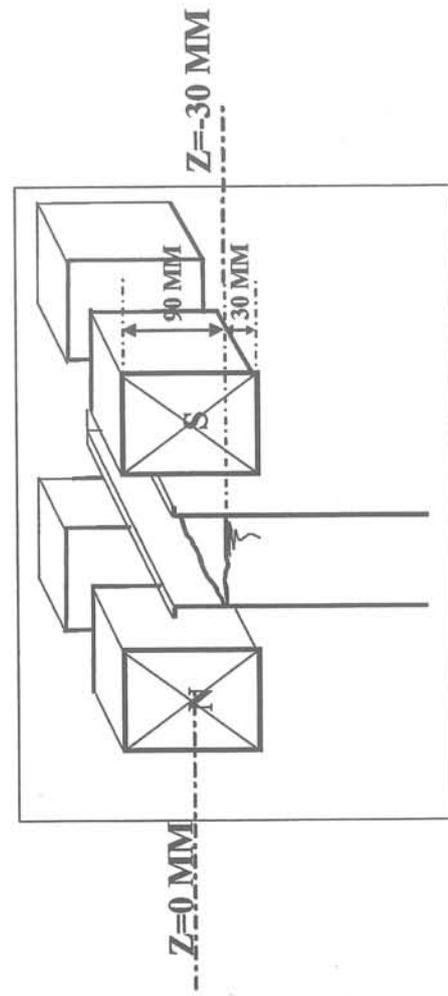
Plan médian : profils comparés

pôles localisés et uniformes

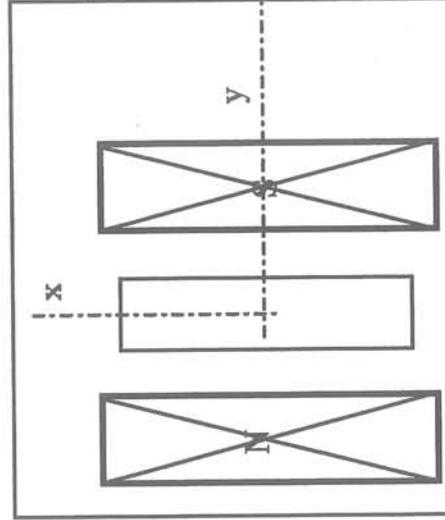
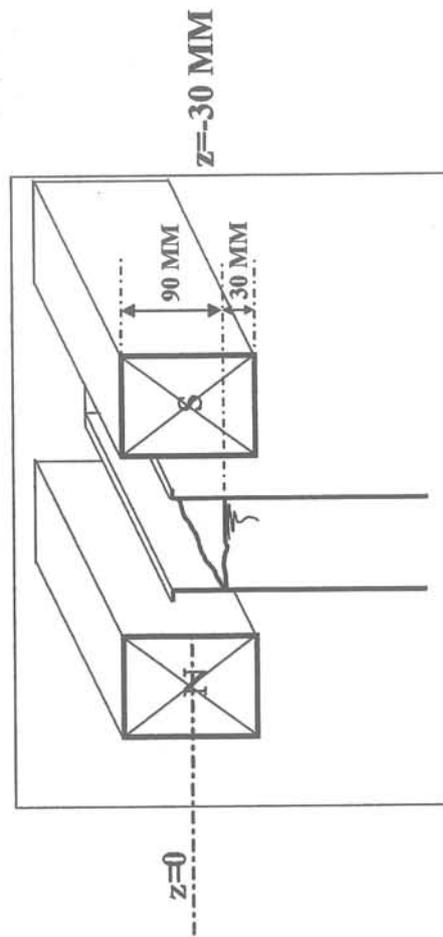
p. A3-12

(a. Conf. 1 ; b. Conf. 2)

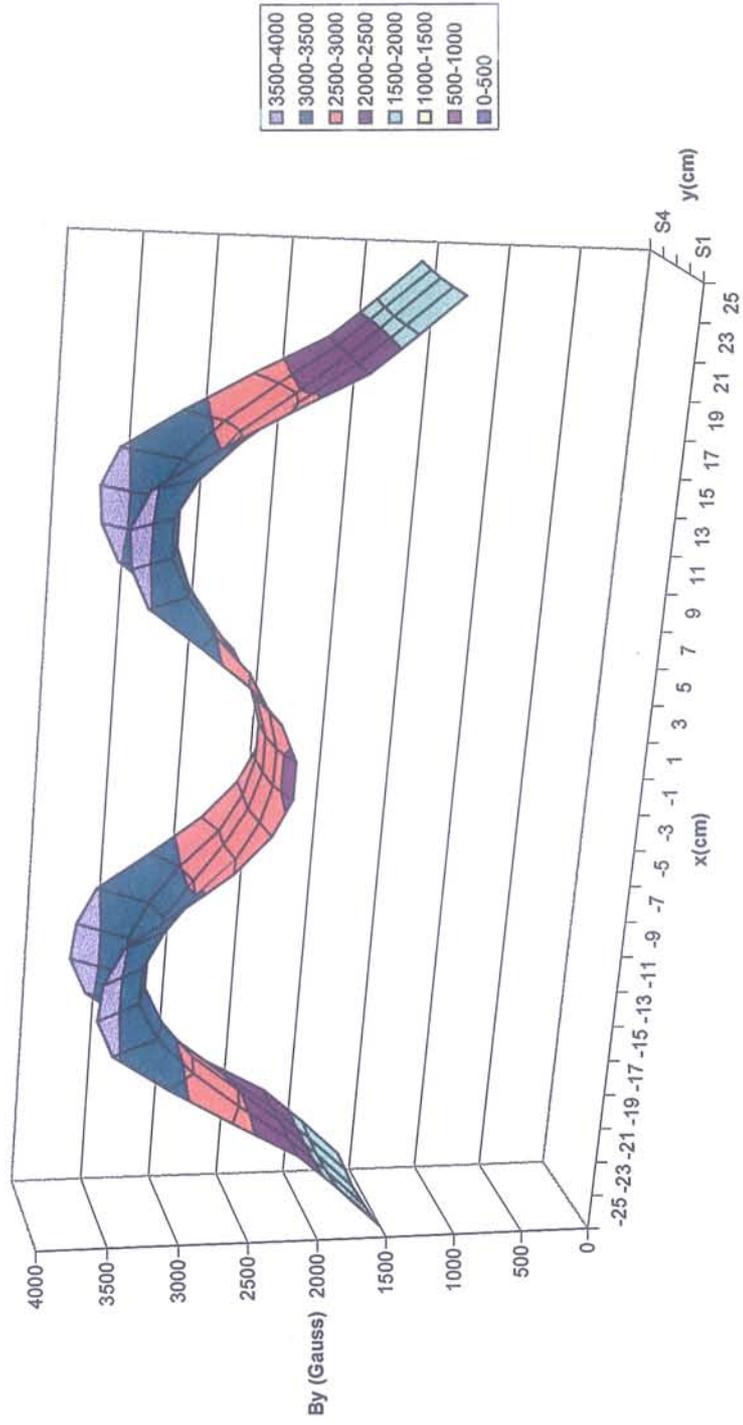
Position des pôles dans la configuration 1A

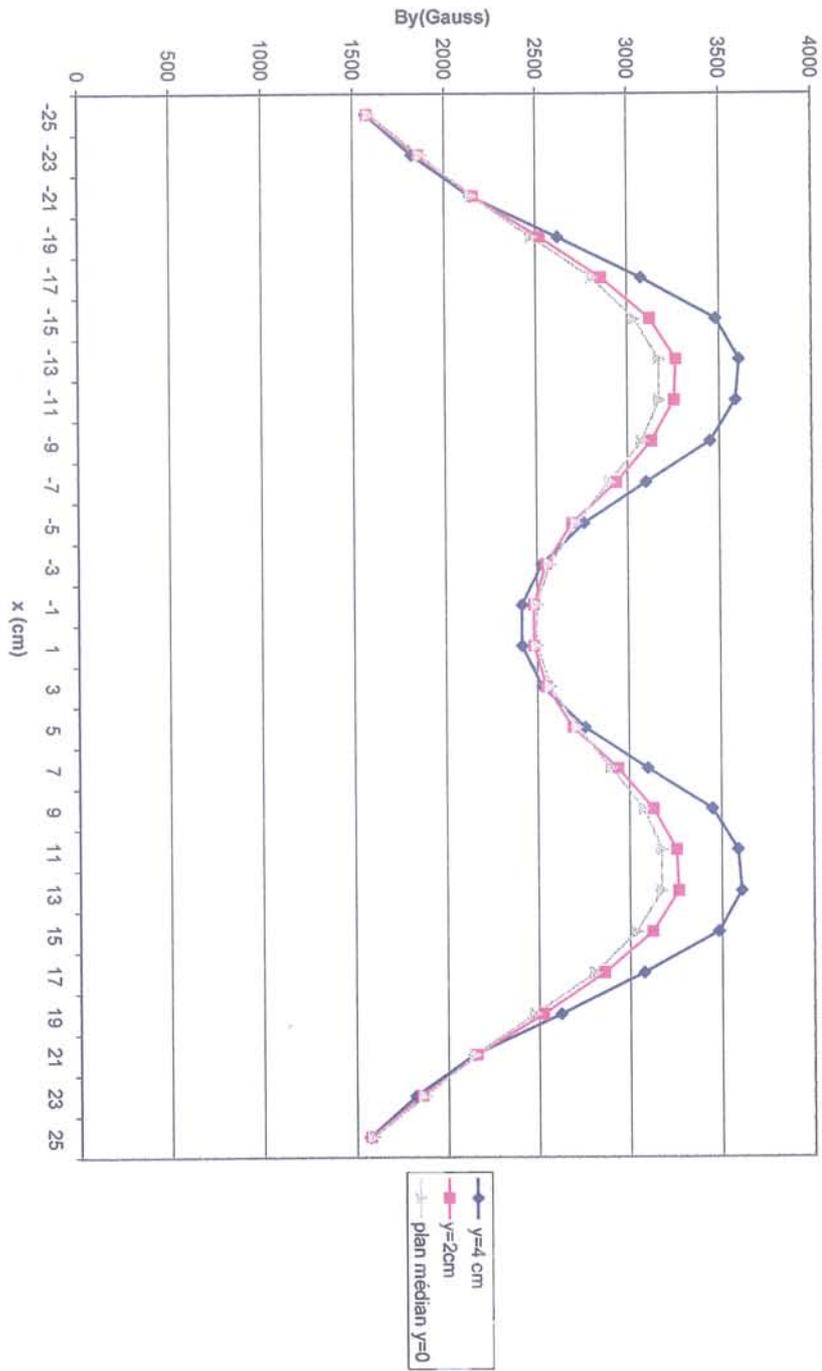


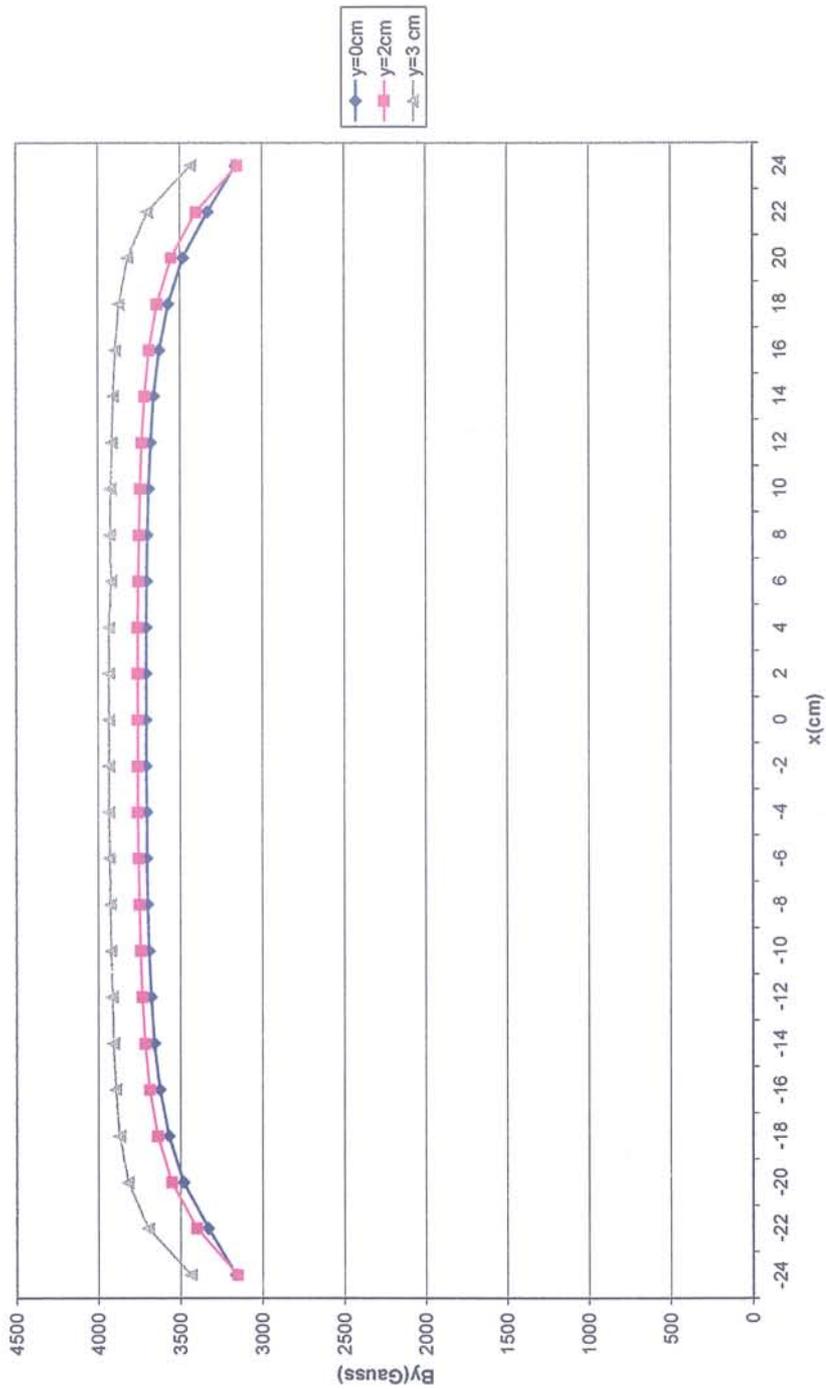
Position des pôles dans la configuration 1B



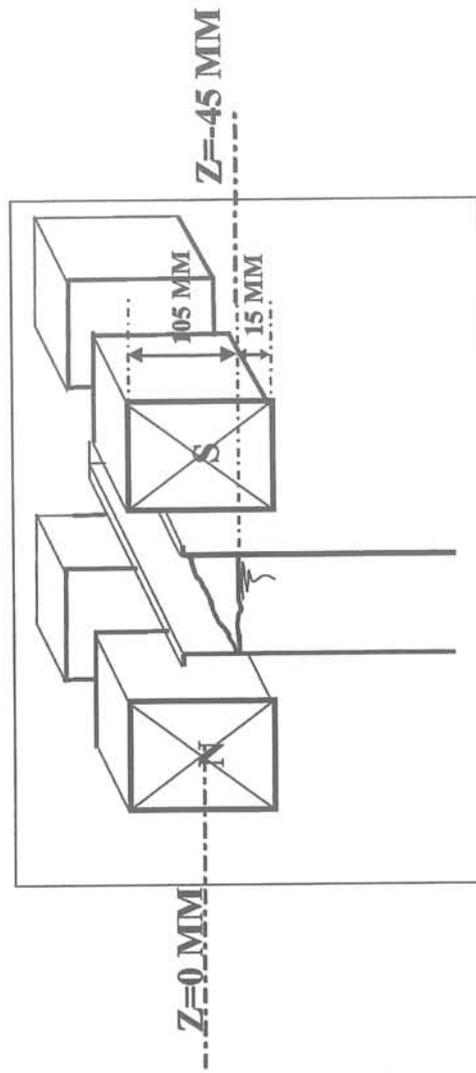
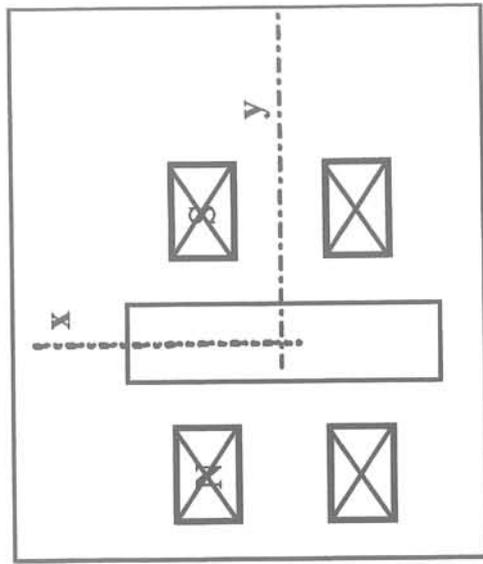
By(x,y) z=23 m du centre des pôles

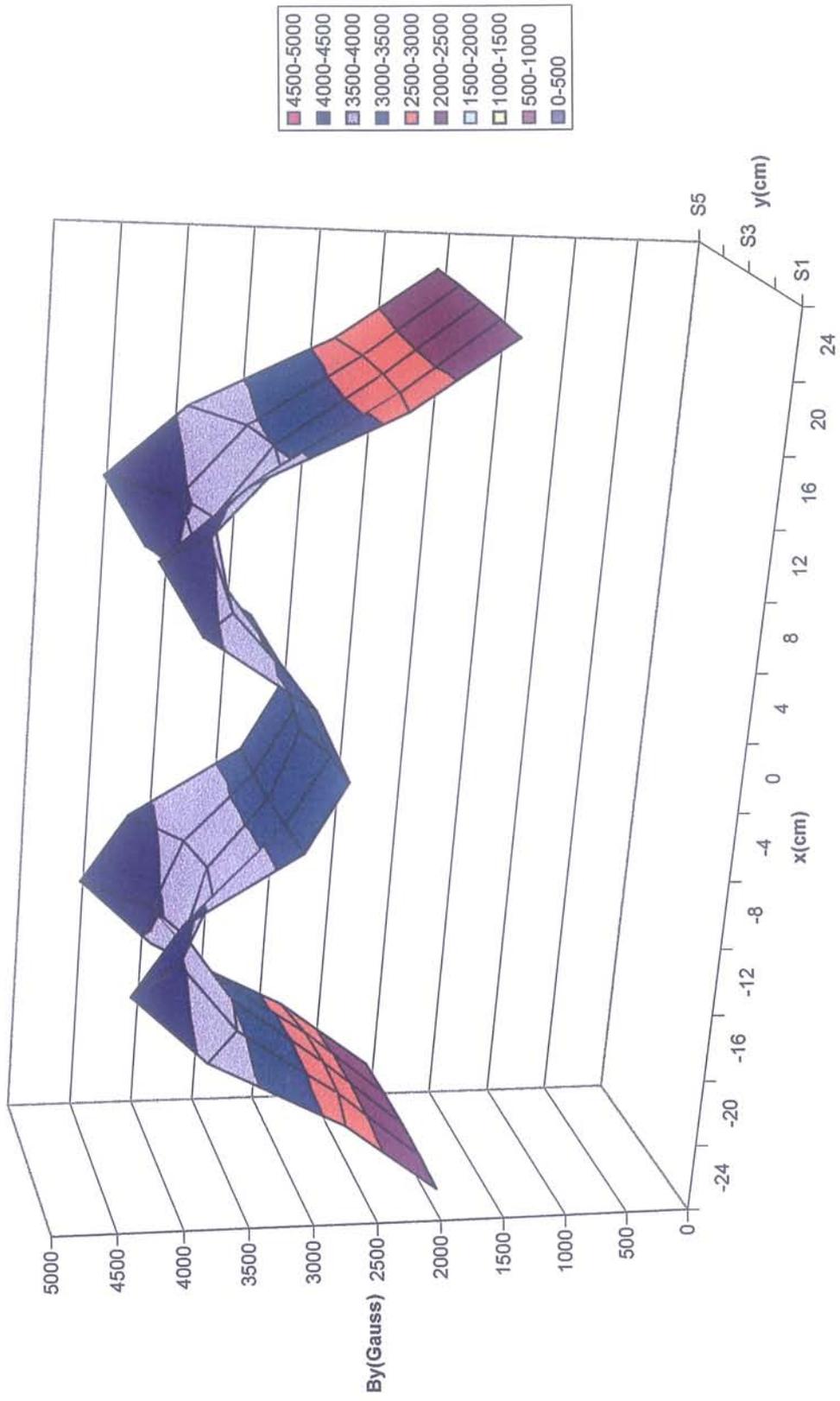


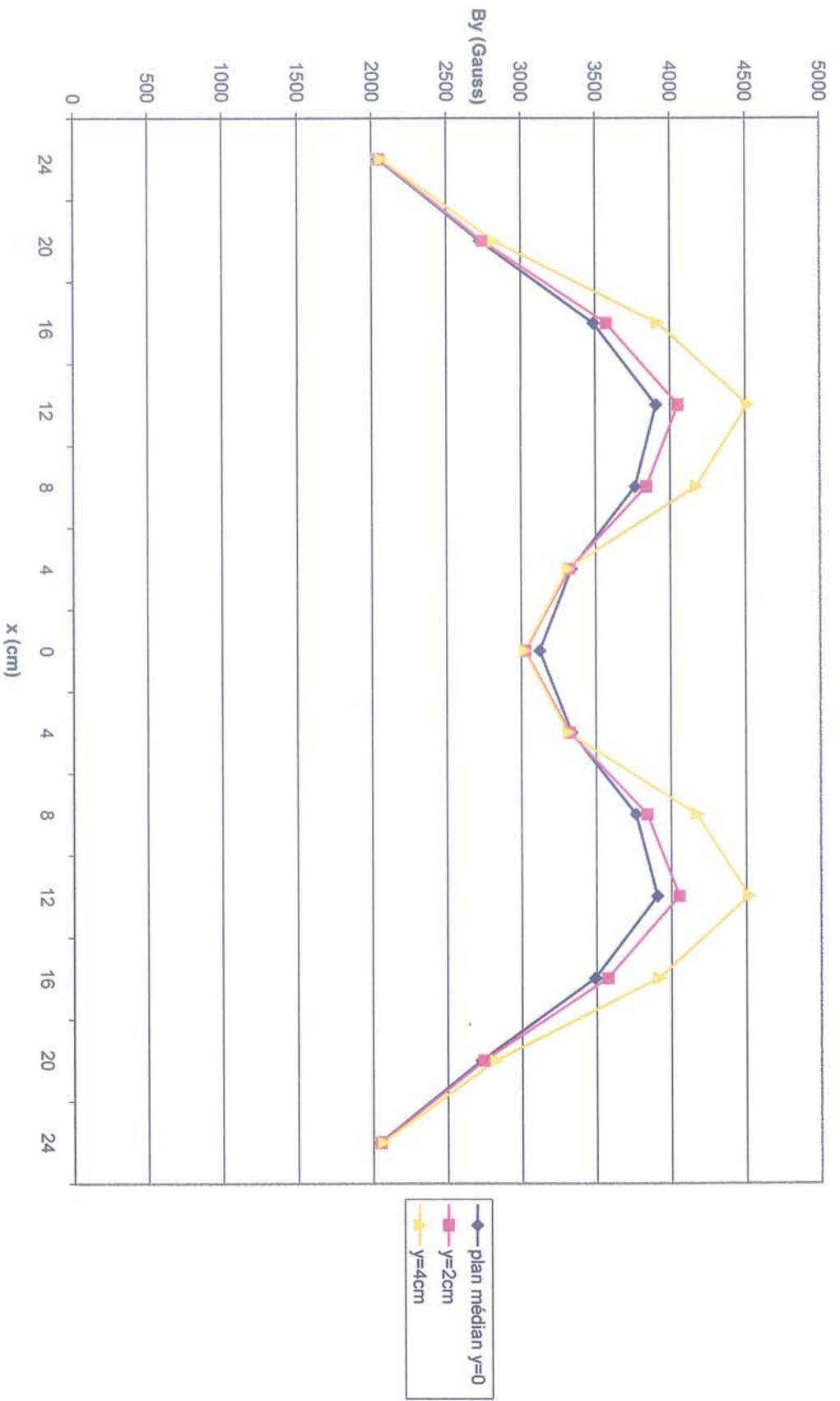




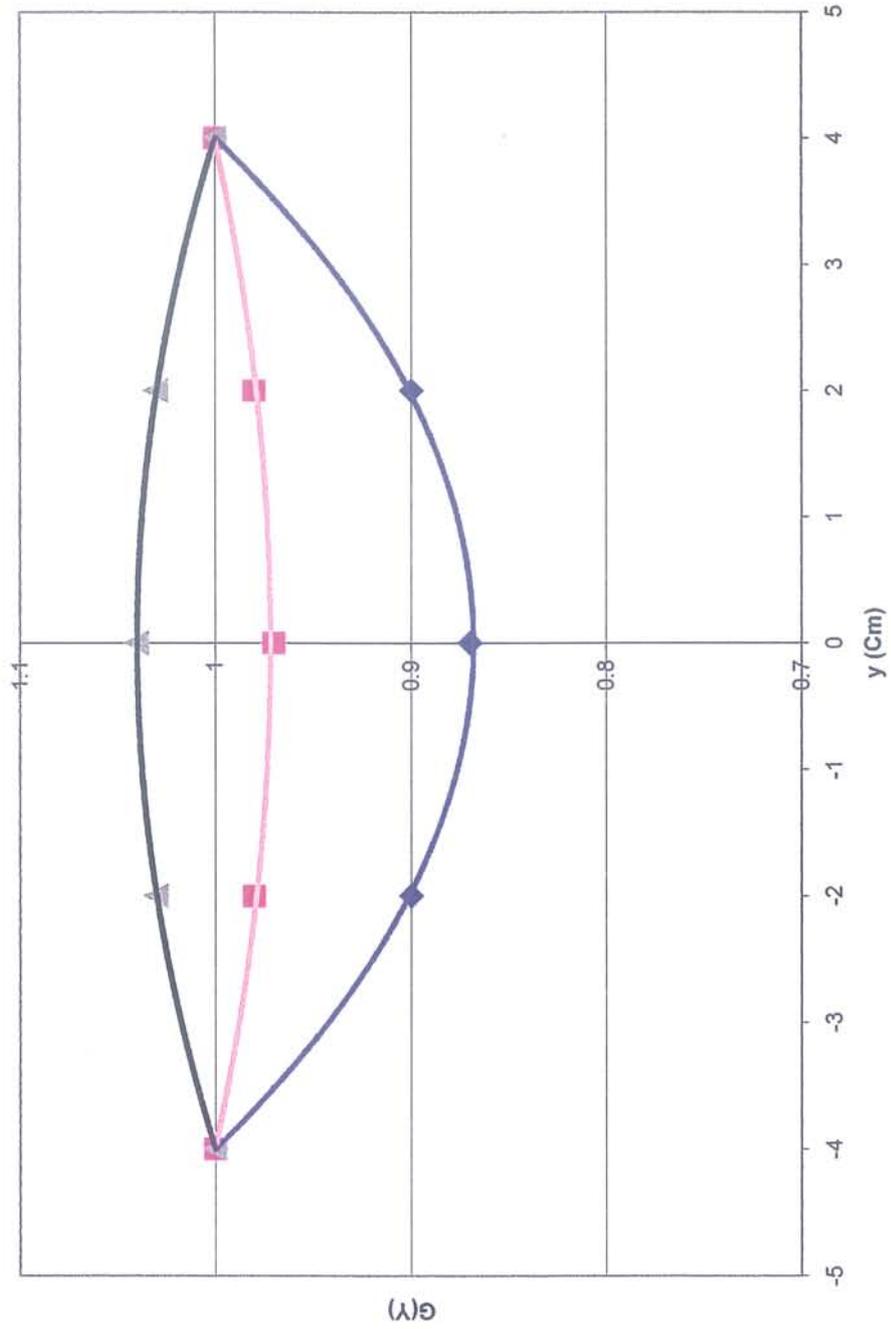
Position des pôles dans la configuration 2



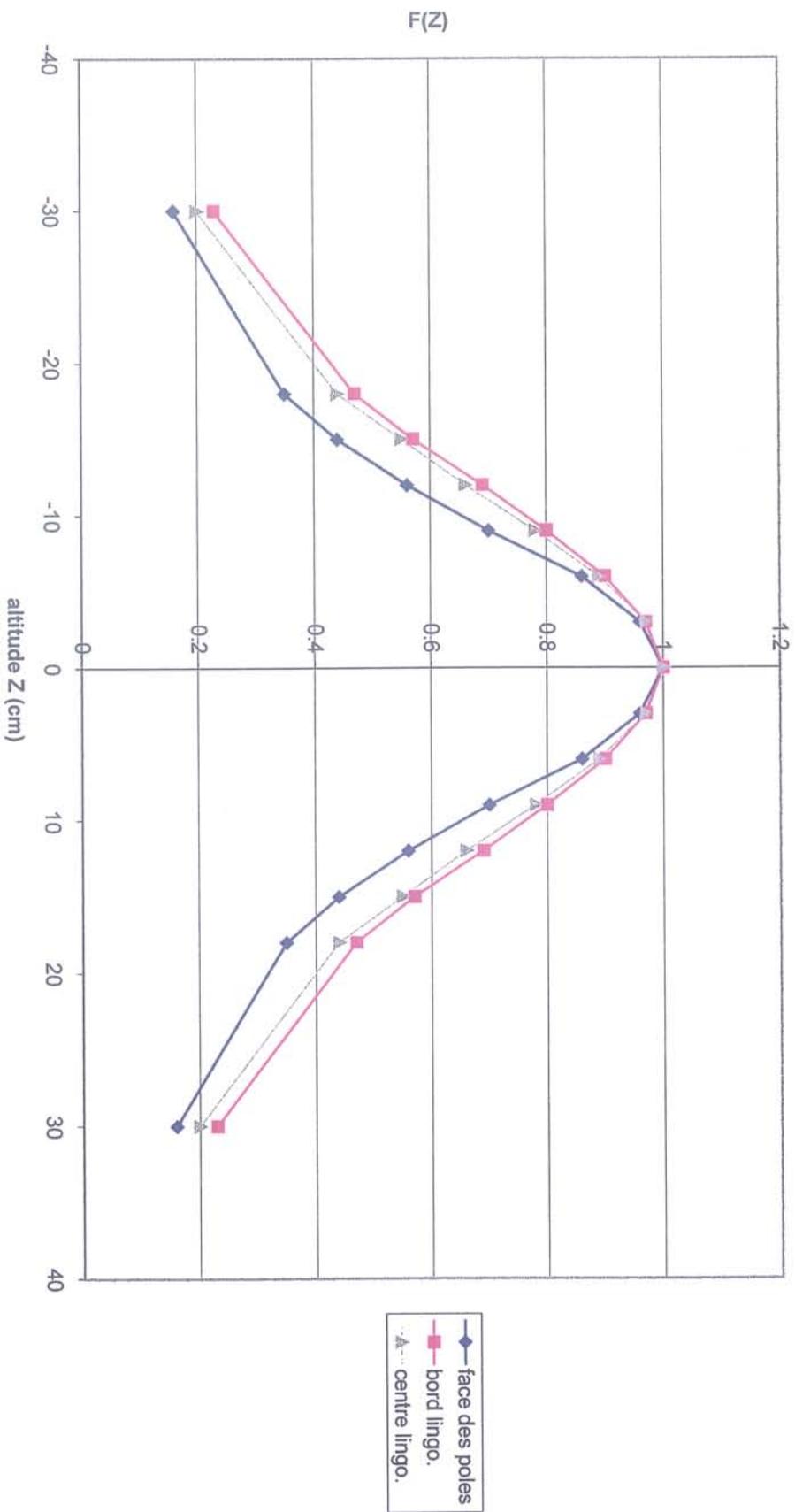




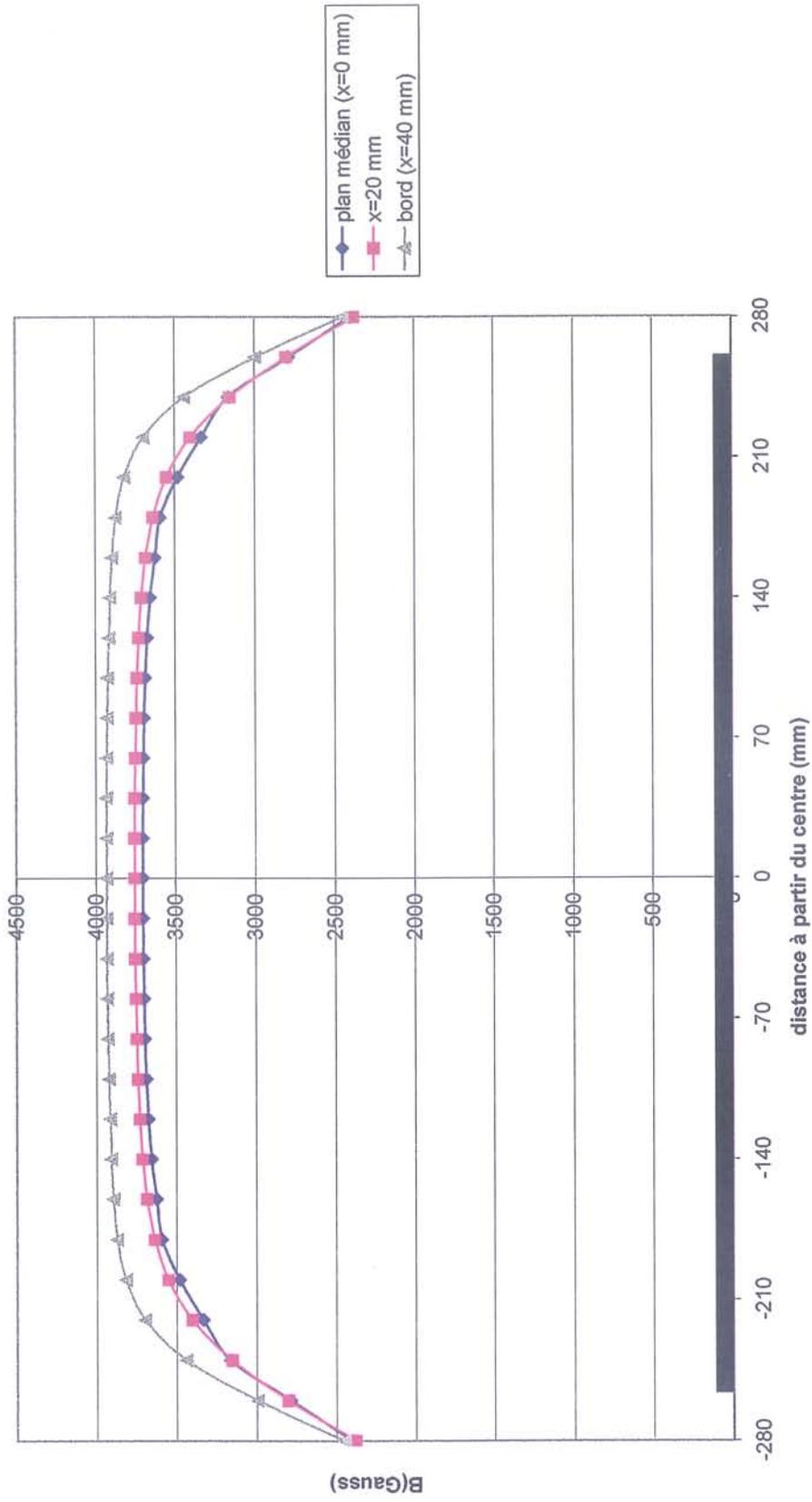
$$G(y) = B y(x_0, y) / B(0)$$



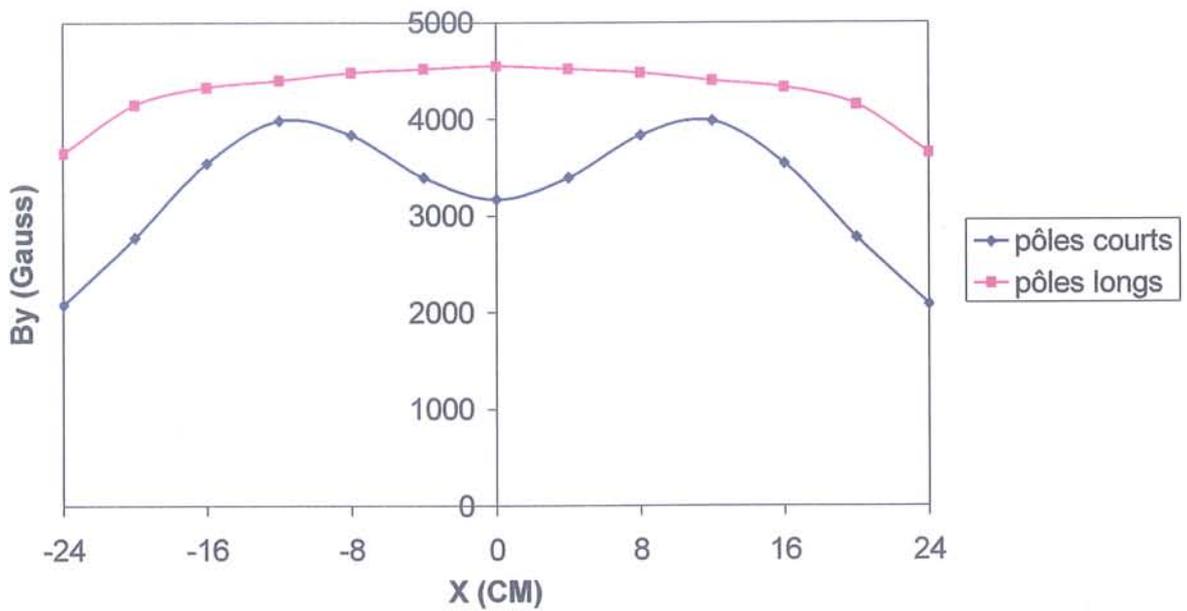
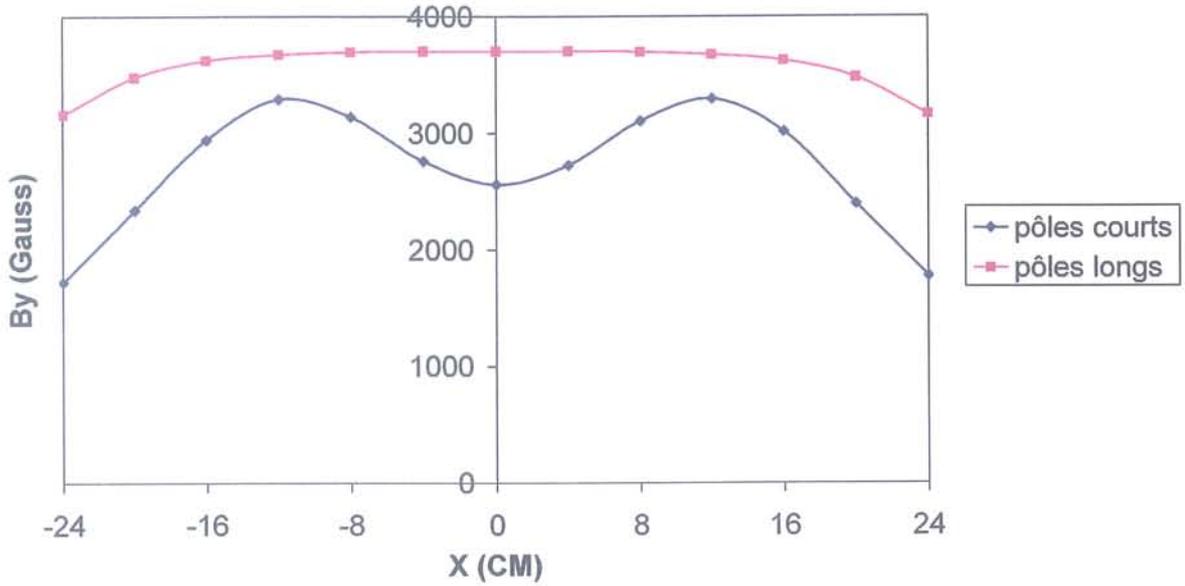
fonction $F(Z) = B_y(Z)/B_y(Z=0)$ a différents endroits de la lingotière
 $\gamma=0$ (PLAN MEDIAN)



champ uniforme $B_y(x)$ configuration novembre 98



Champ magnétique continu transversal au niveau de la surface libre pour la configuration 1



ANNEXE 4 MESURES DE NIVEAU

A4.1.TRAITEMENT DU SIGNAL

Logiciel de traitement : MATLAB [Matlab].

Signal des fluctuations de niveau

Fréquence d'acquisition : 25 Hz
 Temps d'acquisition : 400 s
 Fichiers 400*25=10000 points.

Spectre :

Densité de puissance (en anglais : psd) : calculé par la méthode de Welch:

$$psd(h) = \frac{|fft(h(i))|^2}{n}$$

(fft) : fast fourier transform.

$$\text{Fenêtrage : Hanning : } H_{Nk}(i) = \frac{1}{2} \left(1 + \cos\left(\frac{2i\pi}{Nk}\right) \right)$$

k fenêtres ; Nk points par fenêtre.

$H_{Nk}(i) = 0$ en dehors de la fenêtre

$$|fft(h_i)|^2 = \sum_{k=1}^5 |fft(h_i * H_{Nk})|^2$$

Recouvrement de spectre : fenêtres de Hanning de 80 secondes chacune ($k=5$).

Ecart type et moyenne : $\sigma = \sqrt{\overline{h^2} - \bar{h}^2}$ où $\bar{h} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n h(i)$

Exemple

Avec le traitement proposé ci-dessus le signal de la figure 1a donne le spectre de la figure 1b

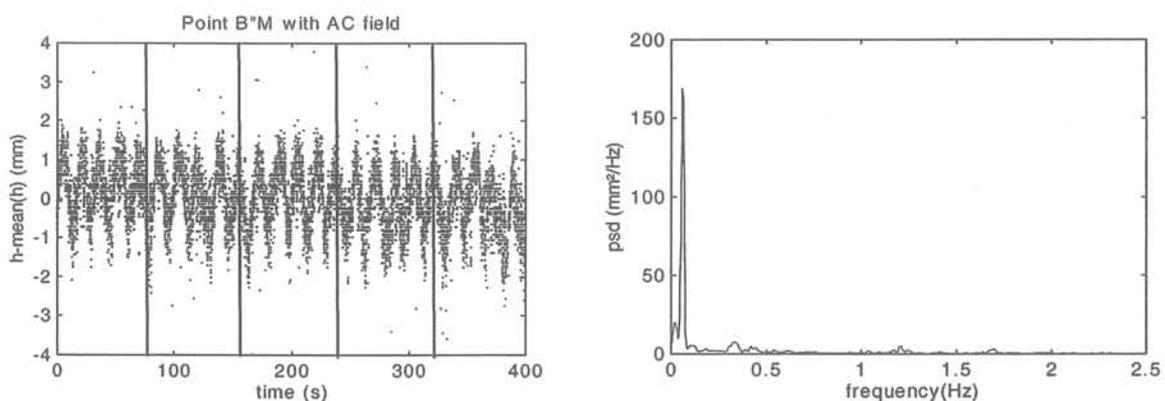


figure A4.1 : a. fenêtrage pour le calcul du spectre ; b. spectre calculé

Filtrage

Le procédé de filtrage numérique a été utilisé pour deux cas :

- s'affranchir de la dérive thermique pour les essais de configuration 1 (filtre passe-haut)
- déterminer la part des fluctuations de niveau dues aux fréquences basses (filtre passe-bas)

Filtre : Butterworth.

Exemple

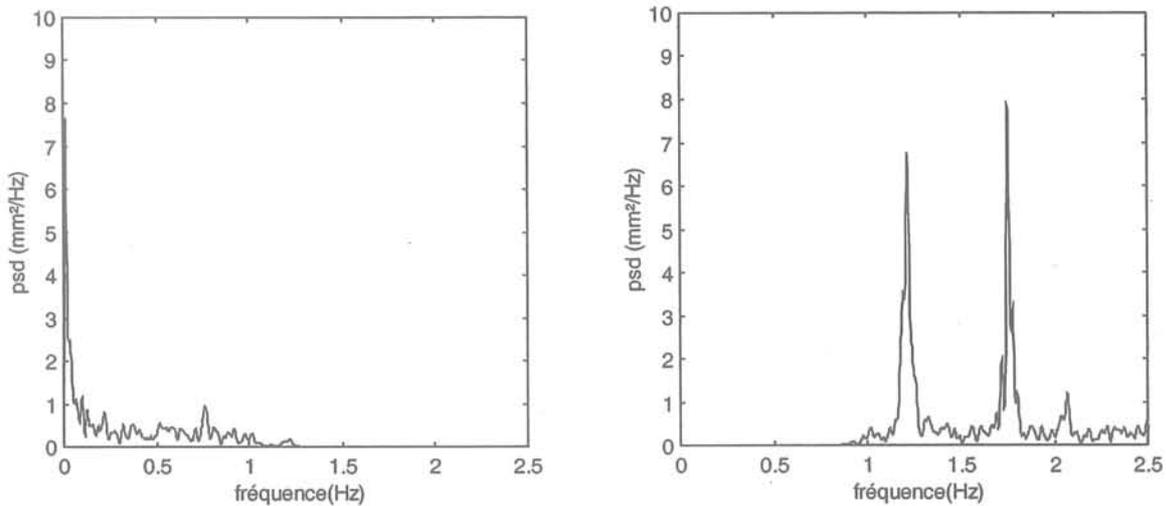


figure A4.2 : signal au point B_M avec filtrage passe bas (fréquence de coupure 1 Hz) ; (configuration 1 avec champ alternatif) ; signal avec filtrage numérique passe haut (fréquence de coupure 1 Hz) ; configuration 1 avec champ alternatif 20 kHz.

2. Déformations

Fréquence d'acquisition : 25 Hz
Temps d'acquisition : environ 1 minute.

Aucun spectre n'est calculé systématiquement sur les mesures réalisées pour obtenir les déformations de surface libre.

A4.2. ECARTS TYPES

ECARTS TYPES DES FLUCTUATIONS SANS CHAMP MAGNETIQUE

σ_b : écart type du signal brut

σ_{fb} : écart type du signal brut filtré passe bas à 1 Hz

σ_{fh} : écart type du signal brut filtré passe haut à 1 Hz

$\sigma_{fbc} = \sqrt{(\sigma_b^2 - \sigma_{fh}^2)}$: écart type calculé pour les fréquences basses. Dans cette formulation, les termes croisés sont négligés. En effet, on a : $\sigma_{fbc} = \sqrt{\sigma_b^2 - \sigma_{fh}^2 - 2\overline{h_{fh}h_{fb}}}$ où h_{fb} est le signal de niveau filtré basses fréquences et h_{fh} est le signal de niveau haute fréquences.

Configuration 1	AM	BM	CM	AE	BE	CE
σ_b Sans filtrage	0,422	0,373	0,353	0,455	0,492	0,419
Filtrage passe haut (1Hz) σ_{fh}	0,316	0,2269	0,197	0,298	0,314	0,287
Filtrage passe bas (1Hz) σ_{fb}	0,280	0,260	0,293	0,343	0,371	0,305
σ_{fbc} calculé $\sigma_{fbc} = \sqrt{(\sigma_b^2 - \sigma_{fh}^2)}$	0,280	0,258	0,293	0,344	0,379	0,305

Configuration 2	AM	BM	CM	AE	BE	CE
σ_b Sans filtrage	0,521	0,375	0,419	0,536	0,395	0,373
Filtrage passe haut (1Hz) σ_{fh}	0,396	0,320	0,309	0,423	0,346	0,269
Filtrage passe bas (1Hz) σ_{fb}	0,337	0,197	0,283	0,330	0,190	0,260
σ_{fbc} calculé $\sigma_{fbc} = \sqrt{(\sigma_b^2 - \sigma_{fh}^2)}$	0,339	0,196	0,283	0,329	0,190	0,258

La part des fréquences basses σ_{fb} est du même ordre que celle des fréquences hautes σ_{fh} ($\sigma \sim 0,3$ mm). De temps à autre, elle est plus faible ou plus importante (BE), à cause de l'imprévisibilité des mouvements hydrodynamiques dans la cuve. Ces variations restent très légères et peuvent être attribuées à d'autres phénomènes physiques.

ECARTS TYPES DES FLUCTUATIONS AVEC CHAMP MAGNETIQUE ALTERNATIF

σ_{bAC} : écart type du signal brut

σ_{fhAC} : écart type du signal brut filtré passe haut à 1 Hz

σ_{fbAC} : écart type du signal brut filtré passe bas à 1 Hz

$$\sigma_{AC} = \sqrt{(\sigma_{bAC}^2 - \sigma_b^2)}$$

où σ_b est l'écart type du signal brut sans champ magnétique. Dans cette formule, on néglige les termes croisés car :

$$\sigma_b^2 = (\sigma_{AC}^2 + \sigma_{bh}^2 + 2\overline{h_h h_{AC}})$$

où h_h est le signal sans champ et h_{AC} le signal de niveau avec champ alternatif sans écoulement. L'hypothèse est faite ici que les signaux h_h et h_{AC} sont décorrélés, c'est à dire que :

$$\overline{h_h h_{AC}} = 0$$

$\sigma_{fh_{AC}} = \sqrt{(\sigma_{fh_{AC}}^2 - \sigma_{fh}^2)}$: écart type des fluctuations AC avec le traitement numérique de filtre passe haut

$\sigma_{fbc_{AC}} = \sqrt{(\sigma_{b_{AC}}^2 - \sigma_{fh_{AC}}^2)}$: écart type calculé pour les fréquences basses. Dans cette formule, les termes croisés sont négligés de même car :

$$\sigma_{fbc_{AC}} = \sqrt{\sigma_{b_{AC}}^2 - \sigma_{fh_{AC}}^2 - 2\overline{h_{fh_{AC}} h_{fb_{AC}}}}$$

où $h_{fb_{AC}}$ est le signal de niveau filtré basses fréquences et $h_{fh_{AC}}$ est le signal de niveau haute fréquences.

configuration 1	AM	BM	CM	AE	BE	CE
$\sigma_{b_{AC}}$ (signal brut)	-	-	-	-	-	-
$\sigma_{fh_{AC}}$ pôles longs	6,598	0,507	0,437	0,605	0,580	0,462
$\sigma_{fh_{AC}} = \sqrt{(\sigma_{fh_{AC}}^2 - \sigma_{fh}^2)}$	0,508	0,430	0,390	0,527	0,488	0,362
$\sigma_{fbc_{AC}}$ pôles courts	0,692	0,540	0,547	0,690	0,628	0,542
$\sigma_{fh_{AC}} = \sqrt{(\sigma_{fh_{AC}}^2 - \sigma_{fh}^2)}$	0,615	0,468	0,510	0,622	0,544	0,460

configuration 2	AM	BM	CM	AE	BE	CE
$\sigma_{b_{AC}}$ signal brut	0,680	0,479	0,540	0,650	0,759	0,612
$\sigma_{fh_{AC}}$	0,580	0,423	0,455	0,510	0,681	0,498
$\sigma_{fbc_{AC}}$	0,355	0,224	0,291	0,404	0,335	0,355
$\sigma_{fbc} = \sqrt{(\sigma_{b_{AC}}^2 - \sigma_{fh_{AC}}^2)}$	0,355	0,225	0,291	0,403	0,335	0,356
$\sigma_{AC} = \sqrt{(\sigma_{b_{AC}}^2 - \sigma_b^2)}$	0,437	0,298	0,340	0,368	0,648	0,485

Pour la configuration 1, l'écart type du signal brut n'a pas de sens à cause de la dérive thermique de la sonde.

L'ordre de grandeur de $\sigma_{fh_{AC}}$ obtenu est proche des écart types σ_{fh} et σ_{fb} sans champ pour les points milieu (BM et CM) ($\sigma \approx 0,3$ mm). Pour les points de bord, A'E, A'M, B'E, C'E, l'écart type $\sigma_{fh_{AC}}$ est 1,5 à 2 fois plus élevé (0,4 - 0,5 mm).

L'ordre de grandeur de σ_{fb} obtenu est du même ordre que celui obtenu sans champ ($\sigma \approx 0,3$ mm) ce qui prouve que l'application de champ alternatif n'influence pas sur l'écoulement sous jacent.

ECARTS TYPES DES FLUCTUATIONS AVEC CHAMPS MAGNETIQUES ALTERNATIFS ET CONTINUS SUPERPOSES

$\sigma_{b_{AC+DC}}$: écart type du signal brut

$\sigma_{fh_{AC+DC}}$: écart type du signal brut filtré passe haut à 1 Hz

$\sigma_{fb_{AC+DC}}$: écart type du signal brut filtré passe bas à 1 Hz

$\sigma_{fbc_{AC+DC}} = \sqrt{(\sigma_{b_{AC+DC}}^2 - \sigma_{fh_{AC+DC}}^2)}$: écart type calculé pour les fréquences basses où $h_{fb_{AC}}$ est le signal de niveau filtré basses fréquences et $h_{fh_{AC+DC}}$ est le signal de niveau haute fréquences. Dans cette formule, les termes croisés sont négligés de la même manière.

Configuration 1	AM	BM	CM	AE	BE	CE
$\sigma_{fh_{AC+DC}}$ pôles localisés	0,473	0,423	0,486	0,454	0,456	0,532
$\sigma_{fb_{AC+DC}}$ pôles uniformes	0,473	0,402	0,420	0,505	0,466	0,420

Configuration 2	A'M	B'M	C'M	A'E	B'E	C'E
σ_b	0,879	0,561	0,583	0,848	0,823	0,683
$\sigma_{fh_{AC+DC}}$	0,373	0,328	0,351	0,294	0,482	0,455
$\sigma_{fb_{AC+DC}}$	0,796	0,456	0,464	0,798	0,669	0,508
$\sigma_{fbc_{AC+DC}} = \sqrt{(\sigma_{b_{AC+DC}}^2 - \sigma_{fh_{AC+DC}}^2)}$	0,796	0,455	0,465	0,795	0,667	0,509

COEFFICIENT D'AMORTISSEMENT

$C_a = \pm \sqrt{\frac{\sigma_{fh_{AC+DC}}^2 - \sigma_{fh}^2}{\sigma_{fb_{AC}}^2 - \sigma_{fb}^2}}$: coefficient d'amortissement des fluctuations AC (dues à la

présence de champ AC) par le champ DC. On calcule ce coefficient avec les signaux filtrés pour s'affranchir de l'effet d'oscillation des jets importante dans le cas de l'application du champ magnétique continu.

On applique le signe - lorsque $\sigma_{fh_{AC+DC}} > \sigma_{fh}$ et le signe + lorsque $\sigma_{fh_{AC+DC}} < \sigma_{fh}$.

Coefficient d'amortissement	A _M	B _M	C _M	A _E	B _E	C _E
Configuration 1A (pôles courts)	0.57	0.73	0.87	0.55	0.61	0.97
Configuration 1B (pôles longs)	0.69	0.73	0.95	0.77	0.63	0.67
Configuration 2 (pôles courts)	-0.31	0.26	0.50	-1.07	0.57	0.88

A4.3 SIGNAUX BRUTS

Campagne 1= configuration1

Campagne 2= configuration2

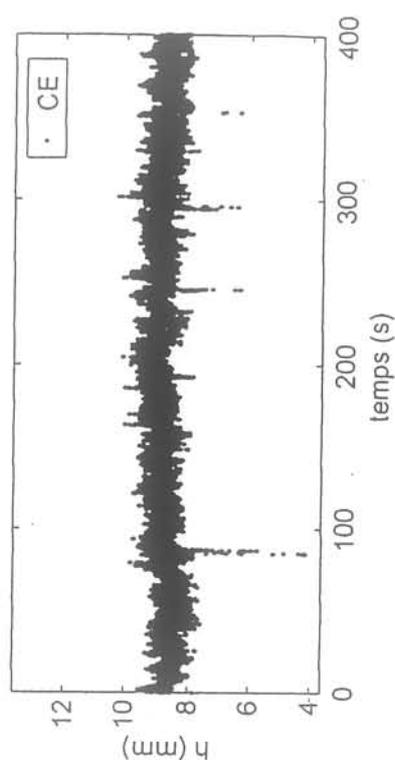
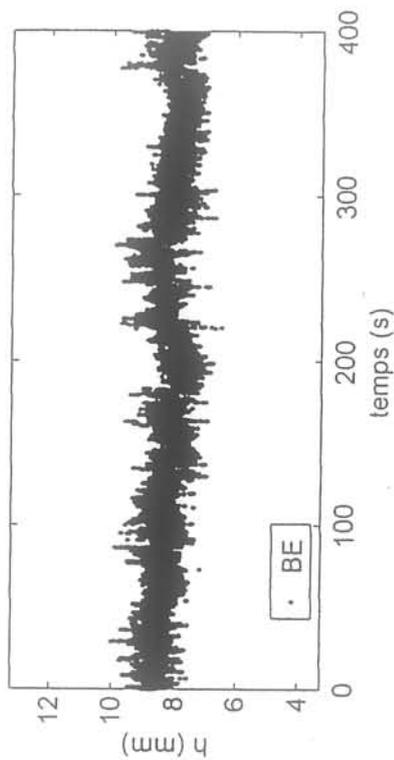
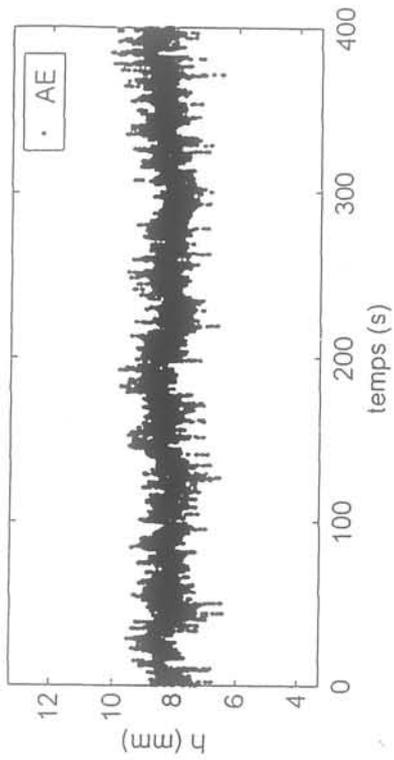
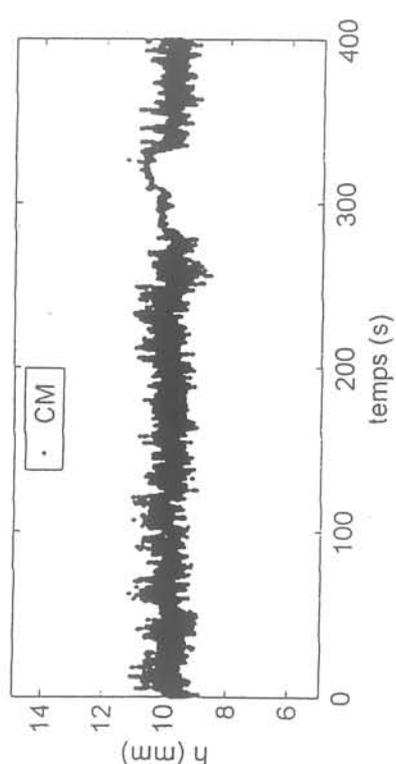
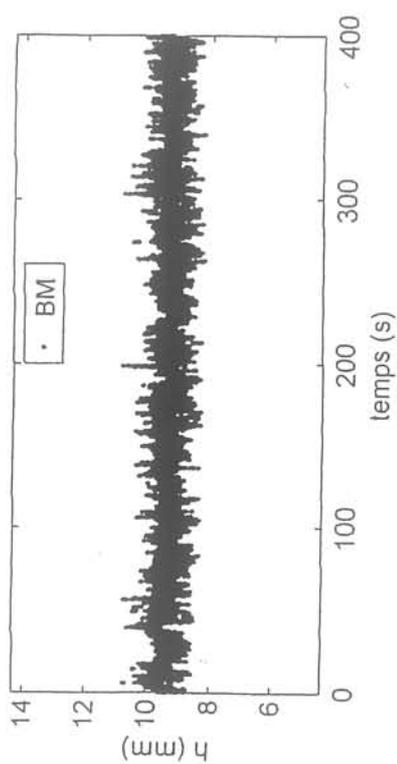
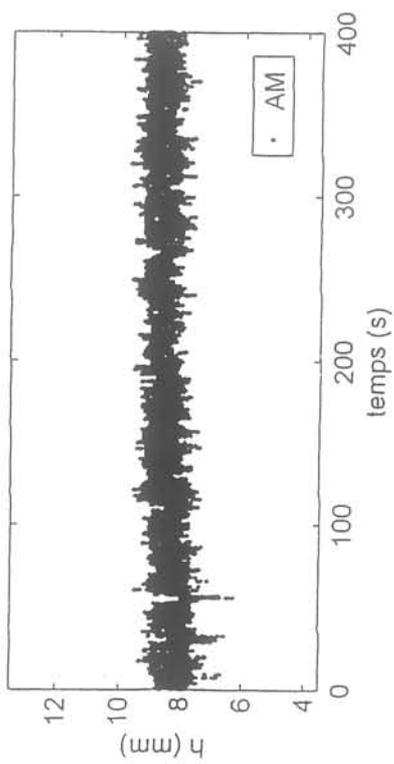
Signaux sans champ

Signaux avec AC 20 kHz seul

Signaux avec AC+DC

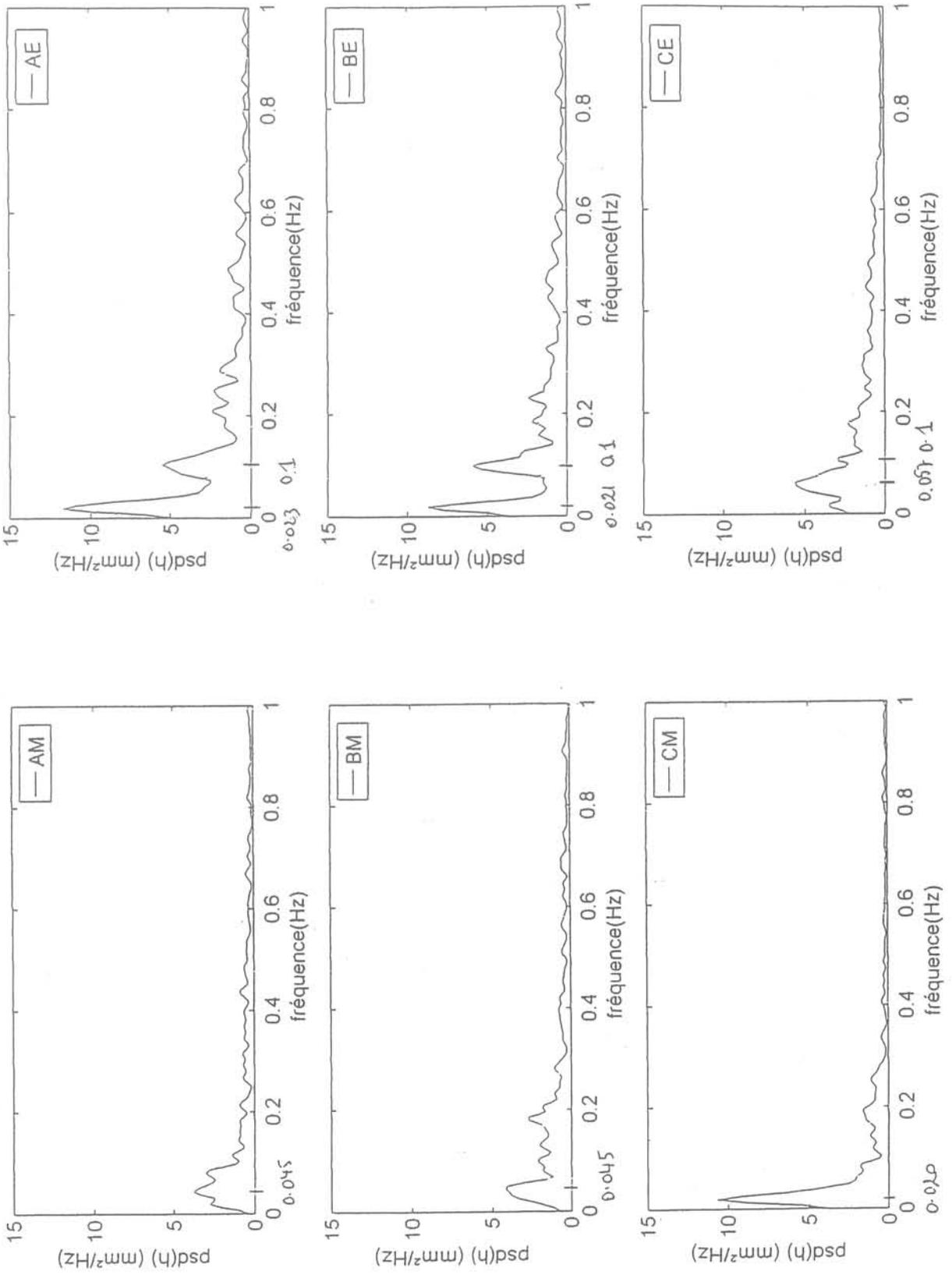
SANS CHAMP

Campagne 1 ; signal brut (j177-180)

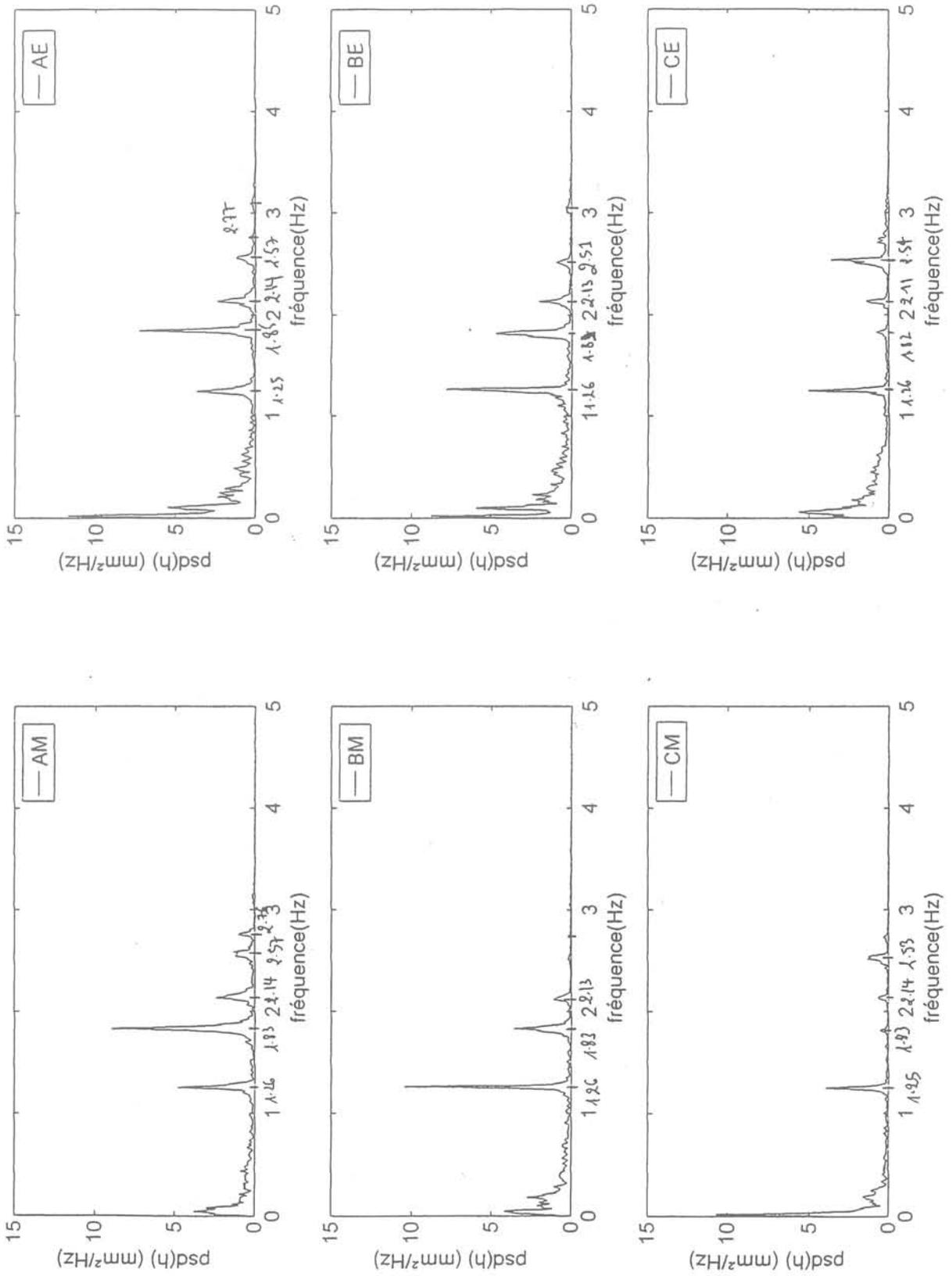


SANS CHAMP

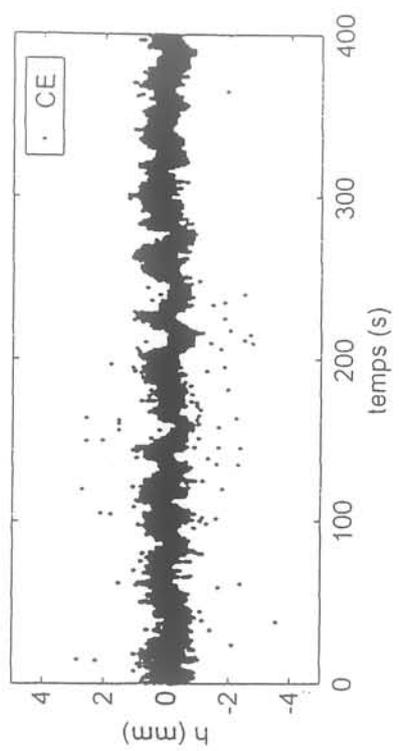
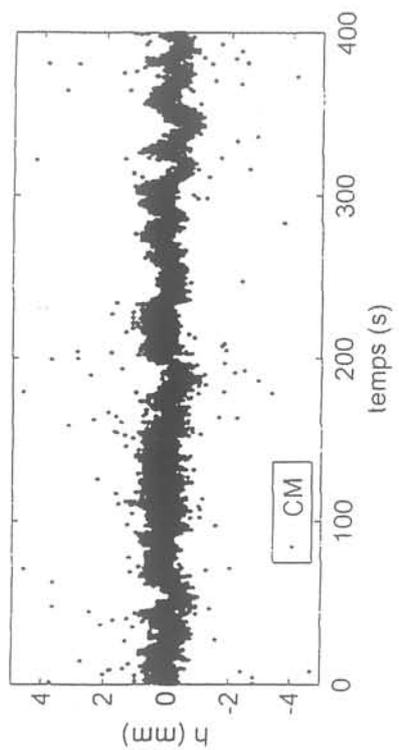
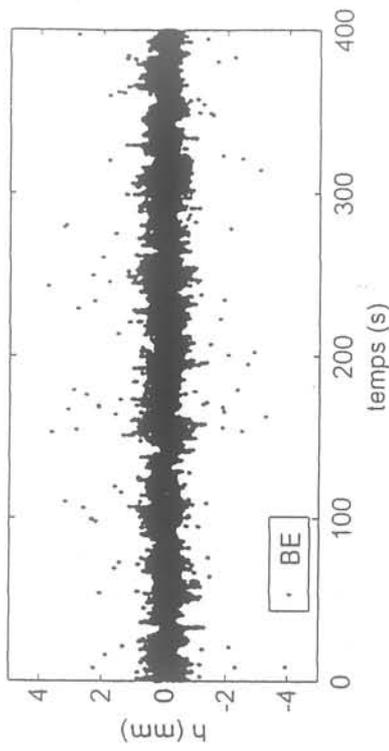
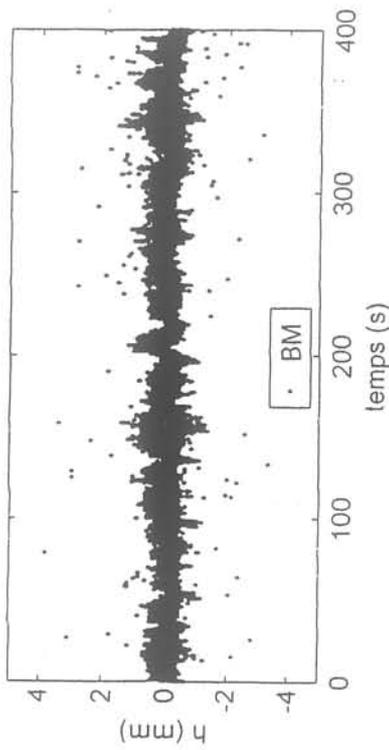
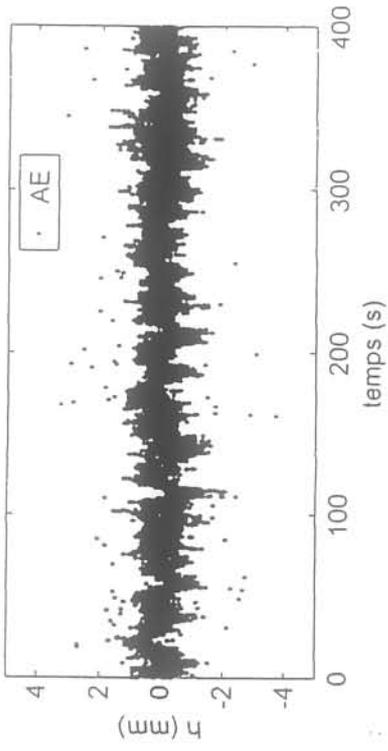
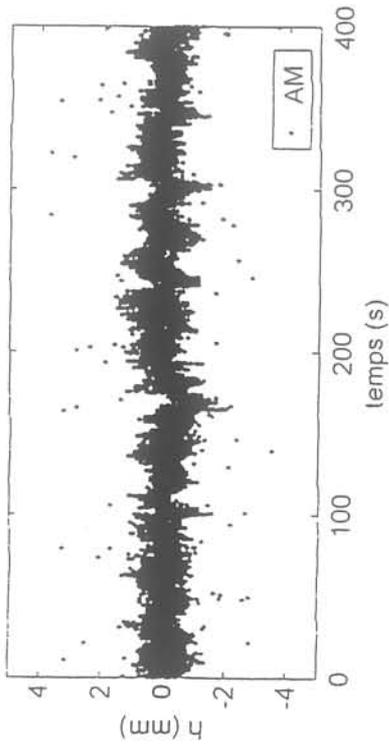
Campagne 1; spectres du signal brut (j177-180)



Campagne 11; spectres du signal brut (j177-180)

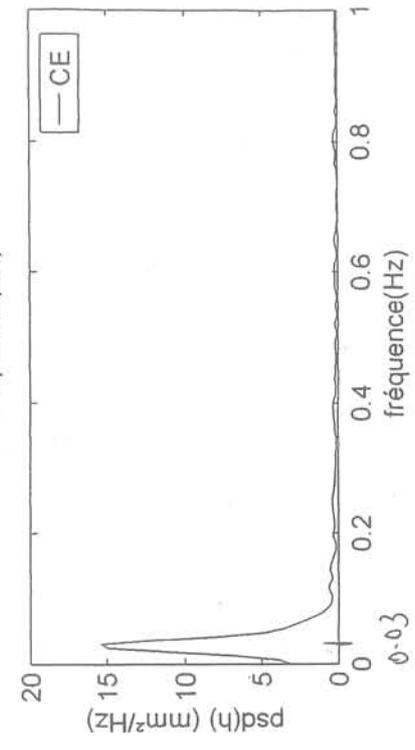
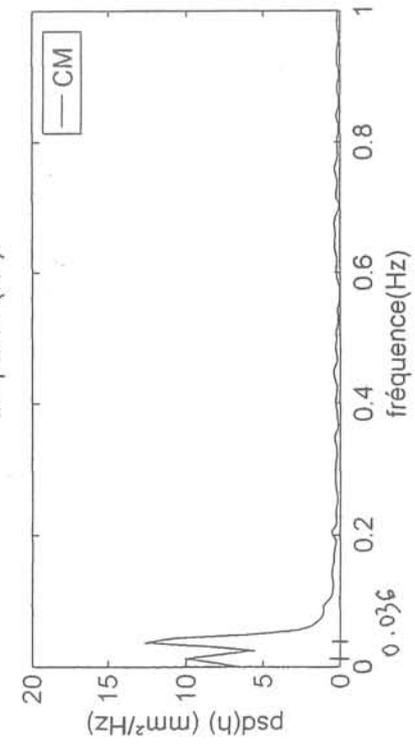
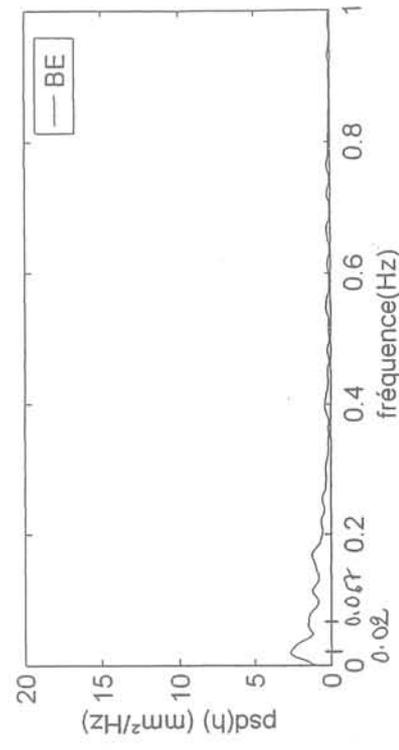
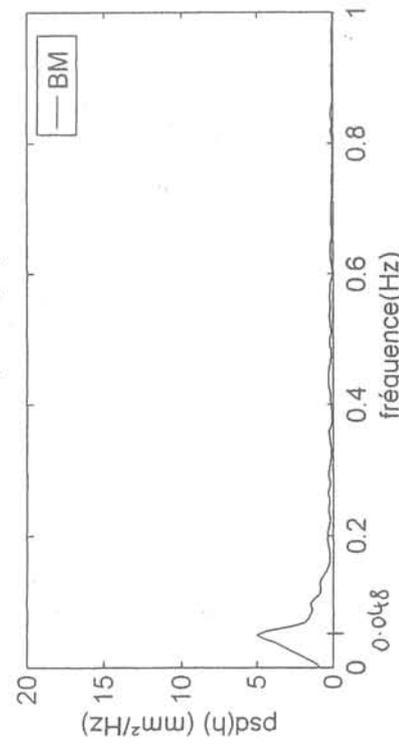
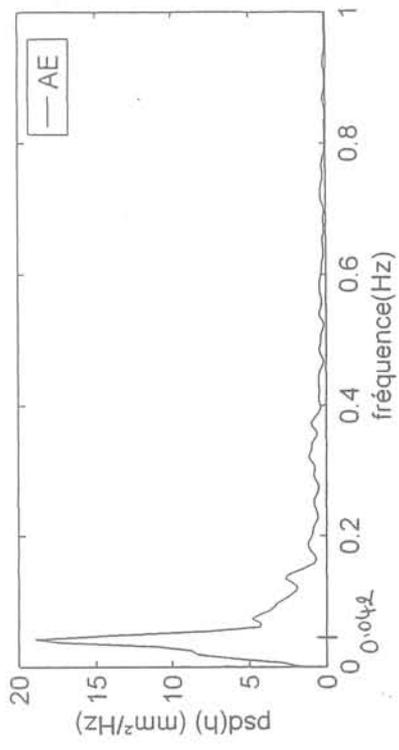
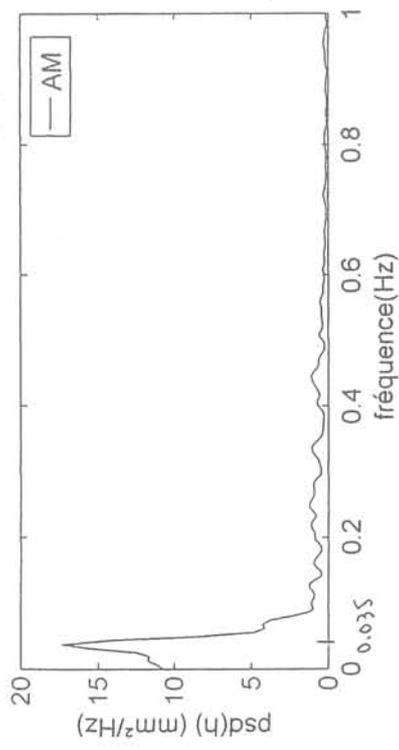


Campagne 2 / signal brut (j327)

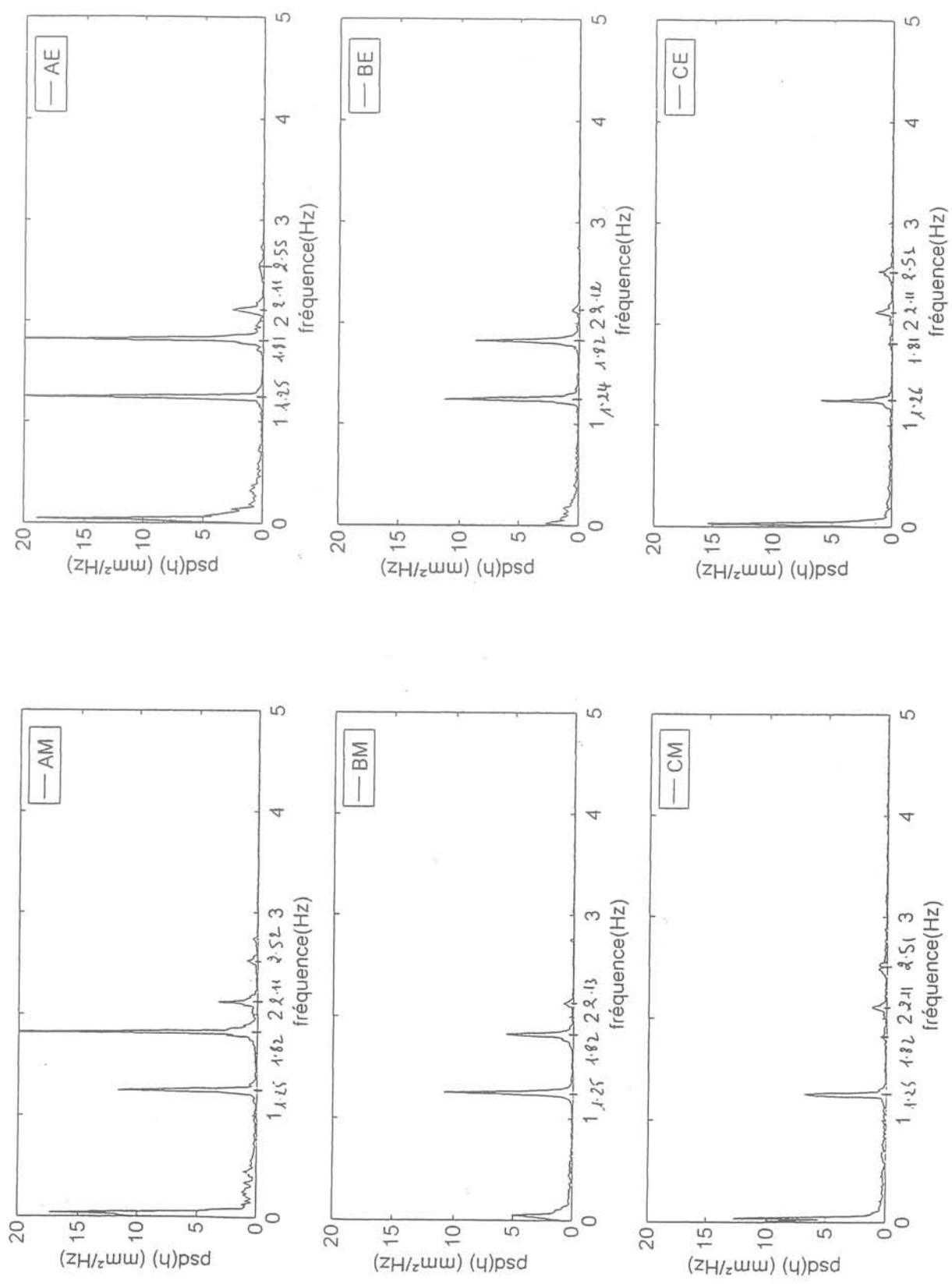


Campagne 2

/ spectres du signal brut (j327)

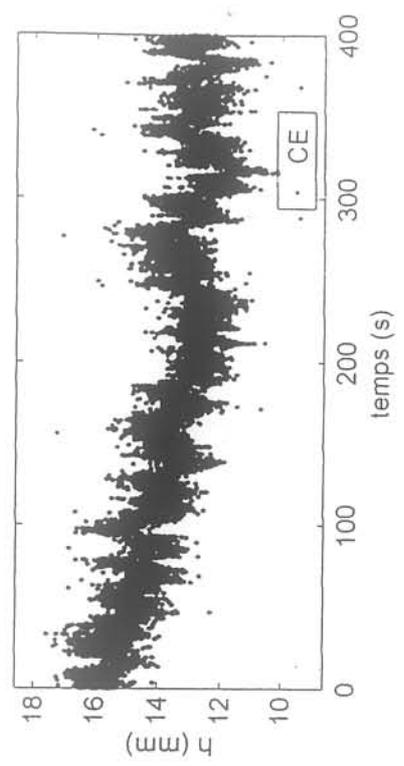
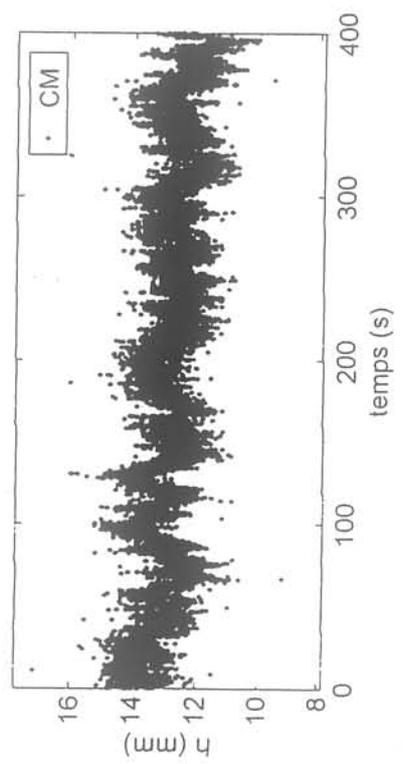
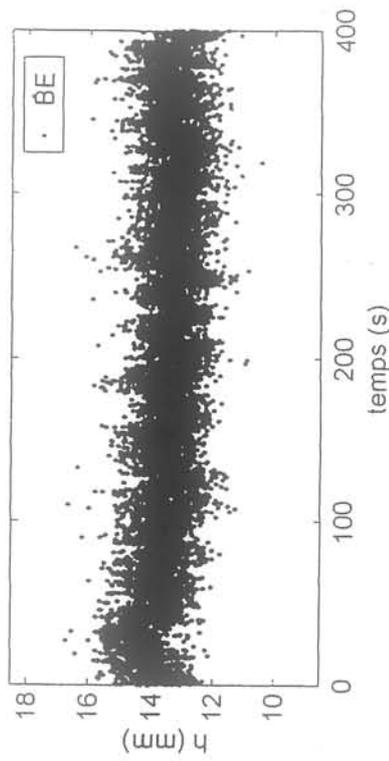
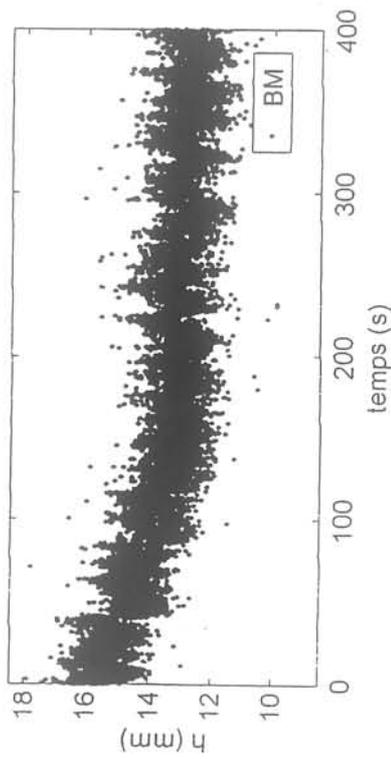
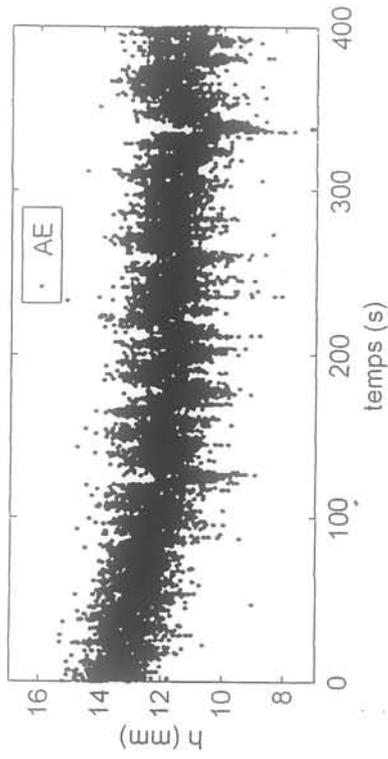
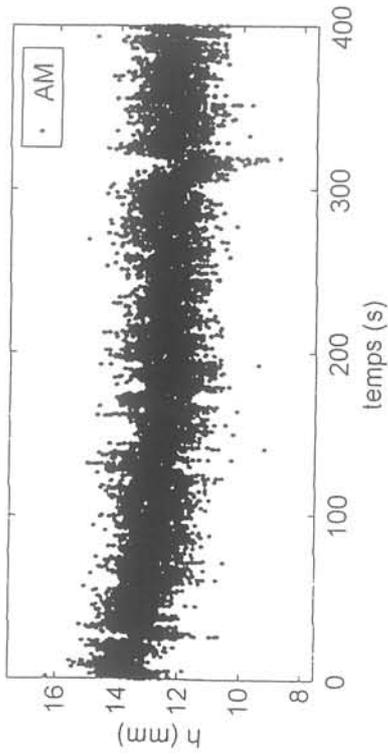


Campagne 2; série 1 / spectres du signal brut (j327)

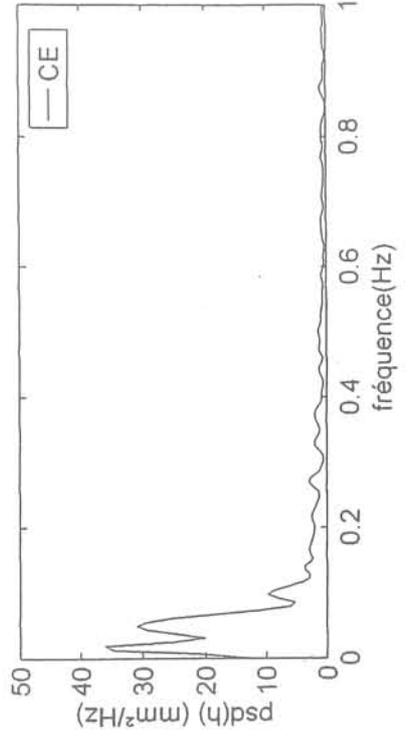
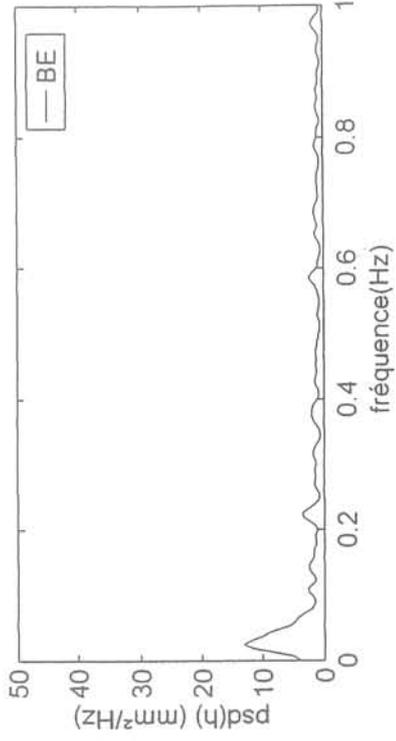
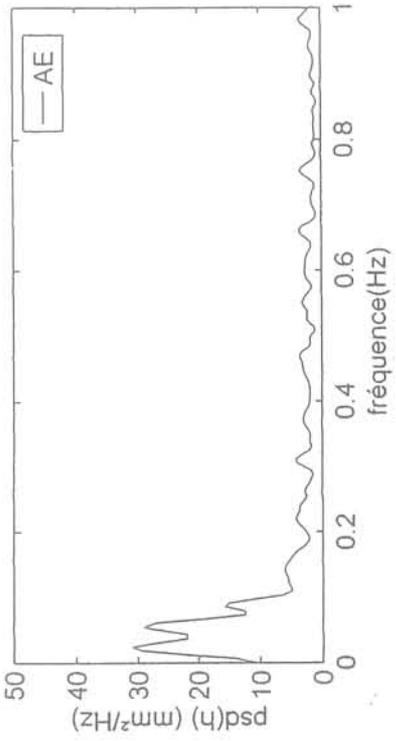
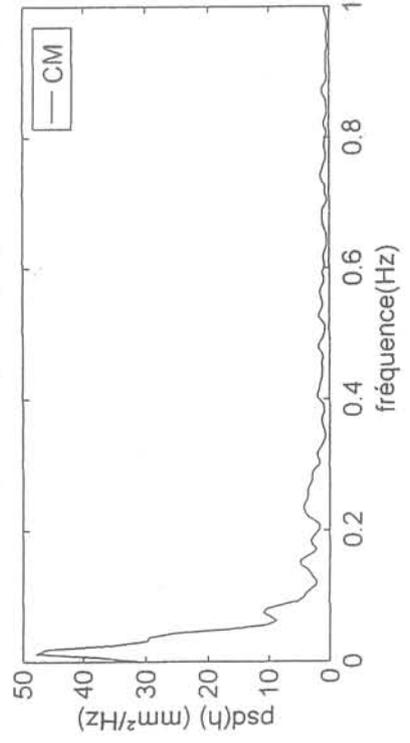
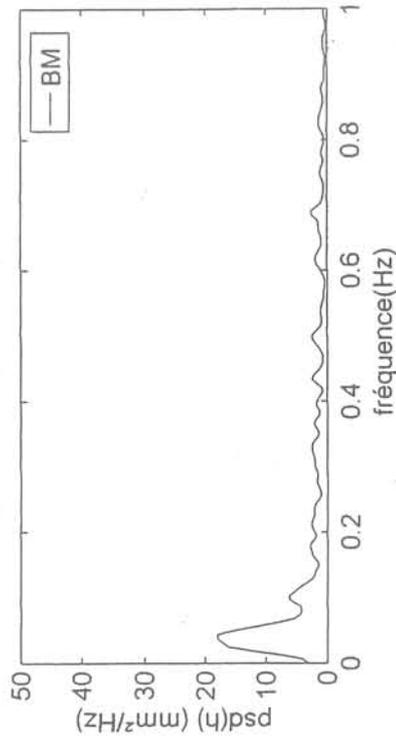
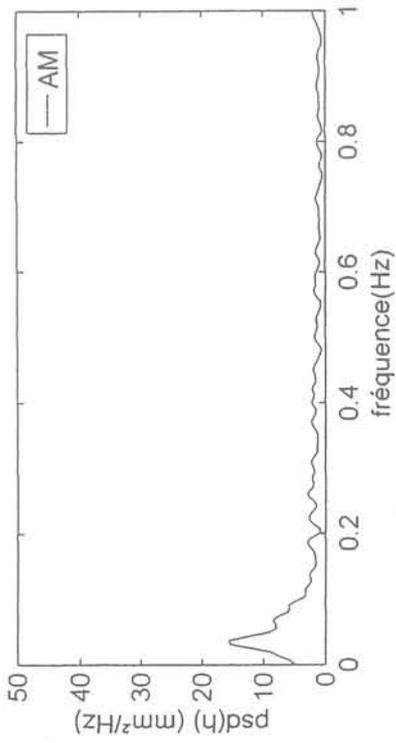


AVÈC AC SEUL (20 KHz)

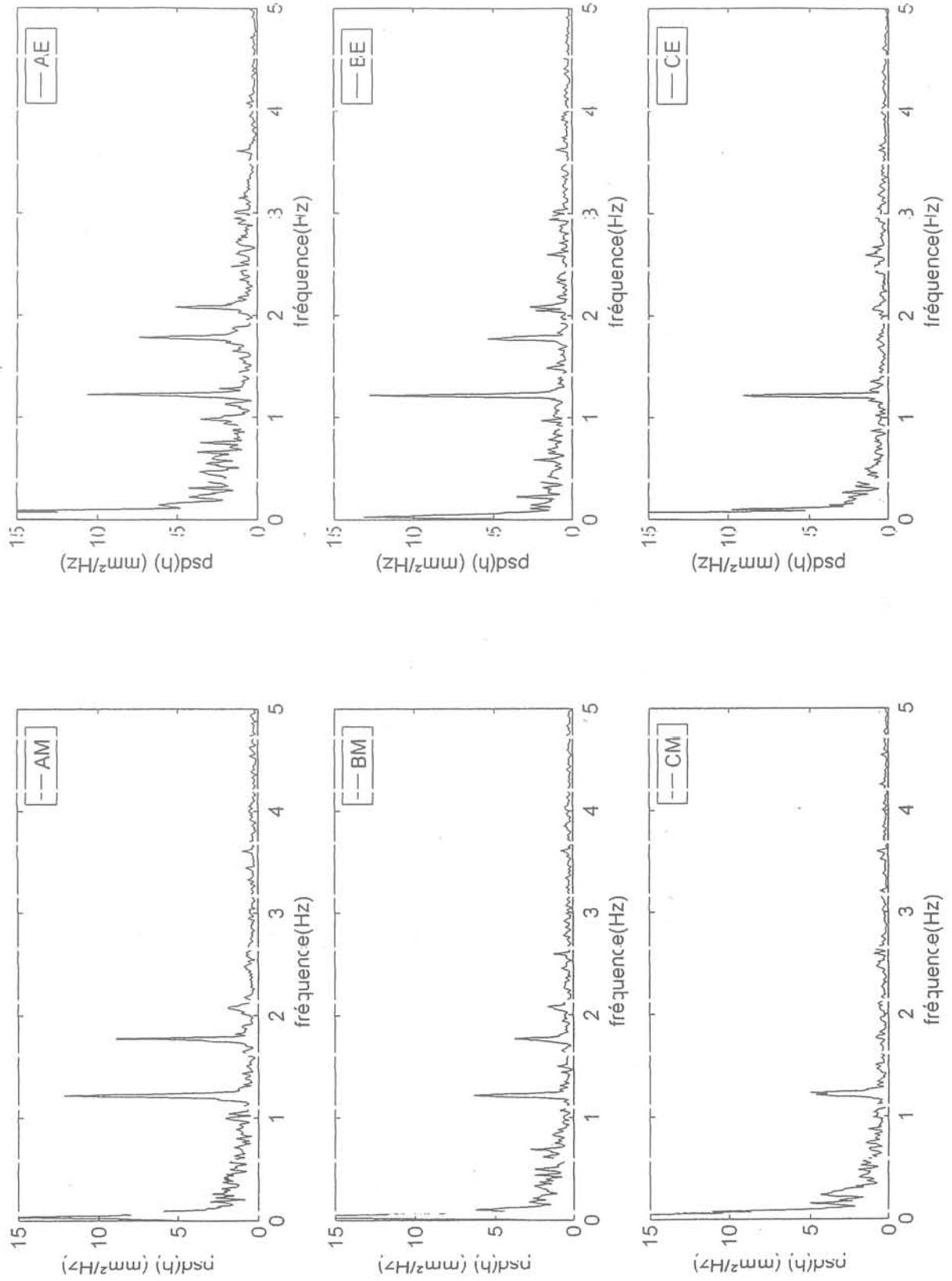
Campagne 1; signal brut (j208) pôles longs



Campagne 1; spectres signal brut (j208) pôles longs

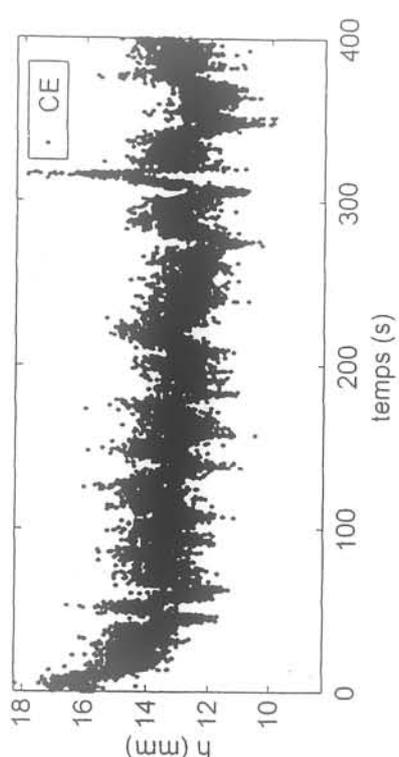
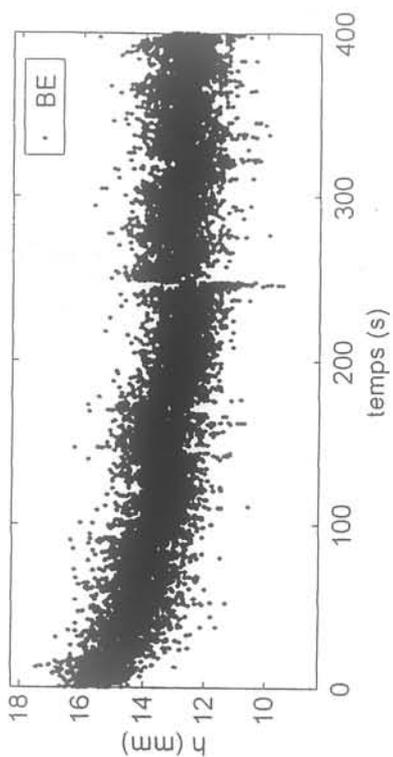
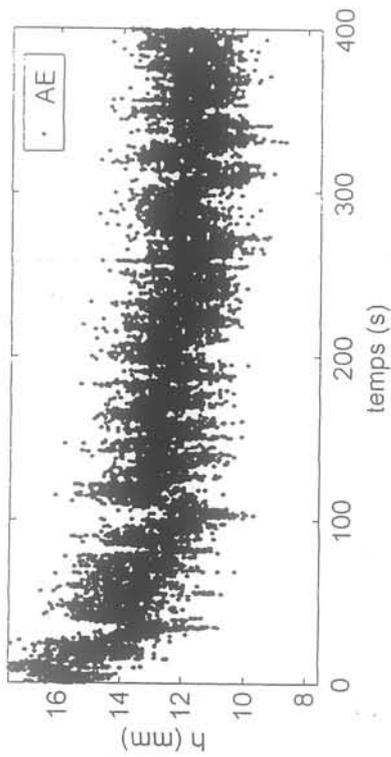
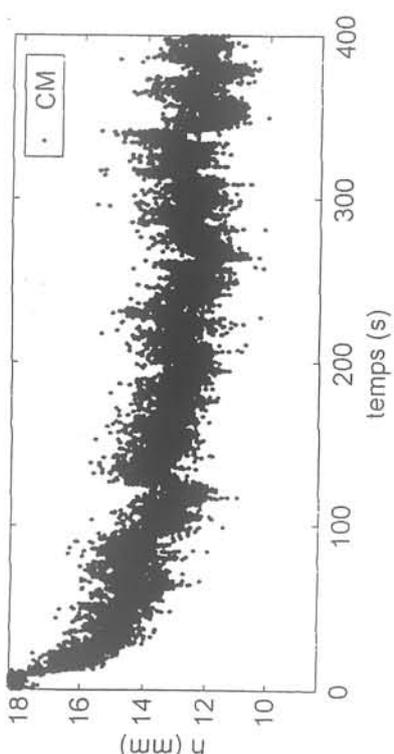
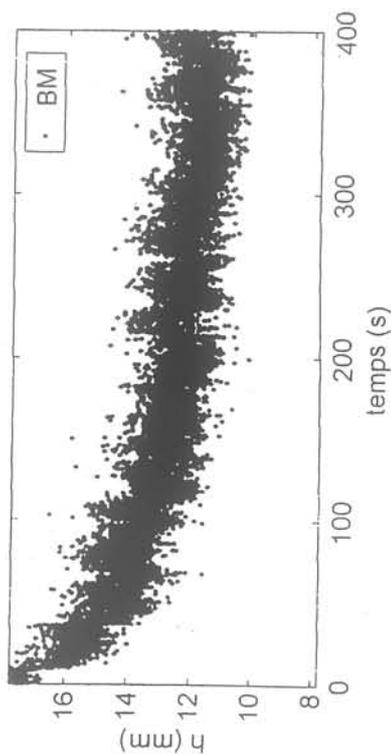
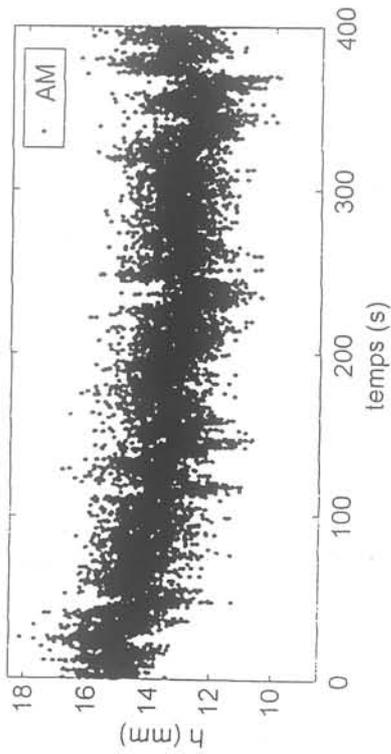


Campagne 1; spectres signal brut (j208) pôles longs

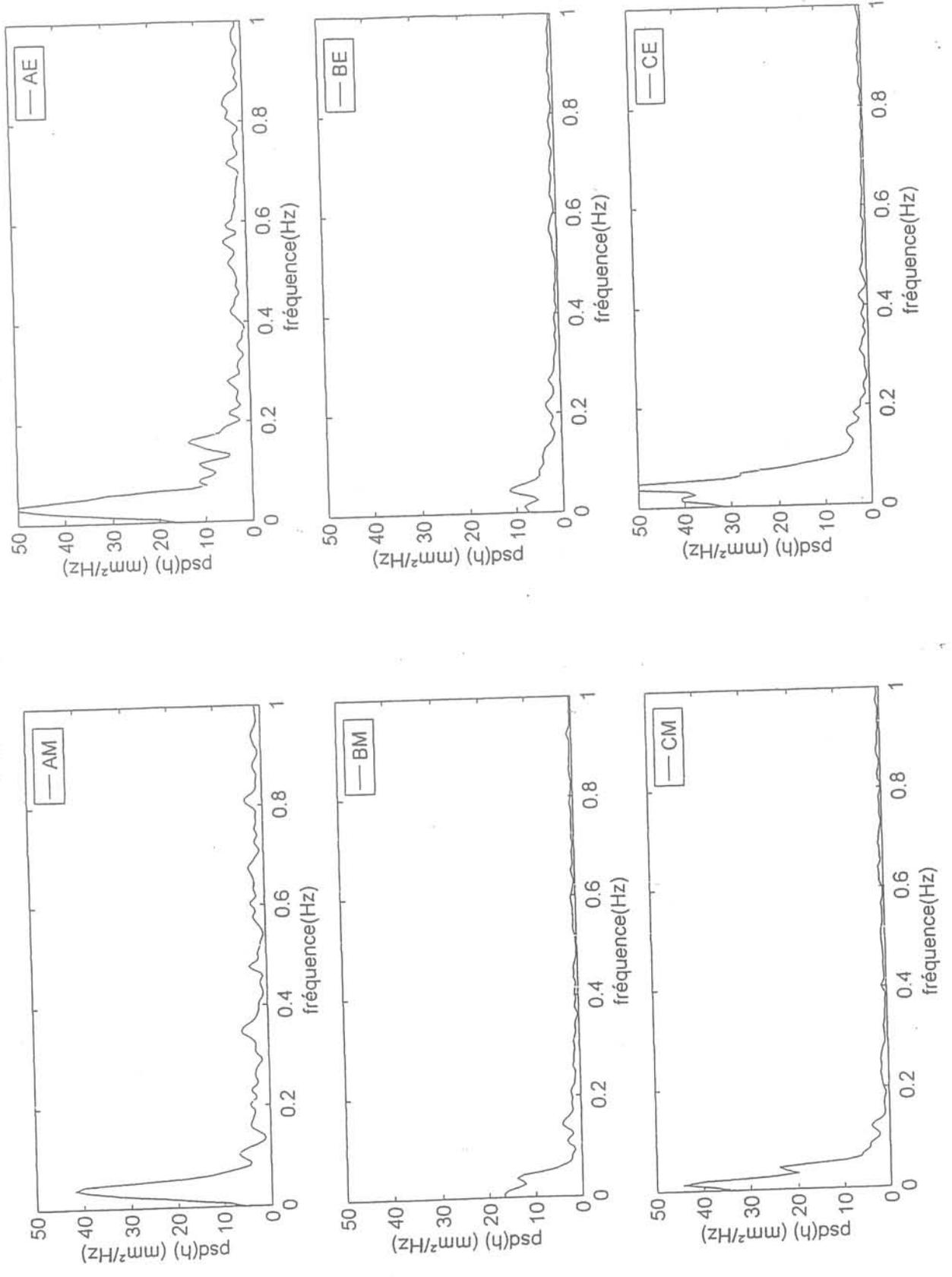


AVEC AC SEUL (20 kHz)

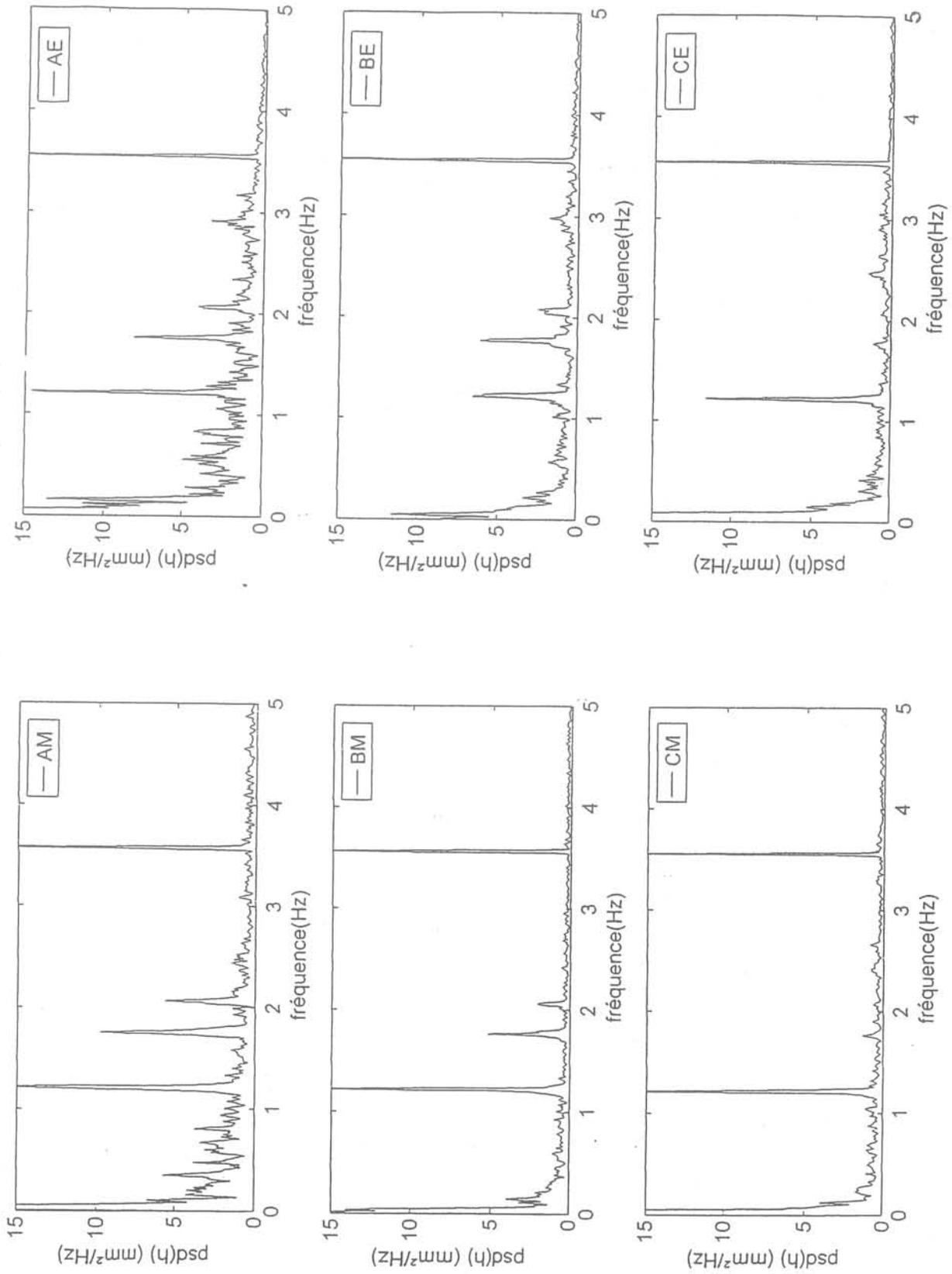
Campagne 1; signal brut (j216) pôles courts



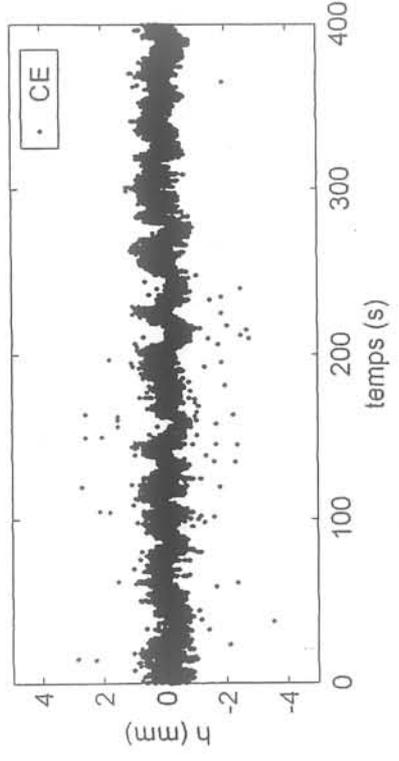
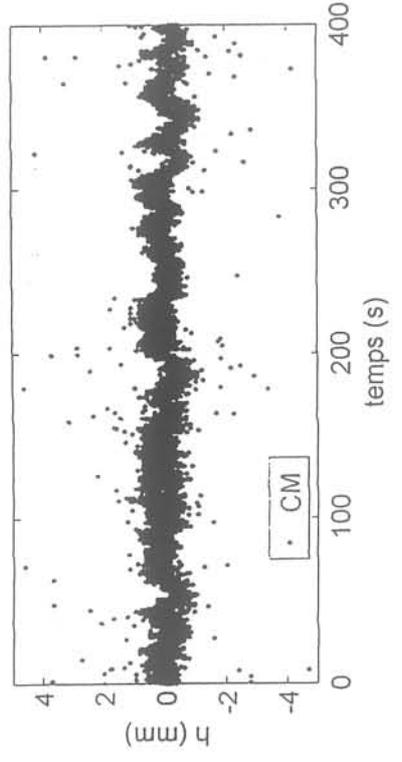
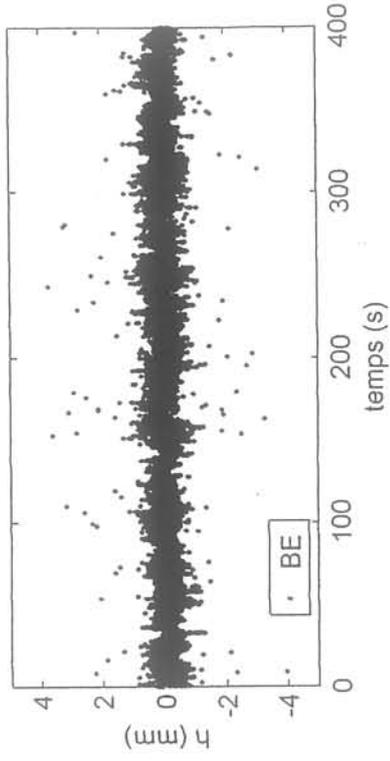
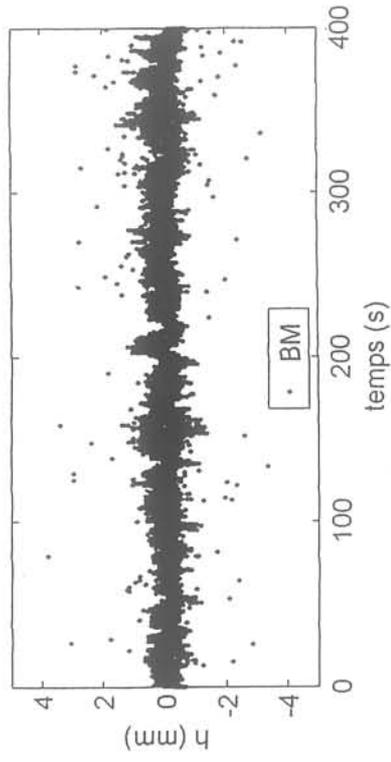
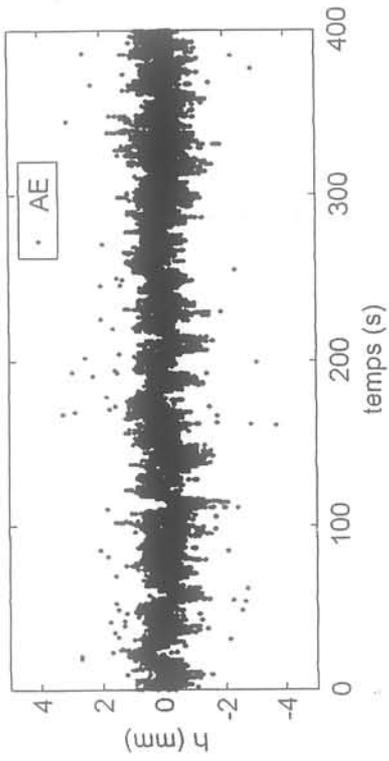
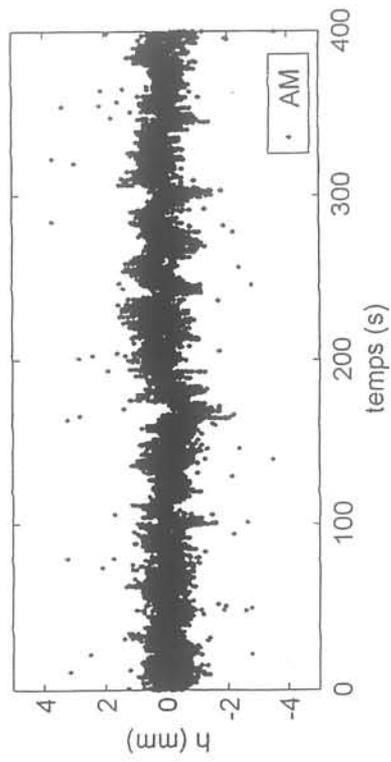
Campagne 1; spectres signal brut (j216) pôles courts



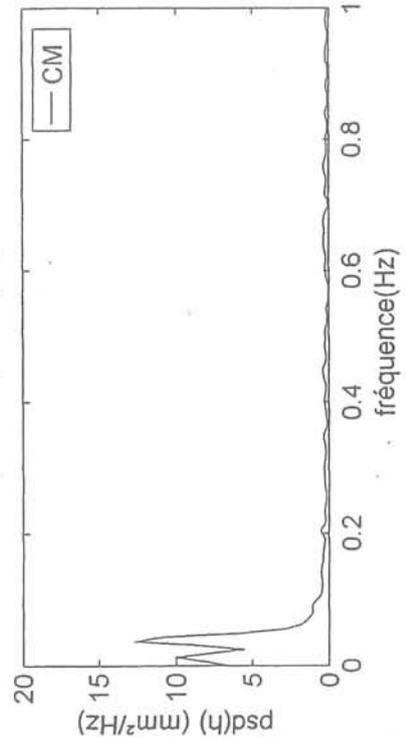
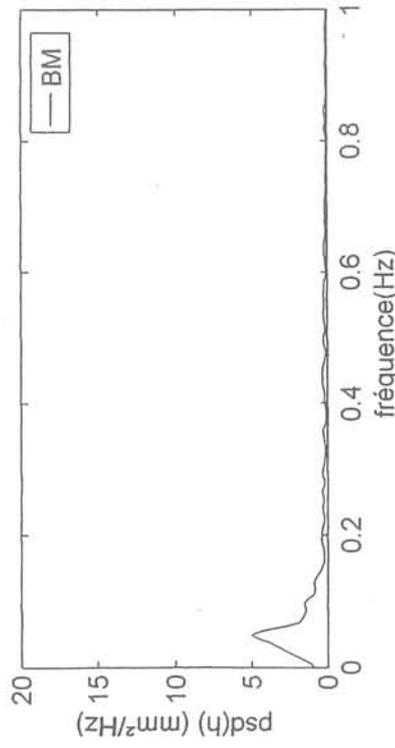
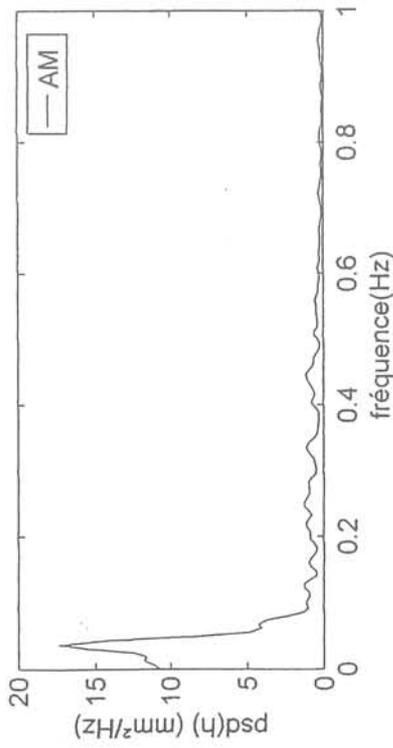
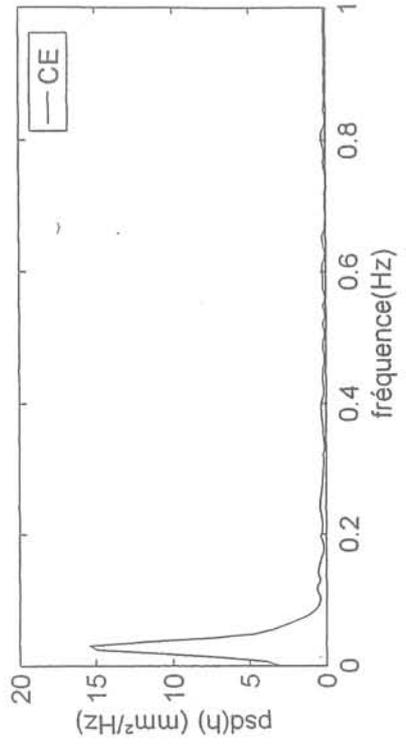
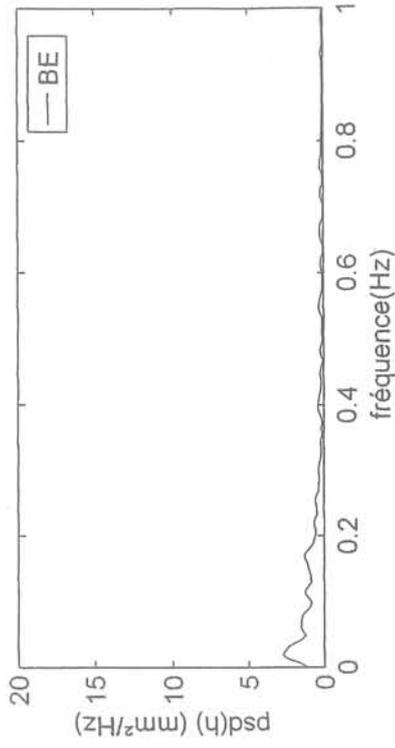
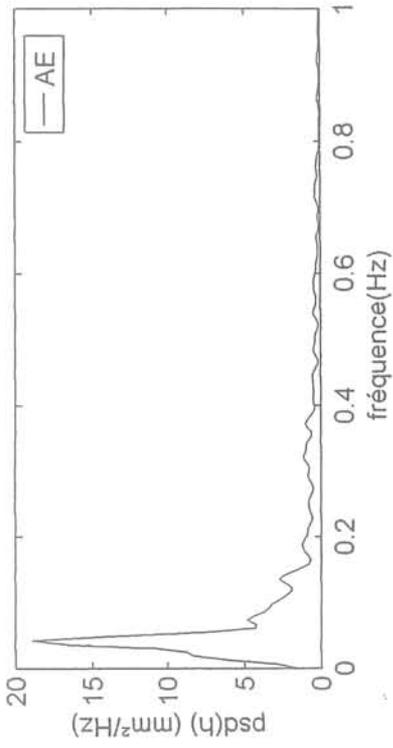
Campagne 1; spectres signal brut (j216) pôles courts



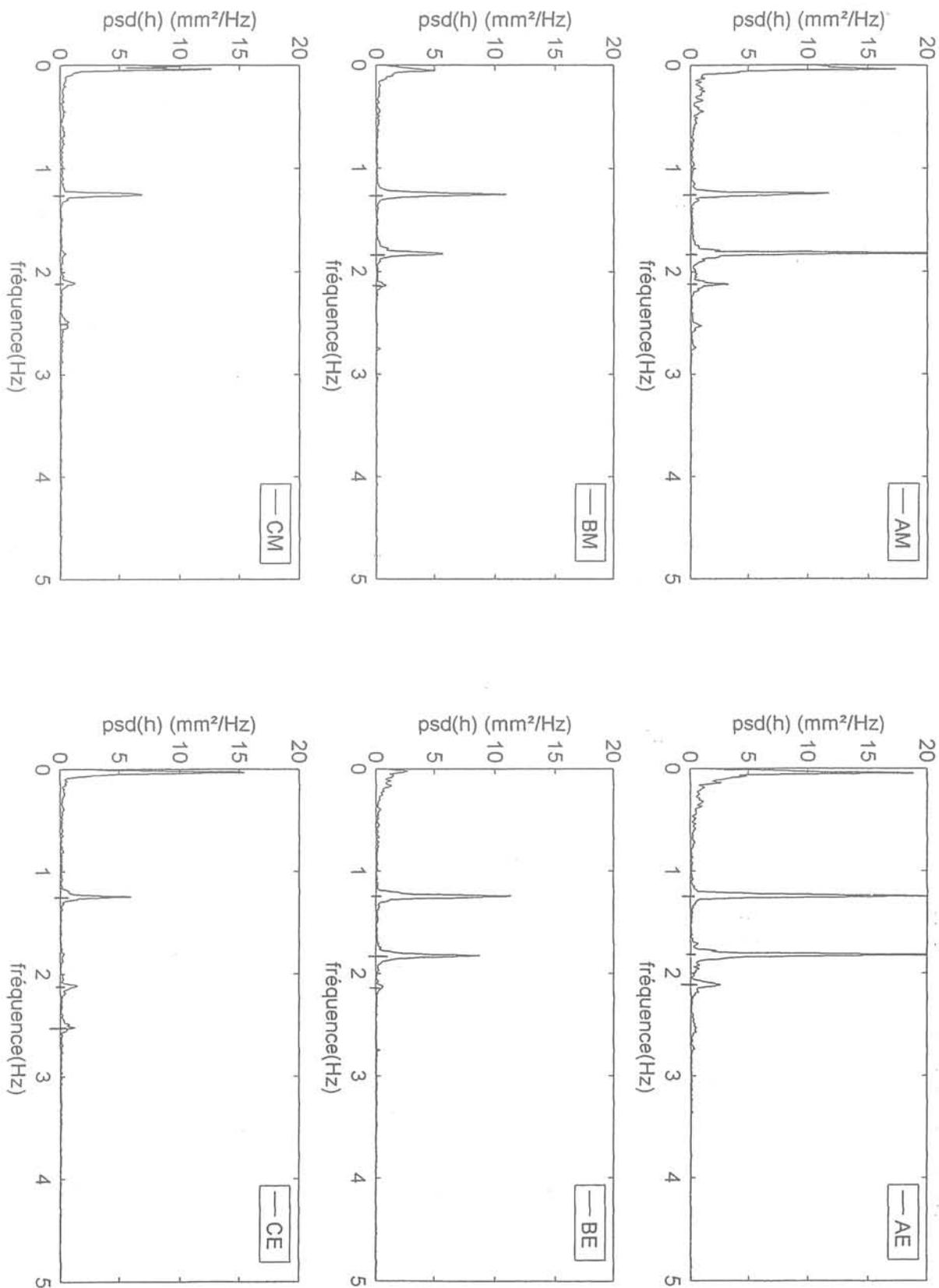
Campagne 2; série 1 / signal brut (j327) Champ AC 20 kHz



Campagne 2; série 1 / signal brut (j327) Spectres de densité de puissance

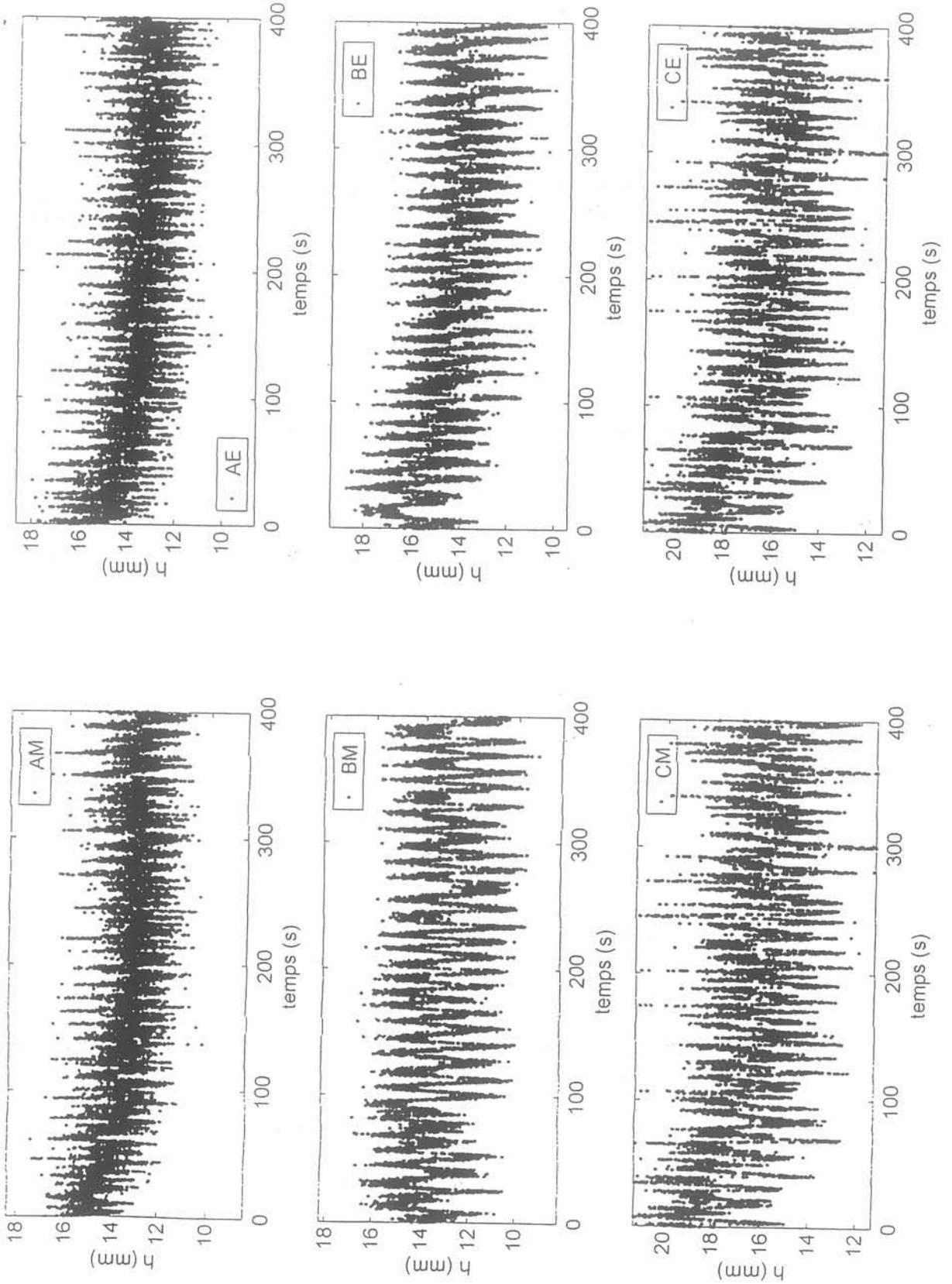


Campagne 2; série 1 / signal brut (J327) Spectres de densité de puissance

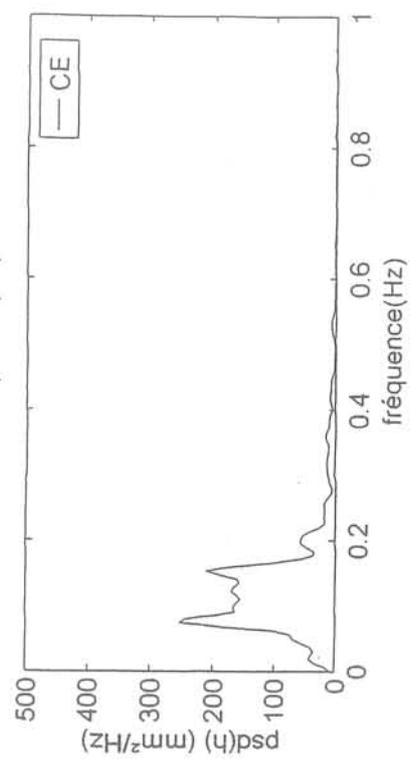
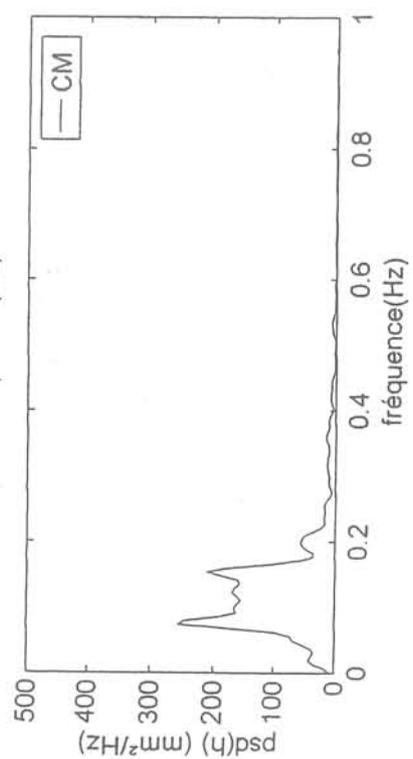
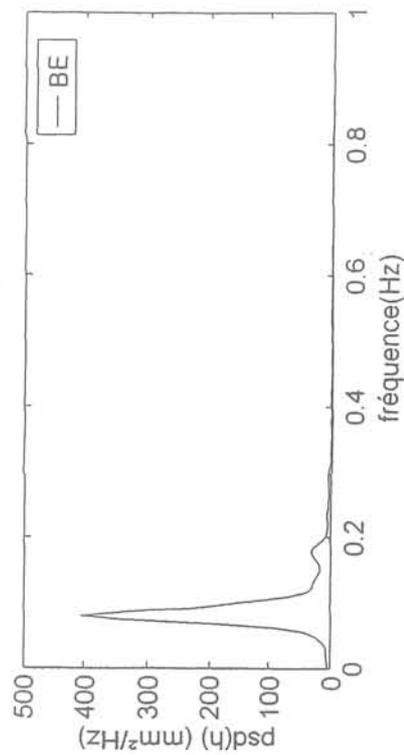
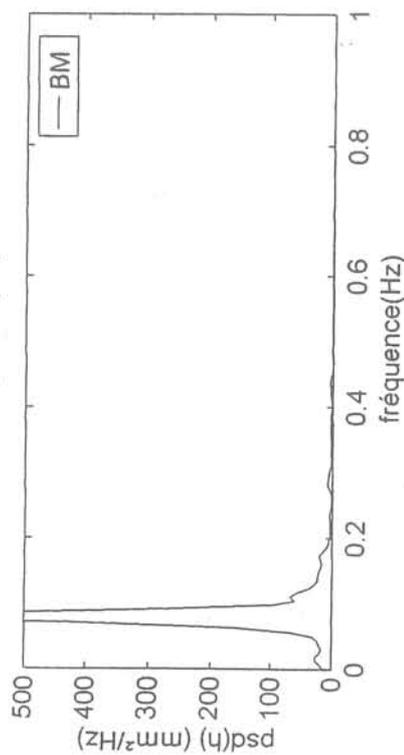
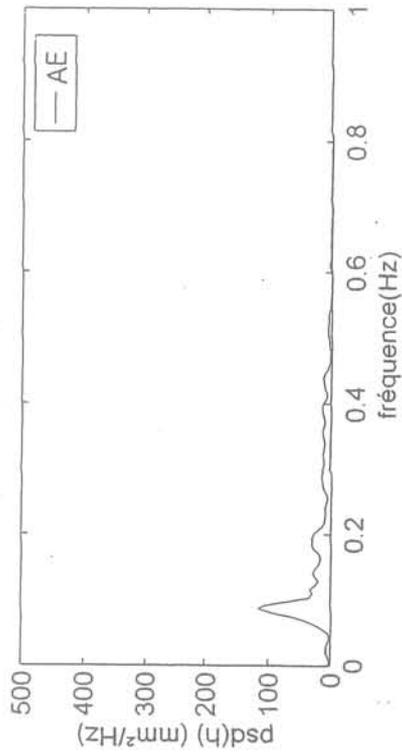
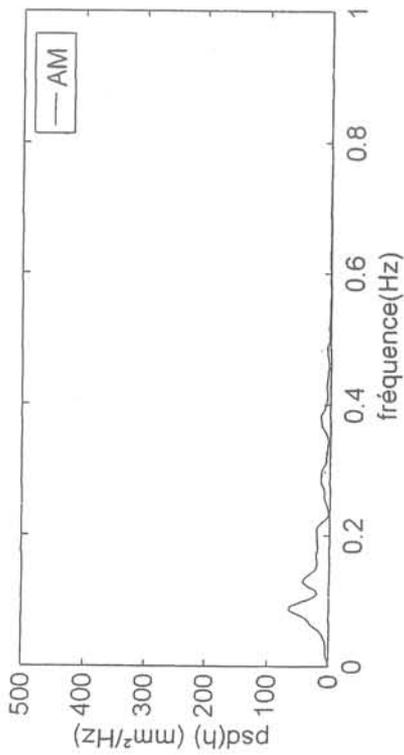


AVEC AC + DC

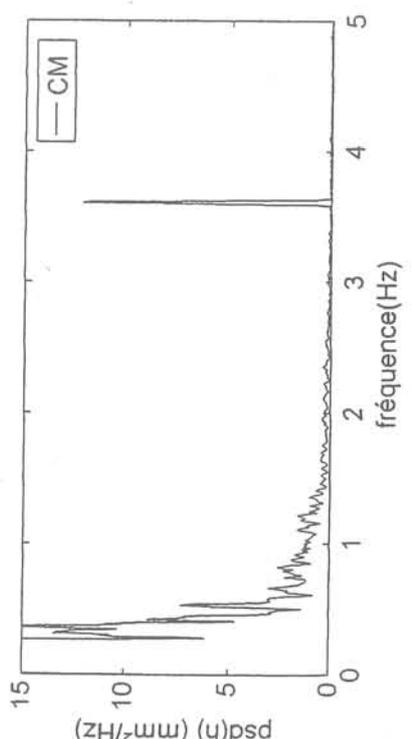
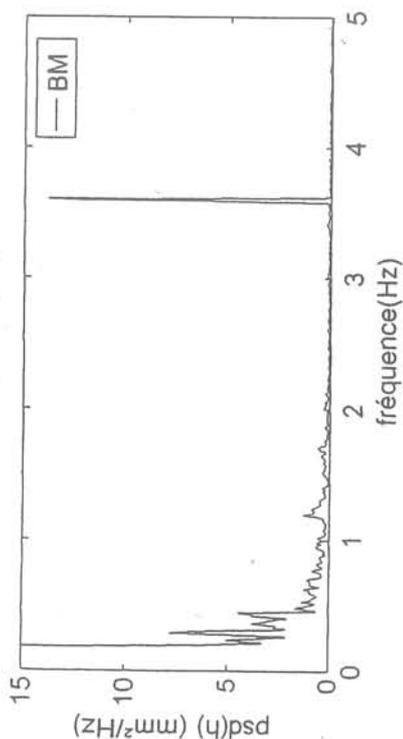
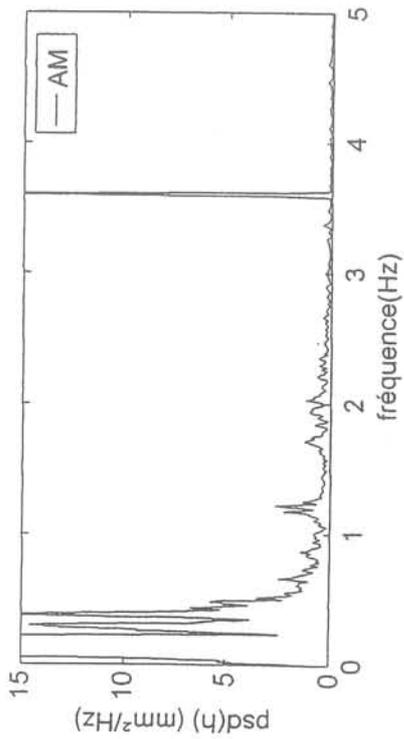
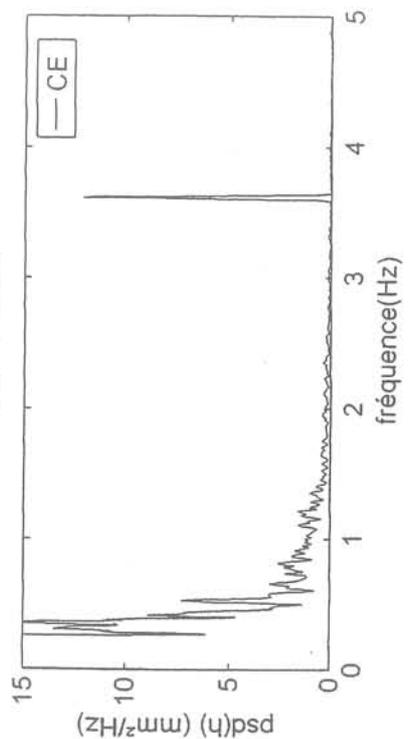
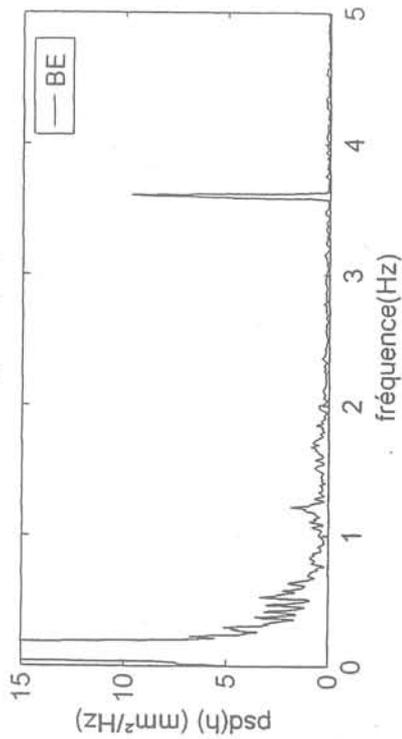
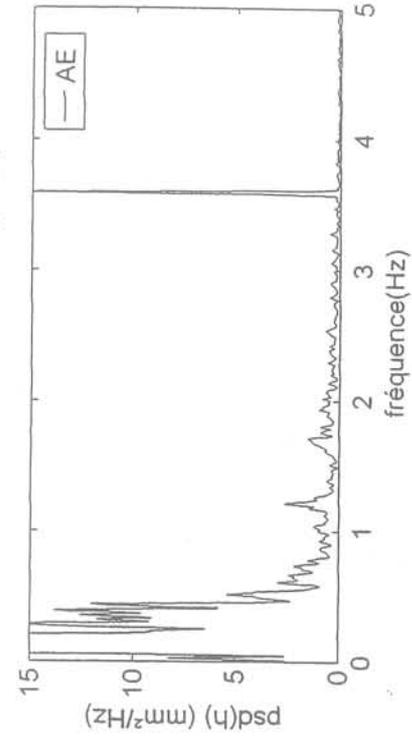
superposition de champ magnétique alternatif 20 kHz et de champ continu uniforme (j217) (Campagne 1)



superposition de champ magnétique alternatif 20 kHz et de champ continu uniforme (j217) (Campagne 1)

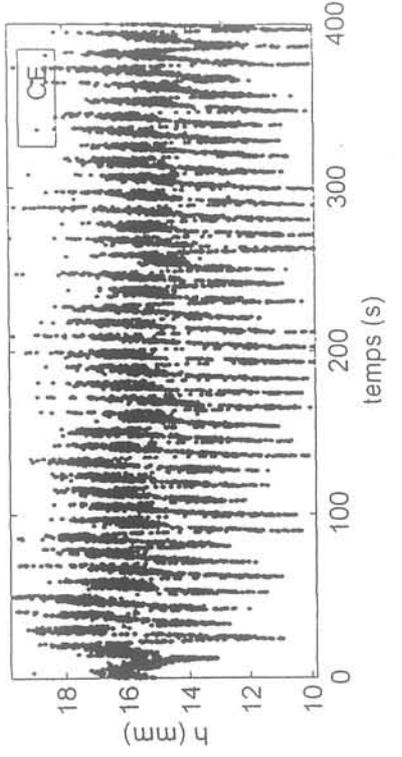
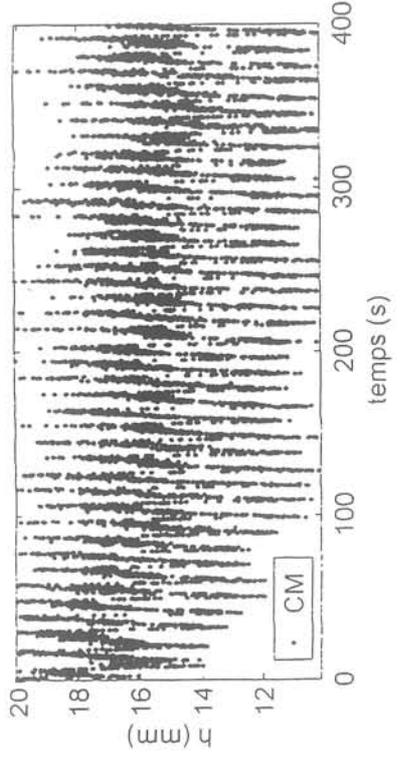
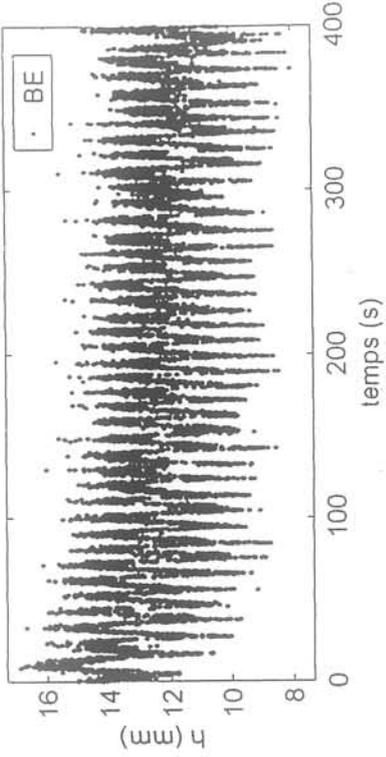
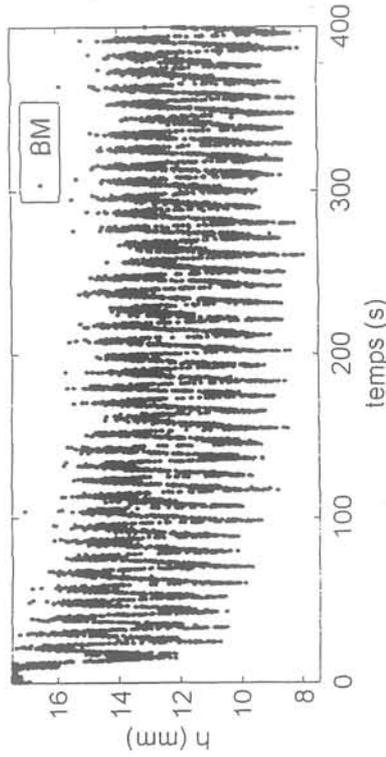
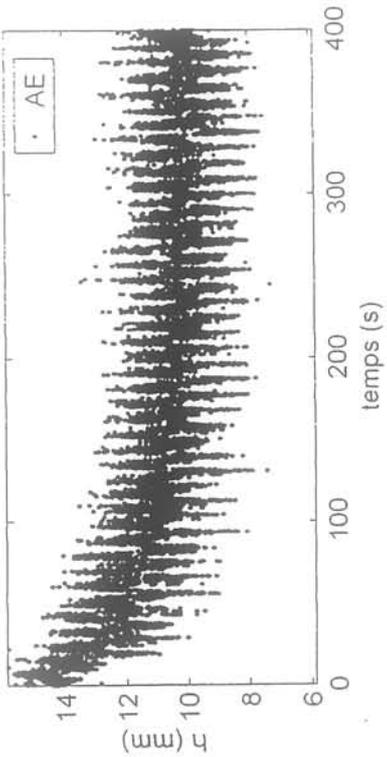
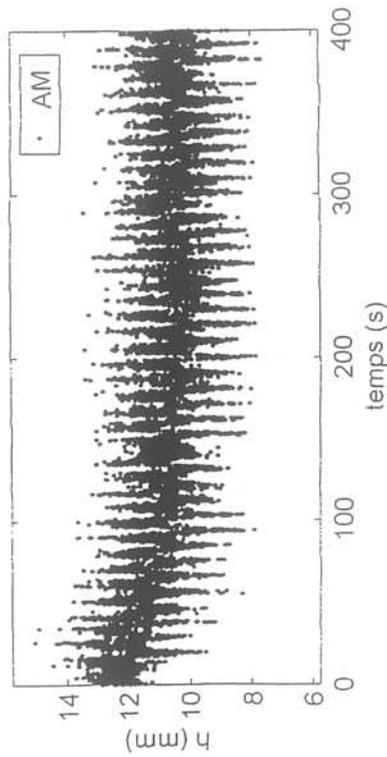


superposition de champ magnétique alternatif 20 kHz et de champ continu uniforme (j217)

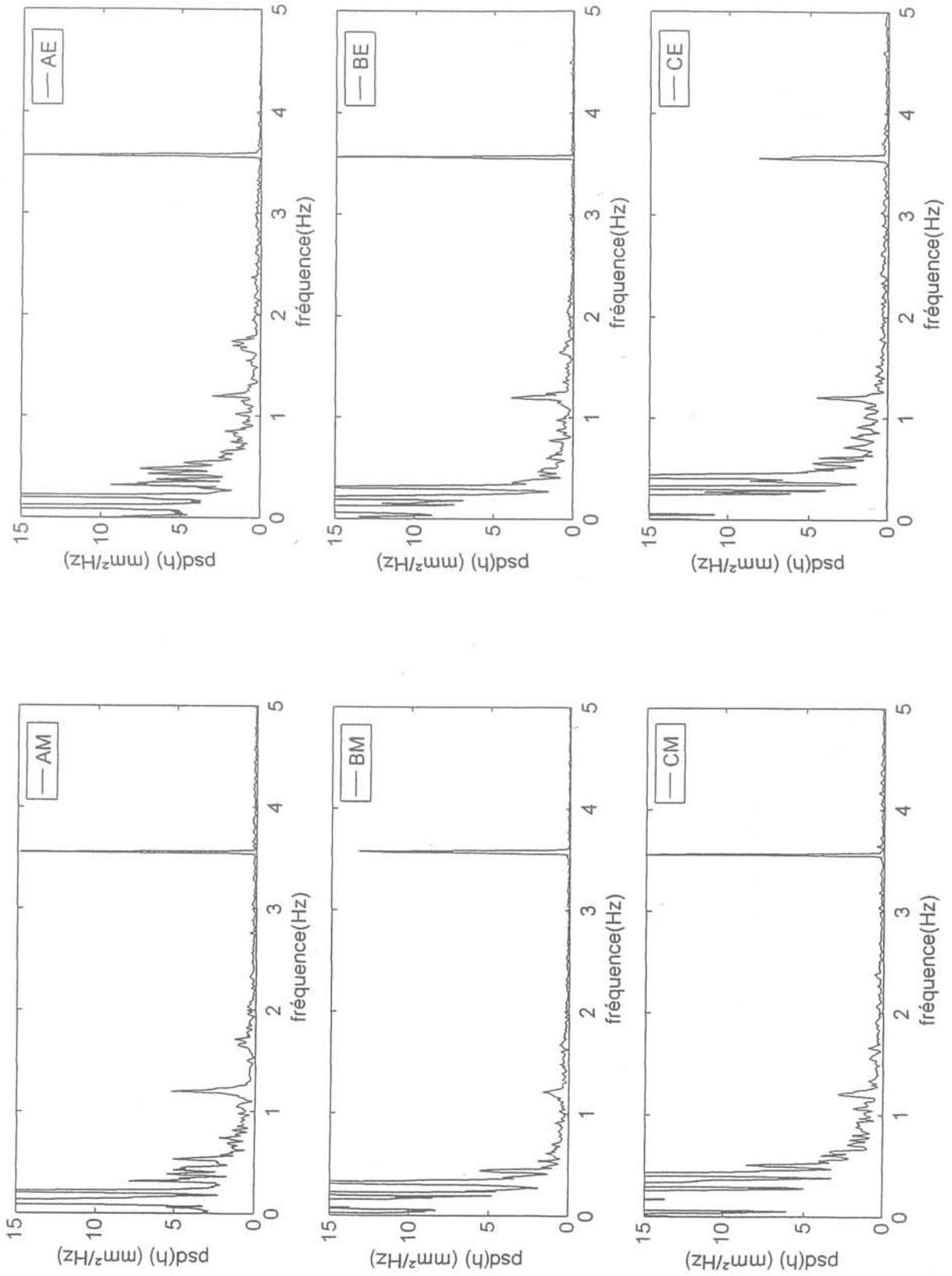


AC + DC

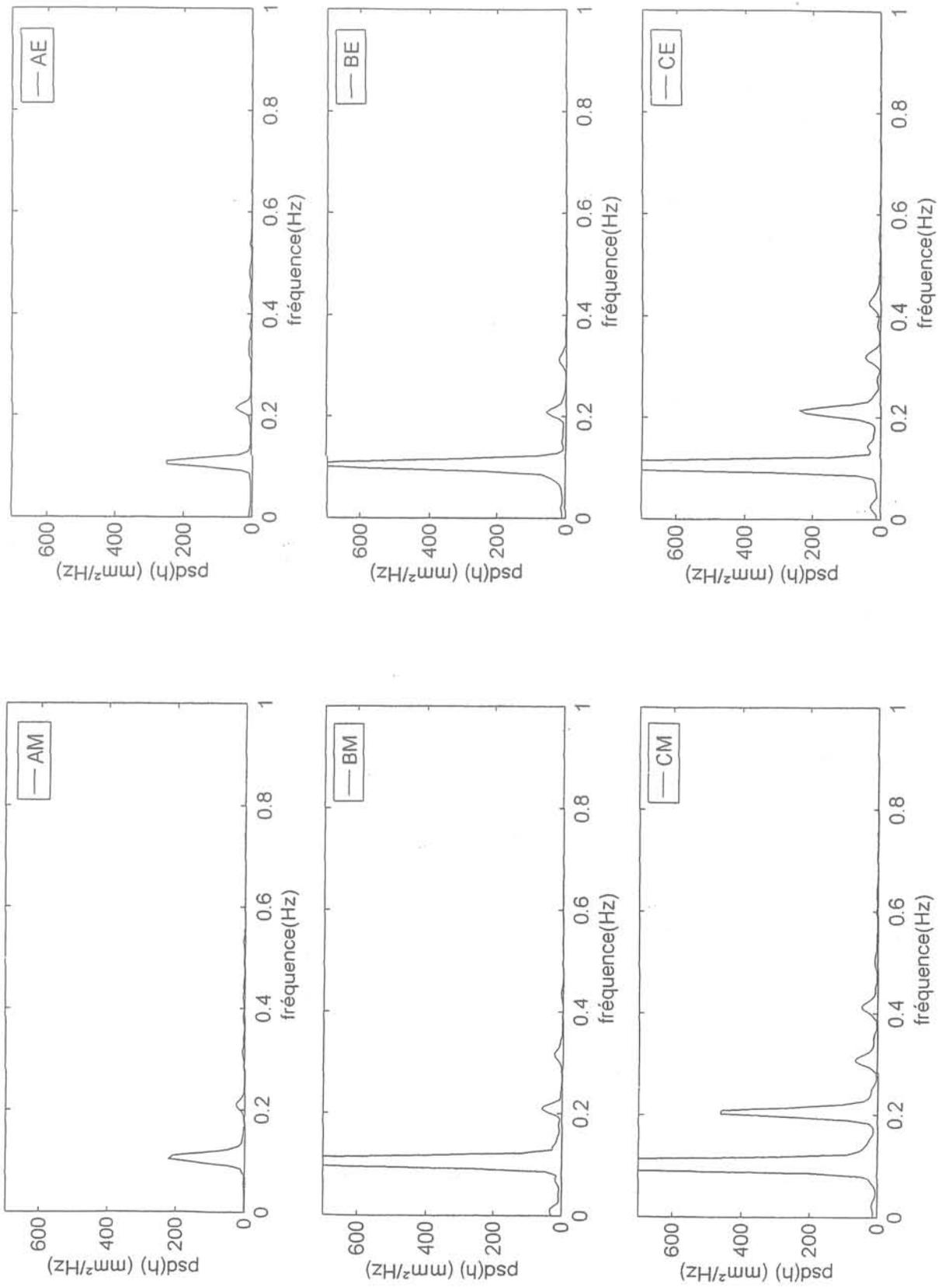
superposition de champ magnétique alternatif 20 kHz et de champ continu localisé (J216) Campagne 1



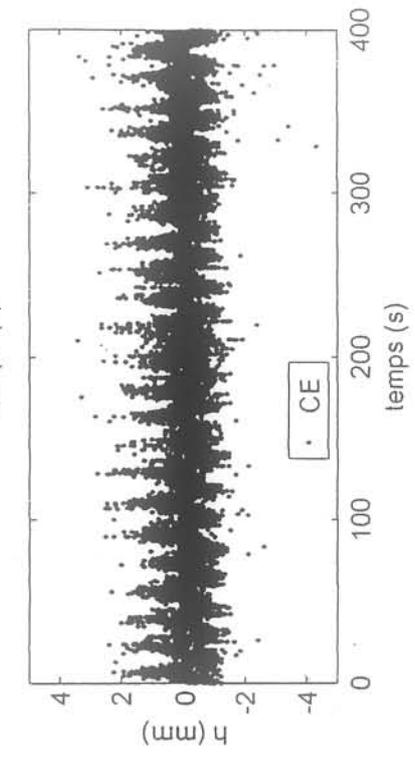
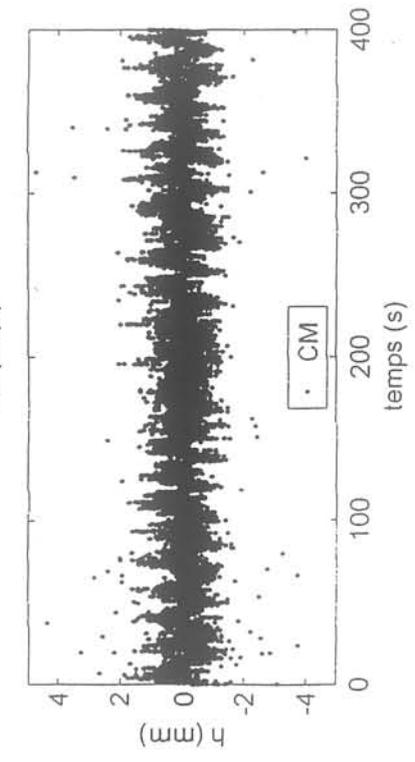
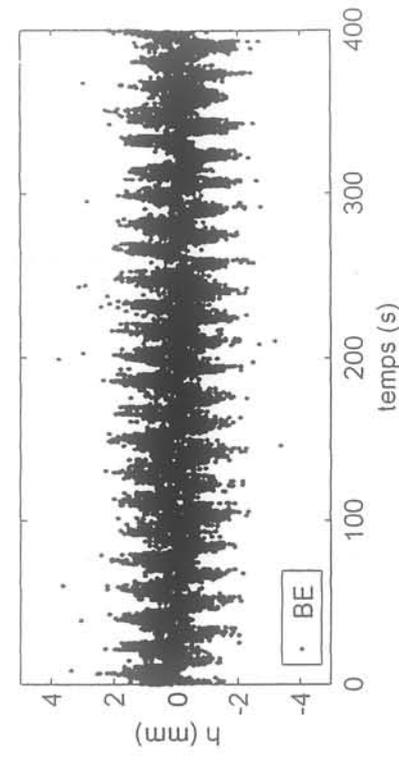
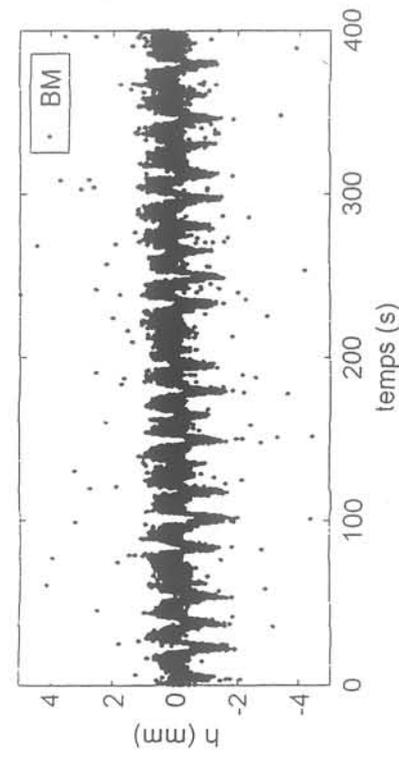
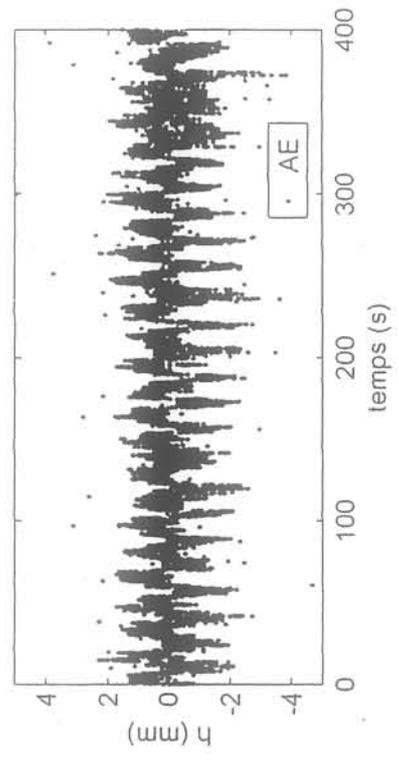
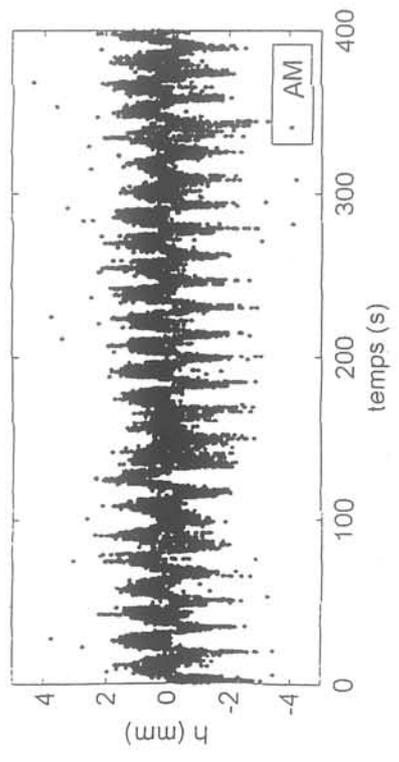
superposition de champ magnétique alternatif 20 kHz et de champ continu localisé (j216)



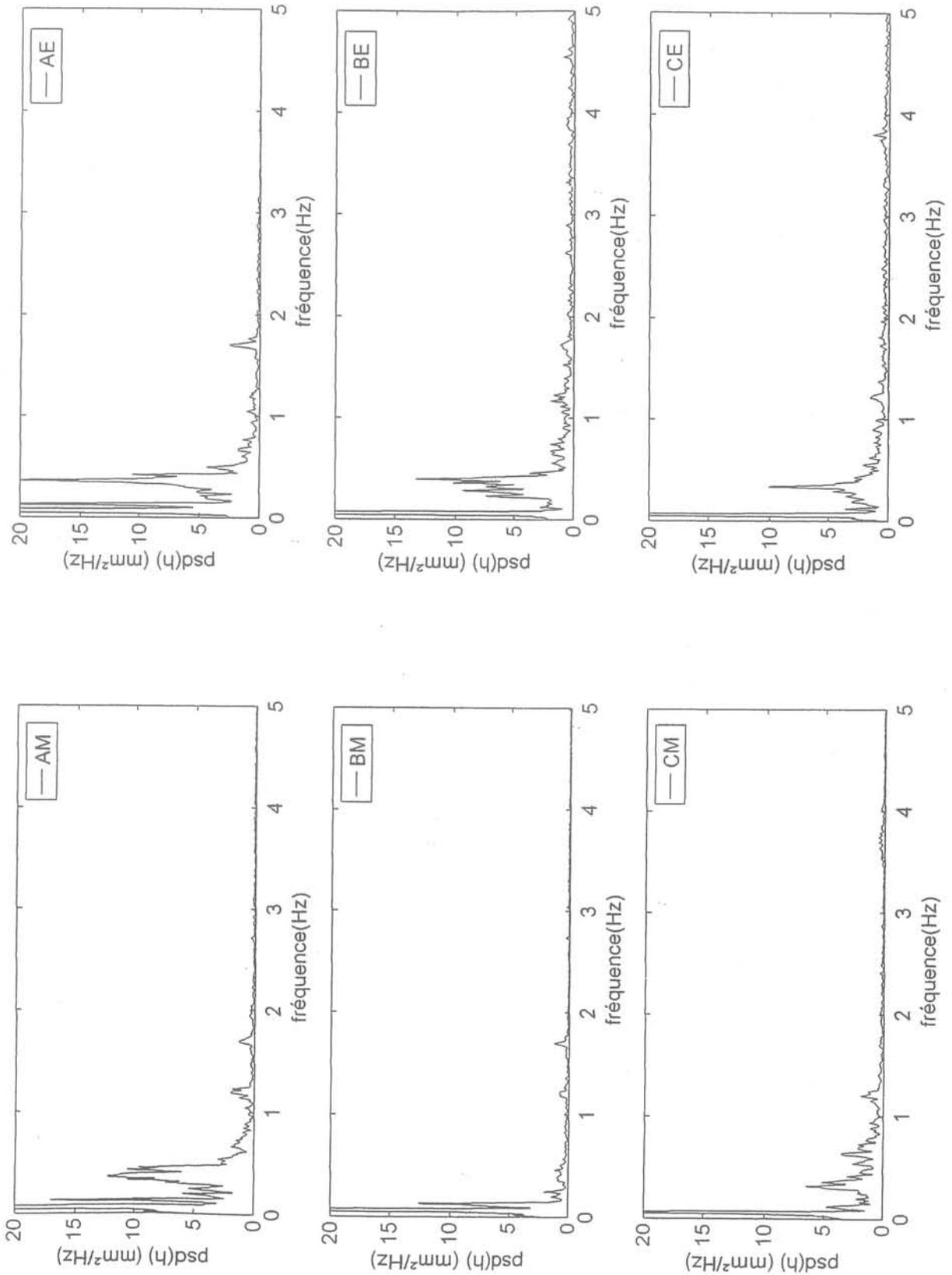
superposition de champ magnétique alternatif 20 kHz et de champ continu localisé (j216) (Campagne 1)



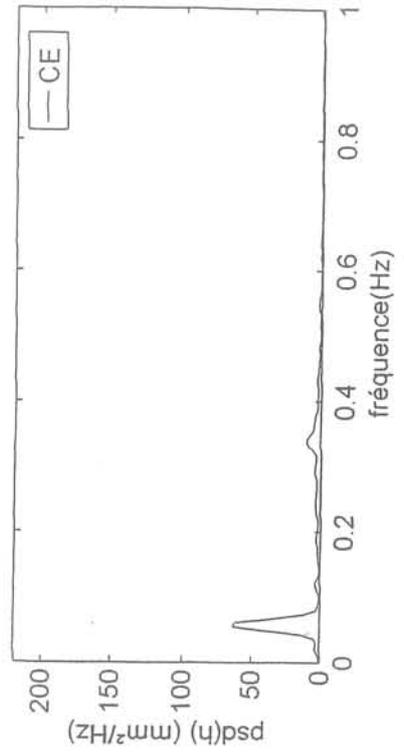
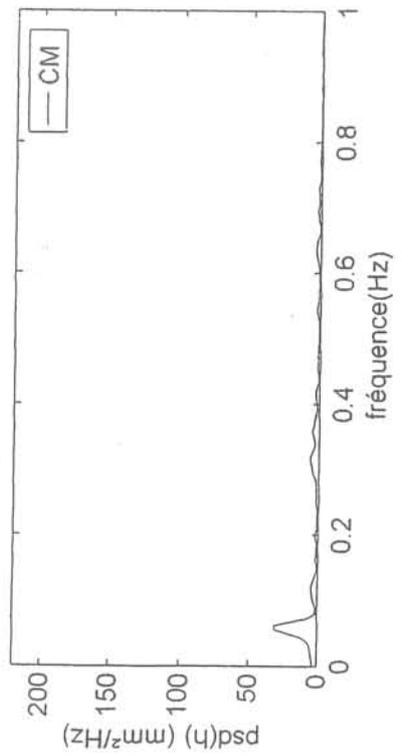
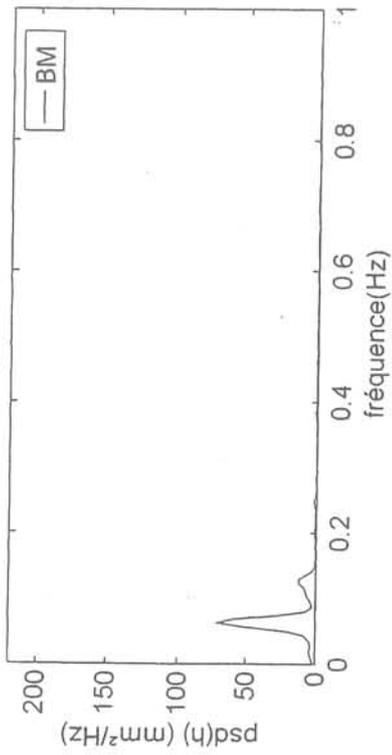
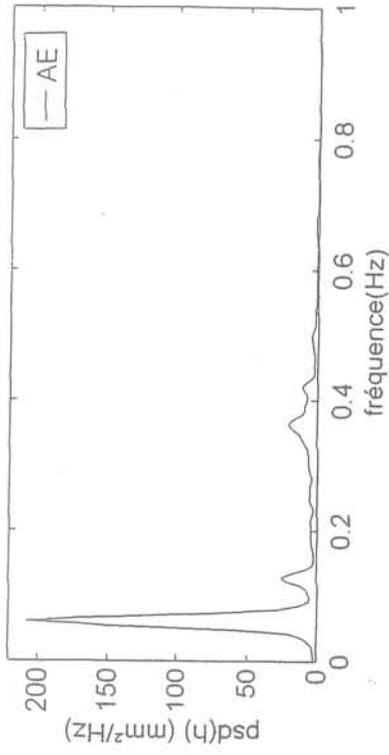
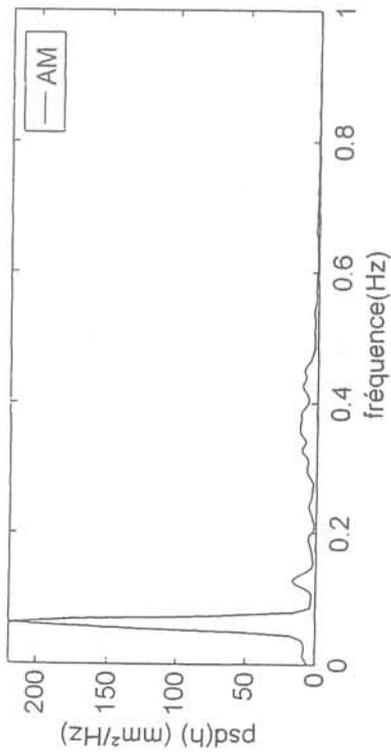
Campagne 2; série 1 / signal brut (j327); Champ AC 20 kHz + DC continu



Campagne 2; série 1 / signal brut (j327); Champ AC 20 kHz + DC continu



Campagne 2; série 1 / signal brut (j327); Champ AC 20 kHz + DC continu



Nomenclature

Grandeurs caractéristiques

U	vitesse caractéristique (m.s^{-1})
L	longueur caractéristique (m)
L_{\perp}	longueur caractéristique perpendiculaire au champ magnétique continu (m)
B	champ magnétique (T)
B_0	champ alternatif caractéristique (valeur efficace (T))
δ	épaisseur de peau électromagnétique (m)
ω	pulsation du champ magnétique alternatif (s^{-1})

Grandeurs hydrauliques

Q	débit ($\text{m}^3.\text{h}^{-1}$)
L	largeur (mm)
E	épaisseur (mm)
H	profondeur de la lingotière (mm)
I	immersion (mm)
ϕ	diamètre de busette (mm)
V_{tir}	vitesse de tirage (m.s^{-1})

Grandeurs physiques

ρ	densité (kg.m^{-3})
ν	viscosité ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$)
σ	conductivité électrique ($\Omega^{-1}.\text{m}^{-1}$)
μ_0	perméabilité magnétique du vide
μ	perméabilité magnétique ($=\mu_0$: perméabilité magnétique du vide en général)

Grandeurs Magnéto-Hydro-Dynamiques

\vec{U}	vecteur vitesse moyenne (U_i : composante suivant \vec{x}_i)
p	pression moyenne dans le mercure (Pa)
\vec{B}	vecteur champ magnétique continu (T) ; (B_i : composante suivant \vec{x}_i)
\vec{B}^{\sim}	vecteur champ magnétique alternatif (Tesla) ; (B_i^{\sim} : composante suivant \vec{x}_i)
\vec{j}	vecteur densité de courant électrique (A.m^{-2}) ; (j_i : composante suivant \vec{x}_i)
ϕ	potentiel électrique (V)
δ	épaisseur de peau électromagnétique (m)
ω	pulsation du champ magnétique alternatif (s^{-1})

MHD Magnéto-Hydro-Dynamique

HF Haute Fréquence

AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 30 Mars 1992 relatifs aux Etudes Doctorales

Vu les Rapports de présentations de :

Monsieur Michel DUCLOT

Monsieur Jean-Luc REBOUD

Monsieur Jérôme HAMBURGER

est autorisé(e) à présenter une thèse en soutenance en vue de l'obtention du diplôme de
Docteur de l'Institut National Polytechnique de Grenoble, spécialité "MECANIQUE
DES FLUIDES ET TRANSFERTS".

Fait à Grenoble, le **24 AOUT 2000**



J. GUÉRIN
Vice-Président de l'INPG
Pédagogie et Formations

TITRE EN ANGLAIS

Hydrodynamic aspects of the slab continuous casting : experimental et numerical modellings

RESUME EN ANGLAIS

This thesis owns two parts : experiments and numerics. An electromagnetic system able to improve both quality and withdraw velocity in slab continuous caster is presented.

Experimental set-up is defined. It consists of a mercury model at 1/3 scale with the studied electromagnetic device. An original probe for continuous level measurements is described. Shapes of free surfaces and fluctuations are measured and analysed for 3 electromagnetic conditions : no magnetic field, DC field alone, both AC and DC fields. A new phenomenon is found : a low celerity travelling wave. A deep feeding of the ingot is found to suppress this disturbing phenomenon. Explanation is proposed.

Numerics is based on the FLUENT code. A modelling of the effect of the DC field on the feeding flow of a slab ingot is performed. First, the code is tested on classical references. Then flows modelling the experiments are calculated for stationary flows both in 2D and 3D geometry's. Non stationary tentative calculations are presented too.