



# Formage électromagnétique et coulée directe des métaux

François Garnier

► **To cite this version:**

François Garnier. Formage électromagnétique et coulée directe des métaux. Electro-magnétisme. INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE, 1989. Français. <tel-01340532>

**HAL Id: tel-01340532**

**<https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-01340532>**

Submitted on 1 Jul 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.

# THESE

présentée par

**GARNIER François**

Pour obtenir le titre de DOCTEUR

**de l'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE  
GRENOBLE**

(Arrêté ministériel du 5 juillet 1984)

Spécialité : Mécanique

---

## **Formage électromagnétique et coulée directe des métaux**

---

Date de soutenance : 23 mars 1989

Composition du jury :

M.	P.	HICTER	Président
M.	J.C.	BAVAY	Rapporteurs
M.	A.	ALEMANY	
M.	P.	DESRE	Examineurs
Mme	J.	ETAY	

Thèse préparée au sein du laboratoire MADYLAM



# SOMMAIRE

## CHAPITRE 1: LA COULEE DIRECTE DES ALLIAGES METALLIQUES EN BANDES MINCES

1.1 - Introduction.....	1
1.2 - Objectif d'un procédé de coulée directe.....	2
1.2.1 - Ordre de grandeur	
1.2.2 - Critères de qualité	
1.3 - Objet de ce travail.....	4
1.3.1 - Coulée avec un seul substrat (un seul rouleau) :	
1.3.2 - Coulée avec deux substrats :	
1.3.3 - Mode d'alimentation :	
1.4 - Modélisation de l'écoulement et de la solidification entre deux rouleaux.....	8
1.4.1 - Principe du calcul numérique.	
1.4.2 - Nombres adimensionnels	
1.4.3 - Expression de la fonction de courant dans l'équation de la chaleur dans les parties solide et pâteuse	
1.4.4 - Conditions aux limites	
Hydrauliques	
Thermiques	
Résultats	

## CHAPITRE 2 : JETS ET LAMES DE METAUX LIQUIDES

2.1 - Les lames de métal liquide.....	17
2.2 - Les jets cylindriques de métaux liquides.....	19
2.3 - Coalescence de jets de métal liquide sur une plaque fixe.....	19
2.4 - Coalescence et solidification de jets de métal liquide sur une roue en rotation.....	27
2.5 - Les possibilités de formage électromagnétique des métaux liquides.....	27
2.6 - Action des forces sur les jets.....	30
2.7 - Equilibre statique d'une lame dans un champ magnétique.....	32
2.8 - Energie de surface d'une lame.....	33
2.9 - Energie de coalescence.....	37
2.10 - Aspect inertiel.....	37

## CHAPITRE 3: MOYENS D'ACTION

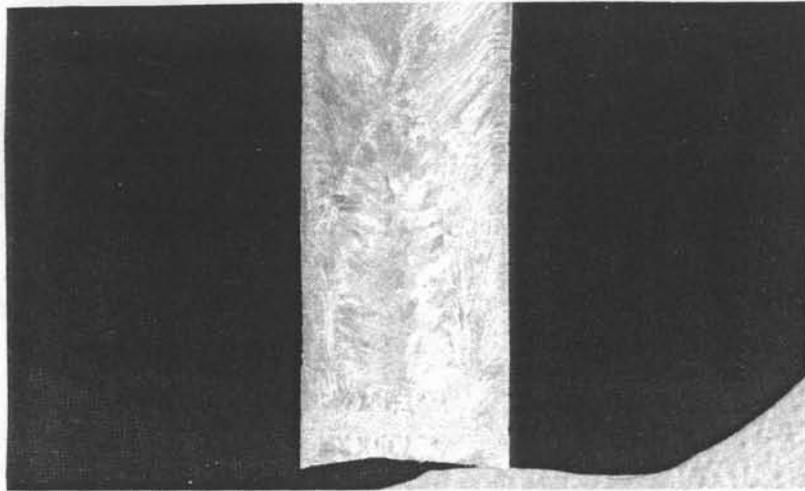
3.1 - Inducteurs.....	43
3.2 - Obtention d'un courant haute fréquence dans l'inducteur.....	45
3.2.1 - Partie capacitive	
3.2.2 - Partie inductive	
3.3 - Description des inducteurs.....	47
3.4 - Contraintes technologiques.....	47
3.5 - Effet de la fréquence sur le fonctionnement électrique de l'inducteur.....	49
3.6 - Détermination expérimentale de la résistance due à la charge.....	51

3.7 - Configuration du champ magnétique.....	54
3.7.1.Mesures du champ magnétique	
3.7.2.Modélisation analytique du champ magnétique	
3.7.3.Modélisation numérique du champ magnétique	

## CHAPITRE 4: REALISATIONS EXPERIMENTALES

4.1 - But des essais.....	63
4.2 - Essais avec mercure.....	65
4.2.1 - Installation expérimentale.....	65
4.2.2 - Observations et mesures.....	66
4.2.2.1 - Détermination du courant inducteur	
4.2.2.2 - Détermination de "l'efficacité électrique"	
4.2.2.3 - Rendement électrique	
4.2.3 - Description des inducteurs.....	69
4.2.4 - Essais.....	71
4.2.4.1 - Essais antérieurs	
4.2.4.2 - Essais sur mercure	
4.2.5 - Discussion des résultats expérimentaux.....	77
4.2.5.1. - Comparaison des résultats expérimentaux et des calculs du chapitre 2	
4.2.5.2 - Modèle analytique simple lorsqu'on considère le courant inducteur	
4.2.4.3. - Influence de la valeur de l'entrecoivre sur l'optimum en fréquence	
4.2.4.4 - Influence de la valeur de l'entrecoivre sur le formage électromagnétique.	
4.2.4.3.1 - Analyse	
4.2.4.3.2. - Expériences	
4.2.4.3 - Relation entre la puissance demandée au réseau et la déformation obtenue	
4.2.4.4 - Relation entre le paramètre $P_f$ et les expériences	
4.3 - Essais sur étain.....	89
4.3.1. - Effet de la résistivité électrique	
4.3.2 - Effet de la masse volumique	
4.3.3 - Inducteur utilisé pour les essais d'étain	

4.3.4 - Comparaison des rubans issus d'une busette rectangulaire et formés par champs magnétiques :	
4.4 - Essais sur acier.....	97
4.5 - Optimisation de l'inducteur.....	99
4.5.1. - En fonction de ses dimensions	
4.5.2. - Variation du nombre de jets	
CHAPITRE 5: CONCLUSION.....	107
ANNEXE 1	
ANNEXE 2	
ANNEXE 3	
BIBLIOGRAPHIE	



**photo 1.1 Structure primaire d'un lingot**



## CHAPITRE 1

### LA COULEE DIRECTE DES ALLIAGES METALLIQUES EN BANDES MINCES

#### 1.1 - Introduction

Les métaux et leurs alliages sont essentiellement utilisés sous des formes où une dimension, ou deux dimensions, l'emportent sur la troisième : fil, barre, tôle ou ruban. Ceci a naturellement conduit à des procédés de fabrication en continu : filage, laminage, puis coulée continue. La concentration économique et les impératifs de rentabilité des investissements ont poussé au gigantisme des installations. Le renouvellement de ces installations posera à terme d'énormes difficultés financières aux entreprises qui devront les réaliser avec des risques d'erreur ( surdimensionnement etc... ) importants.

L'état de l'art est, actuellement, de partir, pour réaliser des tôles de moins de 1 mm d'épaisseur, de pièces (brame) de 200 mm d'épaisseur et d'une dizaine de mètres de long en utilisant des machines de plusieurs dizaines de mètres de haut et de quelques centaines de mètres de longueur.

On travaille à remplacer ces installations par de la coulée directe. Cette dernière consistera à solidifier les produits à des dimensions proches de l'état final. Cette idée hante les laboratoires métallurgiques depuis des dizaines d'années. Toutes sortes de procédés ont été envisagés et essayés depuis déjà un siècle. Pratiquement, aucun n'a abouti à des processus industriels de grande ampleur. Le frittage de tube est, par exemple, une manière de réaliser un produit à la forme quasi définitive mais n'a rien d'un procédé continu.

L'autre grande idée est de réaliser des structures métallurgiques meilleures et même quasi-miraculeuses par rapport à celles obtenues traditionnellement. En effet, la structure de solidification de pièces massives est grossière, les hétérogénéités chimiques importantes, tant au niveau du lingot ou de la brame qu'au niveau du grain (photo 1.1). Les opérations successives de transformations mécaniques et de traitements thermiques éliminent partiellement ces défauts. Des progrès importants ont été réalisés pour continuer à améliorer la structure métallurgique. Le brassage électromagnétique du métal liquide dans le puits de solidification en est un exemple. Couler directement le métal à des épaisseurs de l'ordre du millimètre, suppose des vitesses de refroidissement élevées (plusieurs milliers de degrés par seconde [1] ). Les vitesses de solidification peuvent être telles que des structures hors équilibre sont obtenues et que l'homogénéité chimique du métal est améliorée [2]. Ceci explique l'effort de recherche qui a porté sur les verres métalliques ou alliages amorphes dont les propriétés mécaniques et physiques très séduisantes sont desservies par leur instabilité lorsque la température varie et les épaisseurs trop minces de ces matériaux (< 10<sup>ème</sup> de mm).

L'objectif plus concret, aujourd'hui, n'est pas de réaliser par coulée directe un matériau transcendant mais de faire un produit qui ait des tolérances géométriques et de surface compatibles avec les opérations de finition qu'il aura à subir.

## 1.2 - Objectif d'un procédé de coulée directe

### 1.2.1. Ordre de grandeur :

La production d'une tôle d'acier inoxydable est de l'ordre de 30.000 à 300.000 tonnes par an. Une production de 100.000 tonnes par an équivaut sur 6500 heures à un débit  $D = 1,2$  litres de métal liquide à la seconde. Il faut qu'un procédé de coulée directe permette un débit équivalent de matière, ce qui pour des épaisseurs de l'ordre du demi-millimètre se traduit pour une tôle de 50 cm de large, par une vitesse de défilement de l'ordre de 10 m/s. On rencontre de telles vitesses en sortie des laminoirs à froid.

Le procédé doit évacuer des calories, celles-ci ont plusieurs origines : chaleur spécifique du métal liquide  $Q_L$ , chaleur latente de solidification  $Q_{LS}$  et chaleur spécifique du métal solide  $Q_S$ .

La chaleur spécifique du métal liquide provient de la surchauffe indispensable au transport du métal jusqu'au point où l'on veut qu'il se solidifie.

$$Q_L = D \cdot \rho \cdot \Delta T \cdot c_p \approx 1,2 \cdot 10^{-3} \cdot 7 \cdot 10^3 \cdot 100 \cdot 0,736 \cdot 10^3 = 6,10^5 \text{ J/s}$$

La chaleur latente de solidification est :

$$Q_{LS} = D \cdot \rho \cdot \Delta H_f = 1,2 \cdot 10^{-3} \cdot 7 \cdot 10^3 \cdot 2,67 \cdot 10^5 = 2,9 \cdot 10^6 \text{ J/s}$$

La chaleur spécifique du métal liquide provient de l'abaissement de température du métal après solidification :

$$Q_S = D \cdot \rho \cdot \Delta T \cdot c_p \approx 6,10^5 \text{ J/s}$$

Ces termes sont des puissances thermiques, leur somme est de l'ordre de 4 MW thermiques. Si le refroidissement du procédé est assuré par de l'eau, il faut envisager des débits de l'ordre de quelques dizaines de  $m^3$ /heure. Les vitesses et les puissances thermiques envisagées suffisent à montrer que la simplicité des procédés de coulée directe n'est qu'apparente et que ce sont des processus industriels pointus.

### 1.2.2. Critères de qualité :

Parmi les qualités que doit présenter un produit métallurgique mince, il y a avant tout une bonne définition géométrique. Si la coulée directe n'apporte pas une définition géométrique suffisante, ses produits doivent être compatibles avec l'un des procédés actuels de finition. Dans les dimensions envisagées, le laminage à froid tolère des défauts maximum égaux à 5 % de l'épaisseur du produit, soit pour un demi millimètre, un défaut de 25 microns, ce qui est très peu. Ce critère est sans doute l'un des plus délicats à respecter.

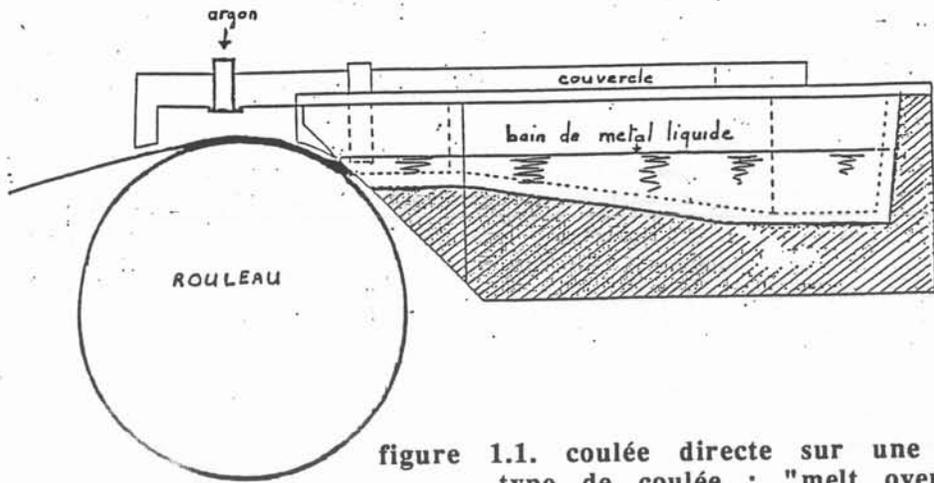


figure 1.1. coulée directe sur un seul rouleau  
type de coulée : "melt overflow"

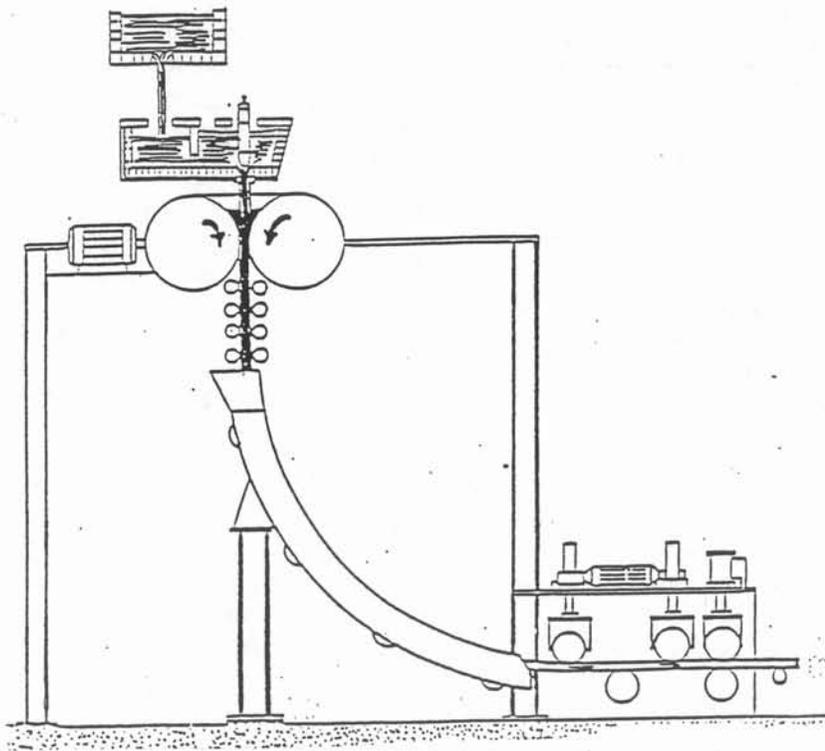


figure 1.2. coulée directe entre deux rouleaux

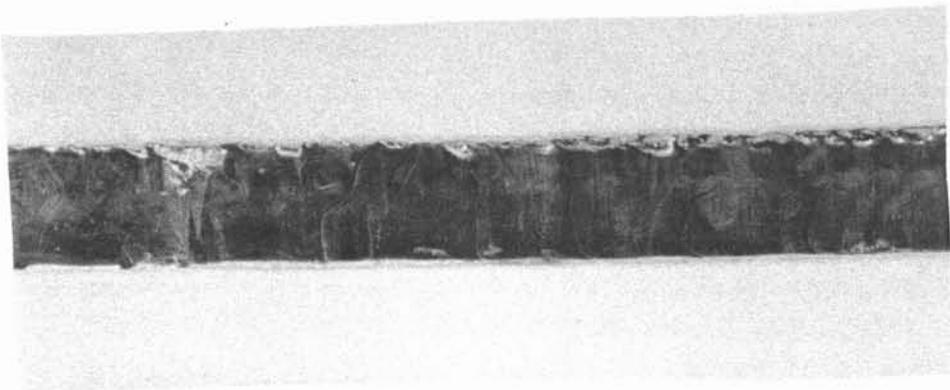


photo 1.2. coupe transversale d'un ruban d'étain obtenu  
par coulée directe

L'oxydation du métal à chaud existe dans les procédés classiques et impose des décapages de brames ou de tôles après laminage à chaud, elle risque d'être amplifiée par un rapport surface-volume élevé. Une fabrication en atmosphère entièrement contrôlée est difficilement envisageable sauf pour la protection de la partie "liquide" du procédé. Il faudra malgré tout limiter cette oxydation, car l'esthétique d'une tôle d'acier inoxydable est un critère d'acceptation pour de nombreuses industries de transformation.

### 1.3 - Objet de ce travail

Tous les procédés de coulée directe consistent à amener le métal liquide au contact de la surface mobile et refroidie. Cette surface est, en général, un cylindre métallique, parfois un ruban. On peut caractériser un procédé par la méthode d'amenée du métal au contact du substrat froid et le nombre de ces substrats.

#### 1.3.1. Coulée avec un seul substrat (un seul rouleau) :

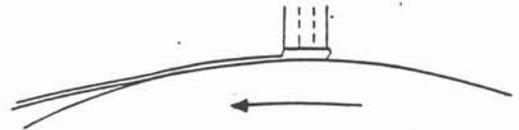
Un tel procédé entraîne automatiquement l'existence d'une surface libre de métal liquide (figure 1.1) qui est présente jusqu'à la fin de la solidification. Outre des problèmes d'oxydation, une surface libre liquide est le lieu d'instabilités hydrodynamiques, lorsqu'il y a des transferts de quantité de mouvement importants. Ces instabilités peuvent être transmises à la surface du produit par la solidification qui va les figer (photo 1.2). Par contre, les procédés à un seul rouleau sont "simples" car ils n'ont pas de point de réglage précis à définir, comme par exemple, dans le procédé de coulée directe par mouillage sur un seul rouleau ("melt overflow") (figure 1.1). Dans ce procédé, il s'agit de fournir au bac d'alimentation le débit  $Q$  qui est entraîné sous forme de ruban solide,  $Q = e \cdot V$  ( $e$  étant l'épaisseur du ruban et  $V$  la vitesse de tirage). L'épaisseur solidifiée est liée à la longueur de contact avec le rouleau (et donc à la hauteur du liquide dans le bac) et à la vitesse du rouleau. Dès que la hauteur est suffisante, il y a égalité du débit entrant avec le débit sortant. Une variation de débit se traduira par une variation d'épaisseur et même par une interruption du ruban sortant, mais pas par un blocage total du système, comme ceci peut être le cas pour un procédé de coulée directe entre deux rouleaux.

#### 1.3.2. Coulée avec deux substrats :

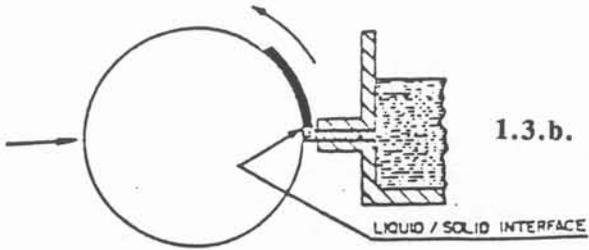
C'est un procédé rendu symétrique, par l'adjonction d'un deuxième rouleau d'axe parallèle au précédent, qui présente une difficulté de réglage.

Un schéma de principe d'une telle installation est donné par la figure 1.2. Il s'agit de deux rouleaux d'axes parallèles et horizontaux tournant à des vitesses  $\omega_R$  et  $-\omega_R$ . Le métal se refroidit sur les rouleaux, se solidifie et est entraîné dans l'isthme (région la plus étroite entre les rouleaux). Plusieurs types de fonctionnement sont envisageables :

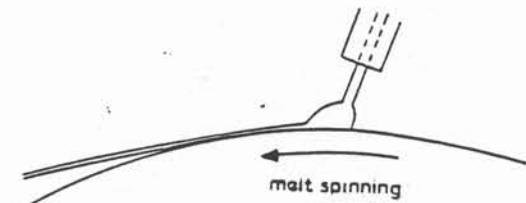
- si le refroidissement est insuffisant, le métal liquide est projeté et dispersé en sortie de l'isthme,
- un refroidissement plus important engendre deux bandes solidifiées mais non jointives à l'isthme. Ceci peut provoquer un déchirement du métal.



1.3.a. planar flow casting



1.3.b. alimentation horizontale



1.3.c. melt spinning

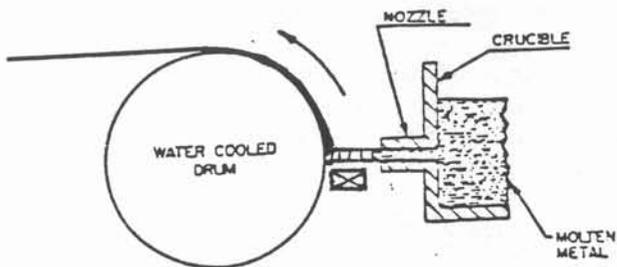
1.3.d. alimentation horizontale  
avec lévitation électromagnétique

figure 1.3. les différents modes d'alimentation en métal liquide

- Enfin, un refroidissement suffisant permet aux deux bandes solides de se rejoindre au niveau de l'isthme. Toutefois, même dans ce cas, les efforts exercés sur les rouleaux peuvent être trop importants et bloquer le mécanisme.

Ce procédé ne peut donc fonctionner que sous certaines conditions de débit de métal liquide et de refroidissement. Nous nous sommes intéressés à ce problème [3], et avons proposé un calcul permettant de déterminer les conditions de fonctionnement. Nous rappelons les principes et les résultats de ce calcul à la fin de ce chapitre (§ 1.4).

### 1.3.3. Mode d'alimentation :

Il faut amener le débit liquide à proximité de la surface froide (rouleau, ruban). La figure 1.3 présente différentes solutions d'alimentation. Un classement apparaît suivant qu'il y ait ou non interaction entre l'organe d'alimentation et le contact du métal liquide sur le substrat froid. Cette interaction sera faible voire nulle si l'on éloigne l'organe d'alimentation du substrat. Le transport et le guidage du liquide peuvent être réalisés par les forces de gravité (figure 1.3.c) ou par lévitation (figure 1.3.d). En éloignant l'organe d'alimentation, on améliore la sécurité de l'installation. Par contre, l'impact de la veine liquide peut présenter des battements et des instabilités qui doivent être contrôlés. Cet aspect est étudié dans le cas d'un jet vertical par Pascale JULLIARD [10]. Des expériences de simulation sont réalisées sur des maquettes fonctionnant avec de l'eau et de l'étain.

De plus, il faut envisager une mise en forme de l'écoulement avant l'impact. La solution la plus simple est, à priori, d'utiliser une busette ou un déversoir ayant la forme du produit à réaliser. Cette simplicité n'est qu'apparente. Dans le cas étudié par P. JULLIARD, il faudrait réaliser une busette industrielle présentant une ouverture de 3 mm d'épaisseur sur 500 mm de large. Une telle pièce est difficile à réaliser dans un matériau qui soit à la fois isolant, réfractaire et rigide. De plus ce type de busette présente de gros risques d'obturation partielle mais suffisante pour produire un ruban déchiré et inutilisable.

Au cours du travail rapporté ici, nous sommes intéressés à :

- Une modélisation hydrodynamique et thermique d'un procédé de coulée directe entre deux rouleaux. Cette modélisation est présentée à la fin de ce chapitre (§ 1.4).

- L'hydrodynamique des jets de métaux liquides. Nous avons étudié leur stabilité et leur coalescence, un écoulement particulier de jets sur une plaque. Nous avons comparé des lames issues d'une busette et des lames formées par coalescence ainsi que les rubans solides obtenus dans ces deux cas.

- Aux possibilités d'obtenir des lames de métal liquide par formage électromagnétique. Ces deux points sont abordés au chapitre 2.

- Aux moyens matériels de réalisation du formage électromagnétique. Ceci est décrit dans le chapitre 3.

- A la réalisation et l'analyse d'essais sur divers métaux présentés dans le chapitre 4.

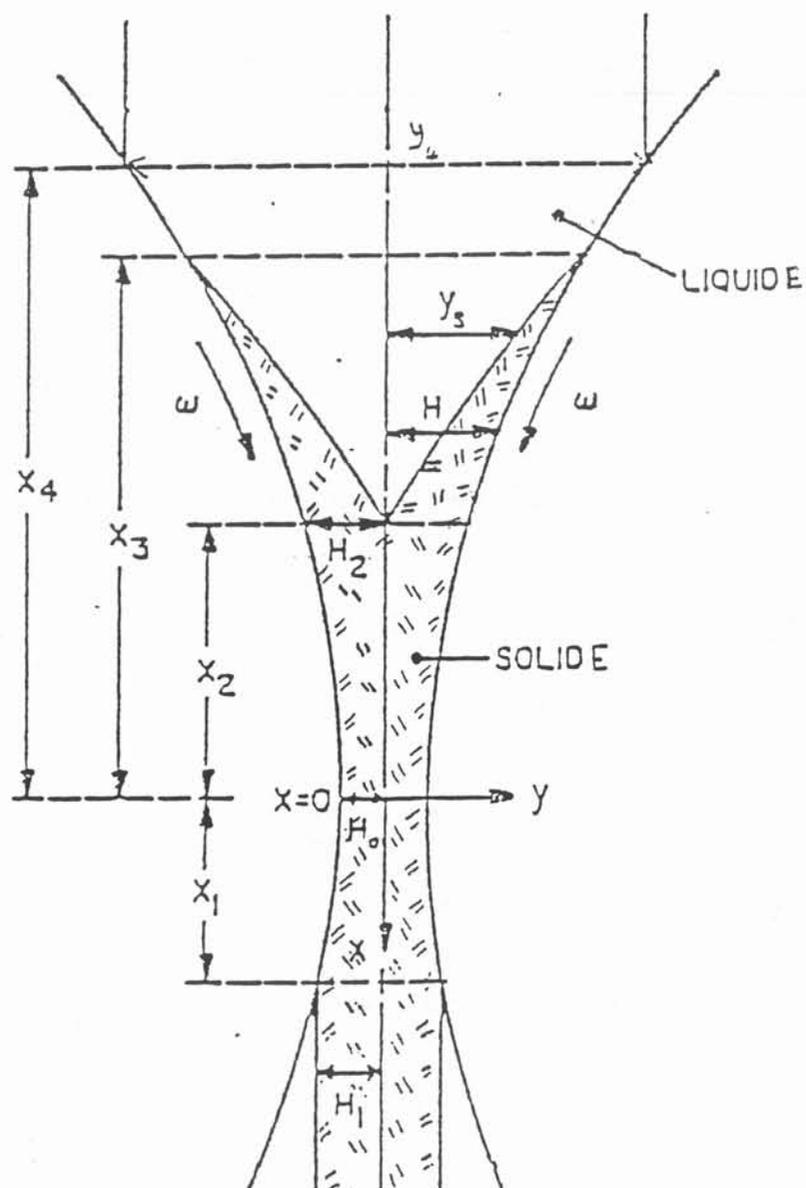


figure 1.4. schéma du domaine de calcul

#### 1.4 - Modélisation de l'écoulement et de la solidification entre deux rouleaux.

Au paragraphe 1.3, nous avons déjà abordé le calcul des efforts exercés sur les rouleaux dans le cas de la solidification par coulée directe entre deux rouleaux[3]. Nous recherchons ici les conditions de débit et d'échanges thermiques qui permettent d'avoir un fonctionnement minimisant ces efforts. Le problème est considéré comme bidimensionnel dans un plan transversal aux axes des rouleaux (figure 1.4).

Le bilan de matière à l'isthme s'écrit :

$$q = Q_S \cdot \rho_S + Q_L \cdot \rho_L$$

où  $Q_L$ ,  $Q_S$ ,  $q$  sont respectivement les débits en volume de métal liquide, solide et le débit total,  $\rho_L$ ,  $\rho_S$  sont les masses volumiques du liquide et du solide.

Un modèle de solidification monodimensionnel [4],[5] établit que :

$$Q_S = 2 * s(l_0) * V_r$$

et 
$$Q_L = 2 * (H_0 - s(l_0)) * \sqrt{2gl_0}$$

où -  $s(l)$  est l'épaisseur solidifiée. Elle dépend de la longueur de contact  $l_0$  avec les rouleaux. Dans notre calcul elle est identifiée à la côte verticale,  
 -  $V_r$  la vitesse linéaire de la surface des rouleaux,  
 -  $H_0$  la demi-largeur à l'isthme,  
 -  $l_0$  la longueur de contact entre le métal et le rouleau à l'isthme.

Ces deux valeurs sont reportées dans l'équation du bilan de matière, où les masses volumiques du liquide et du solide sont considérées comme égales et qui donne la relation :

$$s(l_0) * (V - \sqrt{2gl_0}) = q/2 - H_0 * \sqrt{2gl_0}$$

Ainsi, si tout le métal est solide ou pâteux à l'isthme, alors

$$s(l_0) = H_0 \text{ et } q > 2H_0V$$

Ceci veut dire que le métal doit se solidifier plus vite qu'il ne s'écoule sous l'effet de la pesanteur et se traduit par

$$\sqrt{2gl_0} < V$$

Pour pouvoir fonctionner le système doit bien sûr avoir un refroidissement suffisant à la surface des rouleaux.

Les nombres adimensionnels, attachés aux équations de Navier-Stokes et de la chaleur sont respectivement :

le nombre de Reynolds  $Re = \frac{VL}{\nu} = 10^3$

et

le nombre de Peclet  $Pe = \frac{VL}{\alpha} = 150$

avec  $L = 1 \text{ mm}$  et  $V = 1 \text{ m/s}$

où  $\nu$  est la viscosité du métal liquide et  $\alpha$  sa diffusivité thermique.

Les ordres de grandeur de ces deux nombres sans dimension indiquent que les termes de convection ne peuvent pas être négligés sauf pour des épaisseurs de l'ordre de quelques dixièmes de millimètres.

De plus, la géométrie au niveau de l'isthme exclue l'exploitation de modèles établis pour un milieu semi-infini. Un modèle thermique monodimensionnel est donc insuffisant. Nous allons exposer un modèle simple permettant une résolution couplée des équations de Navier-Stokes et de l'équation de la chaleur.

#### 1.4.1. principe du calcul numérique.

On recherche les conditions nécessaires à l'obtention d'un produit solide ou pâteux à l'isthme. Le rayon des rouleaux  $R_0$ , leurs vitesses  $V$ , le coefficient  $h$  d'échange thermique entre les rouleaux et le métal et l'espace entre les rouleaux  $H_0$  sont les données du problème.

Avant contact avec les rouleaux, le jet est considéré comme indéformable et ayant à l'origine une vitesse uniforme. Il est supposé droit comme indiqué sur la figure 1.4.

On résoud d'abord les équations de Navier-Stokes dans un domaine liquide  $\Omega$  comprenant une partie du jet et le liquide entre les rouleaux limité en aval à l'isthme. Le problème étant bidimensionnel, il est avantageux de le traiter en terme de fonction de courant  $\psi$  et de tourbillon  $\omega$ . L'écriture des conditions aux limites est facilitée par l'emploi d'un maillage curviligne orthogonal [6] du domaine.

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \omega \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left( \omega \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) = \nu \left( \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} \right)$$

$$\omega = -\nabla^2 \psi$$

Le champ  $\psi - \omega$  ainsi obtenu est introduit dans l'équation de la chaleur qui devient :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( T \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left( T \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) = \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right)$$

Pour prendre en compte la solidification sur les rouleaux nous introduisons l'approximation suivante. Tous les points dont la température est inférieure à la température de liquidus sont considérés comme liés aux rouleaux. La fonction de courant et le tourbillon sont alors calculés analytiquement et introduits dans un nouveau calcul de l'écoulement.

Ainsi un nouveau champ  $\psi-\omega$  est calculé puis injecté dans l'équation de la chaleur où le coefficient  $\alpha$  du terme diffusif est variable suivant la température. Ceci est possible en choisissant une valeur de  $\alpha$  suivant l'état du métal (solide, liquide ou pâteux). Dans la zone pâteuse,  $\alpha_p$  est donné par [7].

$$\alpha_p = \frac{K}{\rho_p \left( C_S + \frac{L_S}{T_L - T_S} \right)}$$

où  $L_S$  est la chaleur latente de solidification,

$T_L - T_S$  est l'intervalle liquidus solidus.

$C_S$  chaleur spécifique du solide.

On obtient ainsi un nouveau champ de température.

Ce calcul est alors itéré jusqu'à ce que le résultat trouvé soit considéré comme identique à celui du pas précédent. Alors, si tout le métal n'est pas solide ou pâteux à l'isthme, le domaine est redéfini en augmentant la longueur de contact entre le métal et les rouleaux, c'est à dire en augmentant la côte  $X_4$  de la figure 1.4. Dans le cas contraire, pour les conditions choisies, les résultats du calcul nous donnent les dimensions du domaine liquide et les vitesses de refroidissement du métal qui sont essentielles pour la qualité structurale des produits métallurgiques.

#### 1.4.2.nombres adimensionnels

Ces nombres sont :

le nombre de Reynolds,

le nombre de Peclet

le nombre de Nusselt

Le Reynolds est basé sur une vitesse, une dimension caractéristique et une viscosité qui sera considérée comme constante ( $\nu = 10^{-6}$ ). Dans le calcul numérique, on peut introduire une valeur de  $\nu$  variant avec la température dans le liquide sans trop augmenter le temps de calcul. Nous choisissons

la vitesse caractéristique égale à la vitesse linéaire des rouleaux :  $V_r \sim 10$  cm/s à 1 m/s)

la distance caractéristique égale à l'écart entre les rouleaux à l'isthme  $2H_0$  :  $2 H_0 \sim$  mm au cm.

Dans le programme de maillage les distances sont adimensionnées par  $2H_0$ .

Donc  $R^* = \frac{R}{2H_0}$

$$Y_4^* = \frac{Y_4}{2H_0}$$

où  $Y_4$  est la largeur du jet à son impact avec les rouleaux

$$X_{45}^* = \frac{X_{45}}{2H_0} \quad \text{où } X_{45} \text{ est la hauteur du jet prise avant l'impact.}$$

Pour un bon calcul il faut que  $X_{45}$  soit supérieure à  $Y_4$ .

Le nombre adimensionnel de Peclet  $Pe = \frac{UL}{\alpha}$ , est donc calculé avec le terme  $U*L$  égal à  $2H_0V_r$  comme le nombre de Reynolds. Le nombre de Peclet traduit les effets de la convection par rapport aux effets de la diffusion. De plus, comme  $\alpha$  est variable suivant l'état physique du matériau à la température  $T_{ij}$  en chaque point du maillage, on introduit 3 nombre de Peclet :  $Pe_{li}$ ,  $Pe_{pât}$  et  $Pe_{sol}$

$$\begin{aligned} Pe_{li} &= 150 \\ Pe_{pât} &= 232 \\ Pe_{sol} &= 132 \end{aligned}$$

avec  $\alpha_{pât} = 4 \cdot 10^{-6}$   
 $\alpha_{liq} = 6 \cdot 10^{-6}$

$\alpha_{pât}$ , la diffusivité thermique du métal pâteux, est calculée pour tenir compte du dégagement de chaleur latente comme il a déjà été dit :

$$\alpha_p = \frac{K}{\rho_p \left( C_S + \frac{L_S}{T_L - T_S} \right)}$$

où  $L_S$  est la chaleur latente de solidification,  
 $T_L - T_S$  est l'intervalle liquidus solidus.  
 $C_S$  chaleur spécifique du solide.

par exemple pour l'acier  $C_S = 755$  et  $\frac{L_S}{T_L - T_S} = \frac{26700}{50} = 534$

#### 1.4.3. Expression de la fonction de courant dans l'équation de la chaleur dans les parties solide et pâteuse :

Dans ces deux régions, dont l'état est fixé par rapport aux valeurs du solidus et du liquidus de l'alliage pris en considération, on calcule les valeurs de  $\psi$ , la fonction de courant, par un sous programme de la façon suivante :

$$\psi = \left| 1 - \frac{(\sqrt{X^2 + (H_0 + R - |Y|)^2} - R)}{H_0} \right| \cdot 0,5 \cdot \text{sign}(Y)$$

où  $e_s = \frac{\sqrt{X^2 + (H_0 + R - |Y|)^2} - R}{H_0}$  représente la distance du point au rouleau  
 s vaut  $H_0$  pour  $X = Y = 0$  ou bien  $\psi = 0$ .  
 s vaut 0 pour  $X = 0, |Y| = H_0$  ou bien  $\psi = \pm 0,5$

Cette formule traduit le fait que dans toute section perpendiculaire au sens de l'écoulement le débit est égal à  $2H_0V_r$  et que le débit passant à l'extérieur du domaine solide ou pâteux est  $2V_r(H_0 - e_s)$  qui, adimensionalisé s'écrit  $\psi = 1 - \frac{e_s}{H_0}$ .

Ce raisonnement est limité à une épaisseur solide inférieure ou égale à  $2H_0$ .

On introduit une fonction de courant dans l'équation de la chaleur stationnaire, afin de tenir compte non seulement des échanges de chaleur par conduction en direction de la paroi mais aussi des échanges par convection puisque le solide est mobile. Ceci est traduit par le nombre de Peclet solide ou pâteux. Les fonctions de courant telles qu'elles sont calculées introduisent le fait que le solide et le métal pâteux ont une vitesse de bloc.

#### 1.4.4. Conditions aux limites :

##### Hydrauliques :

Le nombre de Reynolds a été déterminé par la vitesse de paroi. Les conditions aux limites proprement dites sont :

- à l'entrée : pas de vitesse  $V$  selon  $y$  :  $\frac{\partial \psi^*}{\partial x} = 0$
- à la sortie : pas de vitesse  $V$  selon  $y$  :  $\frac{\partial \psi^*}{\partial x} = 0$
- à la paroi, c'est à dire à la surface des rouleaux, la vitesse adimensionnelle est :

$$V^* = 1. \quad \text{ou bien} \quad \psi = \pm 0,5.$$

Afin de calculer  $\omega$ , on fait un développement limité du Laplacien de la fonction de courant au voisinage du rouleau. La vitesse de paroi intervient dans ce développement :

$$\psi_p = \psi_1 + s \frac{\partial \psi}{\partial s} + s^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial s^2} \quad \text{avec} \quad \frac{\partial \psi}{\partial s} = V_r \quad \text{et} \quad \frac{\partial^2 \psi}{\partial s^2} = -\omega_p$$

d'où la valeur de  $\omega_p$  :  $\omega_p = 2(\psi_1 - \psi_p) + V_r^*s$  dans laquelle  $s$  distance entre deux points du maillage orthogonal.

Si, en un point du maillage la température  $T$  est inférieure à la température du solidus, les conditions aux limites sont pour le pas suivant:

- \* sur le jet libre : pas de changement,
- \* en sortie : pas de changement,
- \* sur les parois  $\psi = \pm 0,5$

Dans les zones solides ou pâteuses, le calcul de  $\omega$  ne sert que pour les points qui sont à la périphérie du domaine. En effet,  $\omega$  n'intervient pas dans le calcul thermique du point limite entre les zones pâteuse ou solide et le liquide.

\* à l'isthme : il n'y a pas de condition à la limite naturelles, il faut imposer une coupure arbitraire de l'écoulement. Nous avons choisi de couper l'écoulement en introduisant une N+1<sup>ème</sup> ligne fictive à laquelle on affecte toutes les valeurs de la N-1<sup>ème</sup> ligne, ce qui est une façon de considérer l'isthme comme une ligne de symétrie (figure 1.4).

### Thermiques :

La température est adimensionnalisée par la différence entre la température de coulée  $T_c$  et  $T_0$  température des rouleaux au loin.

$$TT = \frac{T - T_0}{T_c - T_0}$$

les températures de liquidus  $T_L$  et solidus  $T_S$  seront adimensionnalisées de la même façon. L'écart  $T_c - T_L$  est de quelques dizaines de degrés.

\* Sur les parois du jet on impose un flux thermique nul,

\* Au contact des rouleaux, il existe un échange de chaleur. Cet échange est numérisé de la façon suivante:

$$TT_j = TT_{j+1} + Nu \cdot TT_j \cdot s$$

Le terme Nu, nombre de Nusselt, est un coefficient d'échange adimensionnel. Il est calculé par le rapport du flux échangé  $Flu$  entre le métal et le rouleau et le flux de chaleur convecté par le métal. Ce dernier est calculé par une dimension caractéristique :  $2H_0$ , la conductivité thermique du métal :  $K$  et l'écart de température :  $T_c - T_0$

$$Nu = \frac{2 H_0 \cdot Flu}{K(T_c - T_0)}$$

Les valeurs de flux échangés que l'on trouve dans la littérature varient sensiblement suivant les situations décrites de  $10^4$  à  $5 \cdot 10^6$  [8], [9]. Ce paramètre doit être relié à des résultats expérimentaux et est difficilement ajustable.

\* A l'isthme : On fait la même approximation que pour les conditions hydroliques. Ceci revient à avoir la même température sur les deux dernières lignes et à négliger la conduction dans le sens du tirage à l'isthme.

## Résultats

Nous déterminons  $Y_4$  la largeur du jet à l'entrée et  $X_4$  la hauteur de remonté du liquide pour qu'il y ait solidification à l'isthme (présence uniquement de métal pâteux ou solide). Le calcul est effectué pour de l'acier, ayant une température de liquidus  $T_L = 1450$  °C et une température de solidus  $T_S = 1400$  °C. La température de coulée  $T_C = 1470$  °C. Nous faisons varier l'épaisseur du produit en sortie  $2 \cdot H_0$  et la vitesse des rouleaux  $V_r$ . Les résultats sont portés dans le tableau 1.1. Dans ces exemples, le rayon des rouleaux est de 500 mm et le flux de chaleur échangé de 1 000 000 W/m<sup>2</sup>.

Tableau 1.1

Rayon roue en mm	Flux échangé W/mm	épaisseur 2.Ho en mm	Vitesse roue $V_r$ en M/s	Largeur $Y_4$ en mm	Hauteur $X_4$
500	$10^6$	6	0,5	84	1
500	$10^6$	6	0,8	100,5	212
500	$10^6$	6	1	112	224
500	$10^6$	10	0,5	145	250

D'après ses résultats, on remarque que, pour une épaisseur de produit et un rayon de rouleau donnés, la largeur de la veine de métal liquide alimentant la coulée entre les rouleaux augmente avec la vitesse de ces derniers. Ceci est en effet normal puisque le métal solidifié est entraîné par les rouleaux et que l'épaisseur solidifiée augmente avec le temps de contact c'est-à-dire avec l'inverse de la vitesse, et que par conséquent, pour une certaine hauteur  $X_4$  entre les rouleaux, il aura donc plus de métal solidifié à petite vitesse qu'à grande vitesse.

Les hauteurs de remontée trouvées indiquent que, même pour de faibles épaisseurs, il est nécessaire, soit de tourner lentement, soit d'augmenter le diamètre des roues de refroidissement. Les valeurs calculées indiquent que, les dimensions d'une installation de coulée directe seront donc plus importantes que ne le laisserait penser une comparaison hâtive, avec une installation de coulée continue, basée sur un simple rapport des épaisseurs des produits.

Les temps de calcul étant importants, nous n'avons pas fait varier tous les paramètres. Il eut été intéressant, en effet, de faire varier le flux échangé, car cette valeur est liée au matériau de la roue.

Ce calcul est basé sur une méthode itérative. Il peut arriver que les coefficients de relaxation fixés au départ ne soient plus adaptés à d'autres stades du calcul, quand, par exemple, le domaine est très modifié, et que cette inadaptation entraîne la divergence du calcul.

La précision du calcul de la hauteur de remontée dépend du pas choisi pour l'augmentation de cette côte au cours des itérations. Il faut réduire ce pas lorsque les calculs indiquent que la solidification s'approche de l'isthme.

Une autre difficulté de ces calculs est liée à l'équation de la thermique. En effet, la chaleur latente libérée dans le métal liquide ou pâteux fait "refondre" certain point, qui pourront se "resolidifier" au pas de calcul suivant.

Ceci entraîne une instabilité numérique. En fait, dans la plupart des cas de calculs que nous avons essayés, le nombre de points concernés par ces instabilités de température et d'état était très faible.

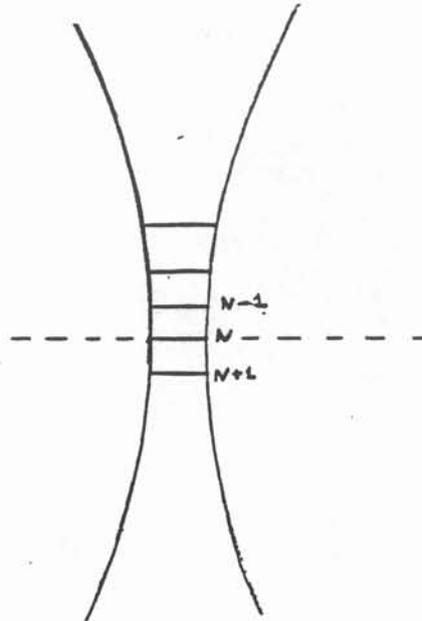


figure 1.5 coupure de l'écoulement à l'isthme

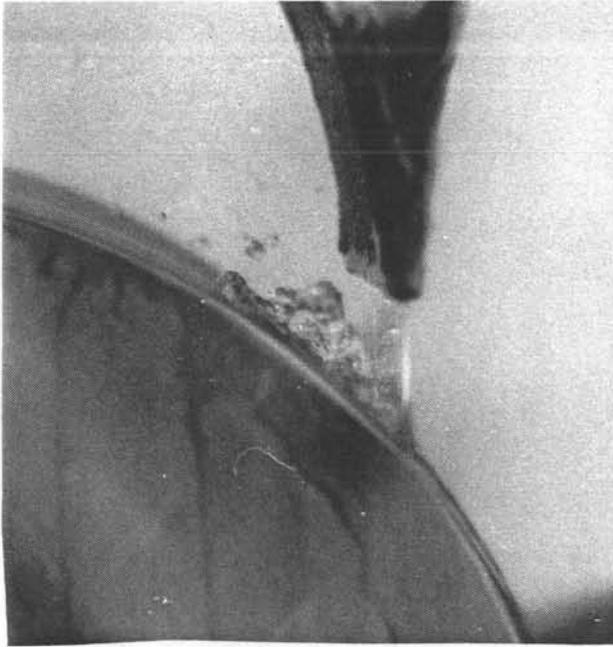


photo 2.1.  
bouillonnement en amont de l'impact d'une lame d'eau  
sur la génératrice d'une roue en rotation.  
( photo P.Julliard )

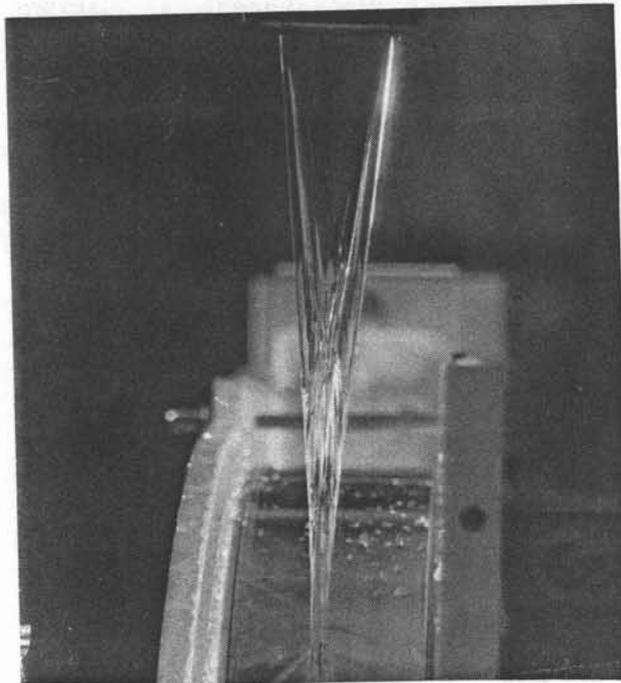


photo 2.2.  
rétrécissement d'une lame d'eau sous  
l'effet de la gravité et de la tension superficielle

## CHAPITRE 2

### JETS ET LAMES DE METAUX LIQUIDES

Ce chapitre est consacré à l'étude hydrodynamique des jets et des lames de métaux liquides. Après une brève étude bibliographique sur la stabilité d'une lame issue d'une busette, nous portons notre attention sur la qualité des jets de métaux liquide, l'élargissement de ces jets, et leur coalescence. Puis une comparaison entre des rubans obtenus dans une coulée directe de type "melt-spinning" avec une busette d'alimentation rectangulaire avec ceux obtenus par impact de jets ronds. En particulier l'impact de jets ronds sur un substrat immobile sera considéré. Enfin nous présenterons les possibilités d'obtenir des lames de grand élongation par formage électromagnétique.

#### 2.1 - Les lames de métal liquide

Dans les procédés de coulée directe qui ont été présentés au chapitre 1, il en est un appelé "melt-spinning" où il existe un impact d'une lame liquide sur la génératrice d'une roue refroidie et en rotation. La lame doit avoir la largeur du produit que l'on désire obtenir et une épaisseur  $e_1$ , telle que :

$$e_1 V_1 = e_2 V_2$$

avec  $e_1$  : épaisseur de la lame incidente,  
 $e_2$  : épaisseur du produit solidifié,  
 $V_1$  : vitesse supposée uniforme de la lame liquide incidente,  
 $V_2$  : vitesse du métal après solidification.

Les épaisseurs de produits finis envisagées, environ 5/10 mm, et les conditions pour avoir un impact stable de la lame sur la roue [étudiées en 10] imposent un rapport des vitesses  $V_2/V_1$  entre 4 et 7 et fixent ainsi l'épaisseur de la lame incidente vers 3 mm.

D'autre part, dans le type de coulée choisie, il ne faut pas que l'impact interfère avec l'organe d'alimentation. Il faut pour cela respecter une distance minimale entre la busette et la roue dont l'ordre de grandeur est fixé afin que les battements de liquide à l'arrière de l'impact (photo 2.1) ne viennent pas perturber la lame en sortie de busette. Ceci a été déterminé expérimentalement et théoriquement par P. JULLIARD [10]. Plusieurs centimètres sont à prévoir entre la busette et la roue. Les lames liquides que nous utilisons et que nous voulons solidifier sont donc limitées par un parallélogramme théorique de dimension



photo 2.3.  
perturbation de grande longueur d'onde  
d'un jet d'acier

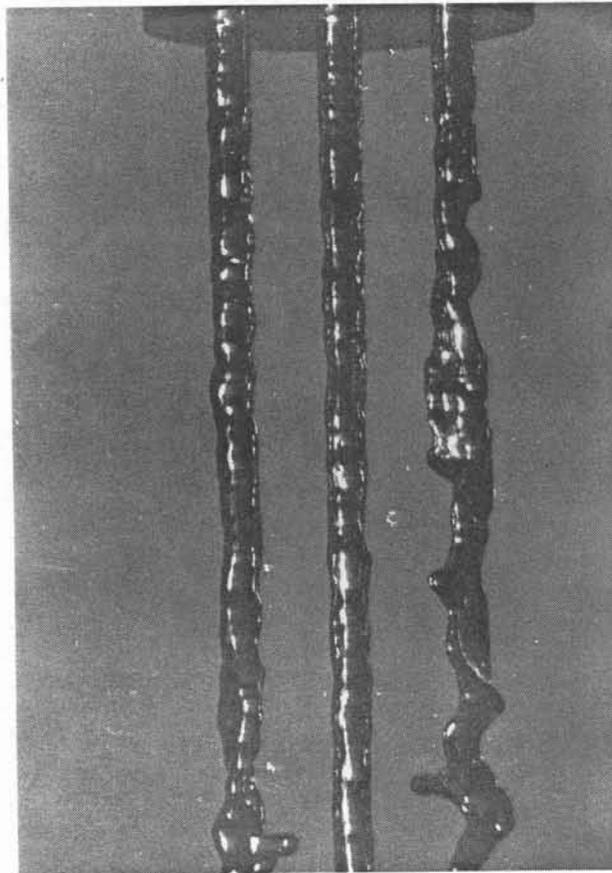


photo 2.4.  
perturbation de petite longueur d'onde  
d'un jet de mercure

typique  $L \times 50 \times 3$  mm avec une vitesse débitante de l'ordre de 2 m/s,  $L$  étant la largeur du produit visé, c'est-à-dire quelques centaines de mm.

La conservation de l'intégrité de cette lame au moment de l'impact est essentielle pour la qualité du produit après solidification. Diverses instabilités peuvent se développer qui vont modifier la forme de la lame.

La première est due à l'action de la tension superficielle aux extrémités de la lame qui se traduit par 2 effets couplés :

- deux cylindres ou bourrelets se développent aux extrémités de la lame .
- la largeur de la lame diminue au profit de son épaisseur (photo 2.2), jusqu'à ce que les 2 bourrelets se rejoignent. La longueur verticale  $H$  du trajet effectué par une section liquide avant cette jonction est estimé par la formule suivante [27].

$$H = \left(\frac{\pi \rho e}{\sigma}\right)^{1/2} \frac{L * V}{8}$$

où  $L$  est la largeur initiale de la lame,  $e$  son épaisseur initiale,  $V$  sa vitesse initiale,  $\rho$  sa masse volumique et  $\sigma$  sa tension superficielle.

On peut d'ailleurs déterminer le temps de jonction des deux bourrelets  $t = \frac{H}{V}$  par :

$$t = \left(\frac{\pi \rho e}{\sigma}\right)^{1/2} \frac{L * V}{8}$$

Il est intéressant de remarquer que, dans cette formule qui exprime la compétition entre l'inertie et la tension superficielle, on néglige la dissipation visqueuse.

D'autres instabilités dues par exemple au frottement entre le liquide et l'air ambiant peuvent se développer, mais le temps de développement de ces instabilités est pour les lames [12], supérieur au temps de jonction exprimé ci-dessus.

Les busettes utilisées pour les lames d'eau et de mercure dont nous parlons plus loin, sont constituées d'un convergent muni d'un nid d'abeille, ce qui permet d'avoir, à l'orifice, une très bonne uniformité des vitesses. Ceci n'est pas possible pour les lames d'étain car l'utilisation d'un nid d'abeille est inenvisageable. En effet, il s'obturerait trop facilement. De plus au cours des expériences que nous avons effectuées, le système de régulation de débit était insuffisamment précis.

## 2.2 - Les jets cylindriques de métaux liquides

Nous avons pour but d'utiliser la coalescence de petites lames afin de produire une seule lame (figure 2.1). Chacune des petites lames est obtenue à partir d'un jet cylindrique déformé par l'action des forces électromagnétiques. Les

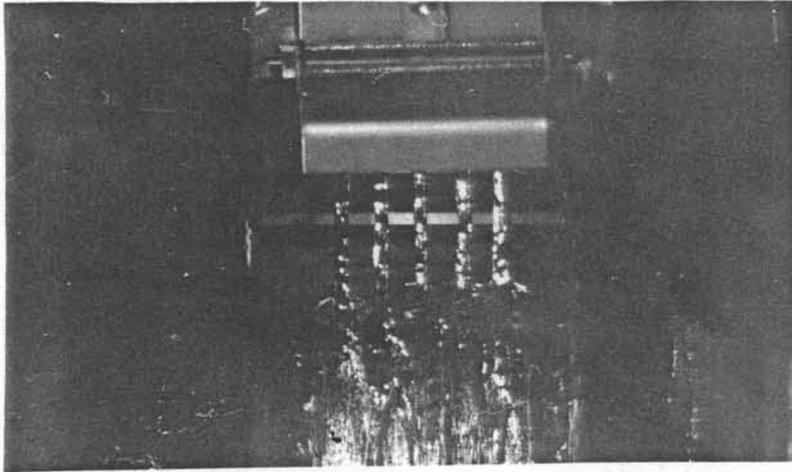


photo 2.5.  
perturbations sur 5 jets d'étain

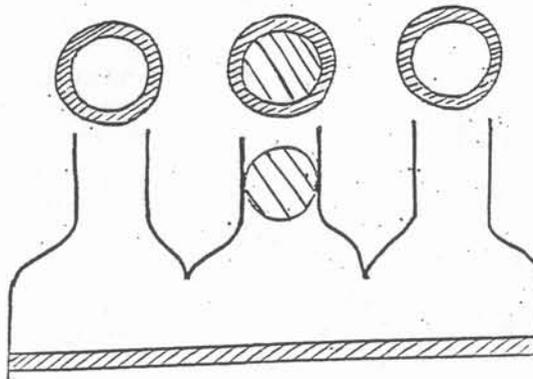


figure 2.1.  
schéma de principe de la création d'une lame  
rectangulaire à partir de jets ronds.

jets cylindriques présentent un certain nombre de défauts qui peuvent persister sur la lame et donc sur le ruban solide.

En effet la tension superficielle déstabilise aussi les jets cylindriques. Voici ce que nous avons pu observer au cours des expériences que nous avons menées.

Il apparaît deux familles de perturbations qui diffèrent par leur longueur d'onde.

-Des perturbations de grandes longueurs d'onde (5 ou 6 cm) très visibles sur les jets d'aciers (photo 2.3). Elles sont liées à des mouvements dans le bac répartiteur au-dessus des orifices. Le mouvement de battement des photos de la figure 2.3 est en fait un mouvement d'enroulement hélicoïdal. Il est possible de limiter ces perturbations dans le cas de l'acier. Pour cela, nous avons maintenu l'organe de fermeture des orifices à 1 cm au-dessus de ceux-ci pendant l'écoulement. Toutefois, ces perturbations n'ont pas disparues complètement.

-Dans les expériences réalisées avec du mercure, où le principe de la boucle d'essai (figure 4.1) permet de bien contrôler le niveau métallostatique, des perturbations de type "bouffée" apparaissent dans certains cas (photo 2.4). Ce phénomène avait déjà été rencontré [3]. Dans le cas présenté sur la photo 2.4., nous avons pu supprimer ces perturbations, en introduisant un nid d'abeille au-dessus des orifices.

Dans le cas de l'étain (photo 2.5), les grandes perturbations sont peu visibles sur les photos, mais le sont sur les enregistrements vidéo des essais de formage électromagnétique avec solidification de ruban. De plus, nous avons pu observer des instabilités de niveau directement au-dessus de la busette .

Nous avons photographié des jets de mercure, d'acier et d'étain, pour différents diamètres de jets et en faisant varier la vitesse des jets dans le cas du mercure. Les conditions de ces expériences sont reportées dans le tableau 2.1.

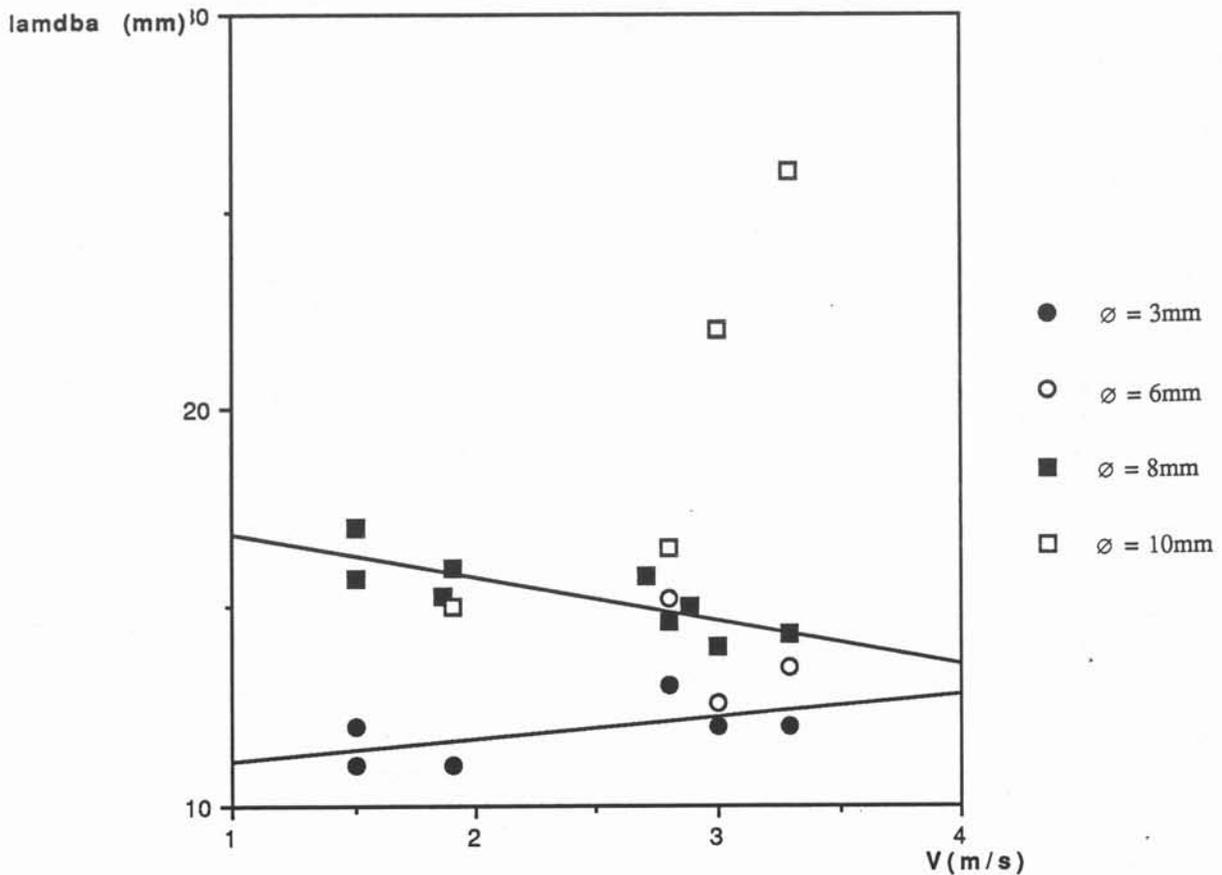
tableau 2.1.

Métal	Diamètre	Nombre de jets	Vitesse m/s
Acier	8	1	1.5
		2	1.5
		3	1.5
		4	1.5
Etain	8	5	1.65
	13	2	
Mercure	3	1	
	6	1	
	8	1	
	10	1	
	8	3	

Tableau 2.2.

Diamètre $\varnothing$	Vitesse n/s	$\lambda$ en mm	$\tau$ en s
3	3.3	12	$3.6 \cdot 10^{-3}$
3	3	12	4
3	2.8	13	4.3
3	1.9	11	5.7
3	1.5	12	8
3	1.5	11	7.3
6	3.3	13.5	4.1
6	3	12.6	4.2
6	2.8	15.2	5.4
8	2.88	15	5.2
8	2.70	15.8	5.85
8	1.86	15.3	8.2
8	1.5	15.7	10.4
8	3.3	14.3	4.33
8	3	14	4.6
8	2.8	14.6	5.2
8	1.9	16	8.42
8	1.5	17	11.3
10	3.3	26	7.87
10	3	22	7.33
10	2.8	16.5	5.89
10	1.9	15	7.89

figure 2.2.  
longueur d'onde des perturbations des jets de mercure  
en fonction de la vitesse des jets



Nous avons mesuré la longueur d'onde dans le cas du mercure. Ces longueurs d'onde ainsi que les périodes  $\tau$  qui leur sont associées  $\tau = \frac{\lambda}{V}$  sont portées dans le tableau 2.2. et sur la figure 2.2. On remarque que pour les petits diamètres (3, 6 et 8 mm) la longueur d'onde est peu sensible à la vitesse du jet, par contre pour le jet de 10 mm, la longueur d'onde varie rapidement avec cette vitesse. L'amplitude de ces perturbations est difficile à définir car il y a à la fois des perturbations de type "saucisse" et du type "hélice" (figure 2.3). Dans une étude sur l'influence de la forme des busettes I.W. Hozt et J.J. Taylor [27] présentent des perturbations de jet d'eau qui sont assez proches de celles que nous observons sur les jets de 10 mm. Les conditions hydrodynamiques sont mal précisées dans ce document, mais il apparaît que la forme de la busette a un effet déterminant sur la qualité du jet et que, pour obtenir une bonne qualité de jets, des convergents coniques sont à préférer aux rectangulaires.

Pour l'acier, seul un diamètre de 8 mm était disponible, la vitesse des jets était de 1,5 m/s environ, la longueur d'onde des perturbations de 20 à 25 mm. Cette valeur est supérieure à celle du mercure dans les mêmes conditions.

Pour l'étain avec des jets de 8 mm et une vitesse de 1,65 m/s, la longueur d'onde est d'environ 17 mm (figure 2.4) mais les conditions d'essai ne permettent pas une étude précise de perturbations.

Lorsqu'un jet de liquide s'écoule d'un réservoir, sous l'effet de la gravité, par un orifice circulaire placé sous le réservoir, il peut apparaître une rotation en bloc du liquide du réservoir, appelé aussi vortex de vidange. C'est cette rotation de l'écoulement qui crée les perturbations que nous avons observées à la surface du jet et non pas les instabilités capillaires comme nous l'avions pensé antérieurement [3]. En effet, l'instabilité capillaire [12] a une longueur d'onde telle que  $\lambda = \frac{R \cdot 2\pi}{0,697}$  soit pour nos dimensions de jets de 3, 6, 8, 10 et 13 mm des longueurs d'ondes respectivement de 14, 27, 36, 90, 117 mm, qui ne correspondent pas aux observations.

Nous n'avons essayé sur aucun métal liquide des busettes coniques, mais ceci est certainement nécessaire, car comme nous l'avons vu dans le cas de l'étain, ces perturbations se retrouvent sur les rives des rubans (§ 4.4). Avant de concevoir une installation de coulée directe avec impact de lame formée électromagnétiquement, l'organe d'alimentation doit être étudié avec soin et pour cela des essais sur boucle à mercure en grandeur réelle peuvent être réalisés facilement en laboratoire.

### 2.3 - Coalescence de jets de métal liquide sur une plaque fixe

Nous nous sommes intéressés à l'écoulement de jets de mercure sur une plaque faisant un angle de  $10^\circ$  avec l'axe des jets (figure 2.4), dans l'idée que la plaque pouvait accompagner le métal liquide jusqu'à la roue de solidification et éviter le développement de certaines instabilités.

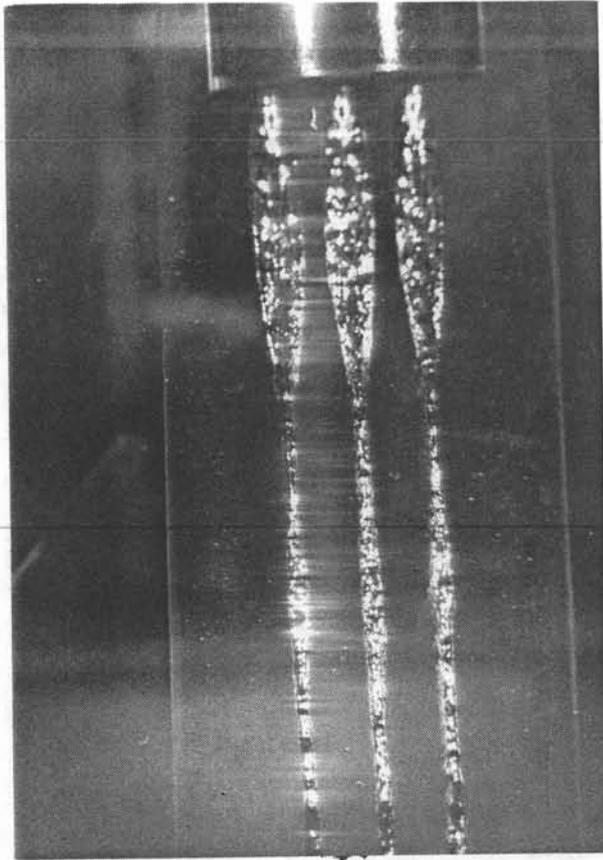


photo 2.6.  
étalement de 3 jets de mercure en lame  
par impact sur une plaque fixe.

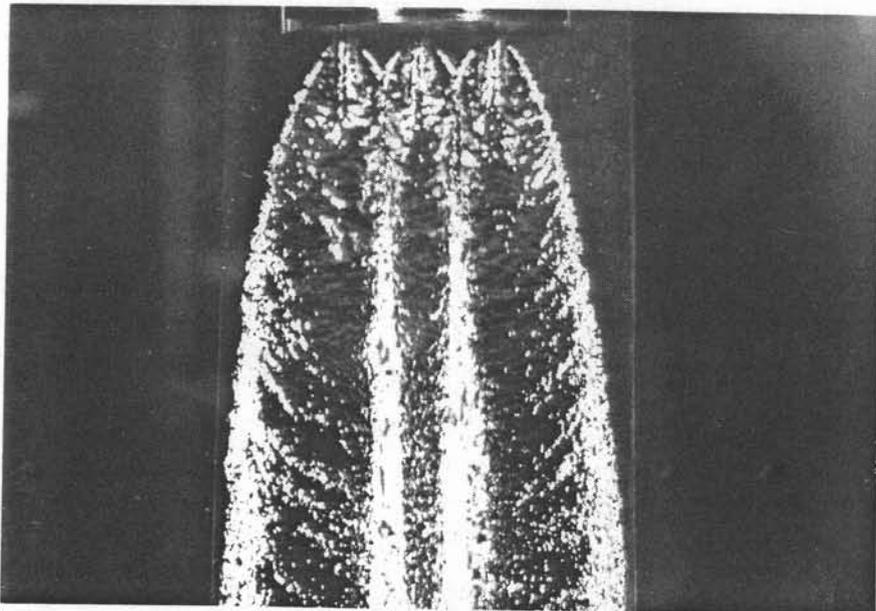


photo 2.7.  
le débit de mercure est plus élevé que celui de la photo 2.6.  
les trois jets coalescent immédiatement après l'impact.

Les jets s'étalent sur la plaque (photo 2.6) et forment des lames qui ruissellent puis se referment. Il y a alors, à nouveau décollement de jets puis un nouvel impact et un étalement. Nous avons pu, en diminuant le débit de mercure, compter jusqu'à quatre rebonds successifs sur une distance de 20 cm. Lorsque nous augmentons le débit, les jets s'étalent jusqu'à coalescence (photo 2.7). Si le débit est trop important, des crêtes se forment après la jonction avec émission de gouttelettes. Si nous choisissons un réglage du débit permettant juste la coalescence, la hauteur des crêtes est minimisée, sans toutefois les faire disparaître totalement. L'examen de cet écoulement est instructif car il comporte de la coalescence et parce que l'inertie y joue un rôle important.

Il est certainement possible de mieux contrôler cet écoulement et des champs magnétiques peuvent y aider. Mais ce serait en soi tout un travail et n'était pas notre but.

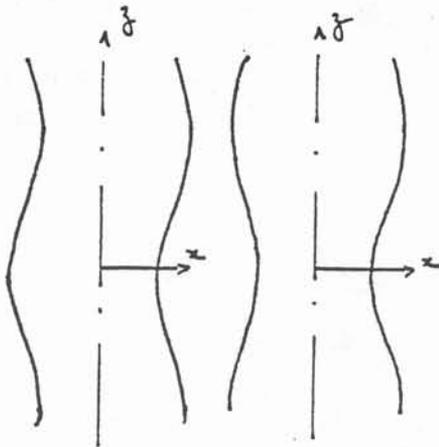


figure 2.3.  
les deux types d'instabilité  
des jets cylindriques

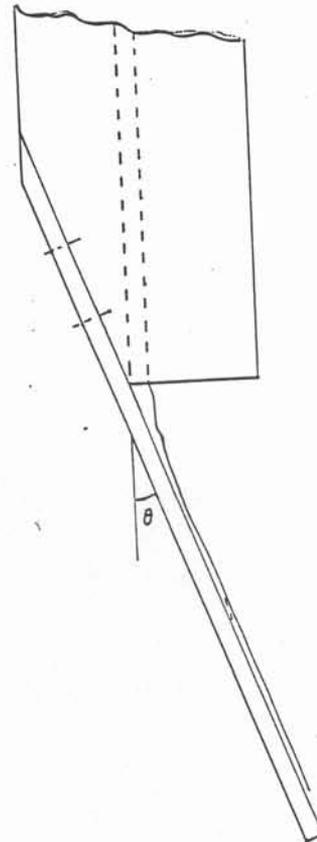


figure 2.4.  
vue en coupe de l'écoulement de jets  
sur une plaque plane et fixe.

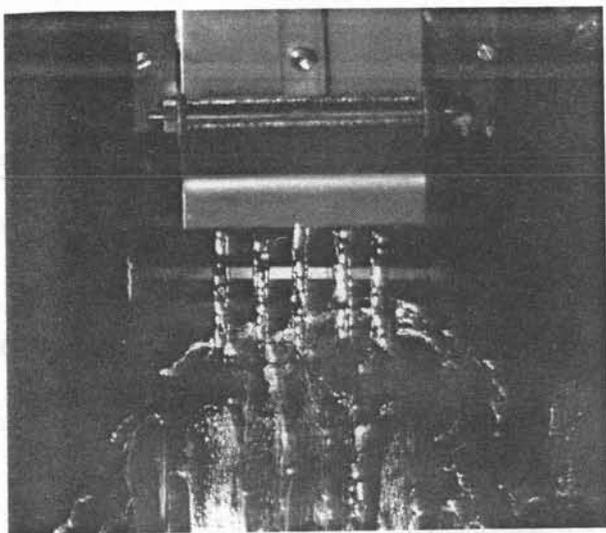


photo 2.8.  
impact de 5 jets d'étain de diamètres 8 mm  
et d'entre-axes 20 mm

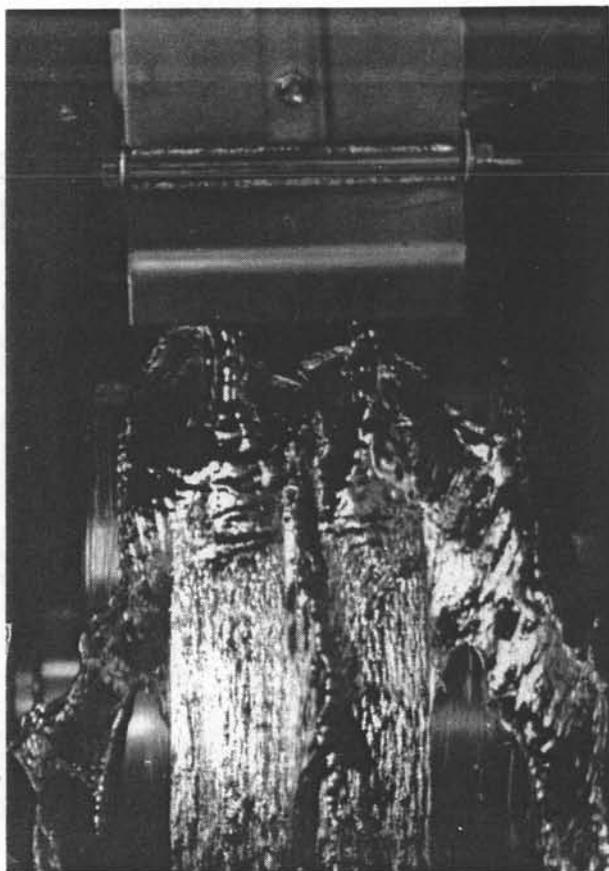


photo 2.9.  
impact de 2 jets d'étain de diamètres 13 mm  
et d'entre-axes 45 mm

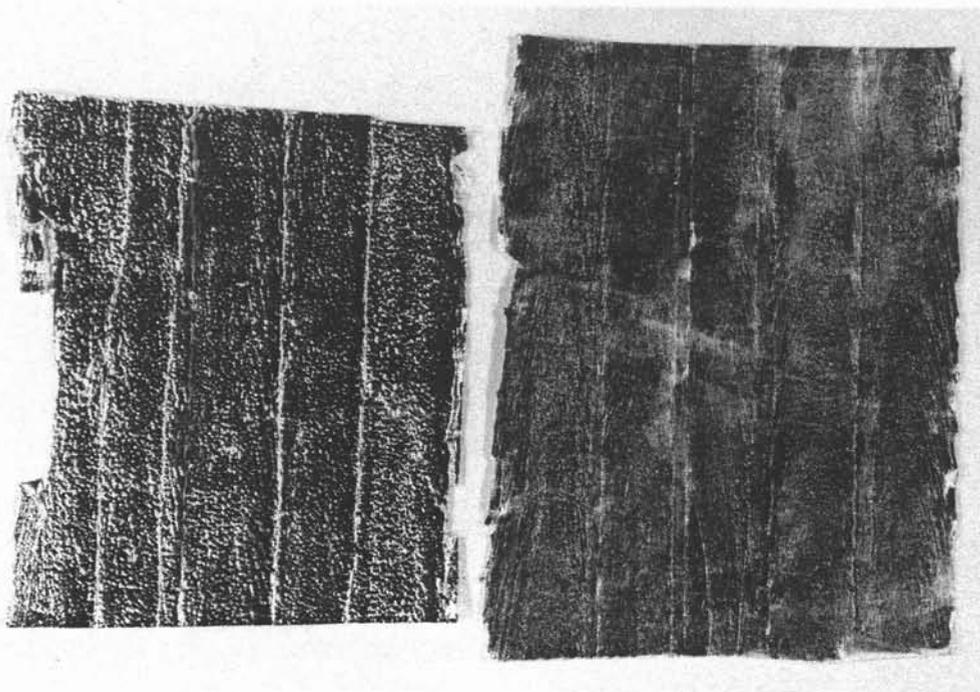


photo 2.10.  
ruban d'étain obtenu à partir de 5 jets de diamètre 8 mm

## 2.4 - Coalescence et solidification de jets de métal liquide sur une roue en rotation.

Nous avons comparé des rubans d'étain solides obtenus par impact direct de jets cylindriques sur une roue en rotation, avec ceux issus d'une busette matérielle. Nous avons, pour cela, mis en service le même dispositif d'obtention de jets (cf chapitre 4) que pour les essais de formage électromagnétique de ruban d'étain mais sans utiliser d'inducteur .

Nous avons fait un essai avec 5 jets de diamètre 8 mm et d'entre-axes 20 mm et un essai avec 2 jets de diamètre 13 mm et d'entre-axes 45 mm. Les impacts ainsi obtenus sont illustrés par les photos 2.8 et 2.9. On remarque dans les 2 cas que

-les écoulements alimentés par des jets voisins coalescent sur la roue, y compris en arrière des jets,

-qu'il apparait une crête de métal liquide qui est centrifugée. Cette crête de métal liquide se retrouve sur le métal solide, soit par une surépaisseur soit, dans certain cas, par un trou dans le ruban, quand la totalité de la crête a été centrifugée sans se solidifier.

-qu'un débit important est éjecté périodiquement par les bords de la roue et donne de curieuses nappes liquides en aile de chauve souris.

Les rubans formés à partir de jets de 8 mm ont un aspect de surface voisin de ceux obtenus avec des lames (cf chapitre 4), mais l'existence des crêtes se manifeste par une aspérité (photo 2.10). Les rubans formés avec des jets de 13 mm sont discontinus sur une section transverse.

## 2.5 - Les possibilités de formage électromagnétique des métaux liquides.

Le champ magnétique dans un milieu conducteur obéit aux équations de Maxwell :

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0$$

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \mu \vec{j}$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\operatorname{rot} \vec{E}$$

et à la loi d'Ohm généralisée :

$$\vec{j} = \sigma (\vec{E} + \vec{V} \wedge \vec{B})$$

avec  $\vec{B}$  le champ magnétique

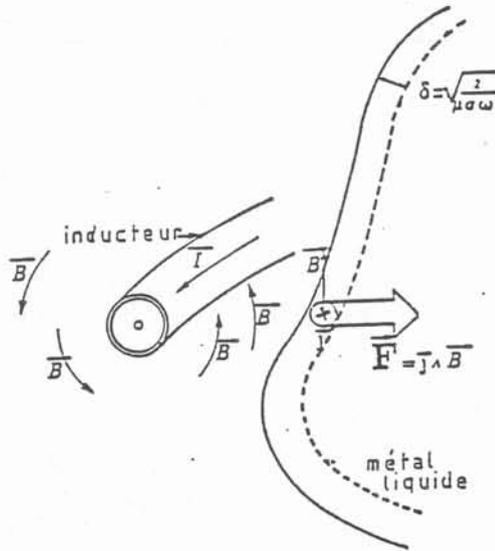


figure 2.5.

dans un milieu électroconducteur placé face à un inducteur parcouru par un courant alternatif des courants électriques induits se développent dans une couche superficielle ou peau électromagnétique.

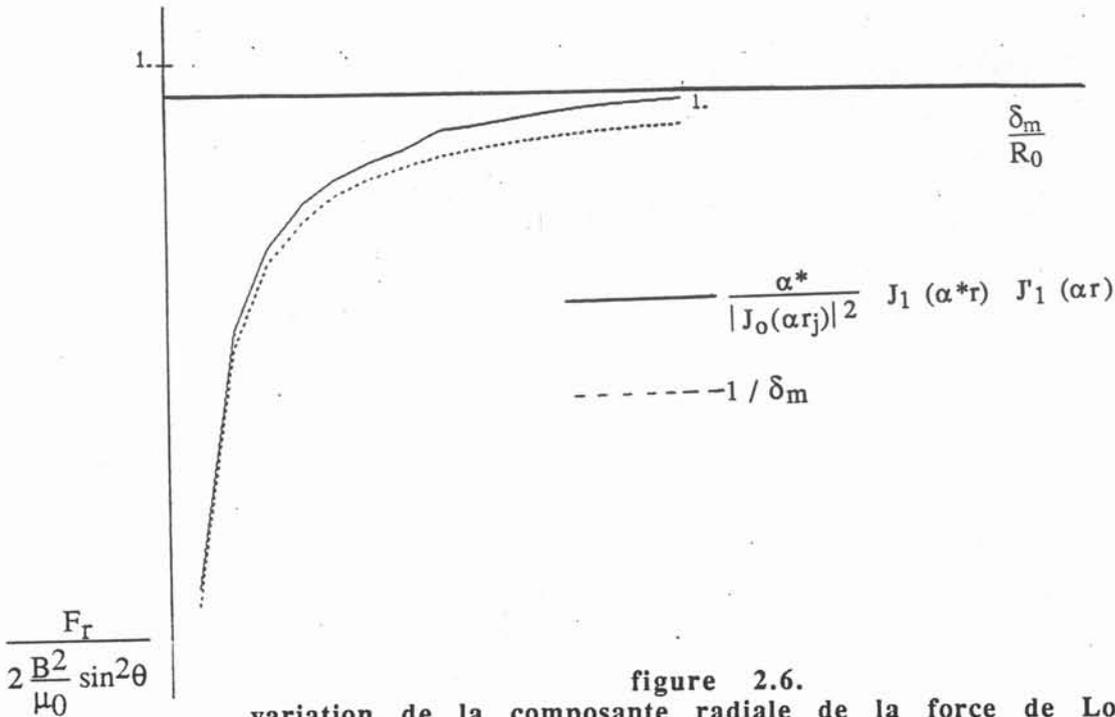


figure 2.6.

variation de la composante radiale de la force de Lorentz calculée sur la surface d'un cylindre de rayon  $R_0$  en fonction de l'épaisseur de peau électromagnétique

$\vec{j}$	la densité de courant
$\vec{E}$	le champ électrique
$\vec{V}$	la vitesse du fluide
$\mu$	la perméabilité magnétique
$\sigma$	la conductivité électrique

La combinaison de ces équations conduit à l'équation de l'induction qui, après adimensionnalisation, s'écrit :

$$R_{\omega} \frac{\partial \vec{b}}{\partial t} = \Delta \vec{b} + R_m \text{rot} (\vec{v} \wedge \vec{b}).$$

avec  $R_m = \mu \sigma V L$  le nombre de Reynolds magnétique.  
Il traduit l'importance de la convection du champ magnétique, par rapport à la diffusion.

et  $R_{\omega} = \mu \sigma L^2 / T$  le paramètre d'écran. Il traduit l'importance de la non-stationnarité du champ magnétique vis à vis de sa diffusion.

Dans notre étude,  $R_m$  est de l'ordre de  $2.10^{-2}$ , les grandeurs qui le composent sont imposées par le milieu ( $\sigma$  et  $\mu$ ) ou par l'installation ( $V$  et  $L$ ). Le terme advectif de l'équation de l'induction est donc négligeable d'où :

$$R_{\omega} \frac{\partial \vec{b}}{\partial t} = \Delta \vec{b}$$

A cette équation, du type équation de la chaleur, on associe une épaisseur de diffusion, qui dans le cas des champs magnétiques s'appelle épaisseur de peau électromagnétique  $\delta$  (figure 2.5) dont l'expression est donnée par la formule suivante :

$$\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\mu \pi f}}$$

avec  $\rho$  la résistivité électrique ( $\rho = 1/\sigma$ ) du milieu et  $f$  la fréquence du champ magnétique inducteur.

Lorsque  $\delta$  est petit devant la longueur caractéristique du volume conducteur, le champ magnétique et les courants induits ne sont significatifs que dans la peau électromagnétique et prennent la forme :

$$B = B_0 e^{z/\delta} \cos(\omega t + z/\delta)$$

$$j = -\frac{B_0}{\mu \delta} \sqrt{2} e^{z/\delta} (\cos \omega t + z/\delta + \pi/4)$$

avec  $B_0$  champ à la surface et  $z$  est orienté suivant la normale à la surface

Les forces électromagnétiques, nées de l'interaction entre le champ et les courants induits sont égales par unité de volume à  $\vec{j} \wedge \vec{B}$  et n'agissent que dans la peau. Dans le cas où  $\delta < L$ , elles décroissent exponentiellement dans l'épaisseur de peau et ont pour forme :

$$f = \frac{B_0^2}{2\mu\delta} e^{2z/\delta}$$

et dans ce cas, l'intégration de  $f$  suivant  $z$  est indépendante de  $\delta$ . Par contre, la répartition des forces sera différente suivant l'épaisseur de peau, et donc suivant la fréquence.

Afin de mieux connaître la répartition des forces dans le cas de notre étude (jet cylindrique), nous avons calculé la composante radiale de la force  $F_r$  (voir calcul à l'annexe 3) dans le cas d'un cylindre placé dans un champ uniforme  $B_0$  à l'infini. En coordonnées cylindriques, nous obtenons :

$$F_r(r,\theta) = \Re e \left\{ \frac{2 B^2 \sin^2\theta}{\mu} \frac{\alpha^*}{|J_0(\alpha r_j)|^2} J_1(\alpha^* r) J_1(\alpha r) \right\}$$

avec  $\alpha = (1 - i)/\delta$ ,  $r_j$  = rayon du cylindre,  $i = \sqrt{-1}$ ,  $J_0$ ,  $J_1$ , fonctions de Bessel.

Dans le cas où  $\delta$  est très inférieur à  $r_j$  cette force présente une décroissance exponentielle et s'écrit :

$$F_r(r,\theta) = 2 \frac{B^2 \sin^2\theta}{\mu r} \frac{r_j}{\delta} e^{2(r-r_j)/\delta}$$

La figure 2.6 donne une comparaison en fonction de la valeur de  $\delta/R$ , où  $R$  est le rayon du jet, des deux formules précédente de  $F_r$  en  $r = r_j$ . On voit que lorsque  $\delta$  croît,  $F_r$  décroît plus vite que  $1/\delta$  dès que  $\delta > 0,4 r_j$ . Alors l'approximation exponentielle n'est plus valable.

## 2.6 - Action des forces sur les jets

Pour déformer un cylindre en lame, il faut soit l'écraser soit l'étirer dans le plan de la lame (figure 2.7). Pour le déformer sans le déplacer, il faut que la résultante et le moment des forces soient nuls. Ce sera le cas si le champ de force possède les mêmes symétries planes  $XX'$  et  $YY'$  que la lame que l'on désire obtenir.

Dans chacun des 4 secteurs délimités par  $XX'$  et  $YY'$ , la résultante des forces est non nulle. Prenons le cas où les forces écrasent le jet et comparons l'action de deux forces élémentaires identiques mais qui s'appliquent en des points différents l'un  $P_1$  loin de l'axe  $YY'$  et l'autre près de  $P_2$  (figure 2.7).

En un temps  $t$ , ces forces vont engendrer les déplacements  $d_1$  et  $d_2$ . En supposant ces forces constantes pendant ces déplacements, le travail apporté par

ces 2 forces sera  $F_1 d_1$  et  $F_2 d_2$ . Par raison de symétrie le déplacement possible  $d_2$  est bien inférieur à  $d_1$ , donc le travail de  $F_2$  sera plus faible que celui de  $F_1$ , ce qui revient à dire que le même champ magnétique apportera plus d'énergie mécanique au jet si il s'applique loin de l'axe  $YY'$  que près. Donc, pour la même résultante des forces électromagnétiques dans un secteur du jet, l'effet sera différent suivant la répartition des forces.

La répartition des forces électromagnétiques est liée à celle du champ magnétique dans le liquide. Celui-ci étant perpendiculaire aux courants et aux forces qu'il induit, il devra avoir les mêmes symétries que le champ de forces.

On recherchera un champ magnétique parallèle à la lame à former et qui est plus intense dans les régions du jet éloigné du plan de trace  $YY'$ . Dans le cas où  $\delta < L$ , le liquide n'est plus transparent aux champs magnétiques. Le champ magnétique tend à contourner le liquide conducteur, et les forces à se concentrer à la périphérie (Figure 1 de l'annexe 3). Cet effet est favorable au formage.

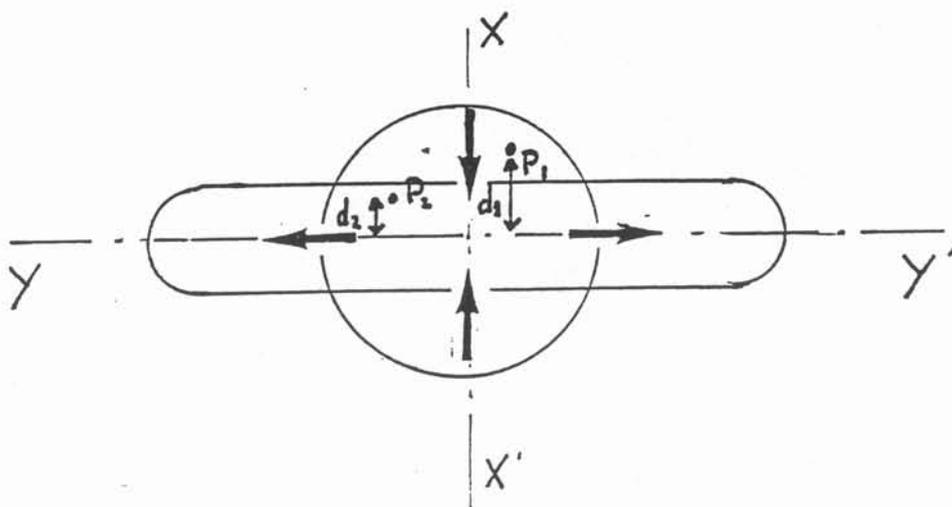


figure 2.7.  
action de forces sur un jet circulaire

## 2.7 - Equilibre statique d'une lame dans un champ magnétique

Placée dans un champ magnétique alternatif dont les lignes de champ lui sont parallèles, une lame de métal liquide subira des forces électromagnétiques. Si  $\delta \ll L$ , on assimile la résultante des forces électromagnétiques à une pression. Dans la section d'un jet en chute libre, on ne considère pas l'effet de la gravité, L'équation de l'équilibre est [15]:

$$\sigma/R + \frac{B_0^2}{2\mu} = \text{cte}$$

avec  $\sigma$  la tension superficielle  
 $R$  le rayon de courbure  
 $B_0$  champ parallèle à la lame

La tension superficielle agit plus aux extrémités de la lame où le rayon de courbure est faible ( $R \approx$  la demi-épaisseur), et comme la pression est constante dans une section, on a ainsi un ordre de grandeur du champ magnétique qu'il faut imposer à la surface pour obtenir une lame d'épaisseur  $e$ :

$$B_0 = 2 \left( \frac{\mu\sigma}{e} \right)^{1/2}$$

Pour une lame de mercure de 2 mm d'épaisseur il faut un champ de 300 Gauss . La similitude entre les champs magnétiques pour deux métaux différents est donc :

$$\frac{B_1}{B_2} = \sqrt{\frac{\sigma_1}{\sigma_2}}$$

Si on se place dans deux configurations identiques pour obtenir un champ donné  $B_1$ , il faut faire circuler dans l'inducteur un courant inducteur  $I_1$  proportionnel au champ magnétique  $B_1$ . La puissance électrique correspondante est proportionnelle à  $I_1^2$  et donc à  $B_1^2$ . La similitude entre les puissances est donc :

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{B_1^2}{B_2^2} = \sigma_1/\sigma_2$$

Entre l'acier et le mercure, ce rapport est de 3.

Il est, par contre, difficile de donner un ordre de grandeur de la puissance par un calcul simple.

Nous appelons "paramètre de contrôle" le terme  $\frac{B_0^2 R}{2\mu\sigma}$

## 2.8 - Energie de surface d'une lame

L'énergie de tension superficielle  $E_\sigma$  de l'interface entre deux milieux (ici liquide-gaz) est proportionnelle à la surface de cette interface.

$$E_\sigma = \sigma S$$

où  $\sigma$  est la tension superficielle et  $S$  la surface de l'interface

La forme d'équilibre en absence de tout champ de forces ou de contact sera celle ayant la surface la plus faible. Dans l'espace c'est la sphère qui est la forme d'équilibre.

Dans le cas des jets ou des lames, on admettra que le problème est bidimensionnel, c'est à dire que l'action de la tension superficielle est beaucoup plus rapide dans une section droite du jet ou de la lame, que dans le sens de l'écoulement. Ce qui est expérimentalement vérifié et se justifie par le faible rayon de courbure de la surface dans le sens de l'écoulement par rapport à celui d'une lame ou d'un jet dans sa section droite.

Dans une section perpendiculaire à l'écoulement, l'énergie par unité de longueur est :

$$E_L = \sigma P$$

où  $P$  est le périmètre de la section

Dans un plan, pour une surface donnée, c'est le cercle qui a le périmètre le plus petit parmi toutes les courbes fermées. Une lame aura donc une énergie supérieure à un jet rond. Nous calculons la différence d'énergie à apporter au jet pour en faire une lame par :

$$E_L = \sigma(P - 2\pi R).$$

Dans le cas d'une lame "rectangulaire" (figure 2.8.a), la variation d'énergie est:

$$\Delta E = \sigma \cdot [2(L-e) + e\pi - 2\pi R]$$

avec  $R$  rayon du jet à partir duquel on forme une lame

$$e \text{ épaisseur de la lame et } e = \frac{L - \sqrt{L^2 + \pi R^2(\pi - h)}}{2(L - \pi/4)}$$

$L$  largeur de la lame

Si la section de la lame est elliptique (figure 2.8.b), comme le périmètre d'une ellipse est

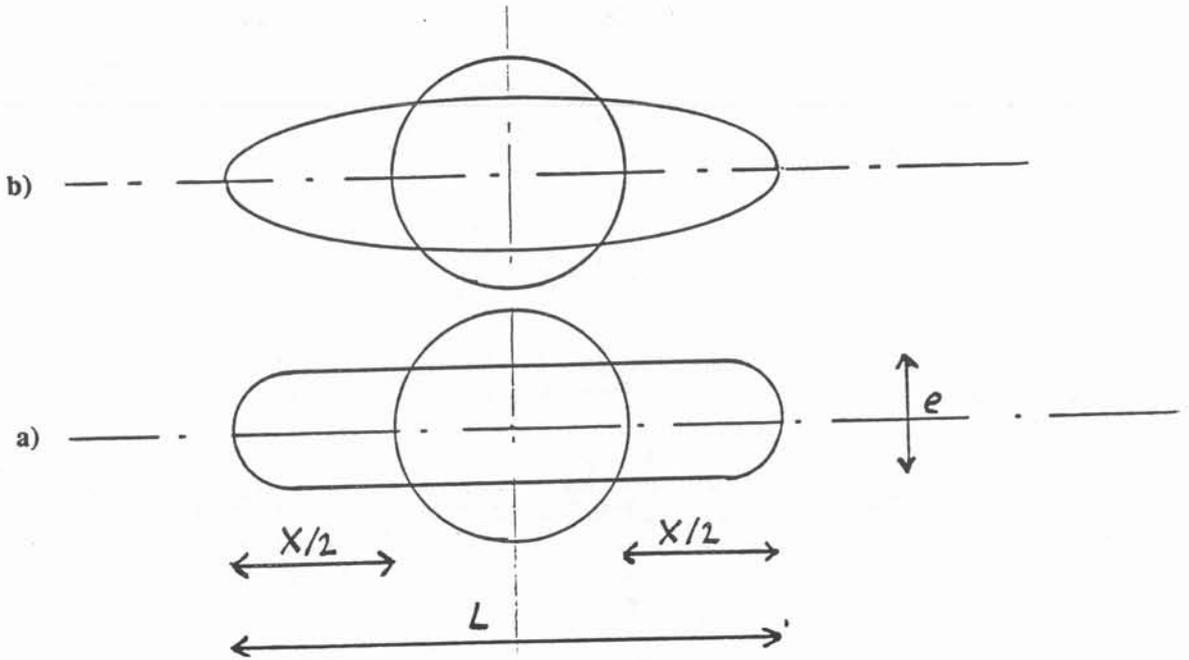


figure 2.8.

- a) schéma de la section d'une lame "rectangulaire"  
 b) schéma de la section d'une lame "elliptique"

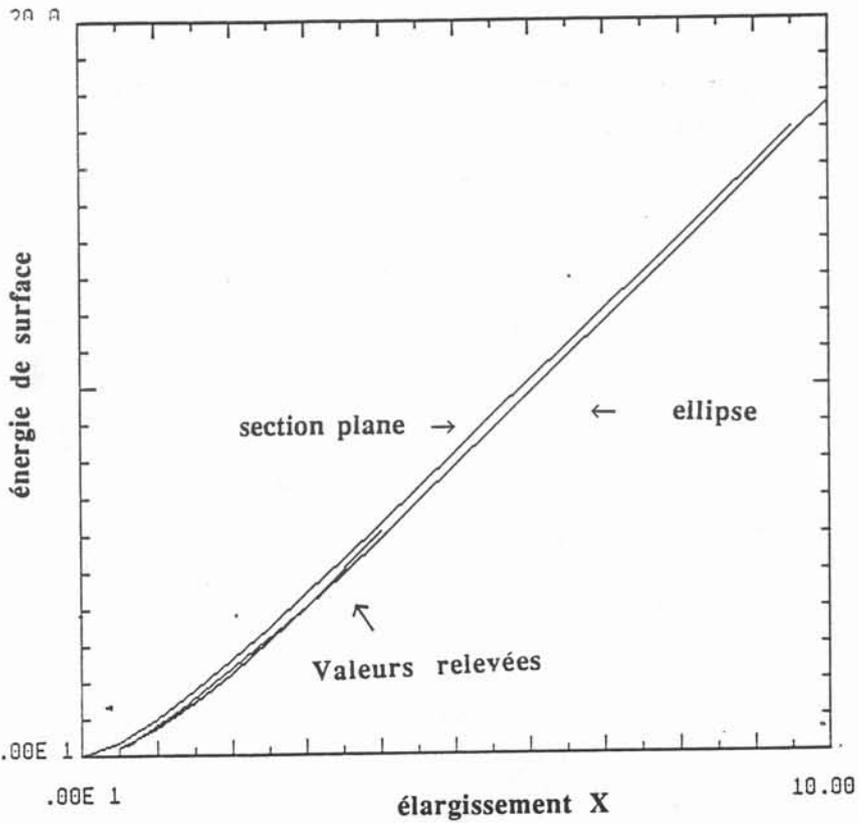


figure 2.9.

énergie de surface en fonction de l'élargissement

$$P = 4a \int \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta} d\theta$$

avec  $k = \frac{1}{a} \sqrt{a^2 - b^2}$

$$a = \frac{L}{a}$$

$$b = \frac{1}{a}$$

la variation d'énergie est exprimée sous la forme :

$$\Delta E = \sigma(P - 2\pi R).$$

Les résultats sont portés sur la figure 2.9 où l'on exprime  $\Delta E$  adimensionnalisé par le produit  $\sigma \cdot R$  en fonction de l'élargissement  $X = L - 2\pi R$  adimensionnalisé par le rayon  $R$ . Les deux courbes, déterminées pour une lame "rectangulaire" et pour une lame "elliptique" tendent vers une droite pour les grands élargissements et peuvent être décrites par une équation de la forme :

$$\frac{E_L(X)}{\sigma R} = A \left(\frac{X}{R}\right)^n$$

On obtient par régression linéaire  $n = 1,5$  et  $A = 0,7$  pour la lame elliptique.

J.P. BRANCHER, J. ETAY et O.SERO GUILLAUME [14] ont calculé la déformation d'une section de métal liquide placée dans un champ magnétique uniforme à l'infini. Les calculs ont été faits pour une épaisseur de peau nulle. Nous avons mesuré le périmètre des surfaces qu'ils ont calculées en fonction de l'élargissement, les résultats sont portés dans le tableau 2.4 et sont comparés aux valeurs calculées pour une lame elliptique sur les courbes de la figure 2.9. On voit que le périmètre calculé numériquement est très proche de celui d'une ellipse. Ayant la même section, le même périmètre à quelques pour cent près, et la même dimension maximale, ces sections sont pratiquement identiques.

Tableau 2.4

X	$\Delta E$ calculé	$\Delta E$ relevé	Ecart relatif
0.63	0.34	0.348	- 2 %
1.314	1.29	1.204	+ 6 %
3.04	4.2	4.131	1.6 %
4	6.13	5.9	3 %

Pour un jet de mercure ( $\sigma = 0,5$  N/m) de 10 mm de diamètre l'apport d'énergie par unité de largeur est

$$E_L(X) = \sigma R \cdot A X^n$$

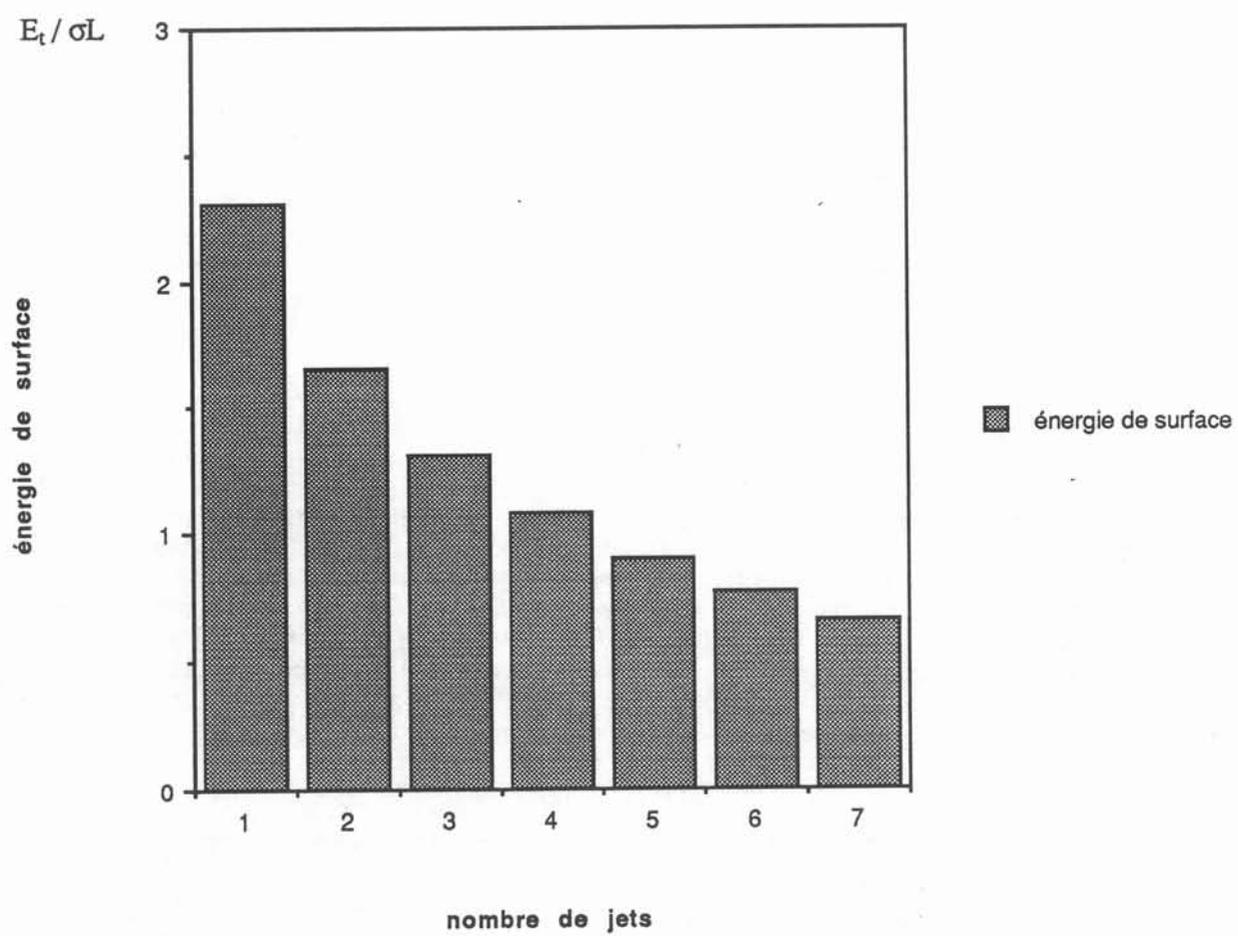


figure 2.10.  
énergie de surface en fonction du nombre de jets utilisés  
pour obtenir une lame unique.

pour  $\frac{X}{R} = 4$ , soit une largeur totale de 6 fois le rayon. Ce qui donne après application numérique

$$E_L = 2,8 \cdot 10^{-2} \text{ Joules/m.}$$

Pour un jet défilant à 1 m/s la puissance nécessaire à la déformation est égale à  $2,8 \cdot 10^{-2}$  Watts. Cette puissance est très faible par rapport aux valeurs enregistrées pendant des essais de formage électromagnétique (quelques dizaines de kW). Cette différence énorme sera expliquée plus loin.

## 2.9 -Energie de coalescence

On peut réaliser une lame d'épaisseur  $e$  et de largeur  $L$  à partir d'un jet de section  $S = L \cdot e$  ou de  $n_j$  jets de section  $L \cdot e / n_j$ . L'énergie nécessaire pour former la lame est  $n_j$  fois l'énergie pour former une lame de largeur  $L/n_j$ . Le rayon d'un jet

$$\text{est } R_j = \left( \frac{L \cdot e}{n_j \cdot \pi} \right)^{1/2}$$

Et d'après le paragraphe précédent l'énergie totale est

$$E_t = n_j \sigma \left( \frac{L \cdot e}{n_j \cdot \pi} \right)^{1/2} \left( \frac{L}{n_j} \left( \frac{n_j \cdot \pi}{L \cdot e} \right)^{1/2} - 2 \right)^{1,5}$$

ou bien

$$E_t = \sigma \left( \frac{L \cdot e \cdot n_j}{\pi} \right)^{1/2} \left( \left( \frac{L \pi}{n_j \cdot e} \right)^{1/2} - 2 \right)^{1,5}$$

Sur la figure 2.10, on a représenté l'évolution de la variation totale d'énergie en fonction du nombre de jets pour une lame de 100 mm de large et de 3 mm d'épaisseur. L'énergie décroît sensiblement avec le nombre de jets.

## 2.10 - Aspect inertiel

On a vu au § 2.7 que, dans le cadre de l'équilibre statique d'une lame de métal liquide, il existe une loi de similitude entre les puissances nécessaires pour contrôler des lames de deux métaux différents. Le rapport des puissances est alors dans le rapport des tensions superficielles. Mais, lorsqu'on met en oeuvre le formage électromagnétique, on part d'une forme pour aboutir à une autre, il y a donc déplacement de matière. L'inertie doit donc être prise en compte, car on n'atteint pas l'équilibre statique au cours du formage (du moins dans nos expériences), car le temps de séjour dans le champ magnétique est faible. Au cours des essais de formage (chapitre 4) sur acier, mercure ou étain, l'élargissement maximum est décalé par rapport à l'inducteur. Par exemple, sur la photo 2.11, on voit la coalescence de deux jets de mercure de diamètre 8 mm, s'écoulant à 2 m/s,

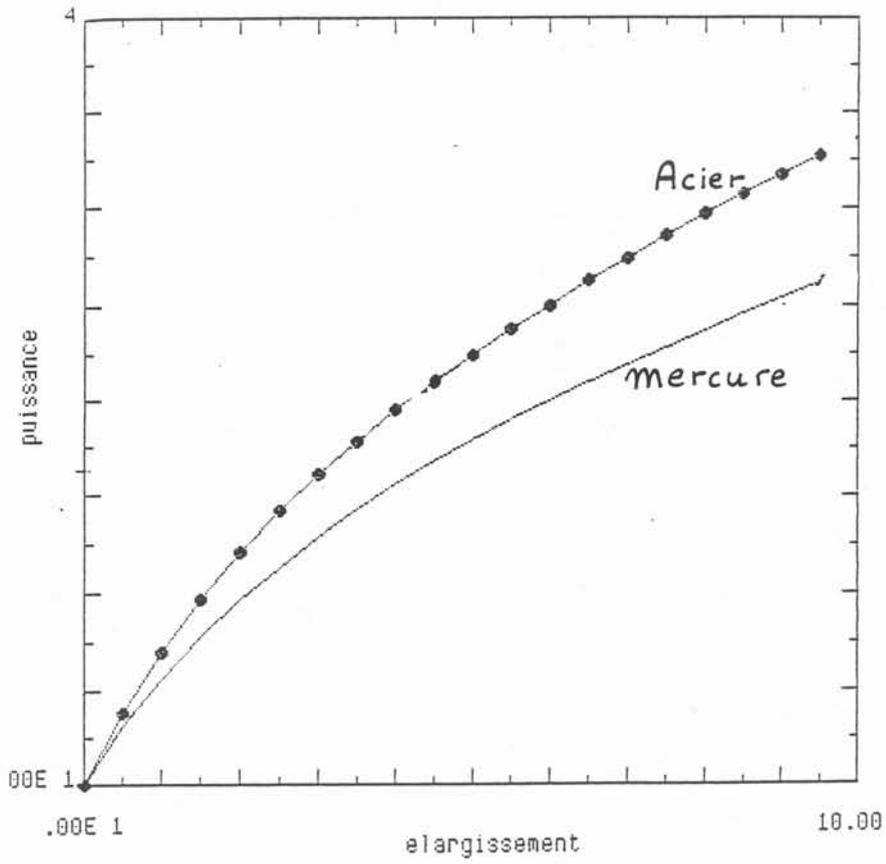


figure 2.11.  
puissance électrique nécessaire à l'élargissement d'une lame.

les deux lames se rejoignent à environ 50 mm de la partie active de l'inducteur (où le champ magnétique est maximum) soit plusieurs fois le diamètre des jets.

Au cours des essais réalisés avec de l'acier, dans des conditions semblables aux essais avec mercure, la coalescence s'obtient plus près de la partie active de l'inducteur, et les puissances demandées au réseau et enregistrées sont supérieures, (chapitre 4) sans être, toutefois, dans le rapport  $\sigma_1/\sigma_2$  donné par l'équilibre statique (§ 2.7). Nous expliquons cette différence de la façon suivante.

Nous considérons que le formage électromagnétique se décompose en deux stades :

- Premièrement, quand le métal liquide pénètre dans le champ magnétique, il reçoit une certaine énergie magnétique dont une très grande partie est dissipée par effet Joule et une autre partie met le liquide en mouvement.

- Deuxièmement, le métal sort de l'inducteur, s'élargit par inertie tant que la tension superficielle n'est pas suffisante pour arrêter ce mouvement horizontal.

Une modélisation simple consiste à écrire que l'énergie reçue pendant le séjour dans l'inducteur est égale à l'énergie de surface lorsque la lame est à sa largeur maximale.

Cet équilibre peut être établi de la façon suivante. La densité de force a pour ordre de grandeur  $\frac{B_0^2}{2\mu\delta}$ , elle s'applique à un volume qui est  $2\pi R \cdot \delta \cdot h$ ,  $h$  étant la longueur du jet où est appliqué le champ  $B_0$ . La force qui en résulte est

$$\frac{B^2}{\mu} \pi \cdot R \cdot h$$

L'accélération d'un liquide masse volumique  $\rho$  soumis à cette force est  $\gamma = \frac{B_0^2}{\mu\rho R}$ . Au bout d'un temps  $t$ , temps caractéristique du temps de séjour dans le champ  $B_0$ , le liquide se déforme à une vitesse typique :

$$v = \gamma \cdot t = \frac{B^2}{\mu\rho R} t.$$

A cette vitesse, on peut associer l'énergie cinétique d'une section :

$$E_L = \frac{B_0^4}{2\mu^2} \frac{t^2}{\rho} \pi.$$

C'est cette énergie qui est égale à l'énergie de tension superficielle, d'où l'équilibre suivant:

$$\frac{B_0^4}{2\mu^2} \frac{t^2}{\rho} \pi = R \sigma P(R)$$

avec  $B_0$  le champ magnétique efficace typique pendant le séjour dans l'inducteur,

$t$  le temps de séjour dans le champ  $B_0$ .

$X/R$  l'élargissement rapporté au rayon.

$\sigma$  la tension superficielle

$\rho$  la masse volumique

$P$  le périmètre de la lame.

En introduisant la relation entre l'énergie de surface et l'élargissement calculé au § 2.8 :

$$E_L = 0,7(X/R)^{1,5} \cdot R \cdot \sigma$$

la relation de l'équilibre devient:

$$\left( \frac{B_0^2}{\mu} \right) = \left( \frac{X}{R} \right)^{0,75} \left( 2 \frac{0,7 \rho \sigma R}{\pi t^2} \right)^{1/2}$$

Pour obtenir le même élargissement X avec deux métaux différents, au cours de deux expériences, par ailleurs identiques, il faudra que le rapport des termes  $B_0^2/\mu$  soit égal au rapport des termes  $(\rho \sigma)^{1/2}$ , soit :

$$\frac{B_{01}^2}{B_{02}^2} = \left( \frac{\rho_1 \sigma_1}{\rho_2 \sigma_2} \right)^{1/2}$$

Comme la puissance électrique nécessaire au formage est proportionnel à  $B_0^2$ , cette relation permet de dire que pour un même système inductif utilisé pour 2 essais effectués avec deux métaux de conductivité électrique proche, le rapport des puissances est :

$$\frac{P_1}{P_2} = \left( \frac{\rho_1 \sigma_1}{\rho_2 \sigma_2} \right)^{1/2}$$

C'est à dire que le rapport des puissance entre deux essais réalisés avec de l'acier ou du mercure

$$P_{\text{acier}}/P_{\text{mercure}} = 1,25$$

et entre deux essais avec de l'étain et du mercure

$$P_{\text{étain}}/P_{\text{mercure}} = 0,87$$

De plus, nous pouvons dire grâce au calcul de l'énergie de surface d'une lame elliptique :

$$\frac{B_0^2}{2\mu} = \left( P(X/R) \cdot \frac{R \cdot \sigma \cdot \rho}{t^2 \cdot \pi} \right)^{1/2}$$

Cette relation a été utilisée pour calculer la puissance électrique nécessaire à l'élargissement d'une lame de mercure et une lame d'acier. Pour cela nous avons utilisé les valeurs numériques suivantes:

$$t = 10^{-2} \text{ s}$$

$$R = 4 \cdot 10^{-3} \text{ m m}$$

$$\rho_{\text{ac}} = 6,8 \cdot 10^{-3} \text{ kg/m}^3$$

$$\rho_{\text{Hg}} = 13,6 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$$

$$\sigma_{\text{ac}} = 1,5 \text{ N/m}$$

$$\sigma_{Hg} = 0,5 \text{ N/m}$$

Les résultats obtenus se trouvent sur la figure 2.11.

La relation entre cette puissance et l'élargissement correspondant n'est donc pas linéaire mais s'approche d'un polynôme d'ordre:

$$n = 1,5/2 = 0,75.$$

Nous verrons au chapitre 5 dans quelle mesure ceci est vérifié au cours des expériences.

De cette analyse il faut retenir que le paramètre significatif du formage électromagnétique est :

$$P_f = \frac{B_0^4 \cdot t^2}{\mu^2 L \cdot \rho \cdot \sigma}$$

Ce paramètre est le produit du paramètre de contrôle  $B_0^2 R / 2 \mu \rho$ , défini précédemment, et du paramètre  $B_0^2 / \mu \rho V^2$  qui traduit le rapport des forces électromagnétiques aux forces d'inertie. On appelle ce type de paramètre : paramètre d'interaction.

Pour finir ce chapitre il est indispensable de faire une remarque concernant la longueur caractéristique à prendre en compte dans le formage électromagnétique. En effet, dans le cadre de l'analyse du § 2.8, où l'on considère le contrôle d'une lame liquide par un champ magnétique, nous avons affirmé qu'il était difficile d'envisager une lame d'épaisseur inférieure au double de l'épaisseur de peau électromagnétique. Etant données les fréquences utilisées, ceci limite sérieusement les épaisseurs que l'on peut atteindre. Par contre, si on considère le phénomène comme un phénomène dynamique, l'action du champ magnétique a lieu, non pas sur une lame formée, mais sur un jet rond. La longueur caractéristique n'est plus alors l'épaisseur de la lame formée mais le rayon du jet. Pour fixé les ordres de grandeur que cette remarque modifie si une lame d'épaisseur  $e = 2,5$  mm est atteinte à partir d'un jet de 8 mm de rayon à une fréquence de 100 kHz,  $\delta$  vaut  $1,52 \cdot 10^{-3}$  m, le rapport  $e/2\delta$  est égal à 0,84 alors que le rapport  $R/\delta$  est 2,63.

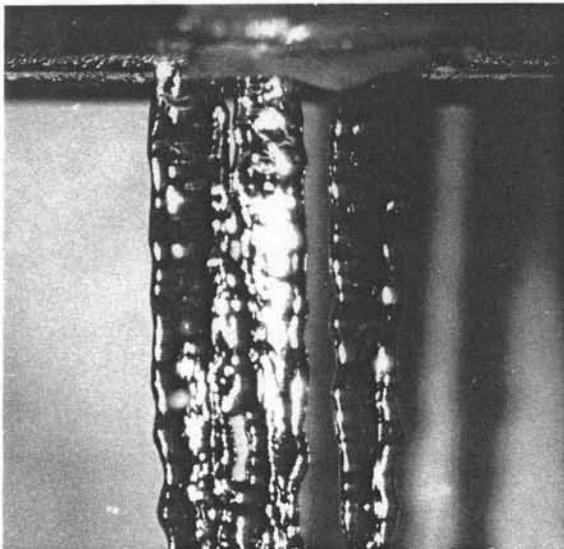


photo 2.11  
coalescence de 2 jets  
de mercure de diamètre 8 mm.



## CHAPITRE 3

### MOYEN D'ACTION

Dans ce chapitre, nous décrivons :

- les inducteurs utilisés,
- leur mise en oeuvre,
- la relation entre la fréquence et la résistance,
- la prévision de la résistance,
- l'effet de la charge sur le fonctionnement,
- la configuration du champ magnétique calculée et mesurée.

#### 3.1 Inducteurs

Nous recherchons un champ magnétique globalement parallèle à la lame à former et présentant les mêmes symétries (§ 2.7). De plus, il est important que le champ magnétique soit le plus fort là où se trouve le métal liquide avant déformation.

Nous avons utilisé des inducteurs dont la géométrie a été proposée d'abord par Rémy DE FRAMOND [15] et a fait l'objet d'un brevet [25]. Par la suite, la faisabilité a été confirmée et a donné lieu à un nouveau brevet[26] .

Le principe de cet inducteur est le suivant : des sources de champ magnétique de même intensité et même polarité sont placées deux à deux et face à face, l'axe Z de la figure 3.1 est la verticale. Cette construction donne un champ symétrique et minimal dans le plan (XOZ) avec des points de champ nul au droit des sources.

Cette construction peut être répétée dans les deux directions OX et OZ en alternant dans l'espace la polarité des sources. Il est ainsi possible de suivre un jet pendant sa déformation, en créant des étages successifs à l'inducteur. Un premier étage déforme les jets alors qu'un deuxième étage le contrôle et le stabilise. Nous n'avons pour notre part, répété cette structure que dans la direction OX afin de consacrer la puissance au formage d'un plus grand nombre de jets.

La structure du champ magnétique est illustrée par la figure 3.2 qui représente les lignes de champ dans un plan XY passant par l'axe des bobines. Il s'agit de courbes calculées par un programme bidimensionnel, qui est présenté à l'annexe [2] . On y retrouve la symétrie du champ par rapport à la trace du plan

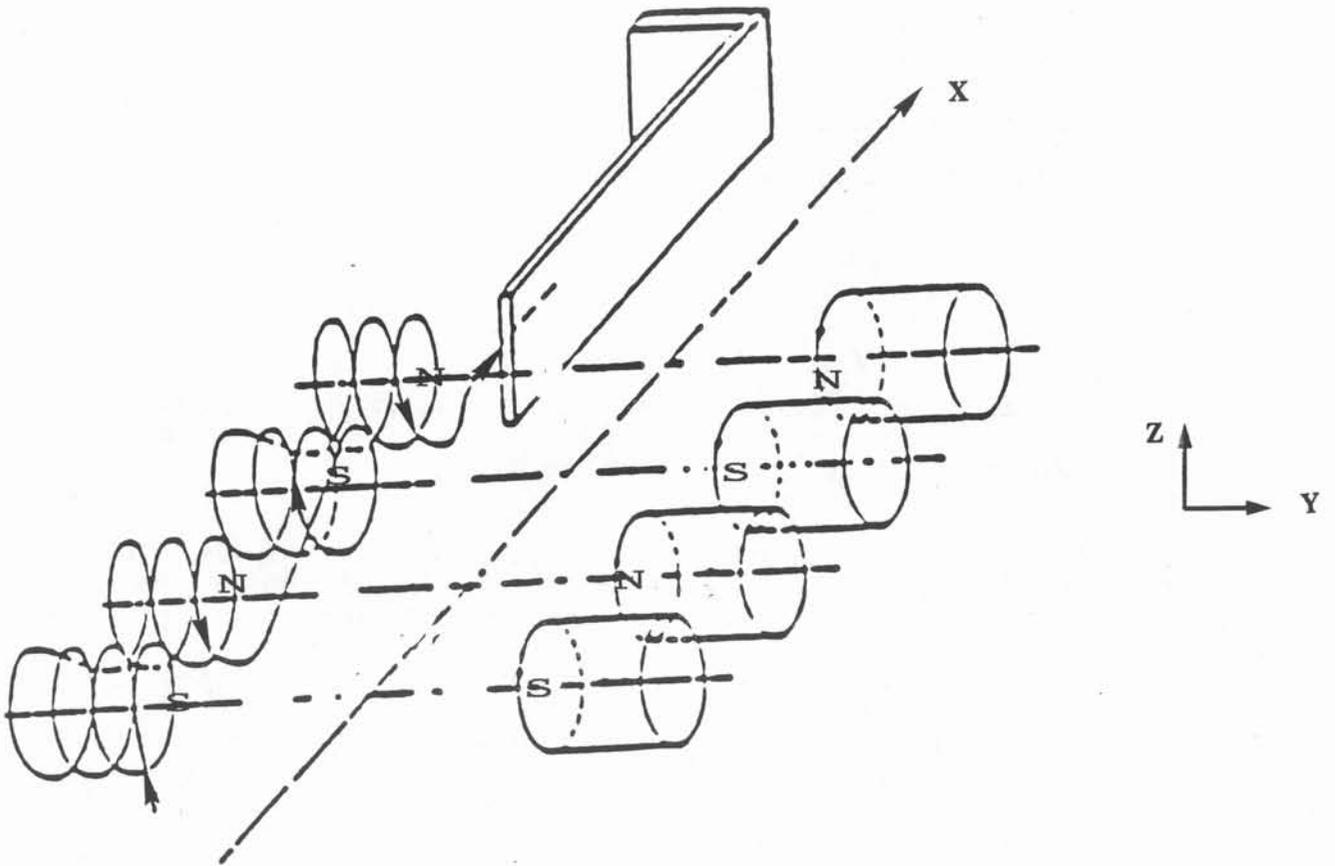


figure 3.1.  
schéma de principe de l'inducteur

XOZ comme le minimum d'intensité du champ magnétique et les points où l'induction magnétique est nulle sur l'axe OX.

### 3.2 Obtention d'un courant haute fréquence dans l'inducteur

Le principe pour obtenir un courant inducteur de fréquence élevée consiste à entretenir la résonance d'un oscillateur électrique (circuit RLC) en lui fournissant la puissance dissipée par effet Joule, à sa fréquence propre.

Ceci est réalisé par des générateurs dits apériodiques (figure 3.3), en prélevant une tension de contre réaction aux bornes du circuit oscillant par l'intermédiaire d'un transformateur de grille (6), qui polarise la grille de la triode (2). Ainsi le générateur oscille à la fréquence propre du circuit RLC. Le circuit oscillant pouvant être situé loin du générateur, la tension délivrée par le générateur est abaissée par un transformateur (1) puis éventuellement relevée par un transformateur amont (3) au voisinage du circuit oscillant. Ce transformateur permet également d'assurer l'adaptation d'impédance entre le générateur et le circuit oscillant .

#### 3.2.1 - Partie capacitive

La partie capacitive du circuit RLC est un coffret de capacités qui peuvent être associées en série et en parallèle. Nous disposons de coffrets de capacités de base de  $3,3 \cdot 10^{-7}$  pF,  $3 \cdot 10^{-7}$  pF,  $8 \cdot 10^{-7}$  pF et  $12 \cdot 10^{-6}$  pF, afin de pouvoir travailler aux fréquences de notre choix.

Ces coffrets sont le plus compacts possible, afin de diminuer les résistances et inductances parasites dans les connexions. Un circuit hydraulique en assure le refroidissement.

#### 3.2.2 - Partie inductive

C'est pour nous la partie qui agit sur le métal liquide, ses caractéristiques électriques (résistance R et inductance L) comprennent celles de l'inducteur et des amenées de courant mais aussi celles de la charge. On accède à ses valeurs par mesure directe, on peut ainsi connaître l'influence de la charge (le métal liquide) sur l'inductance et la résistance que voit le générateur, en faisant une mesure à vide (pas de charge) et une mesure en charge. Dans notre cas, l'effet de la charge sur l'inductance est en général négligeable alors que l'effet sur la résistance est sensible.

Le champ magnétique est proportionnel au courant circulant dans l'inducteur. Il est nécessaire de pouvoir le calculer à partir de grandeurs accessibles pendant les essais. Le courant circulant dans l'inducteur est [16]

$$I = \frac{\alpha \beta}{k'} \frac{V_0}{L \omega_0} \sin \theta$$

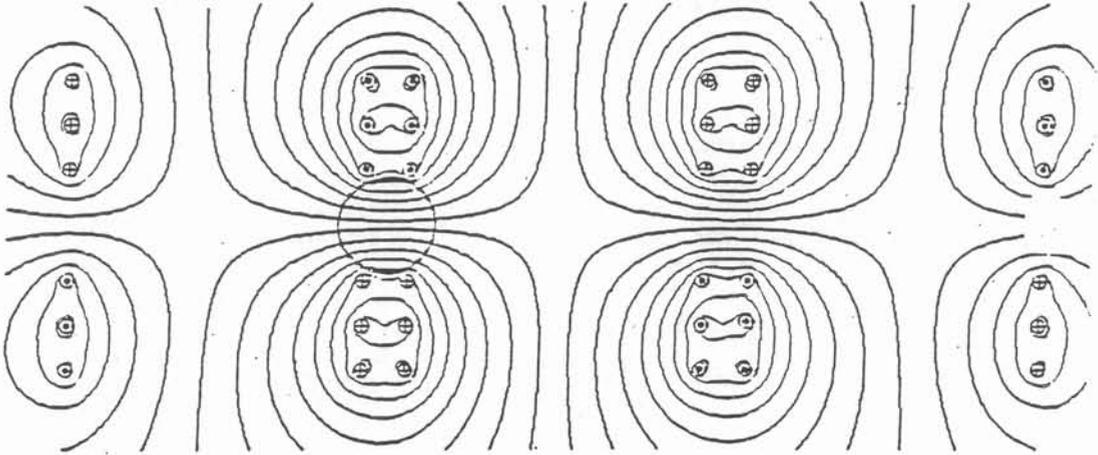


figure 3.3.  
schéma de principe d'un générateur à triode

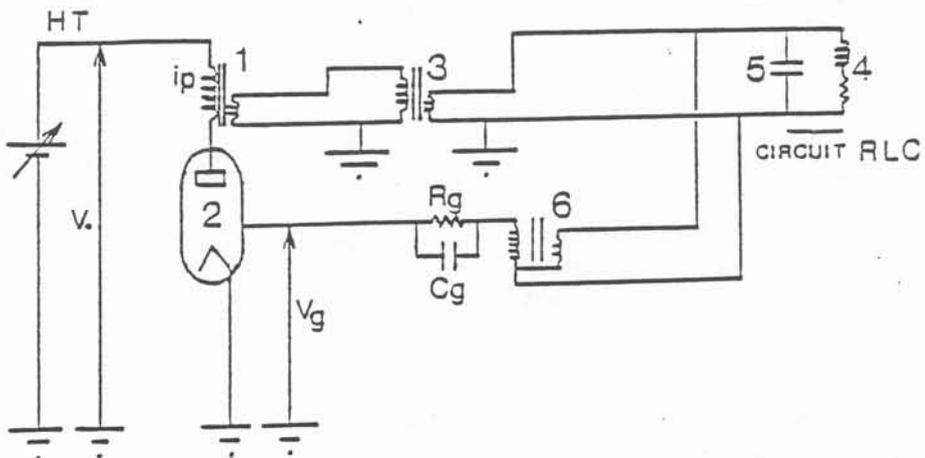


figure 3.2.  
géométrie des lignes de champ magnétique dans le plan XOY  
la charge (cercle) n'est pas conductrice de l'électricité

avec  $V_0$  : tension H.T continue fournie par l'alimentation du générateur,  
 $k'$  : rapport des transformateurs =  $k_{TAB} \cdot k_{TAM}$ ,  
 $\alpha$  : rendement de la triode,  
 $\beta$  : coefficient de chute de tension dans les transformateurs ,  
 $L$  inductance  
 $\omega_0 = 2\pi f$  : pulsation du circuit oscillant,  
 $\theta = \omega_0 t$ .

La fréquence propre du circuit RLC est telle que  $\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$  d'où

$$I = \frac{\alpha \beta V_0}{k'} \sqrt{\frac{C}{L}} \sin \omega_0 t$$

L'impédance d'un circuit oscillant est  $z = \frac{L}{RC}$  , avec R la résistance du circuit oscillant, d'où :

$$I = \frac{\alpha \beta V_0}{k'} \sqrt{\frac{1}{ZR}} = \frac{\alpha \beta V_0}{k_{TAB}} \sqrt{\frac{1}{k_{TAM}^2 Z R}}$$

On considère que l'on règle toujours correctement l'adaptation d'impédance, dans ce cas  $k^2_{TAM} Z$  égale l'impédance du générateur. Ainsi  $k^2_{TAM} \cdot Z$  est une constante propre au générateur.

La fréquence est conservée constante en modifiant la capacité C et l'adaptation d'impédance est maintenue en modifiant  $k_{TAM}$ . De plus, il faut régler correctement le niveau du courant de contre réaction  $I_{grille}$  de sorte que la tension  $\alpha \beta V_0$  soit maximale. Etant donné ce qui précède, il apparait que c'est la résistance qui limite le courant circulant dans la self. En posant

$$V_{co} = \frac{\alpha \beta V_0}{k_{TAB} k_{TAM}} \quad \text{on obtient} \quad I^2 = \frac{V_{co}^2}{Z R} \quad \text{d'où} \quad RI^2 = \frac{V_{co}^2}{Z}$$

Donc, pour une puissance fournie au circuit oscillant, la valeur  $I^2$  est inversement proportionnelle à la résistance. Ceci est important car ceci impose que le seul critère de comparaison de comportement de deux inducteurs, ou du même inducteur pour différentes fréquences, est la puissance imposée aux bornes du circuit oscillant ou la puissance consommée par le générateur. Pour connaître la puissance aux bornes du circuit oscillant dans chacune des situations étudiée il faut connaître le courant circulant dans l'inducteur et sa résistance.

### 3.3 - Description des inducteurs

Un dessin de principe des inducteurs est donné sur la figure (3.1). Nous avons choisi un montage en série des bobines pour 3 raisons :

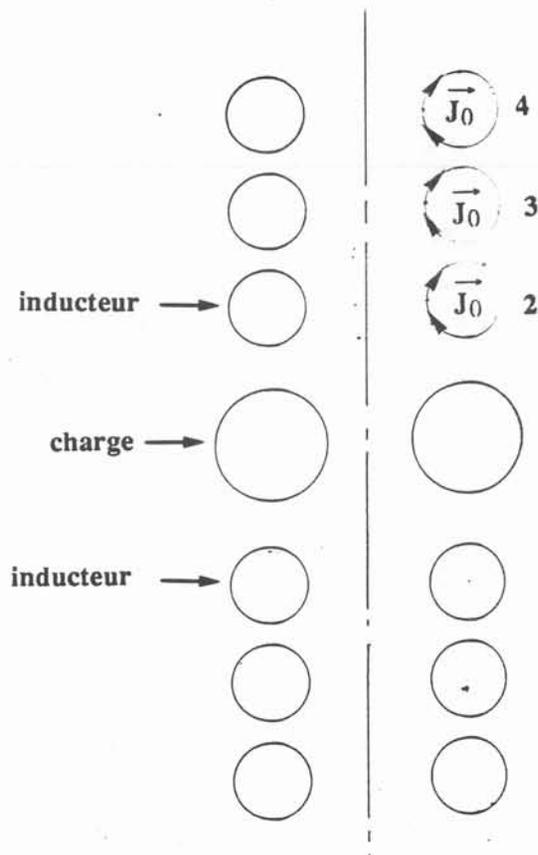


figure 3.4.  
géométrie utilisée dans les calculs réalisés avec la code de calcul SOCRATE.

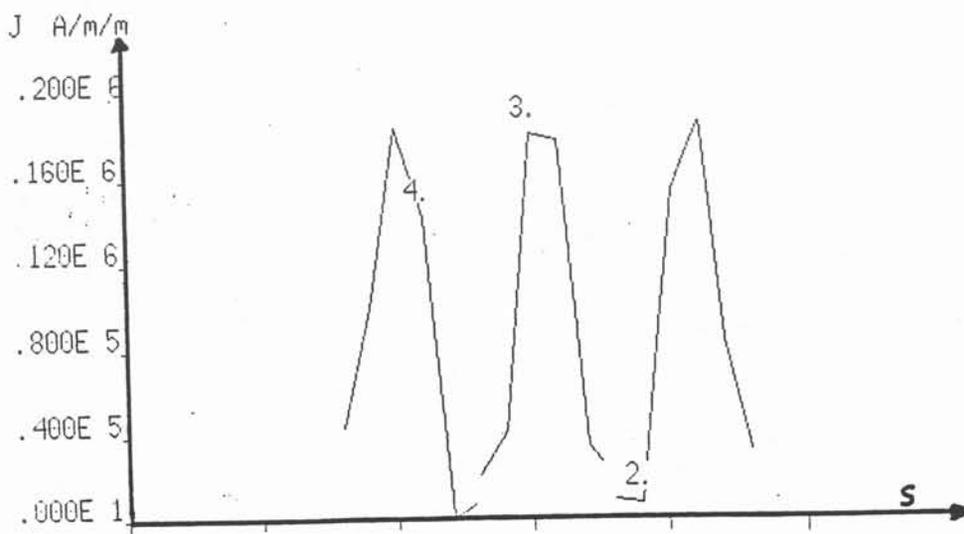


figure 3.5.  
résultats des calculs réalisés avec SOCRATE :  
densité du courant électrique induit dans la peau  
électromagnétique de chaque spire.

- pour une puissance donnée, le courant circulant dans chaque bobine sera le même, que les bobines soient électriquement en série ou en parallèle [3] ,
- le montage en série garantit que le même courant circule dans chaque bobine,
- la longueur des connections est réduite.

Les dimensions importantes de l'inducteur sont :

- l'entraxe des bobines égal à l'entraxe des jets  $n_j$ ,
- le nombre de bobines égal à deux fois le nombre de jets plus 1,  $n_b = 2(n_j+1)$ ,
- le diamètre des bobines, forcément inférieur à l'entraxe,
- le nombre de spires de chaque bobine,
- l'écartement entre les 2 parties de l'inducteur que nous désignerons par l'entrecoeur et qui est forcément supérieur au diamètre des jets,
- le diamètre ou la forme du conducteur constituant les spires des bobines et le jeu entre chaque spire.

### 3.4 - Contraintes technologiques

Certaines des études antérieures menées au laboratoire MADYLAM sur le formage électromagnétique, avaient trait à l'élaboration des verres métalliques et conduit les chercheurs à s'intéresser à des jets de petites dimensions.

La réalisation pratique d'une isolation électrique entre les différents conducteurs constituant l'inducteur et, entre celui-ci et le métal liquide nécessite un minimum de matière (  $\approx 1$  mm ). L'encombrement de l'isolation n'est pas négligeable devant les autres dimensions (épaisseurs du conducteur etc...) et doit être pris en compte dans une modélisation de l'inducteur.

Les puissances dissipées par effet joule dans l'inducteur nécessite un refroidissement important de l'inducteur. Celui-ci est réalisé en utilisant soit un conducteur creux soit, en enfermant l'inducteur dans une boîte à eau (Annexe 1).

La mise en forme d'un conducteur creux impose des dimensions et des formes qui ne seront pas toujours celles envisagées au départ, car la gamme de produit commerciaux est limitée.

### 3.5 - Effet de la fréquence sur le fonctionnement électrique de l'inducteur

L'effet de peau électromagnétique qui apparait dans le métal liquide est présent dans l'inducteur. C'est à dire que les courants ne circulent que dans une couche superficielle du conducteur : la peau électromagnétique. Dans les gammes de fréquences (20 kHz à 500 kHz) que nous utilisons, l'épaisseur de peau  $\delta_{Cu}$  dans le cuivre varie entre 0,5 mm et 0,1 mm, avec pour conséquence l'augmentation de la résistance de l'inducteur et donc des pertes par effet Joule dans ce dernier. En

effet la section  $S$  de passage du courant se trouve réduite. On peut écrire  $S = \delta p$ , où  $p$  est le périmètre de la section. Dans le cas d'un conducteur de section circulaire de diamètre  $d$  et de longueur  $L$ , la résistance est :

$$R = \rho \frac{L}{S} = \rho \frac{L}{\pi d \sqrt{\frac{\rho}{\mu \pi f}}}$$

Donc pour une géométrie fixée, la résistance est inversement proportionnelle à la racine carrée de la fréquence.

Dans une bobine circulaire, il y a également des effets de proximité entre les spires, à l'intérieur d'une spire, et, éventuellement, entre les spires et la charge. Nous avons à l'aide du programme SOCRATE[17] tracé la densité surfacique de courant dans les différentes spires d'un inducteur. La géométrie du problème est donnée par la figure 3.4. La courbe de la figure 3.5 représentent la variation de la densité de courant induit lorsqu'on circule suivant  $\theta$  dans une spire.

On remarque que pour des fréquences de l'ordre de celles qui nous occupent, le courant passe à l'intérieur de la bobine. Il y a un effet de proximité entre les spires, par contre il y a peu d'effet de la charge sur la répartition des courants inducteurs.

La résistance de l'inducteur  $R$  est liée à la répartition des courants et supérieure à celle envisagée par le seul effet de peau sur la section de passage.

Nous calculerons les résistances en tenant compte de cette répartition. Pour cela nous considérons que nous avons un conducteur

- de longueur :  $L = n_t \cdot n_b \cdot 2\pi r$

où  $n_t$  est le nombre de spires  
 $n_b$  le nombre de bobines  
 $r$  le rayon d'enroulement d'une bobine

-de section :  $S = \delta \cdot x$

où  $x$  est le périmètre de l'intérieur de la spire. C'est-à-dire  $x = \pi d/2$  ( $d$  diamètre du conducteur) dans le cas d'un conducteur cylindrique.

La résistance de ce conducteur est donc :

$$R = 2 \rho \frac{n_t n_b r}{d \delta}$$

où  $\rho$  est la conductivité du conducteur, c'est-à-dire  $2 \cdot 10^{-8} \Omega m$  pour le cuivre.

Expérimentalement, nous avons mesuré aussi la résistance des amenées de courant:  $2 \cdot 10^{-3} \Omega m$  pour le cuivre à 200 kHz. Ceci est introduit dans les valeurs calculées du tableau 3.4.

tableau 3:4

Inducteur	Fréquence kHz	Résistance mesurée $10^{-3} \Omega$	Résistance calculée $10^{-3} \Omega$
n° 1 1,5 tours 8 bobines	200	13	13.75
n° 2 3,5 tours 8 bobines	200	28	29.75
n° 3 4,5 tours 8 bobines	200	35	37.75
n° 4	190	18.2	17.2
n° 4	116	15.5	13.2
n° 4	66	12	9.9
n° 4	33	8	6.9
n° 5 3,5 tours 12 bobines	66	28	28.7
n° 6 2,5 tours 12 bobines	77	19.6	19.4

L'impédance propre du circuit oscillant est modifiée quand la fréquence évolue car  $Z = L/RC$ . Les réglages d'adaptation d'impédance doivent être repris lorsque la fréquence varie. Mais il faut toutefois considérer l'ensemble inducteur plus charge. Celle-ci intervenant dans la valeur de résistance et d'inductance de l'ensemble du circuit oscillant.

### 3.6 - Détermination expérimentale de la résistance due à la charge

Nous avons mesuré la résistance du même inducteur avec et sans métal liquide. L'inducteur utilisé était réalisé pour agir sur 5 jets. Pour des raisons liées à notre installation expérimentale, les essais avec du mercure ne portaient que sur 3 jets de 8 mm de diamètre. L'entrecoivre était de 13,5 mm.

La fréquence à vide était de 166 kHz, elle n'est pas modifiée par la présence des jets, les valeurs de résistances mesurées sont portées dans le tableau suivant :

	Résistance mesurée . $10^{+2} \Omega$	Moyenne . $10^{+2} \Omega$
Sans jet	1,89 - 1,87 - 1,87 - 1,80 - 1,78 - 1,75	1,826
Avec les jets.	1,98 - 1,99 - 2,06 - 2,12 - 2	2,03

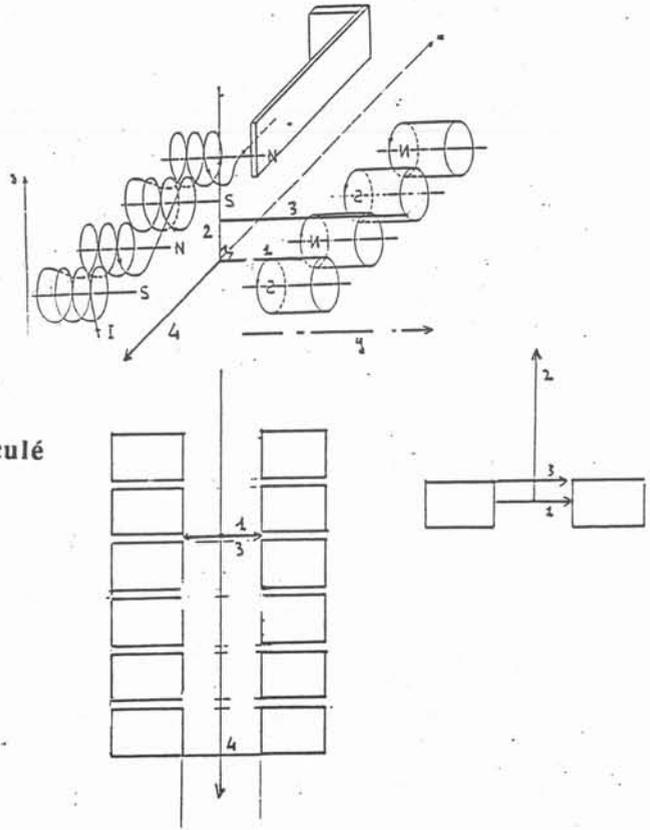


figure 3.6.  
position des lignes où  
le champ magnétique a été calculé

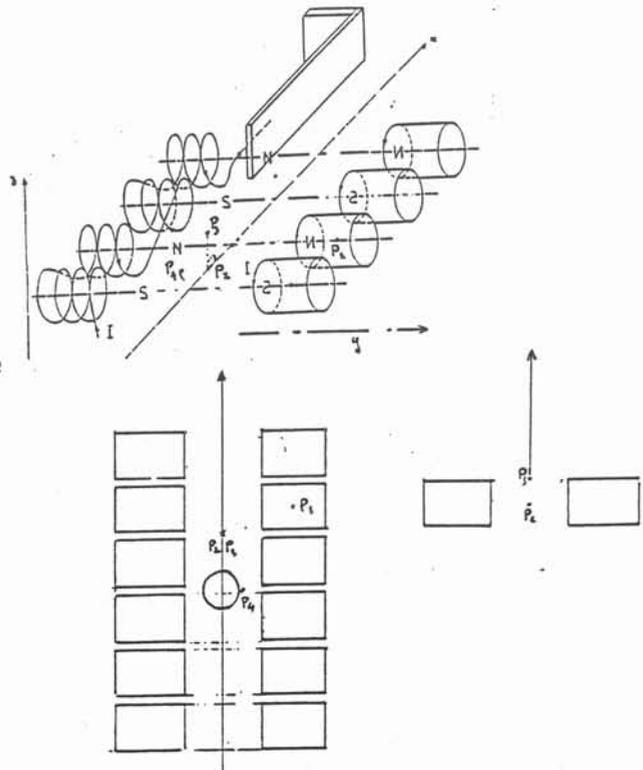


figure 3.7.  
position des points de mesure  
du champ magnétique

La part de résistance due à la charge est d'environ 10 % pour 3 jets. En supposant qu'elle est proportionnelle au nombre de jets, la part de résistance due à la charge serait de 16 % pour 5 jets de mercure.

La résistance d'un jet de métal liquide est une fonction de la résistivité du métal et de la pénétration du champ magnétique dans le jet. L'ordre de grandeur de cette pénétration est  $\delta$  : la peau électromagnétique. Pour une configuration de champ magnétique, une géométrie des jets et une fréquence  $f$  la résistance  $R_j$  due aux jets cette résistance s'écrit :

$$R_j \propto \rho/\delta \propto \frac{\rho}{\sqrt{\rho}} \propto \sqrt{\rho}.$$

Elle est inversement proportionnelle à la racine carrée de la résistivité de la charge.

Entre un essai avec de l'acier et un essai avec du mercure, le rapport des résistances de charge est  $(\rho_{\Delta c}/\rho_{Hy})^{1/2}$  soit 1,15.

Nous avons, lors d'essais de formage avec de l'acier, utilisé des inducteurs prévus pour 5 jets, avec seulement 4 jets de 8 mm de diamètre. Il n'était pas possible de mesurer la résistance par la méthode du décrétement logarithmique car l'essai était trop court ( $\approx 1$  mn) et il y aurait un risque de détruire l'appareil de mesure. Par contre, nous avons pu enregistrer les paramètres globaux de fonctionnement du générateur (tableau 3.3).

tableau 3.3

	f en kHz	Tension anode $V_A$ en kV	Courant Anode $I_A$ en Ampères	$I_A/V_A$	P en kW
Sans jet d'acier	107	6 kV	10.2	1.7	63
Avec jets d'acier	107	6 kV	12	2	72

Le courant anode augmente lorsque la charge est présente. Ceci signifie que vu du générateur, l'impédance  $Z$  du circuit oscillant baisse. La capacité est fixe par construction et la fréquence ne varie pas ; seule la résistance varie dans  $Z = \frac{L}{RC}$ . Le courant  $I_A$  augmente avec la résistance. Entre les deux situations, le rapport des courants anode est 1,17, il est égal à la variation de résistance.

Pour quatre jets, la part de résistance due à la charge  $R_j$  est de 17 %. Pour 5 jets, elle serait de 21 % si nous supposons qu'il y a linéarité entre le nombre de jets et  $R_j$ . Avec du mercure pour 5 jets, cette variation est estimée à 16 %. En tenant compte de la différence de résistivité entre l'acier et le mercure, on aurait

$$16 \% (\rho_{ac}/\rho_{Hg})^{1/2} = 17,5 \%$$

ce qui est différent de 21,2 % attendu. Ceci peut s'expliquer par des erreurs de lecture au cours de l'essai dues à l'émotivité de l'opérateur.

### 3.7 - Configuration du champ magnétique

Au chapitre 2, nous avons estimé l'énergie des forces électromagnétiques dans le jet pendant qu'il s'écoule dans les régions actives de l'inducteur. Dans une section du jet sortant de l'inducteur, cette énergie s'exprime par:

$$E_M = \frac{B_0^4}{2\mu^2} \frac{t^2}{\rho} \pi.$$

avec  $B_0$  valeur efficace moyenne du champ magnétique. Pour connaître la valeur de  $B_0$  plusieurs difficultés doivent être surmontées :

- la présence de métal liquide modifie le champ magnétique dès que la fréquence est telle que  $\delta < R_j$ .
- l'inducteur est tridimensionnel,
- les jets se déforment partiellement pendant le passage dans l'inducteur.

Nous avons mesuré le champ magnétique dans l'entrecoeur et dans les bobines d'un inducteur de formage électromagnétique. Nous avons aussi calculé le champ magnétique par un modèle simple basé sur la loi de Biot et Savart, puis par un programme tridimensionnel. La géométrie des mesures et des calculs est exposée par les deux dessins des figures 3.6 et 3.7.

#### 3.7.1. Mesures du champ magnétique :

Pour mesurer le champ magnétique, nous utilisons une sonde constituée par un fil de cuivre verni de 0,15 mm de diamètre, enroulée 5 fois ( $n=5$ ) sur une âme de diamètre  $D = 1,2$  mm. Etant donné le faible diamètre de la sonde de mesure, nous pouvons considérer, que le champ traversant la sonde est uniforme. La tension  $e$  aux bornes de la sonde est proportionnelle à la dérivée du flux du champ magnétique, c'est-à-dire :

$$e = n B_{eff} \omega \pi D^2$$

où  $\omega$  est la pulsation du champ magnétique que l'on mesure. Ou bien avec les caractéristiques de notre sonde :

$$B_{eff} = 7,04 \cdot 10^3 \ e/f$$

Nous avons étalonné cette sonde dans une bobine dont les dimensions sont nettement supérieures à celles de la sonde. Le champ magnétique sur l'axe est facilement déterminé par :

$$B = \frac{\mu_0 I}{2} \frac{n}{L} (\cos \theta_1 - \cos \theta_2)$$

ce qui donne comme valeur du champ magnétique au centre de la bobine :

$$B = \frac{\mu_0 I}{2} \frac{n}{L} \frac{2L}{\sqrt{(L/2)^2 + R^2}}$$

Les dimensions de la bobine étalon sont  $L = 60 \text{ mm}$   $R = 7 \text{ mm}$ ,  $n = 12$  tours, ce champ magnétique est donc égal à :

$$B = 4,89 \cdot 10^{-4} I$$

### 3.7.2. Modélisation analytique du champ magnétique.

Pour modéliser analytiquement le champ magnétique, nous faisons plusieurs hypothèses :

- chaque bobine est une source de champ magnétique dont le flux, calculé comme celui d'une bobine constituée d'un conducteur filiforme, se conserve,
- l'inducteur est constitué de modules formés par 2 bobines disposées en regard l'une de l'autre ayant même polarité instantanée. Comme le champ magnétique a une géométrie proche de celle de la figure 3.2, le flux de 2 bobines en regard, traverse un cylindre immatériel de rayon  $R_{eb}$  qui les sépare.

Sur ce cylindre, on peut calculer un champ moyen  $B_{moyen}$  égal au rapport du flux  $\Phi$  et de la surface :

$$B_{moyen} = \frac{\Phi}{2\pi R_{eb}} E$$

où  $R_{eb}$  est le rayon extérieur d'une bobine et  $E$  le  $1/2$  entre-cuivre.

Là où les modules sont adjacents (point  $P_2$ , figure 3.6), le champ magnétique sera la somme des 2 champs moyens soit  $\frac{\Phi}{\pi R_{eb}}$ .

Nous calculerons le champ magnétique en 3 points :

\* - au centre et sur l'axe des bobines ( $P_1$ ) de l'inducteur, en écrivant :

$$B_1 = \frac{\mu_0 I}{2} \frac{n_s}{\sqrt{(L/2)^2 + R^2}}$$

La longueur  $L$  de la bobine est le produit du nombre de spires  $n_s$  de la bobine par le diamètre du conducteur.  $R$  est le rayon intérieur de la bobine. Le courant  $I$  est déterminé par la mesure de la tension aux bornes du circuit oscillant (cf § 3.2.2).

Le flux du champ magnétique dans chaque bobine de l'inducteur est considéré comme égal à :

$$B_1 \pi R^2$$

\* - au point  $P_2$ , par conservation du flux et en sommant le champ magnétique créé par les deux bobines adjacentes le champ magnétique est égal à :

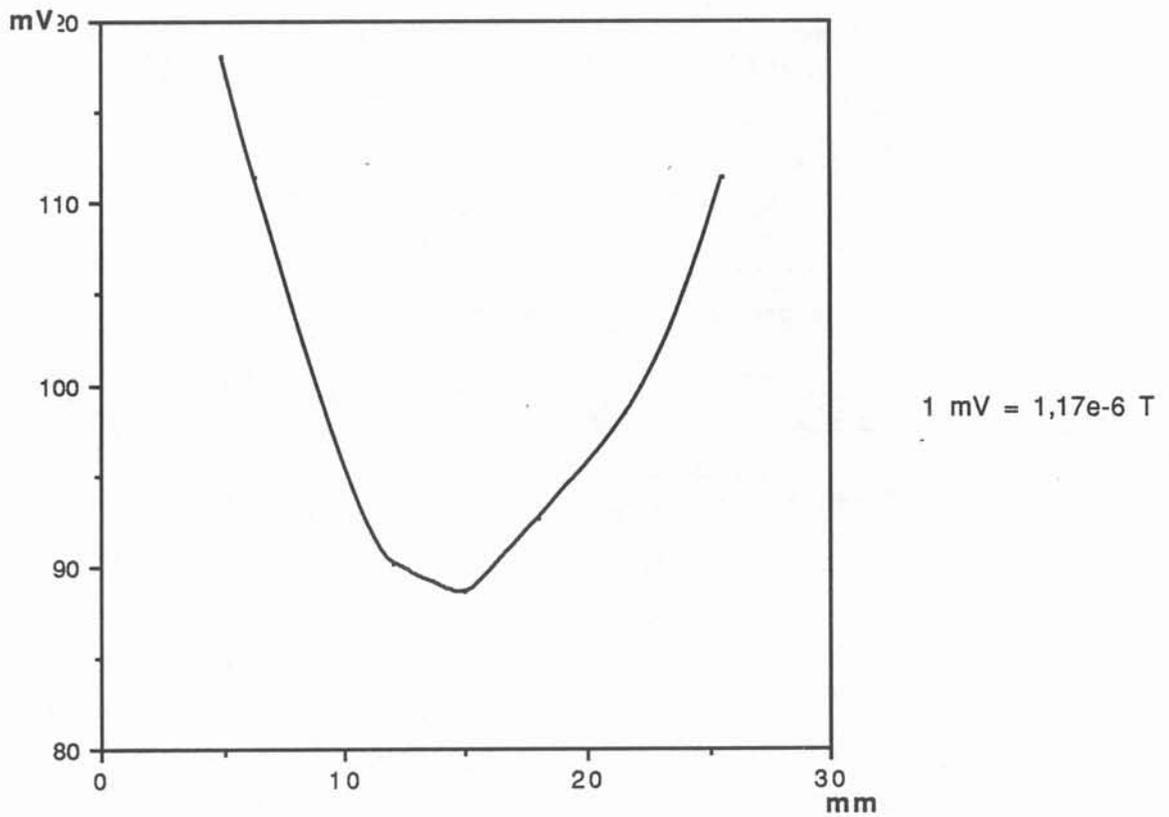


figure 3.8.  
mesure du champ magnétique dans l'inducteur  
suivant la direction y passant par le point P<sub>3</sub>

$$B_2 = 2 \frac{B_1 \pi R^2}{2 \pi R_{eb} E} = \frac{B_1 R^2}{R_{eb} E}$$

\* - au point P<sub>3</sub>, par conservation du flux le champ magnétique est :

$$B_3 = \frac{B_1 R^2}{2 R_{eb} E}$$

Nous portons dans le tableau 3.4 pour différents inducteurs, les mesures de champ magnétique, effectuées au point P<sub>1</sub>, P<sub>2</sub>, P<sub>3</sub>, les valeurs calculées pour le courant auquel la mesure a été effectuée en ces points. Les inducteurs utilisés pour les mesures sont décrits § 4.3

tableau 3.4

Inducteur	Charge	Courant Ampères	B à P1 en Telsa	B à P2 en Tesla	B à P3 en Telsa	B à P4 en Telsa
n° 4 mesuré	non	140	2,05.10 <sup>-2</sup>	0,92.10 <sup>-2</sup>	1,2.10 <sup>-2</sup>	0,82.10 <sup>-2</sup>
n°4 calculé	non	140	2,65.10 <sup>-2</sup>	0,6.10 <sup>-2</sup>	1,08.10 <sup>-2</sup>	
n°4 mesuré	oui	140	2,05.10 <sup>-2</sup>			1,75.10 <sup>-2</sup>
n° 3 mesuré	non	180	7,2.10 <sup>-2</sup>			

Au point P<sub>1</sub>, la valeur de champ calculé est supérieure à celle mesurée de 25%. Cette différence peut s'expliquer par le fait que la formule utilisée ne tient pas compte de la forme réelle des bobines, particulièrement de leur hélicité qui dans nos réalisations est importante. De plus, les dimensions qui interviennent dans les calculs sont imprécises.

Au point P<sub>2</sub>, le champ calculé est plus faible que le champ mesuré. Dans le cas avec la charge, qui était constituée dans l'expérience de barreaux cylindriques simulant les jets, (il faut signaler que, la résistivité de ces barreaux est plus faible que celle des métaux liquides en effet  $\rho_{\text{barreau}} \cong 10^{-7} \Omega.m$ ), il y a un effet net de concentration du champ magnétique au droit de la charge. Dans notre expérience le champ est multiplié par 2,13. Ce coefficient est proche du rapport entre E, le demi-entrecoivre de l'inducteur et la distance minimum d de l'inducteur à la charge ici ce rapport est égal à  $\frac{25}{(25-14)} = 2,27$ . Ceci est important car montre que le champ à la surface de la charge est très différent du champ à vide. Et que le facteur déterminant est la distance entre le jet (la charge) et les conducteurs de l'inducteur. Nous étudions au chapitre 4 l'effet de cette distance d sur le formage électromagnétique. Les mesures de champ sont peu aisées avec nos inducteurs qui

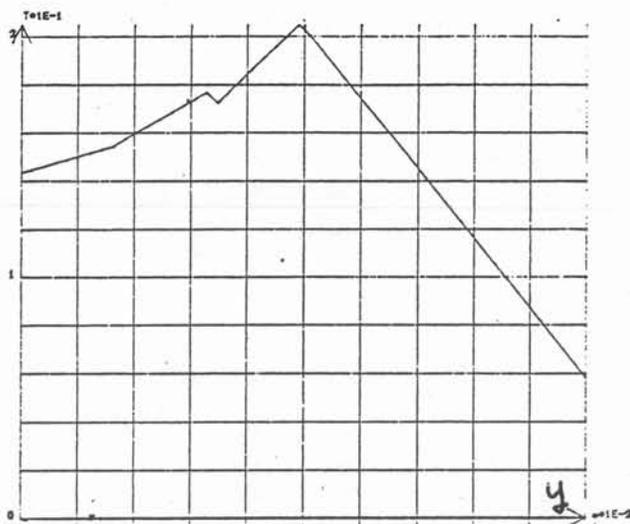


figure 3.9. - champ magnétique  
calculé par le logiciel FLUX-EXPERT  
(ligne 1 de la figure 3.6).

figure 3.10. - champ magnétique  
calculé par le logiciel FLUX-EXPERT  
(ligne 2 de la figure 3.6).

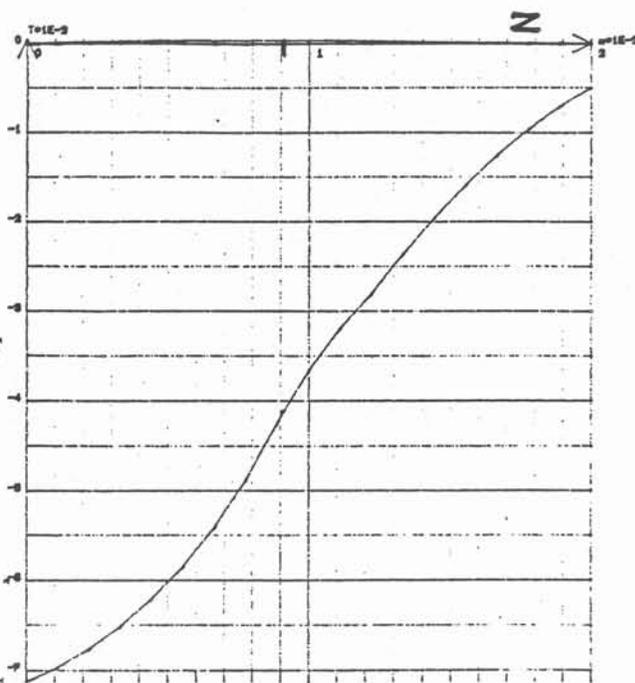
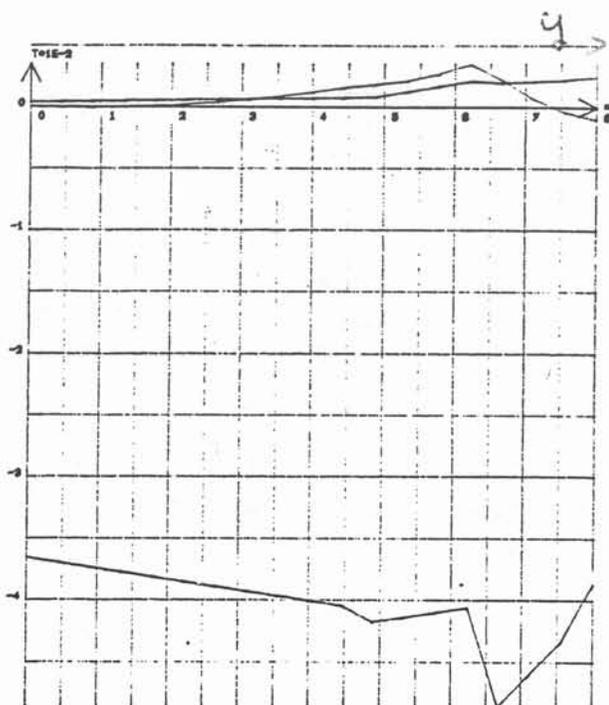


figure 3.11. - champ magnétique  
calculé par le logiciel FLUX-EXPERT  
(ligne 3 de la figure 3.6).

sont de petites dimensions et surtout il n'est pas possible de bien connaître le champ en tous les points de la surface de la charge.

\* - au point P<sub>3</sub> situé dans le plan de symétrie de l'inducteur, le champ mesuré est proche du champ calculé. Nous l'avons représenté sur la figure 3.8 qui représente la courbe de variation du champ lorsqu'on traverse l'inducteur par une chemin parallèle à l'axe et passant par le point P<sub>3</sub>. La variation est faible, le champ près des bobines vaut 170 Gauss et au centre de l'inducteur 120 Gauss.

### 3.7.3. Modélisation numérique du champ magnétique :

Nous n'avons pas avec un modèle analytique simple une idée suffisante de l'évolution du champ magnétique dans l'espace particulièrement dans l'entre-cuivre. Nous avons donc utilisé un modèle numérique, il s'agit du logiciel FLUX-EXPERT [22] qui traite l'équation tridimensionnelle complexe de l'induction.

Nous avons utilisé les symétries du problème pour n'avoir à décrire que le huitième de l'inducteur. Une bobine est représentée par un tube circulaire de même axe qui enveloppe les conducteurs. La densité de courant est imposée dans chaque bobine, la répartition du courant n'est pas calculée. Sa valeur est de  $10^8 \text{ A/m}^2$ .

Nous avons utilisé ce modèle sans charge, l'introduction de la charge n'étant pas possible actuellement dans ce programme, du fait des symétries différentes de la charge et des bobines inductrices. L'intérêt de ces calculs est moindre que si la charge pouvait être prise en compte, mais on peut connaître la variation du champ magnétique suivant les principales directions de l'espace. Nous avons porté aux figures 3.9, 3.10, 3.11 la variation du champ suivant les chemins 1, 2 et 3 de la figure 3.7. Suivant le chemin 1, la variation du champ magnétique lorsqu'on traverse l'inducteur, est semblable aux mesures avec un gradient faible. Entre les bobines et le centre de l'inducteur figure 3.7, on passe de 2000 Gauss à 1450 Gauss. Tant dans le calcul que dans les mesures, le champ au centre de l'inducteur entre deux bobines est relativement important : environ 50 % du champ dans la bobine. Cette valeur élevée provient du fait que dans les deux cas (modélisations et mesures) l'entre-cuivre est du même ordre de grandeur que le diamètre des bobines.

Suivant le chemin 2, c'est à dire parallèlement à la vitesse du métal liquide qui traverserait l'inducteur. La variation du champ suivant Z est importante. Dans le cas modélisé (figure 3.10), en haut de l'inducteur le champ serait de 400 Gauss pour 700 au milieu, cette variation de 75 % sur le champ correspondrait à une variation de 200 % sur la force électromagnétique.

Suivant le chemin 3, parallèle au précédent mais situé plus haut (figure 3.7), la variation du champ magnétique est encore plus faible. Ce champ est représenté sur la figure 3.11.

Nous avons sur la figure 3.12, représenté l'évolution du champ magnétique (composante B<sub>x</sub>) suivant l'axe x au centre de l'inducteur (chemin 4, figure 3.7). Cette évolution est conforme à la théorie, avec des maximums de champ entre 2 bobines et des points où le champ est nul au droit des bobines. La variation du champ est très rapide environ 1000 Gauss par cm, et pour conséquence importante

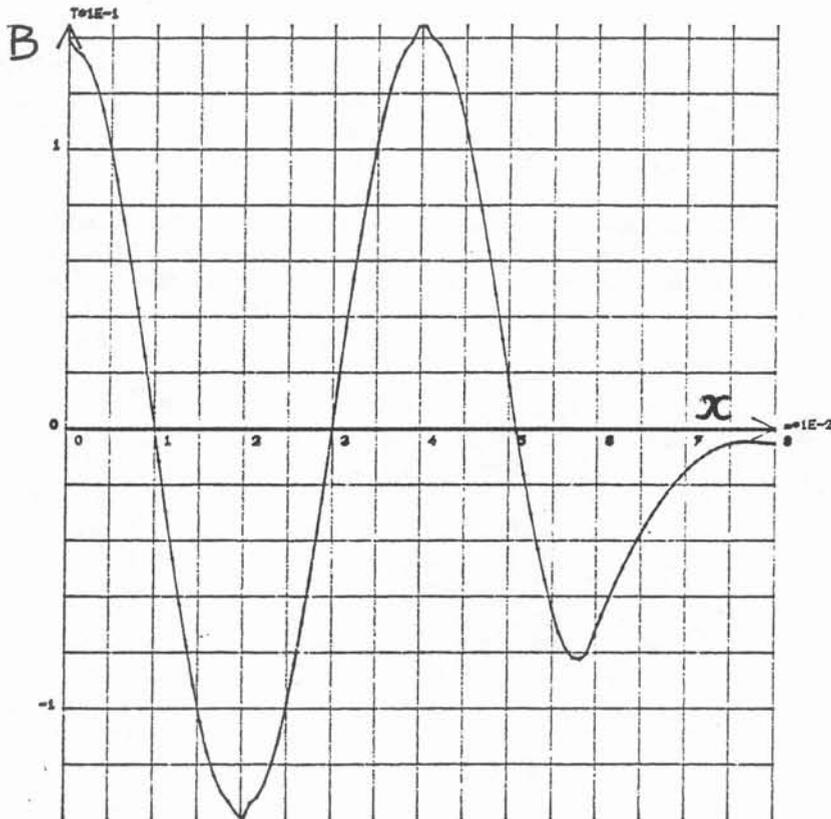


figure 3.12.  
champ magnétique calculé par le logiciel FLUX-EXPERT  
(ligne 4 de la figure 3.6).

la disposition des jets de métal liquide. Ceux-ci doivent être placés là où le champ est maximum, c'est à dire entre les bobines et non en face. D'autre part la coïncidence entre l'axe des jets et le maximum du champ magnétique doit être très bonne. La dimension des jets étant non négligeable par rapport à la distance sur laquelle s'annule le champ magnétique (ici 8 mm de diamètre pour 18mm d'entraxe), une erreur de positionnement de 1mm pourra être néfaste au formage électromagnétique (cf § 4.6). En effet le jet pourrait être déplacé vers les régions où le champ est plus faible, plutôt qu'être écrasé par la pression électromagnétique comme il est souhaité



## CHAPITRE 4

### REALISATIONS EXPERIMENTALES

Après avoir exposé les buts, nous rappellerons les réalisations antérieures puis nous décrirons et discuterons les essais que nous avons réalisés sur :

- . du mercure,
- . de l'acier,
- . de l'étain.

#### 4.1 - But des essais

Un des buts de cette étude est l'obtention de lame liquide pour de nouveaux procédés de solidification en sidérurgie. Nous devons tester le procédé avec de l'acier liquide.

Pour cela nous avons du :

- mettre au point la méthode de formage électromagnétique que nous avons décrite au cours des chapitres précédents,
- améliorer les inducteurs utilisés, en étudiant l'influence des paramètres dépendants du métal liquide.

Au cours des expériences qui vont être décrites, nous avons utilisé :

- une boucle expérimentale fonctionnant avec du mercure,
- une installation capable de faire fondre et projeter divers jets d'étain sur une roue. Cette installation a été construite au laboratoire MADYLAM pour servir aux études menées, par Pascale JULLIARD, sur l'impact des lames de liquide sur la génératrice d'un cylindre en rotation et sur les conséquences de cet impact sur la solidification du ruban métallique ainsi obtenu.
- une installation expérimentale fonctionnant avec de l'acier ayant été mise à notre disposition par le Centre de Recherches d'Ugine-Savoie et modifiée pour pouvoir servir nos essais.

Les caractéristiques physiques des métaux que nous avons utilisés sont reportées dans le tableau 4.1. Le fait qu'elles varient d'un matériau à l'autre nous a permis de déterminer l'influence de la tension superficielle, de la résistivité électrique et de la masse volumique du métal liquide sur le formage électromagnétique.

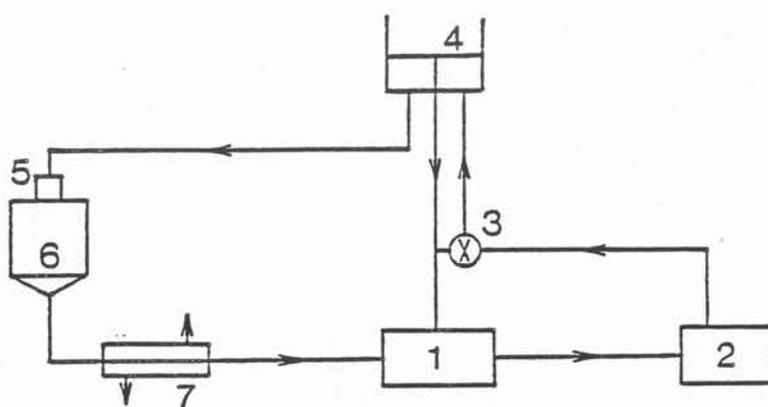


figure 4.1.  
schéma de la boucle expérimentale fonctionnant avec du mercure

tableau 4.1

	Masse volumique kg/m <sup>3</sup>	Résistivité électrique à la fusion Ω.m	Tension superficielle N/m
Mercure	1,36 10 <sup>3</sup>	92 10 <sup>-8</sup>	0,485
Acier inoxydable	6,95 10 <sup>3</sup>	120 10 <sup>-8</sup>	1,5
Etain	7,3 10 <sup>3</sup>	49 10 <sup>-8</sup>	0,525

On remarque que chacune des propriétés physiques ne varie sensiblement que pour un métal sur les trois. Ceci sera utile pour discuter l'effet de ces paramètres sur le formage électromagnétique.

## 4.2 - Essais avec mercure

### 4.2.1 - Installation expérimentale

Le mercure est souvent utilisé pour les expériences de MHD en laboratoire car il est liquide à la température ambiante. Pour nous, il présente aussi l'avantage d'avoir une conductivité proche de celle de l'acier fondu, permettant d'avoir des épaisseurs de peau  $\delta$  voisines pour les deux métaux.

$$\delta_{ac} = 1,74 \text{ mm} \quad \delta_{Hg} = 1,53 \text{ mm} \quad \delta_{Sn} = 1,11 \text{ mm} \quad \text{à } 100 \text{ kHz}$$

La conséquence pratique de cette remarque est importante pour la transposition des résultats du mercure à l'acier. En effet, les deux métaux constituent des charges voisines pour le même inducteur. Alors les caractéristiques globales du circuit oscillant : self, capacité et résistance restent voisines lorsqu'on passe des essais sur mercure aux essais sur acier. Cela n'est plus le cas pour l'étain et ni pour le gallium (métal qui est aussi liquide à la température ambiante).

Le dispositif expérimental est constitué d'une boucle à mercure (figure 4.1) comprenant un réservoir 1, une cuve à niveau constant 4, une cellule d'essai 6 et un échangeur thermique mercure-eau 7. Le contournement ou by-pass 3 est destiné à réguler le débit pour limiter l'agitation dans la cuve 4. L'injecteur 5 peut recevoir différentes busettes. La cellule d'essai est reliée au coffret de capacités du circuit RLC et à un circuit de refroidissement à eau surpressée et perdue.

Les dimensions du système 'porte busette' limite à 3 le nombre de jets que nous pouvons utiliser. L'entraxe entre les jets est variable. Nous avons utilisé des busettes de 16, 18 et 20 mm d'entraxe. Les busettes ont été réalisées en résine epoxy moulée et en PVC usiné. Le matériau n'a pas en lui-même d'influence sur la stabilité des jets car seules comptent, pour ce phénomène, la qualité géométrique et la finition suffisante de la surface où les jets débouchent dans la veine expérimentale. Un nid d'abeille a été positionné en amont de la busette, dans la chambre de raccordement entre les orifices et la tuyauterie d'amenée, car nous

avons remarqué diverses instabilités dans les jets comme celle, par exemple, de la photo 2.4. L'utilisation du nid d'abeille a permis de résoudre ces difficultés mais sa dégradation assez rapide due à une grande vitesse d'encrassement était une gêne car son remplacement nous a obligé à des démontages pouvant faire perdre certains réglages de position entre l'inducteur et les jets de mercure.

#### 4.2.2 - Observations et mesures

L'expérimentateur règle, en agissant sur un potentiomètre, la tension anode des triodes du générateur (cf figure 3.3). Les cadrans du pupitre de commandes indiquent le niveau de cette tension  $V_A$ , le courant anode  $I_A$ , le courant de contre-réaction  $I_G$  et la fréquence en kHz. Les grandeurs indiquées sont des grandeurs efficaces pour  $V_A$ ,  $I_A$  et  $I_G$  de sorte que la puissance consommée par le générateur s'obtient par le produit de la tension et du courant.

$$P = V_A \cdot I_A$$

Un de nos objectifs est la diminution de cette puissance tout en conservant le même effet de formage.

Pour mesurer cet effet, nous photographions les jets en notant la puissance consommée par le générateur. Afin d'avoir une qualité d'image suffisante, il faut une vitesse de prise de vue élevée et donc un éclairage important. Nous avons pris des clichés au 2000<sup>ième</sup> et 4000<sup>ième</sup> de seconde avec une ou deux lampes de 1000 Watts. L'élargissement des jets est mesuré ultérieurement sur les tirages papier des clichés.

On peut ainsi associer à une puissance consommée un élargissement des jets. Toutefois le rendement pratique du système oscillant n'est pas toujours le même. En effet, il varie avec le générateur utilisé, la gamme de fréquence où l'on travaille, mais aussi en fonction des difficultés d'adaptation d'impédance et de réglage de la tension de contre réaction. Les coffrets de capacités à notre disposition ne sont pas tous équipés de transformateur d'adaptation et ne permettent pas toujours une approche suffisante du bon rapport de grille ou d'adaptation d'impédance. Ainsi nous avons du parfois utilisé le coffret de capacités en montage élévateur ou abaisseur dans les cas où nous ne disposions pas de transformateur d'adaptation (figure 3.3).

Il faut donc pouvoir associer à l'élargissement des jets, une variable qui soit indépendante du matériel utilisé (générateur ou coffret de capacité). Nous avons estimé important de lier l'élargissement des jets au courant inducteur et à la puissance consommée par l'ensemble inducteur + charge. Car, bien qu'il soit intéressant de lier l'élargissement au champ magnétique, nous avons vu que celui-ci à une géométrie complexe et tridimensionnelle et que la présence du métal liquide modifie encore ce champ. De plus, il n'est pas facile de mesurer le champ à proximité du métal liquide du moins dans les dimensions actuelles des inducteurs.

#### 4.2.2.1 - Détermination du courant inducteur

Le courant inducteur  $I$  est (cf. § 3.2.2)

$$I = \frac{\alpha\beta}{k} \frac{V_0}{L\omega_0} \sin \omega_0 t$$

où  $V_{co} = \frac{\alpha\beta}{k} V_0 \sin \omega_0 t$  est la tension aux bornes du circuit oscillant. Elle peut être mesurée et connaissant  $L$  et  $\omega_0$ , le courant  $I$  se déduit aisément par :

$$I = \frac{V_{co}}{L\omega_0}$$

Pour réaliser pratiquement cette mesure, nous utilisons un oscilloscope analogique à large bande passante. La tension  $V_{co}$  pouvant être supérieure à 100 volts, nous intercalons une sonde abaisseur de rapport 1/10 ou 1/100 entre le oscilloscope et l'inducteur. Il existe des méthodes de mesure des courants hautes fréquences utilisant des pinces ampèremétriques [18]. Mais souvent, leur bande passante est inférieure à 50 kHz et de plus elles nécessitent un écartement des conducteurs, pour être mises en place, trop important pour les dimensions de nos inducteurs.

#### 4.2.2.2 Détermination de "l'efficacité électrique"

Pour ne pas avoir à faire pendant tous les essais la mesure de  $V_{co}$  à l'oscilloscope, il est intéressant de pouvoir le déterminer à partir des lectures de  $V_A$  et  $I_A$  aux cadrans du pupitre.

Pour un circuit oscillant donné, la puissance dissipée dans l'inducteur  $P_{ind}$  sera proportionnelle à la puissance consommée  $P_{tot}$  par le générateur. La puissance dissipée dans le circuit oscillant  $P_{ind}$  (charge incluse) est :

$$P_{ind} = R \cdot I^2$$

où  $R$  est la résistance de l'inducteur.

Donc  $I^2$  est proportionnel à  $P_{tot}$ .

J'appelle efficacité électrique  $E$  d'un inducteur (et du circuit oscillant) le terme  $E$ , tel que

$$I = E \sqrt{P_{tot}}$$

$E$  se détermine à partir de la mesure de  $V_{co}$  et permet de retrouver  $I$  pour n'importe quelle valeur de  $P_{tot}$ .

$$E = \frac{V_{co}}{\sqrt{2} L 2\pi f \sqrt{P_{tot}}}$$

On peut ainsi classer différents rapports d'adaptation et de contre réaction d'un inducteur. En effet, le montage ayant la plus grande efficacité est celui pour lequel le courant sera maximum pour une même puissance, et donc le formage électromagnétique le plus important.

#### 4.2.2.3 - Rendement électrique

Nous appellerons 'rendement électrique'  $\eta$  le rapport entre la puissance dissipée dans l'inducteur  $P_{ind}$  et la puissance consommée par le générateur  $P_{tot}$ . Une part importante de cette dernière, environ 25 %, est consommée par les triodes du générateur. Le rendement  $\eta$  est donc :

$$\eta = \frac{P_{ind}}{P_{tot}} = \frac{RI^2}{P_{tot}} = RE^2$$

où  $R$  est la résistance du circuit oscillant qui se mesure par la méthode du décrétement logarithmique sans charge et avec charge (cf § 3.6). L'efficacité  $E$  se détermine par mesure de la tension aux bornes du circuit. On peut donc déterminer le rendement par des mesures électriques.

Nous avons comparé la mesure du rendement par la méthode qui vient d'être décrite avec une détermination du rendement par des bilans thermiques (tableau 4.2). Cette dernière est effectuée de la façon suivante : l'équilibre thermique la puissance dissipée par effet Joule dans l'inducteur est évacuée par l'eau de refroidissement. Il suffit de connaître le débit d'eau dans l'inducteur et l'écart de température de l'eau de refroidissement, sans courant inducteurs et avec des courants inducteurs, pour connaître, par un calcul simple, la puissance dissipée dans l'inducteur. Le rendement est le rapport de cette puissance thermique et de la puissance consommée par le générateur. La comparaison est faite sans charge car on ne peut mesurer simplement l'échauffement du métal liquide.

tableau 4.2

	Fréquence kHz	Inducteur	Rendement
Bilan thermique	107	12 bobines de 2,5 spires	58 %
Bilan électrique	107	"	56,8 %
Bilan thermique	86	6 bobines 3.5 spires	56 %
Bilan électrique	86	"	58 %

Les résultats obtenus par les deux méthodes sont cohérents, on peut donc en déterminant l'efficacité électrique et la résistance du circuit oscillant, connaître le rendement.

Les résultats de formage électromagnétique seront présentés sous forme d'élargissement de jet en fonction :

- . de la puissance consommée par le générateur,  $P_{tot}$  :
- . de la puissance dissipée dans l'inducteur et la charge,  $P_{ind}$ ,
- . du carré du courant circulant dans l'inducteur,  $I^2$ .

### 4.2.3 - Description des inducteurs

Dans leur principe, les inducteurs utilisés sont décrits au chapitre 3. Pour leur réalisation technologique, des choix ont du être faits. Le premier a trait à la dimension des jets, nous avons choisi 8 mm car les premiers résultats obtenus en formage électromagnétique l'avaient été sur des petits jets et car l'installation expérimentale à notre disposition convenait mieux à des petits jets.

L'objectif est de former des lames liquides d'une épaisseur voisine de 2,5 mm à partir de jets de 8 mm de diamètre. La lame doit être aussi large que la puissance disponible au laboratoire le permet, c'est-à-dire environ 100 mm pour 5 jets.

A la fin de cette étude, nous avons décidé de modifier le diamètre et le nombre de jets tout en conservant la même section de lame. Ceci avait pour but d'augmenter le diamètre des jets, ce qui sur le plan industriel diminue les risques de bouchage et d'usure des orifices et permet d'améliorer le rapport de l'épaisseur de peau sur le rayon du jet ( $R_j/\delta$ ). Au § 4.6 nous développons des calculs qui permettent d'optimiser le nombre de jets.

Nous allons maintenant décrire comment nos inducteurs ont été construits de façon pratique.

Les inducteurs doivent être refroidis intensément par convection forcée d'eau provenant du réseau que, pour certain essais, nous avons surpressée. Au cours des premiers essais, les difficultés de refroidissement avaient été franchies en augmentant le débit d'eau. Mais celui-ci est limité par la section interne des conducteurs creux utilisés ( $S = 3,14 \text{ mm}^2$ ) et l'est d'autant plus que nous augmentons le nombre de jets et donc le nombre de bobines en série.

Plutôt que d'augmenter indéfiniment la pression à l'entrée de l'inducteur, il est préférable de concevoir un refroidissement des bobines ou de groupes de bobines en parallèle. Pour les dimensions des bobines et du conducteur utilisé, la réalisation de piquage rend difficile la bonne correction géométrique des bobines particulièrement pour la coïncidence de l'entraxe des bobines avec l'axe des jets (cf. § 4.5).

Nous avons réalisé 2 types d'inducteur :

- le premier est réalisé par roulage d'un conducteur creux autour de l'axe des bobines (photo 4.1). Nous avons utilisé deux dimensions de conducteur creux :
  - 3 \* 4 mm pour des bobines de 18 mm de diamètre,
  - 4 \* 6 mm pour des bobines de 45 mm de diamètre.

Les inducteurs de ce type ont été essayé sur des jets d'acier, de mercure et d'étain.

- Un deuxième type d'inducteur où le guidage de l'eau de refroidissement n'est plus assuré seulement par le conducteur mais par un dispositif du type boîte à eau. Par là même, le refroidissement des bobines est en parallèle et la position des bobines est déterminée par les formes du couvercle de la boîte à eau qui les enserre. Cet inducteur a été utilisé pour étudier les effets de la fréquence du courant inducteur sur le formage électromagnétique de jets de mercure. Les 3 principaux intérêts de ce dispositif sont que

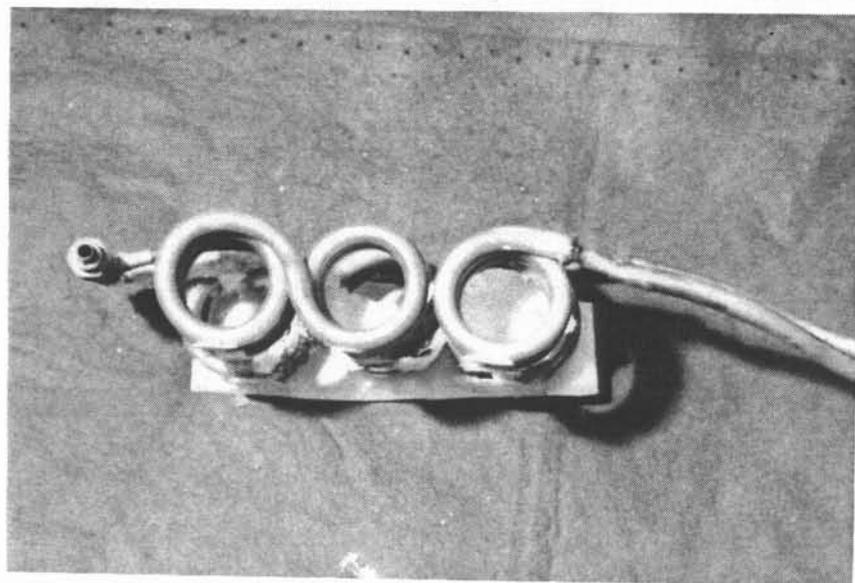
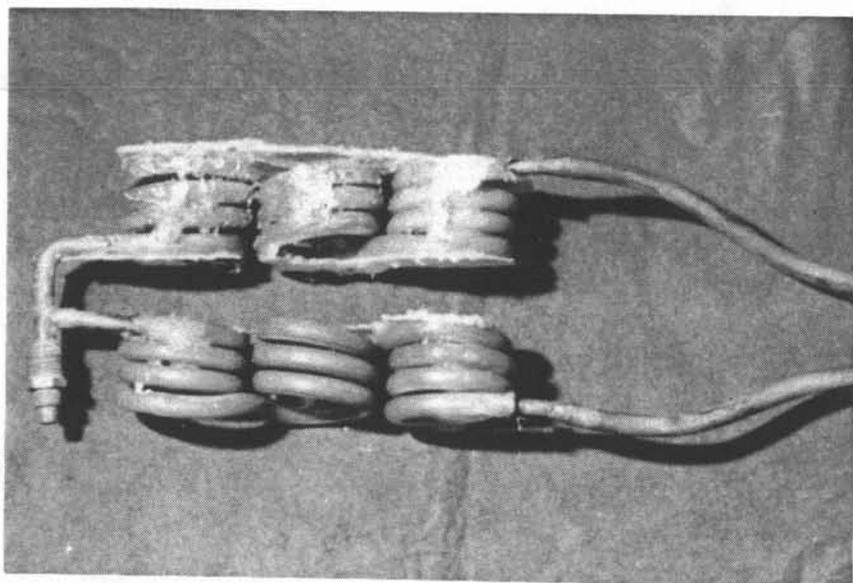


photo 4.1.  
inducteur de formage n°3  
6 bobines de 3 spires chacune et d'entreaxes 45 mm

- la section du conducteur est indépendante des standards des conducteurs creux
- la suppression des défauts d'hélicité puisqu'il n'y a plus d'enroulement.
- le meilleur refroidissement.

Cet inducteur a fait l'objet d'un dépôt de brevet national et européen(Annexe 1)

#### 4.2.4 - Essais

##### 4.2.4.1 Essais antérieurs

Des essais de formage électromagnétique avaient été menés à MADYLAM dans le cadre du groupement scientifique du CNRS intitulé "élaboration et caractérisations de rubans de verres métalliques" [1]. Au cours de nos premiers essais, nous avons réalisé des coalescences de 2 puis 3 jets de mercure et de 2 jets d'acier.

Nous avons utilisé pour l'acier et le mercure le même inducteur. Les différentes conditions expérimentales sont rassemblées dans tableau 4.3. L'inducteur capable de former 3 jets, n'a agit dans le cas de l'essai sur jets d'acier que sur 2 jets car un des orifices d'amenée de l'acier était obstrué.

tableau 4.3

Jets	Ø	entraxe	Entrecuivre	P en kW	Fréquence	Courant
Acier	8 mm	18 mm	15,5	55 kW	195 kHz	
Mercure	8 mm	18 mm	12	27 kW	195 kHz	

##### 4.2.4.2 - Essais sur mercure

Ces essais avaient plusieurs buts :

- modéliser le formage électromagnétique,
- comparer divers inducteurs entre eux,
- préciser l'influence de certains paramètres géométriques,
- rechercher un optimum de formage de la fréquence du courant inducteur,
- approcher les réglages électriques pour extrapoler le formage de jets de mercure aux autres métaux.

##### 4.2.4.2.1. Recherche d'un optimum de la fréquence

Nous avons toujours considéré que le formage électromagnétique nécessitait des fréquences les plus élevées possibles afin d'avoir un rapport  $b/\delta$  maximum, où  $b$  est la longueur caractéristique du domaine de métal liquide (cf chapitre 3). Or, nous avons vu au chapitre 3 que, pour des réglages corrects du circuit oscillant, la résistance de l'inducteur limite l'intensité du courant dans l'inducteur et que cette résistance augmente avec la fréquence. Nous avons donc décidé de déterminer à partir de quelle fréquence le gain en formage cessait d'être significatif intéressant.

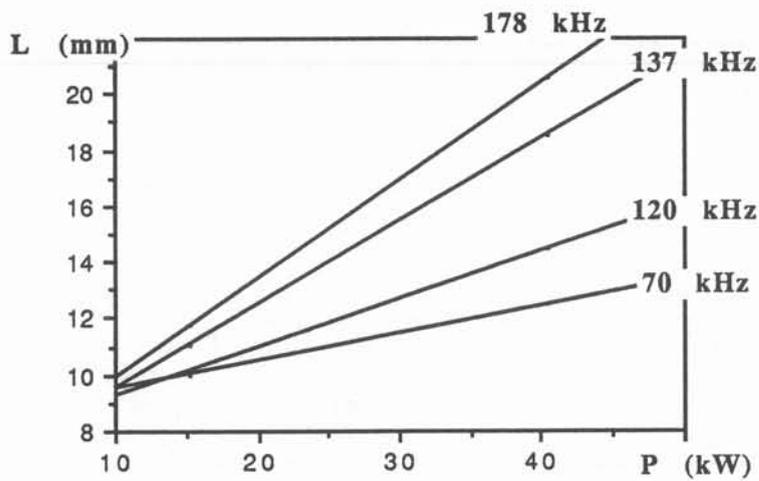


figure 4.2.  
 largeur des lames obtenues en fonction de la puissance  
 demandée au réseau  
 essais réalisés avec l'inducteur n°1 sur du mercure

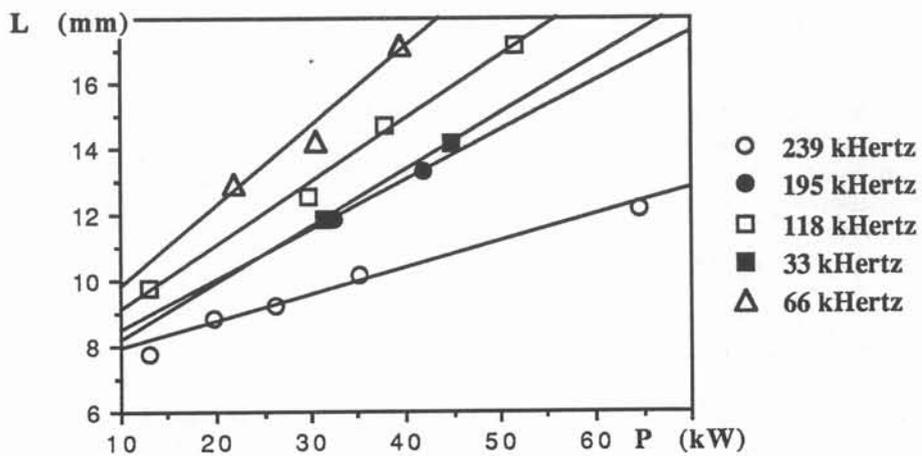


figure 4.3.  
 largeur des lames obtenues en fonction de la puissance  
 demandée au réseau  
 essais réalisés avec l'inducteur n°2 sur du mercure

Nous avons mené deux campagnes d'essais de formage électromagnétique. Au cours de chacune de ces campagnes un inducteur différent a été testé, en faisant varier la fréquence de 30 kHz à 240 kHz. La variation de fréquence est obtenue par le réglage des capacités, mais nécessite en fait l'usage de 3 coffrets différents et impose de changer plusieurs fois de transformateur abaisseur dans le générateur entre 80 et 100 kHz. Les caractéristiques des deux inducteurs sont données dans le tableau 4.4.

tableau 4.4

Inducteur	Type	Nombre de jets formables	Entraxe des jets et bobines	Diamètre des jets	Entrecuivre	Self	Nombre de spires des bobines
n° 1	conducteur creux 3x4	3	18	8	16	$5.10^{-7}$	2.5
n° 2	refroidissement parallèle	5	20	8	13,5	$5,4 \cdot 10^{-7}$	2

Les points longueur des lames en fonction de la puissance sont portés sur la figure 4.2 pour l'inducteur n° 1 et à la figure 4.3 pour l'inducteur n° 2.

Dans un premier temps, nous avons caractérisé chacune des courbes comme une droite et nous avons déterminé la pente de cette droite. Ce choix est justifié par l'analyse que nous avons faite dans le chapitre 2 concernant les relations entre puissance et élargissement, par deux raisons :

- premièrement dans la gamme d'élargissement la différence entre droite et parabole est faible
- deuxièmement, ce choix facilite l'interprétation en permettant un classement suivant la pente des droites  $\Delta L = f(P)$

Les pentes des droites obtenues pour chaque fréquence sont reportées dans les tableaux 4.5 et 4.6 respectivement pour les deux inducteurs 1 et 2.

tableau 4.5  
Inducteur n° 1

Fréquence kHz	Pente $\Delta L = f(P)$	$E : \sqrt{10^3}$	$\eta \%$	Pente $\Delta L = g(I^2)$	Pente $\Delta L = h(P_i)$	Résistance m $\Omega$
70	$0,19 \cdot 10^{-6}$	217	50,7	$0,403 \cdot 10^{-8}$	$0,375 \cdot 10^{-6}$	12,1
80	$0,22 \cdot 10^{-6}$	212	60,4	$0,4895 \cdot 10^{-8}$	$0,364 \cdot 10^{-6}$	13,44
120	$0,14 \cdot 10^{-6}$	170	47	$0,484 \cdot 10^{-8}$	$0,298 \cdot 10^{-6}$	16,46
126	$0,13 \cdot 10^{-6}$	164	43,5	$0,483 \cdot 10^{-8}$	$0,299 \cdot 10^{-6}$	
137	$0,145 \cdot 10^{-6}$	172	52	$0,490 \cdot 10^{-8}$	$0,278 \cdot 10^{-6}$	17,6
178	$0,148 \cdot 10^{-6}$	165	54,5	$0,543 \cdot 10^{-8}$	$0,271 \cdot 10^{-6}$	20,05

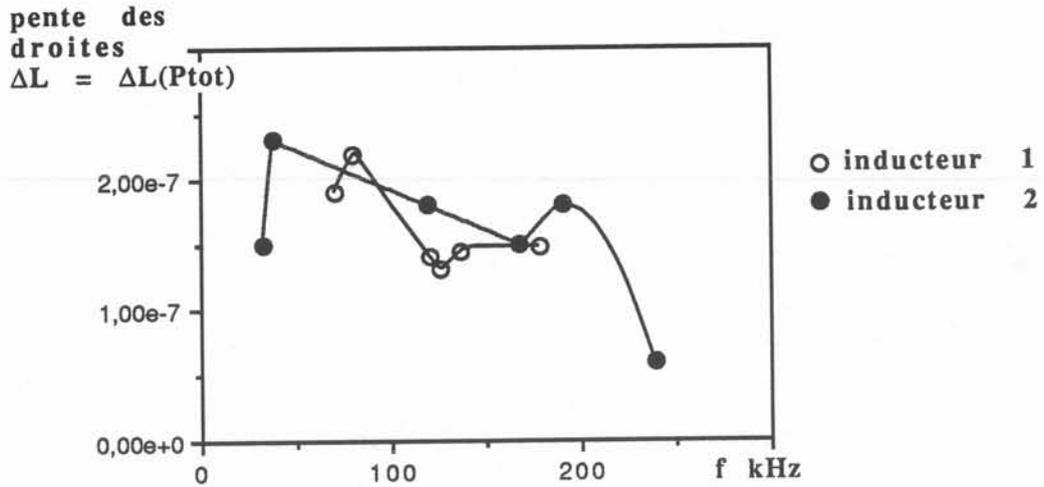


figure 4.4.  
 pente des droites des figures 4.2 et 4.3  
 en fonction de la fréquence

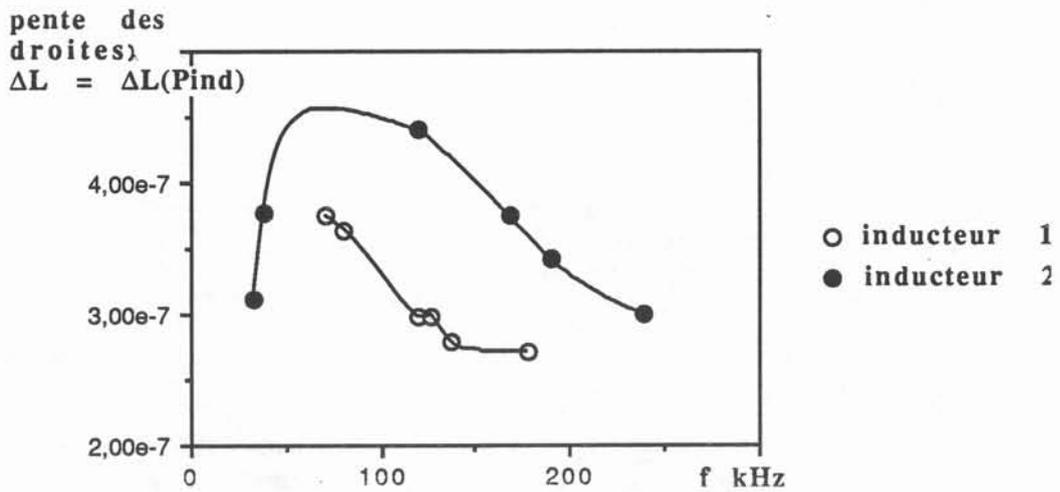


figure 4.5.  
 pente des droites  $\Delta L = h(P_{ind})$  en fonction de la fréquence

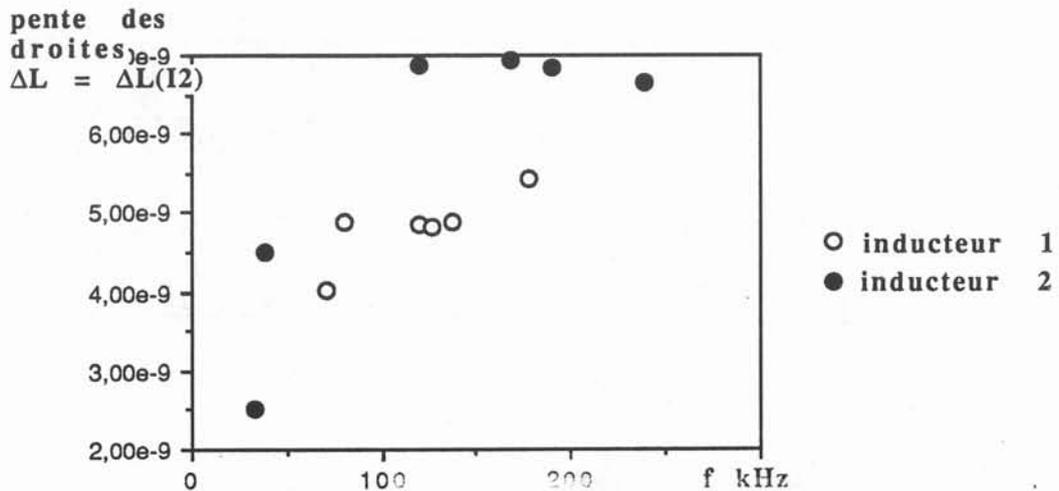


figure 4.6.  
 pente des droites  $\Delta L = g(I^2)$  en fonction de la fréquence

tableau 4.6  
Inducteur n° 2

Fréquence kHz	Pente $\Delta L = f(P_{tot})$	$E : \sqrt{10^3}$	$\eta$ %	Pente $\Delta L = g(I^2)$	Pente $\Delta L = h(P_{ind})$	Résistance m $\Omega$
33	$0,15 \cdot 10^{-6}$	246	48	$0,25 \cdot 10^{-8}$	$0,312 \cdot 10^{-6}$	8
68	$0,23 \cdot 10^{-6}$	226	61	$0,45 \cdot 10^{-8}$	$0,377 \cdot 10^{-6}$	12
119	$0,18 \cdot 10^{-6}$	162	40	$0,686 \cdot 10^{-8}$	$0,44 \cdot 10^{-6}$	15,5
168	0,15	147	40	$0,694 \cdot 10^{-8}$	$0,375 \cdot 10^{-6}$	18,6
190	0,18	138	38	$0,683 \cdot 10^{-8}$	$0,34210^{-6}$	20,3
239	0,06	95	20	$0,6648 \cdot 10^{-8}$	$0,3 \cdot 10^{-6}$	22,8

Nous avons tracé l'évolution de la pente  $\Delta L = f(P_{tot})$  en fonction de la fréquence pour les 2 inducteurs (figure 4.4), les 2 courbes présentent un maximum pour une fréquence  $f_m$  voisine de 80 kHz. C'est à dire, que pour une fréquence d'essais supérieure ou inférieure à  $f_m$ , il faudra plus de puissance au réseau pour obtenir le même élargissement de jet.

Le rendement électrique de l'inducteur est défini comme le rapport de la puissance dissipée dans l'inducteur  $P_{ind}$  et de celle demandée au réseau.  $P_{tot}$

$$\eta = P_i/P_{tot}$$

Nous avons donc déterminé pour chaque essai le rendement et donc  $P_{ind}$ . Nous avons pu alors calculé la pente de la droite  $\Delta L = h(P_{ind})$  (tableaux 4.5 et 4.6) puis tracé l'évolution de cette pente en fonction de la fréquence (figure 4.5). Ici encore il y a un maximum pour chacune des courbes quand  $f_m = 80$  kHz pour l'inducteur n° 1 est ici plus efficace pour le formage que l'inducteur n° 2.

Pour ne réfléchir que du point de vue de la charge qui "voit" un courant inducteur  $I$ , et subit des effets liés à l'induction qui sont proportionnels à  $B^2$  et donc à  $I^2$ , nous calculons le courant  $I$  dans chaque essai et les pentes des droites  $\Delta L = g(I^2)$  (tableaux 4.5 et 4.6), puis traçons l'évolution de cette pente en fonction de la fréquence (figure 4.6). On constate alors une tendance asymptotique horizontale. Les variations ne sont plus significatives au-delà de 160 kHz.

Le passage des courbes basées sur la puissance dans le circuit oscillant à celles basées sur le carré du courant circulant dans l'inducteur se fait en utilisant la résistance (§ 4.2.2.1). Or, l'évolution de la résistance du circuit oscillant est dans les gammes de fréquence utilisées ici, en  $\sqrt{f}$ . Nous portons sur les courbes de la figure 4.7, l'évolution de la résistance mesurée pour les deux inducteurs.

L'analyse par régression linéaire des points expérimentaux donne :

$$R = 3,339 \cdot 10^{-5} f^{0,529} \quad \text{pour l'inducteur n° 1}$$

et

$$R = 3,49 \cdot 10^{-5} f^{0,522} \quad \text{pour l'inducteur n° 2}$$

Ces résultats confirment l'évolution de la résistance avec la fréquence. Le coefficient de proportionnalité est proche pour les deux inducteurs, ceci provient du fait qu'ils ont des dimensions proches.

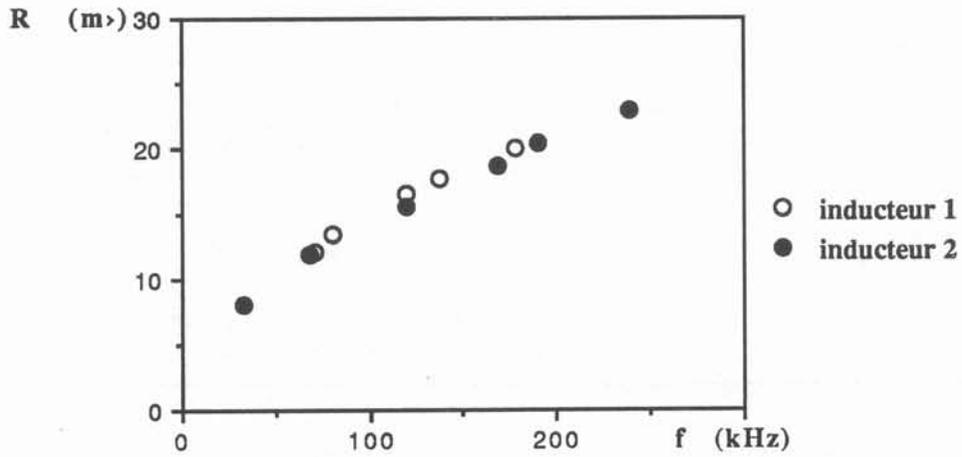


figure 4.7  
mesures de la variation de la résistance des inducteurs  
en fonction de la fréquence

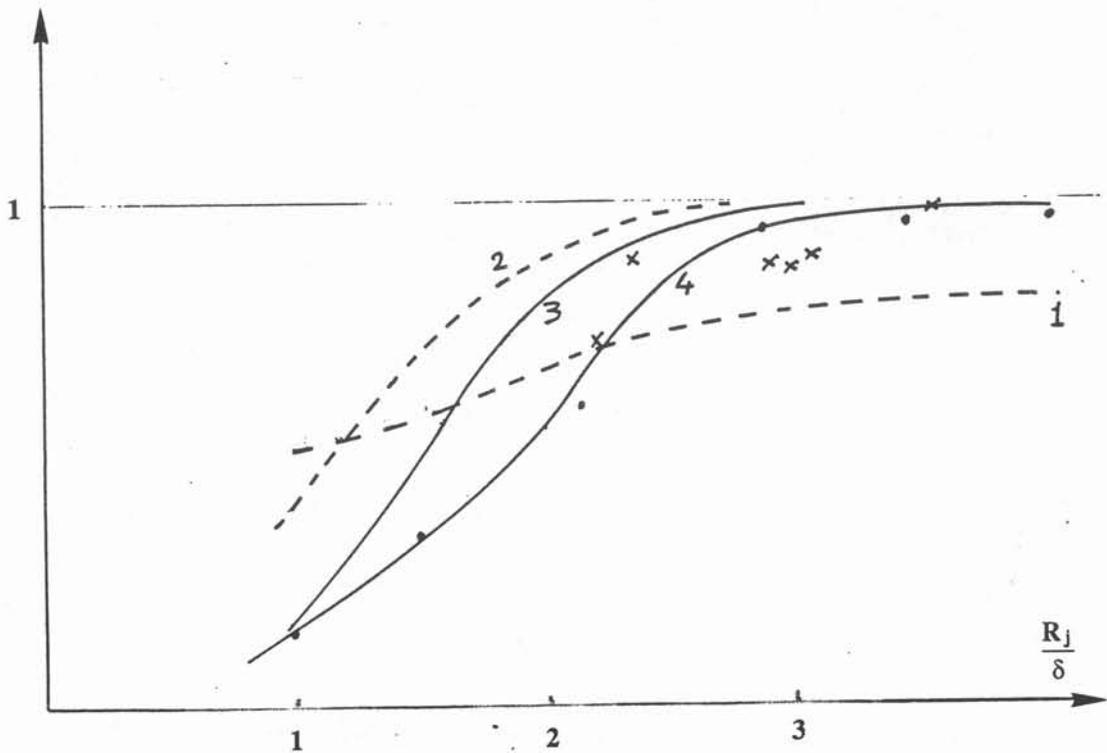


figure 4.8  
variation de la pression adimensionnée par  $2B_0^2/V$  en fonction du  
rapport  $R_j/\delta$   
 $e^{-2x}(\text{ch}2x - 2)$  courbe 1  
figure 4.4 courbe 4

#### 4.2.5 - Discussion des résultats expérimentaux.

Le fait qu'il existe un optimum pour la fréquence du courant inducteur est important car l'économie de puissance entre deux essais visant le même élargissement à des fréquences différentes par exemple (119 et 239 kHz) peut aller jusqu'à 30 %. Le matériel n'est pas forcément le même lorsque l'on travaille à des fréquences proches de 100 kHz ou de 400 kHz. Ceci parce que les condensateurs utilisés pour constituer les coffrets de capacités ont une tension limite d'utilisation qui diminue lorsque la fréquence augmente et pour les utiliser à des fréquences élevées il faut soit limiter la tension d'essai, soit les associer en série pour limiter la tension aux bornes de chacune d'elles. Ceci peut nécessiter trois ou quatre fois plus de capacités et devient matériellement impossible. D'autre part, les risques d'amorçage sont plus grands en haute fréquence.

Pour une puissance  $P_{ind}$  donnée, le terme  $I^2$  varie comme l'inverse de la résistance de l'inducteur, d'où

$$I^2 \propto 1/R \quad \text{et donc} \quad I^2 \propto 1/\sqrt{f}$$

Enfin, l'efficacité du formage électromagnétique lorsqu'on ne se préoccupe que de l'intensité  $I$  du courant inducteur est quasi constante quand la fréquence atteint une valeur suffisante (figure 4.6).

C'est la combinaison de ces deux phénomènes qui se traduit par un optimum sur la figure 4.5.

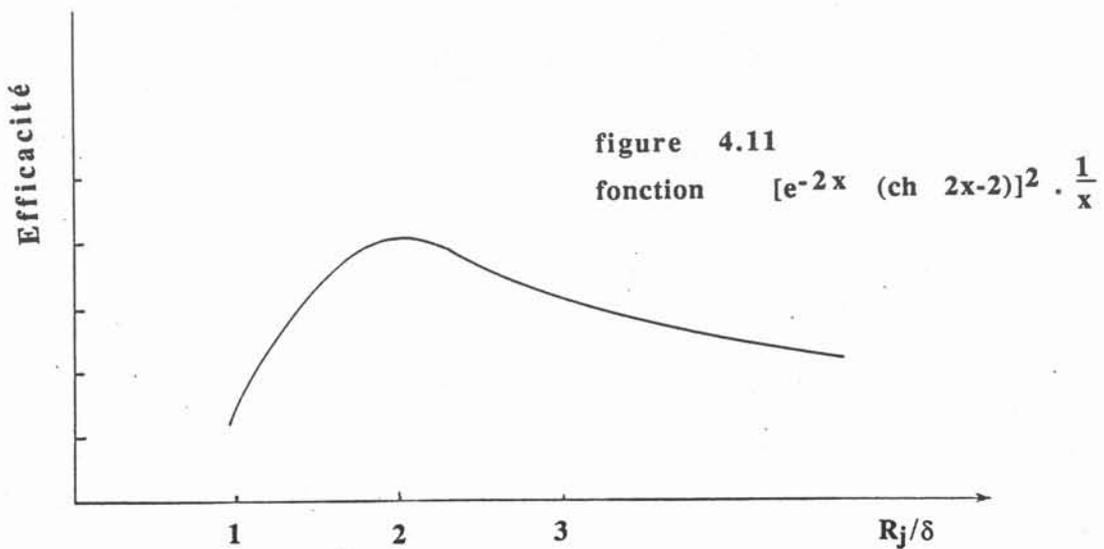
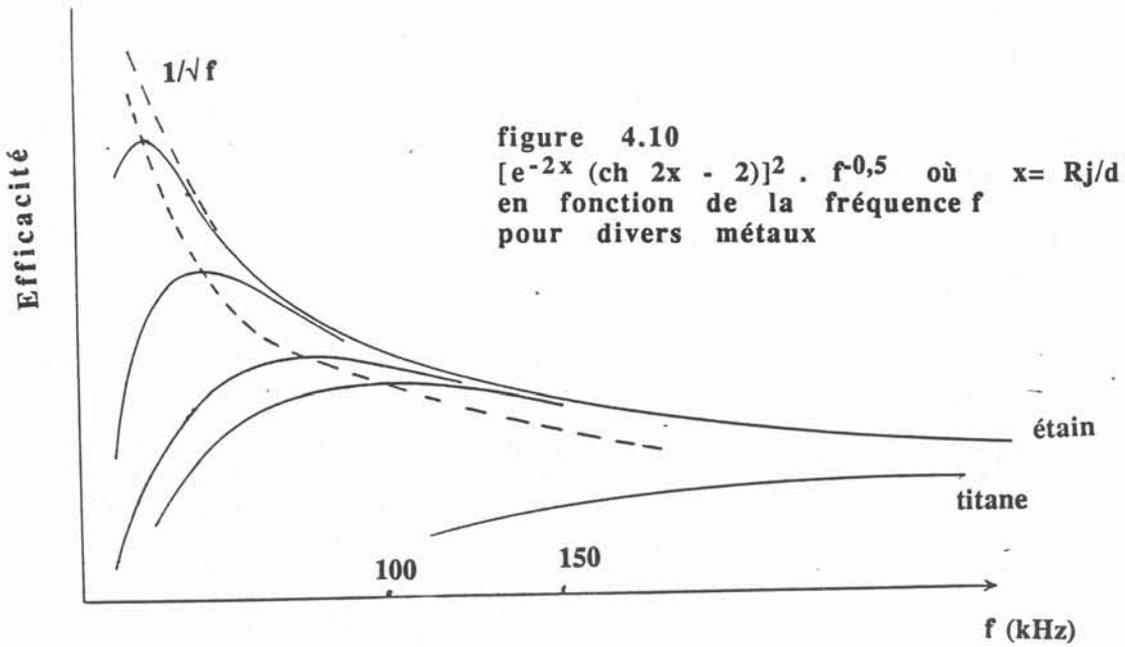
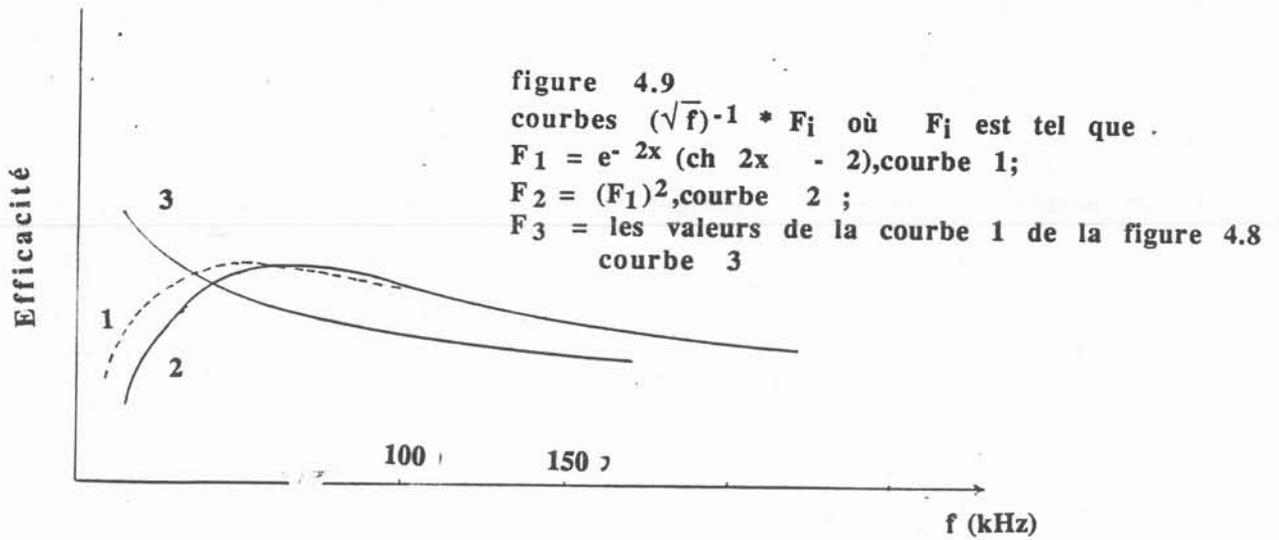
##### 4.2.5.1. - Comparaison des résultats expérimentaux et des calculs du chapitre 2

Au chapitre 2 (§2.7), nous avons présenté les résultats d'un calcul analytique de la pression électromagnétique dans le cas d'un champ uniforme perpendiculaire à l'axe du jet. La variation de cette pression, adimensionnalisée par  $2B_0^2/V$ , en fonction du rapport  $R_j/\delta$  est donné par la figure 4.8, courbe 1. On y retrouve une évolution asymptotique comme dans le cas de la figure 4.6. Nous avons aussi sur la figure 4.8 représenté les résultats expérimentaux de la figure 4.6 en les adimensionnalisant en abscisse par  $\delta$  et en ordonnées par la valeur quasi asymptotique atteinte lorsque la fréquence d'essai était la plus élevée. Les deux courbes présentent la même tendance asymptotique avec toutefois une montée beaucoup plus douce dans le cas du modèle analytique.

##### 4.2.5.2. - Modèle analytique simple lorsqu'on considère le courant inducteur

Nous reprenons l'hypothèse du champ uniforme et parallèle à la surface du métal liquide, mais nous considérons que ce dernier est sous forme d'une lame d'épaisseur  $2b$  et de longueur et largeur grandes devant  $2b$ . Ceci revient à se placer dans le cas du contrôle d'une lame par un champ magnétique .

Dès lors que  $\delta \ll b$ , la pression électromagnétique peut être considérée comme constante dans une demi-lame (cf § 2.7). Mais lorsque cette condition n'est pas satisfaite, cette résultante n'est pas constante et diminue avec le rapport  $b/\delta$ . A



partir de la valeur efficace  $B_0$  du champ à la surface, la pression électromagnétique s'exprime par :

$$\Delta P_m = \frac{B_0^2}{2\mu} 2 e^{-2x} (\text{ch } 2x - 2) \quad \text{avec } x = R_j/\delta$$

Nous avons tracé l'évolution de  $\Delta P_m$  en fonction de  $x$ , après l'avoir adimensionnée par le terme  $B_0^2/2\mu$  sur la figure 4.8 (courbe 3).

La courbe 4 de la figure 4.8. suit mieux l'évolution théorique du formage lorsque la fréquence varie que les 2 autres courbes. Dans tous les cas la tendance asymptotique est nette, elle est atteinte vers  $R_j/\delta \approx 3$ . Le premier modèle analytique lorsqu'on le compare aux résultats expérimentaux adimensionnés est le moins bon. Les écarts entre les points venant des essais menés avec les inducteurs n° 1 et n° 2 peuvent provenir de la qualité variable des jets, mais aussi de la différence d'entrecoivres (cf. § suivant).

Pour comparer la position de l'optimum données par l'expérience et les modèles Nous avons calculé les produits.

$$(\sqrt{f})^{-1} * F_i$$

$$\text{avec } F_1 = e^{-2x} (\text{ch } 2x - 2) \quad \text{courbe 1}$$

$$F_2 = (F_1)^2 \quad \text{courbe 2}$$

$$F_3 = \text{les valeurs de la courbe 1. courbe 3 de la figure 4.8}$$

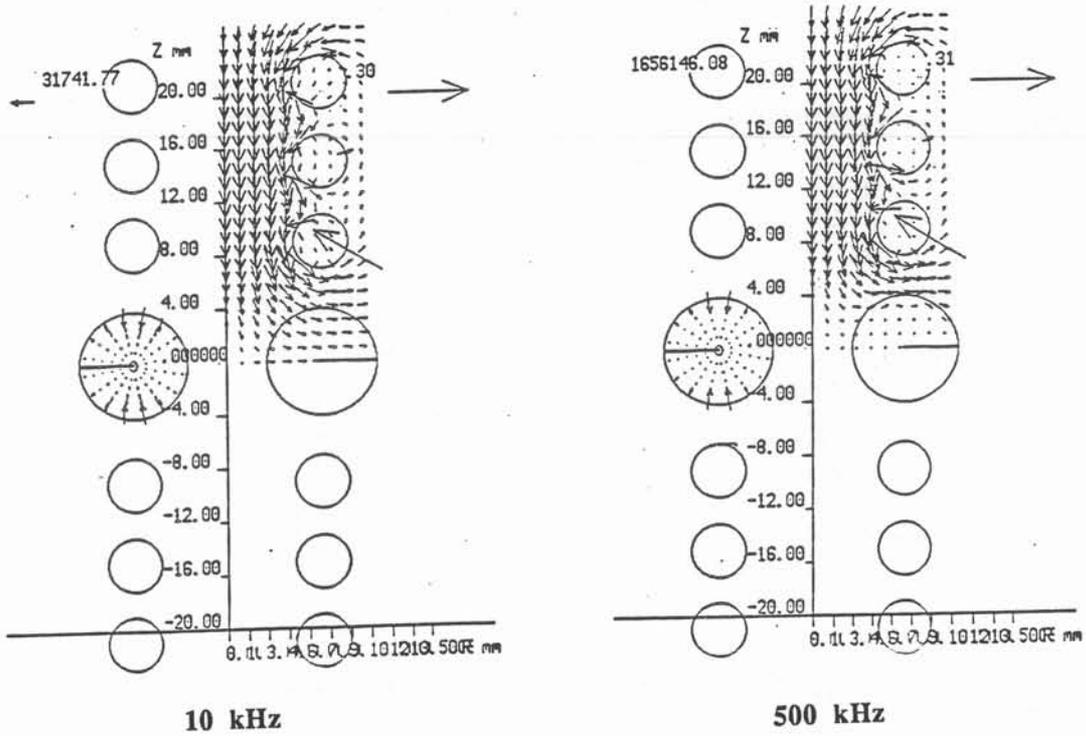
Ces trois courbes sont portées à la figure 4.9. Les courbes 1 et 2 ont la même forme que la courbe expérimentale. L'optimum de la courbe 2,  $f_m = 65$  kHz, est plus proche des optimums expérimentaux 80 et 110 kHz. La courbe 3 ne suit pas du tout l'évolution expérimentale mais est toujours décroissante quand  $f$  augmente.

Nous avons calculé :  $(e^{-2x} (\text{ch } 2x - 2))^2 \cdot f^{-0,5}$  pour 5 matériaux industriels ou intéressants en laboratoire dont les résistivités  $\rho_e$  sont les suivantes :

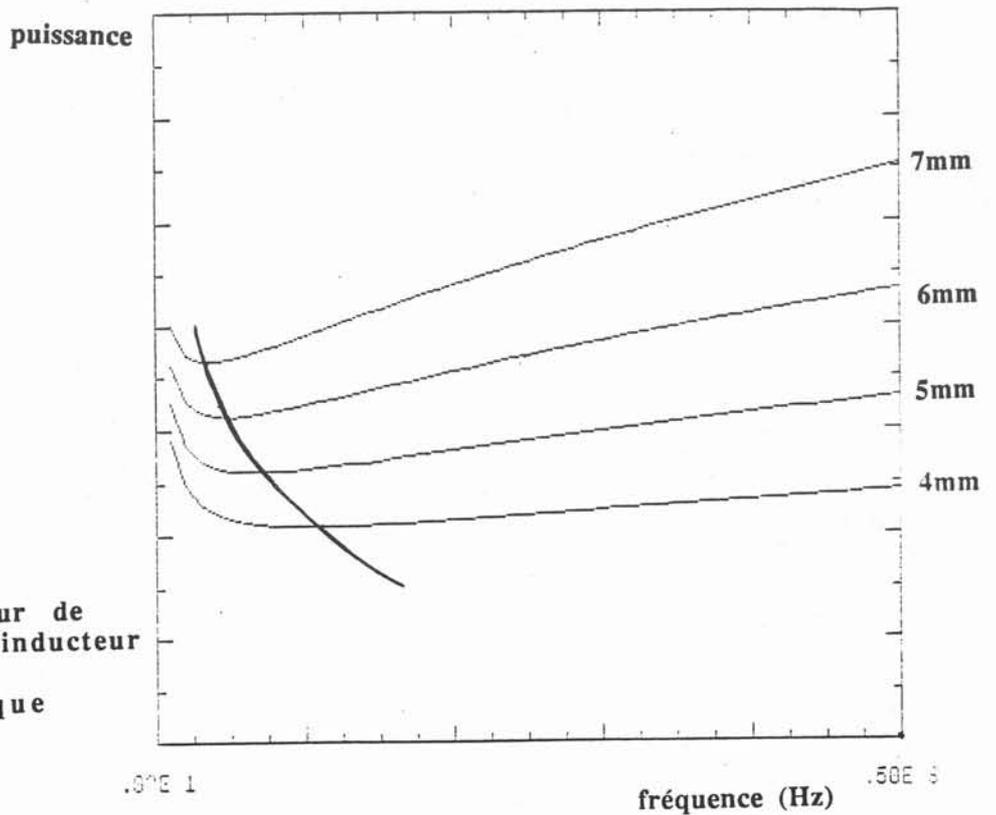
- l'aluminium :  $\rho_e = 24. 10^{-8} \Omega \text{ m}$
- l'étain :  $\rho_e = 49. 10^{-8} \Omega \text{ m}$
- le mercure :  $\rho_e = 92. 10^{-8} \Omega \text{ m}$
- l'acier inoxydable  $\rho_e = 120 . 10^{-8} \Omega \text{ m}$
- le titane :  $\rho_e = 92.10^{-8} \Omega \text{ m}$

Cette fonction est reportée sur la figure 4.10. On voit sur cette figure que plus la résistivité est faible, plus l'optimum  $f_m$  de la fréquence est faible et plus la forme de cet optimum est pointu. Il est donc plus facile de travailler avec des métaux liquides bon conducteur de l'électricité, toutes les autres propriétés étant identiques, car la puissance nécessaire au formage est alors plus faible et les fréquences de travail plus basses.

Les courbes de la figure 4.10 peuvent être rassemblées en une seule courbe adimensionnelle représentant la fonction :



**figure 4.12**  
**calcul du champ magnétique sur une charge annulaire**  
 cas 1 : basse fréquence  
 cas 2 : haute fréquence



**figure 4.13**  
 effet de la largeur de  
 l'entrefer de l'inducteur  
 sur le formage  
 électromagnétique

$$[e^{-2x} (\operatorname{ch} 2x - 2)]^2 \cdot \frac{1}{x}$$

On obtient alors (figure 4.11) une courbe dont l'optimum est situé à  $x_m = 1$ . Cette courbe n'est pas symétrique par rapport à l'optimum, ce qui indique qu'il vaut mieux travailler avec des valeurs de  $x$  supérieures à 1 plutôt qu'inférieures.

Le fait d'avoir démontré que pour le formage électromagnétique il existe un optimum de fréquence pour un rapport de rayon de jet sur l'épaisseur de peau donné est un fait nouveau. Le raisonnement qui nous y amène est général et peut être appliqué à d'autres procédés à induction. R. ERNST et Y. BOUSSANT-ROUX sont aussi arrivés à des résultats proches de ceux que nous venons de rapporter qui concernent l'optimum de lévitation à puissance constante [20].

#### 4.2.5.3. - Influence de la valeur de l'entrecoivre sur l'optimum en fréquence

Dans tous les modèles décrits ci-dessus, nous avons considéré que, quelque soit la fréquence, le champ à la surface du métal liquide était constant pour un courant donné. Or la présence du métal liquide dans l'entrecoivre de l'inducteur va déformer plus ou moins les lignes de champ suivant la fréquence comme le montrent les résultats de calcul que nous avons tracés sur la figure 4.12.

La configuration tracée est celle d'un tore de métal liquide de même axe que les deux bobines de l'inducteur qui sont parcourues par des courants opposés. Le flux  $\phi$  est le même dans le cas 1 et le cas 2. Si les courants sont constants, ce flux se conserve aussi sur toutes surfaces et donc sur le cylindre d'axe  $z$  qui sépare les deux bobines et qui est constitué d'air. Dans le cas 2, l'épaisseur de peau est faible, le flux ne passe que dans l'air, le champ moyen est plus élevé que dans le cas 1 où une partie du flux passe dans le métal liquide. Ceci a pour conséquence que le champ  $B_s$  à la surface du métal liquide est plus élevé dans le cas 2 que dans le cas 1. Cet effet de concentration du champ magnétique existe moins avec les bobines d'Helmholtz, où le champ magnétique a plus d'espace pour se déformer.

Pour quantifier cet effet et savoir si il peut se traduire aussi par un optimum en fréquence, nous avons considéré que, dans l'air, entre l'inducteur et le métal liquide, le champ était constant et qu'il décroissait en  $e^{z/\delta}$  dans le métal liquide. Nous appelons  $\phi$  le flux du champ magnétique dans l'air, il peut se calculer de la façon approximative suivante :

$$\phi = B_s \cdot d + \delta B_s \cdot e$$

où  $d$  est la distance minimale entre l'inducteur et le jet

$e$  tel que  $\ln(e) = 1$

$$\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\mu \pi f}}$$

d'où

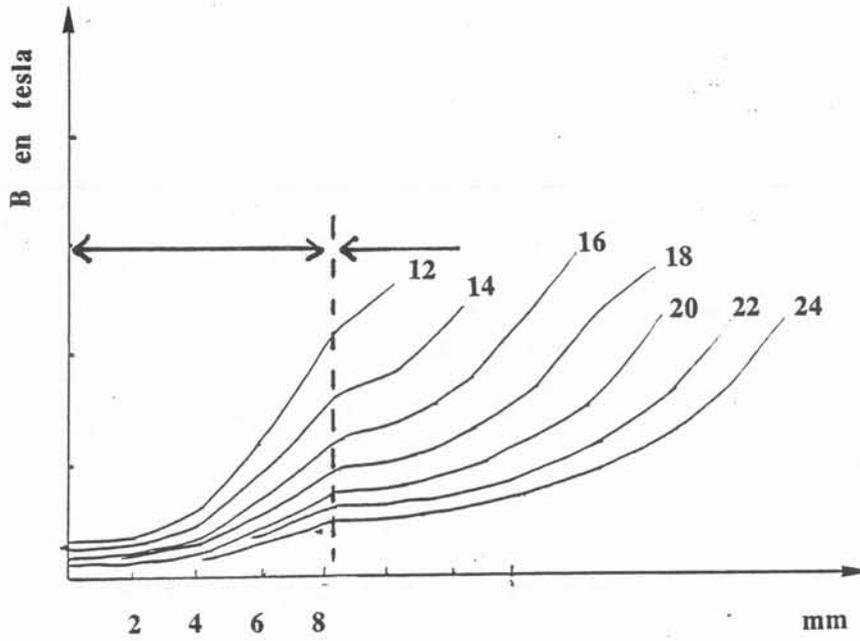


figure 4.14  
forme du champ magnétique donné par le code SOCRATE.  
l'entrefer varie.

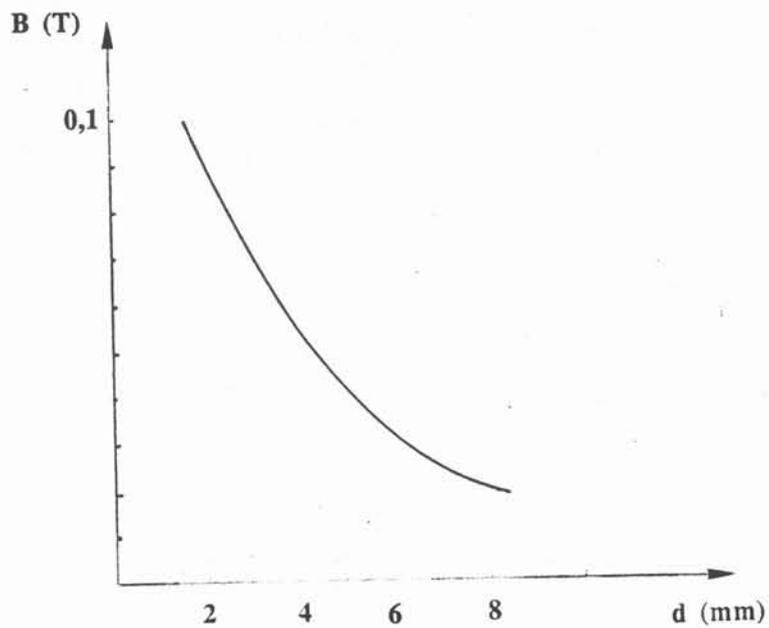


figure 4.15  
variation du champ magnétique à la surface du jet en fonction de  $d$   
distance entre l'inducteur et le jet.

$$B_s = \frac{\phi \sqrt{f}}{\sqrt{f} d + (e - 1) \sqrt{\rho/\pi\mu}}$$

Comme le flux  $\phi$  d'une bobine est proportionnel au courant qui circule dans la bobine, pour une puissance donnée, il est inversement proportionnel à la racine de la résistance de l'inducteur, elle même proportionnelle à  $\sqrt{f}$ . Ainsi nous pouvons écrire :

$$\phi \propto I \propto \frac{1}{\sqrt{R}} \propto \frac{1}{f^{-1/4}}$$

D'où

$$B_s \propto \frac{f^{-1/4}}{\sqrt{f} d + (e - 1) \sqrt{\rho/\pi\mu}}$$

Or l'effet de formage électromagnétique est lié au carré du champ magnétique, la concentration du champ intervient à travers un facteur C sur la puissance nécessaire

$$C = \frac{\sqrt{f}}{(\sqrt{f} d + (e - 1) \sqrt{\frac{\rho}{\pi\mu}})^2}$$

qui dépend de la distance  $d$  et dans une moindre mesure de la résistivité du métal liquide. Les courbes de la figure 4.13 illustrent l'évolution de C suivant  $f$  pour différentes valeurs de  $d$ . Un autre optimum  $f_m$  apparait sur ces courbes pour des valeurs de fréquence qui sont du même ordre que l'optimum expérimental. La fréquence optimum diminue quand  $d$  augmente. Elle est de 150 kHz pour  $d = 3$  mm, de 90 kHz pour  $d = 5$  mm, ce qui correspond aux constatations expérimentales.

Mais la configuration expérimentale n'est pas celle d'un tore de métal liquide mais celle de jets cylindriques d'axe perpendiculaire aux axes des bobines inductrices. Le resserrement des lignes de champ n'existe que là où passent les jets et rien n'oblige le flux à être constant sur toutes les génératrices du cylindre qui sépare deux bobines en regard. L'effet de l'entrecoivre sur l'optimum en fréquence doit être moins important dans le cas réel que pour le modèle torique, ce qui explique une partie des différences de comportement des deux inducteurs.

#### 4.2.5.3 - Influence de la valeur de l'entrecoivre sur le formage électromagnétique.

##### 4.2.4.3.1 - analyse

Nous avons défini l'entrecoivre comme étant la distance séparant les deux parties de l'inducteur. C'est dans cet espace que s'écoulent les jets à former. Cette distance est égale bien entendu à la somme du diamètre des jets, des épaisseurs d'isolant thermique et électrique, et d'un espace d'air correspondant aux fluctuations de forme du jet.

On sait que en un point donné le champ magnétique décroît quand la distance du point aux courants inducteurs croît. Il est donc avantageux pour le formage que l'entrecoivre soit réduit par rapport au rayon des jets. Ici nous utilisons des sources de champ magnétique qui sont des bobines, le champ magnétique y est intense à l'intérieur et très faible à l'extérieur. Nous ne pouvons avoir dans l'entrecoivre, des champs d'intensité suffisante pour l'effet recherché que grâce au pincement des lignes de champ dans l'espace entre l'inducteur et le métal liquide.

Nous avons calculé par le programme Socrate, le champ magnétique dans le cas, décrit plus haut (§ 4.2.4.1), d'un tore de métal liquide, en écartant plus ou moins l'entrecoivre. Les courbes de variation de champ suivant une génératrice du cylindre d'axe z qui sépare les deux bobines sont données par la figure 4.14. Le tableau 4.7 reprend les résultats et conditions de ces calculs.

tableau 4.7

Courant imposé 1000 Ampères, 3 spires par bobine, fréquence 100 kHz

Entrecoivre	d	1/d	B à la surface du liquide
12	2	0,5	0,86 10 <sup>-1</sup> T
14	3	0,33	0,68 10 <sup>-1</sup> T
16	4	0,25	0,51 10 <sup>-1</sup> T
18	5	0,2	0,40 10 <sup>-1</sup> T
20	6	0,1666	0,30 10 <sup>-1</sup> T
22	7	0,1428	0,23 10 <sup>-1</sup> T
24	8	0,125	0,19 10 <sup>-1</sup> T

La variation du champ magnétique à la surface en fonction de d est portée sur la courbe de la figure 4.15.

Nous avons cherché à approcher cette variation par une fonction du type

$$B_0 = \frac{a}{d^n}$$

Par régression linéaire nous trouvons  $n = 1,115$   $a = 0,215$ .

Toutefois il faut noter que la modélisation utilisée est bidimensionnelle alors que la configuration du champ magnétique en présence de la charge est tridimensionnelle. Cette remarque est à rapprocher de celle faite au § 4.2.4.2 concernant l'effet de l'entrefer sur l'optimum de fréquence.

#### 4.2.5.3.2. - expériences

Pour réaliser ces expériences, nous avons utilisé les deux inducteurs décrits précédemment au § 4.2.4.1 pour des essais de formage électromagnétique qui ne se différencient que par l'entrefer. Les conditions de ces essais sont reportées au tableau 4.8.

tableau 4.8

Courant imposé 1000 Ampères, 3 spires par bobine, fréquence 100 kHz

Inducteur	Fréquence kHz	Entrecuivre	Entraxe des jets	Diamètre du jet mm	Puissance kW *	d
N° 1	71	14	18	8	26,4	3
N° 1	71	18	18	8	54	5
N° 2	114	13,5	20	8	680	2,75
N° 2	119	14,5	20	8	144	4,75

\* Puissance pour faire coalescer 2 jets voisins

En considérant que la distance importante est  $d$ , c'est-à-dire la distance entre le métal liquide et les courants inducteurs, nous utilisons la relation  $B_0 = \frac{a}{d^n}$ . Le rapport entre les puissances  $P_1$  et  $P_2$  pour deux entrefers différents  $d_1$  et  $d_2$  s'écrit:

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{B_{02}}{B_{01}} = \frac{d_1^n}{d_2^n}$$

Le rapport des puissances expérimentales calculé pour les deux inducteurs, en fonction du rapport des distances  $d$  est porté au tableau 4.9.

tableau 4.9

Inducteur	$d_1/d_2$	$P_1/P_2$	$P_1/P_2$ calculé avec $n = 0,7$	$P_1/P_2$ $n = 1$	$n$ déduite des essais
n° 1	0,6	0,488	0,32	0,36	0,704
n° 2	0,58	0,472	0,296	0,33	0,67

Dans les deux cas d'essais, un calcul avec  $n = 1$  est visiblement incorrect, alors que  $n \approx 0,7$  est correct.

Pour préciser ceci, nous avons fait des mesures de champ avec et sans charge, sur des génératrices du cylindre séparant les bobines. Pour faciliter les mesures nous avons remplacé les jets de mercure par deux tiges d'acier inoxydable (solide !!) de même diamètre.

Les conditions de mesure et les résultats ont déjà été exposé § 3.7, nous avons noté que le champ à la surface variait comme  $d^{-1}$ , ce qui est en accord avec la modélisation  $d^{-1,1}$ . Lors des mesures, l'épaisseur de peau dans la charge est très faible (quelques dixièmes de mm) et alors que dans le modèle nous introduisons la résistivité électrique du métal liquide (le mercure). La valeur de champ calculé ou mesuré ne l'est qu'au point  $P_4$  (fig. 3.6) du cylindre qui est le plus proche de l'inducteur en ce point le champ est maximum ; tous les autres points d'une même

section du jet cylindrique sont situés plus loin des courants inducteurs et donc une augmentation de la distance  $d_y$  est relativement moins sensible. De même dans les sections de métal liquide qui commencent à se déformer dans l'inducteur et qui sont donc plus loin des courants inducteurs, la variation relative de champ en chaque point de la surface sera plus faible. Ceci explique que, pour une puissance demandée au réseau, la décroissance de l'effet de formage avec l'augmentation de la valeur de l'entrecoivre, c'est-à-dire de la distance entre le jet et les courants inducteurs, soit un peu moins marquée pour des jets de petits diamètres que pour des jets de gros diamètres.

#### 4.2.5.3 - Relation entre la puissance demandée au réseau et la déformation obtenue

Au cours d'un essai de formage, la puissance dissipée dans l'inducteur ou consommée par le générateur sont proportionnelles à  $B_0^2$  (champ caractéristique de l'inducteur) et à  $I^2$  (carré du courant circulant dans l'inducteur). Selon l'analyse du chapitre § 3.6, la relation entre la puissance et l'élargissement du jet n'est pas linéaire mais du type.

$$P = k X^n \quad \text{avec} \quad n = 0,75$$

où X élargissement relatif  $X = (L - 2 \pi R_j) / R_j$  et  $0 < X < 5$

Pour vérifier ceci, nous avons, dans nos expériences retenues celles où nous avons enregistré au moins quatre points et avons cherché la valeur de l'exposant  $n$  par une méthode des moindres carrés. Pour améliorer cette analyse, nous avons aussi retenu des essais cités dans des travaux antérieurs [3] [14]. Tous ces essais concernaient des jets de mercure. Les résultats sont portés dans le tableau 4.10.

tableau 4.10

essais	coefficient n	diamètre des jets
petites bobines de Helmholtz [DEA F. GARNIER]	0.879	3 mm
grandes bobines de Helmholtz [DEA F. GARNIER]	0.48	3 mm
Inducteur n° 1 80 kHz	0.79	8 mm
Inducteur n° 1 71 kHz	0.76	8 mm
Inducteur n° 2 119 kHz	1.04	8 mm
Inducteur n° 2 168 kHz	0.824	8 mm
Courbe thèse J. ETAY	0.541	10 mm
Moyenne	0.759 $\sigma = 0,17$	

La valeur moyenne de l'exposant  $n$  est proche de l'exposant  $n$  théorique 0,75. Il faut toutefois noter une grande dispersion des résultats expérimentaux. Au moment où ils ont été faits ces essais n'avaient pas pour but de vérifier l'exposant

d'une loi théorique. Le diamètre des jets souvent trop petit pour que les valeurs trouvées ne soit pas entachée d'une erreur importante, et la plage de variation de X, ainsi que le nombre de points de mesure retenus pour chaque essai ne permet pas une détermination expérimentale satisfaisante de la loi  $P = f(X)$ .

#### 4.2.5.4 - Relation entre le paramètre $P_f$ et les expériences

Ce paramètre  $P_f = \frac{B_0^4 \cdot t^2}{\mu^2 L \cdot \rho \cdot \sigma}$ , défini au chapitre 3, est le rapport de ce qui agit (le champ magnétique) sur ce qui résiste  $L, \rho, \sigma$ . Le terme résistant s'exprime simplement:  $\rho$  et  $\sigma$  sont des caractéristiques physiques connues et  $L$ , la variation du périmètre, s'évalue bien par le modèle de la lame elliptique (§ 3.4). Par contre, le terme  $\frac{B_0^4 \cdot t^2}{\mu^2}$  est plus délicat à évaluer car nous avons vu que le champ magnétique dans la région où s'écoulent les jets n'est constant dans aucune direction de l'espace, même en absence de métal liquide. Un des principes de cet inducteur étant justement d'avoir des gradients de champs magnétiques qui centrent les jets et qui soit maximum dans les régions des jets qui, ainsi, prendront une forme voisine du plan de symétrie de la lame à former (cf chapitre 3).

Lorsque nous avons déterminé ce paramètre, nous avons raisonné comme si le champ magnétique était constant dans l'épaisseur de peau électromagnétique  $\delta$ , sur tout un cylindre de rayon et sur la hauteur  $h = V \cdot t$ , où  $V$  est la vitesse du jet. Cette approximation a permis :

- d'exprimer simplement l'énergie reçue par le liquide au cours de son passage dans l'inducteur,
- et de déterminer le rôle des caractéristiques physiques du métal :  $\rho$  et  $\sigma$  et de la largeur de lame.

Il est facile de montrer que le champ est loin d'être uniforme.

Dans  $P_f$ , le paramètre de formage, nous remplaçons  $B_0$  par sa valeur calculée de la façon suivante :

$$B_0 = \frac{\mu I n_s}{\sqrt{\left(\frac{L}{2}\right)^2 + R^2}} \frac{R}{2d}$$

Par cette relation  $B_0 = 2.10^{-4} I$  pour l'inducteur n° 1. Pour ce calcul les valeurs utilisées sont les suivantes :

$$\begin{aligned} L & \text{ la variation du périmètre} = 0,7 X^{1,5} \\ t & = 10^{-2} \text{ s} \\ \rho & = 13 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-3} \\ \sigma & = 0,5 \text{ N.m}^{-1} \\ \mu & = 1,25 \cdot 10^{-6} \text{ SI} \\ R & = 4 \cdot 10^{-3} \text{ m} \end{aligned}$$

c'est-à-dire 
$$P_f = \frac{I^4}{0,7 X^{1,5} \cdot R} \quad 1,91 \cdot 10^{-11}$$

Nous avons déterminé l'asymptote des courbes  $\Delta L/I^2$  de la figure 4.6, quand la fréquence  $f$  est telle que  $b/\delta > 3$ . Pour l'inducteur n° 1, nous avons calculé à

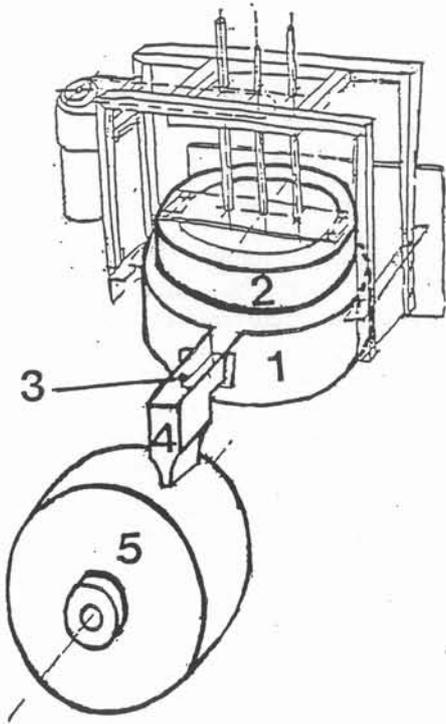


figure 4.16  
schéma de l'installation expérimentale  
fonctionnant avec de l'étain.

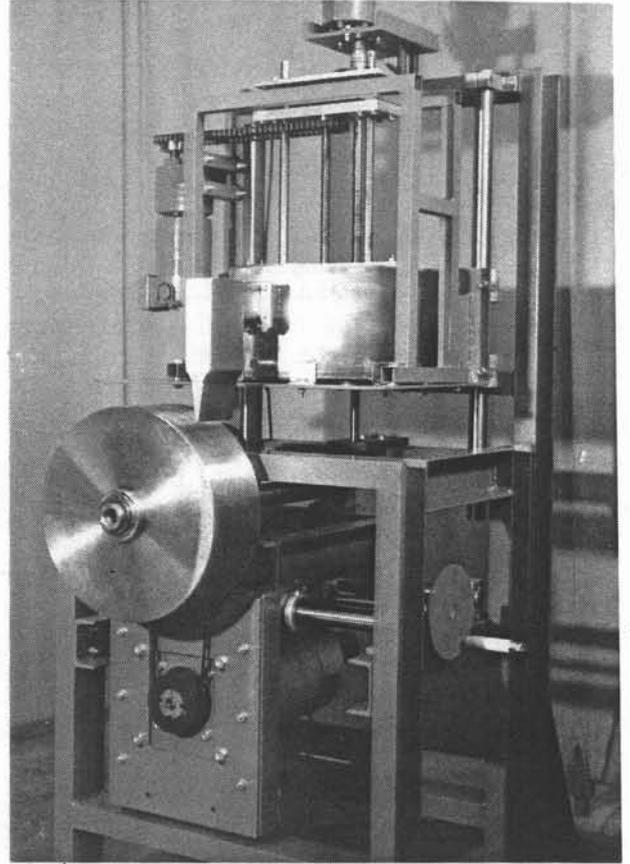


photo 4.2.  
photo de l'installation expérimentale  
fonctionnant avec de l'étain.

partir des résultats expérimentaux la valeur du coefficient A de la fonction suivante:

$$I^2 = A \cdot X^{0,75}$$

Nous avons trouvé

$$A = 5,86 \cdot 10^5 = \frac{I^2}{X^{0,75}}$$

valeur qui reportée dans l'expression de  $P_f$  donne

$$P_f = 2.34 \cdot 10^3$$

Ce résultat veut dire que les forces électromagnétiques seraient donc très supérieures aux forces qui s'opposent au formage (tension superficielle et inertie). En fait, ce n'est pas le cas et nous pouvons dire que dans  $P_f$  le terme  $B_0^2 t$  est surévalué d'environ 50 fois.

### 4.3 - Essais sur étain

Les essais avec de l'étain liquide permettent à la fois l'étude des lames, de leur impact sur un substrat refroidi et de leur solidification. Une première étude en simulation avec de l'eau a permis de dégager des domaines de faisabilité du procédé de solidification d'une lame sur un seul rouleau [11].

Il est donc intéressant de former et faire coalescer électromagnétiquement des jets d'étain, car ceci permet

- l'étude de l'impact d'une lame de métal formée électromagnétiquement
- de faire varier les caractéristiques physiques du métal d'essai c'est-à-dire la masse volumique et la résistivité électrique.

La figure 4.16 présente l'installation expérimentale que nous avons utilisée.

#### 4.3.1. - effet de la résistivité électrique

Les courbes adimensionnalisées de la figure 4.8 présentent une tendance asymptotique pour  $\frac{R}{\delta} = 3$ . Ce résultat a été trouvé en utilisant des jets de mercure de 8 mm de diamètre à une fréquence de 131 kHz. Pour de l'étain, dans la même configuration, cette asymptote correspond à une fréquence de 70 kHz. L'optimum de la puissance nécessaire au formage se situe donc à des fréquences plus faibles pour l'étain que pour le mercure.

Le fait de travailler avec de l'étain ne change pas seulement l'optimum de la fréquence mais aussi la puissance consommée. Nous avons vu dans le paragraphe 4.2.4 que travailler sur de l'étain est plus facile que travailler sur du mercure. La meilleure conductivité électrique de l'étain permet, toutes choses étant égales par ailleurs, de former de l'étain avec une puissance égale à 70% de la puissance nécessaire au formage du mercure.

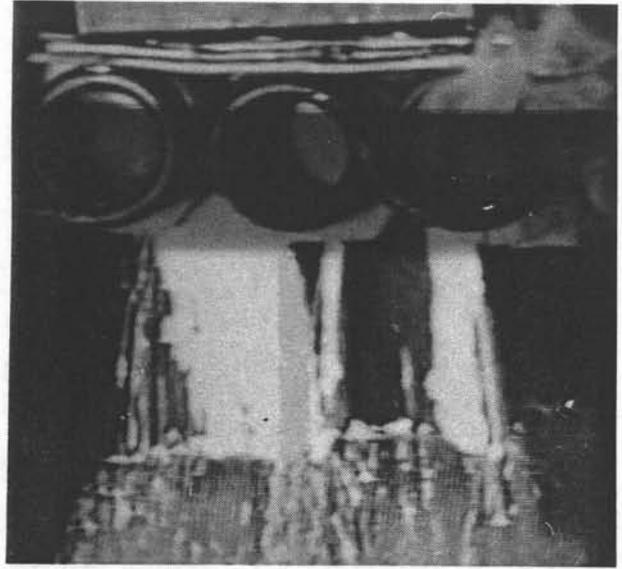
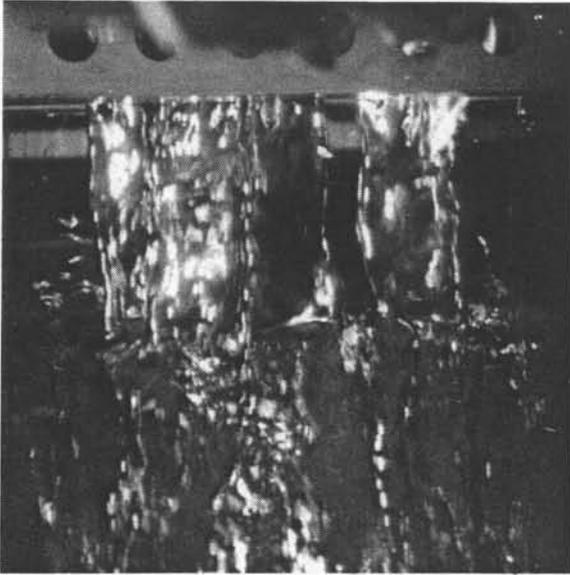


photo 4.3.  
formage électromagnétique de jets d'étain  
a) avec 5 jets de 8 mm de diamètre  
b) avec 2 jets de 13 mm de diamètre

#### 4.3.2 - effet de la masse volumique :

Le paramètre de formage électromagnétique  $P_f$  :

$$P_f = \frac{B_0^2 t}{\mu \sqrt{L \times \rho \times \sigma}}$$

défini au chapitre 3 est indépendant de la résistivité du métal sur lequel on agit et de la fréquence à laquelle on travaille. Par contre, la masse volumique intervient par sa racine, et la similitude en paramètre de formage entre un essai avec des jets d'étain et un essai avec des jets de mercure donne un rapport pour le terme en  $B_0^2$  tel que:

$$\frac{B_{0\text{ hg}}^2}{B_{0\text{ sn}}^2} = \sqrt{\frac{\sigma_{\text{hg}} \rho_{\text{hg}}}{\sigma_{\text{sn}} \rho_{\text{sn}}}} = 1,33$$

Pour une géométrie d'inducteur identique on aura aussi pour les courants inducteur:

$$\frac{I_{\text{hg}}^2}{I_{\text{sn}}^2} = 1,33$$

Si la fréquence est identique au cours des 2 essais sur mercure et sur étain, la résistance  $r$  du circuit oscillant ne varie pas. Le rapport des puissances dissipées par le circuit oscillant est :

$$\frac{r I_{\text{hg}}^2 P_{\text{hg}}}{r I_{\text{sn}}^2 P_{\text{sn}}} = 1,33$$

Nous avons vu que, l'effet de la meilleure résistivité de l'étain permettrait aussi une baisse de puissance dissipée dans l'inducteur. De plus la puissance optimale est diminuée. La conjugaison de ces deux effets se traduit par le rapport des puissances consommées suivant :

$$\frac{P_{\text{hg}}}{P_{\text{sn}}} = 1,33 * 1,36 = 1,82$$

Avec des rendements de générateur équivalents pour former à partir de jets ayant la même géométrie, une même lame, la puissance consommée est presque moitié moins importante avec de l'étain qu'avec du mercure.

#### 4.3.3. - Inducteur utilisé pour les essais d'étain

Nous avons utilisé deux inducteurs pour les essais que nous avons réalisés sur de l'étain :

- l'un identique à l'inducteur n° 1 des essais sur mercure (§ 4.2.4.1) mais capable de former cinq jets

- l'autre fait pour former la même lame à partir de deux jets au lieu de 5.

Leurs caractéristiques sont portées dans le tableau 4.11.

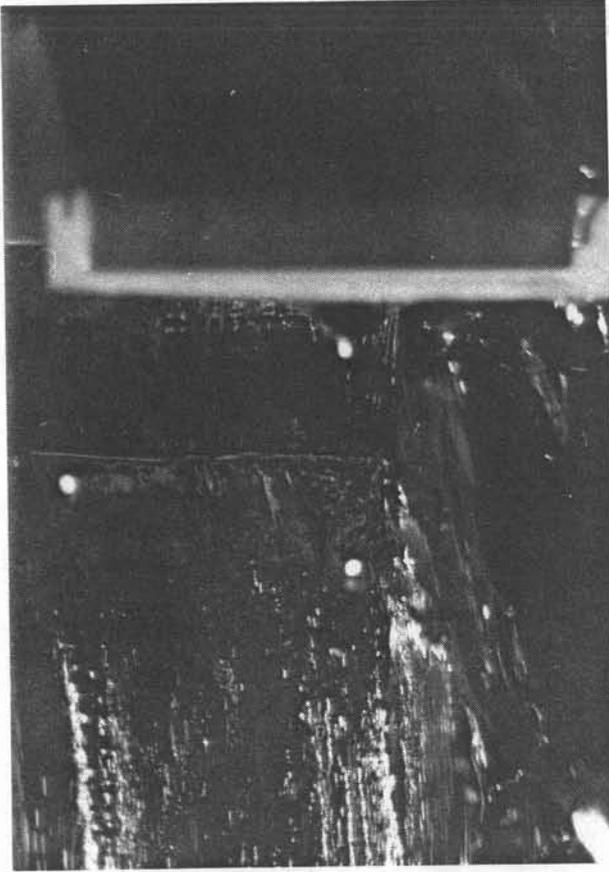


photo 4.4.  
 lame d'étain issue d'une  
 busette rectangulaire de  
 largeur 98 mm et d'épaisseur 2 mm

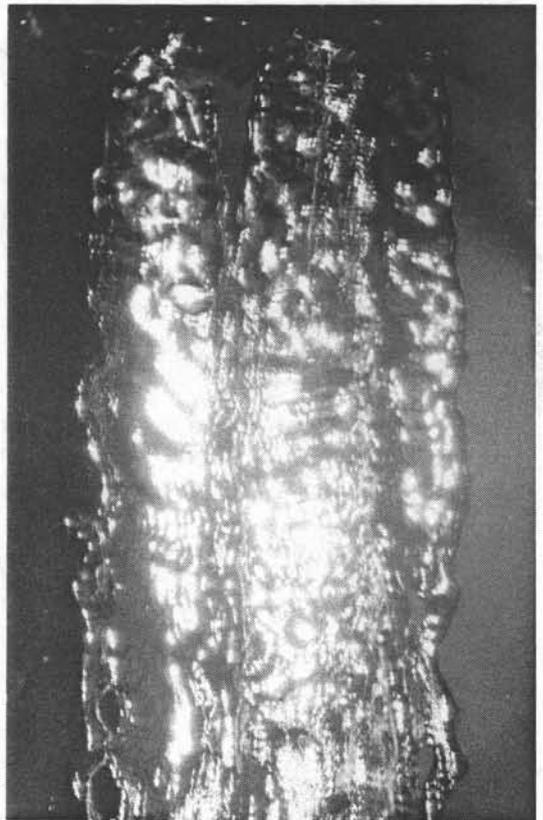


photo 4.5.  
 coalescence de 2 lames  
 de mercure en aval  
 de l'inducteur n°3

tableau 4.11

Inducteur	Type	Nombre de jets formables	Entraxes de jets et bobines	Diamètre des jets mm	Entrecuivre mm	Nombre de spires des bobines
n° 3	Conducteur creux 3*4	5	18	8	16	3,5
n° 4	Conducteur creux 4*6	2	45	13	25	3,5

Les résultats des essais sont portés dans les tableaux 4.12 et 4.13 pour chacun des inducteurs.

tableau 4.12

Essais de formage avec l'inducteur n°4					
Puissance Générateur	Efficacité	Rendement	Largeur Lames liquides en mm	Fréquence kHz	Courant A
30 kW	164	58 %	40 + 40	85	898
40 kW	164	58 %	45 + 45	85	1100
63 kW	164	58 %	105	85	1296

tableau 4.13

Essais de formage avec l'inducteur n°3					
Puissance Générateur	Efficacité	Rendement	Largeur Lames liquides en mm	Fréquence kHz	Courant A
30 kW?	150	72 %	*	125	832
47 kW?	150	72 %	**	125	1042

\* 2 Jets voisins sur 5 coalescent

\*\* 3 Jets voisins sur 5 coalescent

Les conditions expérimentales dans lesquelles ces essais ont du être réalisés ne permettent pas un bon dépouillement des photos (photo 4.3.), ni des puissances de formage.

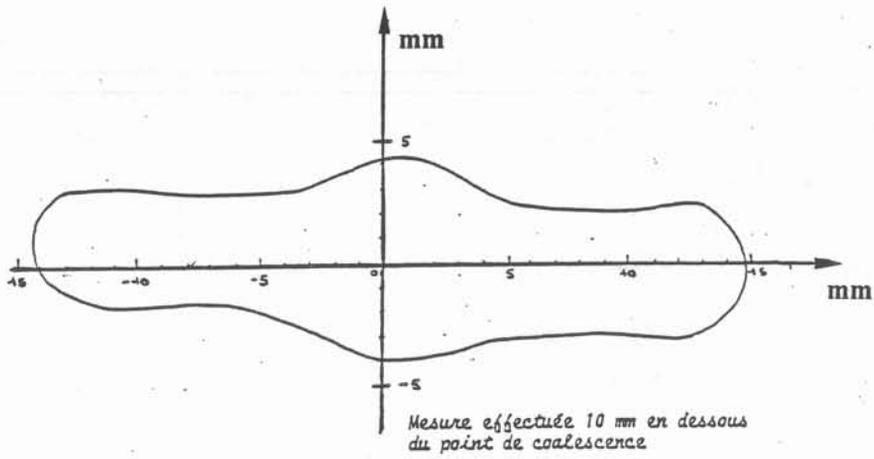


figure 4.17  
forme d'une lame formée électromagnétiquement à partir de 2 jets.  
mesures réalisées par Rémy de Framond

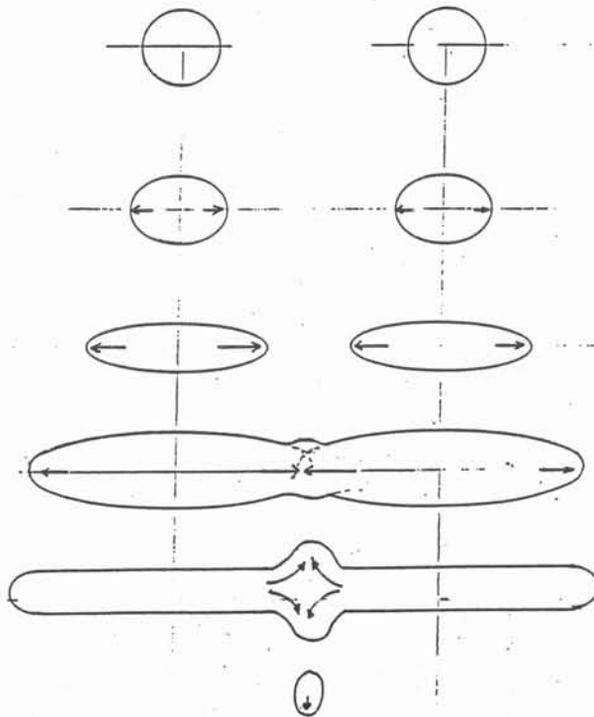


figure 4.18  
mécanisme de formation d'un bourrelet central lors de la coalescence  
de 2 jets initialement cylindriques

#### 4.3.4. - Comparaison des rubans issus d'une busette rectangulaire et formés par champs magnétiques :

Les lames de métal liquide présentent des défauts quelque soit leur origine, les écoulements parfaitement uniforme n'existant pas. On peut voir sur la photo 4.4 une lame d'étain de 98 mm de large et de 2 mm d'épaisseur. Outre les bourrelets des bouts qui apparaissent avant l'impact, on remarque des ondes transversales. La trace de ces ondes se retrouve, plus ou moins suivant les situations, sur le ruban solide.

La même lame a été formée électromagnétiquement par coalescence de 2 jets d'étain de 13 mm de diamètre (photo 4.3.a). Elle ne présente pas d'ondes transversales, mais il y a un bourrelet central à la jonction des 2 lames. Rémy de Framond [13] a mesuré la forme d'une lame de  $30 \times 6 \text{ mm}^2$ , obtenue par coalescence à partir de jets de mercure de 10 mm de diamètre, cette forme est donnée par la figure 4.17. Ce bourrelet est plus ou moins important suivant l'intensité du formage. En effet, il y a dans le formage électromagnétique, comme dans toute opération mécanique un aspect inertiel. Lorsqu'on considère deux jets de diamètre D et d'entraxe L, et que l'énergie apportée par le formage amène chaque jet à une largeur supérieure à l'entraxe, la conservation du débit impose une modification de forme (figure 4.18) à laquelle seule s'oppose la tension superficielle. Si, par contre l'énergie fournie permet juste d'élargir les jets à la valeur de l'entraxe, il n'y aura pas de choc à la coalescence et donc pas de bourrelet.

Nous avons remarqué, au cours de nos expériences, que les perturbations des jets pourtant assez faibles dans le cas présenté se traduisent par des trous dans la lame au niveau de la jonction (photo 4.5). Ceci, est une raison supplémentaire de supprimer les perturbations de jets. Au moment où la jonction entre les deux lames se fait, il n'y a pas encore de bourrelets aux extrémités des lames. Donc, avec des perturbations de jets minimales et un réglage fin de la coalescence à la valeur juste nécessaire à la formation d'une lame, cette dernière pourra être aussi bonne et même meilleure que celle obtenue avec une busette matérielle, d'autant que l'aspect inertiel du formage électromagnétique impose une jonction des lames en aval de l'inducteur (photo 4.5).

Les perturbations de jets présentent d'autres inconvénients (photo 4.3.b.). En effet, les lames formées n'ont pas toutes la même largeur et ne frappent pas toutes la roue sur la même génératrice. Le ruban ainsi fabriqué ne présente un aspect homogène.

Les différences de comportement hydrodynamique observées sur les lames liquides se retrouvent sur les rubans. Nous avons comparé les rubans métalliques obtenus avec le formage électromagnétique avec ceux obtenus depuis des busettes rectangulaires. Les conditions de vitesse de jets incidents, de vitesse, de refroidissement, d'angle d'impact et de température de métal étaient le plus comparables possible dans les 2 cas, bien qu'elles ne soient pas les meilleures quant à la stabilité de l'impact. Elles sont présentées dans le tableau 4.14. Le débit de métal liquide est le même dans les 3 essais.

photo 4.6  
rubans d'étain obtenus  
par formage électromagnétique  
avec l'inducteur n°3

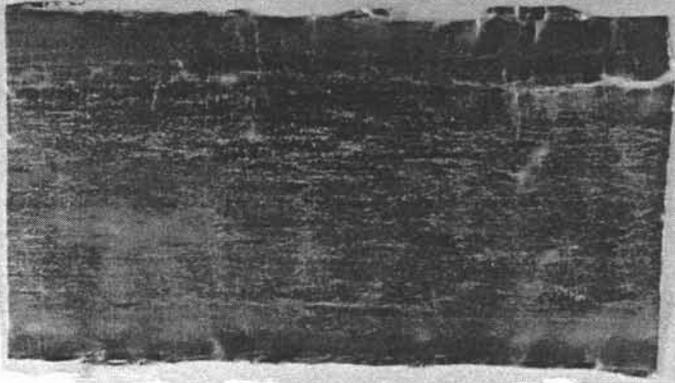
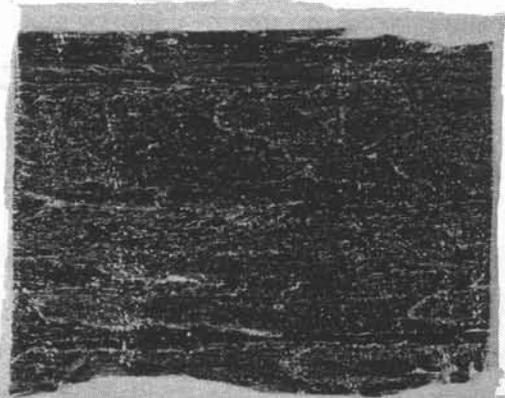


photo 4.7.  
rubans d'étain obtenus  
avec une busette rectangulaire

tableau 4.14

	jets	Vitesse de jet m/s	Vitesse roue m/s	angle	Température de coulée
Busette	Lame 90 x 3 mm	1,6	8	40°	230°
Formage	2 jets Ø 13 mm	1,65	8	40°	230°
	5 jets Ø 8 mm	1,65	7	50°	230°

Dans les 2 cas, le mauvais contrôle du niveau métallostatique affectent les rubans. Par contre, l'aspect de surface des 2 rubans tant côté air que côté roue est semblable. Il n'y a pas de marque témoignant de la jonction dès lors que la puissance de formage est suffisante pour que celle-ci soit réalisée avant l'impact sur la roue. Un exemple de ruban obtenu est montré sur la photo 4.6. Le ruban obtenu depuis la busette rectangulaire présente des traces dues aux ondes transversales (photo 4.7). Par contre, les défauts de rives sont flagrants pour le ruban obtenu par formage électromagnétique (photo 4.6).

Il semble donc possible qu'une jonction des 2 lames juste à la surface du rouleau de refroidissement donne un ruban de meilleure qualité que celui obtenu avec une simple busette rectangulaire. Mais ceci doit être confirmé par d'autres essais.

#### 4.4 - Essais sur acier

Nous avons mené sur acier des essais de formage électromagnétique de lame sans solidification. Par rapport au mercure la tension superficielle et la masse volumique varient sensiblement, la résistivité varie peu. En appliquant les même raisonnement de similitude que celui utilisé pour l'étain et décrit au paragraphe 2, on écrit :

$$\frac{P_{hg}}{P_{acier}} = \sqrt{\frac{\sigma_{hg} \rho_{hg}}{\sigma_{acier} \rho_{acier}}} * 0,87 = 0,69$$

$$P_{acier} = 1.45 P_{hg}$$

Les essais sur acier sont donc plus difficiles que des essais sur mercure sur le plan de la puissance demandée au réseau. D'autre part, il y a une relative incertitude sur la tension superficielle et sur la résistivité de l'acier liquide.

##### 4.4.1 - Inducteurs utilisés

Nous avons utilisés 3 inducteurs, ils sont décrits dans le tableau 4.15

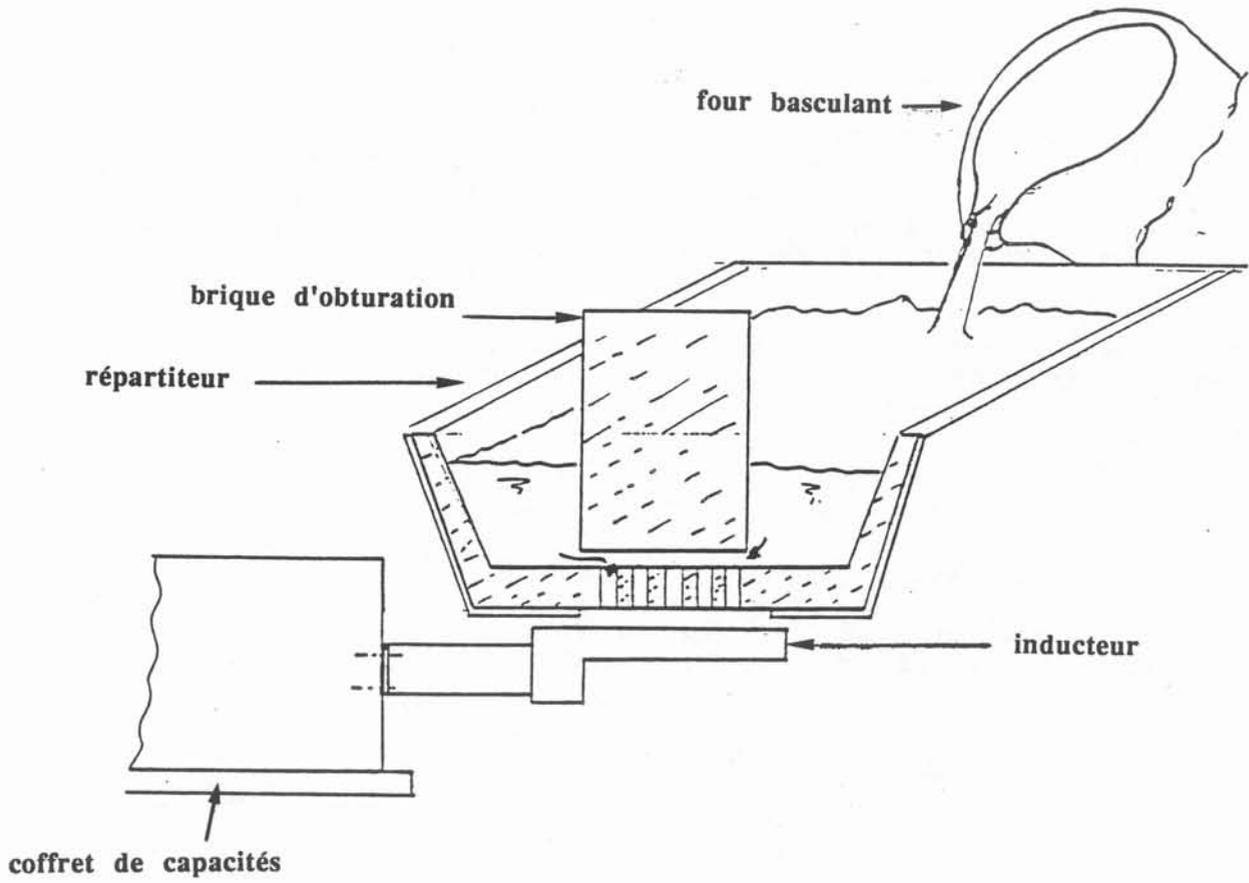


figure 4.19  
schéma de l'installation servant aux expériences faites avec de l'acier

tableau 4.15

Inducteur	Nbre de jets	Entraxe mm	Nbre de spires	Entrecuivre
N° 5	5	118	2,5	12,5
N°6	5	119	3,5	12,5
N°7	5	19	3,5	

Les conditions des essais sont données dans le tableau 4.16

tableau 4.16

Essai	Inducteur	Jets	Fréquence kHz	$\eta$ %	Puissance kW	Lame(s) mm
20/10/88	n° 5	4 $\emptyset$ 8**	107	$\emptyset$ 55	80	36 + 29
21/01/88	n° 6	4 $\emptyset$ 8**	108		*	
17/11/88	n° 6	4 $\emptyset$ 8**	108	66	90	16 mm
07/03/89	n° 7	5 $\emptyset$ 8	108	59	120	

\* Au cours de cet essai, les jets d'acier étaient placés exactement où il ne fallait pas c'est à dire au droit des bobines, région où le champ magnétique est faible.

\*\* Le dispositif de coulée ne permettait pas d'avoir 5 jets.

L'essai du 20.10.88 a permis d'obtenir à partir de 4 jets deux lames séparées. Nous avons attribué le demi-succès de cette expérience à un défaut géométrique de l'inducteur. En effet celui-ci est composé de 4 parties qui n'avaient pas été rapportées avec suffisamment de précision en cours de construction.

Des difficultés du même ordre apparaissent pour l'essai du 17.11.88, où seul le premier jet se trouvait bien positionné. Nous avons donc été amené à réaliser un inducteur, pour lequel l'entraxe des bobines est parfaitement imposé.

Mais même alors nous avons pu constater qu'il ne faut pas que les perturbations de l'écoulement en amont décentrent les jets. C'est pourquoi nous avons placé l'inducteur au plus près des orifices et limité les vortex dans le répartiteur. Il reste toutefois des déplacements de jets (photo 4.8.a.) qui semblent stables dans le temps et que nous avons déjà remarqués dans le cas de l'étain. Ceci est peut-être dû à un mouillage autour des orifices.

L'essai du 07.03.89 a permis d'obtenir la coalescence correcte de 2 lames, le jet central n'a pas été déformé.

## 4.5 - Optimisation de l'inducteur

### 4.5.1. - en fonction de ses dimensions

Nous avons au chapitre 2 calculé l'énergie à apporter à un jet cylindrique pour le déformer en une lame elliptique et les énergies nécessaires pour obtenir

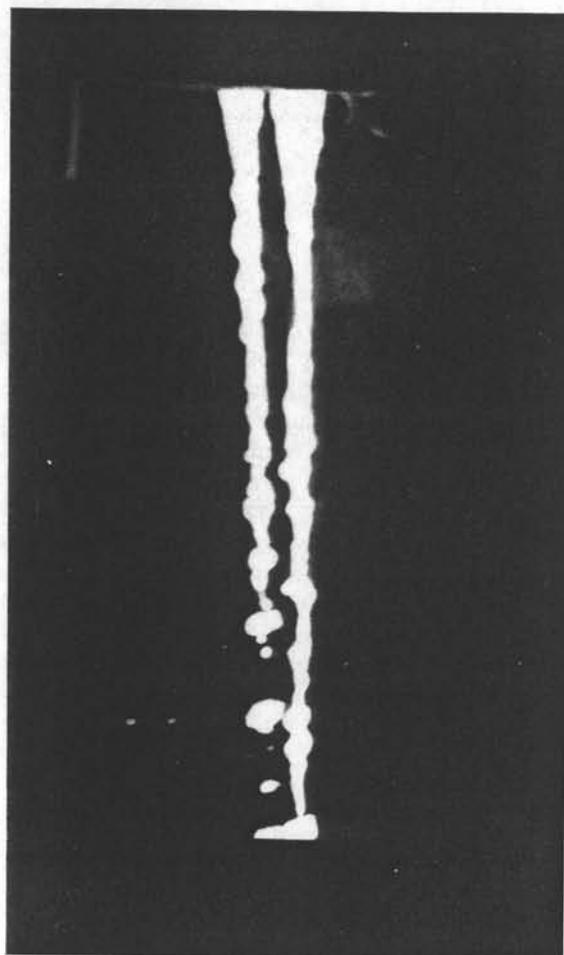
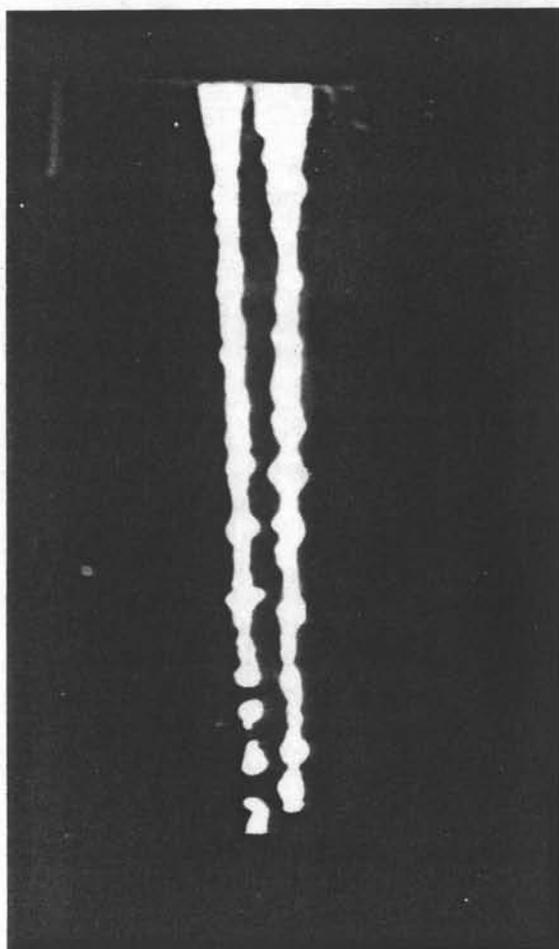
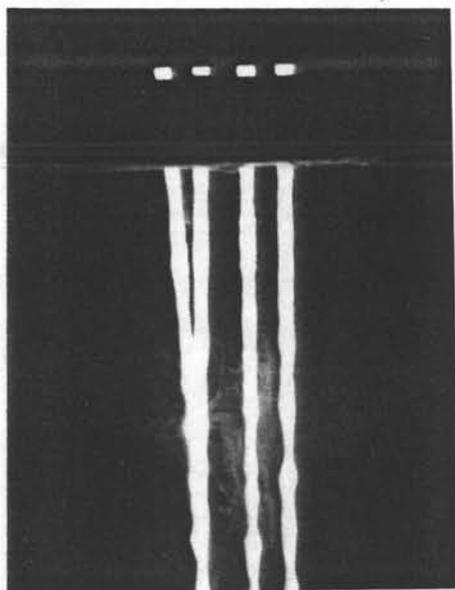


photo 4.8  
essais sur acier  
a) 4 jets d'acier de 8 mm de diamètre  
(le 2<sup>ème</sup> jet en partant de la gauche présente une instabilité)  
b) et c) coalescence de 2\*2 jets de diamètre 8 mm  
(puissance 80 kW, fréquence 107 kHz)

cette même lame à partir d'un plus ou moins grand nombre de jets. Nous avons tracé sur la figure 2.12 l'évolution de cette énergie avec le nombre de jets de métal liquide. Il est clair que plus le nombre de jets augmente, moins l'énergie totale à fournir au système est importante. D'ailleurs, une lame de 100 mm de largeur et de 3 mm d'épaisseur est formée de 26 jets adjacents de 3 mm de diamètre.

Mais, nous avons vu aussi qu'entre les quelques Watts nécessaires à la mise en forme et l'énergie qu'il faut pour créer un champ magnétique capable de déformer le jet, il y a un rapport de  $10^6$  environ.

Ainsi l'énergie mécanique reçue par une section est, par unité de longueur :

$$E_m = \frac{B_0^4 t^2 \pi}{\mu^2 \rho_m 128} \quad \rho_m = \text{masse volumique}$$

et la puissance à fournir  $P_m$  est  $E_m * V$ , où  $V$  est la vitesse du jet

$$P_m = \frac{B_0^4 t^2 \pi V}{\mu^2 \rho_m 128}$$

La puissance dissipée par effet Joule dans la charge est

$$P_j = \frac{B_0^2 \rho_e}{\mu^2 \delta \sqrt{128}} \quad \rho_e = \text{résistivité de la charge}$$

$$\delta = \text{épaisseur de peau}$$

Le rapport entre ces deux puissances est :

$$\frac{P_m}{P_j} = \frac{B_0^2 t^2 \pi V \delta \sqrt{128}}{\rho_m \rho_e} \approx 10^{-5} \quad \text{pour } B = 0.1 \text{ T}$$

$$t = 10^{-2} \text{ s}$$

$$\delta = 10^{-3} \text{ mm}$$

$$V = 1 \text{ m/s}$$

Le rapport de la puissance dissipée par effet joule dans la charge par la puissance consommée dans l'inducteur  $P_i$  est déterminée expérimentalement et est égal à 0,05 c'est-à-dire :

$$P_i = \frac{1}{0,05} * (P_j + P_m) \approx P_j / 0,05 \approx P_m / 0,05 \cdot 10^4$$

$$P_i = 2.10^5 P_m$$

Ce résultat est du même ordre de grandeur que le rapport entre la puissance mécanique nécessaire pour former une lame ( $\approx 5 \cdot 10^{-2} \text{ W}$ ) et la puissance consommée ( $10^4$  à  $10^5 \text{ W}$ ).

L'essentiel de la puissance mise en oeuvre est dissipée par effet Joule dans l'inducteur et le métal. La part recueillie en effet mécanique est très faible, de l'ordre de  $100.000^{\text{ième}}$  de la puissance totale. On peut comparer ce résultat avec

deux autres applications des forces électromagnétiques : la lévitation et le brassage électromagnétiques. Dans le premier cas, le fait de "léviter" une charge solide ne lui apporte pas d'autre énergie que de l'effet Joule. En brassage le rapport entre énergie joule dissipée dans la charge fondue et la puissance mécanique du brassage est également élevée, mais moins que dans notre cas le couplage étant meilleur dans cette configuration. Mais pour une application donnée, il est important de diminuer le rapport entre la puissance électrique consommée et la puissance mécanique de déformation.

Pour pouvoir calculer la puissance dissipée dans l'inducteur de formage, nous allons poser le problème de la façon suivante : il faut apporter à un jet une certaine énergie mécanique pour obtenir une lame. Soit une lame de section  $l^*e$  à former à partir de  $n_j$  jets, pour un métal donné, l'énergie mécanique à apporter à chacun des jets est :

$$E_j = \sigma * \Delta P_j$$

$\Delta P_j$  est la variation de périmètre du jet jusqu'à la coalescence. La variation du périmètre est calculée dans le cas d'une ellipse (cf chapitre 2).

Cette énergie doit être fournie par le champ magnétique au jet. Nous déterminons le champ  $B_0$  à la surface du jet afin de calculer cette énergie. Nous calculons ensuite la somme des forces électromagnétiques en valeur absolue dans l'espace où agit le champ. Nous menons ce calcul avec comme première hypothèse que la variation de  $B$  dans chacune des directions n'est fonction que de cette direction.

$$\frac{\partial B}{\partial x_j} = f_j(x_j) \quad \text{et que} \quad B = f_1(r).f_2(\theta).f_3(z)$$

Pour déterminer la somme des forces  $F$ , nous intégrons le carré de  $B$ ,  $F$  sera le produit de 3 intégrales à variables séparables.

- suivant  $r$

La forme de l'intégrale dans le cas du problème plan est déjà connue, en fonction du rapport  $r_j/d$

$$f_1(r) = \frac{B_0^2}{\mu} e^{-2x} (\text{ch}2x + \cos2x - 2).$$

avec  $x = r_j/\delta$ , le terme en  $\cos x$  permet de rapprocher le modèle des résultats expérimentaux

- suivant  $\theta$

Pour un jet cylindrique dans un champ uniforme parallèle nous savons que le champ à la surface est (cf annexe 3) :

$$B = B_0 \sin \theta$$

Dans notre cas nous utiliserons  $B_0$  déterminée à partir de la conservation du flux de chaque bobine.

- suivant z

Au vu des variations du champ magnétique calculé par le programme flux expert, il est vrai sans charge, nous choisissons une loi de variation à la surface en fonction de z de la forme :

\*B =  $B_0 \frac{\sin \pi z}{2 R_{eb}}$  pour  $0 < z < 2 R_{eb}$ ,  $R_{eb}$  étant le rayon d'encombrement des bobines.

\*B = 0 ailleurs

La résultante s'exprime par :

$$F = \frac{B_0^2}{2\mu} \frac{r_j R_{eb} \pi}{2 * 4} 2 e^{-x} (\operatorname{ch} x + \cos x - 2)$$

D'où j, l'accélération

$$j = \frac{F}{m} = \frac{F}{2 \rho_m r_j^2 \cdot R_{eb} \cdot p}$$

la vitesse typique v

$$v = j \cdot t = \frac{B_0^2 \cdot 2 \cdot e^{-2x}}{d^2 * 2 * \mu \rho_m r_j} (\operatorname{ch} 2x + \cos 2x - 2) \cdot t$$

et l'énergie emmagasinée sous forme cinétique dans le jet est :

$$E_j = \frac{B_0^4 t^2 \pi}{4 * 128 \mu^2 r} (2 e^{-2x} (\operatorname{ch} 2x + \cos 2x - 2))^2$$

Nous pouvons ainsi relier le champ  $B_0$  à la surface du jet à celui dans la bobine  $B_b$ , en considérant la conservation du flux.

$$B_b * R_b^2 = B_0 2 R_{eb} * (d + \frac{\delta}{2})$$

$$\text{d'où } B_b = B_0 2 \frac{R_{eb}}{R_b^2} x (d + \frac{\delta}{2}).$$

On calcule le courant nécessaire à l'obtention d'un tel champ par la formule suivante:

$$I = \frac{B_b \sqrt{\left(\frac{L}{2}\right)^2 + R_b^2}}{\mu n_t}$$

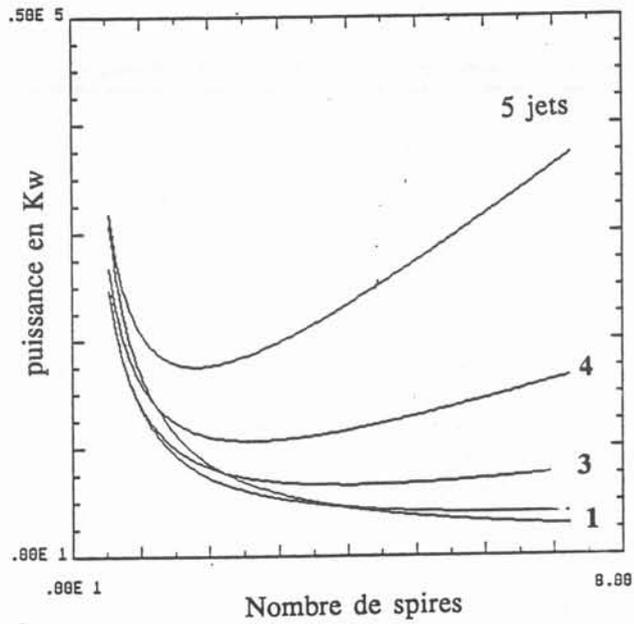


figure 4.20  
puissance nécessaire au formage d'une lame de mercure en fonction  
du nombre de spires de l'inducteur et du nombre de jets de départ

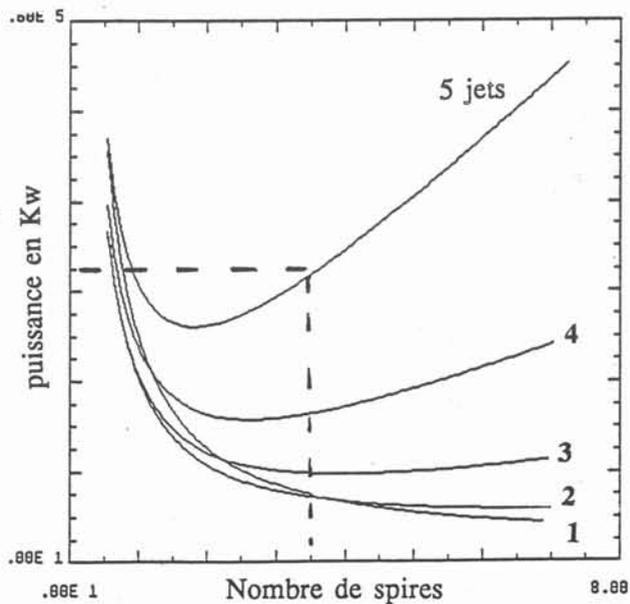


figure 4.21  
puissance nécessaire au formage d'une lame d'acier en fonction du du  
nombre de spires de l'inducteur et du nombre de jets de départ

Pour déterminer la puissance dissipée par effet Joule, il faut connaître la résistance du circuit oscillant pour cela nous calculons la résistance de l'inducteur par :

$$R_i = 8.10^{-8} R_b n_t n_b / D\delta$$

D étant le diamètre du conducteur dont est faite la bobine.

$$n_b = 2 (n_j + 1) \text{ le nombre de bobines.}$$

La puissance dissipée dans l'inducteur est :

$$P_i = R_i \cdot I^2$$

Elle est légèrement sous estimée car elle néglige les pertes dans le métal liquide et dans les amenées de courant à l'inducteur, il faut majorer cette puissance d'environ 10 % pour en tenir compte.

Partant de paramètres imposés, caractéristiques du métal,  $\rho_e$ ,  $\rho_n$  et  $\sigma$ , de la section de lame à former. Il est possible de connaître la puissance souscrite dans différents cas, on peut choisir :

- le nombre de jets  $n_j$  d'où se déduit le rayon des jets, leur entraxe, celui des bobines et le temps de passage du métal dans l'inducteur,
- la fréquence du courant inducteur,
- le nombre de spires  $n_t$  des bobines,
- les caractéristiques du conducteur dont sont faites les bobines,
- l'entrecoivre qui impose la distance  $d$  entre les conducteurs et le métal liquide, nous utilisons la distance moyenne des spires au jet de liquide pour tenir compte de l'hélicité.

La fréquence du courant inducteur, ainsi que le nombre de spires ont des valeurs optimum, ces optimums sont sensibles aux autres paramètres. Il faut donc calculer toutes les situations possibles, nous avons pour cela écrit un programme simulant les calculs ci-dessus et permettant d'obtenir les abaques présentés ci-dessous.

#### 4.5.2. - Variation du nombre de jets

Nous avons calculé la puissance dissipée dans le circuit oscillant pour différents nombres de jets (de 1 à 5 jets) lorsque le nombre de spires des bobines varie entre 1 et 8. Le calcul est effectué pour une lame de  $90 \times 2,7$  mm. La figure 4.20 présentent les résultats dans le cas du mercure, la fréquence du courant inducteur est telle que l'on ait un rapport  $R_j/\delta$  voisin de 2. On remarque que la puissance de formage augmente avec le nombre de jets, surtout au-delà de 3 jets, On retrouve un optimum sur le nombre de spires, celui-ci croit quand le nombre de jets décroît. Les mêmes calculs sont présentés pour de l'acier inoxydable sur la figure 4.21. L'allure des courbes est la même que pour le mercure, les puissances sont par contre plus élevées.

Nous comparons dans le tableau 4.17 les valeurs calculées et les puissances enregistrées au cours des essais sur métaux liquides. Il y a un rapport deux en environ entre la puissance dissipée dans l'inducteur et la puissance consommée par le générateur, du fait du rendement de celui-ci. Le calcul néglige les pertes dans les amenées de courant et dans le métal liquide. Les puissances mesurées sont celles consommées par le circuit oscillant.

tableau 4.17

Métal mesuré KW	Nbre de jets	Ø jet mm	fréquence KHz	$\eta$ %	Ø con-	Nbre Spires inducteur	Entre cuivre	Puiss calculée	Puiss KW
Etain	5	8	125	70.	4x3	3,5	14	22	33?
Etain	2	13	85	56.	6x4	3,5	25	11	20
Mercuré	5	8	70	50,7	4x3	2,5	16	24	24
Acier	5	8	107	55.	4x3	2,5	12	30	40
Acier	1	8	107		4x3	3,5	25	8	
Acier	1	8	107		6x4	3,5	25	8	
Acier	1	8	107		8x4	3,5	25	10	

Il y a un assez bon accord entre les valeurs mesurées aux cours des essais de formage et celles données par notre programme de simulation. Les écarts sont plus importants pour l'étain que pour les autres matériaux. Cette différence provient de la qualité des jets de métal liquide. En effet, lors des essais sur étain nous étions obligés de placer l'inducteur à plus de 5 cm des orifices, pour permettre le fonctionnement du système d'ouverture, ainsi les perturbations prenaient de l'ampleur avant de pénétrer dans le champ magnétique. Le programme s'appuie également sur des hypothèses simplificatrices, il ne décrit pas complètement le champ magnétique autour de la charge en train de se déformer. Toutefois il permet de prévoir de façon simple les tendances. On remarque que l'augmentation du diamètre du conducteur a peu d'effet sur la puissance consommée, alors que ceci est néfaste quant à l'encombrement totale de l'inducteur mais est favorable à une circulation de l'eau de refroidissement et pour la construction de l'inducteur. Ce programme permet aussi de prévoir la puissance dissipée dans l'inducteur dans diverses configurations, la fréquence de travail optimum et les dimensions essentielles de l'inducteur.

## CHAPITRE 5

### CONCLUSION

L'idée que des champs magnétiques puissent *contrôler* les formes des surfaces libres de métaux fondus et réaliser ainsi des guidages équivalents à ceux obtenus par des busettes matérielles, a été à la base de ce travail. Pour nous, le but était d'obtenir le *formage* et la *coalescence* de jets ronds en une *lame*. De telles lames peuvent être utilisées dans les nouveaux procédés de *coulée directe* d'alliages métalliques en bande mince. Dans le cas de la coulée directe entre deux rouleaux nous avons *modélisé* le refroidissement et la solidification du métal.

Partant de jets de métaux fondus, nous avons constaté *expérimentalement* que leurs principales *perturbations* proviennent des irrégularités de l'écoulement en amont des orifices d'où ils jaillissent. Pour pouvoir convenablement utiliser ces jets il faut limiter ces perturbations :

- en utilisant des conduits *coniques* d'angle faible ( $< 10^\circ$ ) de longueur au moins égale à 10 fois le rayon,
- en stabilisant l'écoulement par un procédé type *nid d'abeille*,
- en agissant sur les jets le plus *près* possible des *orifices*, afin de ne pas laisser les perturbations se développer.

Au cours des expériences de formage par *ruissellement* de jets de mercure sur une plaque fixe et par impact de jets d'étain sur une roue en rotation, nous avons mis en évidence l'importance de *l'inertie* au moment de la coalescence. Il apparaît alors une *crête* liquide qui affecte la géométrie du ruban solidifié dans le cas de l'étain. Afin d'éviter ce type de défaut, il faut, quelque soit le procédé de formage, pouvoir, par *réglage* des conditions de coalescence, minimiser cette crête.

La *distance* entre la zone d'action du champ magnétique et celle où la largeur des lames est maximale, est aussi liée à l'inertie du liquide soumis aux forces électromagnétiques. Nous en avons tenu compte pour proposer un *équilibre* entre l'énergie cinétique apportée par les forces électromagnétiques et l'énergie de surface.

Nous définissons un *nouveau paramètre* adimensionnel qui gouverne le formage électromagnétique. Il tient compte de la masse volumique du métal, de sa tension superficielle et du champ magnétique appliqué pendant le passage du jet dans l'inducteur. Ceci modifie la similitude entre des essais sur deux métaux différents par rapport à une similitude statique qui ne prenait en compte que la tension superficielle et le champ magnétique et non les effets de l'inertie.

La section d'une lame formée étant très proche d'une *ellipse*. La variation d'énergie de surface n'est pas proportionnelle à l'élargissement du jet. La puissance électrique de formage ne varie pas linéairement avec

l'élargissement, mais suit une loi *parabolique* avec un exposant inférieur à 1. Le dépouillement de nos essais et d'essais antérieurs corroborent ce résultat.

Lorsqu'on utilise des champs magnétiques alternatifs, le rapport entre la dimension caractéristique du métal liquide et la couche de diffusion du champ magnétique (peau électromagnétique) est un paramètre important. Avant ce travail, l'usage était de considérer qu'il devait être maximum. Au cours d'expérience menées avec du mercure nous avons fait varier ce paramètre, en réglant la fréquence du courant inducteur de 30 kHz à 240 kHz. Nous avons analysé les performances des inducteurs en fonction de la fréquence, pour une puissance constante dissipée dans le circuit oscillant, mais aussi pour un courant constant dans l'inducteur. Deux résultats essentiels se dégagent de notre travail:

- la *dimension* importante est le rayon du jet de métal liquide lorsqu'il est en présence de champ magnétique et non pas l'épaisseur de la lame qui se forme en aval de l'inducteur
- il existe une *fréquence* à laquelle la puissance pour former une lame donnée est minimale. Cette fréquence est telle que le rapport rayon du jet sur épaisseur de peau est voisin de deux.

Nous expliquons théoriquement l'existence de l'optimum comme étant le compromis entre l'augmentation de la résistance de l'inducteur avec la fréquence et l'augmentation asymptotique avec la fréquence de l'efficacité du formage électromagnétique à courant constant.

La finalité appliquée de ce travail nous imposait des essais de formage sur d'autres métaux que le mercure. Nous avons donc travaillé sur de l'étain et sur de l'acier, parvenant à former des lames liquides. Les rubans d'étain solidifiés au cours d'un essai de formage électromagnétique sont comparables avec ceux obtenus depuis une busette rectangulaire. Ces essais, souvent difficiles, mettent en évidence, la nécessité d'un *positionnement* rigoureux de l'inducteur et une *alimentation* régulière des jets en métal liquide pour avoir des rubans acceptables.

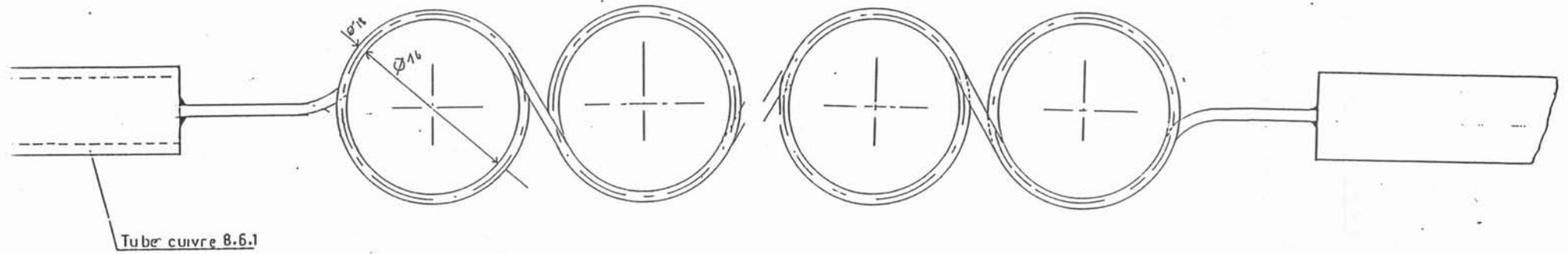
Pour dimensionner un inducteur de formage, il a fallu étudier l'effet de ses diverses dimensions. Nous n'avons que tardivement travaillé avec des jets de *diamètres* différents. Nous avons comparé le formage de la même lame d'étain à partir de cinq puis deux jets. Les résultats sont en faveur de gros jets, à la fois sur le plan de la puissance nécessaire, et de la simplification de la mise en oeuvre et de la construction de l'inducteur.

Nous avons dans un *logiciel* pris en compte tous les paramètres physiques dimensionnels et électriques, pour calculer la puissance de formage d'une lame donnée. Malgré plusieurs hypothèses simplificatrices, nous prévoyons des puissances de formage compatibles avec les résultats de nos différents essais. Nous retrouvons un optimum en fréquence et en nombre de spires de l'inducteur. Un petit nombre de jets nécessite moins de puissance. On peut même envisager de ne former qu'un seul jet ce qui éliminerait les problèmes liés à la coalescence. Ainsi, la largeur pourra être indépendante de l'entraxe des bobines et réglée par le niveau de puissance.

**ANNEXE 1**

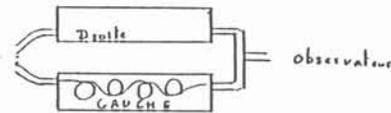
**PRINCIPE D'UN INDUCTEUR DE FORMAGE AVEC BOITE A EAU**



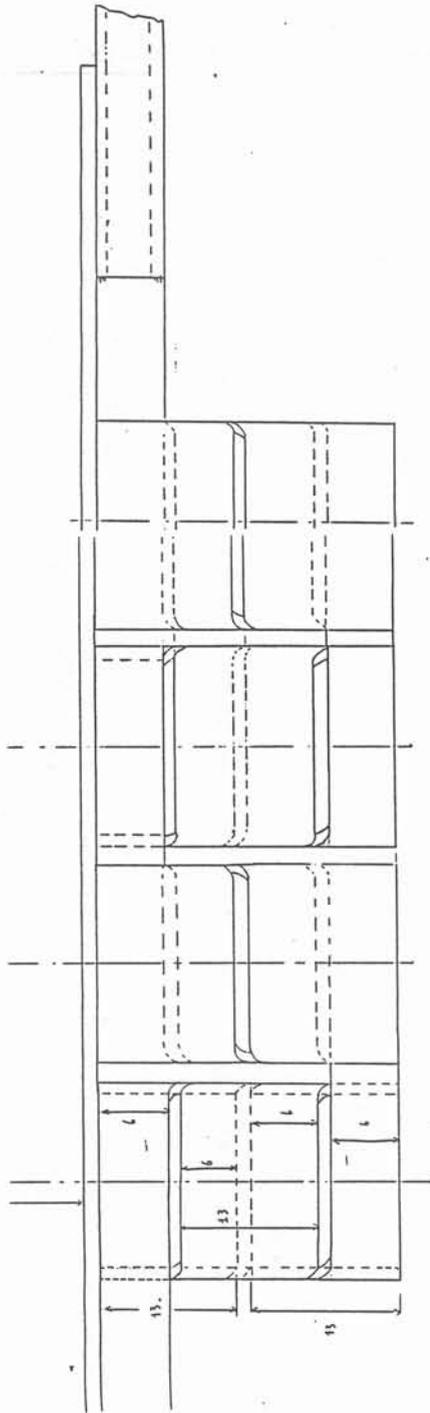


VUE DE GAUCHE

Ce conducteur est prévue pour 3 jets seulement

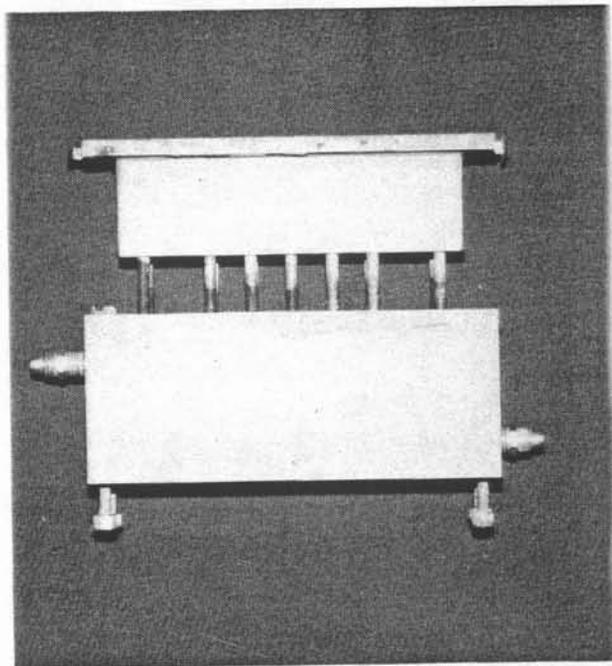
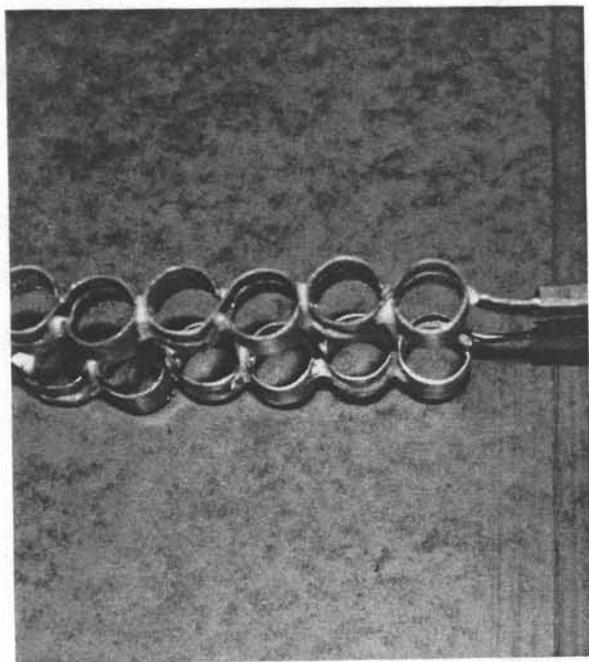
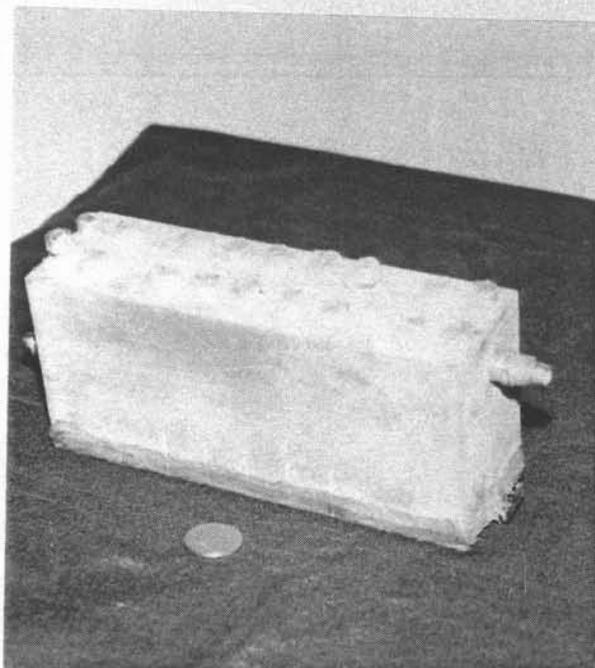
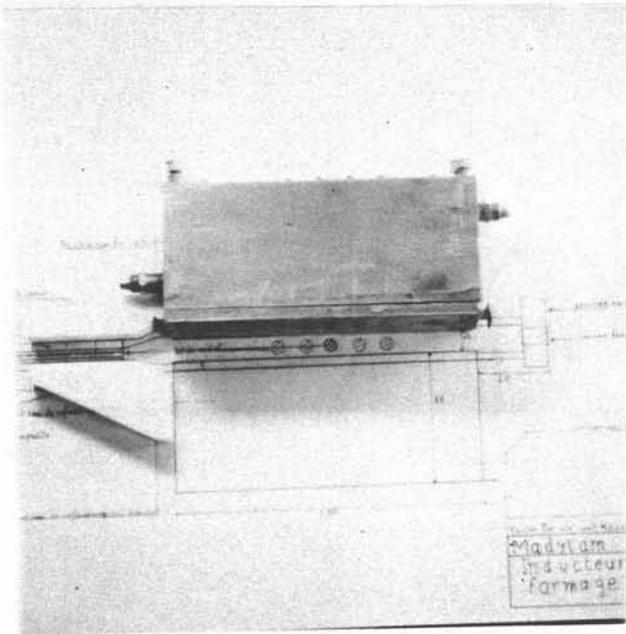


MADY LAM 9/12/87
INDUC TEUR DE
FORMAGE
CONDUCTEUR



1/2VUE DE DESSUS

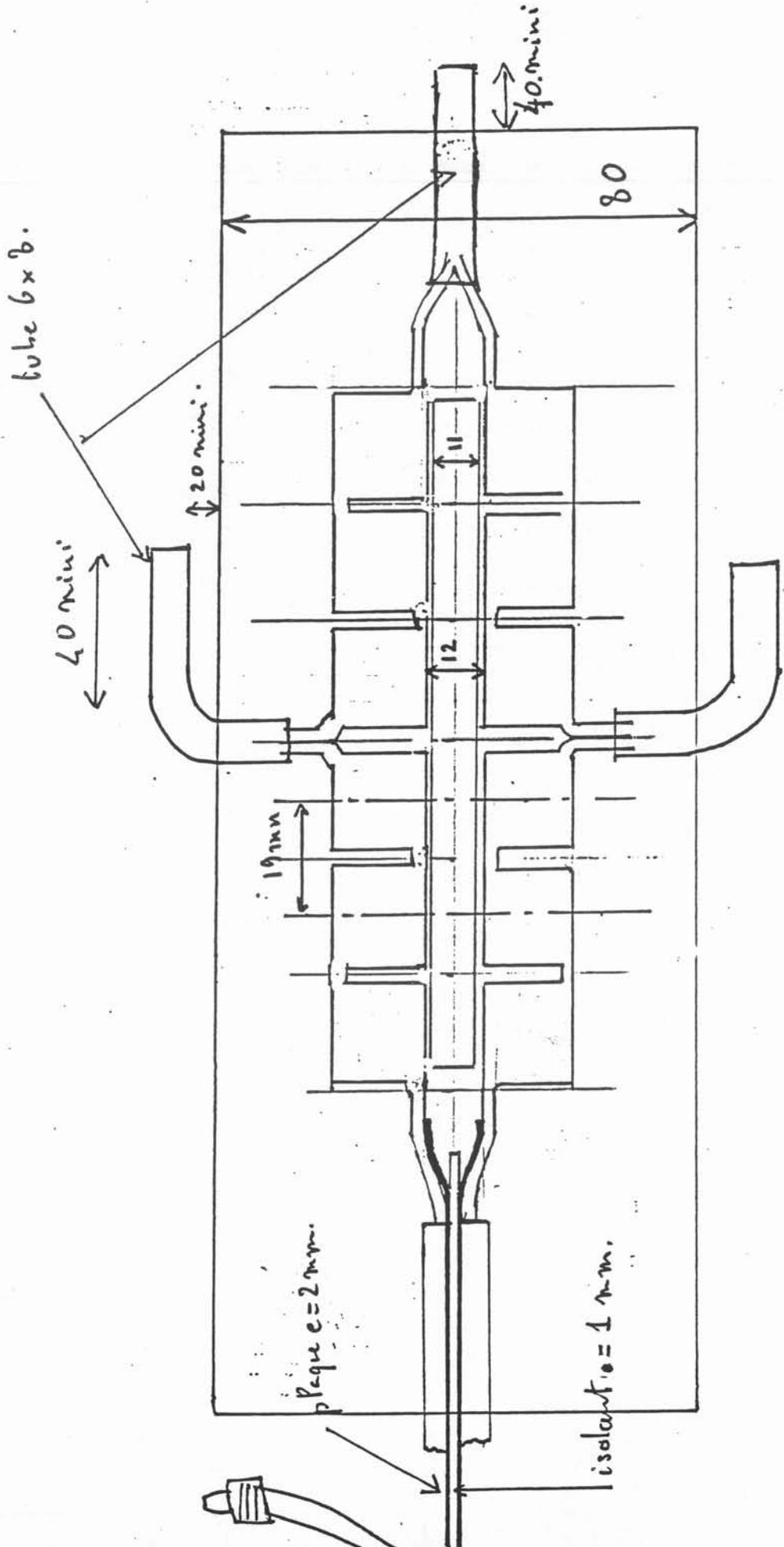
MADYLAM 9/12/87
INDUCTEUR DE FORMAGE
CONDUCTEUR

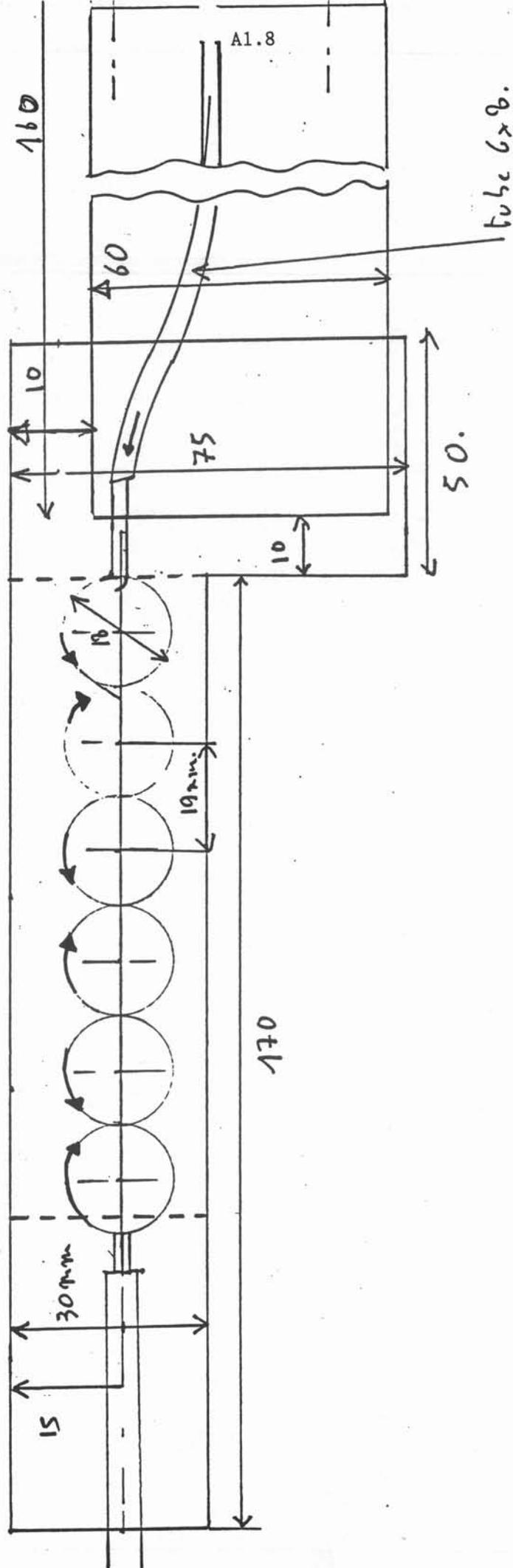


1966



PLAN DE PRINCIPE DE L'INDUCTEUR UTILISE AU COURS  
DES ESSAIS SUR ACIER







## ANNEXE 2

calcul d'un champ magnétique bidimensionnel, du à des conducteurs filiformes, et de son potentiel par la méthode des potentiels complexes

Un champ magnétique bidimensionnel répond à l'équation :

$$\mathbf{B} = (B_x, B_y, 0)$$

Dans un milieu isolant, il dérive d'un potentiel  $\psi$  tel que :

$$\mathbf{B} = \nabla\phi = \left( \frac{\partial\psi}{\partial x}, \frac{\partial\psi}{\partial y}, 0 \right)$$

On associe au plan physique  $(x,y)$ , le plan complexe  $z = x + iy$ . Dans ce plan  $z$  on définit un potentiel complexe  $\omega$  tel que :

$$\omega = \phi + i\psi$$

où  $f$  et  $y$  sont liés par les conditions de Cauchy :

$$\frac{\partial\phi}{\partial x} = \frac{\partial\psi}{\partial y} \quad \text{et} \quad \frac{\partial\phi}{\partial y} = -\frac{\partial\psi}{\partial x}$$

La dérivée du potentiel complexe  $\omega$  par rapport à  $z$  vérifie l'équation :

$$\frac{d\omega}{dz} = B_x - iB_y$$

Chaque conducteur filiforme est représenté dans le plan complexe par un point d'affixe  $z_i$  et est associé à un vortex d'intensité  $\mu_0 I_i / 2\pi$  où  $I_i$  est le courant parcourant le conducteur. Le potentiel complexe  $\omega_i$  associé à chaque conducteur s'écrit :

$$\omega_i(z) = i \frac{\mu_0 I_i}{2\pi} \text{Log}(z - z_i)$$

Le potentiel du à  $n$  conducteurs est la somme des  $n$  potentiels  $\omega_i$  élémentaires:

$$\omega(z) = i \frac{\mu_0}{2\pi} \sum_{i=1}^n I_i \text{Log}(z - z_i)$$

Le champ magnétique s'en déduit :

$$B_x - iB_y = i \frac{\mu_0}{2\pi} \sum_{i=1}^n \frac{I_i}{z - z_i}$$

Cette méthode de superposition des potentiels complexes élémentaires peut être utilisée pour le calcul du champ magnétique à l'extérieur d'une charge de forme plane ou circulaire quand l'épaisseur de peau électromagnétique est nulle. La méthode des images est alors appliquée.

1) conducteur placé à une distance  $a$  du plan  $y=0$  :

L'image de ce conducteur est un conducteur placé en  $z = -ia$  et d'intensité  $\mu_0 I/2\pi$ . Le potentiel d'une telle configuration est donc :

$$\omega(z) = i \frac{\mu_0 I}{2\pi} \operatorname{Log} \frac{z-ia}{z+ia}$$

2) conducteur placé à l'extérieur d'un cylindre de rayon  $a$  :

L'origine du plan  $z$  est choisie au centre du cylindre. Le système image est plus compliqué que le précédent. Il consiste en un vortex d'intensité  $-\mu_0 I/2\pi$  placé au point adverse, c'est-à-dire au point d'affixe  $z_0' = a^2/z_0$  et d'un vortex d'intensité  $\mu_0 I/2\pi$  placé au centre du cylindre.

Le potentiel de la configuration est donc :

$$\omega(z) = i \frac{\mu_0 I}{2\pi} \operatorname{Log} \frac{z-z_0}{z-\frac{a^2}{z_0}}$$

## ANNEXE 3

Effet de la variation de l'épaisseur de peau électromagnétique dans le cas du cylindre infini placé dans un champ magnétique alternatif uniforme à l'infini.

On utilise les coordonnées cylindriques  $(r, \theta, z)$  où l'origine est le centre du cylindre. On appelle  $\psi$  le potentiel du champs magnétique.  $B$  et  $\psi$  sont liés par la relation :

$$B = (B_r, B_\theta, 0) = \left( \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}, \frac{\partial \psi}{\partial r}, 0 \right)$$

A. SNEYD [24] calcule ce potentiel :

$$\psi = \Re e \left( \frac{2B_0}{\alpha} \frac{J_1(\alpha r)}{J_0(\alpha a)} \right) \sin \theta e^{i\omega t}$$

Dans cette formule :

$\alpha = (1-i)/\delta_m$  avec  $\delta_m$  épaisseur de peau électromagnétique,  
 $B_0$  intensité du champ magnétique à l'infini,  
 $J_0, J_1$  fonction de Bessel d'ordre 0 et 1,  
 $a$  rayon du cylindre,  
 $\omega$  pulsation du champ magnétique.

.Ce qui donne comme expression du champ magnétique radial et azimutal.

$$B_r = \frac{2B_0}{\alpha r} \frac{J_1(\alpha r)}{J_0(\alpha a)} \cos \theta e^{i\omega t}$$

$$B_\theta = -\frac{2B_0}{J_0(\alpha a)} J_1(\alpha r) \sin \theta e^{i\omega t}$$

Le courant électrique induit a une composante unique suivant  $z$  vérifie l'équation :

$$j = -\frac{1}{\mu_0} \nabla^2 \psi = -\frac{1}{\mu_0} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} \right)$$

c'est-à-dire :

$$j = \frac{2B_0}{\mu_0} \frac{\alpha J_1(\alpha r)}{J_0(\alpha a)} \sin \theta e^{i\omega t}$$

La force électromagnétique s'écrit :

$$\mathbf{F} = \frac{1}{2} \Re_e(\mathbf{j}^* \wedge \mathbf{B})$$

où  $\mathbf{j}^*$  est le complexe conjugué de  $\mathbf{j}$ , ainsi :

$$F_r = -\frac{1}{2} j^* B_\theta$$

$$F_\theta = \frac{1}{2} j^* B_r$$

et donc :

$$F_r = \Re_e \left( \frac{2B_0}{\mu_0} \frac{\alpha^*}{|J_0(\alpha a)|^2} J_1(\alpha^* r) J_1(\alpha r) \right) \sin^2 \theta$$

$$F_\theta = \Re_e \left( \frac{2B_0^2}{\mu_0} \frac{i}{r|J_0(\alpha a)|^2} |J_1(\alpha r)|^2 \right) \sin \theta \cos \theta$$

Lorsque l'épaisseur de peau électromagnétique est petite par rapport au rayon ( $\delta_m \ll a$ ) le potentiel du champ magnétique s'écrit :

$$\phi = -i\sqrt{2} \delta_m B_0 \left(\frac{a}{r}\right)^{1/2} e^{(1+i)(r-a)/\delta_m} \sin \theta e^{i\omega t}$$

Sous cette condition, l'expression des champs magnétiques radial et tangentiel est :

$$B_r = -i\sqrt{2} \delta_m B_0 \frac{\sqrt{a}}{r\sqrt{r}} e^{(1+i)(r-a)/\delta_m} \cos \theta e^{i\omega t}$$

$$B_\theta = (i-1)\sqrt{2} \delta_m B_0 \frac{\sqrt{a}}{\sqrt{r}} e^{(1+i)(r-a)/\delta_m} \sin \theta e^{i\omega t}$$

Les forces électromagnétiques radiale et tangentielle ont pour expression (en moyenne sur une période).

$$F_r = -\frac{2 B_0^2 a}{\mu_0 \delta_m r} e^{2(r-a)/\delta_m} \sin^2 \theta$$

$$F_\theta = \Re_e \left( \frac{2B_0^2}{\mu_0} \cdot \frac{a}{r^2} e^{2(r-a)/\delta_m} \sin \theta \cos \theta e^{i\frac{\pi}{2}} \right) = 0$$

Il faut noter que ces expressions sont valables pour  $r/\delta_m \gg 1$ . Elles ne peuvent donc s'appliquer quand  $r \rightarrow 0$ .

On calcule la pression  $p_i$  à l'intérieur du cylindre par ( $\delta_m/a \ll 1$ )

$$p_i - p_{atm} = \frac{B_s^2}{2\mu_0}$$

$$\text{ici } B_s = |B_\theta|_{r=a} = 2B_0 \sin\theta \quad \text{donc} \quad p_i - p_{atm} = \frac{2B_0^2 \sin^2\theta}{\mu_0}$$

Dans le cas plus général la pression électromagnétique se déduit de la partie irrotationnelle de la force de Lorentz :

$$\mathbf{F} = \mathbf{j} \wedge \mathbf{B} = \frac{\nabla |B^2|}{2\mu_0} + \frac{1}{\mu} (\mathbf{B} \nabla) \mathbf{B} \quad \text{et} \quad p_m = \frac{|B^2|}{2\mu_0}$$

$$\text{où} \quad |B^2| = \mathbf{B} \cdot \mathbf{B}^* = B_r B_r^* + B_\theta B_\theta^*$$

$$= \frac{4B_0^2}{|J_0(\alpha a)|^2} \left[ \frac{|J_1(\alpha r)|^2}{|\alpha|^2 r^2} \cos^2\theta + |J_1'(\alpha r)|^2 \sin^2\theta \right]$$

En un point  $(r, \theta)$  quelconque du cylindre la pression répond à l'équation :

$$p = \frac{|B^2|}{2\mu} + \text{cte}$$

La constante cte est déterminée par la condition à la limite  $r = a$  :

$$p = p_0 + \frac{\gamma}{a} = \frac{2B_0^2}{\mu_0 |J_0(\alpha a)|^2} \left[ \frac{|J_1(\alpha a)|^2 \cos^2\theta}{\alpha^2 a^2} + |J_1'(\alpha a)|^2 \sin^2\theta \right] + \text{cte}$$

Le saut de pression entre la surface du cylindre et son milieu répond donc à l'équation.

$$p_0 - p = \frac{2B_0^2}{\mu_0 |J_0(\alpha a)|^2} \left[ \frac{|J_1(\alpha a)|^2 \cos^2\theta}{\alpha^2 a^2} + |J_1'(\alpha a)|^2 \sin^2\theta - 1 \right] - \frac{\gamma}{a}$$

Remarque : la constante dépend de l'angle  $\theta$ . Ceci vient du fait qu'il existe un gradient tangential de champ magnétique  $\partial B_s / \partial s$  et que l'équilibre ne peut être réalisé que par mise en mouvement du fluide.

**Calcul du saut de pression magnétique entre la surface d'une lame infinie et son milieu placé dans un champ magnétique uniforme.**

Un champ magnétique uniforme d'intensité efficace  $B_0$  est appliqué à la surface d'une lame de métal liquide infiniment longue et large d'une épaisseur  $2a$ . Le champ magnétique décroît exponentiellement dans le métal liquide à partir de la surface. Le champ magnétique en un point de coordonné  $x$  de la lame est la somme de ces deux champs.

$$B(x) = B_1(x) + B_2(x)$$

$$B_z = B_0 e^{\xi_3/\delta_m} + B_0 e^{\xi_3/2}$$

où  $\xi_3$  est la distance suivant la normale entre la surface et le point considéré, c'est à dire :

$$\xi_3|_1 = -x-a$$

$$\xi_3|_2 = x-a$$

Le champ magnétique ainsi calculé s'écrit :

$$B = 2B_0 e^{-a/\delta_m} \operatorname{ch}x/\delta_m$$

Cette expression n'est valable que si  $2a$  est supérieure à  $\delta_m$ .

La pression totale à l'intérieur de la lame est :

$$p(x) = \frac{B^2}{2\mu_0} + \text{cte}$$

La constante est déterminée par les conditions aux limites en  $x = a$  et  $x = -a$  où :

$$p_0 = \frac{4B_0^2}{2\mu_0} e^{-2a/\delta_m} \operatorname{ch}^2\left(\frac{a}{\delta_m}\right) + \text{cte}$$

La constante a donc la forme suivante :

$$\text{cte} = p_0 - \frac{4B_0^2}{2\mu_0} e^{-2a/\delta_m} \operatorname{ch}^2\left(\frac{a}{\delta_m}\right)$$

Ainsi la pression en un point de cote  $x$  s'écrit :

$$p(x) - p_0 = \frac{4B_0^2}{2\mu} e^{-2a/\delta_m} \left[ \operatorname{ch}^2\left(\frac{a}{\delta_m}\right) - \operatorname{ch}^2\left(\frac{a}{\delta_m}\right) \right] + \text{cte}$$

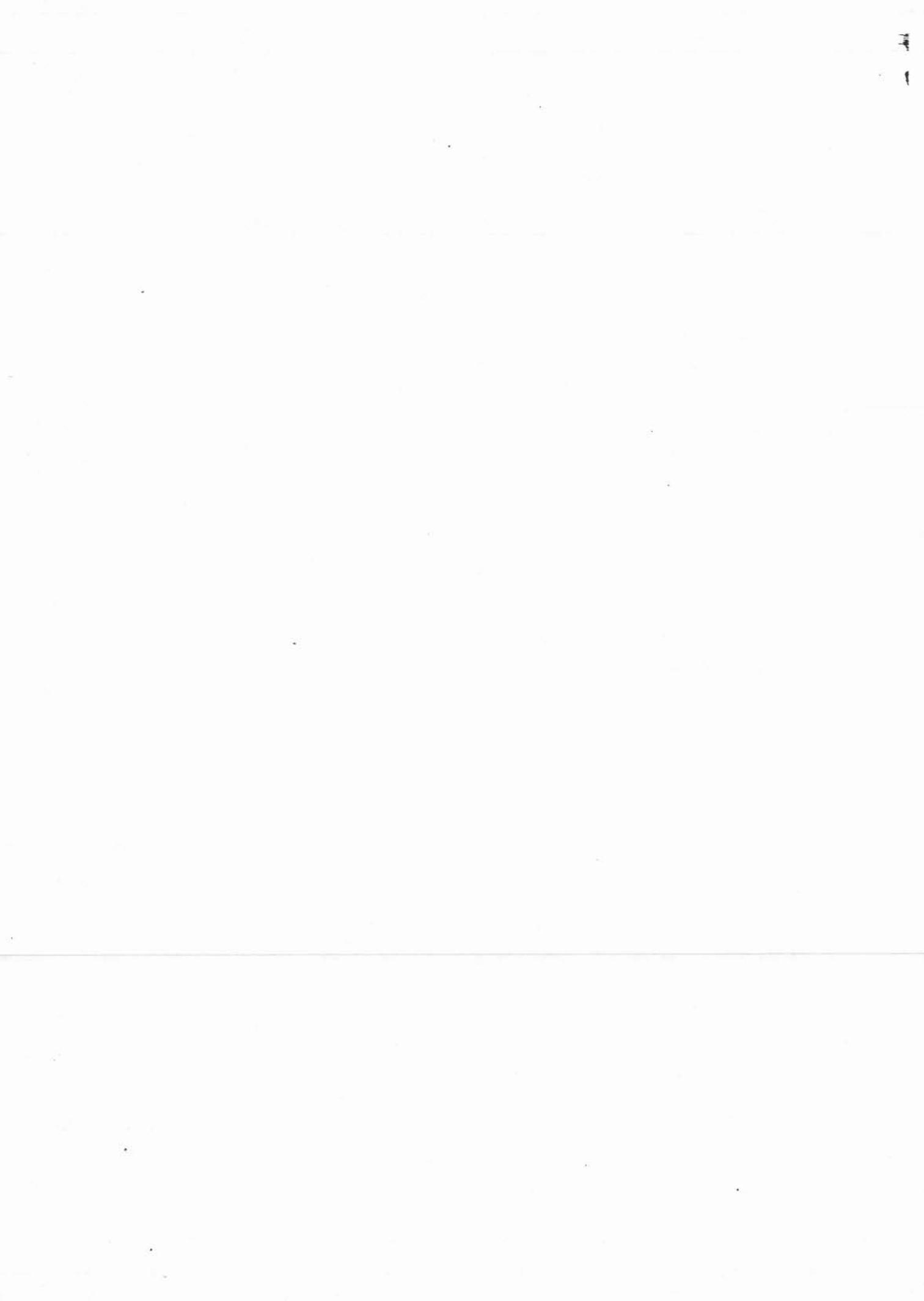
Le saut de pression entre la surface de la lame et son milieu répond donc à l'équation :

$$p_0 - p(x=0) = \frac{B_0^2}{2\mu_0} 4e^{-2a/\delta_m} \left[ \operatorname{ch}^2\left(\frac{a}{\delta_m}\right) - 1 \right]$$

Ceci n'est pas vrai si  $2a < \delta_m$  ou bien  $2a/\delta_m < 1$

On appelle  $f(x)$ , la pression magnétique adimensionnée par  $\frac{B_0^2}{2\mu}$ ,  $f(x)$  s'exprime sous la forme :

$$f(x) = 2(1 - e^{-x})^2 \quad \text{avec} \quad x = 2a/\delta_m$$



## BIBLIOGRAPHIE

- [1] P. CREMER, Imphy S.A. "la solidification des rubans trempés", journées de la société française de métallurgie sur les techniques nouvelles de solidification, Voreppe 5-6 Juin 1986.
- [2] A. LASALMONIE, F. DUFLOS, "Les paramètres de la solidification rapide." Ecole d'été Carry-le rouët Solidification des alliages, p 313, Les éditions de physique, 1988.
- [3] F. GARNIER, DEA de Mécanique INPG 1987. "Contribution à l'étude de la coulée directe"
- [4] SCHOLTZ, J. ESCHER et col : steel research 56 (1985) n°4, p191, "Mathematisches Modell zur dynamischen Abdichtung beim Eingießen und gleichzeitigem Erstarren von Stahl in einer mitlaufenden Kokille".
- [5] LIPTON. Arch Eisenhüttenwes 53, 1982, n° 12 Dezember, p 469-473, "An analytical solution of directional solidification with mushy zone".
- [6] GALPIN Jean-Marie : Rapport de stage ENSHMG 1985
- [7] R. HAMAR, F. DURAND, "Transfert de chaleur et de masse dans les procédés de solidification." Ecole d'été Carry-le rouët, Solidification des alliages. Les éditions de physique 1988. p103.
- [8] PIMPUTKAR, CARBONARA, RAYMENT et col, "Comparison of the single roller processes for casting low carbon steel. Rapidly quenched metals". Elsevier science publishers B.V 1985, pp 95-100.
- [9] MIAZAWA et SZEKELY, "A mathematical model of the splat cooling process using the twin-roll technique," Metallurgical transactions A Vol 12A June 1981 pp1047-1057.
- [11] Pascale JULLIARD, DEA de mécanique INPG 1987. "Etude expérimentale de l'impact d'un jet sur la tranche d'une roue en mouvement"
- [12] CHANDRASEKAR, "hydrodynamic and hydromagnetic stability". 1961. Oxford university press.
- [13] Rémy de FRAMOND, DEA ENSIEG.INPG 1983. "Analyse des possibilités d'applications du formage électromagnétique à l'élaboration des matériaux amorphes"
- [14] J. ETAY, Thèse d'état INPG 1988. "Le problème de frontières libres en magnétodynamique des liquides avec champs magnétiques alternatifs. Aspects fondamentaux et applications"
- [15] Rémy DE FRAMOND, Thèse INPG 1985. "Quelques aspects du formage électromagnétique des surfaces libres - Applications et hydrodynamique".

- [16] R. ERNST, "Analyse de fonctionnement de générateur à triode destiné au chauffage par induction", R.G.E 9/81, pp. 667-673.
- [17] Annie GAGNOUD, Thèse INPG, 1986. "Modélisation des installations de fusion en creusets froids, pour l'élaboration en continu ou la lévitation".
- [18] ERNST R, GARNIER M, BIASSE J.M; "Etude d'un transformateur de courant 1000 A - 30 KHz"; revue mesure régulation automatisme n°4 avril 1981 .
- [19] J.ETAY, Thèse INPG-USMG 1982 (Grenoble - France). "Le formage électromagnétique des métaux liquides - Aspects expérimentaux et théoriques".
- [20] ERNST, BOUSSANT-ROUX communication privée
- [21] MOREAU R., Cours de MHD.
- [22] MASSE Philippe; Thèse d'état INPG-USMG 1983. "Analyse méthodologique de la modélisation numérique des équations de la physique des milieux continus à l'aide de la méthode des éléments finis. Flux-Expert, un système d'aide à la construction des logiciels".
- [23] L.M. MILNE-THOMSON, "Theoretical Hydrodynamics", the Mac Millan press LTD 1968
- [24] SNEYD, J.F.M 1971, Vol 49 part 4 p.817-827, "Generation of a fluid motion in a cylinder by an unsteady applied magnetic field".
- [25] R.DE FRAMOND, A.YAVARI, C.SENILLOU, J.C.JOUD et M.GARNIER, "Procédé et dispositif pour l'élaboration de rubans notamment amorphes ou semi-métalliques de faibles épaisseurs" 1984, brevet français n° 84 00747.
- [26] F.GARNIER, J.ETAY, J.C.BAVAY, "Inducteur de mise en forme de métal liquide par des forces électromagnétiques", brevet français n° 88 07 173, 30 Mai 1988.
- [27] H.H LIEBERMAN, "Planar and cylindrical jet streaming of water and molten Fe40 - Ni40 B20 alloy", J.Appl.Phys.50(11), November 1979, p 6773.
- [28] I.W. HORT et J.J. TAYLOR "Effects of nozzle shape and polymer additives on water jet appearance"; Transaction of the ASME Journal of fluids engineering. September 1979 Vol 101, pp 304-307

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] P. CREMER, Imphy S.A. "la solidification des rubans trempés", journées de la société française de métallurgie sur les techniques nouvelles de solidification, Voreppe 5-6 Juin 1986.
- [2] A. LASALMONIE, F. DUFLOS, "Les paramètres de la solidification rapide." Ecole d'été Carry-le rouët Solidification des alliages, p 313, Les éditions de physique, 1988.
- [3] F. GARNIER, DEA de Mécanique INPG 1987. "Contribution à l'étude de la coulée directe"
- [4] SCHOLTZ, J. ESCHER et col : steel research 56 (1985) n°4, p191, "Mathematisches Modell zur dynamischen Abdichtung beim Eingießen und gleichzeitigem Erstarren von Stahl in einer mitlaufenden Kokille".
- [5] LIPTON. Arch Eisenhüttenwes 53, 1982, n° 12 Dezember, p 469-473, "An analytical solution of directional solidification with mushy zone".
- [6] GALPIN Jean-Marie : Rapport de stage ENSHMG 1985
- [7] R. HAMAR, F. DURAND, "Transfert de chaleur et de masse dans les procédés de solidification." Ecole d'été Carry-le rouët, Solidification des alliages. Les éditions de physique 1988. p103.
- [8] PIMPUTKAR, CARBONARA, RAYMENT et col, "Comparison of the single roller processes for casting low carbon steel. Rapidly quenched metals". Elsevier science publishers B.V 1985, pp 95-100.
- [9] MIAZAWA et SZEKELY, "A mathematical model of the splat cooling process using the twin-roll technique," Metallurgical transactions A Vol 12A June 1981 pp1047-1057.
- [11] Pascale JULLIARD, DEA de mécanique INPG 1987. "Etude expérimentale de l'impact d'un jet sur la tranche d'une roue en mouvement"
- [12] CHANDRASEKAR, "hydrodynamic and hydromagnetic stability". 1961. Oxford university press.
- [13] Rémy de FRAMOND, DEA ENSIEG.INPG 1983. "Analyse des possibilités d'applications du formage électromagnétique à l'élaboration des matériaux amorphes"
- [14] J. ETAY, Thèse d'état INPG 1988. "Le problème de frontières libres en magnétodynamique des liquides avec champs magnétiques alternatifs. Aspects fondamentaux et applications"
- [15] Rémy DE FRAMOND, Thèse INPG 1985. "Quelques aspects du formage électromagnétique des surfaces libres - Applications et hydrodynamique".

- [16] R. ERNST, "Analyse de fonctionnement de générateur à triode destiné au chauffage par induction", R.G.E 9/81, pp. 667-673.
- [17] Annie GAGNOUD, Thèse INPG, 1986. "Modélisation des installations de fusion en creusets froids, pour l'élaboration en continu ou la lévitation".
- [18] ERNST R, GARNIER M, BIASSE J.M; "Etude d'un transformateur de courant 1000 A - 30 KHz"; revue mesure régulation automatisme n°4 avril 1981 .
- [19] J.ETAY, Thèse INPG-USMG 1982 (Grenoble - France). "Le formage électromagnétique des métaux liquides - Aspects expérimentaux et théoriques".
- [20] ERNST, BOUSSANT-ROUX communication privée
- [21] MOREAU R., Cours de MHD.
- [22] MASSE Philippe; Thèse d'état INPG-USMG 1983. "Analyse méthodologique de la modélisation numérique des équations de la physique des milieux continus à l'aide de la méthode des éléments finis. Flux-Expert, un système d'aide à la construction des logiciels".
- [23] L.M. MILNE-THOMSON, "Theoretical Hydrodynamics", the Mac Millan press LTD 1968
- [24] SNEYD, J.F.M 1971, Vol 49 part 4 p.817-827, "Generation of a fluid motion in a cylinder by an unsteady applied magnetic field".
- [25] R.DE FRAMOND, A.YAVARI, C.SENILLOU, J.C.JOUD et M.GARNIER, "Procédé et dispositif pour l'élaboration de rubans notamment amorphes ou semi-métalliques de faibles épaisseurs" 1984, brevet français n° 84 00747.
- [26] F.GARNIER, J.ETAY, J.C.BAVAY, " Inducteur de mise en forme de métal liquide par des forces électromagnétiques", brevet français n° 88 07 173, 30 Mai 1988.
- [27] H.H LIEBERMAN, "Planar and cylindrical jet streaming of water and molten Fe40 - Ni40 B20 alloy", J.Appl.Phys.50(11), November 1979, p 6773.
- [28] I.W. HORT et J.J. TAYLOR "Effects of nozzle shape and polymer additives on water jet appearance"; Transaction of the ASME Journal of fluids engineering. September 1979 Vol 101, pp 304-307

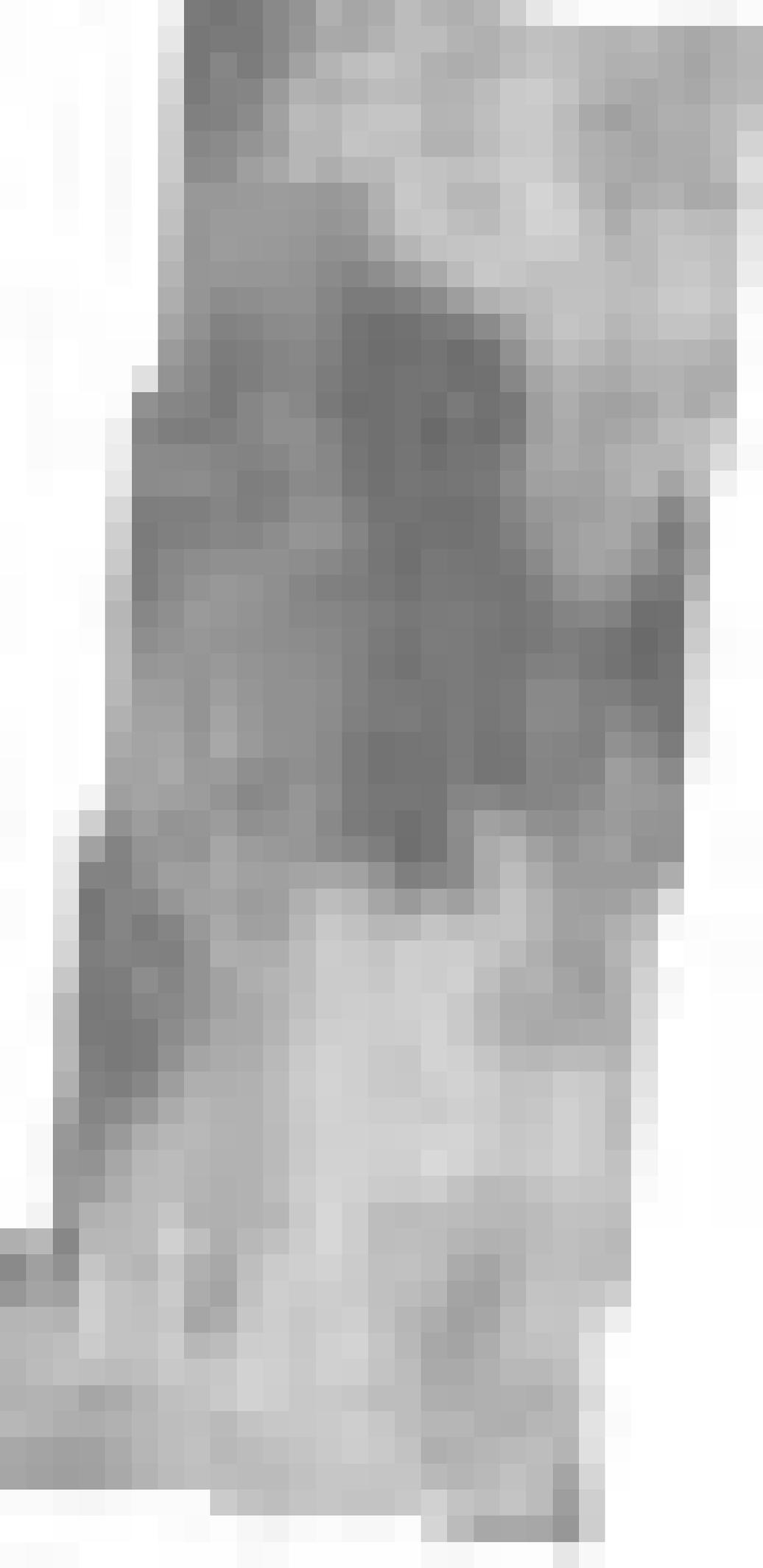
## BIBLIOGRAPHIE

- [1] P. CREMER, Imphy S.A. "la solidification des rubans trempés", journées de la société française de métallurgie sur les techniques nouvelles de solidification, Voreppe 5-6 Juin 1986.
- [2] A. LASALMONIE, F. DUFLOS, "Les paramètres de la solidification rapide." Ecole d'été Carry-le rouët Solidification des alliages, p 313, Les éditions de physique, 1988.
- [3] F. GARNIER, DEA de Mécanique INPG 1987. "Contribution à l'étude de la coulée directe"
- [4] SCHOLTZ, J. ESCHER et col : steel research 56 (1985) n°4, p191, "Mathematisches Modell zur dynamischen Abdichtung beim Eingießen und gleichzeitigem Erstarren von Stahl in einer mitlaufenden Kokille".
- [5] LIPTON. Arch Eisenhüttenwes 53, 1982, n° 12 Dezember, p 469-473, "An analytical solution of directional solidification with mushy zone".
- [6] GALPIN Jean-Marie : Rapport de stage ENSHMG 1985
- [7] R. HAMAR, F. DURAND, "Transfert de chaleur et de masse dans les procédés de solidification." Ecole d'été Carry-le rouët, Solidification des alliages. Les éditions de physique 1988. p103.
- [8] PIMPUTKAR, CARBONARA, RAYMENT et col, "Comparison of the single roller processes for casting low carbon steel. Rapidly quenched metals". Elsevier science publishers B.V 1985, pp 95-100.
- [9] MIAZAWA et SZEKELY, "2A mathematical model of the splat cooling process using the twin-roll technique," Metallurgical transactions A Vol 12A June 1981 pp1047-1057.
- [11] Pascale JULLIARD, DEA de mécanique INPG 1987. "Etude expérimentale de l'impact d'un jet sur la tranche d'une roue en mouvement"
- [12] CHANDRASEKAR, "hydrodynamic and hydromagnetic stability". 1961. Oxford university press.
- [13] Rémy de FRAMOND, DEA ENSIEG.INPG 1983. "Analyse des possibilités d'applications du formage électromagnétique à l'élaboration des matériaux amorphes"
- [14] J. ETAY, Thèse d'état INPG 1988. "Le problème de frontières libres en magnétodynamique des liquides avec champs magnétiques alternatifs. Aspects fondamentaux et applications"
- [15] Rémy DE FRAMOND, Thèse INPG 1985. "Quelques aspects du formage électromagnétique des surfaces libres - Applications et hydrodynamique".

- [16] R. ERNST, "Analyse de fonctionnement de générateur à triode destiné au chauffage par induction", R.G.E 9/81, pp. 667-673.
- [17] Annie GAGNOUD, Thèse INPG, 1986. "Modélisation des installations de fusion en creusets froids, pour l'élaboration en continu ou la lévitation".
- [18] ERNST R, GARNIER M, BIASSE J.M; "Etude d'un transformateur de courant 1000 A - 30 KHz"; revue mesure régulation automatisme n°4 avril 1981 .
- [19] J.ETAY, Thèse INPG-USMG 1982 (Grenoble - France). "Le formage électromagnétique des métaux liquides - Aspects expérimentaux et théoriques".
- [20] ERNST, BOUSSANT-ROUX communication privée
- [21] MOREAU R., Cours de MHD.
- [22] MASSE Philippe; Thèse d'état INPG-USMG 1983. "Analyse méthodologique de la modélisation numérique des équations de la physique des milieux continus à l'aide de la méthode des éléments finis. Flux-Expert, un système d'aide à la construction des logiciels".
- [23] L.M. MILNE-THOMSON, "Theoretical Hydrodynamics", the Mac Millan press LTD 1968
- [24] SNEYD, J.F.M 1971, Vol 49 part 4 p.817-827, "Generation of a fluid motion in a cylinder by an unsteady applied magnetic field".
- [25] R.DE FRAMOND, A.YAVARI, C.SENILLOU, J.C.JOUD et M.GARNIER, "Procédé et dispositif pour l'élaboration de rubans notamment amorphes ou semi-métalliques de faibles épaisseurs" 1984, brevet français n° 84 00747.
- [26] F.GARNIER, J.ETAY, J.C.BAVAY, "Inducteur de mise en forme de métal liquide par des forces électromagnétiques", brevet français n° 88 07 173, 30 Mai 1988.
- [27] H.H LIEBERMAN, "Planar and cylindrical jet streaming of water and molten Fe40 - Ni40 B20 alloy", J.Appl.Phys.50(11), November 1979, p 6773.
- [28] I.W. HORT et J.J. TAYLOR "Effects of nozzle shape and polymer additives on water jet appearance"; Transaction of the ASME Journal of fluids engineering. September 1979 Vol 101, pp 304-307







**Thèse de Doctorat de l'Institut National  
Polytechnique de Grenoble**

*Titre de l'ouvrage :*

**LE FORMAGE ELECTROMAGNETIQUE DE  
LAMES METALLIQUES LIQUIDE.  
APPLICATION A LA COULEE DIRECTE**

*Nom de l'auteur :*

**François GARNIER**

*Etablissement :*

**Institut National Polytechnique de Grenoble**

**RESUME**

On étudie l'emploi de champs magnétiques alternatifs afin de remplacer, dans les procédés de coulée métallurgique, l'action des lèvres des busettes d'alimentation par celle des forces électromagnétiques. Sont exposées, des études théoriques et expérimentales visant à obtenir, sans contact matériel, une lame de grande largeur à partir de jets de métal liquide de section circulaire. L'inducteur réalisé est décrit et son optimisation présentée. Des expériences réalisées avec du mercure, de l'étain et de l'acier sont présentées. Un nouveau paramètre de similitude, prenant en compte l'inertie des jets, est introduit et est validé. Une fréquence de travail optimum est trouvée. Un modèle numérique de solidification dans les procédés de coulées directes de produits minces complète l'étude.

**MOTS CLES**

Métaux liquides ; Champs magnétiques alternatifs ; Contrôle de forme ; Coulée Directe ; Stabilités des jets.