



HAL
open science

Comportement thermohydraulique d'un bain de métal liquide soumis à un bombardement électronique.

Patrice Brun

► **To cite this version:**

Patrice Brun. Comportement thermohydraulique d'un bain de métal liquide soumis à un bombardement électronique.. Physique [physics]. Université de Provence (Aix Marseille 1), Marseille, FRA., 1997. Français. NNT: . tel-04743655

HAL Id: tel-04743655

<https://theses.hal.science/tel-04743655v1>

Submitted on 18 Oct 2024

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.

Public Domain

**UNIVERSITE DE PROVENCE
(AIX-MARSEILLE I)**

Institut Universitaire des Systèmes Thermiques Industriels
U.M.R C.N.R.S.-6595.

THESE

PRESENTEE POUR L'OBTENTION DU GRADE DE
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE PROVENCE

Discipline : Mécanique Energétique

Par

N° attribué à la bibliothèque

Patrice BRUN

Titre :

**COMPORTEMENT THERMOHYDRAULIQUE D'UN BAIN
DE METAL LIQUIDE SOUMIS A
UN BOMBARDEMENT ELECTRONIQUE**

Soutenu le 23 septembre 1998

Composition du jury :

M. Philippe Bournot (Rapporteur)
M. Yves Fautrelle (Rapporteur)
M. Roger Martin (Président)
M. Jacques Maury (Examineur)
M. René Occelli (Examineur)
M. Francis Sabathier (Examineur)

SOMMAIRE.

CHAPITRE 1 : INTRODUCTION GENERALE.

1. CONTEXTE DE L'ÉTUDE.....	2
2. TECHNOLOGIES EMPLOYÉES.....	2
2.1 LE BOMBARDEMENT ÉLECTRONIQUE.....	2
2.2 TECHNIQUE D'ÉVAPORATION.....	4
3. AXES DES TRAVAUX DE THÈSE.....	5
3.1 PHÉNOMÈNES PHYSIQUES RENCONTRÉS.....	5
3.1.1 Configurations statiques : impact électronique ponctuel en creuset fixe.....	5
3.1.2 Principaux travaux de recherche sur la thermohydraulique des bains soumis à un bombardement électronique.....	6
3.2 TRAVAUX DE THÈSE.....	8
4. PLAN DE LA THÈSE.....	9
5. BIBLIOGRAPHIE.....	12

CHAPITRE II : ETUDES THERMOHYDRAULIQUES D'UN BAIN DE CERIUM SOUMIS A UN IMPACT ELECTRONIQUE PONCTUEL, EN CREUSET FIXE.

1. INTRODUCTION.....	14
2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL & DIAGNOSTICS EXPÉRIMENTAUX.....	16
2.1 CARACTÉRISTIQUES TECHNIQUES.....	16
2.2 INSTRUMENTATION.....	17
2.3 EXPLOITATION DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX.....	18
3. THERMOHYDRAULIQUE DU CÉRIUM LIQUIDE SOUMIS À UN BOMBARDEMENT ÉLECTRONIQUE.....	19
3.1 INTRODUCTION.....	19
3.2 EQUATIONS DÉCRIVANT LE SYSTÈME.....	21

3.3 LA CONVECTION THERMIQUE.....	21
3.3.1 Convections thermocapillaire et thermogravitaire	21
3.3.2 Les couches limites.....	23
3.4 LA DÉFORMATION DE LA SURFACE LIBRE ÉMETTRICE DE LA VAPEUR.	28
3.5 LES TRANSFERTS DE CHALEUR.....	29
3.6 CONCLUSION.....	32
4. ANALYSE DU CREUSEMENT DE LA SURFACE LIBRE SOUS LA POUSSÉE DE LA PRESSION DE REcul DE VAPEUR.....	33
4.1 ANALYSE DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX.....	33
4.1.1 Méthode d'obtention du profil de creusement expérimental par l'analyse du rayonnement 'X'.....	33
4.1.2 Exemple de profil de creusement expérimental obtenu.....	34
4.1.3 Limite de la méthode expérimentale.....	35
4.2 ÉTUDE NUMÉRIQUE DU CREUSEMENT SOUS LA POUSSÉE DE PRESSION DE REcul DE LA VAPEUR.....	35
4.2.1 Hypothèses de l'étude numérique.....	35
4.2.2 Equations et conditions aux limites.....	37
5. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX POUR UN IMPACT ÉLECTRONIQUE PONCTUEL, EN CREUSET STATIQUE.....	41
5.1 ÉVOLUTION DES CARTES DE LUMINANCE EN FONCTION DE LA DENSITÉ DE PUISSANCE INCIDENTE.....	41
5.2 MESURES DES TEMPÉRATURES EN SURFACE DU LINGOT DE CÉRIUM.....	41
5.2.1 Mesures de la température maximale du cérium liquide en fonction de la densité de puissance incidente.....	42
5.2.2 Evolution des profils de température en surface du lingot en fonction de la densité de puissance.....	43
5.2.3 Evolution des gradients de température en surface du lingot en fonction de la densité de puissance.....	45
5.2.4 Evolution du rayon de l'isotherme '2000 K' avec la puissance incidente.....	46
5.3 MESURES DES DÉBITS D'ÉVAPORATION POUR UN IMPACT PONCTUEL DU FAISCEAU ÉLECTRONIQUE.....	47
5.3.1 Mesures du débit de vapeur de cérium en fonction de la densité de puissance incidente.	47
5.3.2 Comparaison entre les débits mesurés en cérium et en fer en fonction de la densité de puissance incidente.....	49
5.3.3 Mesure du lobe de vapeur en cérium.....	50
5.4 ÉVOLUTION DU CREUSEMENT DE LA SURFACE LIBRE DE CÉRIUM ET DE FER SOUS LA POUSSÉE DE LA PRESSION DE VAPEUR.....	51
5.4.1 Comparaison entre la mesure du creusement expérimental et le calcul de la déformée de la surface libre en cérium.....	51
5.4.2 Evolution du profil de creusement suivant la densité de puissance.....	54
5.5 CONCLUSIONS DES ESSAIS.....	58

6. INTERPRÉTATIONS DES RÉSULTATS : STABILITÉ DU CREUSEMENT SOUS LA POUSSÉE DE PRESSION DE VAPEUR.....	59
6.1 LA CHUTE DE DÉBIT AUX FORTES DENSITÉS DE PUISSANCE.....	59
6.2 LES INSTABILITÉS AU SEIN DU BAIN.	61
6.3 ANALYSES SPECTRALES EXPÉRIMENTALES EN CÉRIUM.	61
6.4 CRITÈRES DE STABILITÉ DU CREUSEMENT.	63
6.5 CRITÈRES DE STABILITÉ : RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX.	64
7. CONCLUSION.....	67
8. BIBLIOGRAPHIE.....	68

CHAPITRE III : Etude des modes transitoires : balayage du faisceau d'électrons.

1. INTRODUCTION.....	71
2. BIBLIOGRAPHIE ET AXES DES ÉTUDES.....	71
3. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL.	73
3.1 BOÎTIER DE BALAYAGE.	73
3.2 LES CONFIGURATIONS DE BALAYAGE ÉLECTRONIQUE.	73
3.2.1 <i>Le balayage linéaire.</i>	73
3.2.2 <i>Le balayage circulaire.</i>	74
3.2.3 <i>Le balayage bidirectionnel sur la surface de cérium.</i>	74
4. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX.	75
4.1 RECHERCHE DU DÉBIT OPTIMAL DANS LES CONFIGURATIONS DE BALAYAGE.	75
4.2 ÉVOLUTION DU DÉBIT DE VAPEUR EN FONCTION DU TEMPS DE PASSAGE ET DE LA VITESSE DE PASSAGE DU FAISCEAU ÉLECTRONIQUE.	76
4.2.1 <i>Evolution du débit de cérium en balayage linéaire.</i>	76
4.2.2 <i>Evolution du débit de vapeur en balayage circulaire.</i>	78
4.3 ÉVOLUTION DE LA TEMPÉRATURE MAXIMALE DU CÉRIUM LIQUIDE EN BALAYAGE LINÉAIRE ET CIRCULAIRE.....	79
4.4 CARTE ET PROFIL DE TEMPÉRATURE EN BALAYAGE CIRCULAIRE.....	81
5. INTERPRÉTATIONS DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX.....	83
5.1 LE TEMPS DE CHAUFFAGE.	83
5.2 TEMPS DE CREUSEMENT DE LA SURFACE ET DE PROPAGATION DES ONDES GRAVITO- CAPILLAIRES.	84

5.3 CONCLUSION SUR LES TEMPS CARACTÉRISTIQUES.....	86
6. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES.....	88
7. BIBLIOGRAPHIE.....	89

CHAPITRE IV.: Application d'un champ magnétique vertical en creuset fixe, Etudes de magnétohydrodynamique.

1. INTRODUCTION.....	91
-----------------------------	-----------

2. CONTEXTE BIBLIOGRAPHIQUE.....	92
---	-----------

3. MAGNÉTOHYDRODYNAMIQUE.....	93
--------------------------------------	-----------

3.1 CONTEXTE DES ÉTUDES MHD.....	93
----------------------------------	----

3.2 LA FORCE DE LAPLACE.....	94
------------------------------	----

3.3 EQUATIONS DU MOUVEMENT EN MHD.....	94
--	----

3.4 NOMBRES ADIMENSIONNELS & PRINCIPALES HYPOTHÈSES.....	96
--	----

3.4.1 <i>Le Reynolds magnétique.....</i>	<i>96</i>
--	-----------

3.4.2 <i>Le nombre de Hartmann.....</i>	<i>96</i>
---	-----------

3.5 EFFETS DE L'APPLICATION D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE SUR UN ÉCOULEMENT EN CONVECTION NATURELLE.....	97
--	----

3.5.1 <i>Effets de l'application d'un champ magnétique sur les échanges thermiques.....</i>	<i>98</i>
---	-----------

3.5.2 <i>Evolutions des vitesses de l'écoulement du fluide en fonction du champ magnétique extérieur.....</i>	<i>99</i>
---	-----------

3.6 INFLUENCE D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE SUR LA CONVECTION DE MARANGONI ET LA CONVECTION NATURELLE.....	101
--	-----

3.7 LOIS D'ÉCHELLES.....	101
--------------------------	-----

3.7.1 <i>Dans le cas où la thermocapillarité est négligée devant la convection naturelle.....</i>	<i>102</i>
---	------------

3.7.2 <i>Dans le cas où la convection naturelle est faible devant la convection de thermocapillaire.....</i>	<i>103</i>
--	------------

3.8 CONCLUSION.....	104
---------------------	-----

4. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL.....	105
--	------------

4.1 DISPOSITION DE L'ÉLECTROAIMANT AUTOUR DU 'CREUSET 1' SANS BLINDAGE MAGNÉTIQUE.....	105
--	-----

4.2 CARTOGRAPHIES DU CHAMP MAGNÉTIQUE ET TRAJECTOIRES DU FAISCEAU ÉLECTRONIQUE.....	107
---	-----

4.2.1 <i>Outils de modélisation.....</i>	<i>107</i>
--	------------

4.2.2 <i>Cartes du champ magnétique sans blindage magnétique en 'creuset-1'.....</i>	<i>107</i>
--	------------

4.2.3 <i>Trajectoires du faisceau d'électrons sans blindage magnétique au niveau du 'creuset 1'.....</i>	<i>108</i>
--	------------

4.3 CONCEPTION D'UN DISPOSITIF DE BLINDAGE MAGNÉTIQUE AU NIVEAU DU CREUSET.....	109
---	-----

4.3.1 Les blindages magnétiques étudiés.	109
4.3.2 Géométries et résultats des modélisations.	109
5. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX.	113
5.1 APPLICATION D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE VERTICAL EXTÉRIEUR.	113
5.2 MODULATION DU CHAMP MAGNÉTIQUE VERTICAL EXTÉRIEUR.	114
5.3 APPLICATION DE CHAMPS MAGNÉTIQUES VERTICAUX DE SENS ALTERNÉS.	114
5.4 INSTALLATION D'UN INSERT EN CUIVRE DANS LE CREUSET MAGNÉTIQUE.	114
6. INTERPRÉTATIONS DES RÉSULTATS.	115
6.1 NOMBRE DE HARTMANN EXPÉRIMENTAL LIMITE.	115
6.2 EVALUATION DES FORCES VOLUMIQUES PRÉPONDÉRANTES DANS LE BAIN DE CÉRIUM LIQUIDE.	116
6.2.1 Hypothèses du modèle.	116
6.2.2 Champ magnétique induit par le courant électronique.	118
6.2.3 Application du champ magnétique extérieur vertical.	119
6.2.4 Interprétations des résultats : conclusion.	121
7. CONCLUSION ET PERSPECTIVES.	122
8. BIBLIOGRAPHIE.	125

CHAPITRE V. : ETUDES THERMOHYDRAULIQUES EN CREUSET TOURNANT.

1. INTRODUCTION.	127
1.1 CONTEXTE DES ÉTUDES.	127
1.2 GÉNÉRALITÉS SUR LA PHYSIQUE DES FLUIDES EN ROTATION.	127
2. BIBLIOGRAPHIE.	128
3. DYNAMIQUE DES FLUIDES EN ROTATION.	129
3.1 NOTIONS PRÉLIMINAIRES.	129
3.1.1 Equations du mouvement pour un référentiel en rotation.	129
3.1.2 Accélération de Coriolis et nombre de Rossby.	129
3.1.3 Accélération centripète.	130
3.2 EQUATIONS DÉCRIVANT LE SYSTÈME.	131
3.2.1 Système d'équations en mécanique des fluides.	131
3.2.2 Vorticité et circulation.	133

3.3 LE VENT THERMIQUE ET LES MOUVEMENTS GÉOSTROPHIQUES.....	135
3.3.1 <i>Equation du vent thermique.</i>	135
3.3.2 <i>Théorème de Taylor-Proudman.</i>	136
3.3.3 <i>Les mouvements géostrophiques.</i>	137
3.4 PARAMÈTRES ADIMENSIONNELS ET LOIS D'ÉCHELLES.....	138
3.4.1 <i>Paramètres caractérisant la stratification du fluide.</i>	138
3.4.2 <i>Autres paramètres adimensionnels.</i>	139
3.5 LES COUCHES LIMITES.	139
4. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL EN CREUSET TOURNANT.	141
4.1 PRINCIPE DU MONTAGE DU CREUSET TOURNANT.....	141
4.2 DESCRIPTION DU MONTAGE.....	141
4.3 DESCRIPTION DES SOUS ENSEMBLES.....	142
5. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX.	144
5.1 CONDITIONS EXPÉRIMENTALES EN CREUSET TOURNANT.....	144
5.2 ORIENTATION DES ESSAIS EN CREUSET TOURNANT.....	145
5.2.1 <i>Conduites des essais.</i>	145
5.2.2 <i>Etudes Paramétriques et évolutions des paramètres de tirs.</i>	146
5.3 RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX EN CÉRIUM.....	148
5.3.1 <i>Evolution des cartes de luminance avec l'augmentation de la vitesse de rotation du creuset.</i>	148
5.3.2 <i>Débits mesurés de cérium en creuset tournant.</i>	149
5.3.3 <i>Mesures thermographiques de la température du cérium liquide.</i>	153
5.3.4 <i>Evolution du creusement de la surface libre de cérium sous la poussée de la pression de recul en fonction de la vitesse de rotation du creuset.</i>	156
5.3.5 <i>Evolution du rayon du bain de cérium avec de la vitesse de rotation du creuset.</i>	159
5.3.6 <i>Etude paramétrique sur la hauteur du bain de cérium en creuset tournant.</i>	161
5.3.7 <i>Evolutions des cartes de luminances de cérium en fonction de la vitesse de rotation du creuset.</i>	162
6. INTERPRÉTATIONS DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX.	166
6.1 CONSIDÉRATIONS GÉNÉRALES.....	166
6.2 LES EFFETS DE LA MISE EN ROTATION DU CREUSET.	167
6.2.1 <i>Couches limites d'Ekman.</i>	167
6.2.2 <i>Temps de mise en rotation du liquide.</i>	175
6.2.3 <i>Ecoulement géostrophique : Effets de la rotation sur le débit de vapeur.</i>	176
6.3 LIMITATION EN VITESSE DE ROTATION.....	179
6.3.1 <i>Influence du creusement et de la déformation de la surface.</i>	179
6.3.2 <i>Instabilités.</i>	181
6.3.3 <i>Vitesse de rotation optimale.</i>	186
6.4 OPTIMISATION DES CONFIGURATIONS EXPÉRIMENTALES.....	188
6.4.1 <i>La densité de puissance électronique incidente.</i>	188
6.4.2 <i>La puissance incidente.</i>	189

7. CONCLUSION ET PERSPECTIVES.	191
8. BIBLIOGRAPHIE	194
<u>CONCLUSION GENERALE</u>	196
ANNEXE 1 : Plans d'ensembles de l'évaporateur.	201
ANNEXE 2 : Etudes thermohydrauliques	206
ANNEXE 3 : Etudes des modes transitoires.	228
ANNEXE 4 : Etudes magnétohydrodynamiques.	229
ANNEXE 5 : Thermohydraulique en creuset tournant.	242

Nomenclature.

β	: dilatabilité thermique	(K^{-1});
ξ	: coefficient de recondensation de vapeur.	
λ	: conductivité thermique	($W/m/K$);
γ	: gradient de tension de surface	($N/m/K$);
ρ	: masse volumique	(kg/m^3);
ρ_0	: masse volumique moyenne	(kg/m^3);
σ	: tension de surface	(N/m);
μ	: viscosité dynamique	(Pa/s);
ν	: viscosité cinématique	(m^2/s);
κ	: diffusivité thermique du fluide	(m^2/s);
C_p	: capacité calorifique	($J/kg/k$);
δ_c	: épaisseur de la couche limite thermocapillaire	(m);
δP	: surpression dans la courbure	(Pa);
$\delta_{\text{rétro}}$: coefficient de rétrodiffusion de électrons	(m);
δ_t	: épaisseur de la couche limite thermique	(m);
δ_v	: épaisseur de la couche limite visqueuse	(m);
g	: gravité	(m/s^2);
Gr	: nombre de Grashof;	
h	: profondeur de creusement	(m);
h_{creuset}	: hauteur du lingot de métal	(m);
L_{caract}	: longueur caractéristique	(m);
Ma	: nombre de Marangoni;	
m_e	: masse de l'électron	(kg);
n	: composante normale;	
Nu	: nombre de Nusselt;	
P	: pression	(Pa);
$P_{\text{incidente}}$: puissance du faisceau d'électrons	(W);
P_{sat}	: pression de vapeur saturante	(Pa);
Pr	: nombre de Prandtl;	
P_0	: pression réduite;	
q	: flux de puissance	(W/m^2);
q_e	: charge électronique	(Coulomb);
q_0 & q_1	: coefficient de flux	
r	: rayon du bain de métal	(m);
r_c	: rayon caractéristique du faisceau électronique	(m);
Ra	: nombre de Rayleigh	
R_1 & R_2	: rayons de courbure	(m);
Re	: nombre de Reynolds	
T	: température	(K);
u_t	: vitesse tangentielle en surface	(m/s);
U_t	: ordre de grandeur de la vitesse tangentielle en surface	(m/s);
V_e	: vitesse des électrons	(m/s);
X_0	: rayon réduit.	

**CHAPITRE I :
INTRODUCTION GENERALE.**

1. Contexte de l'étude.

Le chauffage par faisceau d'électrons est une technique utilisée dans de nombreux procédés : la soudure, la croissance cristalline, l'évaporation sous vide, la fusion, la purification de métaux... Dans ces contextes, la compréhension des conditions optimales de fonctionnement est un des points importants de l'optimisation économique de ces procédés et conditionne l'émergence de nouvelles applications..

Nous allons principalement nous intéresser à l'évaporation intense de métaux purs par bombardement électronique. Il s'agit d'obtenir une température aussi élevée que possible localement, en évitant toutes instabilités et projections de métal en fusion, pour optimiser le rendement d'évaporation (ratio entre l'énergie déposée et l'énergie d'évaporation des atomes produits).

Cette recherche du gain sur le rendement d'évaporation, nous oblige préalablement à répondre à deux questions :

- Que devient l'énergie électronique issue du canon à électrons ?
- Parmi les puits d'énergies identifiés, lequel ou lesquels peuvent être substantiellement réduits ? Et par quel moyen ?

2. Technologies employées.

2.1 Le bombardement électronique.

D'une manière générale, l'évaporation sous vide, de métaux par bombardement électronique est très développée sur le plan industriel (Schiller et al.[1]), car il est possible d'obtenir des densités de puissance très élevées (donc un chauffage local) et de contenir le métal à évaporer dans un creuset froid, évitant ainsi toute pollution et contamination.

Les électrons sont émis par effet thermoélectrique à partir du filament chaud du canon et accélérés par un champ électrique présent entre les différents composants de la tête du canon à électrons (filament, wehnelt, anode). Ils transmettent leur énergie à la cible, par collision successives avec ses atomes. Cette énergie est d'origine cinétique (proportionnelle à la tension appliquée au canon à électrons). Ce type d'interaction s'accompagne de phénomènes spécifiques :

- Il se produit une réflexion diffuse des électrons au niveau de la surface, car à chaque collision avec les atomes du métal, les électrons changent de direction et une partie se trouve rétrodiffusée hors de la cible. Le taux de réflexion est lié au numéro atomique du corps à chauffer et à l'angle d'incidence du faisceau électronique (d'après Schiller et al., ce taux est estimé à 35% pour du cérium et à 24% pour du fer).

- Production de rayonnement 'X' : le métal est ionisé au niveau des couches internes de sa structure électronique, qui se réorganise en émettant des photons 'X'. L'ordre de grandeur de ces pertes d'énergie s'élève typiquement à 1 % (Schiller et al.).
- Sous l'effet de la température, il se crée une émission d'électrons thermiques. Cette dissipation d'énergie est estimée à 0,1 % de la puissance incidente.

Le libre parcours moyen des électrons dépend aussi étroitement de la densité de vapeur. En régime effusif, il est suffisamment élevé pour que le nombre de collision soit négligeable. Mais en régime de forte densité, le libre parcours moyen est beaucoup plus petit (le nombre de collision électrons - vapeur de métal augmente).

Plusieurs types de canon à électrons sont considérés pour les installations de recherche, avec des sources électroniques ponctuelles ou linéaires (les puissances pouvant atteindre quelques centaines de kW dans les deux cas).

L'évaporation s'effectue dans le vide (en moyenne entre 10^{-3} et 10^{-6} hPa), le métal est contenu dans un creuset en cuivre, refroidi par eau. Le métal en contact direct avec le cuivre est toujours solide : il y a très peu de dissolution de corps étrangers dans un fonctionnement en autocreuset.

Le bain de métal est le siège de mouvement qui tendent à advecter la chaleur vers les parois du creuset. La vapeur subit une détente libre, quasi-adiabatique dans le vide (figure 1). L'écoulement de la vapeur transite par plusieurs régimes : écoulement continu près de la source, transition puis régime moléculaire loin de la source (écoulement hypersonique) (Stern & Paisner [2]).

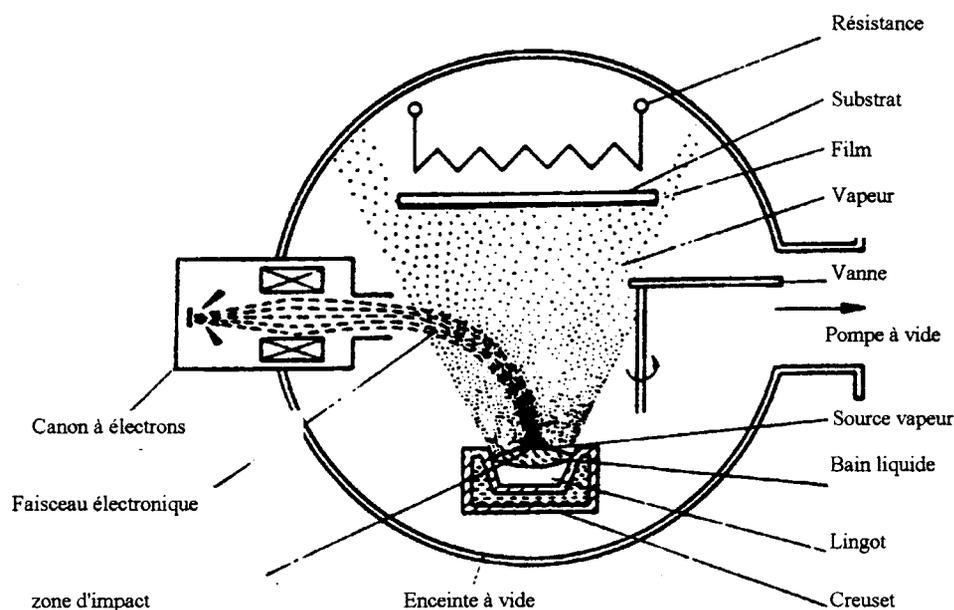


Figure 1 : Technique d'évaporation par bombardement électronique (d'après Schiller et al.).

2.2 Technique d'évaporation.

Lors de l'évaporation par bombardement électronique, le bain de métal chauffé tend vers l'équilibre avec sa vapeur (dont la pression est donnée par la pression de vapeur saturante).

Dans la configuration étudiée, le dispositif de refroidissement est tel que le métal fondu occupe tout le creuset, sauf une couche solide sur les parois du creuset, d'épaisseur variable selon les paramètres de tirs (cf. figure 2). La forte densité d'énergie en surface produit un brassage convectif dans le bain liquide (dont la forme et le volume évolue au cours du temps), à l'origine de la diminution non négligeable du rendement d'évaporation.

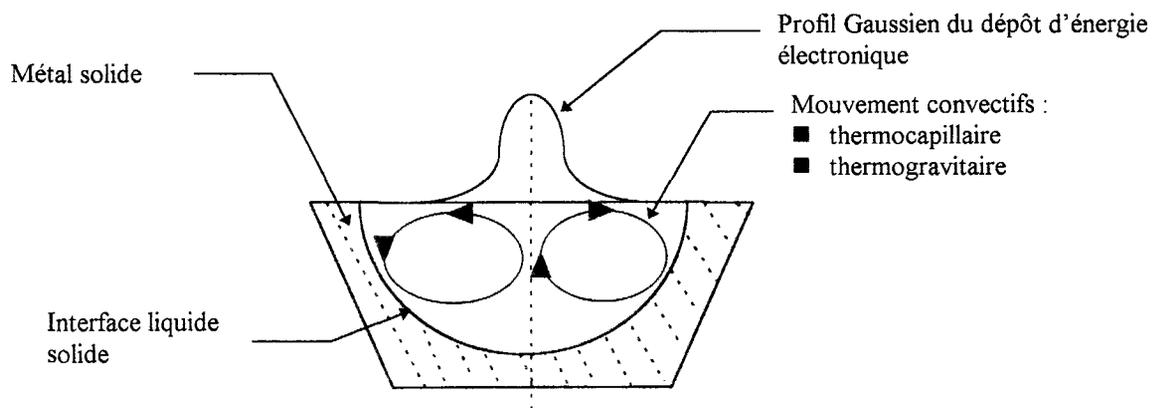


Figure 2 : Schéma des phénomènes physiques régissant l'évaporation par bombardement électronique.

Les phénomènes physiques régissant l'évaporation par bombardement électroniques des métaux contenus dans des creusets froids, sont décrits dans la littérature (Blumenfeld et Soubbaramayer [3], McClelland et al. [4], Schiller et al. [1]).

Cependant, la description de la dynamique du bain fondu reste complexe, incluant les problèmes de transfert de masse et de chaleur. Le processus de transfert d'énergie inclut la convection, la conduction, le rayonnement, avec deux phases en présence et deux surfaces libres (interface solide-solide et liquide-vapeur).

Le faisceau électronique issu du canon voit en premier lieu, une partie de son énergie être rétrodiffusée à l'impact sur le lingot de métal. Le reste de l'énergie est absorbé par la cible, chauffe et fait fondre le métal, formant une poche liquide dans le lingot sous et autour de l'impact électronique. Un mouvement convectif s'établit dans le bain, l'évaporation se faisant par la surface libre.

Le bilan d'énergie réalisé sur notre dispositif expérimental pour une puissance électronique incidente de 5 kW sur un lingot de cérium de masse initiale 400 grammes, est le suivant :

Puissance évacuée	%
Evaporation	1
Convection + conduction	62
Radiation	1 à 2
rétrodiffusion	35

Tableau 1 : Bilan de puissance.

Ces résultats expérimentaux sont en parfait accord avec les résultats numériques obtenus par M^{me}. Blumenfeld et al.. Les auteurs calculent que les pertes par convection sont de 52% et les pertes par conduction de 10% (dans le cas d'un creuset en cuivre refroidi par eau, les pertes par conduction sont très importantes).

Ces chiffres sont révélateurs de l'importance des pertes d'énergie dues à la convection. Les effets convectifs augmentent considérablement les transferts de chaleur, par advection d'énergie associée aux mouvements de fluide. Le problème de l'évaluation précise du transfert de chaleur devient complexe par rapport à un cas simple de résolution d'un champ de température dans un solide.

3. Axes des travaux de thèse.

3.1 Phénomènes physiques rencontrés.

3.1.1 Configurations statiques : impact électronique ponctuel en creuset fixe.

Dans la suite de l'étude, on s'intéressera principalement au comportement du métal liquide pur, fondu par le faisceau électronique ponctuel ou suivant différents modes de balayage de surface.

Pour les faibles densités de puissance électronique (très faible débit de vapeur), l'interface liquide vapeur est pratiquement plane ; les mouvements du liquide sont alors principalement engendrés par :

- Convection thermocapillaire.
- Convection thermogravitaire.

La convection thermocapillaire (également appelée convection de Marangoni), met en mouvement la surface d'une couche de fluide soumise à un gradient de température parallèle à la surface libre du métal. Les forces responsables de ce mouvement convectif sont d'origine microscopique. Elles sont dues à la dépendance en température de la tension de surface du métal. Lorsqu'on génère un gradient de température en surface du métal liquide, on induit une contrainte sur celle-ci, qui s'exerce selon la tangente à la surface dans le sens des températures décroissantes (le coefficient de tension de surface étant négatif dans nos configurations).

Dans le champ de gravité, un tel gradient horizontal de température induit également des forces d'Archimède (convection thermogravitaire : liée à la dépendance en température de la masse volumique du fluide), qui entraîne le fluide dans le même sens que les forces capillaires, dans la plupart des cas.

Comme on le verra, dans le cas de surface peu déformée, le chauffage étant effectué par le haut, l'effet thermocapillaire est prédominant par rapport aux effets thermogravitaires quant à l'intensité de la vitesse de fluide induite.

Pour des densités de puissance électronique incidente plus élevées, nécessaires pour obtenir une évaporation intense, l'interface liquide vapeur se creuse sous l'effet de la force de recul due à l'évaporation (conservation de la quantité de mouvement perpendiculaire à l'interface). Dans ce cas, nous allons montrer que plusieurs autres mécanismes peuvent entrer en jeu et modifier la thermohydraulique de la configuration.

3.1.2 Principaux travaux de recherche sur la thermohydraulique des bains soumis à un bombardement électronique.

Il existe un grand nombre d'études théoriques et numériques consacrées aux mouvements de convection dans un bain fondu métallique (faible nombre de Prandtl) soumis à des contraintes de surface de type thermocapillaire et à des forces de volumes, avec ou sans déformation de la surface libre émettrice de la vapeur.

Deux études analytiques ont retenu notre attention. La première est une approche analytique de type couche limite de Fujii et al.[5] concernant la convection naturelle dans une cavité bidimensionnelle chauffée par le haut. Cette étude donne des indications sur l'épaisseur de couche limite et l'intensité du transfert thermique vers le fond de la cavité.

Chan et al. [6] en 1988, ont étudié la convection thermocapillaire d'une couche liquide indéformable, soumise à un chauffage localisé en surface (répartition de flux incident sous forme d'une Gaussienne, approchée par une parabole au centre). Ces travaux d'analyse asymptotique, donnent l'ordre de grandeur des couches limites thermiques et dynamiques et relient ces quantités à la puissance de chauffage.

Les résultats de Chan et al. sont retrouvés numériquement par Pumar et Blumenfeld [7], qui utilisent des bilans énergétiques globaux. Moyennant certaines hypothèses sur les caractéristiques des couches limites, leur méthode possède l'avantage de pouvoir s'étendre au cas turbulent.

Les résultats numériques concernant la convection thermocapillaire induite par un gradient de température parallèle à l'interface, lorsque l'interface n'est pas ou peu déformable, sont légers.

Zebib et al. [8] ont été les premiers à s'intéresser aux profils de température et de vitesse en surface, montrant dans des simulations numériques une organisation non triviale, en fonction du nombre de Prandtl.

Des calculs effectués par Choo & al. [9] dans le cas de soudage par arc (la surface est supposée plane), montrent des différences extrêmement importantes pour la forme du bain fondu (profil de l'interface liquide-solide) suivant que le calcul soit réalisé avec un modèle laminaire ou turbulent. Dans le cas du modèle turbulent, la température du bain est plus uniforme et la température de surface plus faible. La différence la plus marquante porte sur la profondeur du bain fondu, qui semble être très exagérée dans le cas laminaire par rapport aux résultats expérimentaux.

Une approche numérique par Oreper & al. [10], prenant en compte le comportement transitoire d'un bain métallique soumis à un chauffage intense par le haut (arc de soudage). Ce modèle inclut les effets thermogravitaire et thermocapillaire. Cette étude illustre en particulier une notable différenciation de l'écoulement et de la forme du front liquide-solide suivant le signe du nombre de Marangoni.

On peut aussi signaler les résultats obtenus par Avare [11], dans une configuration axisymétrique, pour un chauffage engendré par un effet mixte (thermocapillaire et thermogravitaire) dans une cavité à bord fixe (sans changement de phase). Les résultats montrent une prépondérance de l'effet thermocapillaire.

McClelland [12] montre numériquement l'existence du comportement fortement instationnaire, d'un système où la convection naturelle domine (calcul en surface libre, faiblement déformable). Ces résultats sont en parfait accord avec Roux [13]. Des résultats complémentaires montrent clairement que l'effet Marangoni stabilise les régimes oscillatoires induits par l'effet thermogravitaire.

Il est important de citer deux études expérimentales sur les convections thermocapillaire et thermogravitaire, effectuées pour des configurations très proches de la notre.

La première est réalisée par M. Tosello [14]. Ce travail mené de front avec les simulations numériques de Ben Hadid & al. [15] a permis de mettre en évidence un régime de couche limite de vitesse intense.

La deuxième est une étude de M. Favre [16], sur la convection thermocapillaire et thermogravitaire d'un fluide (huile ou mercure), contenu dans une cavité cylindrique, chauffé localement au centre de leur surface libre. L'auteur rappelle le rôle fondamental du confinement géométrique (ratio largeur sur hauteur) sur l'organisation spatiale de l'écoulement et établit des formulations pour décrire les transferts de chaleur en fonction des nombres adimensionnels caractérisant sa configuration expérimentale.

Dans le cas d'une surface soumise à une forte déformation, on peut citer les études numériques de Thompson & al. [17], dans le cas d'un chauffage par arc, en prenant en compte le creusement de l'interface liquide-gaz et le calcul de l'interface liquide solide déformable. Les calculs sont réalisés dans une configuration bidimensionnelle. Ils montrent que le creusement de l'interface liquide-gaz crée un creusement similaire de l'interface liquide-solide, ce qui correspond à un changement en bloc du champ des isothermes. Ce comportement devrait renforcer la contribution des effets thermogravitaires, en renforçant le gradient de température horizontal.

Ces résultats rejoignent ceux de M. Guilbaud [18]. L'auteur met en évidence l'influence de la déformation de la surface libre sur la thermohydraulique du bain et sur la diminution du rendement d'évaporation.

3.2 Travaux de thèse.

Les travaux réalisés seront principalement axés sur l'étude du comportement thermohydraulique d'un bain de cérium liquide soumis à un bombardement électronique dans différentes configurations, pouvant conduire à une évaporation intense.

Lors de l'évaporation des métaux par bombardement électronique en creuset froid, les principaux termes de perte d'énergie sont :

- La rétrodiffusion des électrons (évaluée à 35 % en cérium).
- La convection (thermogravitaire et thermocapillaire), qui représente plus de 50% des pertes d'énergie.
- La déformation de la surface libre sous la poussée de la pression de la vapeur émise. Ce creusement modifie l'écoulement convectif conduit par le gradient de température en surface, en renforçant la convection naturelle.
- L'augmentation de la part de débit de vapeur recondensé sur les parois du creusement.
- Au delà d'un certain ratio profondeur-largeur le creusement la surface d'évaporation devient instable (oscillations, projections de métal en fusion).
- Le cisaillement engendré par la vapeur émise tangentielllement aux bords du creusement.
- La conduction : dans le cas d'un creuset en cuivre refroidi par eau, les pertes par conduction sont de l'ordre de 10%.

Le cumul de ces phénomènes entraîne une saturation du débit de vapeur au delà d'une certaine densité de puissance (obtenue en adaptant la focalisation du faisceau électronique sur le lingot de métal) pour un impact du faisceau ponctuel.

Dans un premier temps, nous allons nous efforcer de caractériser expérimentalement la configuration statique (impact ponctuel du faisceau électronique en creuset fixe).

C'est-à-dire établir une corrélation entre les mesures (précises et fiables) de la densité de puissance électronique incidente, les mesures de débit de vapeur, les cartes de température de la surface du métal liquide et les mesures de la profondeur de creusement de la surface libre sous la poussée de la pression de vapeur.

A notre connaissance, ces travaux n'ont jamais été réalisés en évaporation par bombardement électronique, de manière aussi complète.

Le principal objectif de ce travail sera de connaître avec précision les raisons de la saturation en débit de vapeur. En particulier la saturation est-elle due à l'augmentation de la convection gravitaire, à une augmentation de la part du débit de vapeur recondensé sur les parois du creux, aux instabilités de surface lors des forts creusements (oscillations, et projections de liquide) ou à la combinaison des ces phénomènes.

A la vue de ces résultats trois autres thèmes d'études sont abordés, avec comme objectif principal d'agir sur la thermohydraulique de la configuration expérimentale, pour augmenter le rendement d'évaporation :

1. Réduire le creusement de la surface libre du métal, par un balayage du faisceau électronique. Les résultats souhaités sont d'obtenir des températures élevées sans déformation de la surface liquide.
- Agir sur la convection. Une idée simple consiste à faire intervenir d'autres forces susceptibles de freiner ou de changer la morphologie des mouvements convectifs. Deux moyens d'actions connus et parfaitement décrits dans la littérature (Chandrasekhar [19]), peuvent agir sur la convection thermocapillaire et la convection thermogravitaire :
 2. L'application d'un champ magnétique extérieur pour atténuer les vitesses convectives du liquide, par la création d'un champ de force de freinage.
 3. La mise en rotation du creuset pour augmenter le débit d'évaporation : on se propose d'utiliser les forces centrifuges et de Coriolis (changement de la morphologie de la convection).

4. Plan de la thèse.

La thèse est divisée en quatre parties :

■ Chapitre 2 : Etude thermohydraulique pour un impact électronique ponctuel en creuset fixe.

Ce chapitre est le cœur de l'étude, car on y décrit les limitations thermohydrauliques des configurations statiques, qui servent de bases aux travaux réalisés dans les chapitres suivants.

Pour un impact du faisceau électronique axisymétrique sur un lingot de cérium (ou de fer), la relation entre le débit de vapeur et la densité de puissance, pour une puissance donnée, n'est pas linéaire. On mesure une saturation du débit, qui s'accompagne d'une augmentation de la profondeur de creusement de la surface libre du métal sous la poussée de la pression de recul de la vapeur émise.

Les diagnostics permettent le suivi simultané, avec l'augmentation de la densité de puissance, du débit, du profil de creusement et de la carte de température de la surface liquide.

Pour confirmer ces données expérimentales, les mesures du creusement seront comparées à la résolution numérique de l'équation de Laplace-Young, adaptée pour rendre compte de la déformation de la surface sous l'effet de son évaporation.

La dernière partie du 'chapitre 2' est consacrée à la compréhension de la stabilité du creusement et au seuil de projection de liquide. L'étude de l'origine des instabilités permet d'optimiser les paramètres de fonctionnement pour obtenir le meilleur rendement d'évaporation.

■ **Chapitre 3 : Etude des modes transitoires : balayage du faisceau électronique.**

Un moyen connu pour améliorer le rendement d'évaporation consiste à augmenter la densité de puissance surfacique du faisceau. Toute chose restant égale par ailleurs, en régime continu, on trouve vite la limite de cette démarche par l'augmentation du creusement de la surface libre sous la poussée de la pression de vapeur émise puis l'apparition d'instabilités limitatives (oscillations de surface, projections...).

L'étude consiste à se placer en régime transitoire et à déterminer les caractéristiques optimales de celui-ci. Le mode transitoire est obtenu par le balayage du faisceau d'électron sur la surface. Trois modes de balayage sont testés : linéaire, circulaire et bidirectionnel sur la surface du lingot de métal.

■ **Chapitre 4 : Etudes de magnétohydrodynamique sur l'application d'un champ magnétique vertical en creuset fixe.**

Ce chapitre est consacré aux études du comportement thermohydraulique d'un bain de cérium liquide soumis à l'influence d'un champ magnétique vertical.

Les principaux termes de perte d'énergie dans le bain de cérium liquide sont de type convectifs (thermogravitaire et thermocapillaire). L'application d'un champ magnétique extérieur peut atténuer les vitesses convectives du liquide, par la création d'un champ de force de freinage (force de Laplace).

Le cadre théorique nécessaire à l'étude de ces phénomènes est la magnétohydrodynamique. L'écoulement des métaux en présence du champ magnétique s'écarte des lois de la mécanique des fluides, car la force de Laplace s'ajoute aux autres et peut devenir prépondérante, le champ extérieur devenant alors un paramètre essentiel de l'écoulement.

Cette technique est déjà employée par exemple dans les bains de croissance cristalline de matériaux semi-conducteurs.

D'une manière générale il est prévu de confronter les lois de la magnétohydrodynamique au système étudié en vue d'optimiser son fonctionnement.

■ Chapitre 5 : Etude thermohydraulique en creuset tournant.

Le débit d'évaporation par bombardement électronique d'un métal contenu dans un creuset froid est limité par les mouvements de convection turbulente qui apparaissent dans les bains liquides. Ces mouvements sont dus d'une part à la force gravitaire (convection gravitaire) et d'autre part au gradient de tension superficielle qui apparaît à la surface du bain (convection de Marangoni). Pour un métal dont la tension superficielle décroît avec la température, ces deux convections s'ajoutent.

Pour augmenter le débit d'évaporation, une idée simple consiste à faire intervenir d'autres forces susceptibles de freiner ou de changer la morphologie des mouvements convectifs.

Pour y parvenir, on se propose d'utiliser les forces centrifuges et de Coriolis (changement de la morphologie de la convection) par la mise en rotation du creuset.

Cette solution est neutre vis-à-vis du faisceau d'électrons. Elle s'avère d'une mise en œuvre technologique simple et conduit à des résultats très positifs au niveau de l'augmentation du rendement d'évaporation.

L'objectif de ce chapitre est de mettre en évidence les effets des forces de Coriolis et centrifuge sur la thermohydraulique du métal liquide, ainsi que d'étudier la phénoménologie de l'évaporation en creuset tournant (c'est à dire, les conditions expérimentales propices à l'obtention d'un gain d'évaporation élevé par la mise en rotation du creuset).

5. BIBLIOGRAPHIE.

- 1 Schiller, Heisig & Panzer : Electron Beam Technology. VEB Verlag Technik, Berlin, 1982. Publ. By John Wiley & Sons Inc.
- 2 Stern & Paisner : Atomic vapour laser isotope separation. LLNL UCRL-93584. 1985.
- 3 Blumenfeld et Soubbaramayer : Combined effect of buoyancy and interfacial phenomena on the heat transfert coefficient at the melt surface of an EB evaporator. 10th Int. Heat Transfer Conf., Edité par Hewwitt, p-13. 1994.
- 4 McClelland, Westerberg & Finlayson : The interaction of flow, heat transfer & free surfaces in an electron beam vaporization system for metals. Annual AIChE Meeting. San Francisco, California, Nov. 1994.
- 5 Fujii, Honda & Morioka : A theoretical study of natural convection heat transfer from downward-facing horizontal surfaces with uniform heat flux. Int. J. Heat & Mass transfer, Vol. 16, pp 611-627. 1973.
- 6 Chan, Chen & Mazumder : Asymptotic solution for thermocapillary flow at high and low Prandtl numbers due to concentrated surface heating. Transactions of the ASME 110, p-140. 1988.
- 7 Pumir & Blumenfeld : Heat transport in a liquid layer locally heated on its free surface. Phys. Rev. E. 1996.
- 8 Zebib, Homsy & Meiburg : High Marangoni number convection in a square cavity. Phys. Fluids. Vol. 28, p 3467. 1985.
- 9 Choo & Szekely : The possible rôle of Turbulence in GTA Weld pool behavior. Welding journal. Vol. 73, 2, pp 25-31. 1994.
- 10 Oreper & Szekely : Heat and fluid-flow phenomena in weld pools. J. Fluid Mech., Vol. 147, pp 53-79. 1984.
- 11 Avare : Etude et modélisation de l'effet thermocapillaire, application à la refusion des métaux réfractaires. Thèse INPG, Grenoble. 1994.
- 12 McClelland : Time dependent liquid metal flows with free convection and a deformable free surface. Int. J. Num. Methods in Fluid, Vol. 20, pp 603-620. 1995.
- 13 Roux : Numerical Simulation of oscillary convection in low Prandtl fluids. Notes on Numerical Fluids Mechanics. Vol. 27, Vieweg Ed.
- 14 Tosello : Etude des phénomènes de convection capillaire lors de la solidification dirigée de couches planes d'alliages étain-bismuth. Thèse de l'Inst. Nat. Polytechnique de Grenoble. 1993.
- 15 Ben Hadid & Roux : Buoyant and thermocapillary driven flows in differentially heated cavities for low Prandtl number fluids. J. Fluid Mech., Vol. 235, p 1. 1992.
- 16 Favre : Convection thermocapillaire et thermogravitaire dans un fluide chauffé localement sur sa surface libre. Thèse de l'Inst. Nat. Polytechnique de Grenoble. 1997.
- 17 Thompson & Szekely : The transient behaviour of weldpool with deformed free surface. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 32, pp 1007-1019. 1989.
- 18 Guilbaud : Effect of melt surface depression on the vaporization rate of a metal heated by an electron beam. Proc. of the Conf. on EB Melting & Refining. State of the Art 1995. Ed Bakish, Nj. 1995.
- 19 Chandrasekhar : Hydrodynamic and hydromagnetic stability. 1961. Oxford Univ. Press. Dover Publ., Inc., New York.

**CHAPITRE II .
ETUDES THERMOHYDRAULIQUES D'UN BAIN DE CERIUM SOUMIS
A UN IMPACT ELECTRONIQUE PONCTUEL, EN CREUSET FIXE.**

1. Introduction.

Ce chapitre est le cœur de l'étude, car on y décrit les limitations thermohydrauliques des configurations statiques, qui servent de bases aux travaux réalisés dans les chapitres suivants.

Les travaux réalisés seront principalement axés sur les études expérimentales du comportement thermohydraulique du cérium liquide lors de son évaporation intense par bombardement électronique. Il s'agit d'obtenir une température de surface aussi élevée que possible localement (le débit de vapeur émis étant une fonction bien connue de la température de la source : formulation de Langmuir [1] (cf. annexe 2, §1.3)), en évitant toutes instabilités et projections de cérium en fusion, pour optimiser le rendement d'évaporation (ratio entre l'énergie déposée et l'énergie d'évaporation des atomes produits).

Lors de l'évaporation des métaux par bombardement électronique ponctuel en creuset froid, les principaux termes de perte d'énergie sont (cf. chapitre 1) :

- La rétrodiffusion des électrons : il se produit une réflexion diffuse des électrons au niveau de la surface, car à chaque interaction avec les atomes du métal, les électrons changent de direction et une partie se trouve rétrodiffusée hors de la cible. Le taux de réflexion est lié au numéro atomique du corps à chauffer et à l'angle d'incidence du faisceau électronique (d'après Schiller et al.[2], ce taux est estimé à 35% pour le cérium).
- Le rayonnement en surface du métal liquide : représente moins de 1% de l'énergie thermique incidente.
- La conduction : dans le cas d'un creuset en cuivre refroidi par eau, les pertes par conduction sont de l'ordre de 10%.
- Le mouvement convectif de l'écoulement est induit par deux forces motrices : la thermogravitation et la thermocapillarité (ou Marangoni thermique). Les pertes d'énergie par convection représentent plus de 50% de l'énergie thermique incidente (Soubbaramayer et al. [3]) :
 - ◆ La convection gravitaire ou naturelle, est liée à la dépendance en température de la masse volumique du fluide. Dans la configuration présentée, lorsque la surface libre du liquide est peu déformée, le chauffage s'effectuant par le haut, la convection gravitaire est peu influente.
 - ◆ Un second terme générateur de mouvement est la convection thermocapillaire ou Marangoni. Elle est due à la dépendance en température de la tension de surface du métal. Lorsqu'on génère un gradient de température en surface du métal liquide, on induit une contrainte sur celle-ci, qui s'exerce selon la tangente à la surface dans le sens des températures décroissantes.

- La déformation de la surface libre sous la poussée de la pression de la vapeur émise. Ce creusement modifie l'écoulement convectif induit par le gradient de température en surface, en renforçant la convection naturelle. Lorsque le creusement est important, la géométrie de la surface produit localement une situation analogue à celle du chauffage par le bas. En fond de creusement sous l'impact électronique le métal liquide est plus chaud, donc plus léger.

Cette situation met en mouvement le fluide, par :

- L'augmentation de la part du débit de vapeur recondensé sur les parois du creusement.
- Le cisaillement engendré par la vapeur émise tangentiellement aux bords du creusement.
- Au delà d'un certain ratio profondeur - largeur, le creusement de la surface d'évaporation devient instable (oscillations, projections de métal en fusion).

Le cumul de ces phénomènes entraîne une saturation du débit de vapeur au delà d'une certaine densité de puissance (obtenue en adaptant la focalisation du faisceau électronique sur le lingot de métal) pour un impact du faisceau ponctuel (configuration axisymétrique).

Dans un premier temps, nous allons nous efforcer à caractériser expérimentalement la configuration statique (impact ponctuel du faisceau électronique en creuset fixe).

C'est-à-dire établir une corrélation entre les mesures (précises et fiables) de la densité de puissance électronique incidente, les mesures de débit de vapeur, les cartes de température de la surface du métal liquide et les mesures de la profondeur de creusement de la surface libre sous la poussée de la pression de vapeur.

Le principal objectif de ce travail sera de connaître avec précision les raisons de la saturation en débit de vapeur. En particulier la saturation est-elle due à l'augmentation de la convection gravitaire, à une augmentation de la part du débit de vapeur recondensé sur les parois du creux, aux instabilités de surface lors des forts creusements (oscillations et projections de liquide) et/ou à la combinaison de ces phénomènes.

En effet, pour un impact du faisceau électronique axisymétrique sur un lingot de cérium (ou de fer), la relation entre le débit de vapeur et la densité de puissance, pour une puissance donnée, n'est pas linéaire. La mesure de la saturation du débit, s'accompagne d'une augmentation de la profondeur de creusement de la surface libre du métal sous la poussée de la pression de recul de vapeur émise.

Dans la première partie de ce chapitre, nous présentons les dispositifs expérimentaux mis en œuvre pour mesurer la profondeur de creusement et déterminer la carte de température en surface du métal liquide.

Les diagnostics permettent le suivi de l'évolution du creux et de mesurer les dimensions de la poche liquide en surface avec l'augmentation du débit d'évaporation, pour une configuration statique du faisceau électronique.

Pour confirmer ces acquisitions, les mesures du creusement seront comparées à la résolution numérique de l'équation de 'Laplace-Young', qui rend compte de la déformation de la surface sous l'effet de son évaporation.

La dernière partie du 'chapitre 2' est consacrée à la compréhension de la stabilité du creusement et au seuil de projection de liquide. L'étude de l'origine des instabilités permet d'optimiser les paramètres de fonctionnement pour obtenir le meilleur rendement d'évaporation.

2. Dispositif expérimental & diagnostics expérimentaux.

2.1 Caractéristiques techniques.

K7 est un évaporateur équipé d'un canon à électrons de soudage 'Cp3' de marque SCIAKY. Le canon est optimisé pour fonctionner à une puissance de 5 kW (soit 125 mA, sous 40 kV). Les plans d'ensemble de l'installation sont reportés en 'annexe 1'.

L'optique électronique du canon de soudure (figure 1, suivante) est composée d'une bobine de focalisation qui permet d'ajuster la densité de puissance électronique incidente et d'une bobine de déflexion qui autorise un balayage bidimensionnel de la surface du lingot de métal (amplitude et fréquence maximale sont respectivement de 70 mm et 10 kHz).

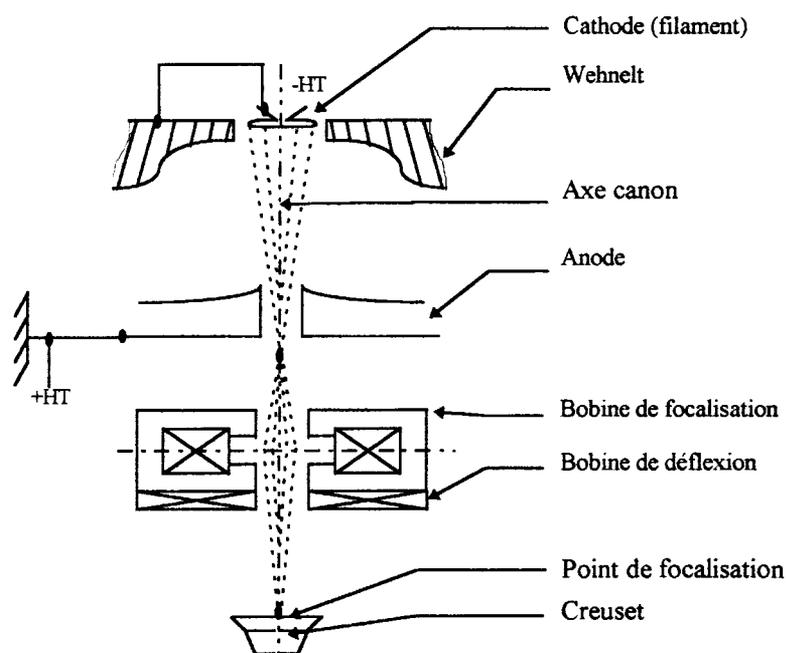


Figure 1 : Schéma descriptif de l'optique électronique

Les essais sont essentiellement effectués sur du cérium (quelques tirs seront réalisés sur des lingots de fer). La principale particularité du cérium est que sa pression de vapeur saturante au point de fusion est faible. Les propriétés physiques du cérium et du fer sont rappelées en annexe 2, aux paragraphes 1 et 2.

Les morceaux de cérium (pureté supérieure à 99,9 %), sont placés dans un creuset de forme tronconique en cuivre, intégrant des canalisations d'eau pour le refroidissement. Il fonctionne en autocreuset, c'est à dire que le cérium en fusion reste contenu dans la masse de cérium solide. Cela afin d'éviter les problèmes de corrosion des parois du creuset par le métal liquide.

Le creuset est recouvert d'une enceinte de confinement de la vapeur (en acier inox réfractaire), limitant les dépôts sur les parois de l'enceinte à vide. L'enceinte à vide a une capacité de 100 litres. Elle est fermée par un couvercle sur lequel est installé le canon à électrons et deux balances à quartz de marque 'Leybold Inficon', pour la mesure du débit d'évaporation. A l'intérieur de l'enceinte, il règne un vide secondaire compris entre $5 \cdot 10^{-5}$ et 10^{-6} mbar, obtenu par l'emploi successif d'une pompe rotative à palettes pour un vide primaire (0,01 mbar) et d'une pompe turbomoléculaire.

Pour étudier l'évolution des débits d'évaporation avec l'augmentation de la puissance incidente sur une gamme plus étendue, nous avons couplé l'alimentation H.T. du canon à électrons, avec une seconde alimentation H.T. de marque ETAT délivrant 125 mA sous 40 kV (fonctionnant en limitation de courant). Cette modification a été longue à mettre en œuvre, puisqu'elle a nécessité l'ouverture de l'alimentation en place, pour pouvoir y raccorder le câble de puissance, les câbles de contrôle et les protections sur le circuit électrique (ponts de diodes).

Cependant, bien que la puissance électronique incidente soit doublée (puissance maximale incidente finale de 10 kW), elle s'obtient au détriment de la qualité de l'impact électronique. On mesure par l'intermédiaire de notre dispositif d'analyse d'image du rayonnement 'X' (cf. annexe 2, paragraphe 4), une dégradation du filament plus importante et plus rapide, de part une température de fonctionnement de la cathode plus élevée pour augmenter son émittance.

2.2 Instrumentation.

Trois brides latérales, équipées de hublots (verres traités au plomb) permettent l'observation du creuset. Deux de ces hublots sont montés à l'extrémité de cannes de visée :

- La première canne d'une longueur de 1100 mm et de diamètre 32 mm est inclinée de 47° par rapport à la verticale. Elle sert d'orifice de visée à une caméra V.H.S. en vue de l'observation du bain de métal.
- La seconde canne de longueur 1310 mm et de diamètre minimal 80 mm est inclinée de 31° par rapport à la verticale (annexe : 1, figure A1-1). Elle sert d'orifice de visée à une caméra C.C.D. rapide, haute dynamique, refroidie par un Peltier, pour la thermographie de la surface du bain de métal. Le détail complet du dispositif d'analyse thermographique est reporté en annexe 2, paragraphe 3.

Pour éviter leur métallisation pendant plusieurs heures de tir continu (dépôt de vapeur), les hublots sont protégés par une circulation d'Argon.

Outre ces dispositifs, l'évaporateur dispose de plusieurs autres instruments de mesure :

- Une caméra disposant d'un capteur C.C.D. (Sony : VHR2000) destinée au diagnostic du rayonnement 'X' : pour visualiser le dépôt d'énergie du faisceau électronique et analyser le creusement de la surface de métal liquide. Le processus d'analyse 'X' est décrit en 'annexe 2, paragraphe 4'.
- Des thermocouples placés sur le creuset, sur l'enceinte de confinement et sur le circuit d'eau de refroidissement.

- Deux balances à quartz (de marque Leybold Inficon) placées sur le couvercle de l'enceinte à vide, permettent la mesure du débit d'évaporation sous des angles solides différents. Les capteurs utilisés sont des quartz, dont la fréquence de vibration à la résonance varie avec la masse du film déposé sur leur surface. La valeur de débit est une valeur absolue, représentant une fraction du débit total, la surface active des capteurs des balances étant très faible par rapport à la surface interne de l'enceinte. Les prises de mesure sont effectuées à des distances du bain de 680 mm avec un angle de 27° par rapport à la verticale et de 700 mm avec un angle de 14° .
- Des sondes de pression, des débitmètres (sur le circuit d'eau). Nombre de ces capteurs sont raccordés à un enregistreur multi-voies de type 'Chessell 4001'.

2.3 Exploitation des résultats expérimentaux.

L'objet des travaux menés l'évaporateur K7 est de caractériser les configurations favorables à l'obtention d'un rendement d'évaporation élevé. Les paramètres de tir à acquérir sont :

- La masse du lingot et son rapport d'aspect : hauteur/largeur.
- Le diamètre de la poche liquide en surface.
- La hauteur maximale et le profil de creusement sous la poussée de pression de la vapeur émise.
- La carte de température en surface.
- Le diamètre de l'impact du faisceau d'électrons, et la carte de densité de puissance.
- Les flux de vapeur métallique sous deux angles solides différents.
- La forme du lobe de vapeur par un dispositif de pastilles sur les couvercles.
- La température du creuset et le bilan thermique des circuits de refroidissement.

Pour toutes les configurations de tir (densité de puissance, masse du lingot, impact statique ou transitoire) dans un souci de reproductibilité de nos résultats, les acquisitions ne sont lancées que lorsqu'on obtient une stabilisation du débit d'évaporation.

En moyenne, un tir nécessite 10 heures de fonctionnement effectif de l'installation et représente au total une semaine de manipulation.

De plus quelle que soit la puissance incidente du faisceau d'électrons dans des configurations de tir axisymétrique en creuset statique, les mouvements de convection gravito-capillaire au sein du bain liquide font apparaître des phénomènes instationnaires dus au déplacement des zones de remontée du liquide froid. On observe de fait, des fluctuations spatio-temporelles de la poche de métal liquide. Pour s'assurer que les images 'X' et thermiques acquises soient représentatives de l'écoulement étudié, il nous faut réaliser plusieurs images dans une seule et même configuration.

3. Thermohydraulique du cérium liquide soumis à un bombardement électronique.

3.1 Introduction.

Dans ce paragraphe, nous rappelons une série de concepts fondamentaux essentiels à la compréhension des mécanismes de la convection thermique et du creusement de l'interface liquide sous la poussée de recul de la vapeur émise. Dans le cadre de la convection, nous nous intéressons plus précisément à la convection thermiques des métaux liquides purs, supposés incompressibles, mis en convection par un gradient de température.

Pour étudier la phénoménologie de l'écoulement on est amené à définir des paramètres qui caractérisent au mieux la configuration expérimentale. Une méthode très utilisée en mécanique des fluides consiste à déterminer les nombres adimensionnels qui comparent l'importance relative de chaque phénomène physique régissant l'écoulement du métal liquide.

- Le nombre de Reynolds.

Dans un écoulement quelconque de fluide, deux mécanismes de transport de quantité de mouvement sont simultanément actifs :

- La convection. Le flux de la quantité de mouvement associé à la convection est de l'ordre de ' ρu^2 ' où ' ρ ' est la densité du fluide et ' u ' la vitesse caractéristique de l'écoulement.
- La diffusion. Le flux transverse de quantité de mouvement associé à la viscosité, noté dans un repère cartésien ' $\mu \frac{\partial u_x}{\partial y}$ ', est en général de l'ordre de ' $\mu \frac{u}{L}$ ', avec ' L ' la largeur caractéristique de l'écoulement.

Le rapport entre le transport de quantité de mouvement par convection et par diffusion, définit le nombre de **Reynolds**. On note :

$$\text{Re} = \frac{\rho u^2}{\mu \frac{u}{L}} = \frac{\rho u L}{\mu}$$

Il est également utile de considérer le nombre de Reynolds comme le rapport entre les temps caractéristiques de transport de la quantité de mouvement par diffusion et convection sur la distance ' L '. C'est le mécanisme de transport le plus rapide qui sera dominant et qui imposera l'organisation du champ de vitesse.

Dans un écoulement à faible nombre de Reynolds, les forces visqueuses et le transport diffusif associé sont dominants. Le profil d'écoulement résulte d'un équilibre entre les forces de frottement visqueux et les gradients de pression ou les forces de volume imposées extérieurement. Conformément à l'expression du Reynolds, ces écoulements sont observés aux basses vitesses et/ou dans des systèmes de très petite taille.

Au contraire, dans les écoulement à grand nombre de Reynolds le transport de quantité de mouvement par convection est dominant.

- Le nombre de Prandtl.

Pour évaluer l'efficacité relative du transport de chaleur et de quantité de mouvement, on est conduit à comparer les effets de la diffusion de la chaleur et de la quantité de mouvement. On définit le nombre de **Prandtl** comme le rapport entre les coefficients de viscosité cinématique ' ν ' et de diffusivité thermique ' κ ' :

$$Pr = \frac{\nu}{\kappa}$$

En d'autres termes le Prandtl représente le rapport des temps caractéristiques de diffusion ' L^2/κ ' et ' L^2/ν ' des fluctuations de température et de vitesse sur la distance ' L '.

Dans les liquides le nombre de Prandtl peut prendre des valeurs très différentes suivant les mécanismes microscopiques de conduction de la chaleur qui interviennent.

Pour les métaux liquides, c'est le transport de chaleur par les électrons de conduction qui domine, il conduit à une forte diffusivité thermique et à une faible valeur du nombre de Prandtl. Pour le cérium liquide, l'ordre de grandeur du nombre de Prandtl est :

$$Pr = \frac{\nu}{\kappa} = 10^{-2}$$

- Le nombre de Nusselt.

Pour caractériser les transferts de chaleur, on introduit le nombre de **Nusselt**, noté ' Nu '. Il est défini comme le rapport entre de flux de chaleur total évacué par le système et le flux de chaleur en l'absence de convection (régime conductif), pour des conditions aux limites identiques. On notera :

$$Nu = \frac{\phi_{total}}{\phi_{cond}}$$

Dans notre configuration expérimentale, la convection thermique advectant une partie de l'énergie transmise, on a ' $Nu > 1$ '.

3.2 Equations décrivant le système.

Afin de simplifier la description des équations gouvernant la thermohydraulique de notre configuration, nous supposons que :

- Le métal contenu dans l'autocreuset est totalement liquide.
- Le métal liquide est supposé Newtonien, incompressible et sa description obéit à l'approximation de Boussinesq. Cette approximation consiste à négliger les variations de densité dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement, sauf dans le terme moteur de force d'Archimède [$\rho = \rho_0 (1 - \beta(T - T_{fus}))$], (Haldenwang [4]).
- On considère que dans un premier temps, l'interface liquide est non déformable et que le processus d'évaporation n'affecte pas la cinétique de la surface libre.

Avec ces hypothèses, les équations de continuité, de conservation de la quantité de mouvement et d'énergie s'écrivent :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \quad (3.2.1.a)$$

$$\left[\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} \right] = \frac{-\vec{\nabla} P^1}{\rho_0} + \beta \cdot \Delta T \cdot \vec{g} + \nu \nabla^2 \vec{u} \quad (3.2.1.b)$$

$$\left[\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot (\vec{\nabla} T) \right] = \chi \nabla^2 T \quad (3.2.1.c)$$

Avec $P^1 = P + \rho_0 \cdot g \cdot z$, (Pression totale).

L'équation vectorielle de la quantité de mouvement est également appelée équation de 'Navier-Stokes'. Ces équations sont à la base des études convectives (Chandrasekhar [5]).

3.3 La convection thermique.

3.3.1 Convections thermocapillaire et thermogravitaire .

Le système que nous considérons est soumis à des gradients de température, qui modifient localement la densité du fluide, via la force d'Archimède. La variation spatiale de température induit donc un mouvement. Une source supplémentaire de convection est liée aux contraintes tangentielles sur l'interface fluide-vide, qui sont dépendantes de la température.

Le mouvement convectif de l'écoulement est donc induit par deux forces motrices : la convection thermocapillaire (ou Marangoni thermique) liée à l'énergie de surface, présente à l'interface liquide-vide et la convection thermogravitaire liée à la force d'Archimède, présente en volume.

- La convection thermocapillaire.

Il existe une dépendance en température de la tension superficielle ' σ '. Cette tension de surface est liée aux propriétés microscopiques du fluide considéré.

Pour la plupart des fluides, la dérivée de la tension de surface par rapport à la température est bien approchée par une constante, dans toute la gamme d'existence du liquide. La valeur de cette constante est notée ' γ ', elle caractérise l'effet thermocapillaire et intervient dans la condition à la limite dynamique :

$$\gamma = \frac{\partial \sigma}{\partial T} \quad (3.3.1.a)$$

Pour nos configurations (en cérium et en fer), ' γ ' est négatif : la tension de surface d'un corps pur diminue avec sa température.

Près de la température de fusion, on exprime la dépendance en température de la tension de surface, par une relation linéaire (Debroy & David [6]) :

$$\sigma(T) = \sigma(T_{\text{fusion}}) + \gamma \cdot (T - T_{\text{fusion}}) \quad (3.3.1.b)$$

La relation (3.3.1.b) traduit la diminution de l'énergie de surface liée à la diminution de la cohésion du liquide lorsque la température augmente. En général, plus le point de fusion est élevé, plus la tension de surface sera grande. Les métaux liquides purs possèdent une grande tension de surface.

Dans le cas d'un liquide composé de plusieurs corps, elle peut également dépendre de la concentration (nous nous intéresserons dans cette étude qu'à la variation avec la température).

Lorsque l'on impose un gradient de température à la surface du métal liquide, on induit une contrainte sur celle-ci qui s'exerce selon la tangente à la surface et dans le sens des températures décroissantes. C'est l'effet thermocapillaire (ou Marangoni). Celui-ci s'exprime sous la forme :

$$\vec{\tau} = \gamma \cdot \vec{\nabla} T \quad (3.3.1.c)$$

Cette traction engendre une mise en mouvement du liquide dans le sens des températures décroissantes. Pour notre configuration, ce mouvement a lieu du centre du creuset (zone de l'impact électronique pour les configurations axisymétriques) vers le bord du creuset (paroi froide).

Du fait des dimensions finies de ce dernier, le mouvement accéléré en surface par l'effet Marangoni est compensé par un mouvement inverse à l'intérieur du bain liquide (recirculation). Les frottements visqueux ont un rôle important dans le processus de mise en mouvement du fluide car ils assurent la transmission des mouvements de surface liés à l'effet Marangoni, au reste du liquide (dans la couche limite thermocapillaire, cf. paragraphe 3.3.2.2). Ces mouvements de liquide correspondent à des déformations, qui dans certaines conditions modifient le creusement de la surface libre du métal liquide.

L'action de la convection thermocapillaire est souvent prépondérante (pour une faible déformation de la surface libre) dans la mise en mouvement du fluide, par rapport à la convection thermogravitaire.

- La convection thermogravitaire.

La convection thermogravitaire est liée à la présence d'un gradient de densité. Dans notre cas, celle-ci se manifeste du fait du gradient thermique existant entre le centre du creuset (zone de l'impact du faisceau électronique : $T_{\text{maxi}} > 2800 \text{ K}$) et le bord du creuset ($T_{\text{fus}} \approx 1100 \text{ K}$). Cependant, du fait que le chauffage s'effectue par le haut, la densité du cérium liquide ne décroît pas dans le sens de la force de gravité : la situation apparaît donc beaucoup plus stable que dans le cas où le liquide serait chauffé par le bas.

Cette stabilité rend la convection thermogravitaire peu influente en ce qui concerne les mouvements de fluide dans le cas de faibles déformations de surfaces. Ceci n'est plus vrai lorsque le creusement devient important (présence de fluide plus chaud, donc plus léger au fond du creusement).

3.3.2 Les couches limites

La notion de couche limite est introduite au début du siècle par Prandtl. C'est une notion essentielle pour comprendre la physique de l'écoulement au voisinage d'une paroi verticale chauffée, ou à l'intérieur d'une cavité fermée, soumise à un gradient de température horizontal. Les phénomènes de transport (de chaleur et de matière) se font préférentiellement dans cette zone (Schlichting [7], Bejan [8]).

Nous définissons deux couches limites, l'une thermique, l'autre dynamique. La couche limite thermique va jouer un rôle prépondérant sur les transferts de chaleur aux parois d'un bain convectif. La forme de la couche dynamique est quant à elle, directement reliée aux forces exercées par le fluide sur les parois, mais elle transporte aussi de la chaleur et intervient de fait dans les processus de transferts thermiques.

3.3.2.1 La couche limite de convection naturelle.

- Couche limite le long d'une paroi verticale chauffée.

Une couche limite de convection naturelle est une couche de fluide formée le long d'une plaque verticale, portée à une température ' T_c ' et plongée dans un fluide à la température ' T_f ', avec ' $T_c > T_f$ ', (cf. figure 2).

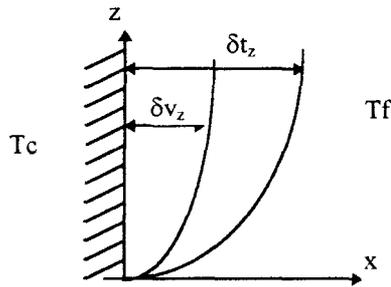


Figure 2 : Couches limites thermique (δt) et visqueuse (δv). (Pour $Pr < 1$)

Pour déterminer les ordres de grandeur des épaisseurs des couches limites visqueuse et thermique, il nous faut introduire de nouveaux nombres sans dimension.

Le nombre de **Rayleigh**, noté 'Ra', qui exprime le rapport entre la poussée d'Archimède et le produit de la résistance visqueuse par la diffusion de la chaleur :

$$Ra = \frac{\beta \cdot g \cdot \Delta T \cdot H^3}{\nu \chi}$$

Avec ' $\Delta T = T_c - T_f$ ', et H : la longueur caractéristique de la plaque suivant 'z'.

Et le nombre de **Grashof**, noté 'Gr', qui est le produit entre le nombre de Rayleigh et le nombre de Prandtl. Il exprime le rapport entre les effets d'Archimède et les seuls effets de dissipation visqueuse.

La grandeur transversale notée ' δt ' en 'figure 2', correspond à l'épaisseur de la couche limite thermique. A l'intérieur de cette couche, le fluide est animé d'une vitesse verticale ascendante, car les forces d'Archimède sont présentes sur toute l'extension de la couche thermique.

L'épaisseur de la couche limite dynamique notée ' δv ' est définie quelle que soit la valeur du nombre de Prandtl par :

$$\delta v = \delta t \cdot Pr^{1/2}$$

Par contre pour définir l'épaisseur de la couche limite thermique, nous devons distinguer deux cas suivant que le Prandtl soit supérieur ou inférieur à l'unité :

On note par 'w' : la composante de la vitesse suivant l'axe vertical 'z'.

Pour $Pr > 1$: L'épaisseur de la couche limite thermique est égale à : $\delta t = H \cdot Ra^{-1/4}$

La vitesse d'ascension verticale, vaut : $w = \frac{\chi}{H} Ra^{1/2}$

Le nombre de Nusselt, vaut : $Nu = Ra^{1/4}$

Pour $Pr < 1$: L'épaisseur de la couche limite thermique est égale à : $\delta_t = H \cdot Pr^{-1/4} \cdot Ra^{-1/4}$

La vitesse d'ascension verticale, vaut : $w = \frac{\chi}{H} \cdot Pr^{1/2} \cdot Ra^{1/2}$

Le nombre de Nusselt, vaut : $Nu = Pr^{1/4} \cdot Ra^{1/4}$

Dans le cas d'un nombre de Prandtl très inférieur à l'unité ($Pr = 0,01$ en cérium), la couche limite visqueuse est beaucoup plus mince que la couche limite thermique.

- Couche limite de convection naturelle dans une cavité fermée.

Dans le cas d'une cavité fermée, dont la différence de température entre les parois verticales est notée ' ΔT ', le fluide chaud monte le long de la paroi chaude, tandis que le fluide froid descend le long de la paroi froide. Par continuité, il se crée un vortex à l'intérieur de la cavité.

Selon l'extension relative des couches limites visqueuses et les valeurs du gradient thermique horizontal, on peut obtenir différents régimes d'écoulement. En particulier, lorsque l'on augmente le gradient thermique, les couches limites concentrent dans leur extension (l'épaisseur de la couche limite décroît avec le ' Ra ') l'essentiel de la quantité de mouvement et du gradient de température. C'est un 'régime de couche limite', dans lequel les transports de matière et d'énergie sont concentrés près des parois, l'écoulement dans le cœur de la cavité devient stratifié et stagnant.

Bien que la connaissance des régimes d'écoulement est instructive, comme elle provient d'une analyse d'ordre de grandeur, elle ne peut pas prendre en compte la stabilité de l'écoulement (transition entre les régimes laminaire et turbulent). En effet, deux nouveaux paramètres apparaissent : le rapport d'aspect de la géométrie (ratio longueur ' L ' sur hauteur ' H ', noté ' A ') et le type de condition aux limites thermiques sur les parois horizontales (isolantes ou conductrices de la chaleur). Par conséquent, les résultats qui se rapportent aux écoulements confinés concernent moins la transition vers un état turbulent, que la connaissance du régime de cet écoulement, c'est-à-dire de son organisation spatiale : régime de cœur ou en couche limite ; (M. Davoust [9]).

3.3.2.2 La couche limite thermocapillaire.

Dans l'hypothèse d'une surface libre horizontale non - déformable soumise à un gradient de température horizontal, la condition à la limite en surface s'écrit, en notant ' u ' la composante de la vitesse sur l'axe horizontal ' x ' et ' z ' l'axe vertical :

$$\mu \frac{\partial u}{\partial z} = \gamma \frac{\partial T}{\partial x} \quad (3.3.2.2.a)$$

Cette condition traduit qu'un gradient horizontal de température crée un cisaillement vertical (via la viscosité du fluide), qui entraîne le fluide dans la direction opposée au gradient ($\gamma < 0$), sur une certaine épaisseur (suivant la viscosité du fluide) (Levich [10]).

Pour décrire la couche limite capillaire, nous définissons le nombre adimensionnel de **Marangoni**, comme :

$$Ma = \frac{\gamma \cdot \Delta T \cdot L}{\mu \cdot \kappa}$$

Le nombre de Marangoni est le rapport entre la vitesse dite capillaire, notée $\frac{\gamma \cdot \Delta T}{\mu}$, et la vitesse de diffusion thermique ' κ/L '.

On peut définir le nombre de Reynolds basé sur la vitesse capillaire, de la manière suivante :

$$Re = \frac{\gamma \cdot \Delta T \cdot L}{\mu \cdot \nu} = \frac{Ma}{Pr}$$

La couche limite thermocapillaire se développe sur une extension notée ' δ_c '. Pour déterminer l'ordre de grandeur de la couche limite thermocapillaire, supposons que la surface soit soumise à un gradient de température horizontal ' ΔT '. La condition de surface (3.3.2.2.a) devient :

$$\mu \frac{U}{\delta_c} \approx \gamma \frac{\Delta T}{L} \quad (3.3.2.2.b)$$

Avec ' U ' la vitesse caractéristique thermocapillaire.

La quantité de mouvement (cf. équation '3.2.1.b'), assure le même ordre de grandeur entre les termes convectifs et diffusifs, on a :

$$\frac{U^2}{L} \approx \nu \frac{U}{\delta_c^2} \quad (3.3.2.2.c)$$

A partir de équations (3.3.2.2.b) et (3.3.2.2.c), on obtient :

$$\delta_c \approx L \cdot Re^{-1/3}$$

$$U \approx \gamma \frac{\Delta T}{\mu} \cdot Re^{-1/3}$$

L'épaisseur de la couche limite diminue avec l'accroissement du gradient thermique, et la vitesse thermocapillaire se comporte (en ordre de grandeur) en suivant la loi de puissance : $U \approx \Delta T^{2/3}$, (Ostrach [11]).

Les études sur les caractéristiques et régimes des écoulements thermocapillaires, pour les configurations où le chauffage est appliqué sur le dessus (et non sur les parois latérales), sont peu nombreux.

Dans le ‘chapitre 1’, nous avons déjà évoqué les travaux de Chan et al. [12], sur la convection thermocapillaire d’une couche liquide indéformable, soumise à un chauffage localisé en surface. Les auteurs postulent l’existence des couches limites, puis ils en déduisent leur ordre de grandeur en reliant leurs caractéristiques à la puissance de chauffage.

Les résultats de Chan et al. sont retrouvés numériquement par Pumir et Blumenfeld [13], qui utilisent des bilans énergétiques globaux. La configuration modélisée est un cylindre de rayon ‘R’ et de hauteur ‘H’, dont la surface libre est chauffée par une distribution parabolique sur un rayon ‘r₀’. Suivant les valeurs du nombre de Prandtl, les auteurs relient les inconnues aux nombres adimensionnels (les nombres de Rayleigh et de Marangoni sont définis à partir de la puissance et/ou du gradient de température). Par souci d’homogénéité avec les résultats précédents, seuls les résultats décrits en fonction du gradient de température, noté ‘ΔT’, seront présentés.

Pour Pr >> 1 :

- L’épaisseur de la couche limite thermocapillaire est proportionnelle à : $\delta_c \approx Pr^{5/24} \cdot \Delta T^{-1/3}$
- L’épaisseur de la couche limite thermique est proportionnelle à : $\delta_t \approx Pr^{-7/24} \cdot \Delta T^{-1/3}$
- La vitesse caractéristique adimensionnée par ‘κ/H’, est proportionnelle à : $U \approx \Delta T^{2/3}$

Pour Pr << 1 :

- L’épaisseur de la couche limite thermocapillaire est proportionnelle à : $\delta_c \approx Pr^{1/3} \cdot \Delta T^{-1/3}$
- L’épaisseur de la couche limite thermique est proportionnelle à : $\delta_t \approx Pr^{-2/3} \cdot \Delta T^{-1/3}$
- La vitesse caractéristique adimensionnée par ‘κ/H’, est proportionnelle à : $U \approx \Delta T^{2/3}$

Ces résultats sont cohérents avec les travaux de M. Ostrach (1982) et de M. Chan et al. (1988).

Les résultats que nous venons de présenter concernent les régimes de couche limite thermocapillaire. Mais entre lui et le régime diffusif, on peut mettre en évidence un régime intermédiaire, appelé régime de couche limite capillaire pour lequel l’approximation de conduction pure n’est plus valide. Ben Hadid et Roux [14], proposent un critère de changement de régime d’écoulement, dans le cas d’un pur gradient horizontal. Ces travaux numériques sont à comparer avec les résultats de la thèse de M. Avare [15].

Il est aussi important de citer les travaux de M. Favre [16], sur la convection thermocapillaire et thermogravitaire dans un fluide chauffé localement sur sa surface libre (configurations expérimentales proches des nôtres, ou le fluide (huile ou mercure) est chauffé par un plot en cuivre en surface). L’auteur a montré que pour de faibles gradients thermiques et suivant le rapport d’aspect de son dispositif, l’écoulement de base s’organise en rouleaux corotatifs. Par contre quelque soit le rapport d’aspect, M. Favre a mis en évidence lors de ces études expérimentales de la convection thermocapillaire que la transition vers les régimes turbulents passer par un écoulement tridimensionnel (sous formes de pétales, de rayons ou par les grands rapports d’aspect sous formes d’ondes propagatives). Les régimes turbulents ont été étudiés, par les mesures de fluctuations de température en surface, en fonction de la géométrie.

3.4 La déformation de la surface libre émettrice de la vapeur.

La déformation de la surface libre est causée par la poussée de pression de recul de la vapeur dans l'aire d'évaporation et par les effets capillaires (dans l'hypothèse où la pression exercée par le faisceau électronique est négligeable : hypothèse vérifiée pour notre configuration en 'annexe 2, paragraphe 5').

Dans le cas d'une distribution de Maxwell pour les vitesses des particules de vapeur (dans un angle solide de 2π) au voisinage du bain fondu, la pression de poussée de la vapeur, notée ' P_{vapeur} ', s'écrit :

$$P_{\text{vapeur}}(T)=0,5*P_{\text{sat}}(T)$$

Où ' P_{sat} ' désigne la pression de vapeur saturante (l'évolution de la pression de vapeur saturante avec la température est rappelée en annexe 2), (Nesmejanov [17]).

La pression de recul de la vapeur dans la zone d'évaporation crée une dépression significative dans le profil de la surface libre. Pour les forts débits de vapeur, l'évaporation peut produire une forte déformation de l'interface, comme dans les effets de 'keyhole' en soudage (Kroos et al. [18], Kaplan [19]), et provoquer ainsi des instabilités de l'interface et des éjections de métal en fusion, ce qui constitue en évaporation un mode opératoire indésirable.

De nombreux auteurs se sont appliqués à modéliser la déformation de la surface libre sous la poussée de la pression de vapeur.

Une des premières études numériques prenant en compte la déformation de l'interface, est proposée par Khesghi et al. [20]. Les auteurs déterminent la déformation de l'interface, sous l'effet de la force de recul, en utilisant l'équation de 'Laplace-Young' (résolution itérative), dans un cas plan (prise en compte que d'un seul rayon de courbure), pour un bain de métal homogène. Dans cette étude, les auteurs indiquent que le profil de la surface affecte directement le champ de température et que le creusement semble favoriser les effets thermogravitationnels.

Il faut également signaler les travaux réalisés par Sze et Self [21], qui résolvent l'équation de 'Laplace-Young' dans le cas bidimensionnel, avec un champ de pression perpendiculaire à la surface sous la forme d'un créneau pression (sensé matérialiser la poussée de la vapeur). A la vue des résultats, les auteurs suggèrent qu'un creusement dont la pente des parois s'approche de la verticale est sujet à des instabilités qui produisent des ondes de surface et conduisent à des éjections de liquide (nous reviendrons sur ces interprétations dans les paragraphes suivants).

On peut aussi citer les travaux de McClelland [22] et de Westerberg et al. [23]. Les auteurs étudient par éléments finis la thermohydraulique d'un bain métallique (aluminium) soumis à un bombardement électronique linéaire, en prenant en compte la déformation de la surface libre, la convection thermocapillaire et la convection thermogravitaire. Cependant ces travaux se limitent aux cas des faibles déformations de la surface, sans prendre en compte la recondensation de la vapeur sur les parois du creusement.

Ce même modèle est aussi utilisé dans un cas axisymétrique, par Magnaud et al. [24], et Guilbaud [25]. M. Guilbaud le complète par la prise en compte de la recondensation de la vapeur sur les parois du creusement et des contraintes visqueuses. Le terme visqueux est en général très faible dans le cas des bains métalliques chauffés par bombardement électronique et on peut dans de nombreux cas les négliger (cf. paragraphe 4). Nous reviendrons sur les travaux de ces deux auteurs en 'paragraphe 6' lors des interprétations des mesures expérimentales.

Remarque : La description de l'équation de 'Laplace-Young' est réalisée au 'paragraphe 4.2' : paragraphe basé sur l'étude numérique du creusement sous la poussée de pression de recul de la vapeur.

Les diagnostics expérimentaux permettent le suivi de l'évolution du creux et de mesurer les dimensions de la poche liquide en surface avec l'augmentation du débit d'évaporation, pour une configuration statique du faisceau électronique.

Pour confirmer ces acquisitions, les mesures du creusement seront comparées à la résolution numérique de l'équation de 'Laplace-Young', qui rend compte de la déformation de la surface sous l'effet de son évaporation.

A notre connaissance il n'existe pas dans la littérature de comparaison entre la mesure expérimentale du creusement de la surface libre et le calcul numérique de l'équation régissant la déformation de l'interface.

3.5 Les transferts de chaleur.

Les conditions thermiques aux limites induisent dans le bain un mouvement thermoconvectif : l'énergie thermique du faisceau électronique est transférée en partie pour chauffer le fluide et le reste pour équilibrer les différentes pertes dont principalement les pertes thermoconvectives.

Il est classique d'exprimer ce bilan d'énergie par une relation entre les nombres adimensionnels de l'écoulement. En particulier, en utilisant le nombre de Nusselt, qui permet de comparer les pertes thermiques réelles aux pertes qui résulteraient de la conduction seule pour le même milieu au repos. Bien sur, une telle relation est fondamentalement différente, suivant que l'écoulement est laminaire ou soumis aux phénomènes non linéaires de l'hydrodynamique (instabilités hydrodynamiques, turbulence...).

La littérature fournit beaucoup d'études sur le passage laminaire - instabilités dépendantes du temps dans le cas de la convection naturelle pure.

On peut notamment citer les travaux expérimentaux de Krishnamurti [26], sur la convection de Rayleigh-Bénard : le liquide soumis à un gradient de température vertical entre deux plaques rigides horizontales, la plaque du bas étant plus chaude. La figure suivante résume parfaitement ce qui se passe en changeant le Prandtl et le Rayleigh sur les différents régimes observés (l'axe vertical : 'Rayleigh' et l'axe horizontal : 'Prandtl'). En dessous du Rayleigh critique, noté ' Ra_c ' (de l'ordre de 1700), il n'y a pas de rouleau convectif. Lorsqu'on augmente le Rayleigh, on observe différents régimes : rouleaux stationnaires, un régime dépendant du

temps, puis un régime turbulent. Plus le nombre de Prandtl est faible, plus la transition vers ces deux derniers régimes se fait pour des faibles valeurs du nombre de Rayleigh.

Dans la mesure où l'on pourrait comparer notre problème à l'expérience de Rayleigh - Bénard, pour un Prandtl de 10^{-2} , nous nous trouverions dans des régimes instationnaires voire turbulents.

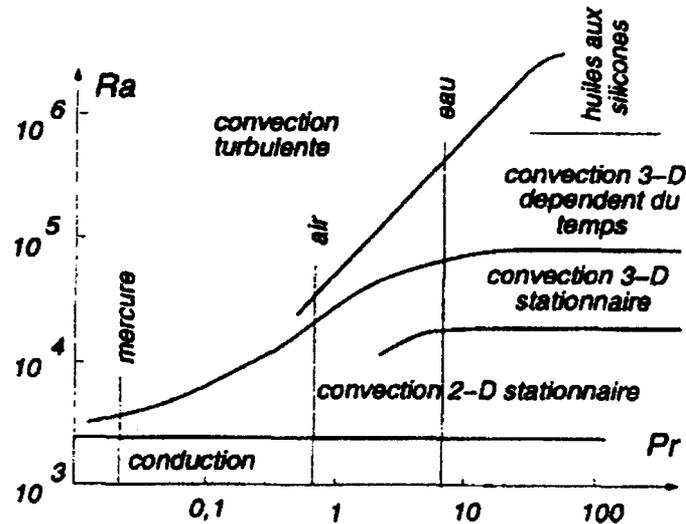


Figure 3 : Résultats sur la transition vers la turbulence en convection en fonction du nombre de Prandtl (d'après Krishnamurti).

La plupart des expériences sont consacrées à l'étude de flux de chaleur sans dimension (Nusselt) en fonction du paramètre d'instabilité (Rayleigh). Ceci, permet de caractériser les différents régimes qui se produisent au sein du fluide.

Silveston [27] établit une formulation du Nusselt en fonction du Rayleigh, pour une configuration identique à la précédente. Dans le cas du régime des instabilités dépendant du temps (au delà de $Ra=10^4$), la relation obtenue est la suivante : $Nu=cte.Ra^{0,3}$.

Parmi les différentes théories proposées, on peut aussi citer Kraichnan [28], qui prévoit pour un Prandtl inférieur à 0,1, une loi en puissance du type : $Nu \approx (Pr.Ra)^{1/3}$.

Une étude expérimentale a été réalisée par Pantaloni et al. [29], sur l'apparition des instabilités de Rayleigh Bénard Marangoni (travaux sur une huile de silicone comprise entre une plaque horizontale chauffée et de l'air). Les auteurs obtiennent une relation assez simple en fonction du Rayleigh et du Marangoni pour délimiter le domaine stable du domaine instable :

$$\frac{Ma}{Ma_c} + \frac{Ra}{Ra_c} \approx 1$$

Dans leur configuration expérimentale, ils prennent ' $Ra_c=770$ ' et ' $Ma_c/\beta=3270$ ', ces deux nombres étant les nombres critiques en convection thermo-gravitationnelle pure et en convection thermocapillaire pure.

Remarque : Dans le cas du cérium ' $\beta=3,5 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ ', on a alors ' $Ma_c=1144$ '. Si la comparaison était possible nous serions toujours en régime instable.

L'extension directe de ces formulations à notre configuration expérimentale, n'est pas immédiate compte tenu des géométries plus complexes et des forts gradients thermiques (typiquement, expérimentalement on mesure un ' $\Delta T_{\text{maximal}} > 1600 \text{ K}$ ', sur 30 mm de rayon).

On peut néanmoins rapporter les travaux de Blumenfeld et Soubbaramayer [30] et de Favre et al. [31], qui ont proposé une loi de transfert de chaleur, basée sur des résultats de simulations numériques, qui prennent en compte les convections thermogravitaire et thermocapillaire, pour une configuration proche de la nôtre. La formulation finale est la suivante:

$$Nu = a \cdot Ra^{1/6} + b \cdot Ra^{-1/6} \cdot Ma^{1/2}.$$

où les coefficients 'a' et 'b' dépendent du Prandtl.

3.6 Conclusion.

Bien que très intéressante, il ne nous est pas possible d'appliquer directement les formulations présentées ci-dessus.

Notre dispositif expérimental ne permet pas d'atteindre la précision de mesure nécessaire à l'obtention des formulations définissant les transferts de chaleur. Les essais de positionnement des thermocouples dans le bain de métal se sont soldés par la destruction de ces derniers (action corrosive du métal liquide). Les seules mesures de température réalisables par thermocouples, sont effectuées sur les enceintes de confinement et sur le circuit d'eau de refroidissement, pour le bilan de puissance global.

Pour caractériser au mieux la configuration expérimentale, il nous faut connaître le rapport d'aspect du bain (rayon et hauteur). Malheureusement, ce dernier évolue dans le temps et suivant les densités de puissance. De plus, la profondeur du liquide reste en tout état de cause mal définie.

Par contre, nous avons développé les diagnostics expérimentaux nécessaires à des mesures rigoureuses de :

- La densité de puissance électronique incidente (analyse d'image 'X').
- Des débits de vapeur sous deux angles solides différents (balances à quartz).
- Des cartes de température de la surface du métal liquide (images thermographiées).
- Du creusement de la surface libre sous la poussée de la pression de vapeur (analyse du rayonnement 'X').
- La mesure du diamètre du bain liquide en surface du lingot de métal (la poche liquide est plus ou moins étendue suivant la densité de puissance incidente) (caméra CCD).

Grâce à ces diagnostics, nous sommes en mesure de présenter des résultats expérimentaux précis et reproductibles, pour répondre aux questions suivantes :

- Quelles sont les causes de la saturation en débit de vapeur avec la densité de puissance électronique incidente ? La saturation de débit est-elle liée à l'observation des instabilités en surface du métal et aux projections de métal liquide en fusion ?
- Comment évolue le profil de creusement de la surface libre avec l'augmentation du débit de vapeur ?
- Quels sont les critères de stabilité du creusement ?
- Quelles sont les températures atteintes en surface et comment évoluent-elles avec la puissance incidente ?
- Quelles sont les sources responsables de l'apparition des instabilités et des projections, et comment les caractériser ?

4. Analyse du creusement de la surface libre sous la poussée de la pression de recul de vapeur.

4.1 Analyse des résultats expérimentaux.

4.1.1 Méthode d'obtention du profil de creusement expérimental par l'analyse du rayonnement 'X'.

L'analyse des images du rayonnement 'X' donne accès à la mesure du creusement de la surface libre du liquide sous la poussée de pression de vapeur. En prenant en compte l'effet de perspective dû à l'angle de visée, on peut remonter à la profondeur de creusement (cette méthode d'analyse a été développée par M. B. Antoni [32]).

Dans l'étude suivante, on supposera que:

- L'impact du faisceau d'électrons et le creusement sont axisymétriques.
- L'émission 'X' de la surface suit la loi de Lambert.
- L'émission 'X' de la vapeur au-dessus du creusement est négligeable.

Avec ces hypothèses, on identifie chaque courbe d'iso-intensité de l'image 'X' à une courbe de niveau du bain. Ces courbes de niveau sont des cercles de même axe vertical, mais acquises par le capteur CCD de la caméra sous un angle ' φ ' par rapport à la verticale. Elles dessinent des ellipses de grand diamètre ' $2R$ ' (dans l'axe perpendiculaire à l'axe de visée) et de petit diamètre ' $2R \cdot \cos\varphi$ ' dans l'axe de visée de la caméra (cf. figure suivante) :

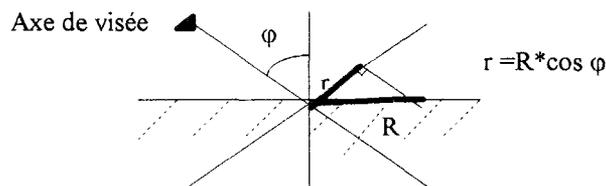


Figure 4 : Axe de la visée.

Tous les axes des ellipses dans l'axe de visée doivent être colinéaires et les axes perpendiculaires décalés de ' $h \cdot \sin\varphi$ '. La détermination des ellipses et leurs distorsions géométriques nous donnent le profil de creusement ' $h = h(R)$ '.

Le traitement numérique des images 'X' s'effectue sous le logiciel 'Matlab' (Scientific Software Group), grâce à des procédures de calcul qui mettent en œuvre la méthode présentée ci-dessus. Les courbes d'iso-intensité d'allure ellipsoïdale sont redressées puis interpolées par des ellipses, ou des demi-ellipses pour les configurations avec de très fort creusement.

4.1.2 Exemple de profil de creusement expérimental obtenu.

Un exemple de traitement d'image 'X' donnant les courbes de niveau du bain liquide (courbes d'iso-intensité de couleurs bleues) est présentée sur la figure ci-après. Les croix figurées en noires au centre de l'impact, représentent les centres de chaque courbe de niveau. Le déplacement de ces centres rend compte du profil de creusement. La puissance du canon à électrons est de 4 kW, la densité de puissance de 5 kW/cm².

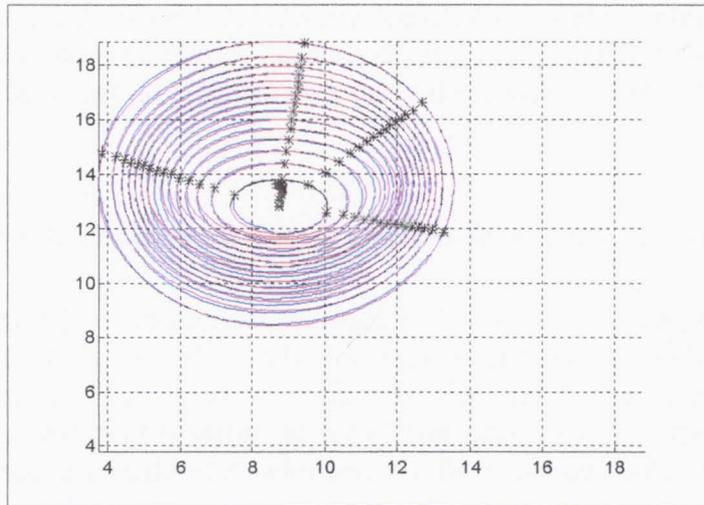


Figure 5 : Courbes de niveau du bain sur une image X (abscisses & ordonnées en mm).

La hauteur maximale de creusement pour cette configuration est d'environ 2,5 mm si l'on extrapole sur l'axe vertical le profil obtenu :

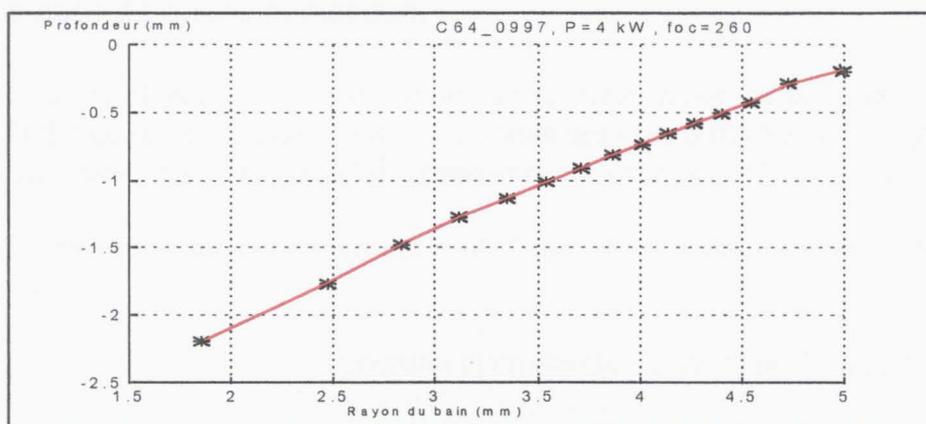


Figure 6 : Profil de creusement en cérium (puissance canon : 4 kW, densité de puissance 5 kW/cm²)

4.1.3 Limite de la méthode expérimentale.

L'analyse des courbes de niveau pour de fortes densités de puissance au centre du creusement est plus délicate. En effet le creusement étant important et compte tenu de l'angle d'observation de la caméra 'X' (45°) les courbes d'iso-intensité proches du centre sont cachées par les parois latérales du creux.

Aux faibles densités de puissance (inférieures à 1 kW/cm²), le creusement est très faible (de l'ordre de quelques dixièmes de millimètre), le traitement d'images 'X' ne donne pas un profil réellement représentatif de l'état de surface du bain. Cela s'explique par le fait que les hauteurs de creusement pour de faibles densités de puissance sont de l'ordre des incertitudes sur la détermination des hauteurs de creusement à partir des courbes d'iso-intensité.

4.2 Etude numérique du creusement sous la poussée de pression de recul de la vapeur.

La connaissance du profil de creusement est essentielle pour l'étude de l'évaporation des métaux liquides. La déformation de la surface libre du liquide conditionne en partie la diminution du rendement d'évaporation. D'une part, la différence d'altitude entre la zone chaude et la zone froide constitue un moteur pour le terme de convection gravitaire. D'autre part, pour des densités de puissance du faisceau électronique élevées, les forts creusements se caractérisent par des instabilités de surface, des pulsations du creux, des projections de gouttes liquides et une recondensation possible de la vapeur.

Ainsi dans le paragraphe qui va suivre nous nous attacherons à étudier de manière théorique cette déformation à partir de l'équation de 'Laplace-Young', (cf. D. Guilbaud [25]).

4.2.1 Hypothèses de l'étude numérique.

On établit l'équation physique qui rend compte de la déformation de la surface libre du métal liquide sous l'effet de son évaporation à partir du bilan des efforts normaux appliqués en un point de l'interface liquide-vapeur (inventaire des pressions qui s'exercent à l'interface).

Les différentes pressions qui entrent en jeu sont (Nota : les variables ci-après sont rassemblées en nomenclature) :

- $P_{\text{liquide}} = \rho \cdot g \cdot h$: pression hydrostatique exercée par le liquide à l'interface.
- $P_{\text{vapeur}} = \frac{1}{2} \cdot (1 + \xi) \cdot p_{\text{sat}}$: pression exercée par la vapeur à l'interface. Avec 'ξ' le coefficient de recondensation de vapeur sur les parois du creusement.

Sous la poussée de pression de vapeur, la surface libre du métal fondu se déforme. Plus la densité de puissance sera forte, plus le creusement sera profond. Comme l'évaporation s'effectue principalement au du fond du creusement (zone la plus élevée en température, pour des configurations stables de débit), une partie de la vapeur émise se recondense sur les parois latérales du cratère.

Pour tenir compte de cette recondensation dans l'expression de 'p_{vapeur}', on ajoute un facteur correctif noté ξ, compris entre 0 et 1.

Le débit corrigé (D_{av}: avec recondensation) s'écrit en fonction du débit :

$$D_{av} = (1 - \xi) D_1 \quad \text{en kg.m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$$

avec
$$D_1 = p_{\text{sat}} \cdot \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}} \quad \text{en kg.m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$$

D. Guilbaud propose une loi donnant l'évolution de ξ en fonction de l'angle 'θ(x)' que fait la surface libre avec l'horizontale au point d'abscisse x :

$$\xi(r) = 1 - \cos(\theta(r))$$

Dans ce cas, ξ=0 si la surface d'évaporation est plane.

La pression de vapeur correspondant à la force de recul par unité de surface s'écrit alors :

$$p_{\text{vapeur}}(r) = \frac{1}{2} (1 + \xi) \cdot p_{\text{sat}}(r)$$

■ $\frac{\partial p_{\text{dynamique}}}{\partial n} = -\rho \cdot \frac{u_t^2}{R_1}$: pression dynamique, engendrée par le liquide à la surface libre animé d'une vitesse tangentielle 'u_t', suivant la courbure de la surface de rayon 'R₁'.

■ $p_{\text{faisceau}} = \frac{I \cdot m_e \cdot v_e}{q \cdot S_e}$: pression exercée par le faisceau d'électrons à la surface du liquide, (cf. annexe : 2, paragraphe 5).

■ $\Delta p_{\text{Laplace}} = \sigma \cdot \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$: terme de discontinuité de pression à une interface séparant deux milieux de propriétés physiques distinctes (dans notre cas l'interface sépare du liquide et de la vapeur du même constituant : cérium ou fer).

Pour obtenir l'équilibre local de la surface libre, nous supposons que le fluide est parfait. En projetant suivant la normale le tenseur des contraintes de surface, l'équilibre local est traduit par la relation suivante (la démonstration de cette formule est établie par Batchelor [33]) :

$$\Delta p_{\text{Laplace}} = p_{\text{vapeur}} - p_{\text{liquide}} - p_{\text{dynamique}} + p_{\text{faisceau}}$$

• Hypothèses simplificatrices :

Relativement aux calculs analytiques de "l'annexe : 2, paragraphe 5", nous ferons l'hypothèse que p_{faisceau} est négligeable devant p_{vapeur} pour la suite de notre étude. En effet, même en maximisant l'intensité du faisceau et la surface caractéristique de l'impact du faisceau électronique, ' p_{faisceau} ' reste en moyenne inférieure d'un facteur 10 à la poussée de recul de la vapeur sur la surface.

Les calculs de D. Guilbaud, montrent que ' $p_{\text{dynamique}}$ ' est négligeable par rapport aux pressions ' p_{vapeur} ' et ' p_{liquide} '.

Afin de nous en assurer, un calcul analytique permettant de quantifier de ce terme pour nos configurations expérimentales est reporté en 'annexe : 2, paragraphe 6'.

4.2.2 Equations et conditions aux limites.

4.2.2.1 Mise en équation.

L'étude est bidimensionnelle dans le demi-plan (0,x,h), le creusement étant supposé axisymétrique.

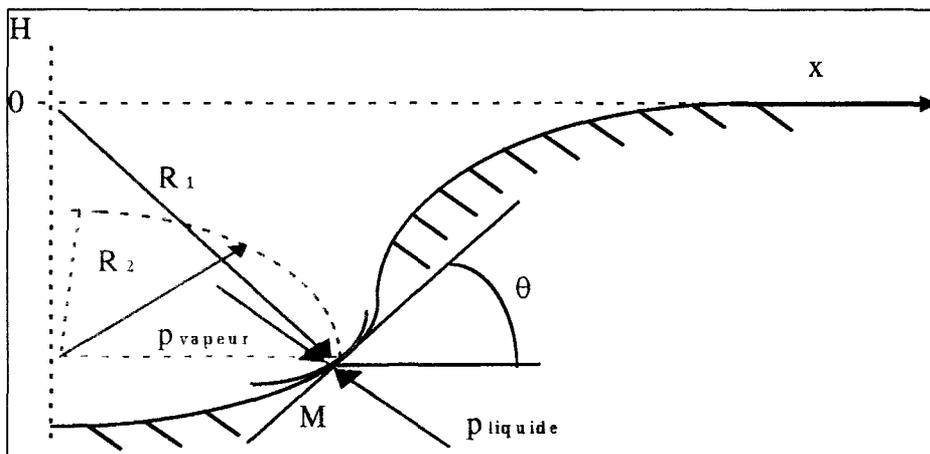


Figure 7 : profil de creusement.

Compte tenu des hypothèses formulées ci-dessus, on obtient à l'équation simplifiée :

$$\sigma(r) \left(\frac{1}{R_1(r)} + \frac{1}{R_2(r)} \right) = p_{\text{vapeur}}(r) - p_{\text{liquide}}(r) \quad (4.2.2.1.a)$$

avec

$$R_1(r) = \frac{\left(1 + h'(r)^2\right)^{3/2}}{h''(r)}$$

$$R_2(r) = \frac{\left(1 + h'(r)^2\right)^{1/2}}{h'(r)/r}$$

$$p_{\text{liquide}}(r) = \rho \cdot g \cdot h(r)$$

$$p_{\text{vapeur}}(r) = \frac{1}{2} (1 + \xi) \cdot p_{\text{sat}}(r)$$

$$\xi(r) = 1 - \cos \theta(r)$$

$$\cos \theta(r) = \frac{dr}{(dr^2 + dh^2)^{1/2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + h'^2}}$$

Soit l'équation différentielle du second ordre en 'h' suivante :

$$\sigma \left(\frac{h''}{\left(1 + h'^2\right)^{3/2}} + \frac{h' / r}{\left(1 + h'^2\right)^{1/2}} \right) = \frac{1}{2} \left(2 - \frac{1}{\sqrt{1 + h'^2}} \right) \cdot p_{\text{sat}} + \rho \cdot g \cdot h \quad (4.2.2.1.b)$$

Les conditions aux limites sont : $h'(x=0)=0$; $h(x=\text{bord du creuset})=0$; $h'(x=\text{bord du creuset})=0$.

Cette équation différentielle non linéaire en 'h' du second ordre ne pouvant être résolue analytiquement, la recherche de la solution s'effectue numériquement.

4.2.2.2 Résolution numérique de l'équation différentielle.

4.2.2.2.1 Conditions aux limites.

Pour chaque configuration étudiée, le profil de température de la surface et la position de l'interface liquide-solide sont obtenus expérimentalement par l'analyse thermographique.

Les propriétés physiques du métal varient avec la température. Les lois de variation de la tension de surface et de la pression de vapeur saturante en fonction de la température nous sont données par les relations suivantes pour les deux métaux considérés (cf. annexe 1, paragraphe 1) :

* CERIU M .:

$$p_{sat}(r) = 133.33 \cdot 10^3 \left(\frac{-21613.86}{T(r)} - 0.0295 \cdot \log_{10} T(r) + 0.00000563 \cdot T(r) + 8.802 \right)$$

$$\sigma(r) = 4 \cdot 10^{-8} T(r)^2 - 3 \cdot 10^{-4} T(r) + 1.13$$

* FER .:

$$p_{sat}(r) = 133.33 \cdot 10^3 \left(\frac{-18926.83}{T(r)} - 8.921 \right)$$

$$\sigma(r) = -4 \cdot 10^{-4} T(r) + 2.6371$$

avec 'P_{sat}' en Pascal, 'σ' en N/m.

4.2.2.2 Discrétisation spatiale de l'équation différentielle.

Le domaine spatial de notre système s'étend du centre du creuset (r=0) au bord de celui-ci (r=R_{creuset}). Le pas 'Δx' de discrétisation est pris constant pour une densité de puissance, mais peut être modifié d'une densité de puissance à une autre.

La discrétisation s'effectue au second ordre.

$$h'' = \frac{(h_{i+1} - 2h_i + h_{i-1}))}{\Delta x^2} + \Theta(\Delta x^2) \quad \text{avec : } 1 \leq i \leq n$$

$$h' = \frac{(h_{i+1} - h_{i-1}))}{2\Delta x} + \Theta(\Delta x)$$

Donc l'équation discrétisée s'écrit pour $1 \leq i \leq n$:

$$\left\{ \frac{\sigma_i}{\Delta x} \left[\frac{1}{\left(1 + \left(\frac{h_{i+1} - h_{i-1}}{2\Delta x} \right)^2 \right)^{1/2}} * \left[\frac{(h_{i+1} - 2h_i - h_{i-1}))}{\Delta x * \left(1 + \left(\frac{h_{i+1} - h_{i-1}}{2\Delta x} \right)^2 \right)} + \left(\frac{h_{i+1} - h_{i-1}}{2x_i} \right) \right] \right] = \frac{1}{2} \left[2 - \left(\sqrt{1 + \left(\frac{h_{i+1} - h_{i-1}}{2\Delta x} \right)^2} \right)^{-1} \right] \right\} p_{sat_i} + \rho g h_i$$

Conditions aux limites: $h'(0) = 0; h(x_{bord}) = 0; h'(x_{bord}) = 0$

4.2.2.3 Méthode de résolution.

Pour chaque $i \in [1; n]$ on obtient une équation non linéaire en h_{i+1}, h_i, h_{i-1} , soit un système de n équations non linéaires dont les solutions sont : $h_1, h_2, \dots, h_{n-1}, h_n$.

Le système prend la forme suivante :

$$\begin{cases} f_1 (h_0, h_1, h_2) = 0 \\ f_2 (h_1, h_2, h_3) = 0 \\ \vdots \\ f_i (h_{i-1}, h_i, h_{i+1}) = 0 \\ \vdots \\ f_n (h_{n-1}, h_n, h_{n+1}) = 0 \end{cases} \Rightarrow f(h) = 0$$

Le système est linéarisé par la méthode de Newton. On obtient le système matriciel suivant :

$$f(h) = f(h^{(0)}) + [J(h^{(0)})] \delta h = 0$$

avec :

- $h^{(0)}$ vecteur initial proche de la solution finale. Typiquement, on prend pour $h^{(0)}$ le profil associé à la pression de vapeur uniquement (avec $\xi=0$). Soit $h^{(0)} = \frac{P_{vapeur}}{\rho g} = \frac{P_{sat}}{2\rho g}$.

- δh est l'erreur sur le calcul de chaque composante du vecteur $h^{(1)}$ calculé à chaque itération :

$$\delta h(i) = h^{(1)}(i) - h^{(0)}(i).$$

- $[J(h^{(0)})]$ Matrice Jacobienne de h calculée pour $h^{(0)}$

$$[J(h^{(0)})] = \begin{bmatrix} \left. \frac{\partial f_1}{\partial h_1} \right|_{h^{(0)}} & \left. \frac{\partial f_1}{\partial h_2} \right|_{h^{(0)}} & \dots & \dots & \left. \frac{\partial f_1}{\partial h_n} \right|_{h^{(0)}} \\ \left. \frac{\partial f_2}{\partial h_1} \right|_{h^{(0)}} & \left. \frac{\partial f_2}{\partial h_2} \right|_{h^{(0)}} & & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & & \vdots \\ \vdots & & & \ddots & \vdots \\ \left. \frac{\partial f_n}{\partial h_1} \right|_{h^{(0)}} & \dots & \dots & \dots & \left. \frac{\partial f_n}{\partial h_n} \right|_{h^{(0)}} \end{bmatrix}$$

Les calculs numériques sont réalisés sous le logiciel Matlab. Typiquement, on obtient la convergence du calcul après une centaine d'itérations, avec une erreur inférieure à 1%.

5. Résultats expérimentaux pour un impact électronique ponctuel, en creuset statique.

5.1 Evolution des cartes de luminance en fonction de la densité de puissance incidente.

Trois séries d'images thermographiées (filtre interférentiel : 700 nm) sont présentées en 'annexe 2, paragraphe 7', suivant la densité de puissance du faisceau d'électrons. Ces cartes sont caractéristiques des différents 'régimes' thermohydrauliques observés en surface, sur un lingot de cérium.

La première série (annexe 2, § 7.1) est réalisée avec un intervalle de temps entre les images de 200 ms, et pour une densité de puissance du faisceau de $2,2 \text{ kW/cm}^2$. Le diamètre de la zone de luminance circulaire observée est de 50 mm.

On observe distinctement sur ces séquences d'images, l'apparition de zone de remontée de liquide froid sous l'impact électronique. L'écoulement en surface est fortement instationnaire. Ces poches froides peuvent soit être chassées radialement par le fort courant thermocapillaire en surface, soit s'agglomérer les unes aux autres, où soit disparaître sous la tache électronique. Cette morphologie de l'écoulement est identique sur une gamme de densité de puissance comprise entre $0,3 \text{ kW/cm}^2$ et $3,5/4 \text{ kW/cm}^2$, suivant la qualité du spot électronique.

Pour une densité de puissance de 4 kW/cm^2 (annexe 2, § 7.2: intervalle de temps entre images = 36 ms, diamètre observé = 30 mm), les zones de remontée de liquide sont rares et très espacées temporellement. En fait, à partir de cette densité de puissance et ce jusqu'à environ 10 kW/cm^2 , la poche liquide nous semble axisymétrique et on n'observe plus de zones froides au centre de l'écoulement.

La mesure des vitesses réalisée sur les traceurs en surface du métal liquide dans ces configurations expérimentales (déplacements des oxydes de cérium présents en début de tir, observés avec la caméra rapide), indique que l'écoulement en surface est radial du centre vers le bord du creuset et que l'ordre de grandeur des vitesses de surface est proche de $0,1 \text{ m.s}^{-1}$, à 10 mm du centre de l'impact électronique.

La dernière série d'images (annexe 2, § 7.3) représente une configuration expérimentale, où le creusement de la surface libre est important. La densité de puissance est de 25 kW/cm^2 (intervalle de temps entre images = 10 ms, diamètre observé = 1 cm). Le creusement est source d'instabilités et de projections de gouttes de liquide fines ou massives, dont on peut suivre les trajectoires.

5.2 Mesures des températures en surface du lingot de cérium.

La mesure de la densité de puissance incidente est déduite de l'analyse statistique de l'image numérisée du dépôt électronique réalisée par le dispositif d'imagerie 'X' (annexe 2, § 4).

L'impact électronique n'étant pas parfaitement axisymétrique, on définira le rayon caractéristique moyen de l'impact électronique comme le rayon de l'embase d'une parabole, interpolée à partir des profils de coupe de la carte de l'impact électronique, perpendiculaire et normal à l'axe de la visée du sténopé.

La densité de puissance électronique incidente est définie comme étant le rapport de la puissance incidente (en 'kW', sans retrancher la part de puissance due à la rétrodiffusion des électrons) sur la surface de l'impact électronique calculée avec le rayon électronique moyen (surface donnée en cm^2). La précision de la mesure est estimée à '+/- 5%'. Cette définition de la densité de puissance électronique incidente sera conservée dans tout le reste du document.

5.2.1 Mesures de la température maximale du cérium liquide en fonction de la densité de puissance incidente.

A partir des cartes de température acquises par le dispositif d'images thermographiées, il est possible d'observer l'évolution de la température maximale du liquide avec l'augmentation de la densité de puissance électronique incidente.

Nous présentons en 'figure 8', les mesures obtenues sur un lingot de cérium de masse initiale de 2,2 kg, pour trois puissances incidentes (3, 5 et 8 kW).

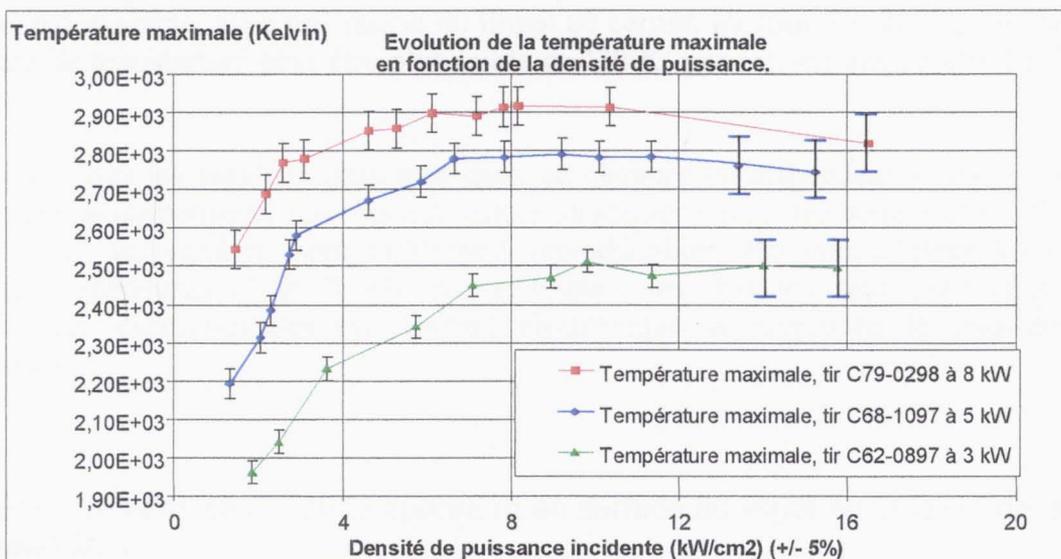


Figure 8 : Evolution de la température maximale du cérium liquide suivant la densité de puissance. Les résultats sont présentés pour trois puissances incidentes 3, 5 et 8 kW.

Pour un bombardement électronique ponctuel, les isothermes en surface sont circulaires, concentriques sous l'impact. Dans ces configurations, les températures maximales sont mesurées au centre de révolution.

Quelle que soit la puissance incidente, on observe dans un premier temps une évolution rapide de la température maximale avec la densité de puissance entre 1 et 3 kW/cm^2 .

L'augmentation en température est ensuite plus progressive. On mesure généralement l'optimum de température à 8 kW/cm^2 . A 3, 5 et 8 kW, les températures maximales sont

respectivement de 2510, 2790 et 2920 Kelvin. Pour des densités de puissances supérieures on mesure un phénomène de saturation en température avec la densité de puissance incidente (on note cependant que l'incertitude sur la mesure est plus importante au delà de 12 kW/cm^2).

Cette saturation peut s'associer à l'augmentation de creusement de la surface libre sous la poussée de la pression de vapeur (cf. paragraphe 5.4). La déformation de la surface de cérium peut tendre aux fortes densités de puissance vers de la cratérisation et à des configurations très instables, couplées à des projections de cérium liquide.

On constate que l'augmentation de la température maximale est plus importante entre de entre 3 et 5 kW (280 Kelvin) qu'entre 5 et 8 kW (130 Kelvin). Il semble à la vue de nos résultats expérimentaux que cette faible augmentation de température entre 5 et 8 kW soit symptomatique de la qualité de l'axisymétrie de l'impact électronique.

En effet si entre 1 et 6 kW de puissance incidente, il nous est parfaitement possible de générer un dépôt électronique axisymétrique, pour des puissances supérieures la symétrie de l'impact se dénature fortement : typiquement l'impact peut prendre une forme allongée ou en demi-lune, avec des défauts d'énergie locaux (cf. § 4 sur le couplage des alimentations H.T.). Ces dissymétries engendrent en surface des zones d'écoulement de liquide privilégiées (fort courant de Marangoni dans les zones où les gradients de températures sont importants) affectant l'obtention de température élevée en surface. Généralement, quelle que soit la puissance incidente, du moment que l'impact électronique est fortement dissymétrique les températures maximales mesurées peuvent être inférieures de plusieurs dizaines de degré. Pour une puissance de 5 kW par exemple, avec une masse du lingot de cérium identique et dans un même creuset, l'optimum de température peut être plus faible de '30 K' par rapport aux résultats présentés en 'figure 8'.

Remarque : tous les résultats présentés dans ce chapitre correspondent à des configurations parfaitement axisymétrique, pour les puissances incidentes comprises entre 1 et 6 kW. Dans ces modes de tir, les résultats sont totalement reproductibles. Par contre, pour les puissances incidentes supérieures (7 et 8 kW par exemple), les données sont présentées pour les configurations expérimentales où l'impact électronique se rapproche le plus possible de l'axisymétrie.

5.2.2 Evolution des profils de température en surface du lingot en fonction de la densité de puissance.

L'objectif est de présenter l'évolution de profils de température en fonction de l'augmentation de la densité de puissance incidente du faisceau électronique.

Afin de s'assurer de la représentativité des résultats, nous avons systématiquement réalisé une étude statistique de l'évolution du profil de température suivant les densités de puissance. Les résultats présentés ci-dessous s'inscrivent parfaitement dans la moyenne des évolutions des cartes de température mesurées.

Les évolutions des profils de température dépendent fortement de la densité de puissance, mais restent identiques quelle que soit la puissance incidente.

Nous présentons en 'figures 9 et 10', les résultats acquis lors du tir 'C68-1097' : Puissance incidente 5 kW.

Pour faciliter la compréhension, nous avons reporté dans le tableau suivant, les paramètres de tir en fonction de l'indice de focalisation (indice proportionnel à l'intensité dans les bobines de focalisation du faisceau électronique.). Il est important de préciser que la relation entre l'indice de focalisation et la densité de puissance est différente suivant les tirs (la variation de l'indice de focalisation dépend fortement de la mise en position des composants de la tête du canon à électrons).

Indice de focalisation	Rayon équivalent de l'impact électronique (mm)	Densité de puissance (kW/cm ²)	Température maximale (kelvin)
310	11	1,3	2190
300	8,8	2,1	2310
290	7,6	2,8	2530
280	5,9	4,6	2665
275	4,9	6,5	2745
265	4,5	7,9	2792
260	4,2	8,9	2790
255	3,75	11,3	2785
250	3,25	15,1	2745
230	3,10	16,4	2730

Tableau 1 : Tir C68-1097. P= 5 kW. Evolution de la température.

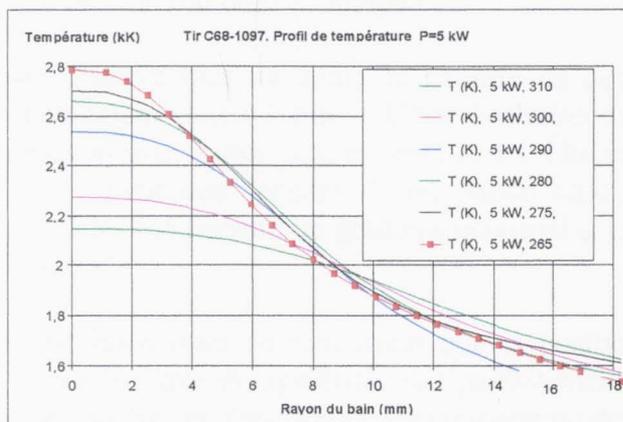


Figure 9 : Profils de température. P=5 kW. Densités de puissance comprises entre 1 et 8 kW/cm².

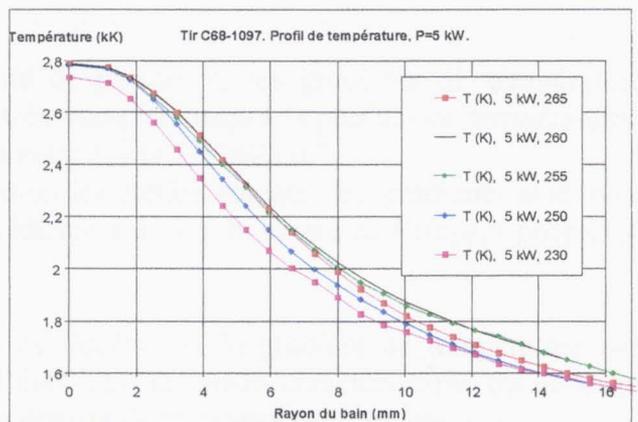


Figure 10 : Profils de température. P=5 kW. Densités de puissance comprises entre 8 et 16 kW/cm².

En 'figure 9', on constate que la température croît avec l'augmentation de la densité de puissance jusqu'à 8 kW/cm². Il est intéressant de noter, que le rayon de l'isotherme '2000 K' reste à peu près constant (soit environ 8,6 mm (+/- 0,3 mm) à 5 kW) dès lors que la densité de puissance

incidente est comprise entre 2 et 9 kW/cm². Lorsque les densités de puissance sont inférieures à 1 kW/cm², les profils de température sont plus plats et les températures maximales (pour les configurations de tir en creuset statique, à 5 kW) ne dépassent pas '2000 K'.

Pour des densités de puissance supérieures à 9 kW/cm² (cf. figure 10), c'est-à-dire au delà de l'optimum de température, l'évolution des profils de température est différente.

Les températures maximales ne varient pas (ou peu), mais par contre le rayon de l'isotherme '2000 K' diminue avec l'augmentation de la densité de puissance (soit 6,5 mm à 16,4 kW/cm²).

Il est important de signaler que le suivi du rayon de l'isotherme '2000 K' n'est pas innocent.

Si on se réfère à la relation du débit formulée par Langmuir (annexe 2, § 1.3), le rayon de l'isotherme à 2000 K correspondrait à un rayon caractéristique au delà du quel le débit de vapeur est quasi-nul.

En se reportant à la configuration précédente, on peut s'attendre aux fortes densités de puissance, à mesurer des débits de vapeur plus faibles lorsque le rayon de l'isotherme '2000 K' diminue. Ceci est d'autant plus marqué que les températures maximales sont légèrement moins élevées.

5.2.3 Evolution des gradients de température en surface du lingot en fonction de la densité de puissance.

Sur les figures suivantes, nous avons reporté l'évolution des gradients de température (Tir c68-1097, P= 5 kW) avec l'augmentation de la densité de puissance incidente. Les données relatives aux profils sont dans le 'tableau 1'.

On observe que sur toute la gamme de densité de puissance, les gradients de température augmentent et se resserrent. Cette évolution est très marquée jusqu'à l'optimum de température : le gradient maximal passant de 0,45 à 1,4 kK/cm entre 1,3 et 7,9 kW/cm².

Pour des densités de puissance supérieures les renforcements des gradients sont plus sensibles (on mesure un gradient maximal à 1,6 kK/cm à 3 mm du centre de l'impact pour 16,4 kW/cm²).

Il est intéressant de remarquer que la position de l'optimum du gradient de température par rapport à l'axe de symétrie, suit parfaitement l'évolution du rayon caractéristique du faisceau électronique, en fonction de l'augmentation de la densité de puissance (cf. 'tableau 1').

Si la tendance est logique, le fait que les deux mesures se superposent est fortuit, car cela dépend de la définition des rayons caractéristiques. On rappelle que les deux diagnostics de mesure sont différents : le rayon caractéristique de l'impact électronique est défini à partir de l'imagerie 'X' (cf. § 5.2) et le gradient de température est défini par l'analyse d'images thermographiées.

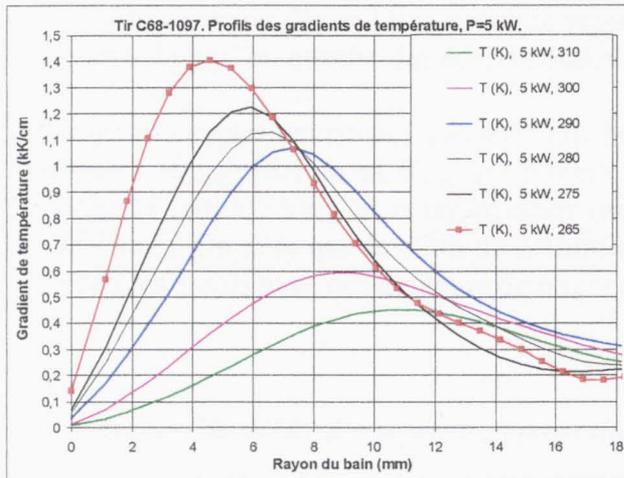


Figure 11 : Gradients de température entre 2 et 8 kW/cm².

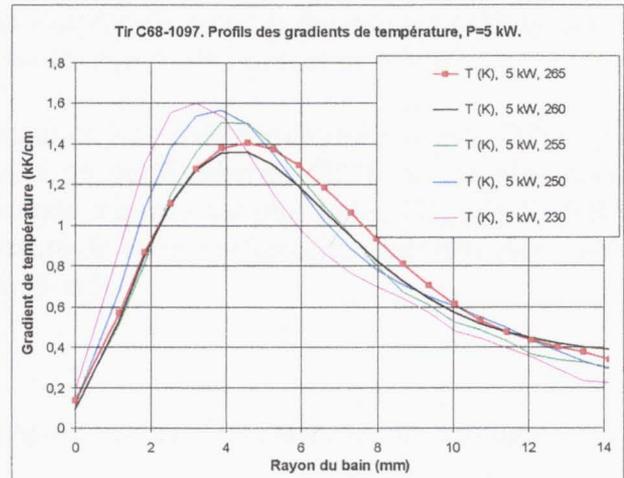


Figure 12 : Gradients de température entre 8 et 16 kW/cm².

5.2.4 Evolution du rayon de l'isotherme '2000 K' avec la puissance incidente.

Nous avons vu que pour une configuration de creuset statique et pour un impact électronique ponctuel au centre du creuset, le rayon de l'isotherme '2000 K' n'évolue pratiquement pas entre 2 et 9 kW/cm². Ce comportement reste identique pour toute les puissances incidentes.

Dans le 'tableau 2', nous présentons les mesures expérimentales du rayon de l'isotherme '2000 K' pour quatre puissances incidentes (les données sont acquises avec un lingot de cérium de masse de 2,2 kg et dans un même creuset 'R_{creuset}=50 mm', 'h_{lingot}=35 mm').

Ces résultats découlent de l'analyse statistique des cartes de température expérimentales acquises pour des impacts électroniques très proches de l'axisymétrie parfaite (2 séries d'images sont réalisées sur toute la gamme de densité de puissance pour chaque puissance incidente). L'écart type des variations autour de la valeur moyenne est de l'ordre du demi millimètre.

Puissance incidente (kW)	2	3	4	5
rayon à 2000 K (mm)	5,90	6,60	7,50	8,60
Température maximale (Kelvin)	2420	2510	2630	2790

Tableau 2 : Evolution du rayon de l'isotherme '2000 K' pour des densités de puissance proches de 8 kW/cm².

Le rayon de l'isotherme '2000 K' augmente avec la puissance incidente. L'augmentation relative est plus importante pour les fortes puissances incidentes.

Par contre, ce rayon dépend fortement de rapport d'aspect du creuset. Suivant les différences de hauteur de lingot, on mesure des écarts notables sur les rayons de l'isotherme '2000 K'.

Il ressort des expérimentations que pour une hauteur de lingot de cérium initiale plus faible (par exemple : $H_{\text{lingot}}=15$ mm et $R_{\text{creuset}}=42$ mm) le rayon de l'isotherme '2000 K' est plus grand (environ 11 mm à 5 kW), et la température maximale mesurée est plus faible ($T_{\text{maxi}} = 2765$ K à $8,2$ kW/cm²). On note que le débit de cérium mesuré de cette configuration est 20% plus faible que pour les essais avec des hauteurs de lingot de 35 mm.

5.3 Mesures des débits d'évaporation pour un impact ponctuel du faisceau électronique.

5.3.1 Mesures du débit de vapeur de cérium en fonction de la densité de puissance incidente.

Les débits d'évaporation mesurés en cérium sont présentés ci-dessous (figure 13) en fonction de la densité de puissance du canon à électrons et suivant trois puissances incidentes.

On observe un réseau de courbes d'allure identique. Le maximum de débit est obtenu pour une densité de puissance proche de 8 kW/cm² (+/-5%), et ceci quelle que soit la puissance incidente du faisceau électronique.

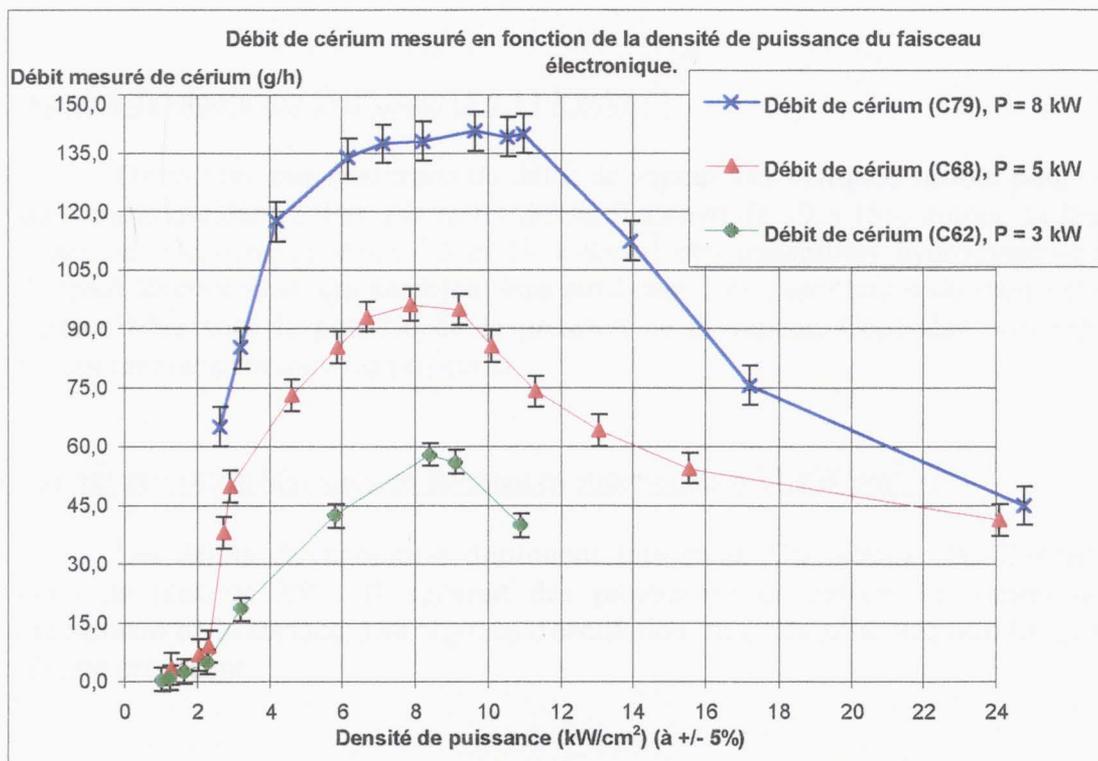


Figure 13 : Evolution du débit de vapeur de cérium en fonction de la densité de puissance.

Le débit d'évaporation optimal mesuré, augmente quasi linéairement avec la puissance incidente. A 8 kW, on pourrait obtenir des débit plus importants avec un creuset redimensionné et une meilleure axisymétrie de l'impact électronique.

On note aussi que l'étendue de la gamme de densité de puissance incidente de l'optimum de débit, augmente avec la puissance totale.

Le réseau de courbes peut constituer un diagramme de stabilité de notre système (en puissance et en densité de puissance) où le rendement d'évaporation est élevé et le régime d'évaporation stable.

Nous différencions trois régimes suivant la densité de puissance :

■ Les régimes d'évaporation stables (0 à 8 kW/cm²) :

Le débit d'évaporation augmente lorsque la densité de puissance croît. Les fluctuations de débit autour de la valeur moyenne sont inférieures à 5%. Les maxima de débits sont obtenus à 8 kW/cm². Ils sont respectivement de 59, 96 et 137 g/h pour 3, 5 et 8 kW. On peut noter qu'il existe pour toutes les puissances, une variation de la pente des profils de débit lorsque l'on augmente la densité de puissance. En particulier, le débit croît très rapidement entre 2 et 4 kW/cm², puis son augmentation devient plus progressive jusqu'à l'optimum (nous reviendrons sur les interprétations au paragraphe 6). Pour les très petites densités (aux environs de 1 kW/cm²), les débits de vapeur sont très faibles, car les températures maximales sont peu élevée (inférieures ou de l'ordre de '2000 K', suivant les puissances incidentes).

■ Les régimes d'évaporation fluctuants (8 à 11 kW/cm²) :

On mesure une saturation du débit de vapeur très marquée surtout pour les fortes puissances incidentes. Par contre les débits fluctuent de 10 à 15% autour de leur valeur moyenne. On observe entre 10 et 11 kW/cm² des instabilités hydrodynamiques sous l'impact électronique, qui semblent être attribuées à des oscillation du creusement de la surface libre sous la poussée de la pression de la vapeur. Cependant ces régimes de fonctionnement ne sont pas projectifs.

■ Les régimes projectifs (densités de puissances supérieures à 11 kW/cm²) :

Les débits d'évaporation diminuent fortement. On mesure des fluctuations du débit de plus de 25%. Il apparaît des projections de cérium en fusion issues du creusement de la surface. Les régimes d'oscillation du creux sont plus rapides que pour le régime précédent.

5.3.2 Comparaison entre les débits mesurés en cérium et en fer en fonction de la densité de puissance incidente.

L'objectif de l'essai d'évaporation sur le fer est de mesurer l'impact de caractéristiques thermohydrauliques (ρ , μ , σ , C_p , λ) différentes et d'obtenir expérimentalement des débits de vapeur plus importants qu'en cérium pour une même densité de puissance du faisceau d'électrons.

Pour une température donnée, la pression de vapeur saturante est plus élevée en fer qu'en cérium (cf. annexe : 2). On rappelle que les gradients de tension de surface de ces deux métaux sont de même signe (le métal en surface se déplace des zones chaudes vers les zones froides).

A titre de comparaison, sur la 'figure 14', les débits de vapeur des deux métaux sont indiqués pour une puissance incidente du canon à électrons de 3 kW.

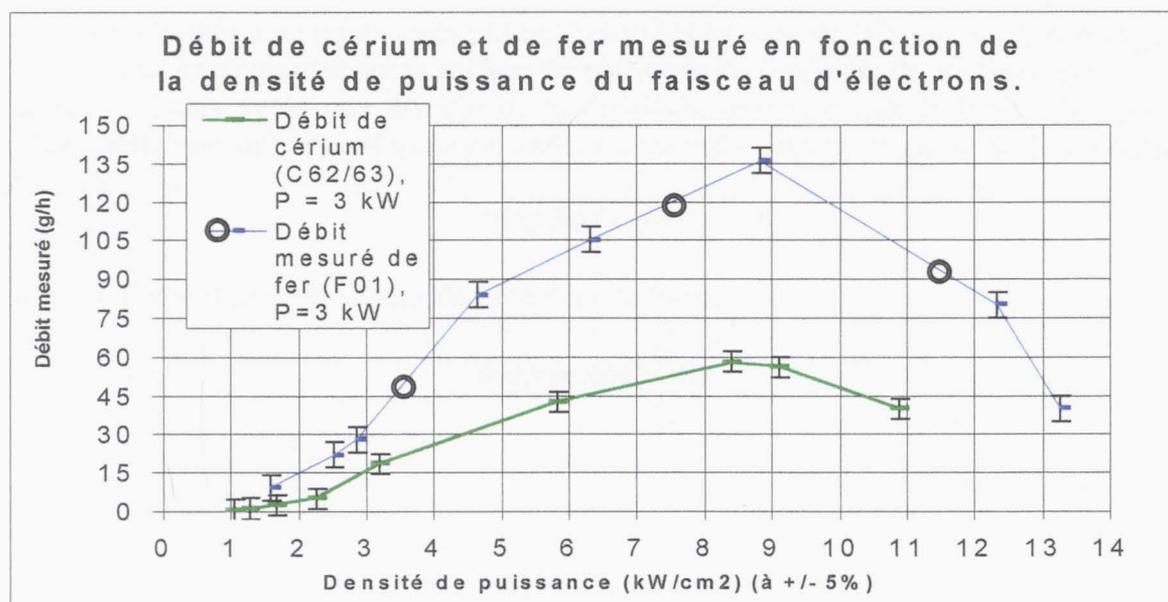


Figure 14 : Evolution des débits expérimentaux en fer et en cérium. Puissance incidente 3 kW.

Les deux courbes de débit ont des allures identiques. On mesure une saturation du débit de fer pour des densités de puissance supérieures à 9 kW/cm².

A 3 kW, l'optimum de débit mesuré en fer est de '137 g/h' pour une densité de puissance de 9 kW/cm². En cérium, le débit maximal pour une même puissance incidente n'est que de '59 g/h'.

Par contre au delà de la densité de puissance de l'optimum de débit, contrairement au cérium, lors des essais en fer, nous n'avons pas observé d'instabilités en surface libre et ni de projections de métal en fusion, même pour les fortes densités de puissance, alors que le débit chute fortement. Nous reviendrons sur ces considérations au 'paragraphe 6'.

5.3.3 Mesure du lobe de vapeur en cérium.

L'objet de cette étude est de vérifier si le lobe d'émission de la vapeur est identique dans les configurations de tir statique et en mode de balayage du faisceau d'électrons (cf. chapitre 3).

En première analyse, pour caractériser le lobe d'émission suivant les différentes configurations d'évaporation, le capotage supérieur de l'enceinte de confinement est muni de cinq couronnes en inox concentriques empilées les unes sur les autres. La connaissance des masses déposées obtenues par différence de pesée des éléments avant et après le tir et le calcul des angles solides d'observations, rendent compte de la loi d'émission de la vapeur de cérium (conformément aux campagnes de tirs précédentes et aux travaux de 'Schiller et al., pages 174 et 208' et de Machet [34] ; la loi d'émission est prise de la forme $\phi(\theta)=\phi_0.\cos^n(\theta)$). Cependant le dispositif se révèle trop imprécis, les masses déposées étant faibles vis à vis des masses des couronnes concentriques.

Les couronnes sont remplacées par neuf pastilles en inox de '30 mm' de diamètre et de '1 mm' d'épaisseur équiréparties sur la surface du couvercle de l'enceinte de confinement. Les résultats finaux après une dizaine de tirs réalisés, montrent que la forme du lobe reste inchangé quelle que soit la configuration expérimentale de densité de puissance. Le coefficient 'n' est égal à :

$$'n=2,30 (+/- 0,24)'$$

Soit une loi d'émission de la vapeur de cérium de la forme :

$$\phi(\theta)=\phi_0.\cos^{2,30}(\theta)$$

5.4 Evolution du creusement de la surface libre de cérium et de fer sous la poussée de la pression de vapeur.

5.4.1 Comparaison entre la mesure du creusement expérimental et le calcul de la déformée de la surface libre en cérium.

Les graphiques ci-dessous illustrent la comparaison entre les mesures du creusement expérimental par l'analyse d'images 'X' et le calcul de la déformée de la surface libre sous la pression de vapeur de cérium.

Sur chaque graphique, les points représentent les mesures expérimentales ; les profils continus sont les résultats de la résolution de l'équation de Laplace-Young.

Nous dissociions dans la présentation, deux configurations expérimentales suivant que la gamme de densité de puissance est inférieure ou supérieure à 8 kW/cm^2 (optimum de débit en statique).

5.4.1.1 Comparaison entre la mesure du creusement expérimental et le calcul de la déformée de la surface de cérium, pour des densités de puissance inférieures ou égales à 8 kW/cm^2 .

La 'figure 15' représente l'évolution de la profondeur de creusement sous la poussée de pression de vapeur de cérium, pour une puissance incidente du canon à électrons de 5 kW et suivant des densités de puissance variables. Les paramètres caractérisant les configurations expérimentales sont reportés dans le 'tableau 3'.

Puissance (kW)	Indice de focalisation	Rayon équivalent de l'impact électronique (mm)	Densité de puissance (kW/cm^2)	Débit mesuré de cérium (g/h)	Profondeur maximale de creusement (mm)	Pente maxi du creux. (degré)	T_{maximale} du liquide (K)
5	285	6.65	3.60	63	-1.38	12	2600
5	275	5.70	4.90	73	-1.62	16	2690
5	270	4.80	6.91	90	-3.58	38	2785
5	265	4.50	7.90	94	-3.80	41	2792

Tableau 3 : Résultats expérimentaux : tir C69-1097.

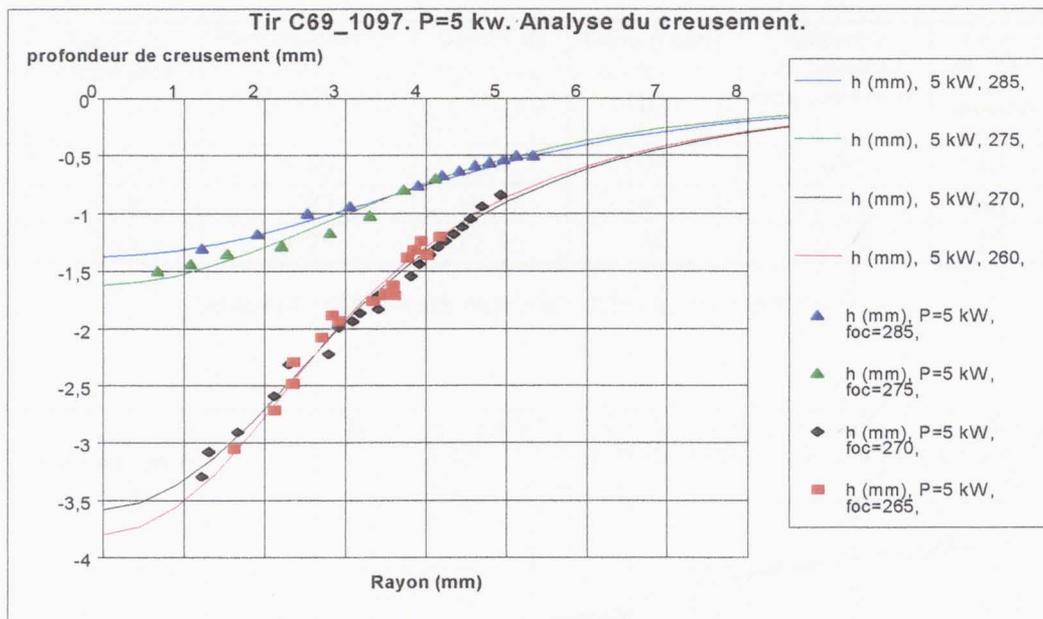


Figure 15 : Comparaison mesures et calculs pour des densités de puissance inférieures à 8 kW/cm². (Tir C69-1097)

On observe une bonne adéquation entre les mesures expérimentales et les résultats de l'analyse numérique. Dès lors que l'image 'X' est représentative de la configuration, c'est-à-dire pour une image acquise hors des phases transitoires dues aux changements des paramètres de tirs et pour un impact électronique axisymétrique, l'écart moyen entre la mesure expérimentale et le calcul ne dépasse pas 0,35 millimètre.

La tendance observée est que la profondeur de creusement croît avec l'augmentation de densité de puissance jusqu'à 8 kW/cm² (optimum de débit statique).

La profondeur maximale à 5 kW généralement mesurée à l'optimum de débit statique (soit 96 g/h) est de 4,00 mm (+/- 0,3 mm).

Pour la gamme de densité de puissance comprise entre 1 et 8 kW/cm², on obtient une grande reproductibilité entre les comparaisons des mesures et les calculs numériques, tant il est vrai que la surface liquide observée expérimentalement est peu perturbée : aucune fluctuation du creux sinon faible et aucune projection de métal liquide.

5.4.1.2 Comparaison entre la mesure du creusement expérimental et le calcul de la déformée de la surface de cérium, pour des densités de puissance supérieures ou égales à 8 kW/cm².

La 'figure 16' représente la comparaison entre la mesure expérimentale et le calcul de la profondeur de creusement pour des densités de puissance supérieures à 8 kW/cm². Les paramètres de tirs sont reportés dans le 'tableau 4'. Le profil noir correspond au calcul numérique du creusement pour une configuration de tir proche de l'optimum de débit statique (proche de 8 kW/cm²). La mesure expérimentale associée est présentée sur la 'figure 15'.

Puissance (kW)	Indice de focalisation	Rayon équivalent de l'impact électronique (mm)	Densité de puissance (kW/cm ²)	Débit mesuré de cérium (g/h)	Profondeur maximale de creusement (mm)	Pente maximale du creusement (degré)	Température maximale du liquide (K)
5	265	4.50	7.90	96	-3.85	48	2792
5	258	3.97	10.10	92	-5.95	66	2790
5	255	3.75	11.35	80	-6.78	73	2785

Tableau 4 : Résultats expérimentaux: tir C68-1097.

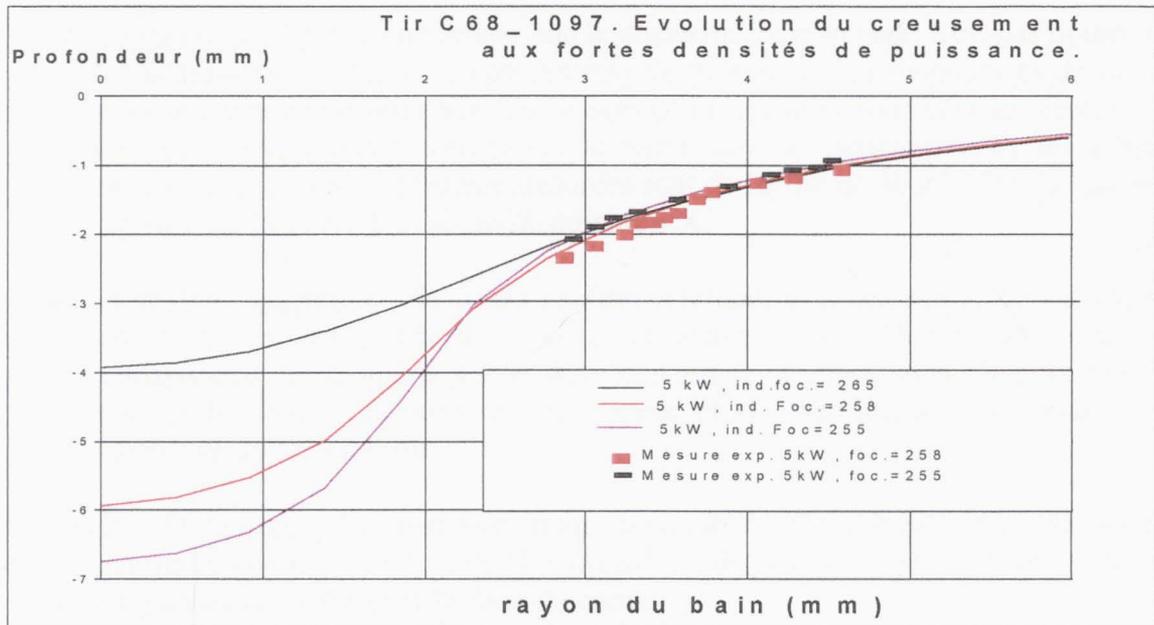


Figure 16 : Comparaison mesures et calculs pour des densités de puissance supérieures à 8 kW/cm². Tir C68-1097.

Les points de mesures expérimentaux et les profils résultants des calculs numériques sont très proches, on note tout de même une augmentation légère de l'écart pour les deux configurations à forte densité de puissance.

De manière identique aux données précédentes (figure 15), lorsque la densité de puissance passe de 8 à 11,5 kW/cm², la profondeur de creusement croît.

On atteint pour ces configurations de densités de puissance élevées (supérieures à 11 kW/cm²) la limite expérimentale du diagnostic de mesure du creusement par l'analyse du rayonnement 'X'.

Le dispositif expérimental d'analyse 'X' est utilisé pour suivre l'évolution de la densité de puissance suivant les variations de la focalisation du faisceau et pour mesurer le creusement sous la pression de recul de la vapeur. Ce système a été conçu pour couvrir l'ensemble de notre gamme d'étude, avec une attention particulière pour la gamme de densité de puissance comprise entre 1 et 10 kW/cm².

De fait, l'angle d'observation du dispositif, son facteur de grossissement et sa résolution, ne permettent pas de mesurer le profil de creusement jusqu'au centre pour les fortes densités de puissance. En pratique, dès que le creux a une profondeur de l'ordre du centimètre, seuls les flancs extérieurs sont observables. Le fond du cratère reste masqué.

De plus pour cette gamme de densité de puissance, on observe des fluctuations de débit comprises entre 10 et 20%, des oscillations de la surface liquide et dans certains cas des effondrements du cratère (keyhole) avec des projections de métal en fusion.

Au delà de 11 kW/cm^2 , nous sommes donc confrontés expérimentalement à deux problèmes pour les fortes densités de puissance:

- En imagerie 'X' : tout en sachant que le dispositif expérimental n'est pas optimisé pour les acquisitions d'images à ces densités de puissance, les fluctuations de la surface nous obligent à travailler avec des temps de pose courts pour figer le creux (masquer les oscillations). Mais comme on le verra dans le 'paragraphe 6', les fréquences caractéristiques du creusement mesurées sont de l'ordre de 40 à 70 Hz. Ce qui est trop rapide pour la caméra CCD de l'acquisition 'X.'
- En analyse thermique : de fortes variations temporelles de luminance entraînent une erreur sur la détermination des températures expérimentales de surface : la connaissance des températures et des gradients thermiques en surface, permettant de calculer les forces de pression de vapeur et de thermocapillarité pour le calcul numérique du creusement.

En conclusion, la mesure 'X' donne une image correcte du creusement pour une gamme de densité de puissance comprise entre 1 et 11 kW/cm^2 . Le dispositif tel qu'il est conçu, ne permet pas aux fortes puissances d'observer le fond du creux.

Pour les fortes densités de puissance, le calcul numérique du creusement peut être entaché d'erreur, puisque l'on se sert de la carte de température expérimentale.

Le seul complément d'information qu'il nous est possible d'apporter, est que le creusement à forte puissance semble profond, avec des pentes proches de la verticale : ce qui semblent être la source des instabilités, des oscillations de la surface et du creusement (visualisation par caméra rapide CCD).

5.4.2 Evolution du profil de creusement suivant la densité de puissance.

5.4.2.1 Evolution des profils de creusement en cérium.

Comme on obtient une bonne adéquation entre les mesures expérimentales et les calculs de la déformée de la surface libre, nous avons choisi de présenter les résultats des calculs numériques pour illustrer ce paragraphe.

Les résultats de l'analyse du tir C68_1097, pour un impact du faisceau d'électrons ponctuel, sont présentés sur la 'figure 17'.

Les profils correspondants aux densités de puissances inférieures ou égale à $8^{+/-0.2}$ kW/cm² sont tracés en traits continus, les profils correspondants aux densités de puissance supérieures à $8^{+/-0.2}$ kW/cm² sont tracés en traits discontinus.

Pour faciliter la lecture de la 'figure 17', la correspondance entre les densités de puissance et les indices de focalisation est reporté dans le 'tableau 5'.

Indice de focalisation	299	295	280	278	270	265	258	255
rayon du faisceau (mm)	8.80	8.30	5.90	5.20	4.90	4.50	4.0	3.75
Densité de puissance (kW/cm ²)	2.1	2.31	4.60	5.86	6.66	7.90	10.10	11.35
Débit mesuré (g/h)	7	9	73	85	93	96	92	80
Pente maximale du creusement (degré)	2	7	20	27	41	48	66	73
Profondeur maximale (mm)	-0.19	-0.76	-1.82	-2.45	-3.73	-3.85	-5.95	-6.78

Tableau 5 : Résultats expérimentaux: tir C68-1097, P=5kW.

Pour cette série, le débit maximal de cérium est de 96 g/h. Il est obtenu pour une densité de puissance de 7,90 kW/cm², ce qui correspond à un indice de focalisation égal à 265 (profil rouge continu).

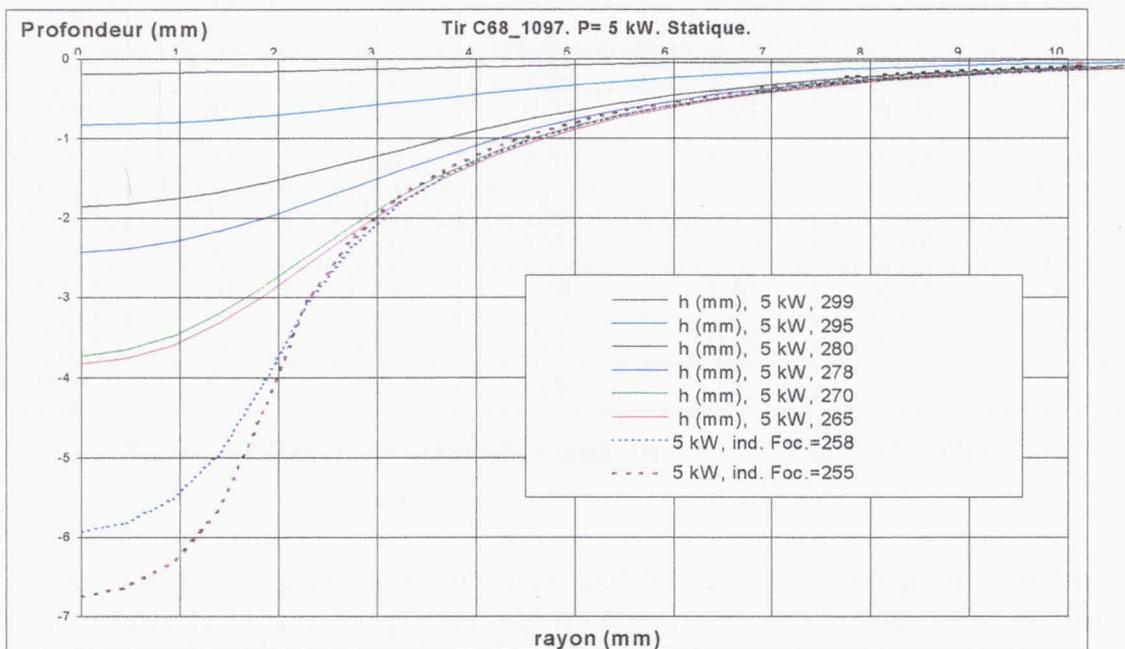


Figure 17 : Evolution du profil de creusement. Lingot de cérium. Puissance incidente 5kW.

Comme nous l'avons précisé au paragraphe précédent, on mesure expérimentalement et on calcule que pour des densités de puissance comprises entre 1 et 11 kW/cm², la profondeur de creusement maximale croît lorsqu'on augmente la focalisation du faisceau d'électrons.

La pente maximale du creusement obtenue est de '73°'. La profondeur maximale est de 6,78 mm. C'est une configuration expérimentale qui est à la limite de l'apparition des oscillations de la surface et du creusement. Cependant, on observe pas de projections de métal liquide.

5.4.2.2 Evolution des profils de creusement en fer.

Ci-dessous sur la 'figure 18', on a reporté quelques résultats du calcul numérique du creusement de la surface libre en fer et en cérium, pour des puissances de 3 et 4 kW et pour des débits équivalents. Les mesures expérimentales du creusement par analyse 'X' confirment ces profils (un exemple de ces mesures est reporté sur le graphique dans le cas du fer, pour une puissance de 4 kW).

Les données expérimentales relatives aux configurations prises en exemple pour une comparaison du creusement sous la poussée de pression de vapeur en fer et en cérium sont les suivantes. Le rayon caractéristique du creusement défini dans le tableau, est le rayon de la surface de la source supposée parfaitement axisymétrique débitant la moitié du débit total (cette mesure est exploitée au § 6.4).

Métal	Cérium	Cérium	Cérium	Fer	Fer	Fer
Puissance (kW)	3	3	4	3	3	4
Indice de focalisation	250	255	265	260	270	280
rayon du faisceau (mm)	4.65	5.15	4.55	5.80	6.20	6.90
Densité de puissance (kW/cm ²)	4.45	3.60	6.20	2.85	2.50	2.67
Débit mesuré (g/h)	29	23	48	28	22	48
T _{maximale} (K)	2280	2250	2550	2160	2080	2400
rayon caractéristique du creusement (mm)	1.30	1.70	1.90	1.90	2.70	0.78
Profondeur maximale de creusement (mm)	-0.90	-0.66	-1.27	-0.52	-0.30	-0.85
pente maximale du creusement (degré)	10	5	18	5	2	7

Tableau 6 : Résultats expérimentaux: tir F01-0797 & C67-1097.

Sur la figure suivante les profils en trait épais sont relatifs au fer, les profils en trait fin au cérium. Le résultat de l'analyse expérimentale du creusement par le diagnostic 'X' relatif à la configuration en fer à 4 kW est précisé par des croix rouges.

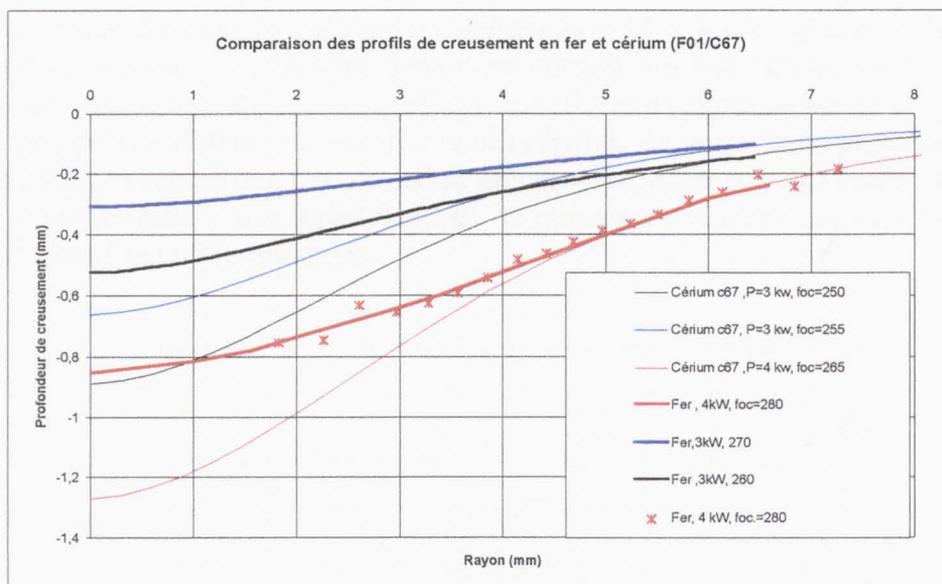


Figure 18 : Evolution des profils de creusement en fer et en cérium. Puissance incidente 3 & 4 kW.

Comme l'illustre la figure 18, la profondeur de creusement maximale en fer pour un débit de métal équivalent à celui du cérium, est moins élevée. Ceci tient au fait que la tension de surface du fer est trois fois plus élevée que celle du cérium. Cet écart s'accroît d'autant plus, que dans les configurations prises en exemples, les températures maximales atteintes au centre de la source pour un débit égal, sont plus importantes dans le cas du cérium.

Pour les deux métaux, l'augmentation de température entraîne une diminution de la tension de surface : à 2200 K $\sigma_{\text{fer}}=1,8 \text{ N/m}$ et à 2600 K $\sigma_{\text{cérium}}=0,40 \text{ N/m}$. La surface libre de fer fondu sera plus difficile à déformer.

L'évolution des profils de creusement de la surface libre de fer est reportée en figure 19, dans le cas d'une puissance incidente de 3 kW.

Nota : le tableau 7 reprend les données expérimentales.

Indice de focalisation	270	260	252	240	210
Densité de puissance (kW/cm ²)	2.50	2.85	7.20	8.80	13.25
Débit mesuré (g/h)	22	28	116	137	42
Pente maximale du creusement (degré)	2	5	25	40	65
Profondeur maximale (mm)	-0.30	-0.52	-2.05	-3.40	-4.70

Tableau 7 : Résultats expérimentaux en fer : tir F01-1097, P=3kW.

Il est intéressant de noter que bien que pour le fer, le creusement de la surface soit moins marqué (entre 25 et 50% de moins qu'en cérium, pour un débit égal), on observe toujours une saturation sur le débit de vapeur pour des densités de puissance supérieures à 8 kW/cm² (cf. figure 14).

Cependant pour des densités de puissance supérieures à 11 kW/cm^2 (domaines de densité de puissance où on rencontre expérimentalement en cérium des oscillations de la surface et du creux, ainsi que des projections de liquide), les visualisations expérimentales et les diagnostics ne nous ont pas permis d'observer avec le fer des régimes de projections de métal liquide, des ondes de surfaces, ni même des pulsations du creusement. Alors que les pentes maximales du creusement sont accentuées aux fortes densités de puissance (la pente est déjà égale à 65° à $13,4 \text{ kW/cm}^2$, dans l'exemple présenté).

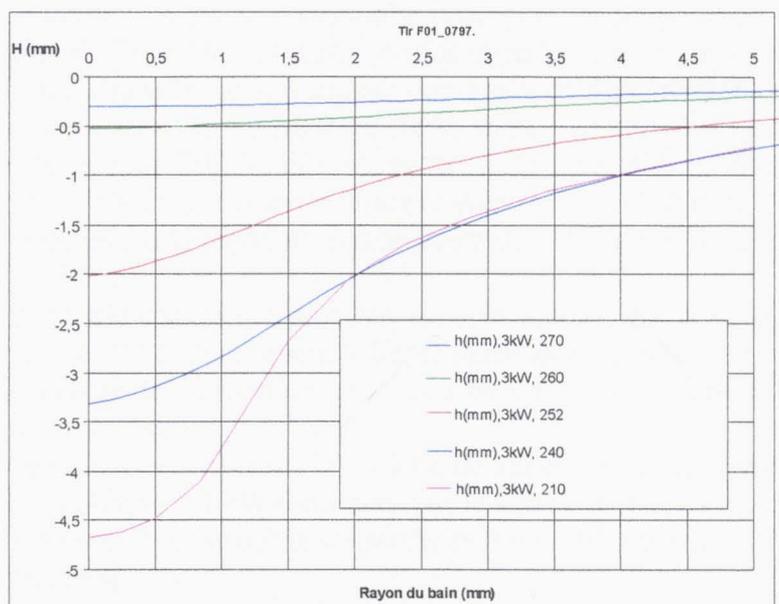


Figure 19 : Profils de creusement de la surface libre en fer.

5.5 Conclusions des essais.

On constate, que bien qu'il n'y ait pas d'instabilité due au creusement et de projections de liquide, la chute de débit après l'optimum est tout autant marquée en fer qu'en cérium.

L'effet de limitation de débit semblent être due, dès 4 kW/cm^2 , à l'augmentation de la convection gravitaire et de la convection de Marangoni, qui limitent la progression en température sous l'impact électronique. A partir de 8 à 10 kW/cm^2 , c'est la recondensation de la vapeur sur les parois du creusement qui contribue à la limitation du débit et non pas l'apparition des instabilités et des projections.

Ce point est approfondi au paragraphe suivant.

6. Interprétations des résultats : Stabilité du creusement sous la poussée de pression de vapeur.

6.1 La chute de débit aux fortes densités de puissance.

La compréhension de la stabilité du creusement et du seuil de projection permet d'optimiser les paramètres de fonctionnement pour obtenir le meilleur rendement d'évaporation.

Comme nous l'avons décrit au paragraphe précédent, la pression de recul a tendance à augmenter le creusement. Ce faisant, la partie la plus chaude du bain au centre de l'impact et au fond du creux se trouve abaissée, ce qui a pour conséquence d'augmenter l'effet de convection naturelle, entraînant une chute de température de la source émettrice. Les calculs de débit de vapeur en cérium avec le code TRIO-EF, réalisés par D. Guilbaud [25], montrent que pour une puissance incidente de 5 kW et un rayon de faisceau électronique de 3 mm, l'effet de convection dans le creux peut entraîner une chute de température de 40 Kelvin, donc une baisse de débit d'évaporation.

Cependant, il semble d'après nos analyses expérimentales, que cela soit la recondensation de la vapeur sur les parois du cratère, qui aux fortes densités de puissance entraîne une chute de débit de vapeur. Le facteur de convection gravitaire bien qu'il réduise le débit total n'explique pas à lui seul cette chute de débit.

En effet, les mesures expérimentales du lobe de vapeur pour des configurations statiques de bombardement électronique à 5 kW (obtenues par le suivi des masses de cérium déposées sur des pastilles en inox placées sur l'enceinte de confinement de l'évaporateur K7, cf. § 5.3.3) nous donnent un lobe de la forme :

$$\phi(\theta) = \Phi_0 \cdot \cos^{2.30}(\theta)$$

En considérant les pentes du creusement mesurées par le diagnostic 'X', et la forme expérimentale du lobe de vapeur, une étude analytique, nous permet d'estimer la part de débit de vapeur qui devrait se recondenser sur les parois du cratère (figure 20).

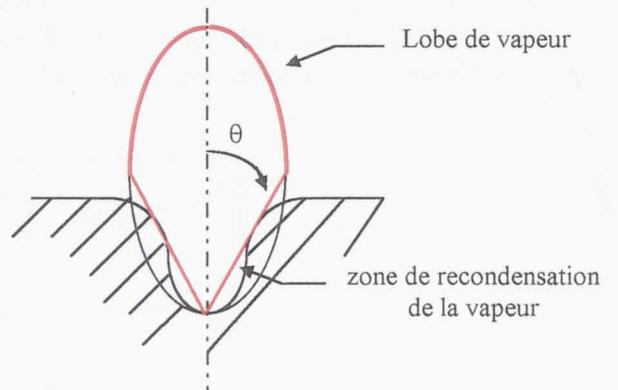


Figure 20 : schéma de principe.

Nous avons reporté sur la 'figure 21', la variation de débit qu'il peut exister entre la mesure expérimentale et le débit augmenté de la part de la vapeur qui peut se recondenser sur les parois du creusement.

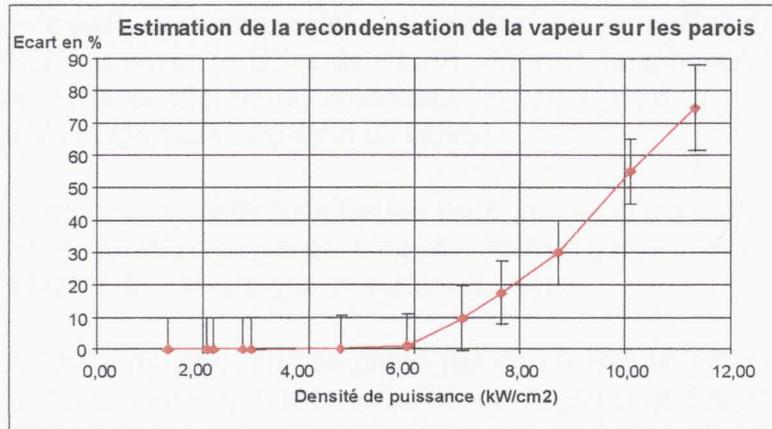


Figure 21 : Recondensation de la vapeur sur les parois du creux.

L'intérêt de cette figure est de mettre en évidence les effets de la convection gravitaire et de la recondensation de la vapeur sur les parois du cratère.

Dans un premier temps entre 2 et 4 kW/cm², on mesure une augmentation du débit de vapeur avec la densité de puissance (cf. figure 13). Un changement de la pente s'observe juste après. La profondeur de creusement étant faible (1 à 2 mm), les débits expérimentaux et les débits augmentés sont sensiblement égaux, mais cela semble suffisant pour induire un effet gravitaire plus important (changement de pente de la courbe de débit, figure 13).

C'est seulement pour des densités de puissance supérieures à 6 kW/cm², que l'on mesure un effet plus marqué de la recondensation de la vapeur. Contrairement aux mesures du débit expérimental, le calcul numérique du débit augmenté de la recondensation, ne met pas en évidence la saturation et ne reproduit pas la chute de débit aux fortes densités de puissance.

Ces mesures sont en parfait accord avec les résultats de la modélisation de D. Guilbaud [25], 'figure 22'. L'auteur différencie les débits d'évaporation de cérium en fonction du rayon de focalisation, pour trois modèles : surface plane, surface déformée sans la prise en compte de la recondensation de la vapeur sur les parois du creux et surface déformée avec recondensation.

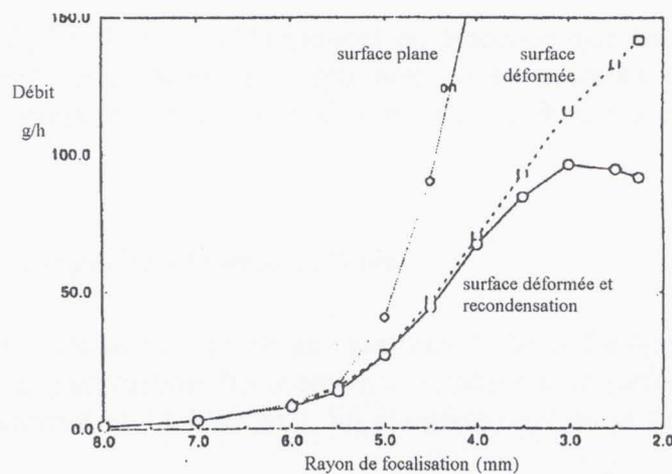


Figure 22 : Débit de vapeur de cérium en fonction du rayon de focalisation (résultats de la modélisation sous TRIO-EF de D. Guilbaud).

Conformément à notre analyse expérimentale, on constate que premièrement la prise ne compte du creusement réduit fortement le débit de vapeur de part l'augmentation de la convection gravitaire. Et que seule la configuration modélisant le creusement et la recondensation de la vapeur, rend compte de la saturation du débit de vapeur.

Remarque : La définition du rayon de focalisation prise par l'auteur est différente de la notre. Il considère que le rayon caractéristique de l'impact électronique est égal à l'écart type d'une Gaussienne représentant le flux thermique en surface du lingot.

Bien sur, cette étude est simplifiée, elle ne prend pas en compte la pression tangentielle de la vapeur sur les parois du creusement, ni même l'influence du piégeage des électrons rétrodiffusés.

Cependant si l'influence du piégeage des électrons semble peu significatif, le frottement induit par la vapeur recondensée sur les parois du creux peut renforcer localement la convection de Marangoni (J. Flèche et al. [35]).

De plus un creux trop profond est sujet à de plus grandes instabilités et est susceptible de se refermer. Ce repliement sur lui-même s'accompagne alors d'éjections de gouttelettes provenant du liquide qui referme la cavité.

6.2 Les instabilités au sein du bain.

Les instabilités sont les prémices de l'éjection de gouttes de métal liquide. L'étude des origines de ces instabilités, peut nous guider dans la compréhension des mécanismes du régime projectif.

La configuration plane assure le maximum de stabilité à la surface libre puisqu'elle minimise celle-ci. Dès qu'on la modifie, la surface sera plus sensible aux perturbations ambiantes, surtout si les contraintes qui lui sont appliquées sont importantes. Ainsi plus le creusement est important sous l'impulsion d'une pression de recul croissante, plus les fluctuations de température, donc de pression de recul peuvent être facilement amplifiées, ce qui développe une instabilité (ces travaux ont fait l'objet d'une thèse soutenue par A. Maréchal [36]).

De même, les études de M. Souchet [37] mettent en évidence que les variations de la tension superficielle engendrent l'effet Marangoni qui met en mouvement le fluide et génère des fluctuations locales de température, qui peuvent s'amplifier et déstabiliser la surface libre.

6.3 Analyses spectrales expérimentales en cérium.

Un dispositif d'analyse spectrale est corrélé aux mesures du débit d'évaporation du cérium.

On met en évidence, dès l'apparition des premières instabilités de surface (pour des densités de puissance comprises entre 8 et 11 kW/cm²), un élargissement de la bande spectrale comprise entre 40 et 90 Hz .

Le 50 Hz du secteur ainsi que ses harmoniques sont présents sur les spectres, mais ils n'interfèrent en aucune manière avec l'élargissement spectral, mesuré lors de l'apparition des instabilités de surface.

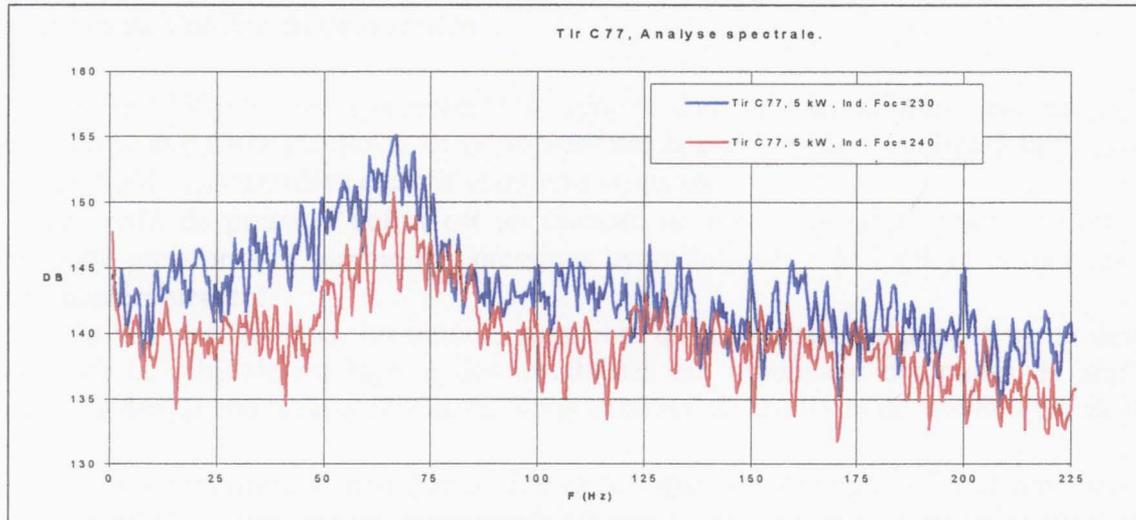


Figure 23 : Analyse spectrale en cérium. P= 5 kW

La fréquence de l'optimum est de 68 Hz, pour cette configuration expérimentale.

Plus généralement, l'optimum se situe entre 45 et 70 Hz, suivant le rayon du faisceau, la puissance incidente et la qualité de l'impact (le dépôt d'énergie pour une configuration statique du faisceau électronique, reproduit l'image de la cathode. De part ce fait l'impact peut ne pas être totalement axisymétrique, entraînant une variation de l'optimum en fréquence).

Pour mieux appréhender la physique et valider nos mesures et observations, nous nous sommes intéressés aux études de Klein & al. [38]. Les auteurs présentent un modèle théorique sur la réponse du creusement à une variation de puissance d'un laser CO₂, en restreignant leurs investigations aux fluctuations radiales du capillaire.

En première approximation, ils obtiennent que la fréquence caractéristique du cratère répond à la formulation suivante : $F = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho \cdot r_{\text{creux}}^3}}$. Avec 'F' la fréquence caractéristique (Hz), 'σ' la tension de surface, 'ρ' la masse volumique et 'r_{creux}' la dimension caractéristique du creusement (rayon du creusement à mi-hauteur).

Pour nos configurations avec 'σ =0.33 N/m', 'ρ=6300 Kg/m³', et 'r_{creux}=2,3 mm', on obtient « **F=66 Hz** ». Ce résultat est en parfait accord avec les acquisitions expérimentales.

L'élargissement spectral mesuré en cérium, serait semble-t-il, le domaine de réponse des fluctuations du creusement.

6.4 Critères de stabilité du creusement.

M. Sze & Self [39] se sont intéressés à la surface d'un liquide déformée par un champ de pression perpendiculaire à celle-ci, sensé représenter la pression de recul liée à la formation de vapeur. Le fluide est considéré comme étant non visqueux.

Le profil de pression défini est un créneau de type : ' $p(x)=p_0$ ' pour ' $x \in [-x_0, x_0]$ '. Ils égalent cette pression à la somme des pressions hydrostatique et de Laplace et ils résolvent ce système numériquement.

A la vue des résultats, les auteurs suggèrent qu'un creusement dont la pente des parois approche de la verticale est sujet à des instabilités qui produisent des ondes de surfaces et conduisent à des éjections de gouttelettes. Nous nommerons ce critère de Sze-Self par la suite.

C'est sur la base du critère heuristique de Sze et Self que Antoni et al. [40] ont considéré que la limite de stabilité du creusement correspondait à une tangence verticale au point d'inflexion du profil (noté ' x_0 '), et ont établi l'équation de la courbe des pressions limites d'instabilité en fonction de la largeur du créneau de pression. Cette courbe donne, pour une largeur ' x_0 ' du créneau, la valeur de pression ' p_0 ' à ne pas franchir si on veut que le creusement associé reste stable.

Les auteurs reprennent pour cela les calculs de Sze et Self avec un créneau axisymétrique de pression et estiment les pressions dans les cas limites où le rayon du creusement est très petit ou très grand devant la longueur capillaire.

- ' $x_0 \ll$ Longueur capillaire : ' p_0 ' tend vers ' $2\sigma/x_0$ ',
- ' $x_0 \gg$ Longueur capillaire : ' p_0 ' tend vers ' $2\sqrt{2} \cdot P_{\text{capillaire}}$ '.

$$\text{Avec } L_{\text{capillaire}} = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho g}}; \quad P_{\text{capillaire}} = \sqrt{\sigma \rho g}$$

Ils obtiennent alors la loi approchée suivante en coordonnées réduites qui respecte les deux cas limite ci-dessus :

$$P_0 = [2(\sqrt{2} - 1) + 2\sqrt{1 + (\frac{1}{X_0})^2}] \quad (6.4.a)$$

$$\text{Avec } X_0 = \frac{x_0}{L_{\text{capillaire}}}; \quad P_0 = \frac{P_0}{P_{\text{capillaire}}};$$

La partie au-dessus de la courbe correspond à deux valeurs du couple (X_0, P_0) qui génère des instabilités puisqu'on se trouve au-delà des valeurs de pression limite.

Le créneau de pression est néanmoins peu réaliste, puisqu'il présente une discontinuité qui n'existe pas en réalité, et qu'il suppose une évaporation uniforme sur toute la surface de la source.

Les auteurs ont donc repris le calcul pour un champ de pression parabolique, s'approchant mieux de la réalité. La nouvelle loi de pression limite s'écrit en coordonnées réduites:

$$P_0 = 0,83 \cdot \frac{X_0}{\sqrt{2}} + \sqrt{\left(\frac{9\pi^2}{8}\right) \cdot \left(\frac{1}{X_0^2}\right) + 13} \quad (6.4.b)$$

Les deux profils théoriques définissant le critère de stabilité du creusement sont présentés en figure suivante. Pour ' $x_0 < 1$ ', on constate que les deux courbes évoluent de la même manière. En revanche, leur allure change radicalement pour ' $x_0 \geq 1$ ' : la courbe basée sur la loi parabolique (formulation d'Antoni & al.) devient croissante contrairement à l'autre qui a une asymptote horizontale.

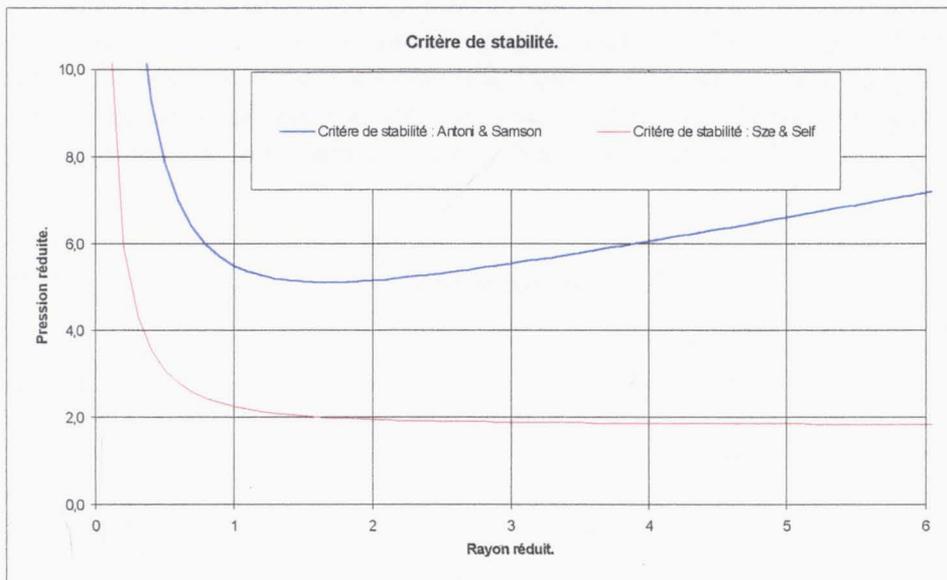


Figure 24 : Critère de stabilité.

6.5 Critères de stabilité : résultats expérimentaux.

Nous avons reporté les points expérimentaux en fer et cérium, dans le diagramme de stabilité du creusement (figure 25).

Pour s'inscrire dans le diagramme en coordonnées réduites, nous faisons l'hypothèse que le profil de pression de recul expérimental est parabolique (ce qui est proche des mesures expérimentales), et on caractérise les configurations de la manière suivante:

- un rayon caractéristique : rayon de la surface de la source supposée parfaitement axisymétrique de débit de vapeur égal au débit total divisé par deux. Cette dimension est mesurée grâce au dispositif d'acquisition d'images thermographiques.

- Une pression caractéristique : pression de vapeur expérimentale à la cote du rayon caractéristique ($\frac{1}{2}$ débit de vapeur totale) pour un impact axisymétrique,

Pour faire correspondre nos mesures expérimentales à l'hypothèse du profil de pression de recul parabolique, on définit les coordonnées réduites de la façon suivante :

- Le rayon réduit :

$$R_{réduit} = \frac{R_{caractéristique}}{L_{capillaire}}$$

- La pression réduite :

$$P_{réduite} = \frac{P_{caractéristique}}{P_{capillaire}}$$

Trois séries expérimentales sont présentées : deux en cérium pour 3 & 5 kW et une en fer pour 3 kW (série F01_0797 en vert foncé). Dans chacun des cas les points correspondant aux faibles densités de puissance sont en bas à droite du graphe. Les points en rouge précisent les points expérimentaux où le débit de vapeur est optimal. Pour la série en cérium C68_1097, les points noirs représentent les configurations au delà de laquelle les régimes sont projectifs, c'est-à-dire les domaines à forte densité de puissance (supérieur à 11 kW/cm²).

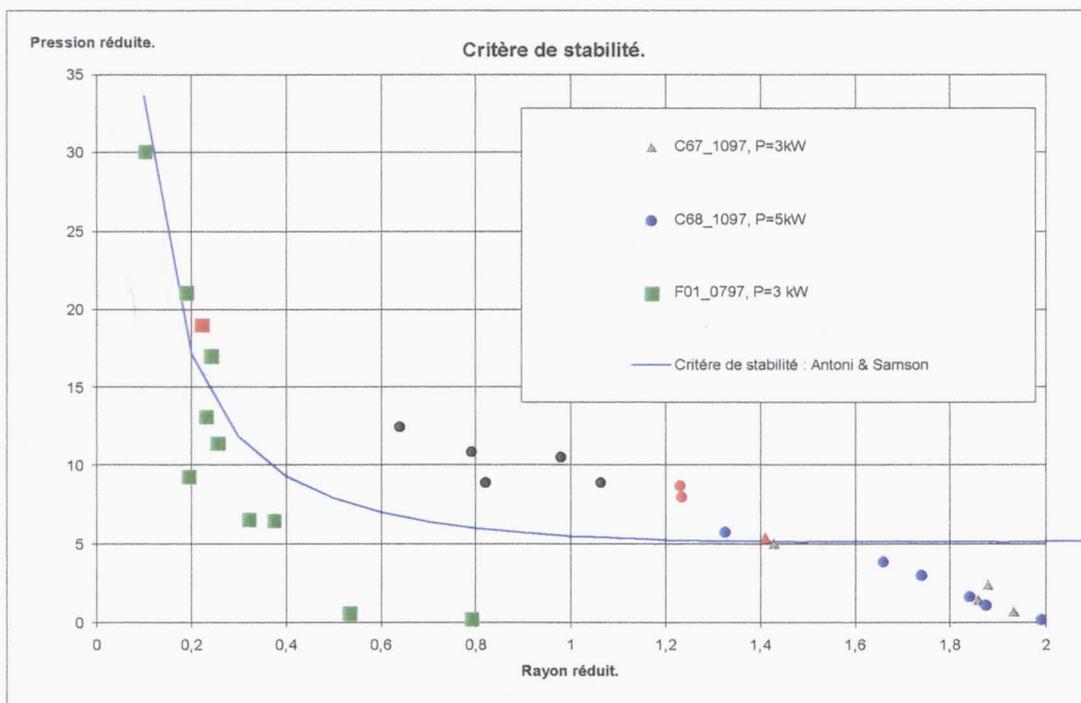


Figure 25 : Critère de stabilité : résultats expérimentaux en fer et en cérium.

La précision des mesures expérimentales est pour le rayon réduit inférieure à '0,1' et pour la pression réduite inférieure à '2'.

On constate que le critère de stabilité redéfini par Antoni & al., en supposant que le profil de la pression de recul est parabolique (courbe bleue) rend compte des observations expérimentales.

Premièrement, les points caractérisant les régimes projectifs (points noirs) sont au delà de la courbe de stabilité, domaine défini comme étant propice aux instabilités du creusement.

Deuxièmement, expérimentalement avec un lingot de fer, on n'observe pas de projections de liquide même pour des fortes densités de puissance. En effet les points relatifs au fer en vert, tangentent la courbe théorique sans pour autant la dépasser (incertitude de la mesure).

7. Conclusion.

Le suivi du débit de vapeur de cérium pour un impact axisymétrique du faisceau électronique, permet de différencier trois régimes d'évaporation (stable, fluctuant et projectif), suivant la densité de puissance et ceci pour une gamme de puissance incidente comprise entre 2 et 8 kW.

On obtient une bonne adéquation entre les mesures expérimentales du creusement de la surface sous la poussée de la pression de vapeur et la résolution numérique de l'équation traduisant l'équilibre de la surface libre.

On mesure une augmentation de la profondeur maximale de creusement jusqu'à l'optimum du débit de vapeur. En cérium, cet optimum s'obtient à 5 kW pour une densité de puissance de 8 kW/cm^2 . Dans ces conditions, le débit d'évaporation mesuré est de 96 g/h et la profondeur de creusement maximale de 4,00 mm (à $\pm 0,3 \text{ mm}$).

Pour des densités de puissance supérieures, la mesure expérimentale et le calcul numérique montrent que le creusement s'accroît jusqu'à des pentes du cratère de l'ordre de 80° , à $11,5 \text{ kW/cm}^2$. Au delà, le creusement est trop instable pour que le diagnostic expérimental d'image 'X' soit exploitable.

Une série d'essais réalisée avec un lingot de fer, met en évidence l'effet prépondérant de la tension de surface sur la profondeur et l'équilibre du creusement. Bien que les débits de vapeur soient plus importants en fer qu'en cérium, le profil général de la courbe traduisant la mesure du débit en fonction de la densité de puissance du faisceau d'électrons reste identique. En fer, on retrouve une saturation du débit pour une densité de puissance incidente de 9 kW/cm^2 .

Les résultats expérimentaux en fer montrent que pour des débits de vapeur équivalents à ceux du cérium, la profondeur maximale du creusement est plus faible. Mais contrairement au cérium, pour les fortes densités de puissance on observe aucune fluctuation de la surface, ni même de projection de liquide.

Les essais en fer semblent indiquer que pour les deux métaux étudiés, la diminution du débit ne provient pas des instabilités du creusement, mais de l'augmentation de la convection gravitaire et principalement de la recondensation de la vapeur sur les parois du cratère.

Les analyses spectrales mettent en évidence le domaine de réponse fréquentielle des instabilités du creusement en cérium, compris entre 40 et 90 Hz, suivant la densité de puissance et la qualité de l'impact du faisceau électronique (axisymétrie).

Ces phénomènes s'inscrivent parfaitement dans le diagramme des régimes de stabilité du creusement, où l'on considère que le creusement produit des ondes de surfaces et conduit à des projections de liquide quand la pente de la paroi du cratère s'approche de la verticale.

8. Bibliographie.

- 1 Langmuir : The vapor pressure of metallic tungsten. Phys. Rev., Vol. 2, pp 329-342. 1913.
- 2 Schiller, Heisig & Panzer : Electron Beam Technology. VEB Verlag Technik, Berlin, 1982. Publ. By John Wiley & Sons Inc.
- 3 Soubbaramayer et Blumenfeld : Energy balance in EB processes : power loss due to thermal convection in the molten pool. Conf. of EB technology, Varna (Bulgaria). Ed. Mladenov, p. 129 (1994).
- 4 Haldenwang : Résolution tridimensionnelle des équations de Navier-Stokes par méthodes spectrales Tchebycheff : application à la convection naturelle. Thèse de l'Université de Provence, 1984.
- 5 Chandrasekhar : Hydrodynamic and hydromagnetic stability. 1961. Oxford Univ. Press. Dover Publ., Inc., New York.
- 6 Debroy & David : A. Physical processes in fusion welding. Reviews of Modern Physics. Vol 67. N°1. pp85-112, 01/1995.
- 7 Schlichting : Boundary layer theory. New-York, McGraw-Hill. 1968.
- 8 Bejan : Heat transfer, Ed. Wiley, New-York, p 166 . 1994.
- 9 Davoust : Convection naturelle MHD dans une cavité horizontale élançée. Thèse de Inst. Nat. Polytechnique de Grenoble. 1996.
- 10 Levich : Physicochemical hydrodynamics, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New-York. 1962.
- 11 Ostrach : Low-gravity fluid flows. Ann. Rev. Fluid Mech., Vol. 14, p 313. 1982.
- 12 Chan, Chen & Mazumder : Asymptotic solution for thermocapillary flow at high and low Prandtl numbers due to concentrated surface heating. Transactions of the ASME 110, p-140. 1988.
- 13 Pumir & Blumenfeld : Heat transport in a liquid layer locally heated on its free surface. Phys. Rev. E. 1996.
- 14 Ben Hadid & Roux : Buoyant and thermocapillary driven flows in differentially heated cavities for low Prandtl number fluids. J. Fluid Mech., Vol. 235, p 1. 1992.
- 15 Avare : Etude et modélisation de l'effet thermocapillaire, application à la refusion des métaux réfractaires. Thèse INPG, Grenoble. 1994.
- 16 Favre : Convection thermocapillaire et thermogravitaire dans un fluide chauffé localement sur sa surface libre. Thèse de l'Inst. Nat. Polytechnique de Grenoble. 1997.
- 17 Nesmejanov : Vapor pressure of the elements. New York : Acad., 1963, pp 149-167.
- 18 Kroos, Gratzke, Vicaneh & Simon : Dynamic behaviour of the keyhole in laser welding. J. Appl. Phys., Vol. 26, pp 481-486. 1993.
- 19 Kaplan : Model of deep penetration laser welding based on calculation of the keyhole profile. J. Applied Phys., Vol. 27 ; pp 1805-1814. 1994.
- 20 Kheshgi et Gresho : Analysis of EB vaporization of refractory metals. Proceedings of the Conference : EB melting & refining state of the Art. Reno, 1986.
- 21 Sze et Self : Investigation of an EB evaporative source. Part I. Theory. Proceedings of the Conference : EB melting & refining state of the Art 1993, pp 2-20 (Ed. Bakish). 1993.

-
- 22 McClelland : Time dependent liquid metal flows with convection and free surface. Int. J. Num. Meth. In fluids, Vol. 20, pp 603-620, 1995.
 - 23 Westerberg, McClelland & al. : The interaction of flow, heat transfer & free surface in an EB vaporization system for metals. Ann. AIChE Meeting, San Francisco, 1994.
 - 24 Magnaud, Guilbaud & al. : TRIO-EF, A general thermal hydraulics code. SPIE Vol. 1859 L.I.S., pp 194-208. 1993.
 - 25 Guilbaud : Effect of melt surface depression on the vaporization rate of a metal heated by an electron beam. Proceedings of the Conference : EB melting & refining state of the Art 1995 (Ed. Bakish, 1995).
 - 26 Krishnamurti : Some further studies on the transition to turbulent convection. J. Fluid Mech., Vol. 60, pp 285-303. 1973.
 - 27 Silveston : cité dans H. Oertel, thermal instabilities, Convective transport and instability phenomena. G. Braun Karlsruhe. 1982.
 - 28 Kraichnan : Turbulent thermal convection at arbitrary Prandtl number. Phys. Fluid.; Vol. 5, pp 1374-1389. 1962.
 - 29 Pantaloni et al. : Rayleigh Bénard Marangoni instability ; new experimental results. J. of non Equi. Thermo., Vol. 4, pp 201-218, 1979.
 - 30 Blumenfeld et Soubbaramayer : Combined effect of buoyancy and interfacial phenomena on the heat transfert coefficient at the melt surface of an EB evaporator. 10th Int. Heat Transfer Conf., Edité par Hewwitt, p-13. 1994.
 - 31 Favre, Blumenfeld et Daviaud : Coupled thermocapillary and buoyancy effect in a liquid layer locally heated on its surface. Proc. of the ASME Fluids Eng. Summer Meeting, Vol. 37, pp 673. 1996.
 - 32 Antoni & al.: Evaporation du cérium par une source EB. Congrès NURETH, 1993.
 - 33 Batchelor : An introduction to fluid dynamics. Cambridge University Press.1967.
 - 34 Machet : Mécanismes de transport de la vapeur métallique lors des procédés PVD. J. d'échange sur le bombardement électronique et ses applications en métallurgie. IRSID, Unieux, 1993.
 - 35 J.L. Flèche et al. : Modélisation des jets libres de vapeur métallique issus de sources produites par B.E. J. d'échange sur le bombardement électronique et ses applications en métallurgie. IRSID, Unieux, 1993.
 - 36 A. Maréchal : Etude de la déformation et des instabilités pouvant apparaître à la surface libre d'un liquide soumis localement à une évaporation intense. Thèse de doctorat de mécanique (Grenoble, 02/1993).
 - 37 M. Souchet : Etude de la stabilité d'une couche limite thermocapillaire avec surface libre déformable. Thèse de doctorat (Paris-6, 11/1991).
 - 38 Klein, Vicanek & Simon : Forced oscillations of the keyhole in penetration laser beam welding. J. Phys., Vol : 29, 1996, pp : 322-332.
 - 39 Sze & Self : Investigation of an EB evaporative source. Livermore National Laboratory, 1989.
 - 40 Antoni et al.: Creusement de la surface libre d'un bain liquide. 4ème journée d'échange sur le bombardement électronique et ses applications en métallurgie. Paris, 01/1998. A paraître.

CHAPITRE III :
Etude des modes transitoires : balayage du faisceau d'électrons.

1. Introduction.

Un moyen connu pour améliorer le rendement d'évaporation consiste à augmenter la densité de puissance du faisceau. Mais nous avons vu dans le 'chapitre 2', que toute chose restant égale par ailleurs, pour un impact ponctuel du faisceau électronique en creuset fixe, on trouve vite la limite de cette démarche par l'augmentation du creusement de la surface libre sous la poussée de la pression de vapeur émise.

Cette amplification de creusement conduit à une saturation de la température de surface (voire une baisse), causée par le renforcement de la convection gravitaire, de la convection thermocapillaire et de la recondensation de la vapeur sur les parois du creusement. De plus, dans certaines conditions ('chapitre 2', 'paragraphe 6'), le creusement conduit à l'apparition d'instabilités limitatives à la conduite du banc expérimental (oscillations de surface, projections...).

Pour dépasser ces limitations en utilisant au mieux leurs caractéristiques dynamiques, nous nous sommes placé en régime transitoire et nous avons déterminé les caractéristiques optimales de celui-ci (fréquence, amplitude de balayage). Le mode transitoire est obtenu par le balayage du faisceau d'électrons sur la surface. Trois modes de balayage sont testés : linéaire, circulaire et bidirectionnel sur la surface du lingot de métal.

2. Bibliographie et axes des études.

Pour obtenir un débit de vapeur élevé et éviter les éclaboussures (projections de métal en fusion), pour une puissance donnée et des dimensions du bain fixées, une première méthode consiste à ajuster la focalisation de l'impact électronique et à déplacer le faisceau sur la surface émettrice avec une déflexion programmée (Blum et al. [1], Melde et al.[2]).

Dans ce contexte, le balayage du spot électronique en surface du lingot est principalement utilisé pour augmenter l'aire d'action du faisceau. Pour un balayage très rapide (plusieurs centaines d'Hertz), la température de surface est quasi-uniforme et le résultat est à peu près le même que pour un faisceau non focalisé (Westerberg et al. [3]).

Des travaux expérimentaux mené sur l'évaporation d'un barreau de titane avec un balayage du faisceau électronique (mode de balayage circulaire ; fréquence comprise entre 1 et 4 kHz), sont rapportés par McClelland et al. [4]. Ces études sont comparées à des résultats numériques du calcul par éléments finis de la thermohydraulique du bain, en géométrie axisymétrique (avec entre autre : la prise en compte de la déformation de la surface libre, des effets thermocapillaires et un dépôt d'énergie moyenné dans le temps). Les auteurs soulignent qu'ils reproduisent fidèlement par le calcul la forme de l'interface liquide-solide et le taux de vapeur émis expérimentalement.

On peut aussi citer les travaux numériques de MM. Bellot, Jardy et Ablitzer [5], sur les effets du balayage du faisceau électronique sur l'hydrodynamique et la turbulence du bain de métal. Les auteurs calculent en transitoire suivant la vitesse de passage du faisceau, la température maximale du liquide et le taux d'évaporation.

Les travaux numériques sur la convection thermocapillaire au cours d'une opération de refusion par laser de Morvan, Cipriani & Bournot [6] mettent en évidence que toutes les variations occasionnées par de faibles modifications de la vitesse de passage du faisceau sont très importantes sur la stabilité de la surface libre.

D'autres auteurs se sont intéressés à trouver un compromis entre la focalisation du faisceau électronique, la fréquence de passage du faisceau et la forme du balayage en surface, pour optimiser les rendements d'évaporation.

Schiller et al. [7], indiquent (§ 3.6.2) qu'il existe une gamme de fréquence où le taux d'évaporation est optimal. Dans ces conditions, les auteurs soulignent que la température de la surface est maximale en balayant le faisceau (avec un pic de 50 à 100 K), ce qui se traduit par une augmentation de la pression de vapeur (locale) de plus d'un facteur 5.

Cependant les auteurs ne précisent pas clairement les paramètres expérimentaux (densités de puissance et vitesses de passage du faisceau électronique). Ils indiquent seulement que la fréquence de balayage du faisceau se situe vers les '50 Hz', et que le rapport entre la surface du faisceau électronique ponctuel et la surface du faisceau avec déflexion doit être ajusté pour chaque type d'évaporant.

Les études menées par Rykalin et al. [8], semblent indiquer que l'optimum de débit en mode transitoire doit être recherché autour des conditions de débit optimal des configurations 'statiques' (impact ponctuel en creuset fixe).

Dans le cas d'un balayage du faisceau électronique en surface du lingot, les échanges thermiques à l'interface sont instationnaires. Entre deux passages du faisceau consécutifs en un même endroit de l'interface, la température de la surface augmente pendant le temps d'exposition, puis diminue jusqu'au passage suivant.

Dans le cadre des études sur l'augmentation du débit de vapeur dans les modes transitoires, il est clair que le temps d'exposition doit être suffisant pour que la température de la surface soit au-dessus de la température de l'optimum de débit statique sur une zone aussi grande que possible, et que le temps entre deux passages ne doit pas être trop grand pour que la température de surface ne redescende pas trop en dessous de la température optimale.

De même il semble évident que si le temps d'exposition est trop important (faible fréquence de balayage), il peut apparaître suivant la densité de puissance incidente une diminution de débit et/ou des instabilités de la surface dues à un fort creusement de la surface libre.

Il semble donc que l'optimum de fonctionnement doit correspondre à un choix judicieux entre le temps d'exposition, le temps inter-passage (qui dépendent de la fréquence et de la forme du balayage) et la densité de puissance du faisceau électronique.

3. Dispositif expérimental.

3.1 Boîtier de balayage.

Des bobines permettent d'ajuster la focalisation du faisceau électronique, tandis que d'autres autorisent un balayage bidirectionnel sur la surface du bain (amplitude et fréquence maximum sont respectivement de 70 mm et 10 kHz). Le mode de fréquence de balayage est soit sinusoïdal, carré ou triangulaire.

Dans le cadre de ces travaux, le tiroir de commande de balayage a subi une modification pour installer un module de base de temps et d'amplitude supplémentaire, afin d'accéder à un balayage bidirectionnel sur la surface du cérium.

3.2 Les configurations de balayage électronique.

On distingue trois configurations distinctes de balayage :

3.2.1 Le balayage linéaire.

Dans ce mode de bombardement électronique, le faisceau d'électrons impacte le lingot de cérium sur une ligne de balayage. On peut faire varier la fréquence de déplacement du spot, l'amplitude (longueur de la ligne de balayage) tout en adaptant la densité de puissance incidente, à l'aide des bobines de focalisation.

Trois modes de déplacement ($y(t)$) sont disponibles dans cette configuration : le mode sinusoïdal, carré et triangulaire.

Le mode de génération de fréquence retenu dans les études est le mode triangulaire : le temps de passage est constant en tout point et on atténue le temps d'arrêt du faisceau d'électrons aux extrémités de la ligne de balayage. L'amplitude maximale du balayage est de '70 mm'. Elle est déterminée par les dimensions du creuset et les sections de passage du faisceau d'électrons dans le couvercle de l'enceinte à vide.

En balayage pour s'assurer que la géométrie de l'impact demandée par l'opérateur est effectivement atteinte par le faisceau électronique, un suivi par diagnostic d'image 'X' est nécessaire.

En effet, quelle que soit la longueur de ligne de balayage imposée dans nos essais, au delà de quelque centaines de Hertz, le faisceau n'arrive plus à recouvrir la totalité de cette amplitude. A 5 kW de puissance incidente par exemple, la longueur balayée vaut 90 % de l'amplitude de consigne à 350 Hz et seulement 50 % à 1000 Hz. Un exemple d'acquisition d'image 'X' dans un mode de balayage linéaire est donnée en 'annexe 3, § 1'.

3.2.2 Le balayage circulaire.

La géométrie balayée est un périmètre circulaire, dont il nous est possible d'adapter le rayon, la fréquence et la densité de puissance du faisceau d'électrons. La démarche expérimentale reste identique à la précédente.

Ce mode de balayage est étudié avec les trois creusets disponibles sur l'évaporateur. Un exemple d'acquisition d'image 'X' de la circonférence balayée par le faisceau d'électrons est donnée en 'annexe 3, § 2'.

3.2.3 Le balayage bidirectionnel sur la surface de cérium.

Dans cette configuration, on ajuste indépendamment la fréquence et l'amplitude de balayage sur deux axes perpendiculaires. La géométrie balayée par le faisceau est une surface rectangulaire couverte par une trame.

On note cependant, que dans ce mode de balayage du faisceau d'électrons quelle que soit la fréquence, la densité de puissance du faisceau électronique et l'amplitude de balayage, il n'a pas été possible de dépasser et même d'égaliser le débit statique optimal.

4. Résultats expérimentaux.

L'objet des études en transitoire est d'obtenir pour une puissance de canon à électrons donnée, la température liquide la plus élevée possible, pour augmenter le gain sur le rendement d'évaporation par rapport aux configurations statiques.

Les paramètres du bombardement électronique sont la densité de puissance, le périmètre balayé et le temps de passage du faisceau.

On définit le 'temps de passage' comme le ratio entre le diamètre de l'impact électronique et la 'vitesse de passage' du faisceau.

4.1 Recherche du débit optimal dans les configurations de balayage.

La densité de puissance est un paramètre essentiel pour le taux d'évaporation. Les expériences (cf. chapitre 2) montrent que le débit de vapeur (pour une puissance incidente constante) augmente avec la densité de puissance, jusqu'à une valeur optimale (située autour de 8 kW/cm^2).

Pour des densités de puissance supérieures, le creusement de la surface dû à la poussée de la pression de recul de la vapeur conduit à l'augmentation de la recondensation de la vapeur sur les parois du creux et aux renforcements des convections gravitaire et thermocapillaire (ces effets induisant une chute de débit de vapeur). De plus, dans certaines conditions ('chapitre 2', 'paragraphe 6'), le creusement conduit à l'apparition d'instabilités limitatives à la conduite du banc expérimental (oscillations de surface, projections...).

Dans les configurations de balayage linéaire et circulaire, la recherche du débit maximal à une puissance donnée passe par une bonne adéquation entre trois paramètres :

- La fréquence de balayage.
- L'amplitude du balayage.
- La densité de puissance incidente du faisceau d'électrons.

Les travaux expérimentaux sur la détermination des optima de débit dans les modes de balayage du faisceau électronique, se sont déroulées en deux phases, suivant la gamme de densité de puissance incidente :

- Dans un premier temps, conformément aux travaux de Schiller et Rykalin, nous nous étions placé à des densités de puissance comprises entre 8 et 10 kW/cm^2 (correspondant au débit optimal statique) sur une géométrie de balayage donnée (variation de l'amplitude). Cependant, quelle que soit la fréquence de balayage du faisceau, nous avons mesuré une diminution significative du débit de vapeur par rapport à la configuration statique (diminution comprise entre 20 et 50%, quelle que soit la puissance incidente).

■ La seconde phase d'étude a consisté à se placer à des densités de puissance supérieures à 12 kW/cm^2 (les densités de puissance sont telles, qu'en statique elles sont la source de fortes instabilités et de projections de liquide). Dans ces conditions et en accordant minutieusement les paramètres de balayage du faisceau, on mesure des débits d'évaporation supérieurs à l'optimum statique (soit 45% en balayage linéaire et 90% en balayage circulaire). De plus les analyses des séquences thermographiées mettent en évidence qu'à l'optimum de débit en mode de balayage, le régime des projections s'affaiblit et que la surface du métal liquide est moins perturbée.

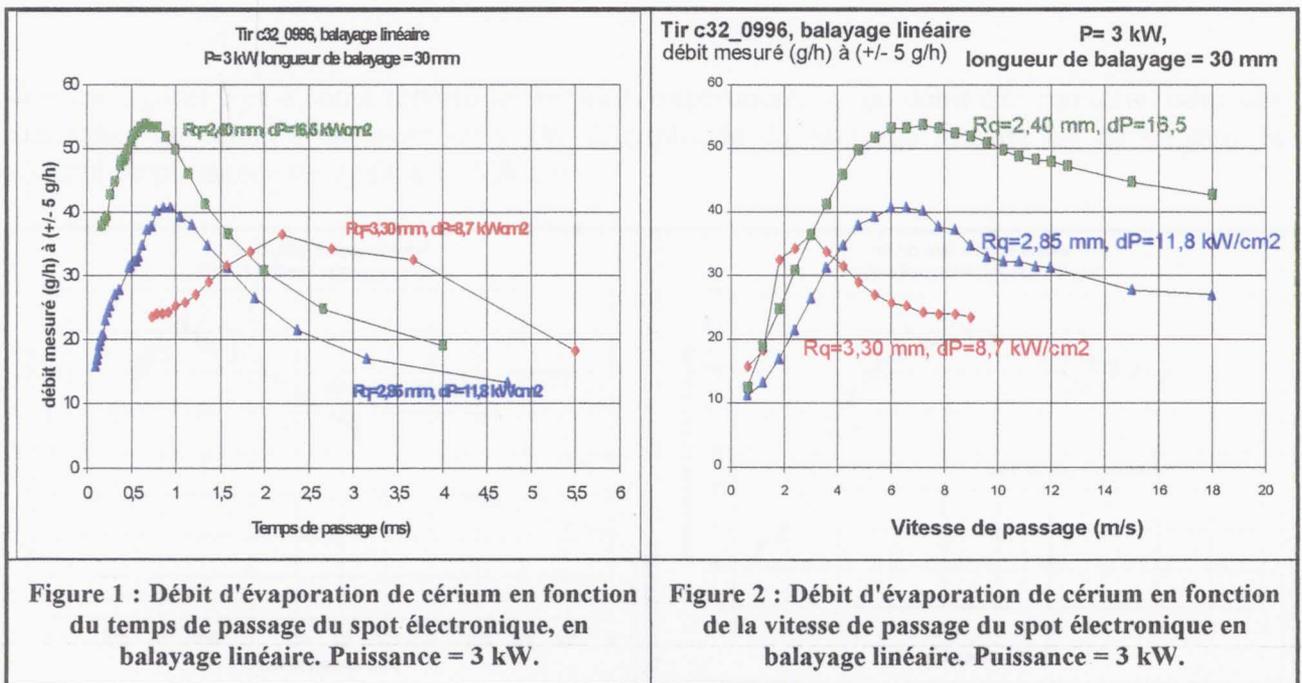
Les principaux résultats de ces études expérimentales sont présentés au paragraphe suivant.

4.2 Evolution du débit de vapeur en fonction du temps de passage et de la vitesse de passage du faisceau électronique.

4.2.1 Evolution du débit de cérium en balayage linéaire.

Les résultats présentés en 'figures 1 et 2', sont obtenus pour une puissance électronique incidente de '3 kW' et sur une longueur de balayage de '30 mm'.

Les paramètres qui différencient les configurations présentés sont les fréquences de balayage (traduites en temps et en vitesse de passage) et les densités de puissance du faisceau d'électrons. On rappelle que dans ce mode de balayage linéaire, la gamme de fréquence de balayage est comprise entre 0 et 1000 Hz.



La mesure expérimentale de débit à $8,7 \text{ kW/cm}^2$ (densité de l'optimum de débit pour une configuration statique : 55 g/h à 3 kW), est obtenue dans un régime d'évaporation sans projection.

Il ressort de cette analyse que dès que l'on amorce le balayage, le débit chute fortement, passant de 55 à 18 g/h respectivement à 0 et 10 Hz (cela revient à créer un terme supplémentaire de convection et donc de réduire la température sous tache). Le débit augmente ensuite progressivement jusqu'à un optimum de 36 g/h pour une vitesse de passage de 3 m/s et un temps de passage de $2,2 \text{ ms}$ (ce qui correspond expérimentalement à une fréquence de balayage proche de 100 Hz). Pour des vitesses de passage plus importantes, le débit de cérium sera plus faible.

On note que pour cette densité de puissance incidente, le débit de vapeur mesuré en balayage reste inférieur au débit optimal statique.

A l'inverse le suivi du débit pour des densités de puissance supérieures ($11,8$ et $16,5 \text{ kW/cm}^2$), se réalise dans des configurations qui en statique sont très projectives et où on observe de fortes oscillations du creusement de la surface libre.

Les profils de débit mesurés en balayage linéaire, conservent la même évolution que pour la configuration précédente.

Cependant, on montre expérimentalement que lorsque l'on adapte la densité de puissance, le débit mesuré en balayage linéaire augmente avec la vitesse de passage jusqu'à un optimum de débit qui égale la valeur maximale obtenue pour un impact ponctuel ($P = 3 \text{ kW}$). Cet optimum de ' 53 g/h ', est atteint pour un densité de puissance de $16,5 \text{ kW/cm}^2$ et un temps de passage de $0,66 \text{ ms}$.

Bien que cette forte densité de puissance électronique induise de fortes projections dans les configurations statiques et pour les faibles vitesses de passage, à proximité de l'optimum de débit en balayage, les projections sont plus éparées et même pour les grandes vitesses de passage souvent rares.

Sur les 'figures 3 et 4', on a reporté les mesures expérimentales du débit d'évaporation pour une puissance du canon à électrons de 5 kW . L'amplitude du balayage linéaire est de 45 mm , la densité de puissance est égale à 17 kW/cm^2 .

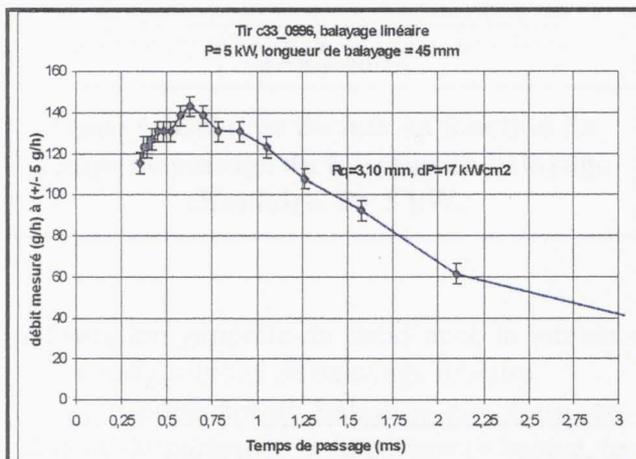


Figure 3 : Débit de cérium en fonction du temps de passage du faisceau, en balayage linéaire. $P = 5 \text{ kW}$.

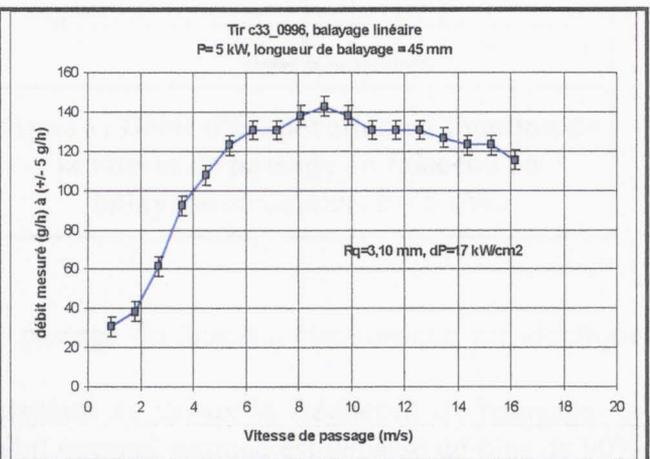


Figure 4 : Débit de cérium en fonction de la vitesse de passage du faisceau en balayage linéaire. $P = 5 \text{ kW}$.

Cette densité de puissance de 17 kW/cm^2 , permet d'atteindre un débit de cérium qui dépasse le débit statique de 45 % (P = 5 kW).

On souligne que pour des densités de puissance inférieures le débit optimal sera plus faible, et pour des densités supérieures les variations de débit sont inférieures à 5 % par rapport aux données présentées, et ceci quelle que soit la géométrie de creuset testée.

On remarque que les temps de passage et les vitesses de passage en balayage linéaire, à l'optimum de débit, sont pratiquement équivalents pour 3 et 5 kW.

4.2.2 Evolution du débit de vapeur en balayage circulaire.

Seuls les débits expérimentaux acquis pour une puissance incidente de 5 kW sont présentés. Les évolutions des débits avec la vitesse de passage du faisceau sont identiques pour des puissance moins élevées, mais les optima de débits restent plus faibles que le débit maximal statique.

Les données en 'figures 5 & 6' correspondent au tir 'C71-1197' : La puissance incidente est de 5 kW, la densité de puissance est proche de 50 kW/cm^2 et le rayon de balayage circulaire est de 12 mm.

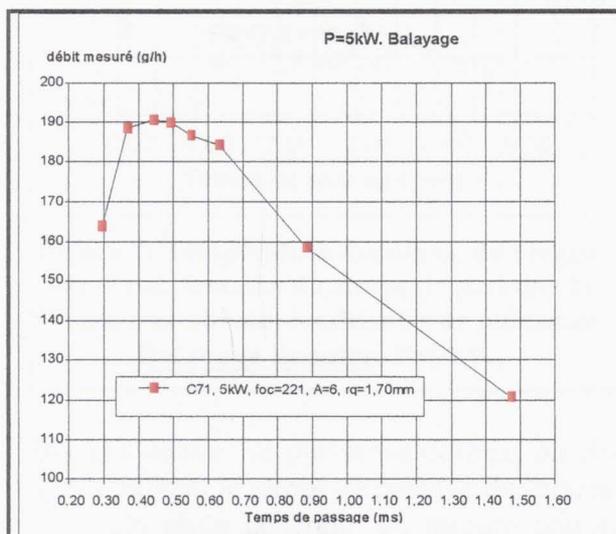


Figure 5 : Débit de cérium en fonction du temps de passage du faisceau en balayage circulaire. P= 5 kW.

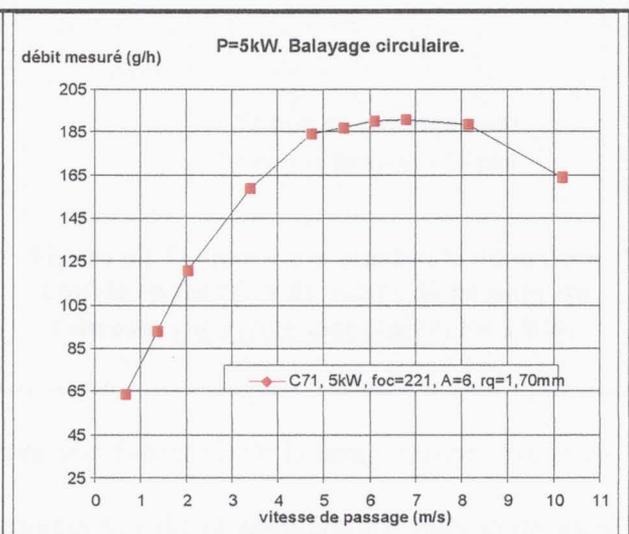


Figure 6 : Débit d'évaporation en fonction de la vitesse de passage du faisceau en balayage circulaire. P= 5 kW.

L'évolution générale du débit avec la vitesse de passage du faisceau électronique est identique aux configurations de balayage linéaire.

Cependant en balayage circulaire, en adaptant au mieux la fréquence de balayage, la densité de puissance et le périmètre balayé, le débit optimal statique est dépassé de plus de 90% (soit 190 g/h pour un temps de passage de 0,44 ms et pour une vitesse de passage de 6,8 m/s). On rappelle que le débit optimal en statique est de 96 g/h à 8 kW/cm^2 , pour une puissance de 5 kW.

4.3 Evolution de la température maximale du cérium liquide en balayage linéaire et circulaire.

L'évolution de la température maximale du métal liquide est donnée en Kelvin en fonction du temps de passage du faisceau : sur la 'figure 7' pour un balayage linéaire et sur la 'figure 8' pour un balayage circulaire. La puissance incidente est égale à 3 kW, pour les deux configurations présentées.

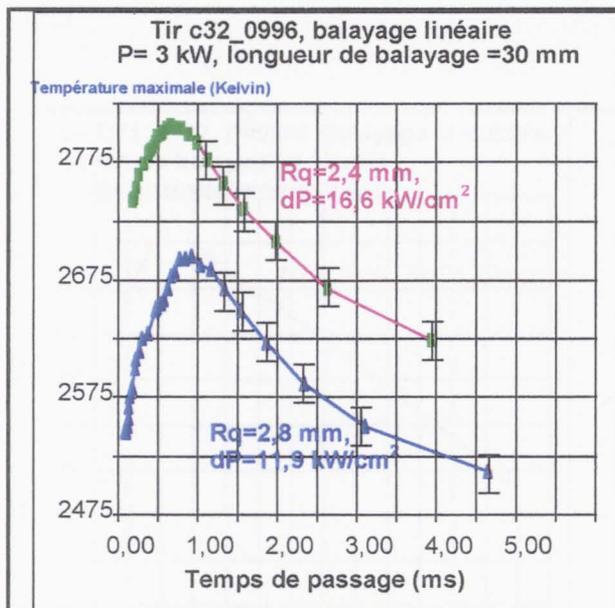


Figure 7: Température maximale du cérium liquide en fonction du temps de passage du faisceau, et suivant les densités de puissance. Balayage linéaire. P=3 kW.

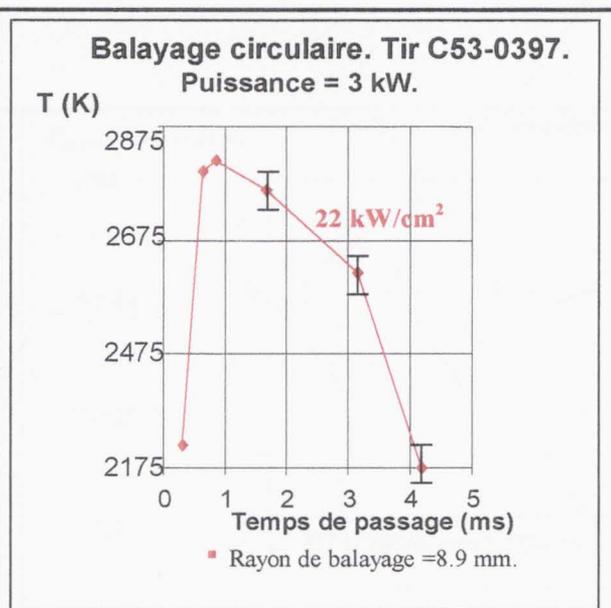


Figure 8 : Température maximale du cérium liquide en fonction du temps de passage du faisceau. Balayage circulaire. P= 3 kW.

Pour une densité de puissance donnée, on observe une évolution de la température maximale du liquide suivant le temps de passage du faisceau.

En règle générale, on mesure une augmentation de la température maximale avec la réduction du temps de passage du faisceau (ou l'augmentation de la vitesse de passage), et ce jusqu'à des temps compris entre 0,5 et 1 ms. Pour des temps de passage faibles, la température maximale chute rapidement.

En balayage linéaire (figure 7), on présente deux séries de mesure de la température maximale du métal liquide à $11,9 \text{ kW/cm}^2$ et à $16,6 \text{ kW/cm}^2$. Il est intéressant de noter que le temps de passage à l'optimum de température du faisceau diminue avec l'augmentation de la densité de puissance.

Les températures maximales du cérium liquide sont de '2805 K' pour un temps de passage de 0,66 ms en balayage linéaire et de '2815 K' pour un temps de 0,88 ms en balayage circulaire. On rappelle que pour une puissance de 3 kW, les optima de débit pour les deux modes de balayage, ne dépassent pas le débit optimal statique.

Nous avons vu au paragraphe précédente que lorsque l'on augmente la puissance incidente, le gain sur le rendement d'évaporation croît fortement (+45% en balayage linéaire et + 90% en balayage circulaire, à 5 kW) par rapport au débit optimal des configurations statiques (impact ponctuel en creuset fixe).

Pour une puissance incidente de 5 kW, les températures maximales du liquide sont plus importantes. Les deux graphiques suivants retracent l'évolution de la température maximale du cérium en balayage circulaire en fonction du temps de passage et de la vitesse de passage du faisceau. La densité de puissance est proche de 50 kW/cm² et le rayon de balayage est égal à 12 mm.

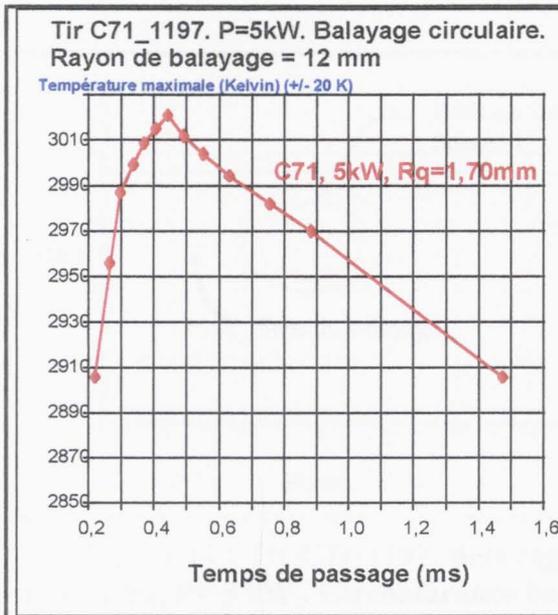


Figure 9 : Température maximale du cérium liquide en fonction du temps de passage du faisceau. Balayage circulaire. P= 5 kW.

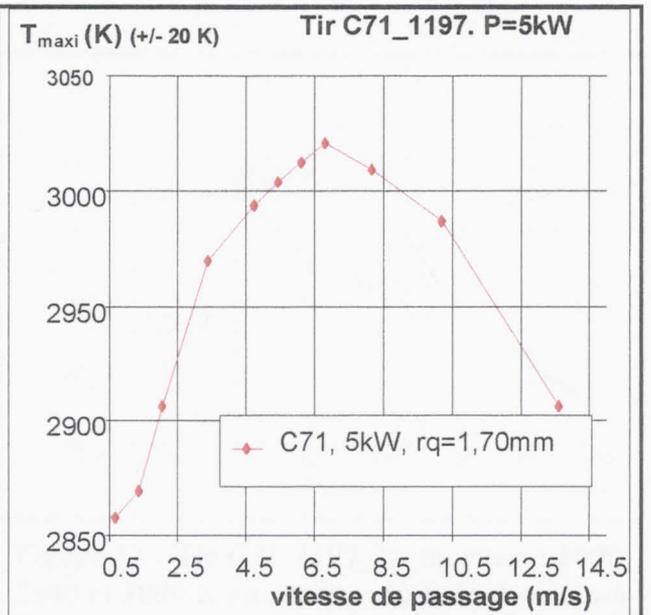


Figure 10 : Température maximale du cérium liquide en fonction de la vitesse de passage du faisceau. Balayage circulaire. P= 5 kW.

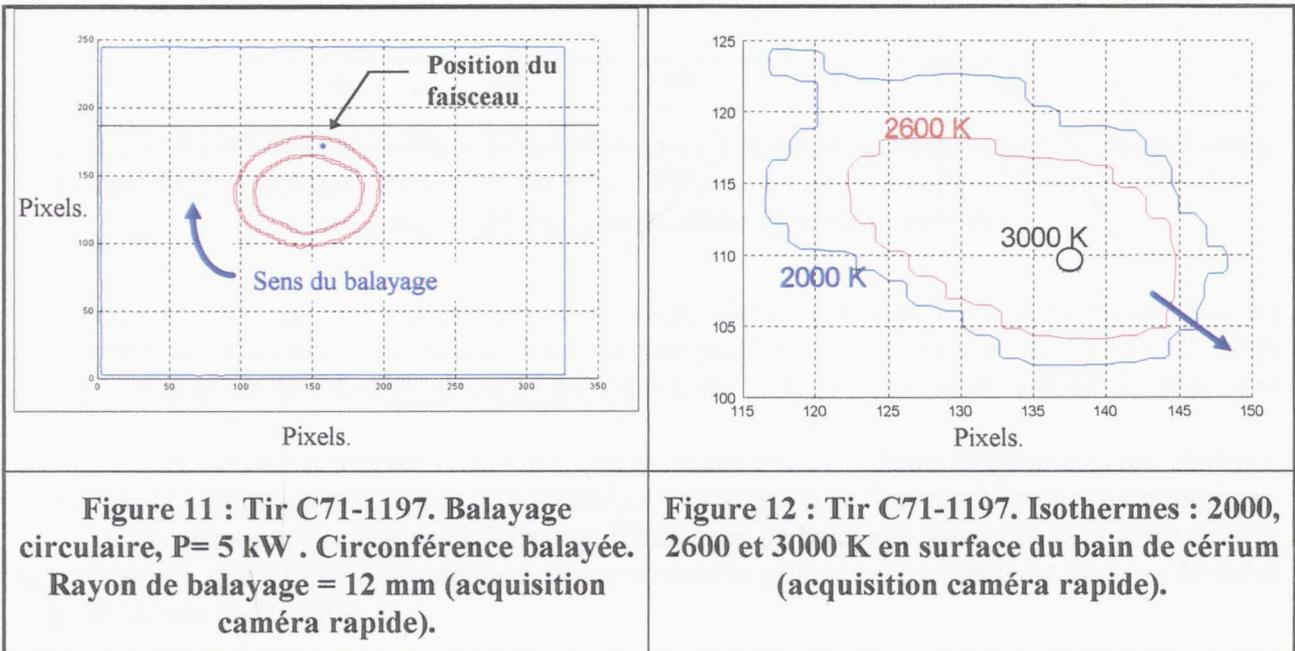
L'évolution de la température maximale en balayage circulaire, pour une puissance incidente de 5 kW est identique à la configuration précédente.

Dans ce mode de balayage circulaire et pour une densité de puissance de 50 kW/cm², la température maximale du cérium est de '3020 K' pour un temps de 0,44 ms et une vitesse de passage de 6,8 m/s..

4.4 Carte et profil de température en balayage circulaire.

Les figures suivantes ont été réalisées en balayage circulaire, lors du tir C71-1197 (les résultats en débit et température sont donnés respectivement en 'figures 5 & 9').

La carte d'isothermes (en figure 12) est acquise pour un balayage circulaire à l'optimum de température (temps de passage = 0,44 ms, $T_{\text{maximale}} = 3030$ K, rayon de balayage = 12 mm). L'image est centrée sur l'impact électronique. On a représenté en 'figure 11', la position du faisceau sur le périmètre balayé et le sens de balayage (abscisses et ordonnées en pixels ; les cotes en millimètres sont données figure 13).



On observe sur la carte de température que les isothermes ne sont pas axisymétriques : il y a un relâchement des isothermes à l'arrière du faisceau (sens de déplacement du faisceau : du haut à gauche vers le bas à droite).

A partir de cette carte, on peut extraire le profil de température du bain de cérium (la coupe est réalisée sur l'optimum de température, perpendiculairement à la trajectoire du faisceau électronique).

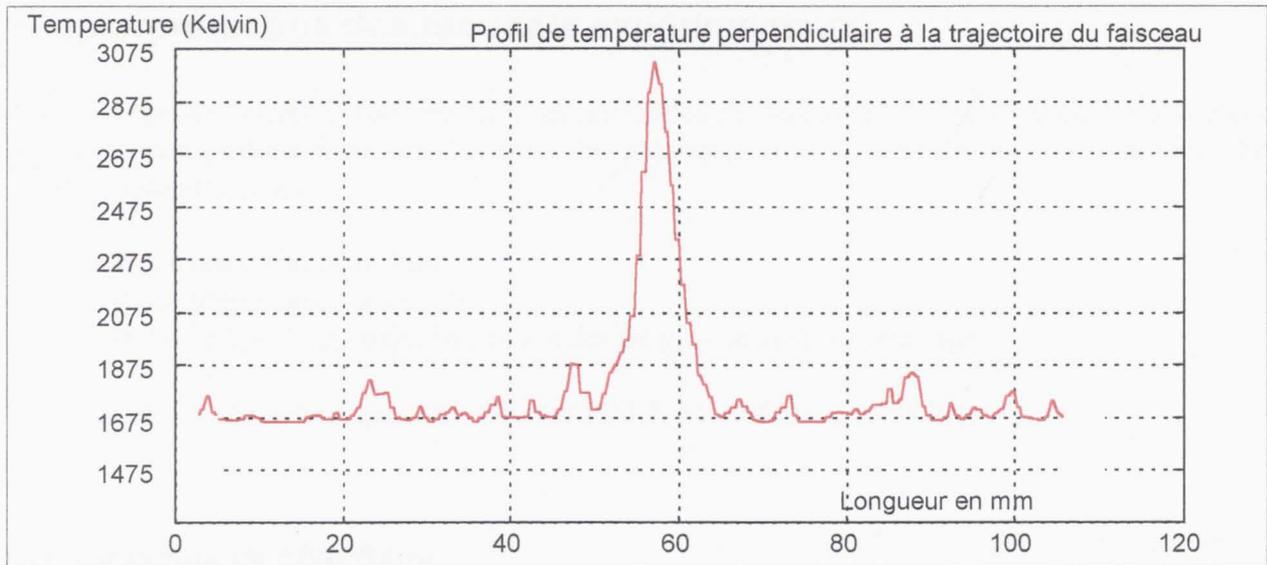


Figure 13 : Profil de température perpendiculaire à la trajectoire du faisceau électronique, en balayage circulaire, P= 5 kW. Tir C71-1197, rayon de balayage = 12 mm, rayon du faisceau = 1,70 mm (acquisition caméra rapide).

Les températures sont maximales sous le faisceau électronique, et chutent fortement sur les périphéries de l'impact. Les fluctuations de température aux alentours de '1700 K', sont symptomatiques de la présence d'ondes en surface du bain, concentriques autour du périmètre balayé.

Ces acquisitions tendent à montrer que dans ces configurations expérimentales (densités de puissance comprises entre 12 et 50 kW/cm²), l'évaporation se fait sous l'impact électronique.

C'est dans ces conditions de balayage (fréquence de balayage assez faible et forte densité de puissance), que le débit de vapeur augmente avec la puissance incidente et dépasse le débit optimal obtenu en statique.

Ce mode de fonctionnement est à différencier des configurations où le balayage en surface du lingot est utilisé pour augmenter l'aire d'action du faisceau. Dans ce cas, le balayage doit être très rapide (plusieurs centaines d'Hertz), pour que la température de surface soit quasi-uniforme et que le débit de vapeur soit à peu près le même que pour un faisceau statique ayant une surface d'impact équivalente.

5. Interprétations des résultats expérimentaux.

Pour interpréter les résultats obtenus dans les modes de balayage linéaire et circulaire (évolution de la température en fonction du temps de passage), on a analysé la compétition entre trois temps caractéristiques :

- Le temps de chauffage.
- Le temps de creusement.
- Le temps de propagation des ondes de gravité et de capillarité.

Ces études ont été initiées par M^{me} Blumenfeld & M Soubbaramayer [9].

5.1 Le temps de chauffage.

L'objet de l'étude est de déterminer le temps nécessaire est suffisant au faisceau d'électrons pour amener le cérium liquide à la température maximale obtenue expérimentalement.

Nous nous sommes intéressés aux études analytiques conductives pour un solide semi-infini de Carslaw & Jaeger [10]. Les auteurs définissent le temps de chauffage comme :

$$t_{\text{chauffage}} = \rho \cdot Cp \cdot \lambda \cdot \frac{\pi}{4} \cdot \left(\frac{\Delta T}{q}\right)^2$$

avec q : densité de puissance, Cp : capacité calorifique,
 λ : conductivité thermique, ρ : masse volumique,
 $\Delta T = T_{\text{maximale}} - T_{\text{surface du lingot}}$

Les propriétés physiques sont définies à la température moyenne de chaque configuration.

D'après ces analyses, et en se référant aux mesures expérimentales, on obtient les temps de chauffage suivants :

- En balayage linéaire : temps de chauffage = **0,51 ms** (+/- 0,15 ms).

(P=3 kW, à 16,6 kW/cm², ΔT=810 K. Figure 7)

- En balayage circulaire : temps de chauffage = **0,30 ms** (+/- 0,15 ms).

(P=5 kW, à 50 kW/cm², ΔT=1350 K. Figure 9)

Soit pour les deux configurations, des temps de chauffage inférieurs aux temps de passage expérimentaux du faisceau d'électrons.

Par cette étude, on met en évidence que pour une densité de puissance donnée, si le temps de passage est inférieur au temps de chauffe, la puissance apportée par le faisceau n'est pas suffisante pour porter la température du liquide à la température maximale obtenue expérimentalement.

Bien que les résultats soient intéressants, cette formulation n'est réellement valable que si le flux imposé est constant. Or dans notre cas, le flux n'est imposé que pendant le temps de résidence du faisceau électronique.

A partir de nos résultats expérimentaux, L. Blumenfeld [11] et M. Bachelin et al. [12], ont complété l'interprétation théorique par une étude semi-analytique des lois de transfert de chaleur.

Les auteurs calculent le temps de caractéristique de diffusion de la puissance dans le bain, dans différentes configurations : en supposant en première analyse que le bain est purement conducteur, puis en prenant en compte la convection naturelle et la convection de Marangoni.

Le résultat final de ces analyses, est que le temps caractéristique peut s'exprimer, en fonction des nombres adimensionnels (chapitre 2, § 3) comme :

$$\tau_{\text{caractéristique}} = \frac{L^2}{\kappa (Ma \cdot Pr)^{1/3}}$$

'L' étant la dimension caractéristique du gradient thermique.

En confrontant les travaux analytiques avec nos résultats expérimentaux, Laure Blumenfeld reproduit assez fidèlement l'évolution de température avec la diminution du temps de passage.

5.2 Temps de creusement de la surface et de propagation des ondes gravito-capillaires.

Nous avons montré au 'chapitre 2', le caractère limitatif du creusement de la surface libre pour l'obtention de température de surface élevée.

L'objectif de l'analyse suivante sera donc de savoir si on peut associer la chute de température et de débit, pour les temps de passage élevés (au delà des optima) à la formation d'une forte creusement sous l'impact électronique.

Pour se faire nous allons comparer nos résultats expérimentaux, à un temps caractéristique de creusement de la surface libre et au temps de propagation des ondes gravito-capillaires.

• Temps caractéristique du creusement.

Ces études sont basées sur l'analyse du temps caractéristique de remonté de fluide dans les capillaires (Probstein [13]). On identifie le temps de la montée du fluide dans un capillaire, au temps caractéristique de déplacement du fluide pour atteindre la profondeur maximale de creusement.

$$t_{\text{creusement}} = \frac{8\mu}{\rho g L^2} \cdot \frac{P}{\rho g \left(1 + \frac{\sigma}{\rho g \cdot L^2}\right)}$$

avec σ : tension de surface, μ : viscosité dynamique,
 g : gravité, L : rayon du creusement,
 ρ : masse volumique, P : pression de vapeur en surface.

Nous définissons ainsi un temps caractéristique de creusement la surface liquide sous la poussée de la pression de vapeur. On obtient :

■ En balayage linéaire : temps creusement = 1,97 ms (+/- 0,15 ms).
(P=3 kW, à 16,6 kW/cm², débit à l'optimum = 53 g/h. Figure 7)

■ En balayage circulaire : temps creusement = 1,29 ms (+/- 0,15 ms).
(P=5 kW, à 50 kW/cm², débit à l'optimum = 190 g/h. Figure 9)

Soit des temps de creusement supérieurs aux temps de passage des optima de débit et de température expérimentaux. On montre ainsi que la chute de débit peut être causée pour les temps de passage élevés, par la formation d'un fort creusement sous l'impact électronique.

- Temps de propagation des ondes gravito-capillaires (cette méthode est inspirée des travaux de M. Guyon et al. [14]).

On définit le temps de propagation des ondes gravito-capillaires d'après les études de M. Landau et al.[15], sur les relations de dispersion :

$$t_{\text{propagation}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{g}{L} \left(1 + \left(\frac{\sqrt{\frac{\sigma}{g \cdot \rho}}}{L}\right)^2\right)}}$$

Dans la même configuration que précédemment le temps caractéristique de propagation des ondes est de 2,27 ms (+/-0,15 ms) pour un balayage linéaire et de 3,33 ms en balayage circulaire.

Si le temps de passage est supérieur au temps de propagation des ondes de gravité-capillarité, on permet à l'onde de creusement de s'établir et d'entraîner comme pour un dépôt d'énergie statique une diminution de la température du liquide sous l'impact.

5.3 Conclusion sur les temps caractéristiques.

Les temps caractéristiques de chauffage, de creusement et de propagation des ondes gravito-capillaires encadrent bien le temps de passage correspondant à l'optimum de température dans les modes transitoires (cf. figure 14).

Pour une densité de puissance donnée, si le temps de passage est inférieur au temps de chauffe, la puissance apportée par le faisceau n'est pas suffisante pour porter la température du liquide à la température maximale, et ainsi obtenir un optimum de débit.

De même si le temps de passage est supérieur au temps de creusement et au temps de propagation des ondes de gravité-capillarité, on permet à l'onde de creusement de s'établir et d'entraîner comme pour un dépôt d'énergie statique, une diminution du débit de vapeur.

Conformément aux résultats expérimentaux obtenus pour les configurations statiques, cette réduction de débit pour les temps de passage élevés, est probablement due à l'action conjuguée de la recondensation de la vapeur sur les parois du creusement et d'une diminution de la température sous tache induite par la mise en mouvement du fluide autour de ce dernier.

Les travaux de L. Blumenfeld (modèle analytique basé sur la définition d'un temps caractéristique de chauffage lors de l'adimensionnalisation de l'équation de l'énergie), indiquent que l'augmentation des convections gravitaire et thermocapillaire peut en partie rendre compte de la diminution du débit pour les temps de passage élevés.

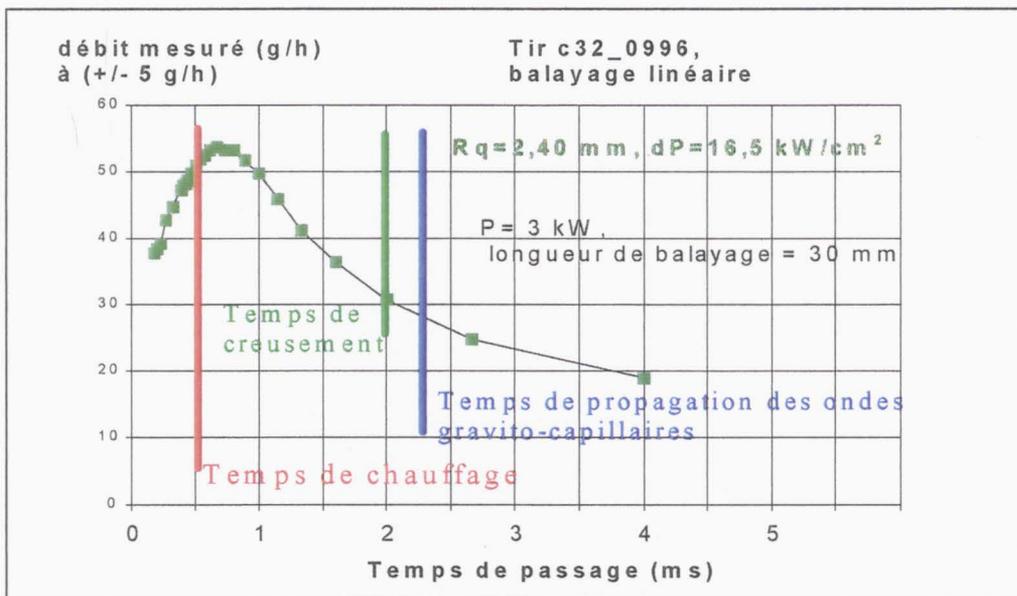


Figure 14 : Temps caractéristiques. Balayage linéaire, P=3 kW.

Les résultats expérimentaux montrent que pour une puissance incidente donnée, lorsqu'on augmente la densité de puissance du faisceau électronique (c'est-à-dire lorsqu'on focalise le faisceau), le temps de passage correspondant à l'optimum de débit diminue.

Ces mesures sont parfaitement traduites par les temps caractéristiques de chauffage et de propagation des ondes gravito-capillaires.

Quand on augmente la densité de puissance incidente, le temps de chauffe décroît, puisqu'il est proportionnel à l'inverse du carré de la densité de puissance.

De la même façon, pour une puissance donnée, lorsqu'on focalise le faisceau d'électrons, le rayon caractéristique du creusement se réduit (cf. 'chapitre 2') : le temps de propagation des ondes gravito-capillaires va donc diminuer (temps caractéristique proportionnel à ' $L^{3/2}$ ' ; avec ' L ' : rayon caractéristique du creusement).

L'évolution du temps de creusement avec la densité de puissance, nous paraît moins convainquante. Bien que conformément aux résultats expérimentaux, le temps de creusement diminue avec l'augmentation de la densité de puissance, les études de sensibilité indiquent que cette diminution est principalement causée par les variations des propriétés physiques du métal liquide avec l'augmentation de la température de référence (les propriétés physiques sont définies à la température moyenne acquise expérimentalement, pour chaque configuration).

6. Conclusions et perspectives.

Si lors de tirs à des densités de puissance d'environ 8 kW/cm^2 (densité de puissance correspondant à l'optimum de débit statique) les débits de vapeur mesurés restent faibles en comparaison des résultats obtenus en statique (inférieur en moyenne de 20 à 50 %), par contre, les essais réalisés avec des densités de puissance supérieures (comprise entre 12 et 50 kW/cm^2), permettent avec un réglage adéquat des paramètres de tir de largement dépasser le débit optimal statique.

Les optima de débit en mode de balayage s'obtiennent pour un réglage minutieux de trois paramètres de tir :

- La densité de puissance incidente du faisceau électronique.
- La fréquence de passage du faisceau.
- L'amplitude du balayage.

On montre que les temps caractéristiques de chauffage, de creusement et de propagation des ondes gravito-capillaires encadrent bien le temps de passage correspondant à l'optimum de température dans les modes transitoires.

Le gain d'évaporation pour les géométries de creuset testées est appréciable pour les modes de balayage linéaire et circulaire du faisceau d'électrons.

Pour une puissance incidente de 5 kW, l'augmentation de débit en balayage linéaire est de +45% par rapport au débit mesuré en dépôt d'énergie statique.

A cette même puissance, pour un balayage circulaire du faisceau, le gain en débit est de +90% par rapport au débit optimal statique.

On note cependant une différence sur le gain de débit, suivant le mode de balayage. L'obtention d'un gain plus faible en balayage linéaire pourrait être due aux effets des extrémités de la ligne de balayage (aux extrémités le temps de passage du faisceau est plus élevé, ce qui entraîne une augmentation du creusement, d'où une chute du débit).

On montre expérimentalement que cette augmentation de débit pour les modes de balayage du faisceau, croît avec la puissance incidente. Si pour une puissance de 3 kW, on ne fait qu'égaliser le débit maximal statique, on mesure un gain dans les modes de balayage circulaire de +90% à 5 kW de puissance incidente.

7. Bibliographie.

- 1 Blum et al. : Application of a new EB-gun control system for complex Melting Processes. Proc. of the conf. EB melting and refining state of the art 1995. p 148, Ed. Bakish, Englewood-USA.
- 2 Melde et al. : The super deflection system - a tool to reduce evaporation losses in EB Melting Process. Proc. Conf. EB melting and refining state of the art 1993. pp 69-80, Ed. Bakish, Englewood-USA.
- 3 Westerberg et al. : The interaction of flow, heat transfer, and free surfaces in EB vaporization system for metals. Annual AIChE Meeting, paper 124^e, San Francisco, CA, 1994.
- 4 McClelland et al. : Experimental and numerical study of EB evaporation of titanium. Proc. of the conf. EB melting and refining state of the art 1995. p 151, Ed. Bakish, Englewood-USA.
- 5 Bellot, Jardy et Ablitzer : Effect of EB scanning frequency on hydrodynamics and turbulence of the liquid pool. Rapport de LSG2M-Ecole des mines de Nancy, France, 1997.
- 6 Morvan, Cipriani & Bournot : Convection thermocapillaire au cours d'une opération de refusion superficielle par laser. Int. J. Heat Mass Transfer. Vol. 37, N° 14, pp 1973-1983. 1994.
- 7 Schiller, Heisig & Panzer : Electron Beam Technology. VEB Verlag Technik, Berlin, 1982. Publ. By John Wiley & Sons Inc.
- 8 Rykalin, Uglov & al. : Laser & electron beam material processing. Handbook. Mir Publ. Moscow. 1988.
- 9 Soubbaramayer et Blumenfeld : Energy balance in EB processes : power loss due to thermal convection in the molten pool. Conf. of EB technology, Varna (Bulgaria). Ed. Mladenov, p. 129 (1994).
- 10 Carslaw & Jaeger : Conduction of heat in solids. Second Edition. Oxford University Press 1959.
- 11 L. Blumenfeld : Etude des lois de transfert de chaleur. 1998. Communication Privée.
- 12 Bachelin et Molinaro : - Etude semi-analytique des lois de transfert de chaleur. Paris, 1998. Communication Privée.
- 13 Probstein : Physicochemical Hydrodynamics. Ed. Butterworths, 1989.
- 14 Guyon, Hulin & Petit : Hydrodynamique physique. Ed. CNRS. 1991.
- 15 Landau, Lifshitz : Mécanique des fluides. Ed. MIR, Moscow, 1989.

CHAPITRE IV.

**Application d'un champ magnétique vertical en creuset fixe :
Etudes de magnétohydrodynamique.**

1. Introduction.

Ce chapitre est consacré aux études du comportement thermohydraulique d'un bain de cérium liquide soumis à l'influence d'un champ magnétique vertical.

Les principaux termes de perte d'énergie dans le bain de cérium liquide sont de type convectifs (thermogravitaire et thermocapillaire, cf. 'chapitres 1 & 2'). L'application d'un champ magnétique extérieur peut atténuer les vitesses convectives du liquide, par la création d'un champ de force de freinage.

Le cadre théorique nécessaire à l'étude de ces phénomènes est la magnétohydrodynamique 'MHD'. L'écoulement des métaux en présence du champ magnétique s'écarte des lois de la mécanique des fluides, car la force de Laplace (force de freinage) s'ajoute aux autres et peut devenir prépondérante, le champ extérieur devenant alors un paramètre essentiel de l'écoulement. Cette solution est déjà employée expérimentalement par exemple, dans les bains de croissance cristalline par le dispositif Czochralski pour stabiliser le mouvement convectif du cristal fondu.

Dans notre configuration, il convient d'appliquer un champ magnétique extérieur vertical, pour que la force de freinage soit de sens opposé aux mouvements convectifs de la surface liquide (figure 1).

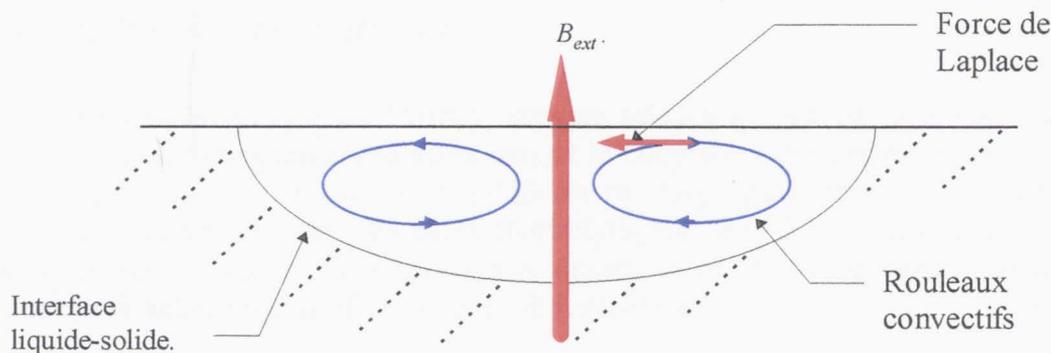


Figure 1 : Schéma de principe de l'action de la force de freinage lors de l'application d'un champ magnétique vertical extérieur.

Pour mettre en évidence expérimentalement ce phénomène, les essais sont réalisés sur le banc d'évaporation par bombardement électronique "K7", où un électroaimant est installé autour du creuset (cf. 'figure A-3' en annexe 4 : plan d'ensemble de l'installation avec position de l'électroaimant).

Cependant, la présence d'une configuration de champ magnétique convergeant vers le bain métallique, peut engendrer une action de focalisation du faisceau électronique.

Afin de corriger la surfocalisation, mes travaux se sont principalement axés sur les moyens à mettre en oeuvre pour protéger le faisceau électronique tout en ayant un champ magnétique intense dans le bain de métal liquide.

Dans cette optique, trois conceptions de dispositifs sont évoquées :

- Un blindage magnétique au niveau du creuset.
- Un dispositif constitué d'une bobine générant le champ magnétique utile à la force de freinage au niveau du creuset et d'une 'contre-bobine' pour réduire le champ magnétique sur la trajectoire du faisceau d'électrons.
- Un quadripôle magnétique.

Les travaux se sont orientés sur les dispositifs de blindage et de contre-bobine. L'avantage de ces deux systèmes de 'protection magnétique' est qu'il est possible de conserver l'électroaimant en place sur l'installation. De plus, nous n'avions pas à disposition les outils de modélisation, qui permettent la conception d'un dispositif quadripolaire.

2. Contexte bibliographique.

La magnétohydrodynamique ou 'MHD', est une science qui étudie la mécanique des fluides d'une part, l'électromagnétisme d'autre part et le couplage entre ces deux disciplines (Moreau [1]). Le champ d'action des études en MHD est très large, puisqu'une grande partie des fluides sont conducteurs d'électricité : les bains électrolytiques, l'eau de mer, les métaux liquides, etc.. Dans ce chapitre, nous nous limitons aux études théoriques et expérimentales des métaux liquides aux échelles industrielles (Moreau & Lielpeteris [2]).

Historiquement, les premières études d'un écoulement de convection naturelle sous champ magnétique remontent aux années 60, avec un modèle analytique bidimensionnel de Lykoudis [3], d'un écoulement de métal le long d'une plaque chaude sous champ magnétique transverse. Elles sont suivies par de nombreux travaux portant sur les écoulements MHD en conduite à gradient de pression imposés (Hunt & Shercliff [4]). En 1989, Ozoe & Okada [5] analysent numériquement, l'écoulement d'un fluide contenu dans un cube, suivant l'orientation (en trois dimensions) d'un champ magnétique uniforme extérieur. Les auteurs constatent que le freinage de l'écoulement est optimisé lorsque le champ magnétique est vertical.

Des études concernant l'amortissement de mouvements d'origine thermocapillaire par l'application d'un champ magnétique constant, dans le cas d'un dispositif de type 'zone flottante' (liquide maintenu entre des disques rigides, soumis à un chauffage radiatif annulaire) ont été réalisées par Chen & Roux [6]. Ces travaux comportent une partie théorique (prédiction des seuils de transition : Marangoni critique) basée notamment sur l'influence du nombre de Hartmann (proportionnel à l'intensité du champ magnétique) sur la valeur du Marangoni critique. Une simulation directe a également été réalisée par les deux auteurs [7], dans un cas axisymétrique avec une frontière liquide gaz déformable et un champ magnétique axial.

Des travaux récents de simulation directe d'un bain fondu métallique dans une cavité parallélépipédique, soumise à un gradient de température horizontal (convection thermo-gravitationnelle) et à un champ magnétique constant, ont été réalisés par BenHadid et al. [8] dans le cas d'un modèle tridimensionnel. Ces études sont réalisées avec un champ magnétique extérieur vertical. Ce dernier exerce une action de freinage (force magnétique) sur les vitesses horizontales de l'écoulement. Dans ce contexte, une étude de stabilité montre une forte stabilisation de l'écoulement.

3. Magnétohydrodynamique.

3.1 Contexte des études MHD.

Notre objectif est de faire apparaître la force de Laplace, qui a pour effet de stabiliser, d'organiser et de freiner l'écoulement, impliquant de fait une nouvelle organisation des flux thermiques (Conférence Int. [9], Sommeria & Moreau [10], Blumenfeld & Soubbaramayer [11]).

Pour y parvenir, on se propose d'appliquer un champ magnétique vertical (dans un premier temps permanent) sur le cérium chauffé par le faisceau électronique.

Ces travaux de recherche étant expérimentaux, nous n'allons pas dans ce paragraphe rentrer dans le détail des études MHD, très riches et diversifiées. Nous allons seulement nous contenter de rappeler l'origine de la force de Laplace et reprendre les quelques grands principes de la MHD, utiles à nos démonstrations.

On invite cependant le lecteur à se reporter aux ouvrages de M. Moreau (Laboratoire Madylam à Grenoble, cf. références bibliographiques), aux travaux de M. Davoust ('convection naturelle MHD dans une cavité élancée' [12]), ainsi qu'aux études de stabilité hydromagnétique de M. Chandrasekhar [13].

3.2 La force de Laplace.

Les métaux liquides, comme dans tous les matériaux assez bon conducteurs de l'électricité, les équations de Maxwell, se réduisent à la forme suivante, dans l'hypothèse où la densité de charge est nulle et dans le cas des basses fréquences :

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0, \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{B} &= \mu_m \cdot \vec{j} \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\end{aligned}\quad (3.2.a,b,c)$$

On note ' \vec{E} ' le champ électrique, ' \vec{B} ' le champ magnétique, ' t ' le temps et ' μ_m ' la perméabilité magnétique.

Par ailleurs, ces métaux vérifient la loi d'OHM qui implique que, pour un observateur lié à la particule fluide, on ait :

$$\vec{j}^* = \sigma_e \cdot \vec{E}^* \quad (3.2.d)$$

Avec ' σ_e ' la conductivité électrique ($\Omega^{-1} \cdot m^{-1}$).

Le référentiel mieux adapté à la description d'un mouvement d'un fluide est celui du laboratoire dans lequel la particule se déplace à la vitesse ' \vec{u} '. Compte tenu de la transformation de Lorentz, qui conserve la densité de courant ($\vec{j}^* = \vec{j}$) mais modifie le champ électrique ($\vec{E}^* = \vec{E} + \vec{u} \wedge \vec{B}$), cette loi devient dans le référentiel du laboratoire (Moreau [14]) :

$$\vec{J} = \sigma_e \cdot (\vec{E} + \vec{u} \wedge \vec{B}) \quad (3.2.e)$$

La force de Laplace par unité de volume s'écrit :

$$\vec{f}_v = \vec{J} \wedge \vec{B} = \sigma_e \cdot (\vec{E} + \vec{u} \wedge \vec{B}) \wedge \vec{B} \quad (3.2.f)$$

3.3 Equations du mouvement en MHD.

Le fluide est supposé incompressible, newtonien, conducteur d'électricité et nous adoptons l'hypothèse de Boussinesq ($\rho = \rho_0(1 - \beta(T - T_0))$), cf. ' chapitre 2 ').

Lorsqu'un écoulement de fluide conducteur de vitesse locale ' \vec{u} ', de masse volumique moyenne ' ρ_0 ', de viscosité cinématique ' ν ', est parcouru par un courant électrique de densité ' \vec{j} ' et lorsqu'il est soumis à l'influence d'un champ d'induction magnétique ' \vec{B} ', il est le siège de forces électromagnétiques ' $\vec{f}_v = \vec{J} \wedge \vec{B}$ ', appliquées à chaque unité de volume du fluide. Les forces sont susceptibles de modifier et de contrôler cet écoulement.

Les équations régissant l'état du métal liquide lors de l'application d'un champ magnétique, ne sont pas aisées à étudier, puisqu'elles nécessitent de considérer le système couplé, constitué de l'équation de Navier-Stokes (3.3.a) et de l'équation de l'induction (3.3.b).

Equation de Navier-Stokes :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} = -\frac{1}{\rho_0} \vec{\nabla} P + \nu \nabla^2 \vec{u} + \beta \cdot \Delta T \cdot \vec{g} + \frac{1}{\rho_0} \vec{j} \wedge \vec{B} \quad (3.3.a)$$

(Avec $P = P^* + \rho g z$).

Equation de l'induction :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \wedge (\vec{u} \wedge \vec{B}) + \frac{1}{\mu_m \sigma_e} \nabla^2 \vec{B} \quad (3.3.b)$$

Le couplage qui apparaît clairement entre les équations (3.3.a) et (3.3.b), résulte du fait que les forces ' $\vec{f}_v = \vec{j} \wedge \vec{B}$ ' modifient l'écoulement, qui à son tour agit sur la distribution de l'induction magnétique.

Ce système est complété par les équations de continuité pour le fluide (3.3.c) et pour l'induction magnétique (3.3.d).

Equations de continuité :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \quad (3.3.c)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (3.3.d)$$

L'équation de l'énergie s'écrit :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) T = \chi \Delta T + \frac{j^2}{\sigma_e \cdot \rho_0 \cdot Cp} + \frac{\Phi_v}{\rho_0 \cdot Cp} \quad (3.3.e)$$

Avec Φ_v : dissipation volumique par viscosité (négligeable pour les métaux liquide) et $\frac{j^2}{\sigma_e \cdot \rho_0 \cdot Cp}$: dissipation par effet joule (très faible pour les métaux liquide).

3.4 Nombres adimensionnels & principales hypothèses.

Nous supposons dans ce qui suit, que le champ magnétique vertical appliqué 'B' est uniforme et permanent.

3.4.1 Le Reynolds magnétique.

Soit 'U' et 'L', deux valeurs caractéristiques de la vitesse du métal liquide et des dimensions de l'écoulement. On définit le Reynolds Magnétique comme la quantité adimensionnelle suivante :

$$Re_m = \mu_m \cdot \sigma_e \cdot U \cdot L$$

Ce nombre s'interprète comme le rapport du temps de diffusion du champ magnétique ($t_d = L^2 \mu_m \sigma_e$), au temps de convection du champ par le milieu ($t_c = L/U$).

Dans notre configuration pour du cérium, en surestimant la vitesse du liquide à '1 m/s', avec un rayon de creuset de 30 mm ($\sigma_e = 7,7 \cdot 10^5 \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$, $\mu_m = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \text{ H} \cdot m^{-1}$), on obtient un Reynolds magnétique de : $Re_m = 3 \cdot 10^{-2}$.

Le nombre de Reynolds magnétique pour notre expérience sera petit, ce qui permet de négliger le terme comportant la vitesse dans l'équation de l'induction (3.3.b), qui devient alors indépendante des conditions de l'écoulement.

Cela signifie que l'on peut négliger les perturbations du champ magnétique générées par l'écoulement, devant le champ magnétique extérieur appliqué.

3.4.2 Le nombre de Hartmann.

Il apparaît en MHD un autre nombre adimensionnel, qui mesure le rapport entre les forces électromagnétiques et les forces visqueuses : le nombre de Hartmann.

$$Ha = B \cdot L \cdot \sqrt{\frac{\sigma_e}{\rho \nu}}$$

La 'figure 2' suivante, met en évidence le rôle crucial du nombre de Hartmann, dans le cas d'une conduite rectangulaire de demie largeur 'l'.

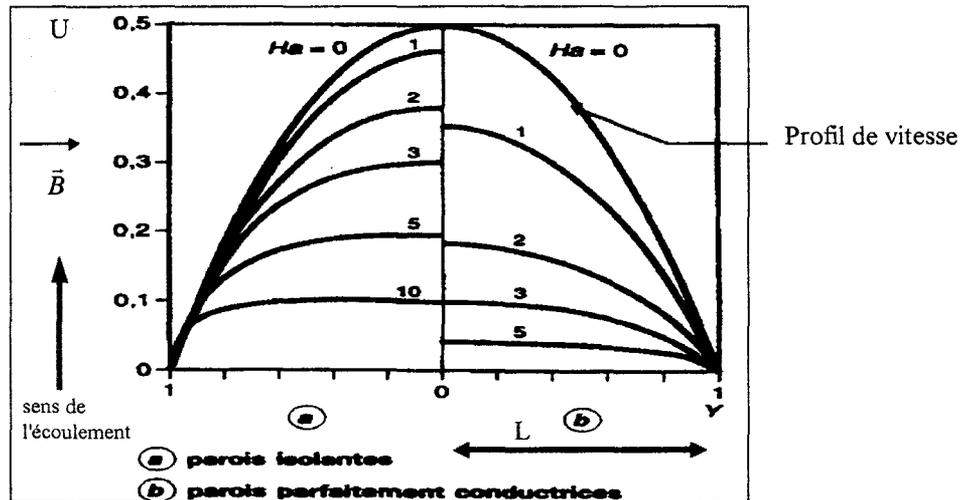


Figure 2 : Profils de vitesse de l'écoulement dans une canalisation rectangulaire, suivant la valeur du nombre de Hartmann (d'après Moreau.)

Lorsqu'il est modère ($Ha < 1$), le profil de vitesse est proche de la parabole de Poiseuille. Mais lorsqu'il devient grand, ce profil est tout à fait plat, sauf dans une mince couche limite située le long des parois perpendiculaire à ' \vec{B} ', dont l'épaisseur est indépendante de la largeur de la conduite et où est concentrée toute la variation de la vitesse. Cette épaisseur ou 'couche de Hartmann' se définit comme :

$$\delta_{\perp} = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{\rho_0 \nu}{\sigma_e}}$$

On constate aussi en 'figure 2' que la vitesse du fluide est ' Ha ' fois plus faible en présence de parois très conductrices, qu'en présence de parois isolantes. On parle de 'blocage électromagnétique' du fluide lorsque les parois sont très conductrices et de 'freinage électromagnétique' lorsqu'elles sont isolantes (Moreau, Sommeria [15]).

Les couches de Hartmann ont des propriétés très singulières. En MHD, elles se distinguent des couches limites classiques, car la vitesse du fluide au cœur de l'écoulement dépendra directement des caractéristiques physiques de la couche de Hartmann.

3.5 Effets de l'application d'un champ magnétique sur un écoulement en convection naturelle.

Les travaux et études sur les effets de l'application d'un champ magnétique sur un écoulement en convection naturelle sont nombreux.

En particulier, nous retiendrons les analyses numériques par différences finies menées par M. Teramoto et al. [16] et celles menées par Ruddraiah et Barron [17], sur l'influence d'un champ magnétique externe sur la convection naturelle de fluide conducteur électrique (modélisations bidimensionnelles).

3.5.1 Effets de l'application d'un champ magnétique sur les échanges thermiques.

Pour mettre en évidence les effets de l'application d'un champ magnétique sur les échanges thermiques sur un fluide conducteur en convection naturelle, nous rappelons les résultats fondamentaux obtenus par M. Rudraiah et al.

Dans cette étude numérique, le Prandtl du fluide est pris égal à 0,733. Les parois horizontales sont adiabatiques et conductrices. La paroi verticale de gauche est portée à la température T_c , celle de droite à T_f , avec ($T_c > T_f$).

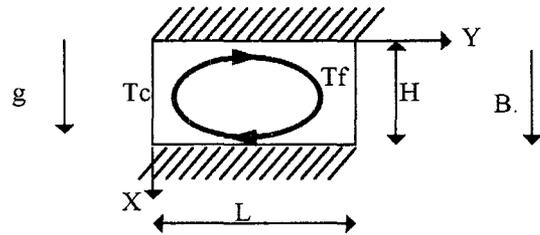


Figure 3 : Géométrie modélisée.

Un champ magnétique extérieur vertical d'intensité variable est imposé.

Le fluide est supposé incompressible et newtonien et les auteurs font l'hypothèse que l'écoulement est laminaire. Les variations de la tension de surface sont négligées.

Comme le Re_m est faible en laboratoire de part la faible conductivité électrique des fluides conducteurs ($Re_m \ll 1$), on peut supposer que le champ magnétique induit, produit par le mouvement du fluide est faible devant 'B' (les dissipations ohmiques sont-elles aussi négligées).

On rappelle que les auteurs définissent le nombre de Nusselt local sur les parois non adiabatiques verticales, quantifiant le taux de transfert de chaleur dans la cavité comme :

$$Nu = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial T}{\partial Y} \right)_{Y=0,1}, \text{ avec } Y=y/L$$

Soit un nombre de Nusselt moyen sur les parois verticales égal à :

$$(Nu)_{Y=0,1} = \frac{L}{H} \int_0^L Nu \cdot dX, \text{ avec } X=x/H$$

Le Nombre de Grashof est défini comme : $Gr = (g \cdot \beta \cdot \Delta T) \cdot L^3 / \nu^2$ (cf. 'chapitre 2').

Les résultats de leurs études sont repris sous la forme d'un graphique, représenté en 'figure 4'.

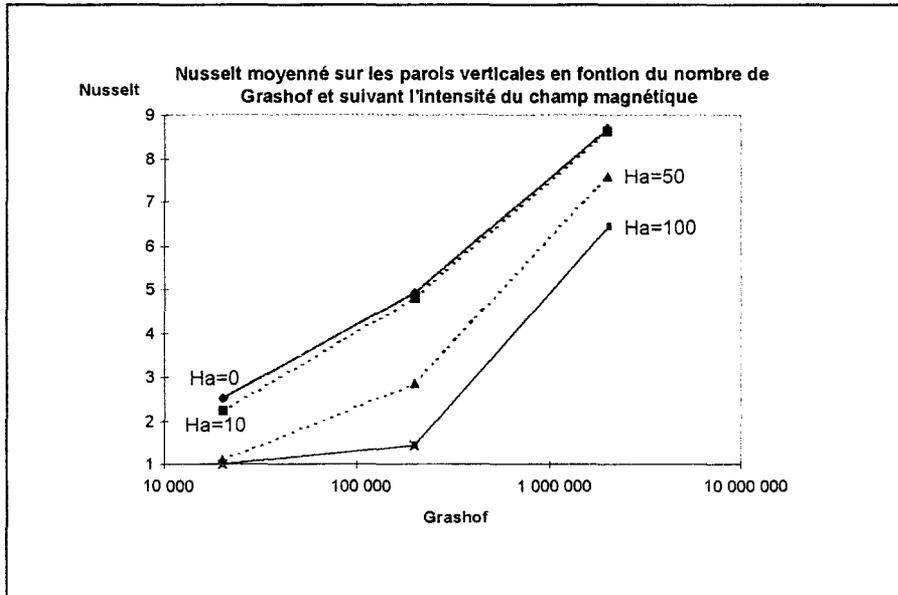


Figure 4 : Evolution du Nusselt en fonction du nombre de Grashof, suivant le nombre de Hartmann (d'après Ruddraiah)

Les données de la 'figure 4' mettent en évidence que la force de freinage électromagnétique (proportionnelle au nombre de Hartmann), est plus efficace pour de faibles Grashof.

Quand le nombre de Grashof est faible et que le champ magnétique extérieur est relativement fort, les isothermes se rapprochent de celles de la conduction pure. Le fluide est plus confiné vers l'intérieur et les vitesses horizontales sont plus faibles (action marquée de la force de freinage). Quand au contraire le Gr est plus élevé et dans le cas de champ magnétique extérieur plus faible, la convection est prépondérante et domine dans les régions centrales.

L'augmentation du nombre de Hartmann fait que nombre de Nusselt décroît, c'est à dire que l'application du champ magnétique vertical réduit le transfert de chaleur total entre les parois chaude et froide.

3.5.2 Evolutions des vitesses de l'écoulement du fluide en fonction du champ magnétique extérieur.

Pour illustrer les effets du champ magnétique externe sur les vitesses du fluide, nous rappelons les résultats de l'analyse numérique de M. Teramoto et al., qui modélisent l'impact d'un faisceau laser durant 3 secondes sur une plaque d'acier ('figure 5'). Seule est prise en compte la convection naturelle. Le champ magnétique peut être appliqué avec un angle ' θ ' par rapport à l'horizontale.

Les auteurs négligent le champ magnétique induit et le chauffage par effet joule.

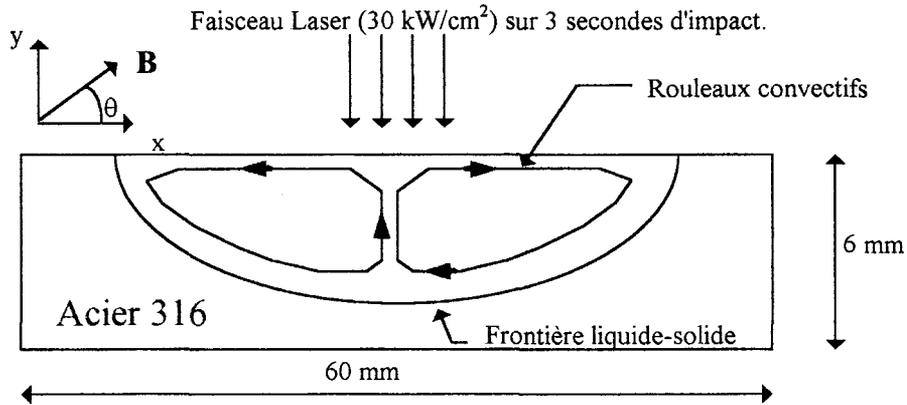


Figure 5 : Géométrie modélisée par M. Teramoto et al.

La surface libre supérieure est supposée plane. Cette hypothèse est vérifiée quand l'angle ' θ ' que forme la direction du champ magnétique et l'axe horizontal est petit. Car lors de l'application d'un champ magnétique extérieur vertical, l'écoulement en surface est fortement ralenti, augmentant la pression statique résiduelle et accentuant la déformation en surface.

Les calculs sont effectués pour des valeurs de champ magnétique de 0.5, 1, 2 et 4 Tesla suivant un angle par rapport à la verticale de 0, 45 et 90°.

Après une seconde d'application du faisceau laser, les auteurs ne calculent aucune différence sur la cartographie de vitesse des écoulements. L'écoulement ne semble pas affecté par l'application du champ suivant les différentes configurations. Cela peut être du fait de la faible profondeur de la zone liquide après une seconde d'impact.

En fin de tir par contre (3 secondes), le champ magnétique ralentit le fluide conséquemment. Les vitesses décroissent uniformément dans la zone liquide. La chute de vitesse est plus importante quelle que soit la valeur du champ quand il est appliqué verticalement.

Quand le champ magnétique est fort et quelle que soit la direction du champ, l'écoulement se fige et on se rapproche d'un transfert de chaleur purement conductif. La température du centre de l'impact est supérieure lors de l'application du champ.

Pour un écoulement stationnaire (ce qui est le cas après 3 secondes d'irradiation) le maximum de la vitesse varie comme l'inverse du nombre de Hartmann au carré.

Par contre, dans le cas où le champ magnétique est appliqué avec un angle de 45° par rapport à l'horizontale, l'écoulement n'est plus axisymétrique. Il existe un écoulement le long d'un axe à 45°, moins bien freiné en comparaison à l'action du champ appliqué verticalement. Mais, l'écoulement est et reste axisymétrique si le champ magnétique est appliqué perpendiculairement à la surface libre.

3.6 Influence d'un champ magnétique sur la convection de Marangoni et la convection naturelle.

Teramoto & Ishiguro [18], calculent par différences finies, en prenant en compte la convection naturelle et la convection de Marangoni, un écoulement de métal liquide en soudure. Le diamètre de l'impact du faisceau est de 15 mm. Le champ magnétique est appliqué sur la verticale. La densité de puissance électronique incidente est de $2,38 \text{ kW/cm}^2$, sur un temps de 5 secondes. Les hypothèses du calcul sont :

- fluide incompressible et newtonien. Surface libre supérieure plane.
- Prise en compte du modèle d'évaporation de Hassanein (coefficient de 0,8).
- Le champ créé par le courant induit dans le liquide et l'effet joule du courant sont négligés. Lors d'un calcul avec la prise en considération des pertes par effet joule, l'augmentation de la température du métal liquide reste inférieure à 1%. Il en est de même si on prend en compte le courant induit.

Les résultats des modélisations prenant en compte les effets de la convection naturelle et celle de Marangoni, donne un bain liquide plus large et moins profond que dans le cas de la convection naturelle seule. L'action du champ magnétique extérieur tend à rétrécir le rayon du bain (de part les réductions de vitesse) et à augmenter la profondeur liquide (augmentation des transferts conductifs).

La vitesse de surface décroît avec l'augmentation du champ magnétique extérieur. Dans le cas de la prise en compte de la convection thermocapillaire, les vitesses en surface sont plus importantes (influence du gradient de tension de surface). L'action d'un champ magnétique intense (4 Tesla) freine considérablement les vitesses en surface.

Les profils de température se rapprochent de plus en plus des profils conductifs quand le champ magnétique augmente (de 0,5 à 4 T). Cependant l'action du champ sur la convection de Marangoni est moins efficace que sur la convection naturelle, puisqu'il existe toujours un écart par rapport à un transfert de chaleur purement conductif.

3.7 Lois d'échelles.

Une comparaison des résultats des modélisations précédentes sont effectuées avec les travaux analytiques de Morioka et al. [19] sur les études d'une couche de Bridgeman horizontale d'un métal liquide et les travaux de Munakata & al. ([20], et Birikh [21]).

Il s'agit d'une modélisation axisymétrique d'un bain de métal hémisphérique. Le gradient de température est pris constant à la surface ($\Delta T = T_{\text{axe}} - T_{\text{fusion}}$). En prenant pour hypothèses que la surface libre supérieure est indéformable et que l'écoulement est stationnaire dans la géométrie.

On note, 'U' la vitesse maximale en surface, 'H' la hauteur de la géométrie et 'L' la largeur du récipient.

Le modèle de Munakata et al., donne comme résultat final pour:

$$\underline{Ha \ll 1} : \quad V_{r,surface} = \frac{Ra \cdot A^3}{48} + \frac{1}{4} A \cdot Ma$$

$$\underline{Ha \gg 1} : \quad V_{r,surface} = \frac{A \cdot Ra}{2 Ha^2} + \frac{Ma}{Ha}$$

Avec :

$$Ra = \frac{\beta \cdot g \cdot \Delta T \cdot H^3}{\kappa \cdot L}, \quad Ha = B \cdot H \cdot \sqrt{\frac{\sigma_e}{\rho \nu}}, \quad Ma = \frac{\gamma \cdot \Delta T \cdot L}{\mu \kappa}, \quad A = \frac{H}{L}$$

L'objet de l'analyse suivante sera de déterminer l'influence du champ magnétique respectivement sur la convection naturelle et la convection de Marangoni.

3.7.1 Dans le cas où la thermocapillarité est négligée devant la convection naturelle.

La 'figure 6' suivante, compare les résultats de l'analyse numérique de Teramoto et al., avec la formulation analytique de Munakata et al., quand la convection de Marangoni est négligeable, suivant la valeur du nombre de Hartmann.

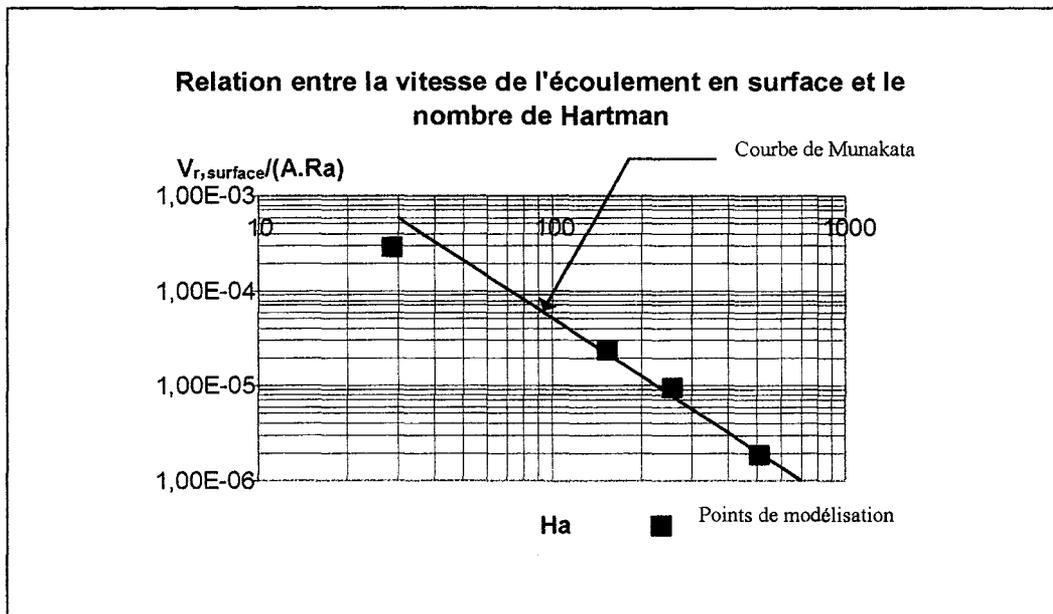


Figure 6 : Comparaison des études de Teramoto et al., avec la formulation de Munakata et al., pour $Ma \ll 1$.

Les résultats de la modélisation de Teramoto, sont en accord avec la solution analytique proposé par M. Morioka & Munakata, surtout pour les fort nombre de Hartmann.

Les auteurs donnent une valeur du nombre de Hartmann, en dessous de laquelle ils considèrent que le champ magnétique n'a aucune influence sur l'écoulement. Cette valeur critique du nombre de Hartmann pour un écoulement en convection naturelle est :

Hartmann critique en convection naturelle :
$$Ha_c = \sqrt{\left(\frac{A \cdot Ra}{2 \cdot V_{r,surf}}\right)} = 25,3$$

3.7.2 Dans le cas où la convection naturelle est faible devant la convection de thermocapillaire.

Dans ce cas considérons que le nombre de Rayleigh est très faible devant le nombre de Marangoni.

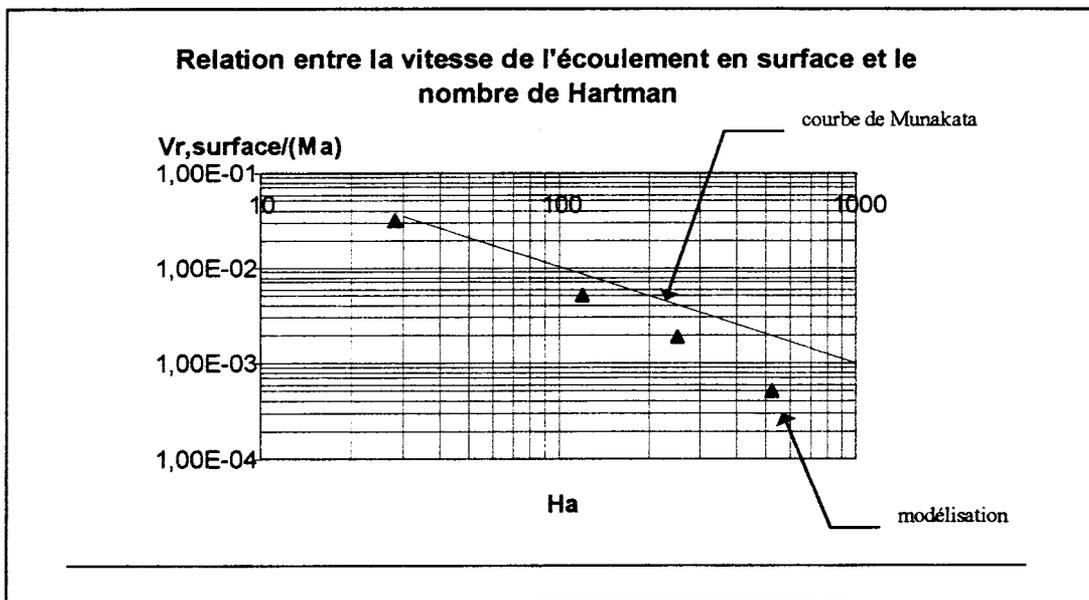


Figure 7 : Comparaison des études de Teramoto et al., avec la formulation de Munakata et al., pour $Ma \gg 1$.

La différence essentielle entre la modélisation de la convection naturelle seule et la modélisation de la convection de Marangoni seule est que dans le deuxième cas le régime de l'écoulement s'établit très rapidement, de part les vitesses de surface très importantes.

Sur la 'figure 7' ci-dessus, on observe une déviation entre la courbe de Munakata et les points de calcul (pour $Ha \gg 0$ quand Ra est négligé).

Cette déviation signifie que les vitesses de surface de la modélisation sont plus influencées par le champ magnétique extérieur que ce que l'estime Munakata (il considère un gradient de température constant en surface). Dans la modélisation, la température est forte sous le faisceau et faible en périphérie.

Ce ΔT ne semble donc pas avoir une forte influence pour de faible nombre de Hartmann. Mais quand le nombre de Hartmann est très fort, le fluide semble être bien plus ralenti que ce que prédit Munakata.

Dans ce cas le nombre de Hartmann critique en dessous duquel le champ magnétique n'exerce plus de freinage sur le fluide est de :

Hartmann critique en convection thermocapillaire : $Ha_c = \frac{Ma}{V_{r,surface}} = 19,3$

3.8 Conclusion.

Il semble à la vue des résultats numériques présentés, qu'un champ d'induction magnétique de 0,4 Tesla, perpendiculaire à la surface libre du métal liquide, soit suffisant pour générer une force de freinage magnétique capable de s'opposer au fort courant thermocapillaire.

On peut s'attendre pour ces valeurs de champ, à un affaiblissement des vitesses de surface et à une réduction des transferts de chaleur, c'est-à-dire à une augmentation de la température de la zone d'émission de la vapeur.

4. Dispositif expérimental.

4.1 Disposition de l'électroaimant autour du 'creuset 1' sans blindage magnétique.

Les premiers essais sont effectués sans aucun dispositif de blindage magnétique au niveau du 'creuset 1' (masse de cérium = 400g, hauteur du lingot = 30 mm, rayon du lingot = 30 mm). On indique ci-dessous en 'figure 8', sous la forme d'un schéma de principe, la disposition de l'optique électronique et l'emplacement de l'électroaimant au niveau du creuset.

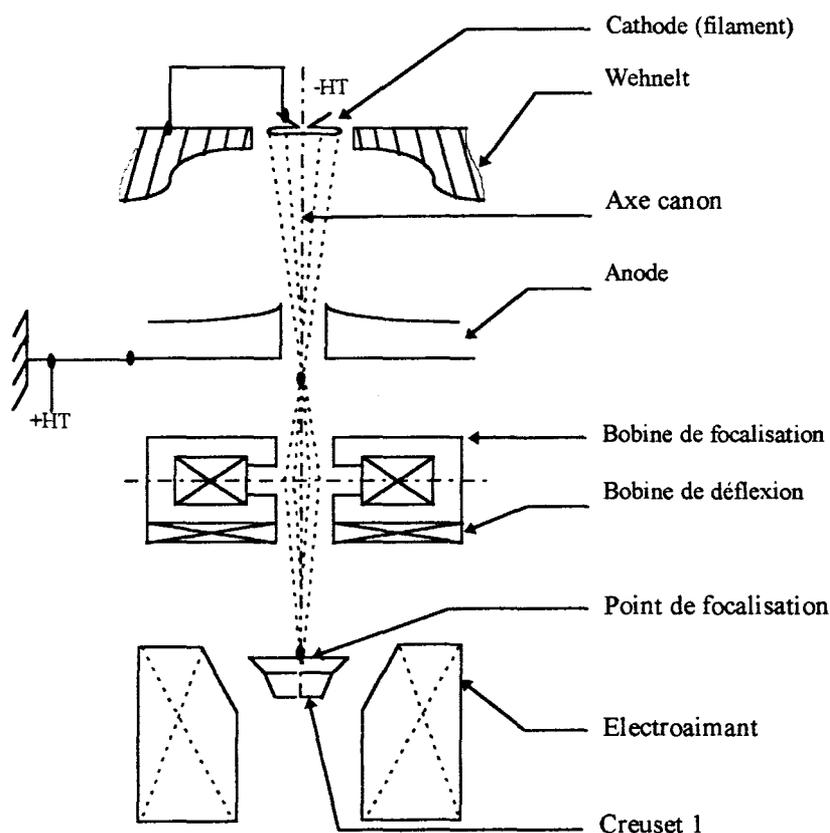


Figure 8 : Principe du canon à électrons & position de l'électroaimant.

L'électroaimant composé de deux bobines comptabilisant au total 288 spires, est installé autour du creuset. Il présente un entrefer qui concentre les lignes de champs dans le volume imparti au métal liquide et délivre un champ magnétique vertical supérieur à 0,4 Tesla.

Les bobines sont alimentées en 250 A sous 20 V, indépendamment l'une de l'autre. L'électroaimant est enveloppé d'un blindage en acier doux à faible teneur en carbone. Les conducteurs sont creux afin d'évacuer par circulation d'eau, la puissance thermique dégagée par effet joule.

Le champ magnétique à la hauteur limite de remplissage du creuset (cote qui correspond au milieu de l'entrefer) a une forme en "U", comme cela est indiqué sur la 'figure 9'.

Pour un courant d'alimentation de 250A
dans une bobine.

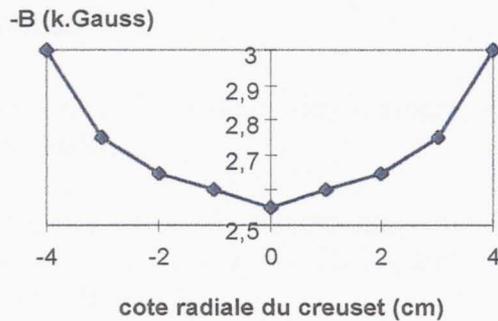
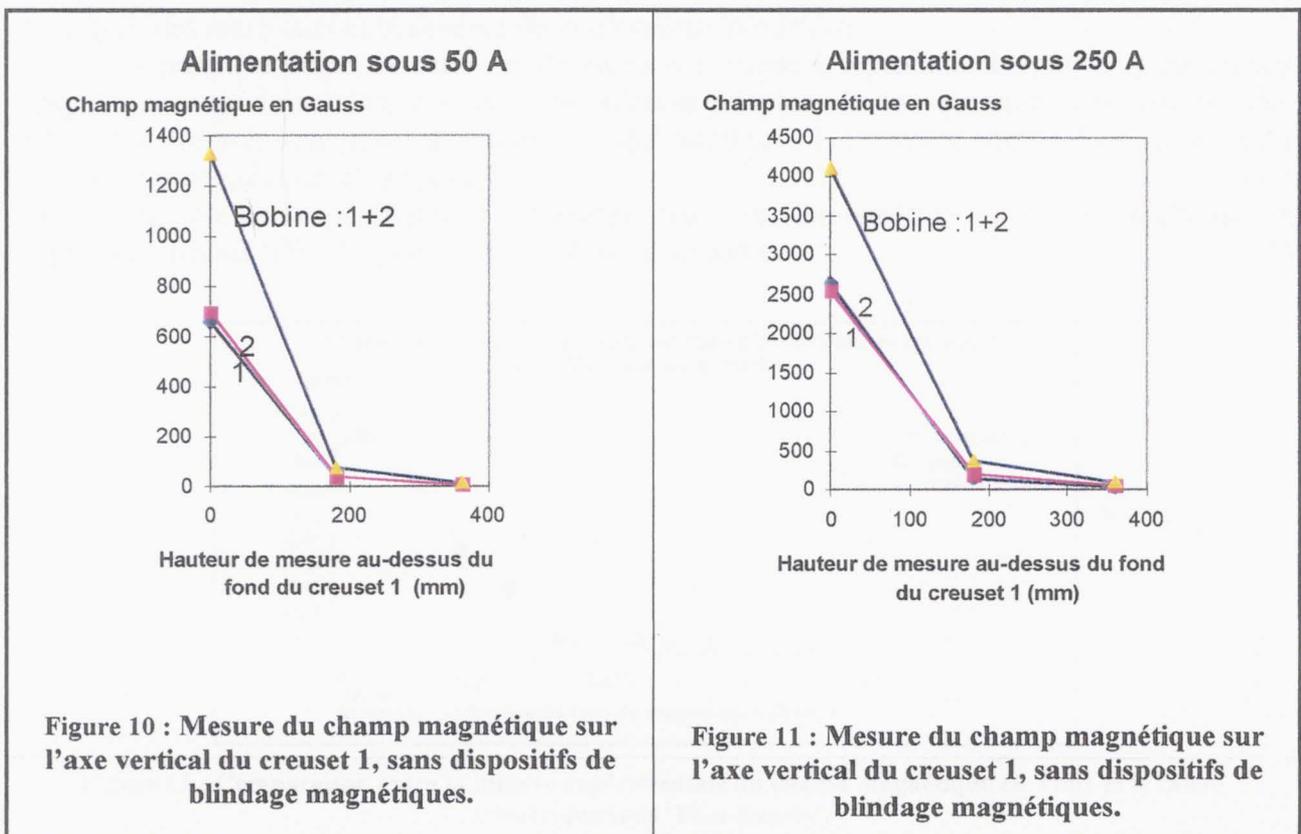


Figure 9 : Champ magnétique en fonction de la cote radiale, en fond de 'creuset 1'.

Nous reportons en 'figures 10 & 11', les mesures du champ magnétique sur l'axe vertical du creuset pour les hauteurs 0 (fond du creuset), 180 et 360 millimètres, pour une intensité de 50 et de 250A dans les bobines.



Ces résultats montrent que l'on observe une certaine saturation magnétique des matériaux quand on alimente les deux bobines en même temps.

4.2 Cartographies du champ magnétique et trajectoires du faisceau électronique.

4.2.1 Outils de modélisation.

Deux logiciels sont utilisés pour les calculs des cartographies du champ magnétique et des trajectoires du faisceau électronique :

- FLUX-EXPERT : calcul des cartes du champ magnétique, avec la prise en compte de la saturation magnétique des matériaux [22]. Ce logiciel sera utilisé pour la conception du dispositif de blindage magnétique.
- TRAJ : calcul des trajectoires du faisceau d'électrons [23].

4.2.2 Cartes du champ magnétique sans blindage magnétique en 'creuset-1'.

En 'annexe 4 (paragraphe : 1)', nous avons reporté les hypothèses des calculs, les propriétés physiques des matériaux et le schéma de la géométrie modélisée.

La première étape de cette modélisation a consisté à reproduire les mesures de champ magnétique expérimentales, par une formulation adaptée de la saturation magnétique des matériaux (formule analytique de Marrocco : qui retranscrit la première courbe d'aimantation du milieu ferromagnétique, cf. annexe 4).

Les relevés expérimentaux (mesurés avec un Gaussmètre) et les résultats de la modélisation sous 'Flux-Expert' sont comparés ci-dessous.

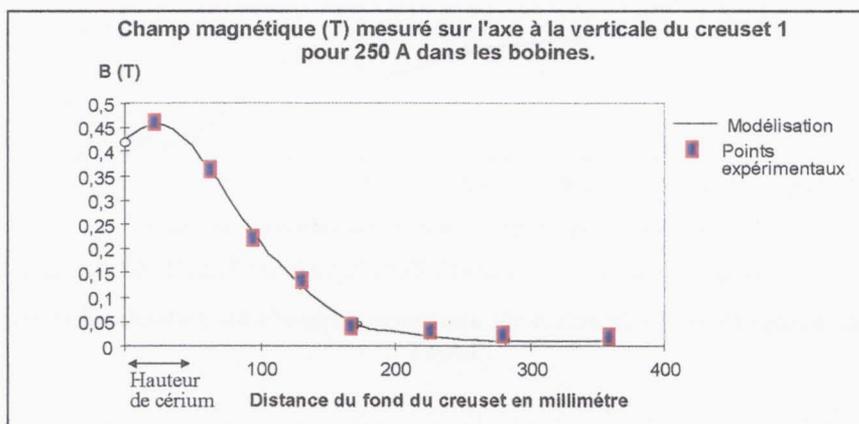


Figure 12 : Comparaison entre la mesure expérimentale du champ magnétique en Tesla et le calcul numérique sous 'Flux-Expert'.

La 'figure 12' représente les valeurs du champ magnétique en Tesla sur l'axe vertical à partir du fond du creuset. L'intensité dans les deux bobines est de 250 A.

Du fait de la bonne connaissance des propriétés magnétique du fer, nous obtenons un très bon accord entre les relevés expérimentaux et la modélisation.

La cartographie du champ magnétique dans la configuration axisymétrique sans dispositif de blindage, est représentée sous une forme vectorielle en 'Schéma 1, annexe 4' (l'image est cadrée sur l'entrefer de l'électroaimant et sur la position du lingot de cérium).

4.2.3 Trajectoires du faisceau d'électrons sans blindage magnétique au niveau du 'creuset 1'.

Le calcul des trajectoires des électrons dans une carte de champ magnétique calculée sous 'Flux-Expert' est effectué sous le code 'TRAJ' (annexe 4 : paragraphe 2).

Le 'schéma 2 en annexe 4' représente la trajectoire du faisceau sans dispositif de blindage et avec un champ magnétique de 0,07 Tesla au niveau du creuset.

Les calculs montrent que le faisceau est fortement focalisé par le champ magnétique lorsqu'il n'y a aucun dispositif de blindage. La 'figure 13' met en évidence le phénomène de surfocalisation du faisceau électronique par la diminution de son rayon, lorsqu'il rencontre un champ élevé. Les valeurs du champ magnétique à ces mêmes cotes sont précisées sur la 'figure 12'.

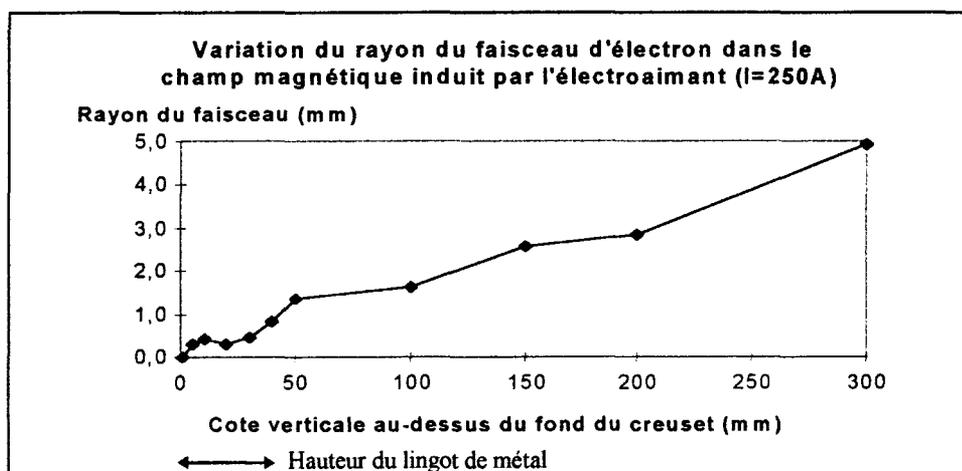


Figure 13 : Action de focalisation du champ magnétique sur le faisceau électronique. Calculs effectués sous 'TRAJ'.

Cette étude nous permet de définir une valeur seuil du champ magnétique, où on peut considérer que le faisceau d'électrons est peu focalisé. La valeur que nous retiendrons pour le reste de l'étude est de 800 Gauss (0,08 Tesla).

4.3 Conception d'un dispositif de blindage magnétique au niveau du creuset.

4.3.1 Les blindages magnétiques étudiés.

L'objectif de ces dispositifs est de confiner le champ magnétique induit par l'électroaimant en place sur K7, dans le bain de cérium pour que la valeur du champ rencontrée par le faisceau d'électrons n'excède pas 800 Gauss.

La contrainte principale de ce calcul est de concevoir le dispositif dans un volume restreint puisque compris entre le creuset et l'enceinte assurant l'étanchéité au vide, autour de l'électroaimant (annexe 1, figure A-3).

Le cheminement des étapes de cette réalisation est le suivant :

- Modélisation sous 'FLUX-EXPERT' des différentes géométries du blindage magnétique pour en vérifier l'efficacité et la mise en position dans le volume interne de l'enceinte à vide.
- Calculs sous 'TRAJ' de la trajectoire du faisceau suivant les cartographies de champ magnétique des couples « électroaimant - blindages magnétiques ».
- Sélection de la configuration de blindage répondant au mieux à nos besoins, suivi d'une étude paramétrique pour l'optimisation de sa géométrie (prise en compte du volume nécessaire au circuit de refroidissement en eau).

4.3.2 Géométries et résultats des modélisations.

4.3.2.1 Mise en place d'un blindage magnétique en conservant le 'creuset 1'.

La géométrie modélisée, est une couronne en fer disposée sur la surface haute du 'creuset 1' (masse du lingot de cérium : 400 g). Le schéma de principe et le résultat des calculs sont reportés sur les schémas 3 et 4, en 'annexe 4'. La géométrie est modélisée en axisymétrique sous 'Flux-Expert', l'intensité du courant dans les bobines est prise égale à 250 A.

En présence d'un blindage magnétique, on réduit de manière significative la valeur du champ magnétique sur l'axe. Cette valeur à 75 mm du fond du creuset passe de 0,31 à 0,12 Tesla. Le champ magnétique radial, noté ' B_r ', sur le 'schéma 4', est très faible sur l'axe (valeur maximale sur l'axe : 0,06 T) et devient plus intense sur les parties extérieures du creuset : les lignes de champ convergent vers le blindage.

4.3.2.2 Recherche d'une solution répondant à nos besoins.

Ces études ont pour objet de sélectionner au mieux, la géométrie du blindage et sa localisation par rapport à l'électroaimant en place sur K7.

Nous avons reporté dans les parties intitulées 'Schémas 5, 6 & 7' en annexe 4, les résultats des calculs du champ magnétique obtenus sur l'axe vertical pour les principales géométries de blindage étudiées. Pour faciliter la compréhension de la note, les croquis des principaux dispositifs ont été réalisés 'schémas 5'.

- **Blindage A** : couronne de fer disposée en partie supérieure du 'creuset 1'. Ce dispositif est difficilement réalisable, puisqu'il faut à la fois le protéger des dépôts de cérium et du faisceau d'électrons (rétrodiffusion), tout en assurant son refroidissement dans l'enceinte à vide.
- **Blindage B** : le blindage magnétique est prolongé sur la verticale. L'action du flasque latéral est fort appréciable puisque à 75 mm au-dessus du fond du creuset, la valeur du champ sur l'axe, est inférieure à 800 Gauss (valeur du seuil de focalisation).
- **Blindage C** : cette géométrie de blindage en forme de "S" a l'avantage d'affaiblir le champ très rapidement au-dessus du creuset, la partie basse du dispositif attirant préférentiellement les lignes de champ magnétique. Le champ magnétique décroît de 0,6 à -0,05 Tesla sur 100 mm. Cependant ce dispositif, bien que très intéressant par calcul, n'est que très difficilement réalisable, puisque la partie basse du flasque est en contact avec la surface du cérium. De plus il n'est pas évident d'assurer son refroidissement et de le protéger du faisceau électronique.
- **Blindage D** : l'objectif de cet ensemble est de retrouver le profil obtenu avec le blindage en forme de "S". Pour cela, on a modélisé un dispositif comprenant du fer pour le blindage et une bobine pour générer un champ magnétique opposé à celui de l'électroaimant autour du 'creuset 1'. Bien que le résultat du calcul présenté soit intéressant, l'intensité à délivrer dans la bobine est trop importante. Pour cette modélisation, il faut une densité de courant électrique de 20 A.mm^{-2} (à titre d'exemple, dans l'électroaimant en place la densité de courant est de $3,5 \text{ A.mm}^{-2}$). Ici encore il n'est pas évident de pouvoir assurer le refroidissement de l'ensemble.
- **Blindage E** : cette dernière solution présentée est pratiquement celle vers laquelle nous allons tendre. Elle est composée de deux parties : un noyau central placé sous le creuset pour ramener du champ magnétique sur l'axe et un flasque en partie supérieure pour la protection du faisceau d'électrons. Cette configuration a l'avantage de pratiquement doubler la valeur du champ magnétique dans la zone du bain de cérium ($M_{\text{maximum}} = 0,7 \text{ T}$), pour ensuite décroître fortement sur la trajectoire du faisceau (sous la valeur du seuil de focalisation) 'schéma 7 en annexe 4'.

4.3.2.3 Etudes paramétriques et réalisation d'un creuset en cuivre insérant un blindage magnétique.

Il nous a semblé intéressant de poursuivre les modélisations avec comme base de travail le blindage "E". Ce dispositif a l'avantage de confiner le champ sous le flasque supérieur du blindage. Cependant le champ magnétique reste intense sur 75 mm au-dessus du fond du 'creuset 1' (le creuset 1, contient un lingot de cérium de 3 cm de hauteur). Des calculs réalisés sous 'TRAJ' montrent que le faisceau d'électrons est très fortement focalisé sur une distance inférieure à 45 mm avec les cartographies de champ magnétique précédentes.

Pour s'affranchir de ce problème nous avons pris deux décisions :

- Concevoir un nouveau creuset en augmentant le volume de cérium, pour obtenir un hauteur de lingot de 50 mm.
- Déplacer le creuset vers le haut par rapport à l'électroaimant (avec la prise en compte des axes de visée de nos appareils de diagnostic). L'élévation sera au final de 60 mm, ceci permettant de positionner le lingot dans une zone où le diamètre intérieur des bobines est maximal.

La contrainte principale de cette conception est le très faible volume imparti dans l'enceinte à vide pour le creuset et le dispositif de blindage magnétique. Pour se faire, nous avons inclus le blindage dans le corps du creuset. Cette conception permet un gain substantiel en volume et simplifie le système de refroidissement de l'ensemble : le blindage étant positionné en arrière du circuit de refroidissement.

Une étude paramétrique de la géométrie sous 'Flux-Expert', a permis :

- L'obtention de la cartographie de champ magnétique désirée pour disposer d'un champ intense dans le bain et très faible sur la trajectoire du faisceau d'électrons (vérification sous le code 'TRAJ').
- D'optimiser au mieux la taille et la position du blindage magnétique par rapport au lingot de cérium, tout en incluant le circuit de refroidissement.

La cartographie du champ magnétique dans le cas du "creuset 2 = creuset + blindage", ainsi que le dessin en coupe du dispositif 'creuset 2', sont reportés en fin d'annexe 4 sous les schémas 8 & 9.

Les valeurs du champ magnétique sur l'axe vertical résultant de la modélisation de ce nouveau creuset, sont représentées 'figure 14'. L'étude paramétrique est réalisée en prenant une intensité de 200 A dans les bobines de l'électroaimant, ceci afin d'avoir une "réserve" possible de champ magnétique si besoin en était (expérimentalement sans blindage, la valeur maximale du champ pour 200 A dans les bobines est de 0,35 Tesla, contre 0,43 Tesla pour 250 A).

Il faut noter que de part la nouvelle position de l'ensemble, la cote du fond du creuset est modifiée. Cependant pour plus de facilité, on a reporté les valeurs du champ magnétique expérimentales relevées sur K7, en superposant la cote du fond du creuset sans blindage avec la cote du bain en 'creuset 2'. On a aussi précisé les hauteurs maximales du lingot de cérium pour les deux creusets.

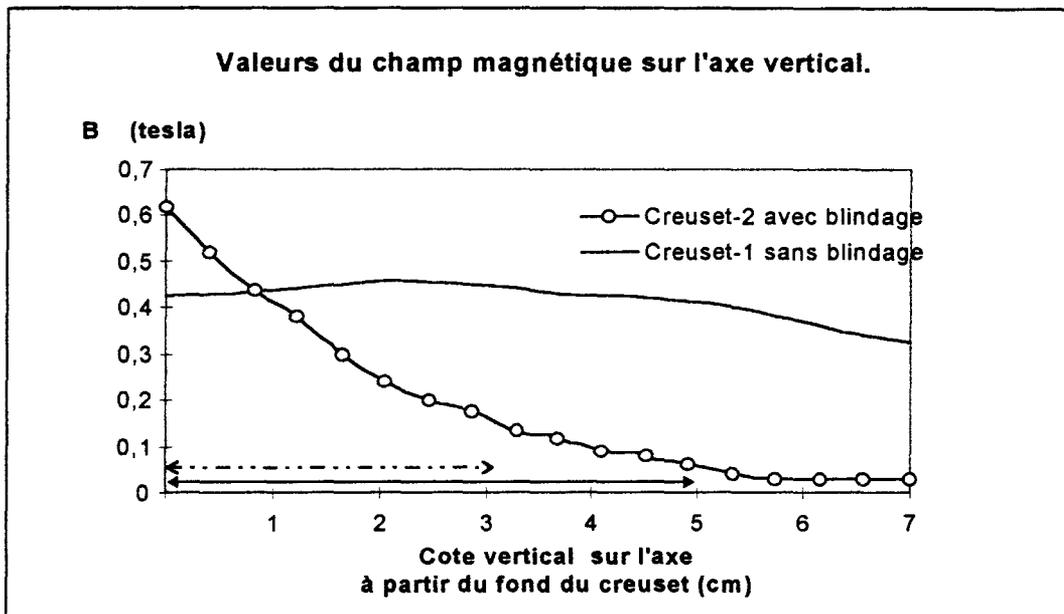


Figure 14 : Composantes verticale du champ magnétique sur l'axe du creuset.

- ← · · · → : Hauteur du lingot de cérium dans le 'creuset 1' (masse de 400g).
- ↔ : Hauteur maximale du lingot de cérium dans le 'creuset 2' (masse de 1200 g).

Le champ magnétique est maximal en fond de creuset. Il atteint 0,6 T pour une intensité dans les bobines de 200 A. En surface du lingot, il n'est plus que de 0,07 T (au delà le champ tend rapidement vers 0,00 T).

Comme on le voit pour éviter la focalisation du faisceau d'électrons, nous avons opté pour un creuset plus profond, quitte par la suite si expérimentalement les valeurs de champ magnétique le permettent, à diminuer la masse de cérium.

Dans cette configuration la composante verticale du champ magnétique est diminuée sur l'axe de symétrie du creuset et renforcée en partie radiale dans le volume imparti au métal liquide. L'insert latéral protège la partie supérieure du creuset de l'action du champ magnétique (zone de passage du faisceau d'électrons).

5. Résultats expérimentaux.

Quatre modes de génération de champ magnétique, dans deux configurations de creuset ont été expérimentés sur K7 (creuset 1 : sans blindage, $m(\text{Ce})=400$ g ; creuset 2 : avec blindage magnétique, $m(\text{Ce})=1200$ g).

5.1 Application d'un champ magnétique vertical extérieur.

Le champ magnétique est produit par l'électroaimant composé des deux bobines concentriques, positionné au niveau du creuset.

Dans ces configurations, pour réduire l'action du champ magnétique sur le faisceau d'électrons, un creuset équipé de blindages magnétiques est placé dans l'évaporateur (creuset 2). La valeur expérimentale maximale de la composante verticale du champ magnétique atteinte à la surface du métal liquide est de 0,1 Tesla au centre du creuset et de 0,2 Tesla en partie radiale.

Ce dispositif permet d'atteindre des valeurs de champ magnétique quatre fois supérieure à celles des essais effectués avec le 'creuset 1' (sans dispositif de blindage), avant d'observer une forte focalisation du faisceau électronique.

Cependant, lors des essais en tir statique, le suivi du débit d'évaporation en liaison avec l'analyse dimensionnelle des impacts électroniques, montre que l'augmentation du débit est liée à l'augmentation de densité de puissance par l'action focalisatrice du champ magnétique généré au niveau du creuset, et non par l'action de la force de freinage.

On observe, pour des valeurs élevées du champ magnétique extérieur (supérieures à 0,1 Tesla sur l'axe en surface), une légère mise en rotation du bain de cérium liquide (la vitesse de rotation est de l'ordre du dixième de tour par seconde).

Lorsque le champ magnétique est de l'ordre de 0,15 Tesla sur l'axe et pour une puissance du faisceau électronique de 5 kW, la structure de l'écoulement sur les parties radiales externes de la zone d'émission de la vapeur, devient sensiblement spiralée. Il existe toujours une forte composante radiale de la vitesse de surface sous l'impact électronique, mais on observe en plus, une nouvelle composante azimutale dans les zones d'écoulement proche de l'interface liquide - solide. Cette rotation peut s'expliquer du fait que la force ' $\vec{j} \wedge \vec{B}$ ' crée un couple d'axe vertical.

Malheureusement, l'action sur le faisceau est trop importante pour ces valeurs du champ magnétique. Pour toutes les configurations, la densité de puissance incidente était supérieure à 15 kW/cm^2 : bien au delà du seuil d'instabilité de la surface et de projection de métal en fusion. De fait, il ne nous a pas été possible de mesurer une augmentation du débit de vapeur, lors cette mise en rotation (lente) du bain par le couple magnétique.

5.2 Modulation du champ magnétique vertical extérieur.

L'opération consiste simplement à brancher un générateur de signaux sur les alimentations de courant de l'électroaimant.

Ces expérimentations font suite aux observations et aux mesures de forts pics de débit, lors d'une brusque variation d'intensité du champ magnétique dans la configuration précédente.

Il ressort de ces essais que l'augmentation brusque du débit de vapeur est liée à l'effet de focalisation du faisceau électronique par le champ magnétique extérieur.

On montre expérimentalement, que l'action de la modulation du champ magnétique sur la densité de puissance du faisceau d'électrons est identique à l'action de la modulation de la focalisation. Ces phases instationnaires s'étalent sur 2 à 5 secondes après la modification de la densité de puissance, avant de mesurer un débit de vapeur moyen, constant.

5.3 Application de champs magnétiques verticaux de sens alternés.

Le dispositif expérimental est modifié : la polarité d'une des bobines est inversée et les deux bobines sont reliées à un générateur de signal pour alterner la composante verticale du champ magnétique.

L'objectif désigné de ces travaux, était de générer un brassage magnétique du bain de cérium, suivant l'orientation du couple magnétique ' $\vec{j} \wedge \vec{B}$ ' (création d'une composante azimutale de la vitesse dans le plan horizontal).

Il semble que l'on agisse sur l'écoulement par une mise en rotation alternée du bain pour une fréquence de quelques Hertz. Mais cet effet ne se ressent pratiquement pas au centre de la zone d'émission de la vapeur, on l'observe plutôt vers l'extérieur du bain de cérium, proche de l'interface liquide - solide (en surface). Cela doit être dû au fait que la composante verticale du champ magnétique est plus importante vers l'extérieur du creuset.

Dans ces conditions, les débits d'évaporation mesurés restent faibles, car les densités de puissance incidentes sont trop importantes. Toutes les expérimentations n'ont pu être effectuées qu'avec des densités de puissance supérieures à 15 kW/cm^2 : ce qui est trop élevé pour observer un effet sur le débit de vapeur (création d'un cratère ou 'keyhole').

5.4 Installation d'un insert en cuivre dans le creuset magnétique.

Une dernière configuration testée avec le 'creuset 2' et le champ magnétique, est la mise en place d'un insert en cuivre dans le creuset magnétique afin de tester une géométrie de creuset moins large et plus haute (diamètre final du lingot de cérium en surface 40 mm).

L'objectif de ces études est de forcer l'interface liquide-solide à être plus profonde, pour mesurer un effet du champ magnétique sur les retours horizontaux des rouleaux convectifs dans le volume.

Cette géométrie s'est premièrement révélée 'pénalisante' pour l'obtention de fort débit dans les configurations statiques du bombardement électronique, sans champ magnétique (lorsque l'insert est parfaitement en contact sur les parois du creuset refroidi). Les débits de cérium sont plus faibles de 30 %, pour une puissance incidente de 5 kW. Les conditions aux limites froides en surface semblent être trop proches de la zone de dépôt d'énergie.

De plus, les séries d'essais n'ont pas permis de mettre en évidence l'action d'une force de freinage magnétique (action trop marquée du champ sur le faisceau).

Par contre à 5 kW en statique et sans champ magnétique extérieur, suite à une erreur de mise en position de l'insert dans le creuset (l'insert n'étant pas correctement plaqué sur le creuset, la résistance de contact a donc été accidentellement augmentée), on constate une augmentation du débit de vapeur. Le débit est trois fois supérieur à l'optimum statique pour une densité de puissance donnée. L'erreur de mise en position de l'insert, a engendré une limitation des transferts de chaleur pariétaux : effet de "creuset chaud".

Ces essais se sont rapidement achevés de par la destruction complète de l'insert, attaqué par le cérium liquide (Schéma 10 en 'annexe 4').

6. Interprétations des résultats.

6.1 Nombre de Hartmann expérimental limite.

Les travaux expérimentaux effectués par M. Chaudanson & al. [24], sur l'application d'un champ magnétique vertical sur du cérium liquide traversé par un courant électrique (arc de soudage, $1 < I < 30$ A), montrent que la force de freinage devient active pour des valeurs du nombre de Hartmann supérieures à 100.

Les auteurs mettent en évidence l'action stabilisante de la force de freinage dans leur configuration, pour des valeurs du champ magnétique en surface du bain comprises entre 0,2 et 0,4 Tesla.

D'après Ruddraiah et al., la convection naturelle reste prépondérante lorsque le nombre de Grashof caractérisant la configuration expérimentale, est important et que le champ magnétique extérieur est faible (figure 4).

Si on estime l'ordre de grandeur du nombre de Grashof de notre configuration expérimentale, pour une puissance incidente du faisceau électronique de 5 kW, on obtient :

$$Gr = \frac{g\beta \cdot \Delta T \cdot L^3}{\nu^2} = \frac{9.81 * 3,5e^{-5} * 1500 * (25e^{-3})^3}{(2.7e^{-7})^2} \cong 10^8$$

La valeur du nombre de Grashof est très importante, on peut donc s'attendre à n'avoir des effets de la force de freinage sur les transferts thermiques, que pour des valeurs élevées du nombre de Hartmann.

Cet effet sera d'autant plus marqué, que le moteur de l'écoulement est la convection thermocapillaire (vitesses en surface plus importantes, cf. Teramoto et al.).

Malheureusement, il ne nous a pas été possible d'atteindre des valeurs élevées du nombre de Hartmann sans que cela produise une augmentation de la densité de puissance électronique supérieure à 15 kW/cm^2 . Typiquement à 0,1 Tesla sur l'axe du creuset, et en surface du bain (seuil de l'apparition des instabilités de la surface et des projections de cérium liquide : formation d'un keyhole), le nombre de Hartmann obtenu n'est que de 60.

En prenant soin de travailler à densité de puissance constante (c'est-à-dire en diminuant l'intensité dans les bobines de focalisation du faisceau électronique, lorsque l'on augmente la valeur du champ magnétique au niveau du creuset), pour une gamme du nombre de Hartmann compris entre 10 et 40, les mesures de la température (et donc de débit) restent pratiquement identiques avec l'augmentation du champ magnétique extérieur (à l'erreur de mesure près, cf. 'chapitre 2'). Pour ces valeurs du nombre de Hartmann, la force de freinage magnétique n'a pas ou trop peu d'effet sur les vitesses de surface de l'écoulement.

Pour information, un nombre de Hartmann de 100, est atteint pour un valeur du champ magnétique externe sur l'axe de 0,2 T (cette valeur ne peut être atteinte dans la configuration actuelle, au risque de percer le creuset).

6.2 Evaluation des forces volumiques prépondérantes dans le bain de cérium liquide.

6.2.1 Hypothèses du modèle.

Il s'agit d'une étude d'ordre de grandeur concernant l'écoulement de cérium liquide, fondu par le faisceau électronique et parcouru par un courant électronique de 100 mA.

Pour simplifier, nous ferons l'hypothèse que les mouvements de la particule fluide sont initiés par la convection naturelle. Nous considérons aussi que le contact électrique entre le creuset et le lingot est parfait (résistance électrique nulle). Le champ électrique sera supposé nul.

Comme le nombre de Reynolds magnétique est faible (§ 3.4.1) on néglige les perturbations du champ magnétique générées par l'écoulement, devant le champ magnétique extérieur.

La géométrie est supposée axisymétrique, de repère $(\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_z)$, (figure 15).

Le courant 'I' apporté à la surface, diffuse dans le liquide sous forme de courants surfaciques axiaux ' j_z ' et radiaux ' j_r '. On supposera, en première approximation, que les courants surfaciques axiaux et radiaux sont du même ordre.

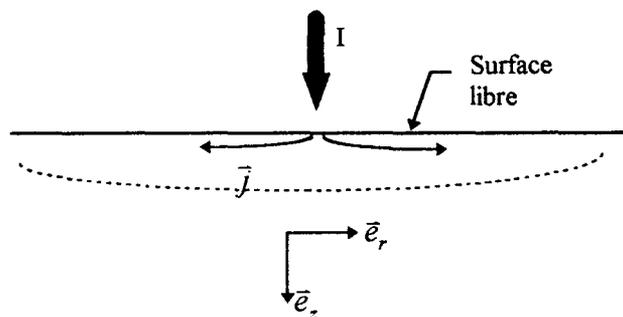


Figure 15 : géométrie modélisée.

Le champ magnétique induit par la circulation du courant (noté 'B_i'), vérifiant l'équation d'induction ' $\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$ ' en géométrie cylindrique, ne dépend que du rayon. L'équation à résoudre prend la forme :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\theta) = \mu_0 j_z \quad (6.2.1.a)$$

En introduisant une longueur caractéristique 'R' intermédiaire entre le rayon du bain et le rayon où les densités de courant sont fortes, l'induction caractéristique se notera :

$$\vec{B}_i = \mu_0 \cdot R \cdot j \cdot \vec{e}_\theta = \mu_0 \cdot \frac{I}{\pi R} \cdot \vec{e}_\theta \quad (6.2.1.b)$$

A ce champ magnétique 'B_i' sera ajouté le champ magnétique vertical qui est créé par les bobines de l'électroaimant, et qui sera supposé homogène dans la région du bain liquide. On note dans le repère cylindrique : $\vec{B} = B_0 \cdot \vec{e}_z$.

Dans notre configuration, la présence de vitesses convectives non négligeables, notées ' \vec{u} ', entraînent l'apparition de la force de freinage, de la forme ' $\sigma_e \cdot (\vec{u} \wedge \vec{B}) \wedge \vec{B}$ '. Cette force s'ajoute aux autres forces volumiques qui sont : la force due au courant électronique ' $\vec{J} \wedge \vec{B}$ ' et la force due au terme moteur de la convection volumique naturelle ' $\rho_0 \cdot g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot \vec{e}_z$ '. On notera :

$$\vec{F} = \vec{J} \wedge \vec{B} + \sigma_e \cdot (\vec{u} \wedge \vec{B}) \wedge \vec{B} - \rho_0 \cdot g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot \vec{e}_z \quad (6.2.1.c)$$

Pour notre configuration axisymétrique ($\frac{\partial}{\partial \theta} = 0$), les équations de continuité et de Navier-Stokes deviennent :

Equation de continuité :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot u_r) = \frac{\partial u_z}{\partial z} \quad (6.2.1.d)$$

Equation de Navier-Stokes :

$$\begin{cases} \rho_0 (u_r \cdot \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_\theta^2}{r} + u_z \cdot \frac{\partial u_r}{\partial z}) = -\frac{\partial P}{\partial r} + \mu \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial (r \cdot u_r)}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} \right] + F_r \\ \rho_0 (u_r \cdot \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{u_r \cdot u_\theta}{r} + u_z \cdot \frac{\partial u_\theta}{\partial z}) = +\mu \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial (r \cdot u_\theta)}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 u_\theta}{\partial z^2} \right] + F_\theta \\ \rho_0 (u_r \cdot \frac{\partial u_z}{\partial r} + u_z \cdot \frac{\partial u_z}{\partial z}) = -\frac{\partial P}{\partial z} + \mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial (u_z)}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \right] + F_z \end{cases} \quad (6.2.1.e,f,g)$$

6.2.2 Champ magnétique induit par le courant électronique.

Dans le cas d'un bombardement électronique (sans champ magnétique extérieur) à 5 kW de puissance incidente, le lingot de cérium est traversé par un courant électrique d'environ 100 mA. L'équation (6.2.1.c) des forces volumiques devient :

$$\begin{cases} F_r = -\sigma_e \cdot u_r \cdot B_i^2 - j_z \cdot B_i \\ F_\theta = 0 \\ F_z = -\sigma_e \cdot u_z \cdot B_i^2 + j_r \cdot B_i - \rho_0 \cdot g \cdot \beta \cdot \Delta T \end{cases} \quad (6.2.2.a,b,c)$$

- Composante radiale.

Pour nos configurations expérimentales, la vitesse radiale en surface est centrifuge ' $u_r > 0$ ', donc les deux termes de (6.2.2.a) sont de même signe et centripètes.

Leur rapport vaut, avec ' $R=30 \text{ mm}$ ', ' $u_r=1 \text{ cm/s}$ ' et d'après (6.2.1.b) :

$$\left| \frac{\sigma_e \cdot u_r \cdot B_i^2}{j_z \cdot B_i} \right| = \mu_0 \cdot \sigma_e \cdot R \cdot u_r \cong 10^{-4} \quad (6.2.2.d)$$

$$(\mu_0=4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \text{ H.m}^{-1}, \sigma_e=7,7 \cdot 10^5 \text{ } \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}.)$$

La composante radiale de ' $\vec{J} \wedge \vec{B}$ ' sera toujours prépondérante même avec des vitesses radiales accrues par la convection thermocapillaire, lorsqu'il n'y a pas de champ magnétique extérieur.

En surface liquide, avec ($u_\theta \ll u_r$ et $u_z=0$), et d'après (6.2.1.e) et (6.2.1.d), l'équilibre s'effectue entre les termes inertiel ' $\rho_0 \cdot u_r \cdot \frac{\partial}{\partial r}(u_r)$ ' et électromagnétique ' $j_z \cdot B_i$ '. Leur rapport vaut, avec ' $R=30 \text{ mm}$ ', ' $u_r=1 \text{ cm/s}$ ', ' $\rho_0=6480 \text{ kg/m}^3$ ' et pour un courant de 100 mA :

$$\left| \frac{j_z \cdot B_i}{\rho_0 \cdot \frac{u_r^2}{R}} \right| \cong 10^{-5} \quad (6.2.2.e)$$

Les vitesses de l'écoulement en surface ne seront en aucune manière freinées par la force électromagnétique.

- Composante axiale.

Les termes dominants ‘ $j_r \cdot B_i$ ’ et ‘ $\rho_0 \cdot g \cdot \beta \cdot \Delta T$ ’ sont de signes contraires, et leur rapport vaut, pour

$$\Delta T = 1500 \text{ K} : \left| \frac{j_r \cdot B_i}{\rho_0 \cdot g \cdot \beta \cdot \Delta T} \right| \cong 10^{-5}$$

Sur l’axe vertical, Les vitesses de la convection ne seront pas affectées par la force électromagnétique.

6.2.3 Application du champ magnétique extérieur vertical.

Lors de l’application d’un champ magnétique vertical externe, la résultante des forces de volume s’écrit :

$$\begin{cases} F_r = -\sigma_e \cdot (u_r \cdot B_i^2 + u_r \cdot B_0^2) - j_z \cdot B_i \\ F_\theta = \sigma_e \cdot (-u_\theta \cdot B_0^2 + u_z \cdot B_i \cdot B_0) - j_r \cdot B_0 \\ F_z = \sigma_e \cdot (-u_z \cdot B_i^2 + u_\theta \cdot B_i \cdot B_0) + j_r \cdot B_i - \rho_0 \cdot \beta \cdot g \cdot \Delta T \end{cases} \quad (6.2.3.a,b,c)$$

- Composante radiale.

On montre que le rapport sur la composante radiale entre la force de freinage sur la force électromagnétique, avec les valeurs considérées précédemment et ‘ $B_0 = 0,1 \text{ Tesla}$ ’, vaut :

$$\left| \frac{\sigma_e \cdot u_r \cdot B_0^2}{j_z \cdot B_i} \right| \cong 10^3 \quad (6.2.3.d)$$

La force de freinage magnétique est fortement dominante sur la force électromagnétique.

En surface liquide, avec ($u_\theta \ll u_r$ et $u_z = 0$), et d’après (6.2.1.e) et (6.2.1.d), l’équilibre s’effectue entre les termes inertiel ‘ $\rho_0 \cdot u_r \cdot \frac{\partial}{\partial r}(u_r)$ ’ et la force de freinage ‘ $\sigma_e \cdot u_r \cdot B_0^2$ ’. Leur rapport vaut, avec ‘ $R = 30 \text{ mm}$ ’, ‘ $\rho_0 = 6480 \text{ kg/m}^3$ ’ et pour ‘ $\sigma_e = 7,7 \cdot 10^5 \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ ’ :

$$\left| \frac{\sigma_e \cdot u_r \cdot B_0^2}{\rho_0 \cdot \frac{u_r^2}{R}} \right| = \text{‘Tableau 1’ ci-après.}$$

B_0 (Tesla) → u_r (m/s) ↓	0.05 (Ha=25)	0.1 (Ha=50)	0.2 (Ha=100)	0.4 (Ha=200)	1 (Ha=500)
0.001	9	36	142	570	3560
0.01	0.9	3.6	14.2	57	356
0.1	0.09	0.36	1.42	5.7	35.6
1	0.009	0.036	0.14	0.57	3.56

Tableau 1 : Ratio entre la force de freinage et le terme inertiel en fonction du champ magnétique extérieur et suivant différentes vitesses de l'écoulement en surface.

On a précisé dans le tableau les nombres de Hartmann, suivant les valeurs du champ magnétique extérieur.

Cette étude très simplifiée, met en évidence que pour des vitesses de surface de l'ordre du décimètre par seconde (ordre de grandeur de la vitesse mesurée expérimentalement en surface), il faut que le nombre de Hartmann soit supérieur à 100, pour que l'on puisse avoir un effet de la force de freinage.

- Composante orthoradiale.

La composante orthoradiale inclut principalement le terme générateur de vorticité (caractérisé par la composante orthoradiale de la vitesse ' u_θ ') et le freinage magnétique ' $-\sigma_e \cdot u_\theta \cdot B_0^2$ '. Le

rapport de ces deux forces antagonistes s'écrit ' $\left| \frac{\sigma_e \cdot u_\theta \cdot B_0}{j_r} \right|$ ', ce qui nécessite la connaissance de

la vitesse orthoradiale. Généralement cette vitesse est très faible (sauf les cas particulier de mise en rotation du bain). Si on fait l'hypothèse qu'elle est inférieure d'un ordre 10 à la composante radiale de la vitesse, le ratio des forces vaut :

$$\left| \frac{\sigma_e \cdot u_\theta \cdot B_0}{j_r} \right| \cong 10^{-1}$$

Il n'y aura aucun effet de la force de freinage sur l'axe orthoradial. Par contre le terme ' $-j_r \cdot B_0$ ' peut engendrer une mise en rotation du bain liquide.

- Composante axiale.

Sur l'axe vertical, Les vitesses de la convection ne seront pas affectées par la force électromagnétique. Le terme ' $\rho_0 \cdot g \cdot \beta \cdot \Delta T$ ' reste dominant (cf. § 6.2.2)

6.2.4 Interprétations des résultats : conclusion.

En supposant que la diffusion du courant s'effectue dans le plan (r,z) , avec ' j_r ' du même ordre que ' j_z ', ce calcul simplifié, montre que pour notre configuration expérimentale (vitesse de surface proche du décimètre par seconde), on peut obtenir une force de freinage magnétique pour un champ magnétique extérieur compris entre 0,2 et 0,4 Tesla sur l'axe vertical du creuset.

De plus ce travail met en évidence que lorsqu'on impose un champ magnétique extérieur, le terme ' $-j_r.B_0$ ' sur l'axe orthoradial peut engendrer une composante orthoradiale de la vitesse et mettre le bain de cérium liquide en rotation.

Dans notre configuration expérimentale, avec une intensité électronique de 100 mA et un champ magnétique extérieur de l'ordre de 0,1 Tesla, la mise en rotation de l'écoulement est trop peu prononcée pour que cela ait une influence sur le débit de vapeur. Par contre pour une intensité du faisceau électronique supérieure, son action devrait être plus marquée sur les transferts de chaleurs, par une mise en rotation plus rapide du bain de cérium.

7. Conclusion et perspectives.

Dans la configuration expérimentale présentée (électroaimant dont l'entrefer est au niveau d'un creuset en cuivre équipé de blindage magnétique), nous n'avons pas réussi à mettre en évidence la force de freinage magnétique. Le principal effet qui s'est fait ressentir lors de l'application du champ magnétique, est une augmentation de la densité de puissance suite à l'action focalisatrice du champ sur le faisceau électronique.

Les expériences réalisées dans plusieurs configurations de champs et d'écoulements, montrent que les débits d'évaporation mesurés lors de l'application du champ magnétique sont équivalents aux débits obtenus en tir statique en adaptant la densité de puissance via les bobines de focalisation.

Pour observer la force de freinage magnétique, il nous faut absolument reconsidérer l'optique électronique au niveau du creuset : la configuration expérimentale actuelle n'étant pas du tout satisfaisante.

Pour se faire, nous pensons que la mise en place d'un multipôle magnétique, serait appropriée à l'obtention de champ magnétique intense dans le bain métallique, tout en ayant un champ nul sur le parcours du faisceau électronique. Cependant, nous n'avons pas eu à disposition l'outil de modélisation nécessaire à son dimensionnement.

Il serait donc intéressant de vérifier son mode d'action, car il peut s'avérer que cela soit un moyen simple pour diminuer les vitesses convectives de surface et ainsi obtenir une augmentation du rendement d'évaporation.

La 'MHD' laisse entrevoir d'autres possibilités pour l'augmentation du rendement d'évaporation par l'application d'un champ magnétique externe.

Pour certaines configurations de tir ($I_{\text{électronique}}=125 \text{ mA}$, $B_{\text{ext}}>0,1\text{T}$), l'application du champ magnétique s'accompagne d'une mise en rotation sensible du bain (structure spiralée en surface). Ceci s'explique du fait qu'une des composantes de la force de Laplace est égale au produit vectoriel de la densité de courant électrique dans le bain par le champ magnétique.

Cependant, il ne nous a pas été possible de quantifier cet effet de mise en rotation par le couple magnétique, sur le débit de vapeur, puisque les densités de puissance du faisceau étaient trop importantes (projection de métal en fusion) et l'intensité du faisceau électronique trop faible.

Il serait donc intéressant de poursuivre ses études en modifiant l'optique électronique au niveau du creuset et en travaillant avec des courants électroniques plus importants (supérieur à l'Ampère, comme cela est le cas pour les évaporateurs de plus forte puissance).

Un autre moyen d'action susceptible de modifier favorablement la thermohydraulique de l'écoulement serait d'appliquer un champ magnétique obtenu par un électroaimant parcouru par un courant électrique alternatif (entre 50 à 1000 Hz).

Ce champ aurait pour effet de générer un écoulement recirculant dans le volume et ainsi s'opposer à la circulation imposée par la convection thermocapillaire. C'est un procédé décrit dans la littérature (cf. Moreau [14]) et largement utilisé dans l'industrie : recirculation et brassage électromagnétique.

L'action de brassage magnétique est encore plus marquée, si on applique un champ magnétique tournant. Les travaux récents de Marty et al. [25], indiquent que le fait d'appliquer un champ magnétique tournant d'intensité modérée (quelques milli-Tesla, donc sans influence notable sur le faisceau électronique), est suffisant pour obtenir par une mise en rotation du fluide, une diminution des instabilités thermiques d'un écoulement thermogravitaire.

Des études numériques en cours tendent à montrer que par cette technique, une diminution de la convection thermocapillaire est envisageable.

8. Bibliographie.

- 1 Moreau : Magnetohydrodynamics. Mechanics of fluids and transport processes. Kluwer academic publishers, vol. 3, 1989.
- 2 Moreau & Lielpeteris : Liquid metal, magnetohydrodynamics. Mechanics of fluids and transport processes. Kluwer academic publishers, vol. 10, 1989..
- 3 Lykoudis : Natural convection of an electrically conducting fluid in the presence of a magnetic field. 1962. Int. J. of Heat & Mass. Transf. Vol. 5, pp 23-34.
- 4 Hunt & Shercliff : Magnetohydrodynamics at high Hartmann number. 1971. Ann. Rev. Fluid Mech. Vol. 3, pp 37-62.
- 5 Ozoe & Okada : The effect of the direction of the external magnetic field on the three-dimensional natural convection in a cubic enclosure. Int. J. of Heat Mass Transfer, vol.32, n°10, pp 1939-54, 1989.
- 6 Chen & Roux : Instability of thermocapillary convection in floating zones. 1992. Proc. 8th European Symp. on Mat. & fluid sciences in Microgravity, Bruxelles.
- 7 Chen & Roux : Thermocapillary convection and interfaces shapes in floating zone crystal growth with a magnetic field. 1994. Int. Aerospace Congress, Aug. 15-19. Vol. 1, pp 466-475, Moscow, Petrovka Pub.
- 8 BenHadid & al. : Numerical study of convection in the horizontal Bridgman configuration under the action of a constant magnetic field. 1995. J. Fluid Mech., 30.
- 9 Sec. Pamir : Energy transfert in MHD flows. Conf. Int. 1994. Applications métallurgiques, Tome 1, Legi/IMG, Grenoble.
- 10 Sommeria, Moreau : Why, when and how, MHD turbulence becomes two-dimensional. J. Fluid Mech. (1982), vol 118, pp 507-518.
- 11 Blumenfeld & Soubbaramayer : Energy balance in EB processes. Power loss due to thermal convection in the molten pool. Conf. of EB tech., Varna (Bulgaria). Ed. Mladenov 1994, pp 129.
- 12 Davoust : Convection naturelle MHD dans une cavité élançée. Thèse soutenue en octobre 1996. à INPG, Grenoble.
- 13 Chandrasekhar : Hydrodynamic & Hydromagnetic stability. 1961. Dover Pub., Inc. N.Y.
- 14 Moreau : Ecoulement d'un métal liquide en présence d'un champ magnétique. Tech. de l'Ing. 1992. D2950.
- 15 Sommeria : Electrically driven vortices in a strong magnetic field. J. Fluid Mech., vol. 189, pp 553-569, 1988.
- 16 Teramoto, Nagai & Ishiguro : Numerical study on effect of magnetic field direction on flow behavior of metal melted by high heat flux. Int. J. Applied Electromagnetics in Materials 5 (1994) 201-210.
- 17 Ruddraiah, Barron : Effect of magnetic field on free convection in a rectangular enclosure. Int. J. Eng., vol. 33 n°8, pp 1075-1084. 1995.
- 18 Teramoto & Ishiguro : Magnetic influence on natural and Marangoni convections in a zone of metal melted by high heat flux. J. of Nuclear Science & Tech., 29(9), pp 890-900 (1992).

-
- 19 Morioka & al. : Proc. of 23rd Nat. Heat. Transfer symp. Japan (Sapporp, 1986), pp 397-399.
- 20 Munakata & al. : Magnetic effects on Marangoni and natural convections in a rectangular open boat. J. of Chemical Eng. of Japan, vol. 25, n°1, pp 62-66, 1992.
- 21 Birikh : J. Applied Mech. & Tech. Physics, p. 43. 1966.
- 22 Flux-Expert : Résolution d'équations aux dérivées partielles par la méthode des éléments finis. 1994. Simulog. Grenoble.
- 23 N. Michel : Calcul des trajectoires des particules dans un champ magnétique non homogène (code 'TRAJ'). 1994. CEA-Pierrelatte. Communications Privées.
- 24 Chaudanson, Lerat & Sautel : Travaux sur du cérium liquide, traversé par un fort courant électrique en présence d'un champ magnétique. 1994. CEA-Pierrelatte. Non publié.
- 25 Marty, Trombetta et Garandet : Contrôle d'un écoulement thermoconvectif par un champ magnétique tournant. 1998. A paraître dans : Comptes Rendus de l'Acad. des Sciences.

CHAPITRE V.
ETUDES THERMOHYDRAULIQUES EN CREUSET TOURNANT.

1. Introduction.

1.1 Contexte des études.

Le débit d'évaporation par bombardement électronique d'un métal contenu dans un creuset froid est limité par les mouvements de convection turbulente qui apparaissent dans les bains liquides. Ces mouvements sont dus d'une part à la force gravitaire (convection gravitaire) et d'autre part au gradient de tension superficielle qui apparaît à la surface du bain (convection de Marangoni). Pour un métal dont la tension superficielle décroît avec la température, ces deux convections s'ajoutent.

Pour augmenter le débit d'évaporation, une idée simple consiste à faire intervenir d'autres forces susceptibles de freiner ou de changer la morphologie des mouvements convectifs.

Pour y parvenir, on se propose d'utiliser les forces centrifuges et de Coriolis (changement de la morphologie de la convection) par la mise en rotation du creuset.

Cette solution est neutre vis-à-vis du faisceau d'électrons. Elle s'avère d'une mise en œuvre technologique simple et conduit à des résultats très positifs au niveau de l'augmentation du rendement d'évaporation.

L'objectif de ce chapitre est de mettre en évidence les effets des forces de Coriolis et centrifuge sur la thermohydraulique du métal liquide, ainsi que d'étudier la phénoménologie de l'évaporation en creuset tournant (c'est à dire, les conditions expérimentales propices à l'obtention d'un gain d'évaporation élevé par la mise en rotation du creuset).

1.2 Généralités sur la physique des fluides en rotation.

L'hétérogénéité spatiale du chauffage d'un fluide soumis à la force de gravité, est à l'origine de mouvements : la convection naturelle. Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser plus particulièrement à l'influence de la rotation sur la convection générée au sein du métal liquide. La principale question traitée sera de savoir si la rotation peut entraîner un changement de la morphologie des écoulements et donc modifier les transferts de chaleurs dans le lingot de métal.

Dans les ouvrages de Greenspan[1] et de Hopfinger[2], il est mentionné que les principaux phénomènes induits par la rotation sont :

- La rotation du liquide tend à rendre bidimensionnel l'écoulement. Ceci plus précisément lorsque le nombre de Rossby qui est le ratio des effets inertiels sur les effets induits par la force de Coriolis, est faible. Cette mise en rotation, est à l'origine de l'équilibre géostrophique. On la rencontre, moyennant certaines conditions, sous le nom du théorème de 'Taylor-Proudman' : qui établit que tous les mouvements du fluide sont invariants le long des directions parallèles à l'axe de rotation (Chandrasekhar [3]).

- Une autre particularité des fluides en rotation porte le nom de 'spin-up' (ou spin-down) c'est à dire le temps de mise en rotation (ou d'arrêt) d'une colonne de fluide. Quand il existe une rotation différentielle entre la colonne de fluide et ses extrémités, la couche limite visqueuse (la couche d'Ekman en rotation) pompe du fluide générant une circulation secondaire jusqu'à ce l'équilibre hydrodynamique soit atteint (Pedlosky [4]).

Bien entendu comme on le verra, des phénomènes plus subtils apparaissent dans les fluides en rotation comme par exemples : les ondes de Rossby, les ondes baroclines et les instabilités baroclines (l'effet combiné de la rotation et de la stratification) (Hide [5]).

Dans le présent chapitre, on s'intéressera au cisaillement du fluide en rotation. Nous distinguerons deux approches suivant l'orientation de l'axe de rotation.

- L'axe de rotation est perpendiculaire au principal vecteur vitesse de l'écoulement et perpendiculaire aux parois planes. Cette configuration est connue sous le nom des couches d'Ekman.

Cette configuration est de première importance pour les fluides en rotation. La stabilité de la couche d'Ekman est d'un intérêt fondamental pour la compréhension de l'origine de la turbulence.

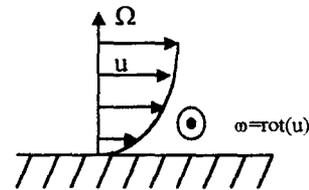


Figure 1 : Couche d'Ekman.

- L'axe de rotation est perpendiculaire au principal vecteur vitesse de l'écoulement et parallèle aux conditions limites. Cette configuration est développée expérimentalement par Schlichting [6] et théoriquement par Maslowe [7].

2. Bibliographie.

Les premières études théoriques systématiques en convection, sur un fluide en rotation autour de l'axe vertical chauffée par le dessous, sont réalisées par Chandrasekhar (1953, 1961) et indépendamment par Nakagawa et Frenzen (1955) [8]. Chandrasekhar développe des théories suivant les différentes conditions aux limites de ses configurations expérimentales (interface libre et/ou frontière solide). Durant quatorze années, l'auteur négligera tous travaux expérimentaux. Les expériences systématiques sur ce sujet ne débiteront que très tard avec en particulier Boubnov [9] et Golitsyn [10] (1985, 1991). Golitsyn est à l'origine d'études théoriques antérieures (1980) sur la notion de convection géostrophique.

La première expérience réalisée avec un fluide en rotation, soumis à l'influence de la gravité (axe de rotation parallèle à la gravité) avec un gradient de température perpendiculaire à l'axe tournant, est effectuée par Fultz et Hide [11] au début des années cinquante. Leurs travaux ont pour principal objectif de décrire la circulation générale des écoulements terrestres et les mouvements convectifs du cœur terrestre. Très rapidement ces études initièrent des recherches

théoriques et des travaux expérimentaux, qui servent aujourd'hui de base aux études sur les instabilités baroclines. Nombre de ces expérimentations sont conduites sur des maquettes constituées de deux cylindres concentriques, permettant de différencier des régimes d'écoulements et d'établir des descriptions théoriques sur un certain nombre d'entre eux.

3. Dynamique des fluides en rotation.

3.1 Notions préliminaires.

3.1.1 Equations du mouvement pour un référentiel en rotation.

Soit 'r' le vecteur position de la particule élémentaire. La vitesse de l'élément fluide dans le repère inertiel est égale à la vitesse mesurée dans le repère tournant, augmentée de la vitesse impartie à la particule de part la rotation solide ' $\Omega \wedge r$ '. Ceci s'écrit sous la forme :

$$u_i = u_r + \Omega \wedge r. \quad (3.1.1.a)$$

Où ' u_i ' et ' u_r ' sont respectivement les vitesses inertielle et relative. En appliquant cette relation à la loi de Newton qui régit l'équilibre des forces appliquées par unité de masse à l'accélération dans le repère inertiel, on obtient :

$$\left(\frac{du_i}{dt}\right)_i = \left(\frac{du_r}{dt}\right)_r + \Omega \wedge u_i \quad (3.1.1.b)$$

L'objectif de cette description est de décrire l'ensemble du mouvement à partir de quantités observées dans le repère tournant. En éliminant ' u_i ' de la relation précédente, on obtient :

$$\left(\frac{du_r}{dt}\right)_i = \left(\frac{du_r}{dt}\right)_r + 2\Omega \wedge u_r + \Omega \wedge (\Omega \wedge r) + \frac{d\Omega}{dt} \wedge r \quad (3.1.1.c).$$

Le terme ' $2\Omega \wedge u_r$ ' est l'accélération de Coriolis et le terme ' $\Omega \wedge (\Omega \wedge r)$ ' l'accélération centripète.

Remarque : dans la suite de ce chapitre, pour alléger la notation, nous noterons la vitesse relative ' u ' et non plus ' u_r '.

3.1.2 Accélération de Coriolis et nombre de Rossby.

Nous pouvons faire une estimation préliminaire de l'importance de l'accélération de Coriolis par rapport à l'accélération relative, notée : $\left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla})\vec{u}\right)$.

L'accélération de Coriolis peut s'estimer comme $2\Omega \wedge u = \xi(2\Omega U)$, et l'accélération relative, en supposant que nous sommes en régime établi comme : $\frac{du}{dt} = \xi\left(\frac{U^2}{L}\right)$.

L'accélération de Coriolis est indépendante de la géométrie et dépend linéairement de la vitesse U . Par contre l'intensité de l'accélération relative diminue avec une augmentation de la dimension caractéristique de la géométrie et sa dépendance en vitesse est quadratique.

Le ratio de l'accélération relative sur l'accélération de Coriolis définit le nombre de Rossby, qui s'écrit :

$$\varepsilon = \frac{U}{2\Omega L}$$

Comme on le verra, la rotation induit un effet sur les mouvements convectifs, si le paramètre non-dimensionnel ε est faible. On constate en particulier, que le nombre de Rossby est petit pour des écoulements de grande échelle et que dans ce cas l'accélération de Coriolis est dominante (cette prédominance tient surtout du fait que l'accélération relative s'affaiblit aux grandes échelles).

L'accélération de Coriolis doit être dans la direction de la résultante de la force, et donc la vitesse relative qui génère l'accélération de Coriolis doit se diriger perpendiculairement à l'axe de rotation.

On parle plus généralement de 'force de Coriolis' ($f = -2\Omega \wedge u$) La force de Coriolis est donc toujours perpendiculaire à la vitesse et de par ce fait, elle ne travaille pas. Pour un observateur lié à l'axe de rotation, la force de Coriolis dévie la particule fluide vers la droite. Cette tendance gyroscopique des particules fluides à se déplacer sur la droite par rapport à la force appliquée, est en fait un caractère particulier de la dynamique des fluides en rotation.

3.1.3 Accélération centripète.

Ce terme peut s'écrire de manière différente. Supposons que la vitesse de rotation soit constante.

Soit \vec{r}_\perp , le vecteur de la distance perpendiculaire entre l'axe de rotation et la position de la particule élémentaire. Formulons l'accélération centripète avec cette composante.

On a alors $\Omega \wedge r = \Omega \wedge r_\perp$ et donc $\Omega \wedge (\Omega \wedge r) = -|\Omega|^2 r_\perp$.

On peut ainsi écrire l'accélération centripète sous la forme d'une fonction potentielle Φ_c , telle que :

$$-\nabla\Phi_c = \Omega \wedge (\Omega \wedge r), \text{ avec } \Phi_c = \frac{|\Omega|^2 |r_\perp|^2}{2} = \frac{|\Omega \wedge r|^2}{2}$$

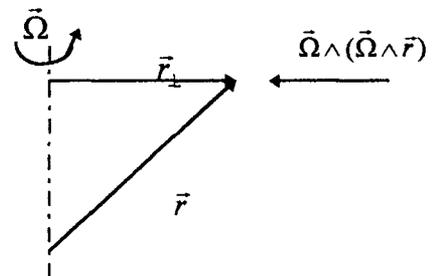


Figure 2 : Accélération centripète.

Dans le reste du chapitre, nous considérerons l'accélération centripète comme une force additionnelle par unité de masse. Avec un signe opposé, cette force apparente est aussi nommée "force centrifuge".

On définira le potentiel total ' ϕ ' comme la somme du potentiel du système ' ϕ_s ' et de la fonction potentielle ' ϕ_c '. On notera : ' $\phi = \phi_c + \phi_s$ '.

3.2 Equations décrivant le système.

La prise en compte de la rotation, introduit de nouveaux paramètres et contraintes sur les mouvements du fluide. Il est intéressant de développer plus en détail les implications physiques des effets de la rotation.

3.2.1 Système d'équations en mécanique des fluides.

Considérons un fluide Newtonien, non-homogène, en rotation avec une vitesse angulaire constante. L'équation de conservation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\left[\frac{d\vec{u}}{dt} + 2\vec{\Omega} \wedge \vec{u} \right] = \frac{-\vec{\nabla}P}{\rho} + \nu\vec{F} + \vec{\nabla}\Phi \quad (3.2.1.a)$$

avec le terme visqueux : $\vec{F} = \nabla^2 \vec{u} + \frac{1}{3} \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{u})$.

Où en développant la dérivée particulaire :

$$\left[\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla})\vec{u} + 2\vec{\Omega} \wedge \vec{u} \right] = \frac{-\vec{\nabla}P}{\rho} + \frac{\mu\vec{F}}{\rho} + \vec{\nabla}\Phi. \quad (3.2.1.b)$$

La somme des forces du membre de droite de l'équation de conservation doit être équilibrée par la somme de l'accélération relative observée dans le repère tournant et par l'accélération de Coriolis.

Les équations de conservation et d'énergie restent inchangées par rapport aux configurations en repère fixe.

L'équation de conservation : $\left[\frac{\partial p}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \rho \vec{u} \right] = 0 \quad (3.2.1.c)$

$$\text{L'équation d'énergie : } \rho \cdot Cp \left[\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot (\vec{\nabla} T) \right] = \vec{\nabla} \cdot (\chi \vec{\nabla} T) + \rho (\zeta + q) \quad (3.2.1.d)$$

Où ζ est le taux de dissipation d'énergie cinétique, définit par la formulation de Stokes de la façon suivante : $\zeta = \nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^2 = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$. Avec $i,j=1,2,3$. τ_{ij} est le tenseur de contrainte visqueuse et q la source de dissipation interne de chaleur par unité de masse (nulle dans notre configuration).

La dilatabilité thermique des métaux étant faible, on néglige les variations de la densité dans le milieu. L'équation de conservation devient pour un fluide incompressible : $\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0$. Comme $\frac{\Delta \rho}{\rho}$ est faible, on peut faire l'hypothèse que les coefficients cinétiques ν et χ sont constants. Ces conditions rentrent dans le cadre des approximations de Boussinesq : $\frac{\Delta \rho}{\rho} = \beta \Delta T$.

Avec cette hypothèse, les équation précédentes deviennent :

$$\left[\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} + 2\vec{\Omega} \wedge \vec{u} \right] = - \frac{\vec{\nabla} P}{\rho} + \nu \nabla^2 \vec{u} + \vec{\nabla} \Phi \quad (3.2.1.e)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \quad (3.2.1.f)$$

$$\left[\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot (\vec{\nabla} T) \right] = \lambda \nabla^2 T \quad (3.2.1.g)$$

Pour une configuration où le gradient vertical de pression est équilibré par la gravité, avec P_1 : la pression modifiée par la prise en compte de la force centrifuge (on note que cette formulation est établi dans le cas où l'accélération centrifuge est faible devant la gravité), l'équation de la quantité de mouvement devient :

$$\left[\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} + 2\vec{\Omega} \wedge \vec{u} \right] = - \frac{\vec{\nabla}(P_1)}{\rho} + \frac{\Delta \rho}{\rho} \vec{g} + \nu \nabla^2 \vec{u} \quad (3.2.1.h)$$

Cette équation ainsi que l'équation de continuité est à la base des études convectives pour un fluide en rotation.

3.2.2 Vorticité et circulation.

Les équations du mouvement en mécanique des fluides sont souvent très complexes et elles possèdent rarement des solutions exactes. De plus toutes les méthodes de résolution nous obligent à faire des approximations, ce qui requiert de bien appréhender la physique du système étudié.

Une première approche va consister, en appliquant quelques formalismes, à décrire la physique par un jeu d'équations qui peut rester tout autant complexe à résoudre, mais qui à l'avantage de mettre en évidence, l'importance relative des forces qui interagissent.

Dans le cas présent la description de la physique du système passe par l'introduction de variables dynamiques importantes en mécanique des fluides :

- la vorticité : qui est défini comme : $\vec{\omega} = \vec{\nabla} \wedge \vec{u}$.
- la circulation : une mesure scalaire de la vorticité. A partir du théorème de Stokes , on définit le flux de la vorticité au travers d'une surface A ouverte, de contour C comme :

$$\Gamma = \iint_A \vec{\omega} \cdot \vec{n} dA = \oint_C \vec{u} \cdot d\vec{r} \quad (3.2.2.a)$$

L'intégrale de la vitesse relative 'u' sur le pourtour 'C' se nomme la circulation. Pour plus de détail sur la description mathématique, on se reportera à l'ouvrage de Greenspan.

Considérons maintenant la variation de la circulation. On note :

$$\frac{d\Gamma}{dt} = \frac{d}{dt} \oint_C \vec{u} \cdot d\vec{r} = \oint_C \frac{d\vec{u}}{dt} \cdot d\vec{r} + \oint_C \vec{u} \cdot \frac{d}{dt} (d\vec{r}) \quad (3.2.2.b)$$

En faisant l'hypothèse que lorsque $dt \rightarrow 0$, on ait $\frac{d}{dt} d\vec{r} = d\vec{u}$, l'équation (3.2.2.b) devient :

$$\frac{d\Gamma}{dt} = \oint_C \frac{d\vec{u}}{dt} \cdot d\vec{r} + \oint_C \vec{u} \cdot d\vec{u} = \oint_C \frac{d\vec{u}}{dt} \cdot d\vec{r} + \frac{1}{2} \oint_C |d\vec{u}|^2 = \oint_C \frac{d\vec{u}}{dt} \cdot d\vec{r} \quad (3.2.2.c)$$

Le second terme intégral est nul, car c'est l'intégrale d'une différentielle de la vitesse sur une ligne de courant. L'équation de la quantité de mouvement devient :

$$\frac{d\Gamma}{dt} = - \oint_C (2\vec{\Omega} \wedge \vec{u}) \cdot d\vec{r} - \oint_C \frac{\vec{\nabla} P_1}{\rho} \cdot d\vec{r} + \oint_C \frac{\mu \vec{F}}{\rho} \cdot d\vec{r} \quad (3.2.2.d)$$

Il n'y a donc que trois mécanismes qui sont responsables d'un changement de circulation, c'est à dire qui peuvent induire une contrainte sur le tube de courant durant le mouvement : la circulation de la force de Coriolis, la circulation des forces de pression et la circulation des forces de viscosité.

- La force de Coriolis a déjà été décrite. Elle dévie l'élément fluide vers la droite du mouvement, ce qui tend à produire une circulation relative de sens horaire autour du contour C, c'est à dire $\frac{d\Gamma}{dt} < 0$: le flux de vorticité en l'absence d'autre effet décroît.
- Le second terme de l'équation (3.2.2.d) peut se réécrire de la façon suivante (cf. Greenspan [1]) :

$$-\oint_C \frac{\bar{\nabla}P}{\rho} \cdot d\vec{r} = -\iint_A \bar{\nabla} \wedge \left(\frac{\bar{\nabla}P}{\rho} \right) \cdot \vec{n} dA = \iint_A \frac{\bar{\nabla}\rho \wedge \bar{\nabla}P}{\rho^2} \cdot \vec{n} dA \quad (3.2.2.e)$$

Si les isopycnales et les isobares ne coïncident pas, le fluide est soumis à un couple barocline, qui est défini par : $\frac{\bar{\nabla}\rho \wedge \bar{\nabla}P}{\rho^2}$. Si la moyenne de la normale de la surface A est différente de zéro, la circulation relative changera au court du temps.

La 'figure 3' ci-contre, illustre le mécanisme du couple barocline. Les gradients de pression et de densité sont représentés comme constants sur une surface 'A', de contour 'C'. Dans cette situation, les particules fluides légères (à droite) sont soumises aux mêmes pressions que les particules fluides lourdes (à gauche). Les parties légères du fluide vont tendre (en l'absence d'autre effet) à s'élever plus rapidement que les parties lourdes. Il naît ainsi une circulation autour de 'C'. Les isobares et isopycnales ne coïncident pas et tendent à augmenter la circulation sur 'C'.

Le fluide est convecté, jusqu'à ce que les isobares et les isopycnales coïncident.

(Quand les isobares et les isopycnales se superposent, on dit que le fluide est

barotrope $\frac{\bar{\nabla}\rho \wedge \bar{\nabla}P}{\rho^2} = 0$).

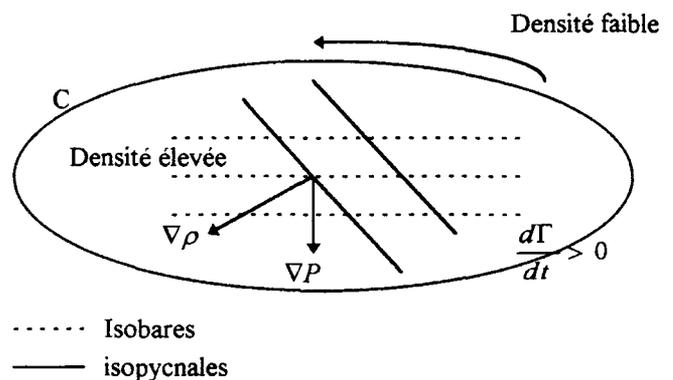


Figure 3 : Production de vorticité par le couple barocline.

- Le dernier terme à considérer est l'intégrale des forces visqueuses sur le contour 'C'. Il est en règle générale difficile de trouver une interprétation claire des effets de friction. Dans le cas d'un fluide Newtonien et incompressible ($\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$), on a $\mathbf{F} = \mu \nabla^2 \mathbf{u}$. Supposons que la viscosité soit constante, on peut réécrire le terme intégral de la façon suivante :

$$\oint_C \frac{\bar{\mathbf{F}}}{\rho} \cdot d\bar{\mathbf{r}} = \nu \oint_C (\nabla^2 \bar{\mathbf{u}}) \cdot d\bar{\mathbf{r}} = -\nu \oint_C (\bar{\nabla} \wedge \bar{\omega}) \cdot d\bar{\mathbf{r}} \quad (3.2.2.f)$$

Les effets de la viscosité tendent à réduire les efforts sur les tubes de courant. La vorticité de l'écoulement permet aux effets visqueux de diffuser le long du gradient de vorticité, et ainsi de s'extraire du tube de courant.

3.3 Le Vent thermique et les mouvements géostrophiques.

L'écoulement géostrophique est une conséquence de l'équilibre entre la force de Coriolis et le gradient de pression horizontal. L'invariance de l'écoulement géostrophique sur la verticale est démontrée par le théorème de Taylor.

3.3.1 Equation du vent thermique.

L'identité vectorielle suivante $\bar{\omega} \wedge \bar{\mathbf{u}} = (\bar{\mathbf{u}} \cdot \bar{\nabla}) \bar{\mathbf{u}} - \bar{\nabla} \left(\frac{|\bar{\mathbf{u}}|^2}{2} \right)$, permet de réecrire l'équation (3.2.1.e) de la quantité de mouvement de la manière suivante :

$$\left[\frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} + (2\bar{\Omega} + \bar{\omega}) \wedge \bar{\mathbf{u}} \right] = \frac{-\bar{\nabla} P}{\rho} + \bar{\nabla} \left(\phi - \frac{|\bar{\mathbf{u}}|^2}{2} \right) + \nu \nabla^2 \bar{\mathbf{u}} \quad (3.3.1.a)$$

En prenant le rotationnel de la relation (3.3.1.a), on obtient :

$$\frac{\partial \bar{\omega}}{\partial t} + \bar{\nabla} \wedge \left[(\bar{\omega} + 2\bar{\Omega}) \wedge \bar{\mathbf{u}} \right] = \left[\frac{\bar{\nabla} \rho \wedge \bar{\nabla} P}{\rho^2} \right] + \bar{\nabla} \wedge (\nu \nabla^2 \bar{\mathbf{u}}) \quad (3.3.1.b)$$

Soit en posant $\bar{\omega}_a = \bar{\omega} + 2\bar{\Omega}$:

$$\frac{d\bar{\omega}}{dt} = \bar{\omega}_a \cdot \bar{\nabla} \bar{\mathbf{u}} - \bar{\omega}_a \bar{\nabla} \cdot \bar{\mathbf{u}} + \left[\frac{\bar{\nabla} \rho \wedge \bar{\nabla} P}{\rho^2} \right] + \bar{\nabla} \wedge (\nu \nabla^2 \bar{\mathbf{u}}) \quad (3.3.1.c)$$

Dans le cas d'un fluide de viscosité nulle et une vitesse de rotation constante supposée faible (soit $\omega \ll 2\Omega$), l'équation de quantité de mouvement peut être définie de la façon suivante :

$$\frac{d\vec{\omega}}{dt} = 2\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \vec{u} - 2\vec{\Omega} \vec{\nabla} \cdot \vec{u} + \left[\frac{\vec{\nabla} \rho \wedge \vec{\nabla} P}{\rho^2} \right] \quad (3.3.1.d)$$

avec $\frac{d\vec{\omega}}{dt} = \frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{\omega}$

En régime permanent, pour des temps caractéristiques de l'écoulement longs devant la fréquence de rotation, et pour un nombre de Rossby faible, l'équation (3.3.1.d) devient :

$$(2\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla})\vec{u} - 2\vec{\Omega} \vec{\nabla} \cdot \vec{u} = - \left[\frac{\vec{\nabla} \rho \wedge \vec{\nabla} P}{\rho^2} \right] \quad (3.3.1.e)$$

Soit dans un repère cartésien (x,y,z) avec z parallèle à l'axe de rotation :

$$\left\{ \begin{array}{l} 2\Omega \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{-1}{\rho^2} \left(\frac{\partial P}{\partial z} \frac{\partial \rho}{\partial y} - \frac{\partial P}{\partial y} \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) \\ 2\Omega \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{1}{\rho^2} \left(\frac{\partial P}{\partial z} \frac{\partial \rho}{\partial x} - \frac{\partial P}{\partial x} \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) \\ 2\Omega \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = \frac{-1}{\rho^2} \left(\frac{\partial P}{\partial x} \frac{\partial \rho}{\partial y} - \frac{\partial P}{\partial y} \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) \end{array} \right. \quad (3.3.1.f,g,h)$$

Les deux premières composantes décrivent la variation le long de l'axe vertical des composantes de la vitesse dans un plan perpendiculaire à l'axe de rotation, suivant les gradients de densité. Comme ces variations de densité sont liées aux variations de température, ces équations portent le nom de Vent Thermique.

3.3.2 Théorème de Taylor-Proudman.

Une des principales caractéristiques des systèmes en rotation est décrite par le théorème de Taylor-Proudman.

Faisons les hypothèses suivantes : le fluide a une viscosité nulle, on suppose que les effets baroclines sont négligeables (fluide homogène : densité uniforme) et que le nombre de Rossby est faible. Pour des configurations où les effets non-linéaires sont de faibles amplitudes ($\omega \ll \Omega$), en régime stationnaire, l'équation (3.3.1.e) devient :

$$(2\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla})\vec{u} = 0 \quad (3.3.2.a)$$

Soit dans un repère cartésien (x,y,z) avec z parallèle à l'axe de rotation :

$$\Omega \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.3.2.b)$$

Cette contrainte porte le nom de théorème de Taylor-Proudman.

En l'absence des effets baroclines et de la friction, la composante de la vitesse sur la verticale est constante en rotation. Si elle est nulle sur la surface de la condition aux limites, elle est identiquement nulle dans le reste du fluide. L'écoulement du fluide non-visqueux est bidimensionnel. De même, s'il apparaît des structures colonnaires dans l'écoulement, ces dernières sont parallèles à l'axe de rotation (colonnes de Taylor).

Bien sur le théorème de Taylor-Proudman n'est plus valable dans le cas de fluide visqueux. Ceci implique que dans les couches de fluide en rotation, les mouvements verticaux ne doivent leur existence qu'à la viscosité. On n'observera de fort cisaillement que dans les régions où les forces visqueuses sont importantes.

3.3.3 Les mouvements géostrophiques.

Essayons d'estimer l'importance des différents termes de l'équation de quantité de mouvement :

$$\left[\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} + 2\vec{\Omega} \wedge \vec{u} \right] = -\frac{\nabla P}{\rho} + \nu \nabla^2 \vec{u} + \nabla \Phi \quad (3.3.3.a)$$

- L'estimation du ratio entre l'accélération relative et l'accélération de Coriolis est le suivant :

$$\left[\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} \right] = \xi \left(\frac{U}{\tau}, \frac{U^2}{L} \right) \quad \text{et} \quad [2\vec{\Omega} \wedge \vec{u}] = \xi(2\Omega U)$$

$$\text{soit} \left[\frac{\left| \frac{d\vec{u}}{dt} \right|}{|2\vec{\Omega} \wedge \vec{u}|} \right] = \xi \left(\frac{1}{2\Omega\tau}, \frac{U}{2\Omega L} \right) \quad (3.3.3.b)$$

Le terme ' $\frac{U}{2\Omega L}$ ' est le nombre de Rossby ' ϵ '. Le terme ' $\frac{1}{2\Omega\tau}$ ' est aussi dérivé du nombre de Rossby, mais construit sur une échelle locale plutôt que sur une échelle de convection. De fait l'accélération relative est négligeable au premier ordre.

- L'ordre de grandeur des effets visqueux peut s'estimer par $\frac{F}{\rho} = \xi \left(\frac{\nu U}{L^2} \right)$.

La dimension caractéristique ' L ', est l'échelle de variation de ' U '.

Le ratio entre les forces de viscosité et l'accélération de Coriolis est le nombre d'Ekman :

$$Ek = \frac{\nu U / L^2}{2\Omega U} = \frac{\nu}{2\Omega L^2} \quad (3.3.3.c)$$

En règle générale le nombre d'Ekman est très faible, les forces visqueuses sont nettement négligeables.

3.4.2 Autres paramètres adimensionnels.

Dans le cas d'une convection due à un gradient de température horizontal, les paramètres dimensionnels nécessaires sont la hauteur de fluide 'H' et l'étendue du gradient thermique 'L'. La vitesse du fluide dépendra du ratio d'aspect 'H/L'.

Généralement pour un fluide en rotation, avec un chauffage horizontal, la vitesse caractéristique de la convection est définie par :

$$U_v = \frac{g}{2\Omega} \left(\frac{\Delta\rho}{\rho} \right) \frac{H}{L} \quad (3.4.2.a)$$

On la nomme le 'vent thermique'. Cette vitesse caractéristique, permet de définir le Rossby thermique :

$$\varepsilon_t = \frac{gL}{4\Omega^2 H^2} \left(\frac{\Delta\rho}{\rho} \right) \quad (3.4.2.b)$$

Ce nombre adimensionnel est aussi important pour cette configuration, que l'est le nombre de Rayleigh en convection verticale. Il quantifie l'influence du gradient de température ou de la différence de densité sur la mise en mouvement du fluide.

Comme nous l'avons déjà spécifié le nombre de Rossby, qui s'écrit ' $\varepsilon = \frac{U}{2\Omega L}$ ', est un paramètre fondamental pour l'étude des fluides en rotation. Quand le nombre de Rossby est grand devant l'unité, l'influence de la rotation est faible. A l'inverse lorsque le nombre de Rossby est faible devant l'unité, la rotation a un caractère prépondérant sur les régimes et les géométries de l'écoulement.

3.5 Les couches limites.

Les études des régimes hydrodynamiques ont mis en évidence le rapport qu'il existe entre les nombres adimensionnels et les évolutions des géométries sur le changement des régimes d'écoulements.

Pour des configurations où les paramètres adimensionnels sont faibles (Reynolds, Rossby, ou d'autres nombres spécifiques aux problèmes étudiés) ces paramètres sont complémentaires et caractérisent aisément la physique des écoulements.

Pourtant, dès que la valeur de ces nombres augmente leur rôle s'affaiblit et pour de grande valeur leur influence dans le volume principal de l'écoulement est négligeable. Le caractère prédictif de ces nombres se conserve seulement à proximité des couches limites.

Pour un fluide en rotation, à proximité des couches limites horizontales, le moment dû aux forces visqueuses est équilibré par la force de Coriolis. Dans le cadre de cet équilibre, on considère la couche limite laminaire d'Ekman d'épaisseur ' $\delta E = H.(E_k)^{\frac{1}{2}}$ '. En dehors de cette couche limite, c'est-à-dire dans le cœur de l'écoulement, l'influence de la viscosité est en règle générale négligeable.

Les premières études sur les couches limites qui se développent le long des parois verticales en rotation sont réalisées par Stewartson. Une d'entre elles est proportionnelle à ' $H.(E_k)^{\frac{1}{3}}$ ' et son origine physique est due à la nécessité de remplir les conditions pariétales verticales pour les composantes normale et tangentielle de la vitesse. Dans cette couche, le fluide provenant de la couche limite horizontale d'Ekman du fond ou de la partie supérieure du récipient, change de direction et s'écoule sur la verticale. Pour remplir les conditions de continuité de la composante azimutale de l'écoulement, une seconde couche limite de Stewartson se développe. Son épaisseur est proportionnelle à ' $H.(E_k)^{\frac{1}{4}}$ '. Le détail de ces analyses sur les couches limites des fluides en rotation est développé par Greenspan (1968) et Read (1992) [12].

On note cependant que contrairement aux couches limites d'Ekman qui peuvent profondément affecter le cœur de l'écoulement, les effets des couches limites de Stewartson sont secondaires, dans le sens où l'écoulement dans la couche limite n'a aucune incidence sur le cœur de l'écoulement.

Pour caractériser les mouvements convectifs des fluides en rotation, la couche limite thermique est dimensionnée en fonction du nombre de Taylor, défini comme :

$$Ta = \frac{4.\Omega^2.L^4}{\nu^2} = Ek^{-2}$$

Dans le cas d'une convection sans rotation, les couches limites thermiques sont du même ordre de grandeur que dans le cas de fluide en rotation sans stratification du fluide : sur la couche horizontale du fluide, il se forme une couche limite thermique de hauteur proportionnelle à ' $H.Ra^{-\frac{1}{4}}$ ' et sur les parois verticales, il se développe des couches d'épaisseur ' $Ra^{-1/6}$ ' et ' $Ra^{-1/8}$ '. Dans le cas d'une convection en fluide tournant, la couche limite visqueuse supplante les couches limites thermiques. De manière similaire, lors de la rotation d'un fluide non stratifié, il se développe des couches d'Ekman et de Stewartson. L'épaisseur sera respectivement pour l'horizontale égale à ' $Ek^{1/2}$ ', ou ' $Ta^{-1/4}$ ', et sur les parois verticales égale à ' $Ek^{1/3}$ ' et ' $Ek^{1/4}$ ', ou bien ' $Ta^{-1/6}$ ' et ' $Ta^{-1/8}$ '.

4. Dispositif expérimental en creuset tournant.

4.1 Principe du montage du creuset tournant.

Pour effectuer les essais, l'évaporateur à bombardement électronique K7 est équipé d'un creuset tournant. La solution retenue consiste en un creuset axisymétrique en cuivre refroidi à l'eau. Le creuset est supporté par un arbre creux porté par un palier "Ferrofluidics" fixé à la plaque inférieure de l'enceinte de l'évaporateur. Le joint ferrofluide du palier assure l'étanchéité entre l'enceinte et l'extérieur au passage de l'arbre. L'arbre creux est aménagé pour permettre l'alimentation du creuset en eau de refroidissement. L'ensemble est entraîné par un moteur électrique à vitesse variable placé à l'extérieur de l'enceinte d'évaporation.

4.2 Description du montage.

Le creuset (**Rep.1**) est fixé sur une embase (**Rep.2**). Cette embase est elle-même portée par un arbre creux (**Rep.3**) guidé par un palier. Ce palier (ferrofluide) est situé sur la partie inférieure de l'enceinte à vide (**Rep.10**). Par construction il assure l'étanchéité au vide de l'arbre traversant l'enceinte.

L'arbre creux débouchant dans le porte creuset permet le passage de l'eau de refroidissement du creuset. Un joint tournant (**Rep.6**) permet d'établir la circulation de l'eau de refroidissement dans l'arbre.

Le moteur électrique (**Rep.7**) entraîne l'arbre par l'intermédiaire d'une courroie (**Rep.8**). Il est alimenté par un onduleur (**Rep.9**) permettant une variation de vitesse de 0 à 220 tr/min. Un collecteur de masse (**Rep.5**) équipé de balais, fixe au potentiel zéro l'ensemble de la partie tournante et assure le retour du courant électronique du canon à électron utilisé pour le chauffage du bain d'évaporation.

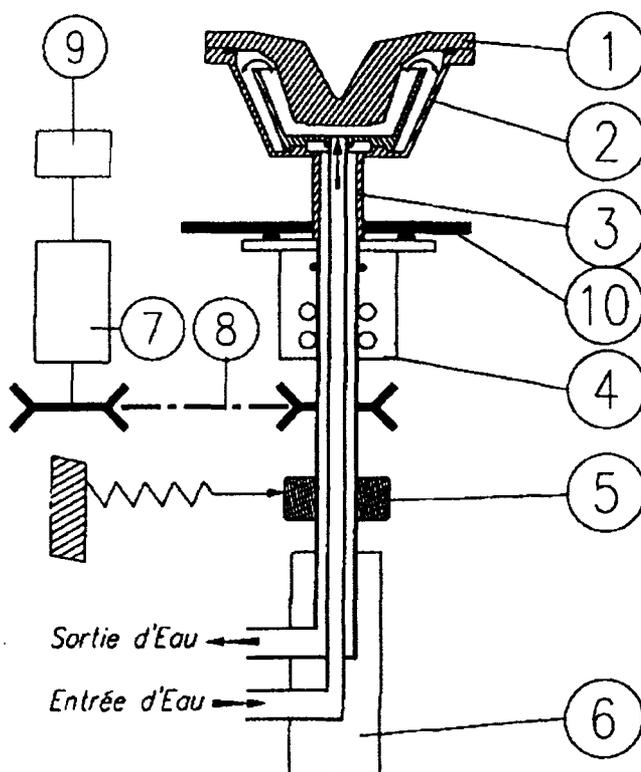


Figure 4 : Creuset tournant.

4.3 Description des Sous Ensembles.

- **Creuset (Rep.1) :**

Le creuset en cuivre est amovible ce qui permet d'expérimenter différentes formes de cavité. L'étanchéité du circuit d'eau de refroidissement au niveau de la jonction entre le creuset et l'embase porte creuset est assurée par un joint torique.

- **Porte Creuset (Rep.2) :**

Ce sous ensemble est réalisé en métal inoxydable. Il assure le maintien du creuset et supporte également une coupelle servant à guider l'arrivée du fluide de refroidissement sur le fond du creuset. Le retour de l'eau de refroidissement ayant circulé le long des parois du creuset se fait par déversement au sommet de la coupelle. Ce principe permet de purger automatiquement les bulles d'air.

- **Arbre d'Entraînement (Rep.3) :**

Cet arbre creux, réalisé en métal inoxydable contient un tube d'arrivée d'eau débouchant dans la coupelle de diffusion située sous le creuset. L'évacuation de l'eau se fait par l'espace situé entre les deux tubes.

- **Palier (Rep.4) :**

Ce palier supporte et guide l'ensemble tournant et assure l'étanchéité au passage de l'arbre grâce à un joint tournant à ferrofluide. La technologie de construction est décrite par la suite.

Cet équipement est fabriqué par :
Ferrofluidics Corporation.

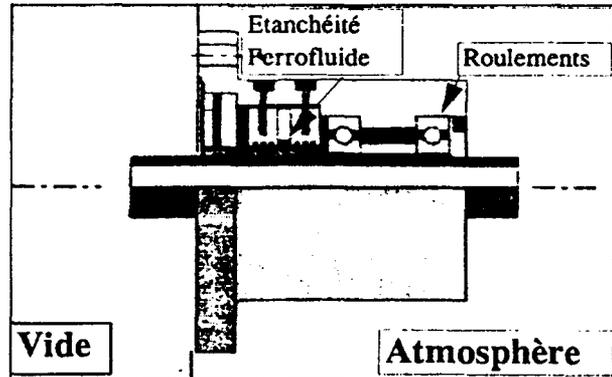


Figure 5 : Ferrofluid.

Cette technologie permet de rendre étanche un passage d'arbre en utilisant un fluide magnétique (Ferrofluide) maintenu en position par un champ magnétique appliqué. Les composants de base incluent un ferrofluide de faible pression de vapeur saturante, un aimant permanent deux pôles et un arbre amagnétique.

Le circuit magnétique concentre le flux magnétique dans l'intervalle radial sous chaque pôle. Le ferrofluide prend alors la forme d'un anneau liquide permettant de rendre étanche l'arbre tournant. Les passages étanches à ferrofluide utilisent de multiples anneaux en étages formés par des rainures usinées dans l'arbre ou dans les pôles. Typiquement un étage peut supporter un différentiel de pression de $2 \cdot 10^4$ Pa.

- **Collecteur de Masse (Rep.5) :**

Le collecteur de masse solidaire de l'arbre principal permet de maintenir le creuset au potentiel de masse afin de garantir le retour correct du courant provenant du canon à électrons. La liaison à la masse est assurée par trois balais frottant sur le collecteur.

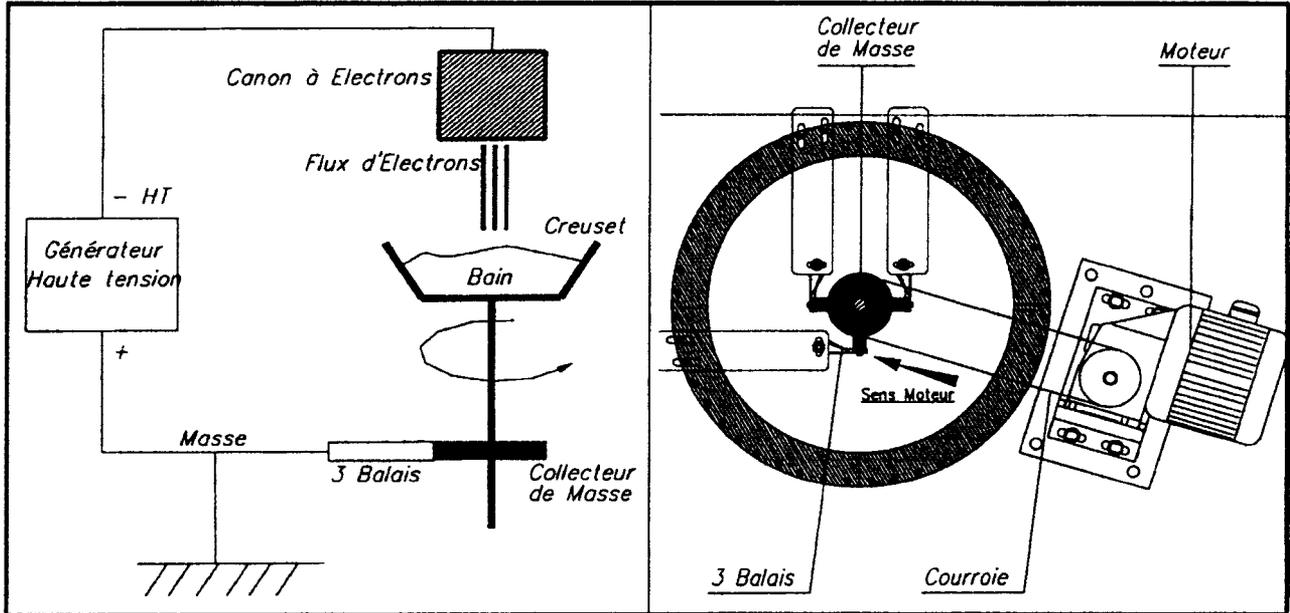


Figure 6 : Mise à la terre du creuset.

- **Joint Tournant pour le Passage d'Eau (Rep.6) :**

Ce joint assure l'introduction et l'évacuation de l'eau de refroidissement circulant dans l'arbre tournant. Il permet d'injecter l'eau dans un tube axial contenu dans l'arbre et de l'évacuer par la zone annulaire comprise entre le tube axial et l'arbre creux. Ce joint fixe est relié à l'arbre tournant par l'intermédiaire de roulements à billes et assure le centrage du tube axial par une simple bague frottante.

- **Motorisation (Rep. 7, 8, 9) :**

L'ensemble creuset est mis en rotation à l'aide d'un moto réducteur asynchrone. Le mouvement est transmis à l'arbre porte creuset par une courroie synchrone. Un variateur de type onduleur permet le réglage de la vitesse de 0 à 220 tr/min.

Nota : Une solution utilisant un moteur à courant continu permettrait d'exploiter plus aisément les faibles vitesses (10 à 20 tr/min). L'équipement actuel présente une légère instabilité dans cette plage de vitesse.

5. Résultats expérimentaux.

5.1 Conditions expérimentales en creuset tournant.

Le banc expérimental étant suffisamment instrumenté, il n'a pas été nécessaire de prévoir des modifications majeures sur les diagnostics en place. Seul un déport des balances de mesure du débit a été réalisé, ainsi que la mise en place d'un obturateur pour économiser leur durée de fonctionnement, vue l'importante augmentation du débit de vapeur dans les configurations en creuset tournant.

Il est important de signaler, que le creuset tournant n'est pas équipé de thermocouple pour le suivi des flux de chaleur suivant les différentes configurations de tir. Cette mesure nous fait défaut, car elle pourrait nous aiguiller sur les modifications de flux au niveau du bain. Ce diagnostic n'ayant pas été prévu dans la conception initiale, la modification du dispositif expérimental aurait entraîné un coût trop important.

La différence majeure sur l'observation du bain avec un creuset mobile, par rapport à une configuration avec un creuset fixe, est qu'il est plus difficile d'identifier les modifications des écoulements en surface de part l'absence de repère fixe. On ne distingue plus les dissymétries de la zone d'écoulement. Dès une dizaine de tours/min., il n'est plus possible de suivre les traceurs en surface du métal liquide (oxydes ou particules volontairement plongés dans le bain pour la mesure expérimentale des vitesses de l'écoulement en surface).

Le fait de travailler avec le creuset tournant engendre une contrainte expérimentale supplémentaire : le faisceau d'électrons doit être correctement centré sur l'axe de rotation du creuset. Les effets d'augmentation du débit d'évaporation se manifestent que si la zone d'impact du faisceau électronique est correctement centrée par rapport à cet axe. Un moyen simple et précis pour réaliser cette mise en position, a été d'utiliser le potentiel de la caméra rapide CCD. Après avoir tracé en surimpression sur l'écran de contrôle des mires circulaires concentriques, il est aisé de bien positionner le faisceau (l'indication d'un centrage satisfaisant s'obtenant dans tous les cas par une augmentation du niveau de la luminance de l'image numérisée).

Par contre tout comme pour les configurations en creuset statique, la qualité de l'axisymétrie du dépôt d'énergie est essentielle à l'obtention des températures élevées, c'est à dire de forts débits d'évaporation. Cette contrainte est encore plus drastique en rotation que pour une configuration statique, car en plus de l'obtention de débit plus faible, le fait d'avoir un impact dissymétrique entraîne obligatoirement une excentration du dépôt d'énergie. Ceci implique (on y reviendra) une augmentation des fluctuations du débit de vapeur. Cependant, malgré le soin et les efforts portés sur la mise en position des composantes de la tête du canon (wehnelt et filament), les débits plus importants de cérium et de fer engendrent (de part un positionnement de la tête du canon sur la verticale du creuset) une augmentation de la pression dans la partie haute de l'enceinte (zone de passage du faisceau électronique), ce qui produit un pincement du faisceau (augmentation de la densité de puissance) et éventuellement un déplacement du faisceau (modifie le centrage de l'impact d'où une baisse de température de la surface liquide et une augmentation des fluctuations de débit).

Il nous est donc indispensable pour diagnostiquer au mieux les évolutions de débit de suivre toutes modifications des paramètres expérimentaux (principalement la densité de puissance et les cartes de température).

Initialement la puissance incidente du faisceau électronique était de 5 kW. Pour mettre en évidence l'augmentation du gain d'évaporation avec l'augmentation de la puissance du canon, nous avons couplé l'alimentation H.T. (de marque Rémy : fournissant 125 mA sous 40 kV) avec une deuxième alimentation H.T. (de marque ETAT délivrant 125 mA sous 40 kV, fonctionnant en limitation de courant). Cette modification a été longue à mettre en œuvre, puisqu'elle a nécessité l'ouverture de l'alimentation Rémy pour pouvoir y raccorder le câble de puissance, les câbles de contrôle et les protections sur le circuit électrique (ponts de diodes).

Ce gain de puissance s'obtient au détriment de la qualité de l'impact électronique. On mesure par l'imagerie X, une dégradation du filament plus importante et plus rapide, de part une température de fonctionnement de la cathode plus élevée pour augmenter son émittance.

Les acquisitions expérimentales en rotation sont réalisées pour une vitesse minimale de rotation de 5 tr/min. Une configuration expérimentale utilisant un moteur à courant continu permettrait d'exploiter plus aisément les faibles vitesses. L'équipement actuel présente une légère instabilité dans cette plage de vitesse.

En conclusion, il est très difficile de maintenir un paramètre constant sur un essai (un essai se déroule en moyenne sur une journée) : variation de la densité de puissance incidente et déplacement du faisceau électronique (de part l'augmentation de la pression dans l'enceinte et une baisse du niveau du bain de métal au cours de l'évaporation), dégradation du dépôt d'énergie (dégradation de la cathode), modification du ratio hauteur sur largeur du lingot (perte de masse par évaporation). Pour s'affranchir de ces variations et dans un souci de reproductibilité des résultats expérimentaux, nous avons opté de réaliser plusieurs manipulations dans une même configuration.

Comme on le verra dans la suite du chapitre, la caméra CCD rapide haute dynamique est le diagnostic expérimental le plus utilisé et le plus précis pour l'analyse et la compréhension de la physique du métal liquide dans une configuration en creuset tournant. Nous suivrons tout particulièrement quatre données : les cartes de température en surface du métal (gradients thermiques), la mesure et le suivi du rayon de la poche liquide, la mesure du rayon de l'isotherme à 2000 K et la détermination des géométries particulières des cartes de luminance observées en rotation (cf. instabilités baroclines).

5.2 Orientation des essais en creuset tournant.

5.2.1 Conduites des essais.

Il est de suite apparu que l'un des paramètres importants pour l'obtention d'un rendement élevé de débit de vapeur était le centrage du faisceau électronique sur l'axe de rotation du creuset. Par la suite et ce pour toutes les configurations expérimentales présentées, l'impact du faisceau électronique sera positionné sur l'axe de rotation du creuset.

Pour caractériser les débits suivant les configurations expérimentales, deux conduites de tirs ont été adoptées :

- Etudes à densité de puissance incidente constante et pour des vitesses de rotation variables.
- Etudes pour des densités de puissance incidentes variables et pour une vitesse de rotation constante.

La première configuration est plus facile à atteindre expérimentalement. La densité de puissance étant fixe, il est plus facile de conserver le faisceau au centre du creuset (le fait de modifier la focalisation du faisceau, induit un déplacement de ce dernier vers le point focal des lentilles magnétiques, qui peut, et qui n'est généralement pas superposé sur l'axe de rotation du creuset).

Par contre, nous nous sommes aperçus qu'il convenait de définir un incrément de vitesse de rotation faible, pour minimiser le temps d'obtention d'un régime permanent : spin-up, pompage dans la couche d'Ekman, et modification de la position de l'interface liquide-solide.

Une fois que le régime d'écoulement est établi, les mesures de température et de débit sont identiques, quelle que soit la méthodologie utilisée pour atteindre la configuration expérimentale (incrément positif et/ou négatif de vitesse de rotation par exemple).

La deuxième série d'analyse permet d'obtenir des temps de mise en rotation plus faibles (la phase de transition pour l'obtention d'un débit constant est plus faible). Une variation de densité de puissance avec un incrément de l'ordre de $0,5 \text{ kW/cm}^2$, n'engendre pas de modification majeure sur la géométrie de l'écoulement. Par contre expérimentalement, il est plus difficile de maintenir le faisceau sur l'axe de rotation. La modification de la focalisation produit un décalage du faisceau en surface du bain (plus ou moins élevé), ce qui peut produire une perturbation et engendrer des instabilités souvent néfaste à l'obtention de fort débit pour les régimes à hautes vitesses.

Plus généralement, nous conduirons nos essais en augmentant progressivement la vitesse de rotation en veillant à ce que la densité de puissance soit constante, à bien positionner le faisceau sur l'axe de rotation, et à surtout veiller à atteindre une stabilisation du débit de vapeur (sauf bien sûr, si les configurations restent instationnaires).

5.2.2 Etudes Paramétriques et évolutions des paramètres de tirs.

Je présente ci-dessous les différentes analyses expérimentales, où les points particuliers qui ont été étudiés et qui seront développés dans les paragraphes suivants :

- Evolution du débit de cérium suivant la densité de puissance incidente en fonction de la vitesse de rotation. En particulier on s'intéressera à caractériser la configuration expérimentale (focalisation, vitesse de rotation et géométrie du creuset) qui permet l'obtention d'un gain sur rendement d'évaporation le plus important en comparaison avec le débit optimal obtenu pour une configuration statique du creuset et du faisceau électronique. Une attention toute particulière sera portée à la compréhension de la chute de débit mesurée au delà d'une certaine vitesse de rotation, comprise généralement entre 60 et 110 tr/min..

- Evolution du gain d'évaporation avec l'augmentation de la puissance incidente du faisceau électronique.
- Evolution des cartes de température en surface du métal liquide avec l'augmentation de la vitesse de rotation.
- Evolution du rayon du bain (rayon de l'interface liquide solide) en fonction de la densité de puissance incidente et de la vitesse de rotation du creuset.
- Etude paramétrique sur la hauteur du lingot de métal. L'objectif est de déterminer la hauteur du bain minimale nécessaire pour retarder tout départ d'instabilités.
- Evolution de creusement de la surface libre avec l'augmentation de la pression de recul avec la prise en compte de la force centrifuge (expérience et calcul).
- Action de la rotation du creuset sur l'apparition des instabilités de surface observées dans les configurations statiques (oscillation de creux, les projections de métal liquide...).
- Compréhension et analyse des apparitions des instabilités liées à la mise en rotation du liquide :
 - Centrage du faisceau.
 - Apparitions de structures baroclines.
 - Variations et fluctuations de débit sur les modifications de vitesse de rotation.

5.3 Résultats expérimentaux en cérium.

5.3.1 Evolution des cartes de luminance avec l'augmentation de la vitesse de rotation du creuset.

L'observation à la caméra rapide (cf. figure 7) de la zone chaude émettrice de la vapeur (limitée par l'isotherme 2000 K) montre que l'augmentation de la vitesse de rotation du creuset induit une élévation du niveau de luminance et un élargissement progressif de la zone d'émission. On mesure pour ces configurations un accroissement de la température moyenne (entre 50 et 100 K à l'optimum de débit statique) et une augmentation du débit de vapeur avec la rotation.

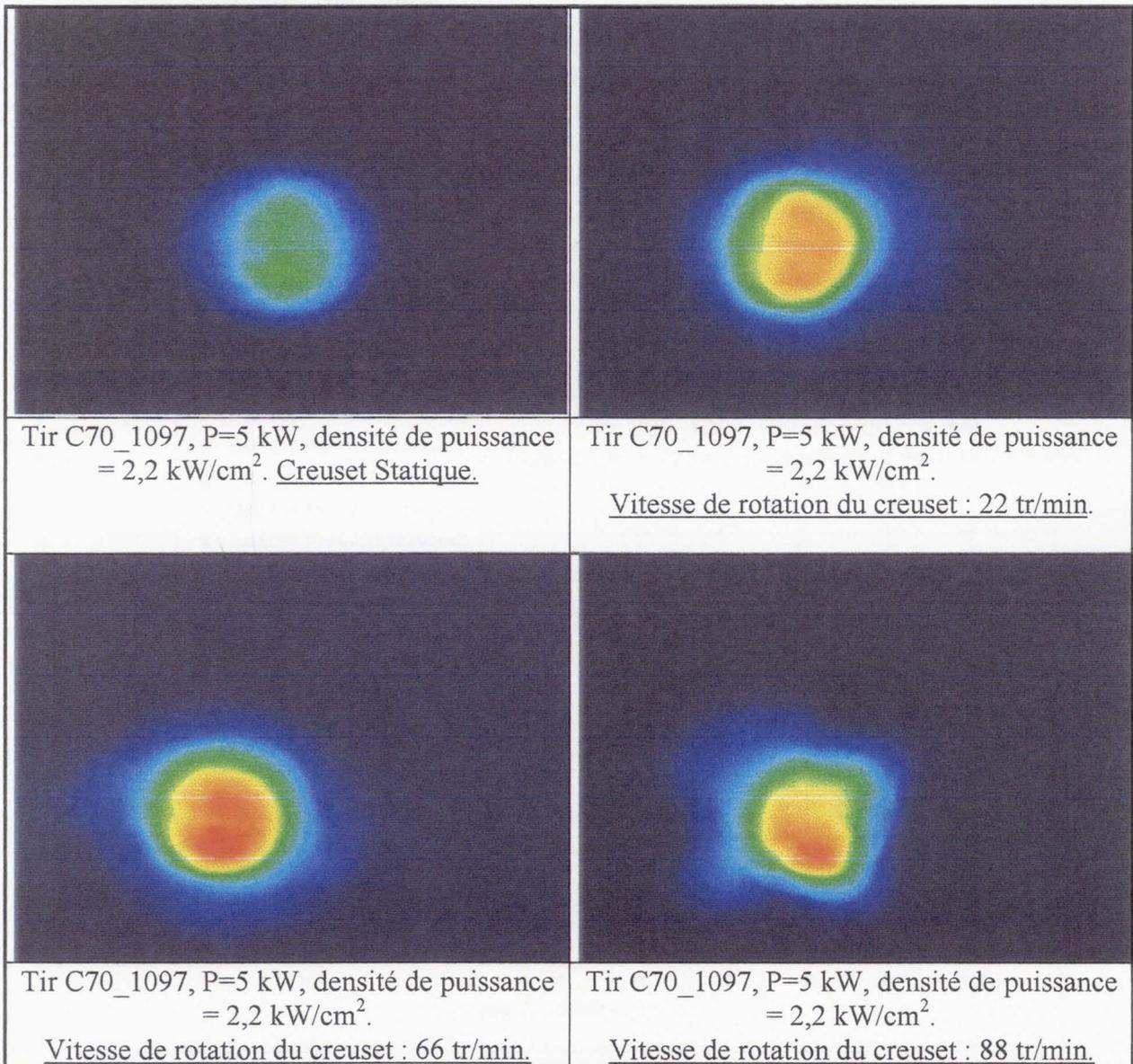


Figure 7: Cartes de luminance. (filtre interférentiel : 700nm, temps de pause : 36 ms). Diamètre de la zone observée : 60 mm.

Pour la série de cartes de luminance présentée, le temps de pause de la caméra est maintenue constant à 36 ms. La puissance est de 5 kW et la densité de puissance incidente est de 2,2 kW/cm². Le débit maximal est de 90 g/h et il s'obtient pour une vitesse de 66 tr/min.

Pour des vitesses de rotation plus élevées, on observe l'apparition d'instabilités en surface du métal liquide et bien que le dépôt d'énergie soit sur l'axe de rotation du creuset, la zone chaude émettrice de la vapeur se dissymétrise.

5.3.2 Débits mesurés de cérium en creuset tournant.

5.3.2.1 Mesures du débit de cérium en fonction de la vitesse de rotation pour des densités de puissance incidentes constantes.

La 'figure 8' présente les mesures expérimentales du débit de cérium en fonction de la vitesse de rotation du creuset et pour différentes densités de puissance du faisceau électronique. La puissance incidente du faisceau d'électrons est de 5 kW. La hauteur du lingot de métal en fin de tir est de 35 mm. La série d'essais est réalisée sur le creuset de grand diamètre (diamètre en surface 100 mm, hauteur maximale 50 mm). Dans tout les cas, l'impact électronique est aligné avec le centre de rotation du creuset. Compte tenu des modifications thermohydrauliques qui sont engendrées par les modifications de vitesse de rotation, toutes les valeurs sont acquises après une stabilisation du débit. En moyenne il nous faut maintenir les paramètres de tir constants durant 2 et 5 min. avant de lancer les acquisitions.

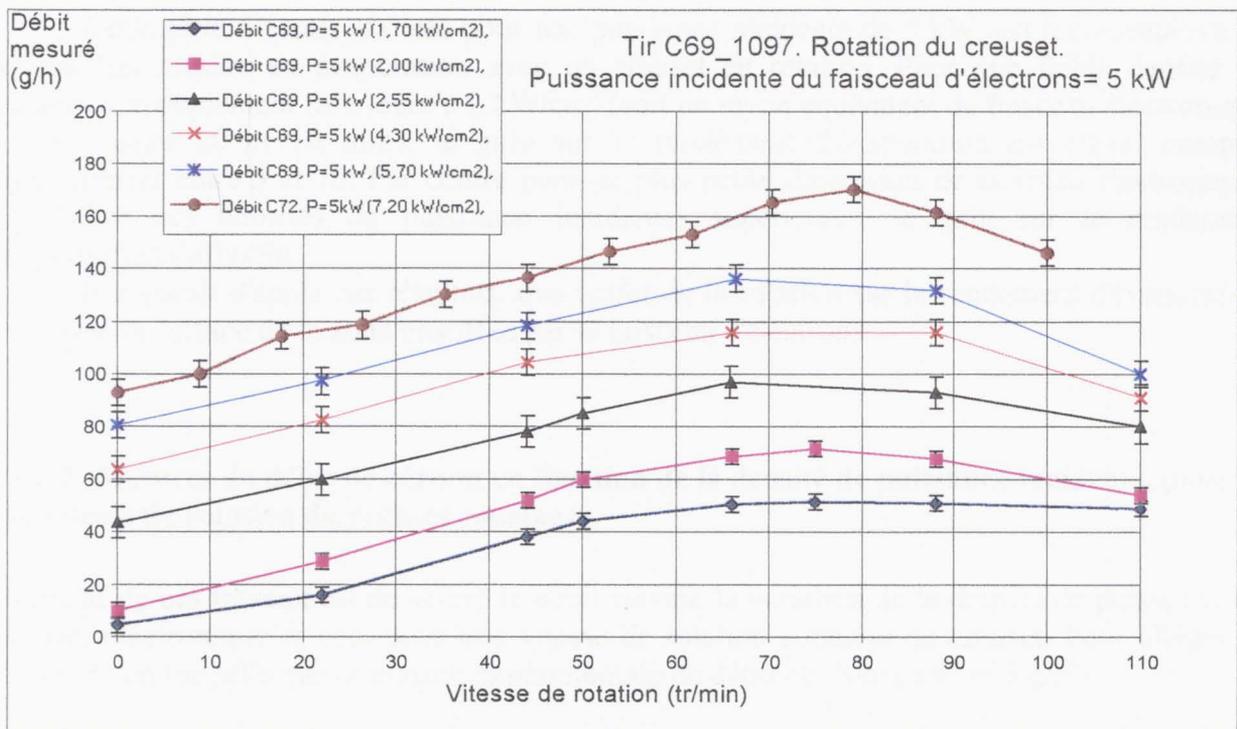


Figure 8 : Mesures du débit de cérium en fonction de la vitesse de rotation, pour des densités de puissance constantes.

Le profil général de l'évolution du débit de métal mesuré en fonction de la vitesse de rotation du creuset, reste identique quelque soit la densité de puissance incidente du faisceau d'électrons.

On observe dès la mise en rotation, une augmentation du débit de vapeur. Le débit augmente jusqu'à une valeur maximale, obtenue généralement entre 60 et 90 tr/min.. La vitesse de cet optimum dépend principalement (on y reviendra) de la puissance incidente du faisceau électronique et des dimensions du lingot de métal. Au delà d'une vitesse de rotation optimale, on constate un plafonnement du gain, suivi d'une chute du gain. Cet effet s'explique par le développement des instabilités baroclines (cf. paragraphe 6).

Rayon équivalent du faisceau (mm)	Densité de puissance (kW/cm ²)	Débit statique (g/h)	Débit optimal en rotation (g/h)	Vitesse de rotation à l'optimum de débit (tr/min.)	Gain en évaporation par rapport à une configuration statique.
9,60	1,70	5	52	66	10,0
8,90	2,00	11	73	74	6,60
7,80	2,55	45	97	66	2,10
6,10	4,30	65	116	66	1,80
5,30	5,70	81	138	66	1,75
4,70	7,20	95	170	79	1,80

Tableau 1 : Mesures du débit de vapeur pour des densités de puissance constantes.

Cette série d'essais réalisée pour une puissance incidente de 5 kW, est représentative de ce que l'on mesure en évaporation avec un creuset en rotation. Pour une faible densité de puissance, typiquement inférieure à 2 kW/cm² (soit un rayon équivalent du faisceau électronique compris entre 20 et 10 mm), le gain sur le rendement d'évaporation est élevé, compris généralement entre 5 et 10. Par contre pour de plus petite dimension de faisceau électronique, c'est-à-dire des densités de puissance incidentes supérieures, le gain sur le rendement d'évaporation s'affaiblit.

Il apparaît d'après ces résultats, que l'effet de la rotation sur le rendement d'évaporation croît avec la surface de la zone chauffée par le faisceau d'électrons.

5.3.2.2 Mesures du débit de cérium en fonction de la densité de puissance incidente, pour une vitesse de rotation du creuset constante.

L'objectif de ces travaux est de suivre le débit suivant la variation de la densité de puissance du faisceau électronique et ceci pour une vitesse de rotation constante du creuset. Pour alléger la 'figure 9', on rappelle que la mesure expérimentale de débit est donnée à '+/-5 g/h'.

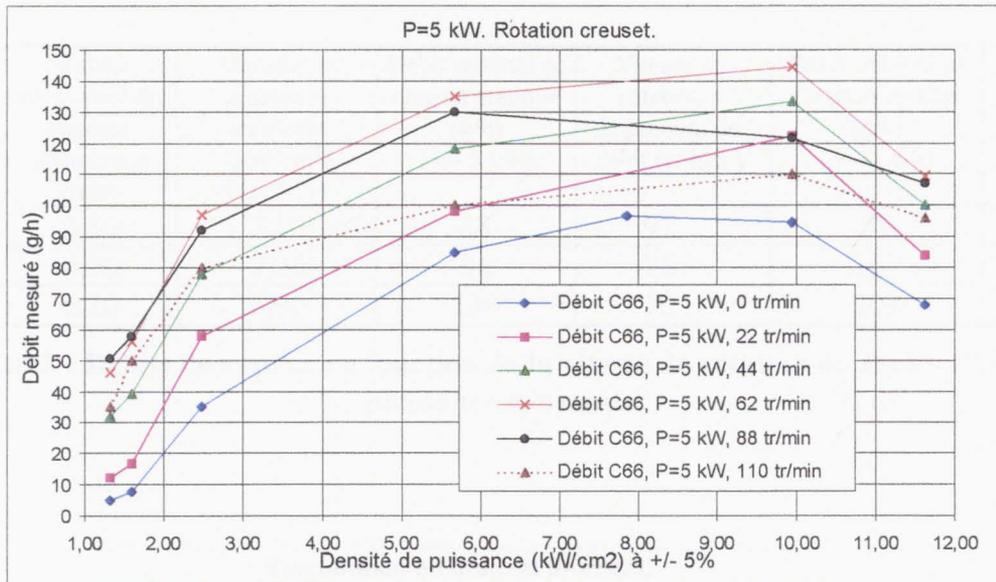


Figure 9 : Evolution du débit de cérium en fonction de la densité de puissance pour une vitesse de rotation constante du creuset.

Tout comme pour les configurations précédentes, le débit d'évaporation croît avec l'augmentation de la densité de puissance et de la vitesse de rotation du creuset, jusqu'à un optimum situé vers les 10 kW/cm². Pratiquement pour toutes les densités de puissance, les débits maximaux sont atteints vers les 60 tr/min., vue le faible taux de discrétisation en vitesse. Pour les faibles densités de puissance, on obtient un gain sur le rendement plus élevé avec l'augmentation de la vitesse de rotation.

On constate que tous les profils épousent la même concavité que le profil de débit obtenu en statique. On mesure une chute du débit de vapeur quelle que soit la vitesse de rotation dès lors que la densité de puissance incidente est supérieure à 10 kW/cm². Tout comme pour les configurations en creuset fixe, cette diminution de débit semble liée à l'augmentation de la recondensation de la vapeur sur les parois du creusement de la surface sous la poussée de la vapeur émise (paragraphe 5.3.4.1). Pour de plus fortes densités de puissance (supérieures à 12 kW/cm²), alors que le débit de vapeur est déjà plus faible, la surface devient instable : la rotation ne semble pas atténuer ou retarder les perturbations de la surface et les projections éventuelles de métal liquide. Par contre, il est commun d'observer, en plus des modes caractéristiques d'oscillation du capillaire (chapitre 2, § 6), une déstabilisation du creusement avec un départ en vortex anticyclonique pour des vitesses de rotation supérieures à 100 tr/min..

5.3.2.3 Mesures du débit de cérium en fonction de la vitesse de rotation du creuset et suivant la puissance incidente.

A partir des conditions de focalisation optimales déterminées en creuset fixe, trois essais d'évaporation à 3, 5 et 8 kW avec rotation du creuset ont été effectués. Les résultats obtenus sont présentés sur la 'figure 10' et repris dans le 'tableau 2' :

Puissance incidente (kW)	Rayon équivalent du faisceau d'électrons (mm)	Densité de puissance incidente (kW/cm ²) (+/- 5 %)	Débit optimal en creuset statique (g/h) (+/- 5 g/h)	Vitesse de rotation à l'optimum de débit (tr/min.)	Débit optimal en rotation creuset (g/h) (+/- 5 g/h)	Gain sur le rendement d'évaporation
3	3,60	7,10	48	97	59	1,25
5	4,70	7,20	96	78	167	1,75
8	6,10	6,90	130	70	308	2,35

Tableau 2 : Débits de vapeur en fonction de la vitesse de rotation du creuset avec une puissance constante.

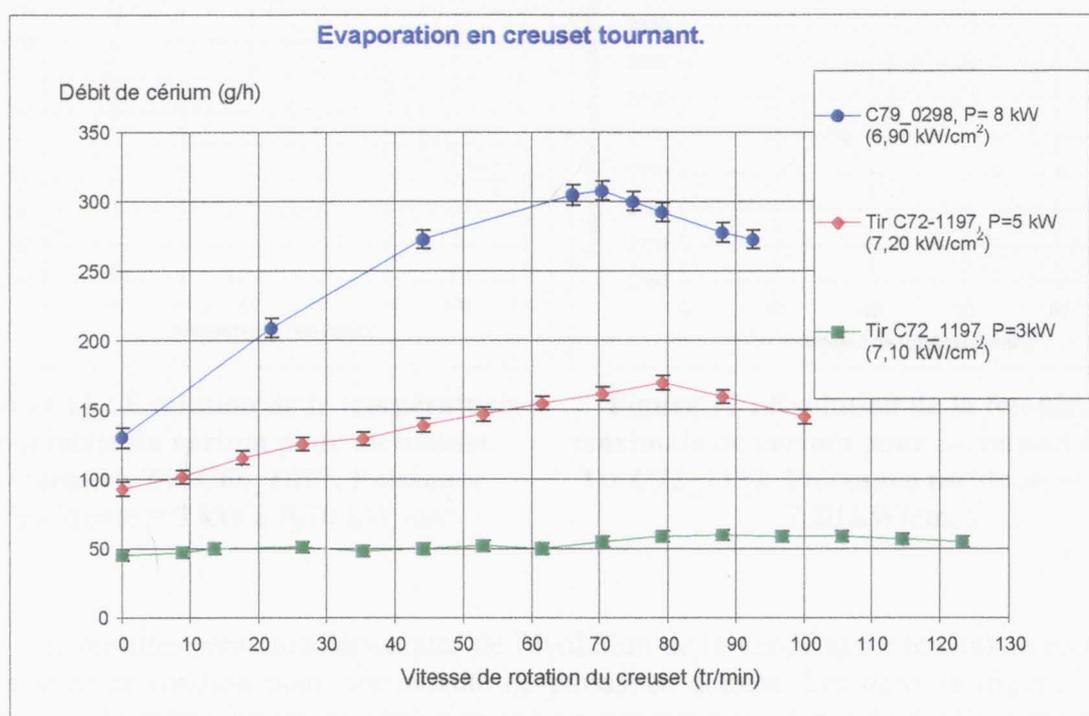


Figure 10 : Mesures du débit de cérium en fonction de la vitesse de rotation du creuset à 3, 5 et 8 kW.

A 3 kW, la rotation n'a pratiquement pas d'effet sur le débit d'évaporation. Par contre, on note à 5 et 8 kW, une augmentation du débit d'évaporation jusqu'à une valeur de la vitesse de rotation à partir de laquelle le débit décroît.

Le gain relatif de débit croît avec la puissance du faisceau. Il passe d'un facteur 1,75 à 5 kW à 2,35 à 8 kW. De plus, on constate une diminution avec l'augmentation de la puissance incidente de la vitesse de rotation à l'optimum de débit.

5.3.3.2 Evolutions des profils de température en surface du lingot avec l'augmentation de la vitesse de rotation.

L'objectif est de présenter l'évolution des profils de température en fonction de l'augmentation de la vitesse de rotation du creuset pour des densités de puissance de 0,70 et 7,20 kW/cm². Pour que ces mesures soient représentatives il faut que l'impact électronique soit positionné sur l'axe de rotation du creuset et que le dépôt d'énergie soit parfaitement circulaire.

Les diagnostics aident à corriger tout déplacement éventuel du faisceau d'électrons pour ainsi remplir la première condition. Par contre, la deuxième condition est plus difficile à remplir. Il n'est pas rare d'observer des défauts de symétries de la poche de métal liquide, de part une dissymétrie du faisceau électronique. Il existe aussi des régimes d'écoulements instationnaires ou turbulents (ce qui est le cas dans les séries présentées à des vitesses de rotation proches ou supérieures à 90 tr/min.) qui accentuent les défauts géométriques. Afin de s'assurer de la représentativité des résultats, nous réalisons systématiquement une étude statistique de l'évolution du profil de température suivant les vitesses et les densités de puissance. Les résultats présentés ci-dessous s'inscrivent parfaitement dans la moyenne des évolutions des cartes de température mesurées.

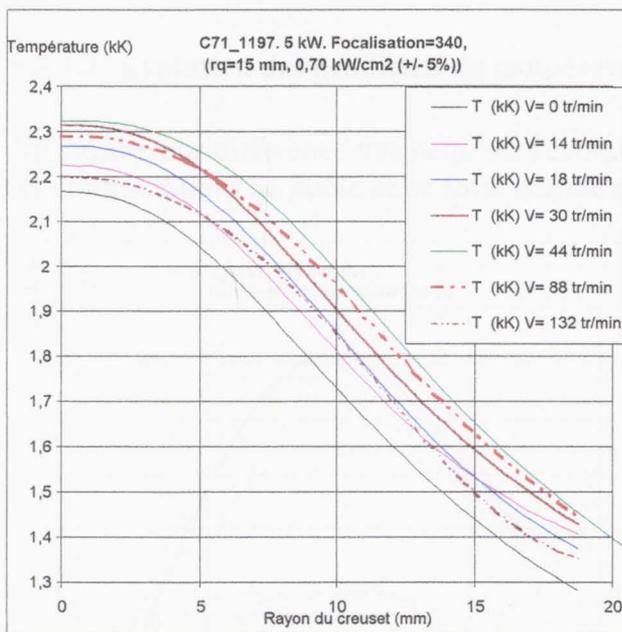


Figure 13 : Profils de température en cérium pour un impact défocalisé. Tir C66_1097. Puissance incidente = 5 kW à 0,70 kW/cm².

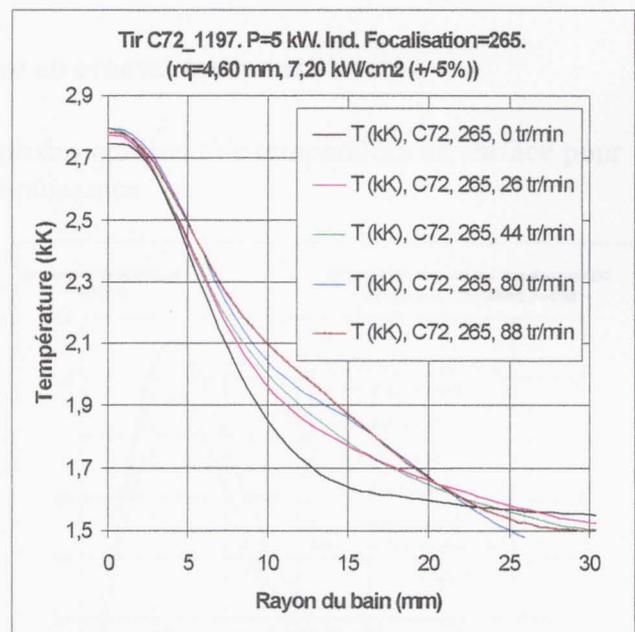


Figure 14 : Profils de température en cérium pour un impact focalisé. Tir C72_1197. Puissance incidente = 5 kW à 7,20 kW/cm².

Pour un impact défocalisé du faisceau d'électrons (0,70 kW/cm²) en plus de l'augmentation de la température maximale (sur l'axe de rotation du creuset), on mesure jusqu'à 44 tr/min. un élargissement de la zone chaude avec l'augmentation de la vitesse de rotation.

Au delà, pour des vitesses de rotation plus importantes, on mesure une chute de la température maximale et un rétrécissement progressif de la zone d'émission de la vapeur (isotherme 2000K).

Pour une densité de puissance proche de l'optimum de débit statique ($7,20 \text{ kW/cm}^2$), comme nous l'avons décrit au paragraphe précédent, le gain en température est plus faible (65 Kelvin) avec l'augmentation de la vitesse de rotation que pour les configurations à faible densité de puissance. On observe un élargissement de la zone liquide chaude dès la mise en rotation du creuset. Cette tendance se conserve même pour des vitesses de rotation élevées (88tr/min.).

En conclusion, en creuset tournant, l'augmentation du rendement d'évaporation est dû conjointement à l'augmentation de la température maximale et à l'élargissement de la zone d'émission de la vapeur.

Remarque : il est important de signaler au lecteur, que les vitesses de rotation citées caractérisent des configurations expérimentales représentatives pour leur évolution en température et en débit. Il ne faut en aucune façon considérer la valeur de la vitesse de rotation comme le seul paramètre régissant la thermohydraulique de l'écoulement du métal. Comme on le montrera dans le chapitre suivant, les optimums de température et de débit ne s'obtiennent pas systématiquement pour les mêmes vitesses de rotation. Ceux-ci dépendent surtout du gradient de température (axisymétrie de l'impact électronique et rayon du faisceau), de la position de l'impact sur l'axe de rotation du creuset et de la géométrie du bain de métal liquide (hauteur et largeur).

5.3.3.3 Evolution des gradients de température en creuset tournant.

On mesure une différence très nette sur l'évolution des gradients de température en surface pour les configurations de faible et de forte densité de puissance.

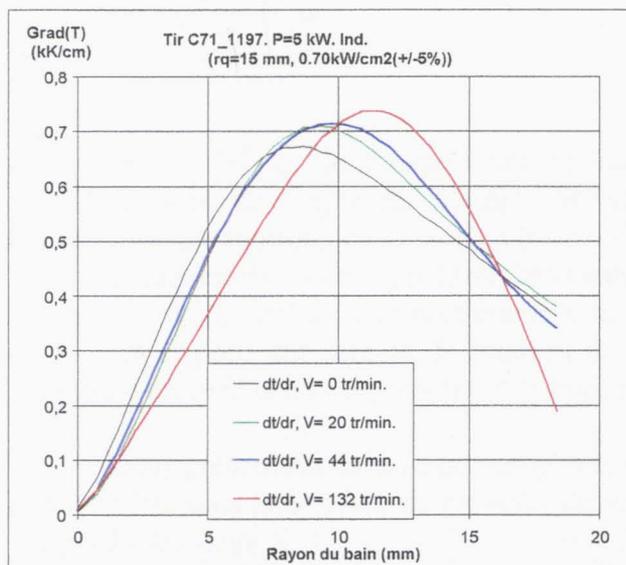


Figure 15 : Gradients de température en creuset tournant, à $0,70 \text{ kW/cm}^2$.

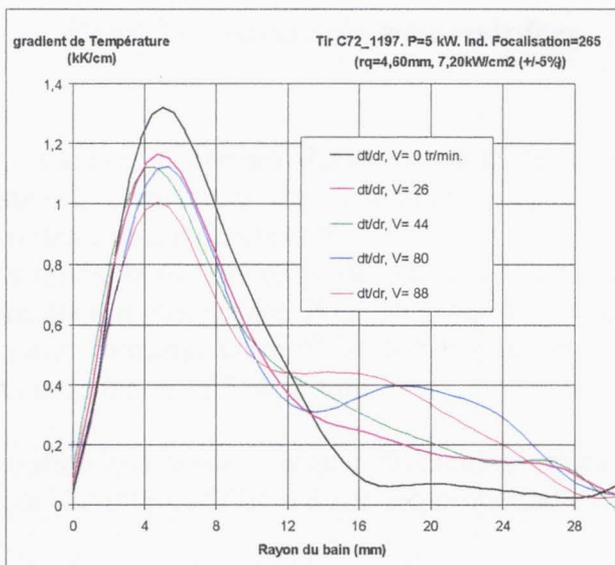


Figure 16 : Gradients de température en creuset tournant, à $7,20 \text{ kW/cm}^2$.

Pour une configuration défocalisée (0,70 kW/cm²), on observe un renforcement du gradient de température avec l'augmentation de la vitesse de rotation du creuset. De plus pour les hautes vitesses, la zone de fort gradient se déplace vers le bord du creuset.

Pour les configurations de forte densité de puissance incidente (7,20 kW/cm²), on mesure une diminution des gradients de température avec l'augmentation de la vitesse de rotation.

5.3.4 Evolution du creusement de la surface libre de cérium sous la poussée de la pression de recul en fonction de la vitesse de rotation du creuset.

5.3.4.1 Action de la force centrifuge sur l'équilibre de la surface libre.

On mesure toujours un creusement de la surface libre du cérium sous la poussée de pression de vapeur, lors de la mise en rotation du creuset. Cependant en rotation une force supplémentaire est en prendre en compte sur l'équilibre de la surface : la force centrifuge qui tend à rendre l'interface libre parabolique.

En effet, si on suppose l'interface en équilibre, d'après le principe fondamental de la statique, la particule fluide est soumise à deux forces : la gravité et la force centrifuge.

$$\tan(\alpha) = \frac{dz}{dr} = \frac{\Omega^2 r}{g} \quad (5.3.4.1.a)$$

En intégrant cette équation, on obtient :

$$h(r) = \frac{1}{2} \frac{\Omega^2 r^2}{g} + h_0 \quad (5.3.4.1.b)$$

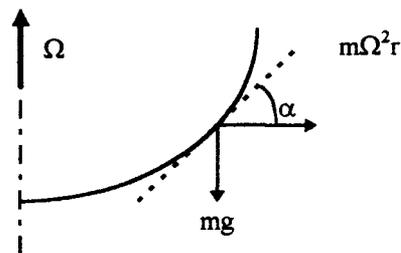


Figure 17 : Action de la force centrifuge.

De fait, si en fin d'expérience on laisse tourner le creuset durant toute la durée de refroidissement du lingot de cérium, on mesure à l'ouverture de l'enceinte à vide, une déformation parabolique de la surface libre (cf. photos 1 & 2 en 'annexe 5').

Typiquement et ceci pour tous les creusets testés, la mesure de la variation de la position d'équilibre de la surface, suit parfaitement la formulation précédente. Pour un rayon de creuset de 50 mm et pour une vitesse de rotation du creuset comprise entre 60 et 100 tr/min., la cote maximale entre le centre du creuset et le bord est comprise entre 5 et 15 mm.

Nous présentons dans ce paragraphe la variation du niveau du bain et du creusement de la surface libre sous la poussée de pression de vapeur. Le dispositif de mesure expérimental est le diagnostic d'image X.

Nous confrontons directement les résultats de ces analyses aux calculs numériques réalisés sous le logiciel Matlab à partir des cartes de température expérimentales, puisque cette comparaison nous a porté satisfaction pour les configurations en creuset statique. Le système d'équation et sa résolution reste identique, si ce n'est que l'on prend en compte la force centrifuge. L'équation différentielle traduisant l'équilibre de l'interface devient :

$$\sigma_t \left(\frac{h''}{(1+h'^2)^{3/2}} + \frac{h'/r}{(1+h'^2)^{1/2}} \right) = \frac{1}{2} \left(2 - \frac{1}{\sqrt{(1+h'^2)}} \right) \cdot P_{sat} + \rho \cdot g \cdot \left(h + \frac{1}{2} \frac{\Omega^2 r^2}{g} \right) \quad (5.3.4.1.c)$$

5.3.4.2 Mesures de la profondeur de creusement en fonction de la densité de puissance pour une vitesse de rotation de 22 tr/min..

On présente les mesures de la profondeur de creusement sous la poussée de pression de vapeur, pour une vitesse de rotation du creuset de 22 tr/min..

On profite de cette présentation pour confronter la mesure expérimentale de la profondeur de creusement par l'analyse d'image X avec le calcul numérique prenant en compte l'influence de la force centrifuge sur l'équilibre de la surface libre.

Indice de focalisation	Rayon équivalent du faisceau (mm)	Densité de puissance incidente (kW/cm ²)	Débit mesuré (g/h)	Profondeur maximale (mm)	Pente maximale (degré)
280	8.00	2.50	58	-2.10	18
270	5.30	5.70	98	-3.00	30
260	4.10	9.40	122	-5.20	55
250	3.40	11.60	84	-9.10	79

Tableau 3 : Tir C66_1097. P=5 kW, vitesse de rotation = 22 tr/min.

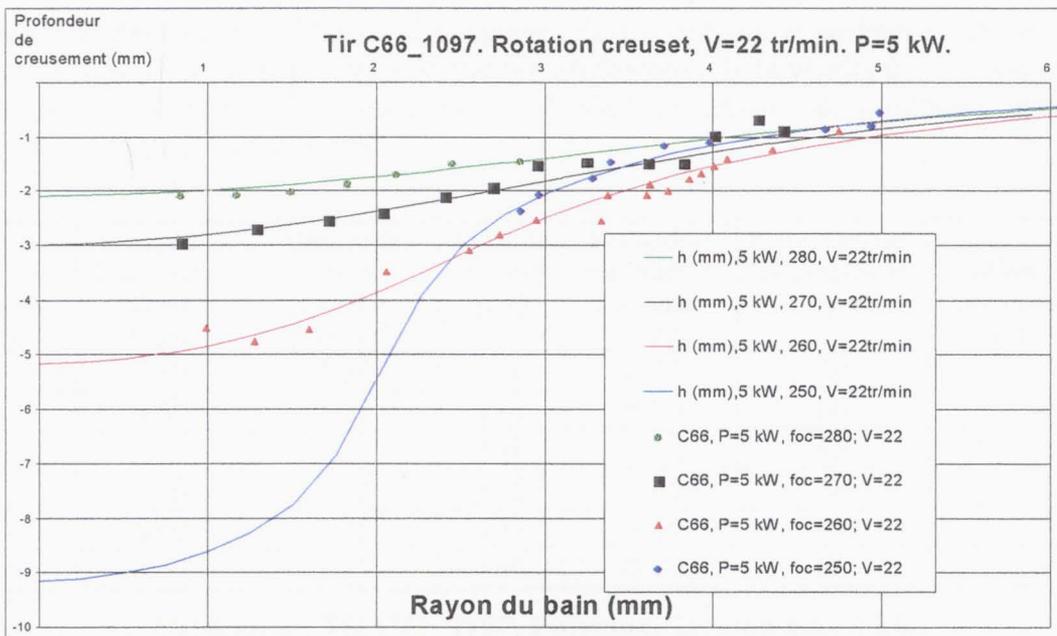


Figure 18 : Evolution de la profondeur de creusement à 22 tr/min.

L'écart entre la mesure et le calcul est inférieur à 0,4 mm. On observe une accentuation de la profondeur de creusement due à la poussée de vapeur avec l'augmentation de la densité de puissance. De manière identique à ce qui est décrit dans le chapitre sur l'analyse du creusement en creuset statique, pour les densités de puissance élevées, le dispositif d'analyse X ne permet pas la mesure de la partie centrale du creux compte tenu des angles de visée. De fait seul une mesure sur l'extérieur du creusement est réalisée. Au delà des 11,60 kW/cm², la mesure expérimentale n'est pas possible, la surface devant instable (apparition des oscillations de surface et des projections de métal en fusion).

L'influence de la force centrifuge est faible à 22 tr/min., la forme parabolique de la surface n'est pas apparente.

Il est intéressant de comparer la profondeur maximale du creusement entre une configuration en creuset fixe et en creuset tournant pour un débit de vapeur identique. Comparons la configuration ci-dessus à 5.70 kW/cm², à une configuration statique obtenue pour une puissance du faisceau électronique incidente de 5 kW, et pour une densité de 7.90 kW/cm². En statique le débit de cérium était de 95 g/h, la profondeur de creusement maximale est de 4 mm avec une pente de 40°. A débit identique à 22 tr/min., l'interface libre est moins creusée : on mesure un creux de 3 mm (un millimètre de différence entre les deux configurations) et une pente de 30°.

5.3.4.3 Evolution de la profondeur de creusement en fonction de la vitesse de rotation pour une densité de puissance constante.

On présente ci-dessous, les résultats des mesures du creusement expérimental de la surface de cérium sous la poussée de la pression de vapeur, en fonction de la vitesse de rotation du creuset. La puissance du faisceau d'électrons est de 5 kW. La densité de puissance incidente est maintenue constante à 7,25 kW/cm².

Vitesse de rotation du creuset (tr/min.)	Rayon équivalent du faisceau (mm)	Densité de puissance incidente (kW/cm ²)	Débit de vapeur (g/h)	Profondeur maximale de creusement (mm)	Pente maximale du creusement (degré)	Déformation de la surface par la force centrifuge sur 10 mm de rayon (mm)
0	4.60	7.25	93	-4.65	50	-0
26	4.60	7.25	119	-6.30	60	-0.02
44	4.60	7.25	139	-7.20	65	-0.10
62	4.60	7.25	155	-7.65	68	-0.21
80	4.60	7.25	172	-8.40	71	-0.35
88	4.60	7.25	160	-7.40	66	-0.43

Tableau 4 : Tir C72_1197. Puissance incidente de 5 kW.

Dans le 'tableau 4', nous avons indiqué les valeurs de la déformation de la surface par la force centrifuge, avec l'augmentation de la vitesse de rotation, sur un rayon de 10 mm (domaine du dispositif d'analyse de la profondeur de creusement).

On remarque que ces hauteurs sont faibles devant les profondeurs de creusement dues à la poussée de la pression de la vapeur. Pour autant, elles ne sont pas négligées dans les calculs et les mesures.

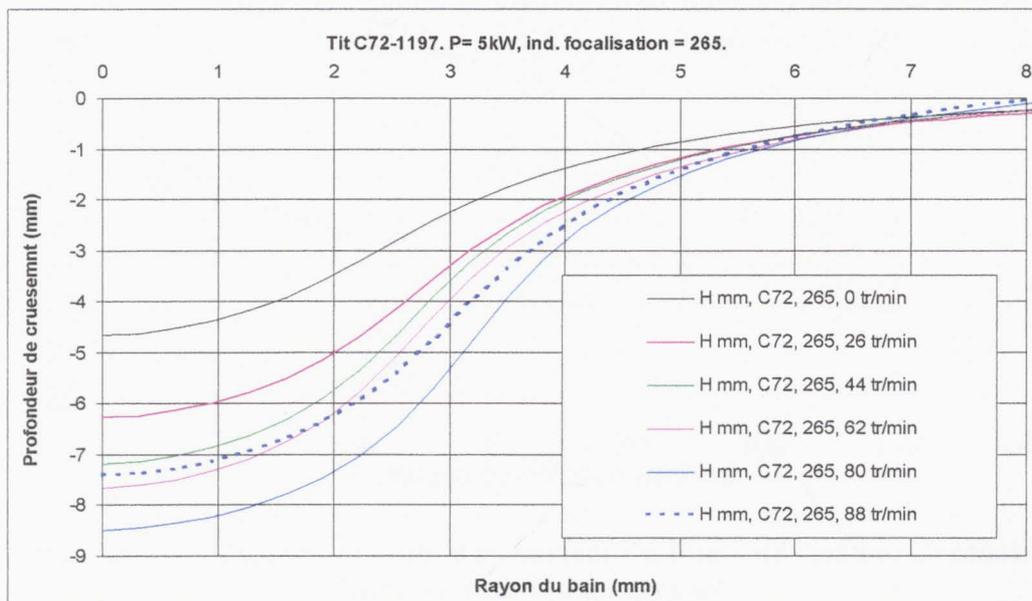


Figure 19 : Evolution du creusement de la surface libre pour un densité de puissance constante en fonction de la vitesse de rotation du creuset.

On mesure une accentuation de la profondeur de creusement due à la poussée de pression de la vapeur avec l'augmentation de la vitesse de rotation pour une densité de puissance électronique constante. La saturation en débit pour la configuration présentée s'obtient à 80 tr/min.. Pour des vitesses de rotation supérieures, on mesure une diminution de débit. Contrairement aux configurations en creuset statique, cette diminution de débit s'accompagne d'une diminution de la profondeur de creusement. Cette chute de débit n'est pas attribuée à une instabilité du creusement. Expérimentalement, on observe l'apparition de vortex périphériques qui tendent à augmenter les échanges de chaleur pariétaux. Le creusement est stable, du moins aucune instabilité est apparente sous l'impact électronique.

5.3.5 Evolution du rayon du bain de cérium avec de la vitesse de rotation du creuset.

La caméra rapide haute dynamique nous permet de suivre l'évolution du rayon de la poche liquide en surface (interface liquide-solide) en fonction de la vitesse de rotation du creuset. Les résultats présentés 'figure 20', sont les rayons moyens de la poche de cérium liquide supposée axisymétrique (valeur à +/- 1 mm), pour deux densités de puissance incidentes (0,70 et 7,10 kW/cm²). La puissance électronique incidente est de 5 kW, le rayon du lingot de métal est de 45 mm.

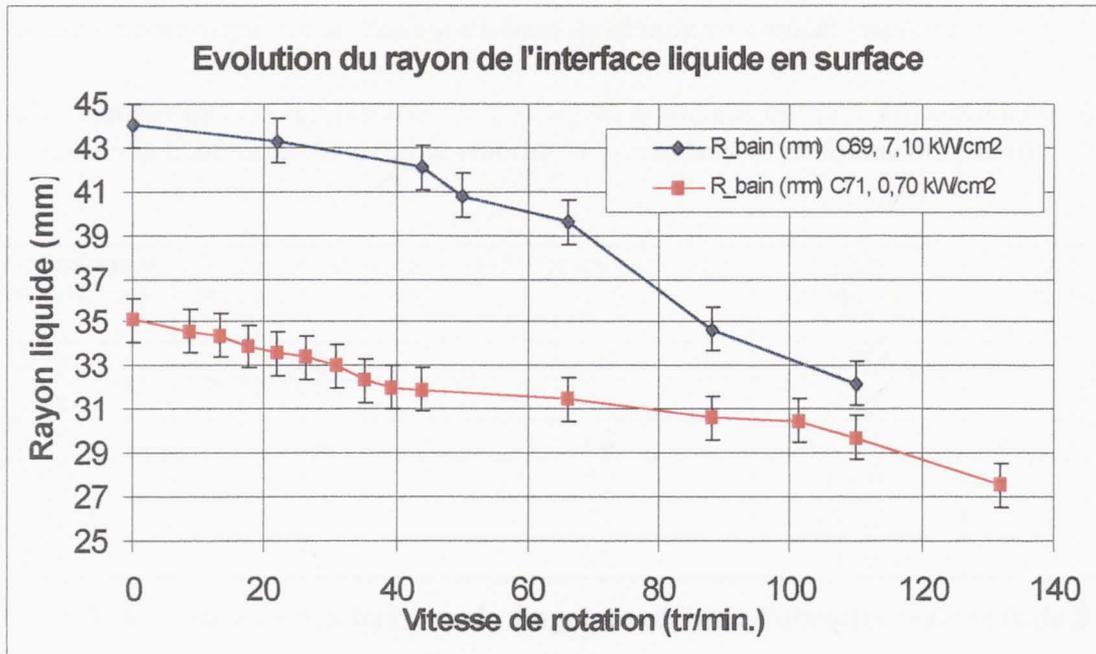


Figure 20 : Rayon de l'interface liquide en surface du lingot de cérium, en fonction de la vitesse de rotation du creuset.

Pour la configuration défocalisée et à vitesse nulle, le cérium liquide n'atteint pas les bords du creuset (rayon du bain = 37 mm). Mais dès la mise en rotation, on mesure une diminution progressive du rayon du bain avec l'augmentation de la vitesse de rotation du creuset. A 110 tr/min., le rayon n'est plus que de 30 mm.

Pour une densité de puissance proche de l'optimum de débit statique, le cérium liquide à 0 tr/min. est pratiquement au contact du cuivre (interface de cérium solide inférieure au millimètre). La réduction du rayon du bain est à 7,10 kW/cm² tout autant marquée que dans la configuration précédente. Le rayon du bain à 110 tr/min. est de 32 mm.

On retrouve en fait un rayon du bain pratiquement égal pour les deux densités de puissance dans les régimes de hautes vitesses de rotation..

5.3.6 Etude paramétrique sur la hauteur du bain de cérium en creuset tournant.

Ces études menées lors du remplissage progressif du grand creuset (2,5 kg) ont mis en évidence l'importance de la hauteur du bain sur la stabilité de l'écoulement en creuset tournant.

Densité de puissance incidente (kW/cm ²)	hauteur du lingot de cérium avant tir (mm)	Débit optimal en rotation (g/h)	Gain d'évaporation	Vitesse de rotation à l'optimum de débit (tr/min.) (+/- 5 tr/min)
0.75	21	20	6.60	60
1.50	21	46	4.60	50
2.20	21	68	2.40	50
0.90	35	52	10.40	74
1.90	35	73	8.10	74
2.30	35	97	4.00	66

Tableau 5: Variations de la hauteur du lingot de cérium. Puissance incidente de 5 kW.

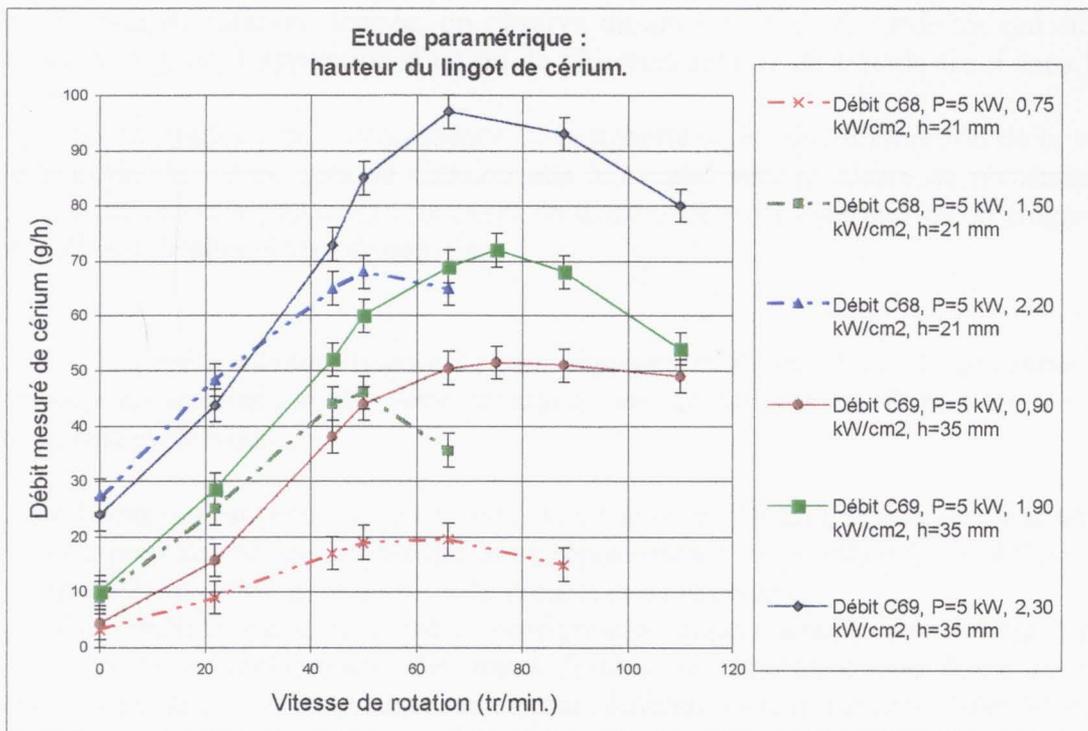


Figure 21 : Etude de l'influence de la hauteur du lingot en creuset tournant.

Deux séries d'essais sont présentées suivant des hauteurs de lingot de cérium avant tir de 21 et 35 mm, pour des densités de puissance incidentes comprises entre 0,70 et 2,30 kW/cm².

On observe quelle que soit la densité de puissance les mêmes comportements. Quand l'épaisseur du lingot de cérium est faible (typiquement inférieure à 25 mm), les débits mesurés sont moins importants, entraînant de fait un gain sur le rendement d'évaporation plus faible en creuset tournant.

De plus, expérimentalement, on est confronté à l'apparition d'instabilités à des vitesses de rotation moins élevées. L'optimum de débit en rotation se mesure entre 50 et 60 tr/min., pour un lingot de 20 mm d'épaisseur, et entre 65 et 75 tr/min. pour des lingots plus épais.

5.3.7 Evolutions des cartes de luminance de cérium en fonction de la vitesse de rotation du creuset.

5.3.7.1 Temps de mise en rotation du cérium liquide.

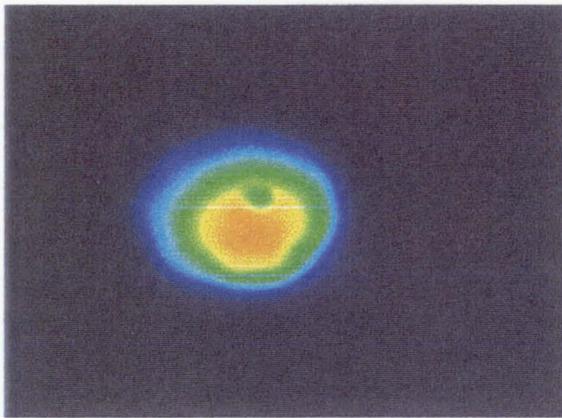
Toute modification de la vitesse de rotation, même pour des incréments de vitesse faibles (de l'ordre de 1 à 2 tr/min.), engendre une perturbation sur l'écoulement qui persiste une dizaine de seconde : généralement de faibles fluctuations de débit (20 % autour de la valeur moyenne) et l'apparition de petits vortex en périphérie de la zone liquide. Par contre si on passe d'une position statique à vitesse de rotation donnée, on observe durant les 15 à 60 secondes qui suivent ce changement de régime, l'apparition d'un ou de plusieurs retours de liquide froid sous l'impact électronique.

Ces zones froides prennent naissance en périphérie de la zone d'émission de la vapeur et se déplacent dans le même sens de rotation que le creuset vers le centre de révolution. Elles balayent la zone centrale plusieurs fois avant de disparaître sur l'extérieur ou se fragmenter en plusieurs cellules de plus petites dimensions.

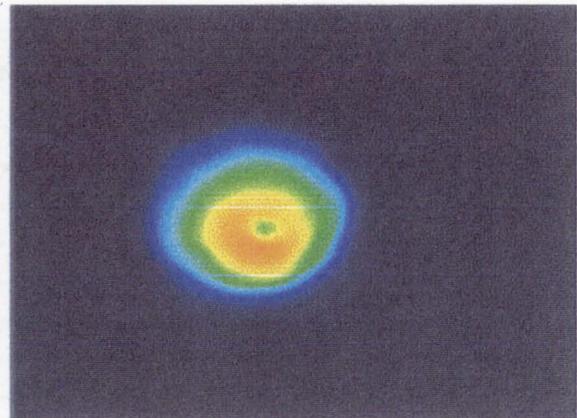
Sur la séquence suivante (figure 22), on observe l'évolution d'une de ces zones froides. La dimension caractéristique de cette structure, en surface est de 8 mm (+/- 0,5). Son déplacement est cyclonique.

Pour le cas qui est présenté (79 tr/min., soit 1 tour en 759 ms), si on calcule le temps que met la cellule pour suivre une trajectoire et se repositionner en périphérie, on obtient 738 ms. Soit un écart de 21 ms entre la révolution du creuset et de la cellule.

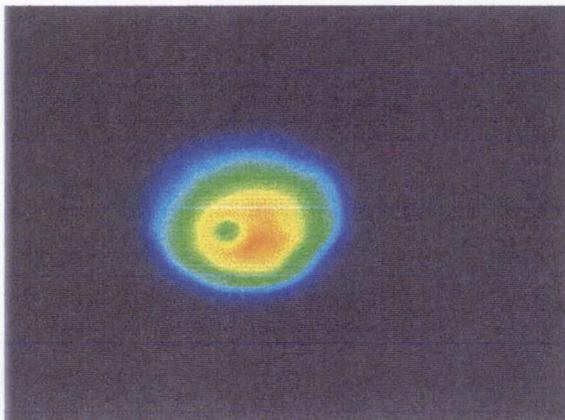
De façon plus générale quelle que soit la configuration expérimentale, dès lors qu'il nous est possible de suivre le déplacement des zones froides, on détermine une durée de parcours légèrement inférieure à celle du creuset sur un tour (différence comprise entre 10 et 30 ms).



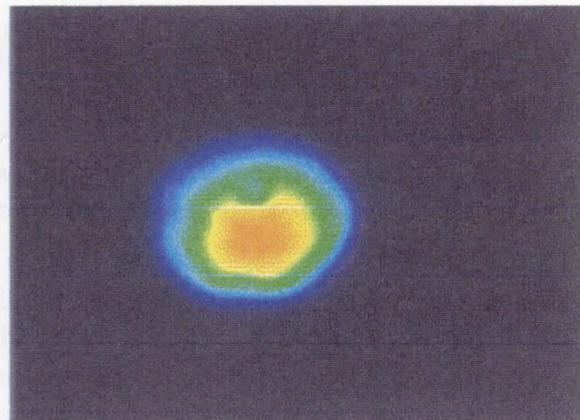
Tir C72_1097, P=5 kW, densité de puissance = 0,90 kW/cm². = : 79 tr/min.
T= 36 ms.



Tir C72_1097, P=5 kW, densité de puissance = 0,90 kW/cm². = : 79 tr/min.
T=216 ms



Tir C72_1097, P=5 kW, densité de puissance = 0,90 kW/cm². = : 79 tr/min.
T=468 ms



Tir C72_1097, P=5 kW, densité de puissance = 0,90 kW/cm². = : 79 tr/min.
T=720 ms

Figure 22 : Cartes de luminance. (filtre interférentiel : 700nm). Diamètre de la zone elliptique observée ≈ 70 mm.

On présente 'figure 23', un profil de température réalisée à partir de l'image thermographiée au temps 't=252 ms'. L'axe de coupe du profil sur la carte est perpendiculaire à la direction de visée et passe par le centre de symétrie de la zone liquide.

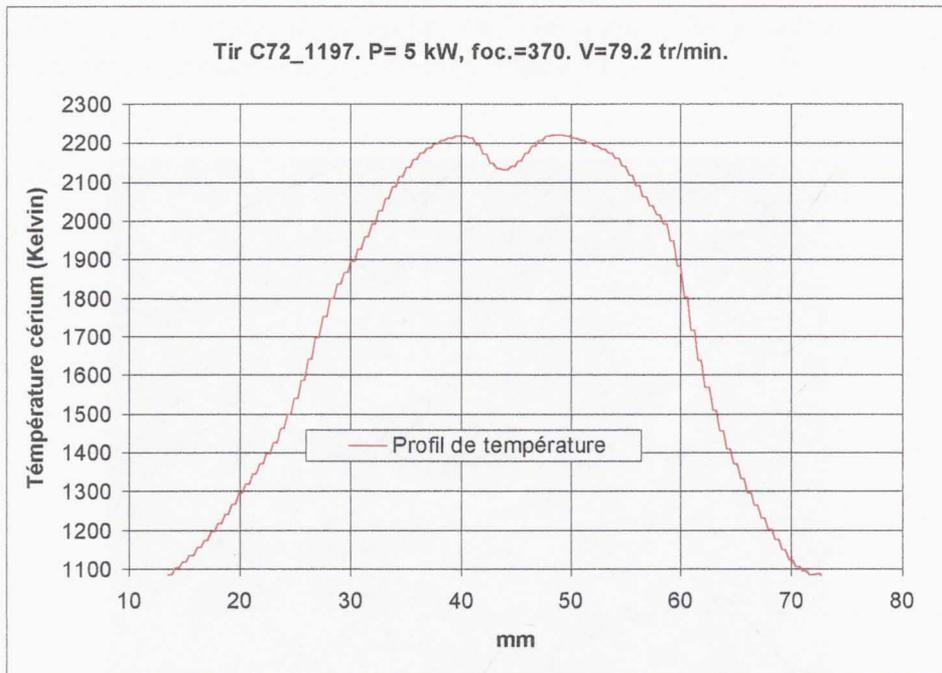


Figure 23 : Profil de température en Kelvin pour une configuration expérimentale avec apparition d'un zone froide sous l'impact électronique.

Cette coupe de température est réalisée lorsque le retour froid est superposé au centre de symétrie de la carte thermique de la surface du lingot de cérium. La température maximale à cet instant est de 2225 Kelvin. On rappelle que l'on est dans un régime instationnaire, une fois le régime établi, soit entre 15 et 60 secondes après le changement de vitesse de rotation, la température maximale sera égale, pour cette configuration à 2240 Kelvin. L'intérêt de la 'figure 23' est de donner une indication sur le retour de fluide froid sous l'impact du faisceau. La température au centre de la cellule est de 2130 kelvin, soit 95 degrés de moins que la température maximale.

Bien entendu l'apparition de ces vortex de liquide froid est directement reliée à de fortes variations de débit de vapeur.

5.3.7.2 Instabilités au delà de l'optimum du débit.

Pour des vitesses de rotation plus élevées, on observe l'apparition d'instabilités en surface du métal liquide et bien que le dépôt d'énergie soit sur l'axe de rotation du creuset, la zone chaude émettrice de la vapeur se dissymétrise.

En fait plus généralement, au delà de l'optimum, la décroissance du débit d'évaporation est d'abord provoquée par une contraction de la "zone chaude", puis par une déstabilisation de cette zone.

Cette déstabilisation se manifeste en premier lieu par une pulsation de la périphérie, puis par un battement radial de l'ensemble de la tache. On voit apparaître en même temps des vortex latéraux anticycloniques, comme indiqués sur la 'figure 24'.

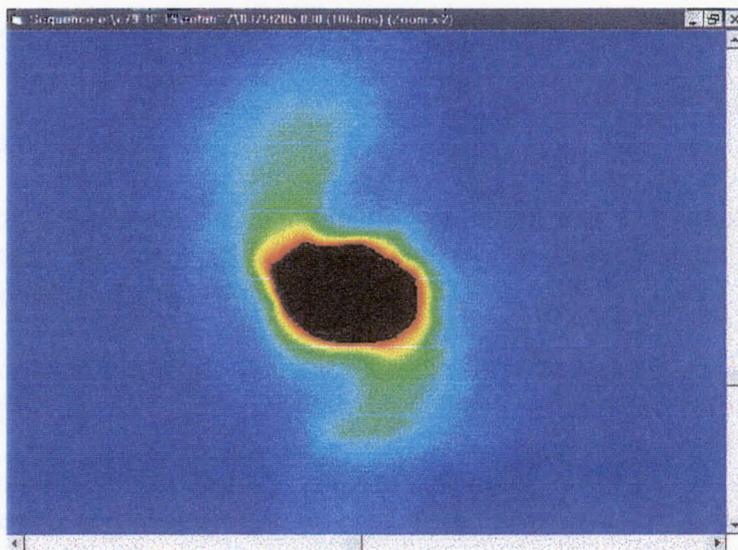


Figure 24 : Carte de luminance (filtre interférentiel : 700nm, temps de pause : 36 ms).
 $P=8\text{kW}$, densité de puissance = $6,90 \text{ kW/cm}^2$, $V= 88 \text{ tr/min}$.

Dans une grande majorité des cas, les structures de l'écoulement conservent une certaine régularité géométrique : les zones de fortes luminances deviennent oblongues, triangulaires, carrées...etc., comme cela est illustré 'figure 25' :

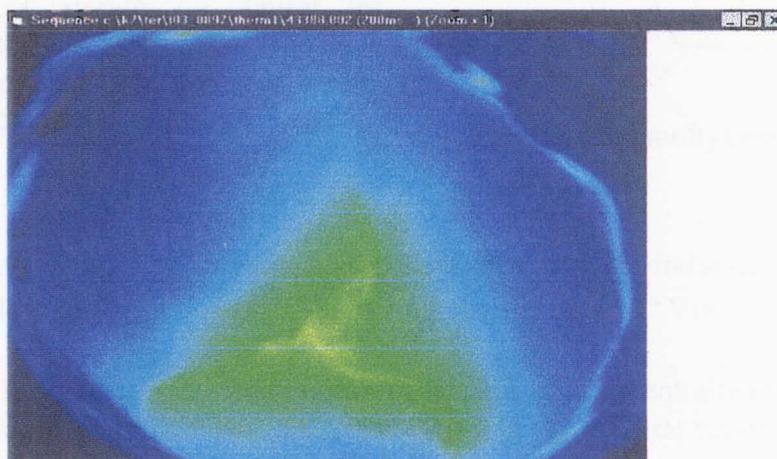


Figure 25 : Carte de luminance (filtre interférentiel : 700nm, temps de pause : 76 ms).
 $P=4\text{kW}$, densité de puissance = $1,30 \text{ kW/cm}^2$, $V= 88 \text{ tr/min}$.

6. Interprétations des résultats expérimentaux.

6.1 Considérations générales.

Le paragraphe 6 est orienté de manière à répondre à quatre questions :

- Pourquoi la mise en rotation du creuset peut-elle permettre une augmentation du rendement d'évaporation ?
- Quelles sont les régions où les effets de la rotation sont dominants ? En particulier, il est intéressant de savoir si la rotation agit sur la convection thermocapillaire, sur la convection naturelle ou les deux à la fois.
- Quelles sont les causes de la saturation en débit de vapeur au delà d'une vitesse de rotation optimale ? Le creusement de la surface libre en est-il responsable ?
- Quelles sont les configurations qui sont favorables à l'obtention d'un gain important, sur le rendement d'évaporation en cérium par rapport à une configuration en creuset fixe ?

Le bain d'évaporation forme un milieu stratifié chauffé par le dessus et refroidi par les parois du creuset. Pour un creuset cylindrique et un chauffage centré, cette stratification est bidimensionnelle axisymétrique. Du fait de la présence des parois latérales du creuset, les surfaces des isodensités (isopycnales) ont une forme de révolution incurvée comme indiqué sur la 'figure 26', ci-contre.

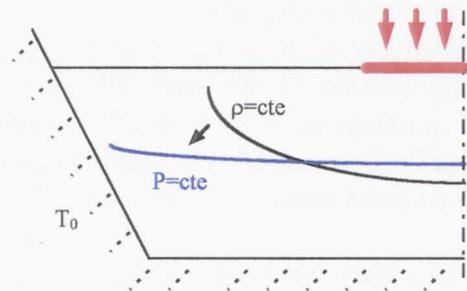


Figure 26 : Thermohydraulique du lingot

L'inclinaison des isopycnales par rapport aux isobares horizontales induit une convection de volume méridionale sous l'effet du couple barocline proportionnel à ' $\vec{\nabla}\rho \wedge \vec{\nabla}P$ '.

De même, les gradients de température de surface du bain entraînent une convection de surface (radiale pour un chauffage axisymétrique) due à la variation de tension superficielle avec la température (convection de Marangoni). Compte tenu des très forts gradients thermiques mis en jeu ($> 1000K$) et de la très faible viscosité des métaux, ces mouvements de convections sont turbulents. Ils ont une influence prépondérante sur les transferts thermiques au sein du bain d'évaporation.

En rotation, nous allons montrer que dans certaines conditions, le couple barocline peut être (partiellement) équilibré par le couple gyroscopique dû à la force de Coriolis (équilibre géostrophique). Dans ces conditions, pour un chauffage purement axisymétrique, les courants de convection deviennent (partiellement) azimutaux et donc ne participent plus (en partie) aux transferts thermiques.

6.2 Les effets de la mise en rotation du creuset.

6.2.1 Couches limites d'Ekman.

La faible viscosité du cérium liquide permet de négliger les effets de viscosité dans le coeur de l'écoulement, où il peut s'établir un équilibre géostrophique. On calcule par exemple pour une vitesse de rotation de '1 tour/sec', une viscosité ν du cérium de ' $2,7 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ' (à 2000K) et un rayon de la zone chaude de ' $R=10 \text{ mm}$ ', un nombre d'Ekman de :

$$Ek = \frac{\nu}{2\Omega R^2} \approx 2 \cdot 10^{-4} .$$

Le fait que le nombre d'Ekman soit faible devant l'unité, nous autorise à négliger les forces de viscosité devant la force de Coriolis.

Cependant, il faut toujours remplir la condition de frottement sans glissement sur les parois solides (interface liquide-solide ou la paroi du creuset). L'importance de la viscosité en dynamique des fluides tournants est directement liée à la structure de la couche limite visqueuse qui se développe le long des parois solides perpendiculaires à l'axe de rotation. Ces couches visqueuses, comme nous l'avons précisé dans la description du théorème de Taylor-Proudman, exercent une forte influence sur la dynamique de l'écoulement, et même bien au delà des régions qui sont directement affectées par les effets visqueux.

Nous allons dans ce paragraphe, décrire les principales propriétés de cette couche limite nommée couche d'Ekman. Son analyse est essentielle pour comprendre la nature du couplage de la couche limite avec la partie interne de l'écoulement.

6.2.1.1 Description théorique de la couche d'Ekman.

C'est dans la couche d'Ekman que s'établit l'équilibre entre les forces visqueuses et la force de Coriolis. En présence de parois, les forces visqueuses empêchent l'équilibre géostrophique de s'établir et induisent un écoulement le long des isobares, des fortes vers les faibles pressions.

Pour l'illustrer, considérons le cas d'un fluide incompressible en rotation, au-dessus d'une paroi rigide normale à l'axe de rotation.

Soient (u,v,w) les composantes de la vitesse décrites dans un repère cartésien. Supposons que dans le cœur de l'écoulement (loin des parois) l'équilibre géostrophique soit établi, on a alors :

$$\begin{aligned} & \text{pour } z \rightarrow \infty \\ u = U &= \frac{-1}{\rho 2\Omega} \frac{\partial P}{\partial y} \\ v = w &= 0 \end{aligned} \quad (6.2.1.1.a,b)$$

Avec 'U', la vitesse caractéristique de l'écoulement géostrophique.

Par contre, sur la paroi rigide la viscosité inhibe tout mouvement des particules fluides. Les conditions limites à remplir sur $z=0$, sont $u=v=w=0$ (condition de frottement sans glissement).

D'après Pedlosky, sous certaines conditions, une solution exacte de la vitesse dans la couche limite d'Ekman peut être formulée. L'auteur travaille seulement dans la couche d'Ekman d'épaisseur ' δ_{ek} ' et il suppose que $u=u(z)$, $v=v(z)$ et $w=w(z)$ et il introduit le fait que pour une vitesse de rotation constante, on a $\frac{\partial w}{\partial z} = 0$ (théorème de Taylor-Proudman, paragraphe 3.3.2). Comme pour $z=0$, $w(0)=0$, cela implique que $w(z)=0$ pour tout z .

L'équation de quantité de mouvement s'écrit alors sur les trois composantes :

$$\begin{aligned} -2\Omega v &= \frac{-1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \\ 2\Omega u &= \frac{-1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \\ g &= \frac{-1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} \end{aligned} \quad (6.2.1.1.c,d,e)$$

Quand on se rapproche des parois, les effets de viscosité réduisent 'u', c'est-à-dire la composante de la vitesse sur 'x'. Cependant d'après l'équation (6.2.1.1.d) comme le gradient de pression sur 'y' est indépendant de la cote verticale, une décroissance de 'u' induit à la fois une diminution de la force de Coriolis et de part la présence du gradient de pression sur 'y', un écoulement des fortes vers les faibles pressions, de vitesse 'v' sur l'axe 'y'.

A proximité des parois l'équilibre géostrophique est rompu, la vitesse du fluide n'est plus seulement azimutale : La structure de l'écoulement devient spiralé. On parle alors de 'spirales d'Ekman'.

Ces équations montrent que dans la couche d'Ekman, on a une dissipation. Il faut fournir de l'énergie à la couche pour assurer l'équilibre en présence de dissipation visqueuse. S'il n'y a pas (ou plus, suite à l'arrêt du creuset par exemple) de source d'énergie pour maintenir cet équilibre, l'écoulement géostrophique s'affaiblit.

L'auteur définit un temps caractéristique de l'affaiblissement de l'équilibre géostrophique :

$$\tau_f = (2\Omega)^{-1} Ek^{-\frac{1}{2}} \quad (6.2.1.1.f)$$

Cette formule met en évidence que plus les forces de viscosité sont faibles, plus le temps caractéristique de décroissance de l'équilibre sera long devant la période de rotation.

La description précédente n'est vérifiée que pour des fluides de viscosité supposée nulle au cœur de l'écoulement et en ne prenant en compte les effets visqueux que dans une couche mince proche de la paroi perpendiculaire à l'axe de rotation, d'épaisseur :

$$\delta E = L(Ek)^{\frac{1}{2}} = \sqrt{\frac{\nu}{2\Omega}} \quad (6.2.1.1.g)$$

Ce qui représente pour notre configuration une épaisseur inférieure à 0,5 mm.

Cependant, les formulations ne sont plus aussi simples dès lors que l'on essaye de décrire la thermohydraulique complète du fluide en dedans et au-dehors de la couche d'Ekman, et ce, même pour des fluides à faible nombre d'Ekman.

La faible épaisseur de la couche d'Ekman, implique que la vitesse sur l'axe x doit rapidement décroître suivant z. Cette décroissance est d'autant plus rapide que les effets de viscosité peuvent être considérés comme important dans la couche limite. Pedlosky établit une formulation plus réaliste du champ de vitesse dans la couche d'Ekman. Pour cette description, l'auteur suppose que bien que les nombres de Rossby et d'Ekman soient faibles devant un, les échelles de variation des composantes de la vitesse dans le plan horizontal sont inférieures devant l'échelle de variation de la composante de la vitesse sur z (variation de la vitesse dans la couche d'Ekman d'épaisseur ' δ_{ek} '). Bien que cette vitesse soit faible, elle est un facteur important de la description des couches limites dynamiques et elle permet d'établir des relations de continuité entre le cœur de l'écoulement et la couche limite visqueuse.

Dans la couche d'Ekman, cette composante verticale de la vitesse induit un pompage de fluide, comme cela est décrit sur la 'figure 27'.

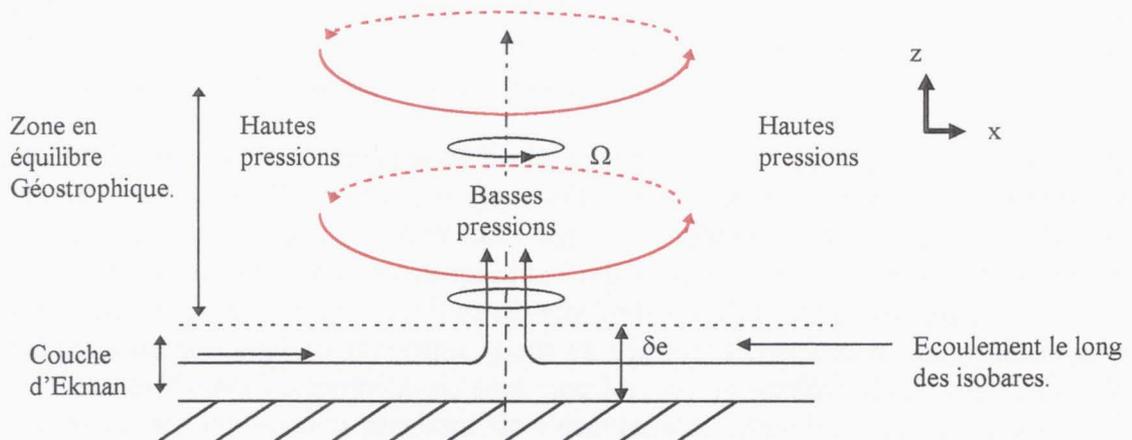


Figure 27 : Pompage d'Ekman.

La raison physique de ce pompage de fluide est due à l'écoulement engendré dans la couche limite par le gradient de pression. Dans le cas d'un écoulement cyclonique (vorticité positive) en équilibre géostrophique au-dessus d'un plan horizontal, le centre du vortex est soumis à de plus faibles pressions que dans les zones externes. Ainsi un écoulement naît dans la couche limite des zones de fortes, vers les faibles pressions. Comme la paroi solide est impénétrable, le fluide s'extrait de la couche et converge vers le cœur du vortex central. La composante de la vitesse verticale dans la couche d'Ekman n'est donc pas nulle. Une faible vitesse verticale pompe ou extrait du fluide de l'intérieur de la couche vers la zone interne de l'écoulement. La fine couche visqueuse agit en transformant la condition de vitesse tangentielle à la surface, en une condition d'écoulement normale à la paroi dans le cœur du volume.

En conclusion, la théorie des couches limites permet de satisfaire deux conditions :

- Premièrement, satisfaire à une condition de frottement sans glissement sur les parois horizontales en continuité avec l'équilibre géostrophique au cœur de l'écoulement.
- Deuxièmement, elle transforme la condition visqueuse d'écoulement tangentiel en une condition de vitesse normale au cœur du fluide. Ainsi tout différentiel positif de vorticité (écoulement cyclonique) entre le cœur de l'écoulement et la couche d'Ekman, produira une composante verticale de vitesse vers le cœur de l'écoulement. Ces vortex résultent des effets de viscosité qui se propagent vers le centre de l'écoulement.

6.2.1.2 Couche limite en surface libre : effet de la tension de surface.

6.2.1.2.1 Couche limite en surface libre indéformable sans effet de la tension de surface.

Dans le cas d'une surface libre perpendiculaire à l'axe de rotation (supposée plane et indéformable), les conditions de continuité sont différentes (Greenspan, [13]).

Il se développe comme précédemment une couche limite visqueuse, mais cette fois les composantes de la vitesse du fluide dans le plan parallèle à la surface libre, se définissent suivant une composante parallèle et une composante perpendiculaire aux contraintes appliquées en surface. Le flux de matière dans la couche limite ne dépendra que de l'équilibre entre les contraintes visqueuses et la force de Coriolis (Holopainen [14]).

Hide [15] a étudié les propriétés d'une couche limite visqueuse développée en surface libre d'un fluide en rotation autour de l'axe vertical (la surface est supposée plane, indéformable et perpendiculaire à l'axe de rotation). L'auteur fait l'hypothèse que le fluide occupe deux régions : une région où il s'établit un équilibre géostrophique (loin de la surface libre, avec $\varepsilon < 1$ et $Ek < 1$), et une région proche de la surface libre, où il se développe la couche limite visqueuse.

Les résultats de son analyse théorique, pour un régime d'écoulement axisymétrique en rotation entre deux cylindres concentriques, sont que lorsque la surface liquide est libre, les transferts de chaleur par convection résultant de l'écoulement secondaire dû au pompage du fluide dans la couche limite, ne peuvent pas être négligés devant les transferts thermiques à l'intérieur de l'écoulement en équilibre géostrophique (principalement conductifs).

Dans une deuxième analyse théorique sur l'étude de la stabilité des régimes d'écoulements (Hide, Barcilon [16]), Hide montre que le pompage du fluide dans la couche limite en surface libre, peut jouer un rôle important dans le transfert thermique, même si le produit entre le nombre de Prandtl et le nombre de Rossby est inférieur à '1'. Dans ce cas, la convection thermique verticale induite par le pompage du fluide dans la couche limite reste importante et ne peut pas être négligée. Malheureusement, le système d'équations traduisant la thermohydraulique est alors non-linéaire et difficile à résoudre.

6.2.1.2.2 Couche limite en surface libre indéformable avec effet de la tension de surface.

Hide [17] a étudié théoriquement le comportement d'une couche limite visqueuse sur une surface libre perpendiculaire à l'axe de rotation soumise à des effets de variation de la tension de surface. Le fluide est baroclinique et incompressible, les nombres d'Ekman et de Rossby sont supposés faibles devant '1'. Pour prendre en compte les effets de la tension de surface, Hide introduit un paramètre nommé 'ζ' défini comme :

$$\zeta \equiv \frac{2\Omega(\partial\sigma/\partial T)}{g\beta\rho\nu} \quad (6.2.1.2.2.a)$$

Suivant la valeur de ce nombre adimensionnel en comparaison avec les nombres de Rossby et d'Ekman, l'auteur arrive à la conclusion que si l'équilibre géostrophique dans le cœur de l'écoulement est strictement établi, les effets de tension de surface n'ont pas pour conséquence d'augmenter le pompage du centre du fluide vers la couche limite. La contrainte de tension surface modifie la répartition des composantes de la vitesse horizontales du fluide dans la couche limite (équilibre agéostrophique dans la couche limite visqueuse), mais n'entraîne pas une augmentation de la composante verticale de la vitesse et ce même si les effets thermocapillaires sont importants (suivant les conditions imposées par la valeur de 'ζ').

Cependant, les hypothèses qui sont posées ne sont pas applicables à notre configuration. Dans le cas du cérium, pour une vitesse de rotation de 70 tr/min. et à une température moyenne de 2000 K, la valeur de 'ζ' est de 8500. Dans ces conditions, il faudrait que le nombre de Rossby local soit inférieur à '1.10⁻⁶' pour vérifier les hypothèses (ce qui ne semble pas être le cas : cf. paragraphe 6.2.3.1).

Les formulations et les descriptions de Hide ne sont donc pas directement exploitables. La résolution du système dans la couche limite impose la prise en compte des termes non-linéaires des composantes des forces inertielles, rendant le problème mathématique difficile à résoudre.

Par contre, Sverdrup ([18], [19]), arrive à la même conclusion. D'après sa théorie, si le chauffage est axisymétrique, c'est-à-dire si le rotationnel des tensions superficielles est nul, l'écoulement de surface dû à la tension superficielle n'entraîne pas de pompage supplémentaire de fluide de l'intérieur du volume vers la couche limite.

6.2.1.3 Observations expérimentales de la surface libre.

Nous allons essayer de répondre à deux questions :

- Comment la force de Coriolis peut-elle agir sur la convection thermocapillaire ?
- Est-ce que cet effet a une influence sur le rendement d'évaporation ?

On rencontre dans la littérature un grand nombre de travaux analytiques et numériques, sur l'étude des effets de la force de Coriolis sur le seuil de la convection de Marangoni (c'est-à-dire sur le Marangoni critique), suivant différents gradients de température (Rosenblat [20], Friedrich [21], Nield [22]).

En particulier, les analyses linéaires de stabilité de Rudraiah [23] et de Sarma [24], indiquent que l'apparition de la convection due aux gradients de tension de surface dans une mince couche de fluide en microgravité, peut être retardée avec l'augmentation de la vitesse de rotation.

Cependant nos configurations expérimentales restent éloignées des situations décrites. D'après les études menées dans le 'chapitre 2', la convection thermocapillaire reste importante même pour de faibles gradients de température en surface. Nous sommes dans tous les cas de figure, bien au delà du Marangoni critique.

Pour répondre aux questions posées, notre argumentation va donc essentiellement reposer sur les mesures et les observations expérimentales.

On note par le biais de la caméra rapide, que l'aspect général de l'écoulement se modifie avec l'augmentation de la vitesse de rotation. Comme cela a été décrit dans le 'chapitre 2' consacré à la thermohydraulique en creuset fixe, on peut observer en surface, pour un impact électronique ponctuel, des jets radiaux de liquide chaud du centre vers le bord du creuset. Ces zones privilégiées d'écoulement sont d'autant plus intenses que le Marangoni est important (gradient thermique radial élevé par exemple), et sont d'autant plus nombreuses que le dépôt d'énergie est dissymétrique.

Sur la 'figure 28', nous avons dessiné un schéma de principe de l'évolution de l'aspect général de l'écoulement en surface avec l'augmentation de la vitesse de rotation, pour une densité de puissance incidente électronique constante. Le nombre de jets de liquide est pris arbitrairement égal à quatre.

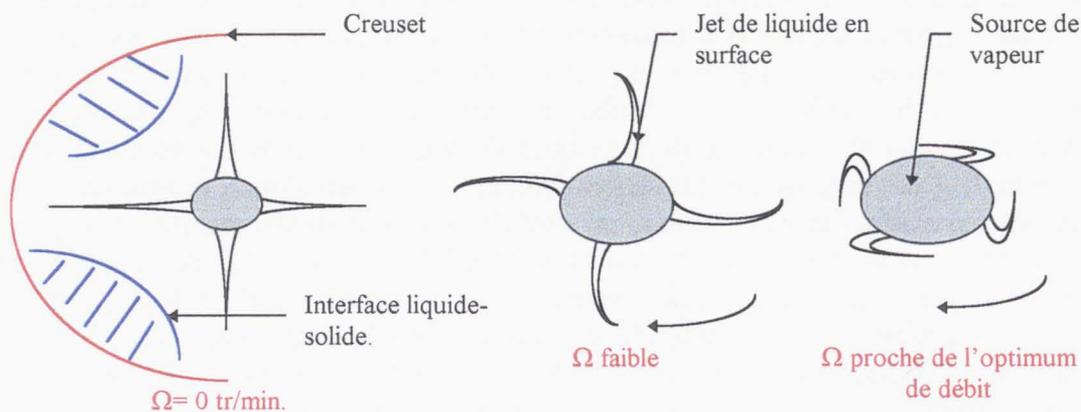


Figure 28 : Modification de l'aspect général de l'écoulement en surface.

Ces jets radiaux ne représentent pas l'ensemble de l'écoulement de Marangoni : l'écoulement en surface reste en tout point centrifuge. Mais il semble que cela soit au niveau de ces jets que les vitesses radiales soient les plus importantes.

Nous distinguons trois configurations, suivant les vitesses de rotation du creuset :

- La configuration en creuset statique, où les jets radiaux atteignent pratiquement les bords du creuset. On mesure des dissymétries de révolution de l'interface liquide-solide en surface du lingot : l'épaisseur de cérium solide proche des parois du creuset en surface est plus importante.
- Pour les faibles vitesses de rotation (typiquement pour des vitesses comprises entre 0 et 30 tr/min. (+/- 10tr/min.)), on observe deux phénomènes. Premièrement, dès la mise en rotation, on mesure une forte augmentation du niveau de luminosité et un élargissement de la source de vapeur. Par contre, les jets restent pratiquement in affectés par la rotation. Ils sont toujours aussi intenses et tournent à une fréquence de rotation très proche de celle du creuset. On observe seulement une légère bifurcation (anticyclonique) des écoulements aux extrémités de l'interface liquide-solide.
- Pour des vitesses de rotations supérieures, les jets sont fortement déviés dans la direction de la force de Coriolis et l'écoulement décrit une structure spiralée, d'autant plus resserrée que la vitesse de rotation est importante. Cette réduction de l'extension radiale des jets, entraîne une diminution du diamètre du bain liquide (on ne distingue plus de dissymétrie de révolution de l'interface liquide-solide). On insiste sur le fait que cette réduction du diamètre de la surface liquide, n'est pas incompatible avec un élargissement de la source émettrice de la vapeur au centre du creuset.

La mise en rotation semblerait agir sur les écoulements en surface (Marangoni). Les jets de métal liquide perdent de leur intensité (en extension radiale et en niveau de luminance) pour des vitesses de rotation élevées (proches et supérieures à la vitesse correspondant au débit de vapeur optimal), entraînant une réduction du diamètre du bain. On mesure une déviation des écoulements dans la direction de la force de Coriolis sous la forme d'une structure spiralée (anticyclonique en surface). Par contre, la dimension de la source de vapeur et la température maximale du cérium liquide évolueront que faiblement (cf. paragraphe 5.3.3, figures 11 à 14).

Pour des vitesses de rotation plus faibles, les écoulements de surface restent pratiquement radiaux. On mesure qu'une très faible réduction du rayon du bain liquide en surface (de l'ordre de 2 à 3 mm). Malgré cela, l'élévation en température de la surface émettrice de la vapeur et son élargissement sont importants. Dans certaines configurations expérimentales les gains sur le rendement du débit de vapeur sont proches des optima pour des vitesses inférieures à 30 tr/min., alors qu'en surface les jets chauds centrifuges ne sont affectés que sur les extrémités proches du creuset.

Ce schéma reste identique quelque soit la densité de puissance incidente tant qu'elle est comprise entre 1 et 10 kW/cm², et pour un impact électronique parfaitement positionné sur l'axe de rotation. Au delà, on est confronté à des instabilités de surface, qui sont dues à un fort creusement de la surface libre sous la poussée de la pression de vapeur locale.

6.2.1.4 Conclusion : Action de la force de Coriolis sur le Marangoni.

Les analyses et observations précédentes, sont réalisées sur des configurations qui n'offrent pas une parfaite symétrie d'écoulement.

En effet, si le dépôt d'énergie est parfaitement axisymétrique, l'écoulement en surface a une extension radiale parfaitement homogène. Les seules actions remarquables avec la mise en rotation du creuset, sont l'augmentation forte de la température, l'élargissement de la source d'émission de la vapeur et la réduction du diamètre de la surface liquide. Mais nous ne pouvons pas avoir d'indication sur les directions des écoulements en surface et ces modifications avec l'augmentation de la vitesse.

Lorsque on observe une dissymétrie marquée de l'écoulement en surface (une jet chaud centrifuge, par exemple) et pour des vitesses de rotation de creuset élevées, la force de Coriolis semble avoir une influence sur les effets thermocapillaires. On mesure une réduction des extensions radiales des jets de surface (de part une déflexion importante des extrémités des écoulements dans le sens de la force de Coriolis).

Cependant, cet effet ne paraît pas à lui seul, être responsable de l'augmentation de la température maximale et de l'élargissement de la source de vapeur, qui s'observent déjà fortement dès la mise en rotation du creuset. Les vitesses de la convection thermocapillaire doivent être trop importantes en surface (cf. profils de vitesse chapitre 2) pour que la force de Coriolis soit dominante, surtout quand les vitesses de rotations sont faibles.

Les effets sur l'augmentation du rendement d'évaporation pourraient naître principalement au sein du volume de cérium liquide, où il s'établit l'équilibre géostrophique.

6.2.2 Temps de mise en rotation du liquide.

Sur la base d'un très simple principe de conservation de l'énergie (paragraphe : 6.2.2.1, équation : 6.2.1.1.f), on obtient que le temps caractéristique pour permettre à l'équilibre géostrophique de s'établir dans le cœur du volume de cérium est :

$$\tau_f = (2 \Omega)^{-1} E k^{-\frac{1}{2}} \quad (6.2.2.a)$$

Si on applique cette formulation à notre configuration expérimentale, lors de la mise en rotation rapide du creuset à 80tr/mmin, on obtient :

$$\tau_f = (2\Omega)^{-1} \cdot Ek^{-\frac{1}{2}} = (2\Omega)^{-1} \cdot \left(\sqrt{\frac{\nu}{2\Omega R^2}} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (6.2.2.b)$$

Soit pour $\nu=2.10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$, $R=35 \text{ mm}$ et $\Omega=80\text{tr}/\text{min}$: $\tau_f = \underline{21 \text{ sec.}}$

On retrouve l'ordre de grandeur du temps caractéristique de la persistance des structures sous l'impact électronique. Dans le cas présenté 'figure 22', elles sont observées sur une trentaine de seconde après le changement de régime. On peut penser qu'il faut seulement quarante tours avant que l'équilibre géostrophique s'établisse.

Les mesures thermographiques nous indiquent que la température au cœur de la cellule est inférieure de '95°C' par rapport à la température en surface. Ces structures sont sans nul doute des retours de liquide froid pompés par la couche d'Ekman dans le cœur de l'écoulement lors de la phase transitoire de changement de la vitesse de rotation. Le moteur du pompage étant lié à la dynamique de la couche d'Ekman, soit par une modification de la position de l'interface liquide-solide et/ou soit par une variation de l'inclinaison de la surface libre. (la position du faisceau étant considérée comme constante sur l'axe de rotation du creuset).

Le deuxième aspect de cette observation est que le vortex est animé d'un mouvement avec une composante azimutale. Il décrit en surface une spirale du centre vers l'extérieur et de l'extérieur vers le centre de rotation. La vitesse relative estimée du vortex, est de l'ordre de 1 mm/sec. C'est la seule mesure expérimentale que l'on ait sur la vitesse relative en surface de cérium liquide en rotation.

Sur un tour complet du creuset (soit 760ms), on mesure un déphasage de -20 ms entre le creuset et la période du déplacement du vortex en surface libre.

6.2.3 Ecoulement géostrophique : Effets de la rotation sur le débit de vapeur.

La rotation n'aura d'effet sur le débit d'évaporation que s'il établit un équilibre géostrophique conduisant à une diminution des transferts convectifs.

Pour qu'il en soit ainsi, il faut que les nombres d'Ekman et de Rossby locaux soient petits devant l'unité. La première condition assure que les forces de viscosité (en dehors des couches limites) sont faibles devant la force de Coriolis, et la seconde que les forces d'inertie sont faibles devant la force de Coriolis.

Comme nous l'avons déjà précisé, la très faible viscosité du cérium liquide assure sans restriction la première condition. Le nombre d'Ekman est égal à : 'Ek ≈ 2.10⁻⁴'.

Par contre, Il nous faut évaluer le nombre de Rossby local pour s'assurer qu'il soit inférieur à l'unité.

6.2.3.1 Nombre de Rossby local.

On rappelle que la formulation du nombre de Rossby est la suivante : ' $\varepsilon = \frac{U}{2\Omega L}$ '. Pour évaluer le nombre de Rossby local de la zone émettrice de vapeur, il nous faut connaître la vitesse caractéristique de l'écoulement.

La méthode employée est la suivante :

Supposons que cette zone soit caractérisée par un rayon R et une profondeur H (on néglige la déformation de la surface libre). Supposons d'autre part que dans cette zone, le champ de température est axisymétrique et que l'écoulement correspond à un équilibre géostrophique. On a alors (cf. paragraphe : 3.3.3) :

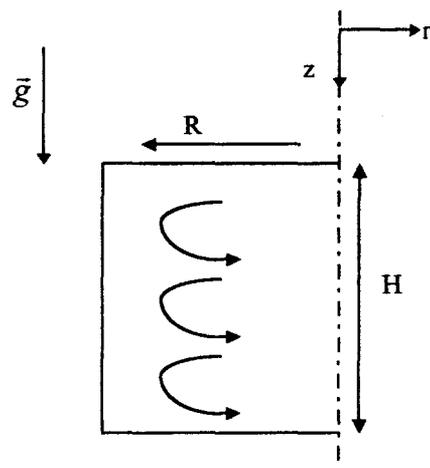


Figure 29: Géométrie modélisée.

$$2. \rho. \vec{\Omega} \wedge \vec{u} = -\vec{\nabla} P + \rho^* \vec{\nabla} \phi \quad (6.2.3.1 a)$$

Cette équation décrite dans un repère en coordonnées cylindriques devient, en utilisant l'approximation de Boussinesq [soit $\rho^* = \rho(1 - \beta(T - \bar{T}))$] :

$$\begin{cases} -2\Omega u_\varphi + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} = 0 \\ -2\Omega u_r + \frac{1}{\rho r} \frac{\partial P}{\partial \varphi} = 0 \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + g(1 - \beta(T - \bar{T})) = 0 \end{cases} \quad (6.2.3.1.b, c, d)$$

L'équation (6.2.3.1.b), nous donne la composante de la vitesse sur l'axe azimutal : elle porte le nom de 'vent thermique', notée ' U_{vt} '.

$$u_\varphi = U_{vt} = \frac{1}{2\Omega\rho} \frac{\partial P}{\partial r} \quad (6.2.3.1.e)$$

On rappelle que par l'hypothèse d'une symétrie de révolution autour de l'axe vertical, on a :

$$\frac{\partial P}{\partial \varphi} = 0 \quad (6.2.3.1.f)$$

Nous résolvons numériquement le système d'équation ci-dessus. Les paramètres dimensionnels de la géométrie modélisée sont :

R=60mm,

H=50 mm,

Les propriétés physiques sont celles du cérium (cf. annexe 2, § 1)

Le calcul numérique, nous permet de déterminer le 'vent thermique' et le Rossby local, pour différentes configurations expérimentales suivant les densités de puissance incidentes.

L'application de cette formule reste indicative puisqu'elle nécessite la connaissance de la température de la zone considérée. Cependant, nous allons l'appliquer en nous appuyant sur les mesures de température de surface et en admettant que le gradient de température en profondeur est proportionnel à z^α . Où ' α ' est un coefficient interpolé sur les cartes d'isotherme obtenues par D. Guilbaud [25] lors de modélisation de la thermohydraulique d'un lingot de cérium impacté par un faisceau d'électrons statique en creuset fixe. Dans notre modèle ' α ' est pris inférieur à '1', l'équilibre géostrophique modifiant certainement le champ des isothermes. On montre cependant par une analyse de sensibilité qu'une variation supérieure à 50% de ce coefficient entraîne une variation du nombre de Rossby local sous la zone émettrice inférieure à 20%.

La configuration considérée pour déterminer le nombre de Rossby local moyen est le tir C69_1097, présentée en 'figure 8', au paragraphe '5.3.2.1'. La puissance incidente est de 5 kW. Les calculs ne sont effectués pour chaque densité de puissance incidente que pour les optima de débit.

A titre d'exemple nous présentons en 'figure 30' une carte de température dans le plan (r,z) en Kelvin. La température maximale du liquide est de 2490 K, le rayon de l'isotherme à 2000 K est de 15 mm.

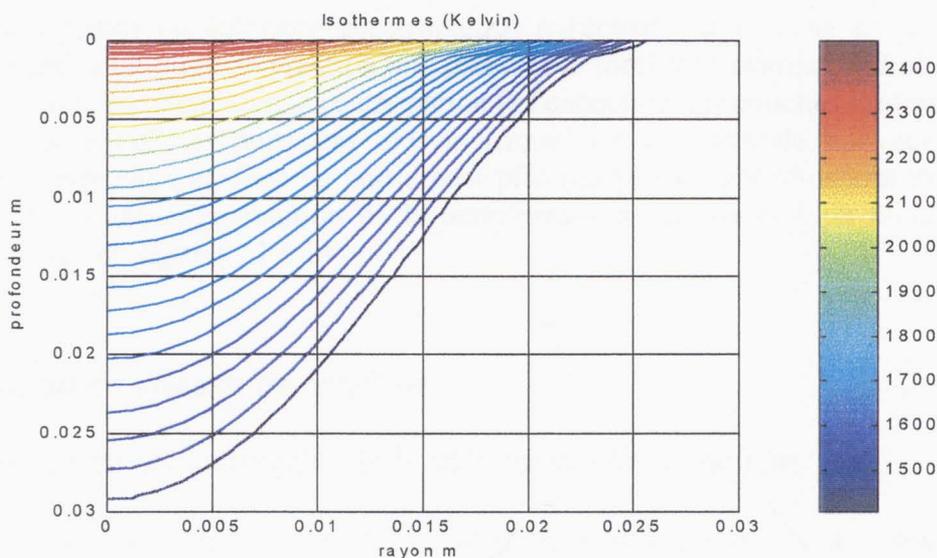


Figure 30 : Température du cérium liquide dans le plan (r,z). P=5kW, V=66tr/min.

Les résultats du modèle numérique sont rapportés dans le tableau 6.

Puissance (kW)	Densité de puissance incidente (kW/cm ²)	Température maximale (Kelvin)	Rayon isotherme à 2000K (mm)	Vitesse de rotation à l'optimum (tr/min.)	Vent thermique (m/s)	Nombre de Rossby local
5	1,70	2490	15	66	0.032	0.17
5	2,00	2520	14	74	0.034	0.18
5	2,55	2575	13	66	0.035	0.20
5	4,30	2630	12	66	0.042	0.27
5	5,70	2735	11	66	0.044	0.32
5	7,20	2815	9	79	0.046	0.37

Tableau 6 : Tir C69_1097. P= 5 kW.

Les nombres de Rossby locaux sont inférieurs à '1', validant à posteriori le fait que la force de Coriolis est dominante dans le volume de cérium liquide devant la force d'inertie. On remarque que ceci est d'autant plus valide que la densité de puissance incidente est faible (on travaille à puissance constante), ou plutôt d'autant plus que le rayon de l'isotherme à 2000K en surface est important. Ce point sera repris dans les paragraphes suivants.

6.2.3.2 Effets de la rotation sur le débit de vapeur.

Nous venons de montrer que les nombres d'Ekman et de Rossby locaux sont petits devant l'unité. Il peut donc s'établir un équilibre géostrophique à l'échelle de la zone émettrice de vapeur. L'équilibre entre le gradient de pression horizontal et la force de Coriolis conduit à une complète réorganisation de l'écoulement dans cette région (à l'exception des couches limites).

Pour un chauffage purement axisymétrique, les courants de convection deviennent partiellement azimutaux et donc ne participent plus (en partie) aux transferts thermiques. Ceci induit à la fois à une augmentation de la température maximale et à un élargissement de la source de vapeur (cf. figures 11 à 14).

6.3 Limitation en vitesse de rotation.

6.3.1 Influence du creusement et de la déformation de la surface.

Comme cela est décrit paragraphe '5.3.2' en creuset tournant quelle que soit la densité de puissance incidente, on retrouve une évolution générale du débit en fonction de la vitesse identique. Le débit dans un premier temps croît avec l'augmentation de la vitesse de rotation jusqu'à un optimum, situé suivant les paramètres expérimentaux entre 40 et 90 tr/min.. Au delà de cette vitesse de rotation optimale, la zone émettrice se réduit et se déforme avec l'apparition de vortex latéraux (cf. figures 7d, 24 et 25).

On note cependant qu'il s'agit d'une déstabilisation de la zone émettrice et non pas d'une saturation du débit de vapeur.

Expérimentalement, il est très délicat de travailler proche de l'optimum de vitesse : toute modification des paramètres de tir (léger incrément de la vitesse, faible déplacement du faisceau électronique...) peut engendrer une perturbation et déstabiliser l'écoulement. Ainsi suivant les qualités opératoires, les optima de vitesse peuvent être différents de quelques tours par minute, pour des paramètres de tir pratiquement identiques.

Le problème a été de caractériser cette limitation en vitesse de rotation. Initialement, nous avons travaillé suivant deux hypothèses.

La première est directement déduite des travaux sur les limitations du débit pour les configurations en creuset fixe. Nous pensions que la saturation en vitesse était causée par un fort creusement de la surface libre de cérium sous la poussée de la pression de vapeur. Le creusement induit une forte recondensation de la vapeur sur les parois du cratère (limitant le débit) et peut être la source d'instabilités hydrodynamiques.

Deuxièmement, comme on mesure plus souvent de part nos paramètres de tir, une saturation du débit de vapeur pour une vitesse de rotation proche de 80 tr/min., on pouvait penser que l'action de la force centrifuge aux hautes vitesses de rotation développe des instabilités à cause de l'accentuation de la courbure de la surface libre.

Cependant, les mesures et les observations expérimentales nous indiquent qu'il est peut probable que le creusement et que les déformations de la courbure de la surface libre induisent une limitation sur le débit en creuset rotatif.

Les éléments qui nous permettent de l'affirmer, sont les suivants :

- Les mesures expérimentales par l'analyse d'image X et le calcul numérique de la déformée de la surface libre avec la prise en compte de la force centrifuge (paragraphe 5.3.4.1) montrent que pour un débit de vapeur équivalent le creusement de la surface libre en creuset tournant est moins profond et plus large que pour une configuration en creuset fixe. La recondensation de la vapeur est par conséquent plus faible pour les configurations en rotation.
- Des essais ont été réalisés en creuset tournant pour une puissance de 5 kW et pour une densité de puissance inférieure à $0,25 \text{ kW/cm}^2$. Dans ces conditions expérimentales, le débit de vapeur même en rotation reste pratiquement nul. On mesure dès la mise en rotation du creuset, une augmentation très nette de la température (supérieure à 230 K) et un élargissement de la zone chaude. Cependant, bien qu'il n'y ait pas de débit de vapeur (donc pas de creusement dû à la pression de vapeur), au delà d'une vitesse de rotation égale à 90 tr/min., on mesure une diminution de la température de 80K et une déformation radiale très forte de la zone à fort gradient thermique.
- Les essais à faibles hauteurs de lingot de cérium, montrent que la saturation en débit s'obtient pour des vitesses de rotations comprises entre 40 et 50 tr/min., lorsque la densité de puissance est supérieure à 4 kW/cm^2 . Dans ces conditions expérimentales, la déformée de la surface par la force centrifuge reste inférieure au millimètre. On observe dans ces configurations l'apparition de rouleaux convectifs anticycloniques (cf. figure 24).
- On retrouve seulement les instabilités dues au creusement pour les fortes densités de puissance électronique incidente (cf. figure 9). Quand la densité de puissance est supérieure à 11 kW/cm^2 , on visualise aisément des instabilités de la surface et des projections de métal en fusion. Par contre, il ne semble pas que la mise en rotation du bain retarde leur apparition (bien qu'il soit possible que nos études de sensibilité sur le seuil d'apparition des instabilités ne soient pas assez fine puisque nous nous sommes plutôt intéressés aux optima de débit).

En fait, puisqu'il ne semblait pas que cela soit le creusement de la surface libre et la déformée de la surface par la force centrifuge qui soit la cause de la limitation en vitesse de rotation, on a entrepris une étude de sensibilité pour déterminer les paramètres expérimentaux qui la contrôle et/ou la retarde (nous ne revenons pas sur le fait que le faisceau est parfaitement positionné sur l'axe de rotation du creuset.).

Les trois principaux paramètres expérimentaux sont les suivants :

- la densité de puissance incidente, où plus précisément le gradient de température en surface du lingot.
- La hauteur du lingot de métal.
- La largeur du creuset.

6.3.2 Instabilités.

6.3.2.1 Déstabilisation de l'écoulement.

La compréhension de la saturation en vitesse a été facilitée par les observations expérimentales et les études bibliographiques sur le développement des instabilités pour des fluides soumis à l'action de la force de Coriolis. Nous nous sommes plus particulièrement intéressé aux études expérimentales de Hide & Mason [26], sur les instabilités baroclines développées en fluides tournants.

La caractéristique générale de l'écoulement pour nos configurations expérimentales au delà de la vitesse optimale est la perte de la symétrie de révolution en surface liquide. En effet, si dans un premier temps l'étendue de la source émettrice est circulaire et reste axisymétrique avec l'augmentation de la vitesse de rotation, après l'optimum de vitesse la zone se réduit, perd sa symétrie de révolution et son niveau de luminance diminue. Néanmoins, dans une grande majorité des cas les structures de l'écoulement conservent une régularité géométrique : les zones de forte luminance deviennent oblongues, triangulaires, carrées.... A titre d'exemple, en 'figure 31' nous avons schématisé quelques structures caractéristiques de l'écoulement en surface du bain de cérium (la carte de luminance associée à la structure triangulaire, notée 'C' est reportée au paragraphe '5.3.7.2' en figure 25).

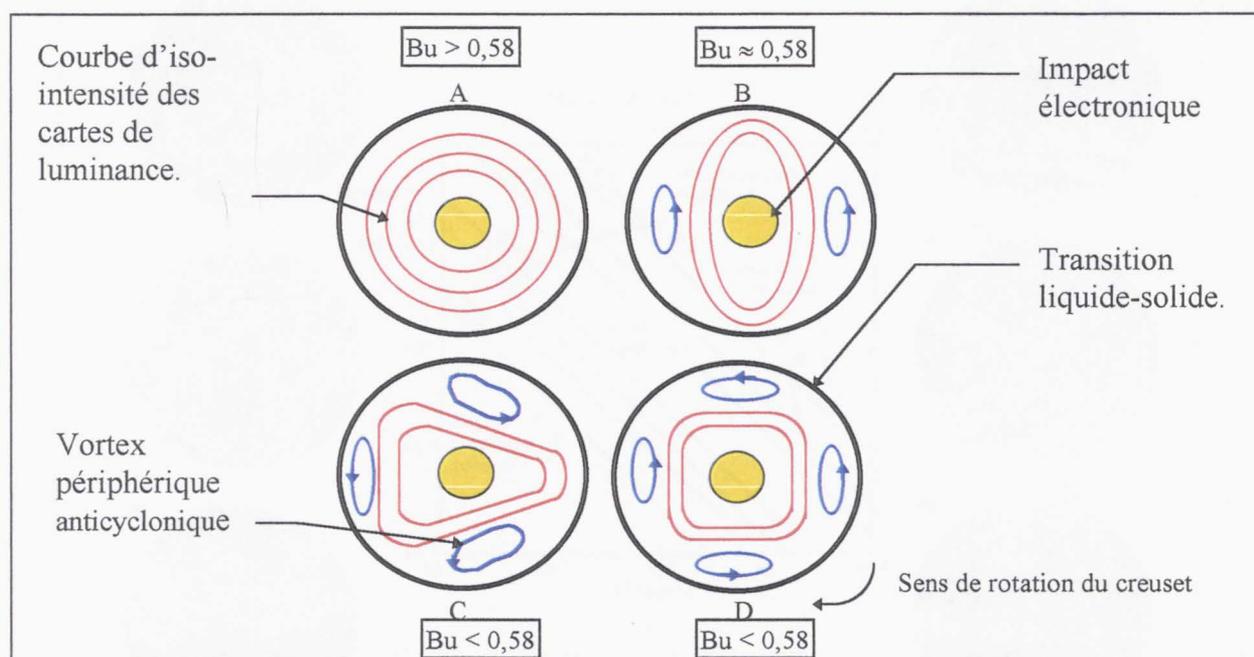


Figure 31 : Exemples de l'évolution des structures de l'écoulement horizontal en surface du bain de cérium, suivant la vitesse de rotation du creuset et les paramètres de tir.

Nos observations expérimentales, nous indiquent que les vitesses de déplacement des structures sont légèrement inférieures à celle du creuset. Il arrive quelque fois, suivant la qualité des expériences (position du faisceau sur l'axe de symétrie, dépôt d'énergie axisymétrique....), que les modes se mélangent, passant successivement de l'un à l'autre. Mais dans tous les cas après l'optimum de vitesse, on discerne des vortex périphériques anticycloniques froids, qui accentuent la déformation de la zone de liquide chaude centrale. Ils semblent être une des causes de la diminution de la température de part l'augmentation des transferts de chaleur entre le centre et le bord du bain.

Le géométrie très particulière de ces écoulements, nous conduit à nous intéresser aux travaux de Hide & Mason, sur le développement des ondes baroclines. Les auteurs étudient la convection d'un fluide (de l'eau en l'occurrence) contenu entre deux cylindres concentriques en rotation autour de l'axe vertical (l'axe de rotation coïncide avec l'axe de symétrie des cylindres de hauteur totale 'H'). Ils imposent un gradient horizontal de température entre les parois du cylindre extérieur et intérieur, d'entrefer 'E'. Les équations qui régissent l'équilibre thermohydraulique, portent le nom de 'vent thermique' (cf. paragraphe 3.3.1).

Suivant les gradients de température et les vitesses de rotation du dispositif, Hide propose une classification entre différents régimes convectifs observés : les configurations axisymétriques et les configurations non-axisymétriques (cf. figure 32).

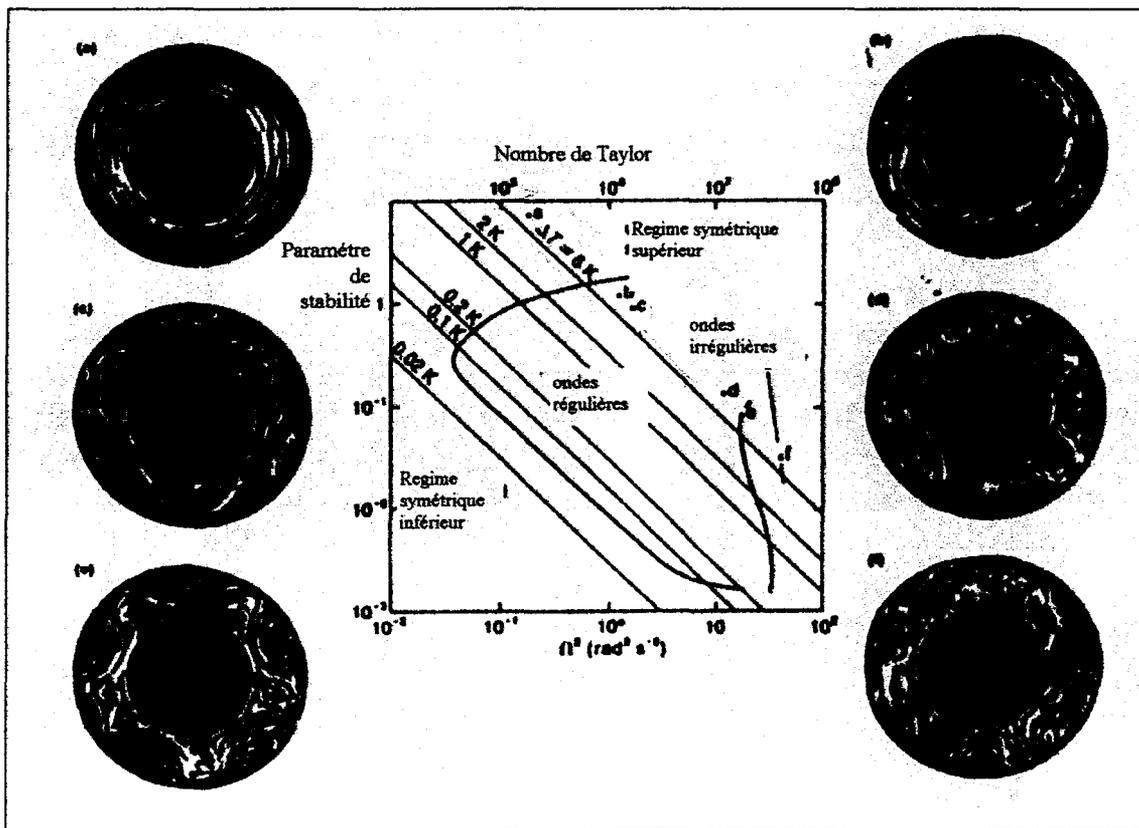


Figure 32 : Diagramme des régimes des écoulements observés lors d'une expérience réalisée avec de l'eau ($Pr=7$) (d'après Hide & Mason, 1970).

L'expérience réalisée avec de l'eau offre la possibilité d'observer la transition entre les écoulements axisymétriques, les écoulements baroclines instables et les écoulements totalement instationnaires.

Hide trouve expérimentalement, que le changement d'état de l'écoulement axisymétrique vers un régime d'ondes baroclines pleinement développées, est déterminée par les valeurs du nombre de Rossby thermique et du nombre de Taylor, définis par :

$$Ro_{thermique} = \Theta = \frac{g\beta(\Delta T)H}{\Omega^2 E^2} \quad (6.3.2.1.a,b)$$

$$Ta = \frac{4\Omega^2 E^5}{\nu^2 H}$$

Avec 'H' : la hauteur des cylindres concentriques et 'E' l'entrefer entre les cylindres.

Le diagramme 'figure 32' indique que les régimes axisymétriques ne peuvent s'obtenir que dans deux régions :

- Les zones inférieures (en bas à gauche du diagramme) : où les effets de friction et de conduction sont importants dans les couches limites. Le régime axisymétrique inférieur est directement la conséquence des facteurs dissipatifs (principalement par conduction thermique pour les métaux liquides).
- Les zones supérieures (en haut à droite du diagramme) : où les effets de la rotation permettent à l'écoulement d'être en équilibre géostrophique. Le régime axisymétrique supérieur est une conséquence de l'action de la force de Coriolis sur les cellules convectives. Les facteurs de dissipation par friction et conduction de chaleur jouent un rôle mineur.

Lorsque les régimes deviennent instables, les auteurs différencient deux régions :

- Une région où les écoulements sont non axisymétriques mais restent réguliers, au centre du diagramme (ondes baroclines stationnaires 'figures 32' et/ou mouvements auto-oscillants 'figure 24'). Les mouvements auto-oscillants se rencontrent principalement pour des configurations où la hauteur du bain est faible (typiquement pour nos configurations quand la hauteur du lingot de cérium est inférieure à 20 mm).
- Une région où les écoulements sont fortement instationnaires et déstabilisés (régime de turbulence géostrophique) à droite du diagramme, c'est-à-dire pour les vitesses de rotation élevées.

Hide & Mason ont indiqué sur le diagramme ' $Ro_{thermique}=f(Ta)$ ' en 'figure 32', la position des géométries caractérisant l'écoulement pour un gradient horizontal de température constant, suivant l'augmentation de la vitesse de rotation (lettres de A, à F).

A la vue de l'importance des effets diffusifs, les caractéristiques des écoulements dépendront fortement du nombre de Prandtl. Fein & Pfeffer [27] mettent en évidence la dépendance du diagramme de stabilité suivant les valeurs du nombre de Prandtl. Pour une faible valeur du nombre de Prandtl, les régions recouvrant les régimes d'ondes baroclines régulières et les régimes de turbulence géostrophique existent pour des grandes valeurs des nombres de Taylor et de Rossby thermique. Par conséquent, le régime axisymétrique inférieur s'installe dans le diagramme sur une surface bien plus importante (principalement du fait de la forte diffusivité thermique).

De fait nous ne pouvons pas très simplement, inscrire nos points expérimentaux réalisés en cérium ($Pr < 0.01$) dans le diagramme des régimes proposé par Hide sur de l'eau ($Pr=7,16$). De plus, notre configuration ne correspond pas exactement aux géométries décrites par Hide et Mason (gradient de température radial entre deux cylindres verticaux concentriques d'entrefer E). Dans nos expériences, le dépôt d'énergie est en surface au centre du lingot : nous avons à la fois un gradient de température horizontal et un gradient de température vertical.

Alors plutôt que d'essayer de construire un nouveau diagramme des régimes, il nous a semblé plus intéressant de caractériser par des formulations simples, les principes qui régissent l'existence des instabilités baroclines.

6.3.2.2 Théorie des instabilités baroclines.

Le moteur des instabilités baroclines est l'inclinaison qu'il peut exister dans certaines configurations entre les isobares et les isopycnales. C'est une des formes de la convection thermique : le fluide lourd descend et le fluide léger s'élève réduisant ainsi l'énergie potentielle du système.

Les pionniers de la description des instabilités baroclines sont Charney [28] et Eady [29]. Pour faciliter la compréhension, Eady retranscrit ces calculs énergétiques sur le mécanisme des instabilités baroclines sous la forme d'un schéma de principe. L'auteur suppose que le système schématisé 'figure 33' est en rotation autour de l'axe 'z' et que les isopycnales sont inclinées d'un angle ' α ' avec l'horizontale, dans le plan (r,z).

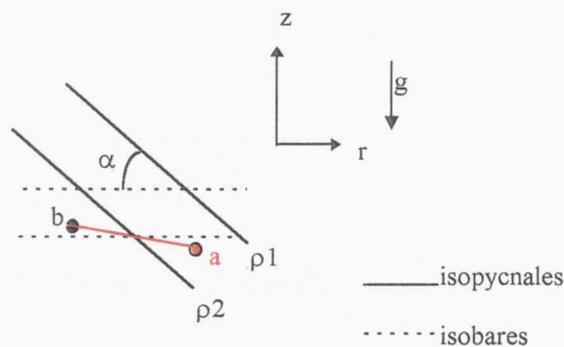


Figure 33 : Schéma descriptif des instabilités baroclines (avec $\rho_2 > \rho_1$).

L'inclinaison des isopycnales n'est possible que de part l'équilibre entre la force de Coriolis et le gradient de pression horizontal. L'équilibre s'établit suivant la verticale, entre la composante de la vitesse dans le plan perpendiculaire à l'axe de rotation (direction azimutale) et les gradients de densité : les équations de cet équilibre portent le nom de 'vent thermique' (cf. paragraphe 3.3.1). Si le système n'était pas en rotation, une telle distribution de densité induirait une circulation dans le plan méridional, pour ramener les isopycnales sur le plan horizontal.

Eady met en évidence qu'au delà d'une certaine vitesse de rotation, le gradient horizontal de température peut causer le cisaillement vertical de la composante azimutale de la vitesse. Ce processus, appelé 'instabilité barocline', engendre une dissipation d'énergie potentielle et entretient une éventuelle perturbation. L'instabilité sera d'autant plus prononcée que la pente par rapport à l'horizontale de la direction de déplacement des particules fluides (ligne a-b, par exemple) sera moins accentuée que l'angle ' α ' (Charney). De plus, les équations de la dynamique des fluides montrent que la pente de la trajectoire des particules est de l'ordre du nombre de Rossby, donc dans tous les cas une augmentation de la vitesse de rotation diminuera la pente à une valeur inférieure à ' α ' (qui lui même augmente avec la vitesse de rotation). De fait, les instabilités baroclines s'entreprendront au delà d'une vitesse de rotation critique (Pedlosky).

Remarque : plus généralement, les instabilités s'observent non pas seulement en déterminant la valeur de l'angle ' α ', mais plutôt en mesurant le ratio entre l'inclinaison des parois par rapport à l'horizontale (interface liquide-solide) et l'angle ' α '. Pour certaine valeur de ce ratio, le système peut être stable, quelle que soit la vitesse de rotation (Mason [30]).

6.3.2.3 Théorie linéaire d'Eady.

Les analyses linéaires de la stabilité d'un écoulement barocline de Eady sont applicables dans le cas de fluide non visqueux, stratifié sur la verticale, tournant rapidement autour de l'axe vertical à la vitesse ' Ω ' constante. Les équations qui traduisent l'équilibre des forces sont celles du vent thermique. La 'figure 29', donne une image du champ des isobares et des isopycnales pour un écoulement confiné dans un cylindre de rayon 'R' et par des parois en partie haute et basse (hauteur totale de fluide : H).

La théorie linéaire d'Eady montre qu'un tel écoulement est stable ou instable suivant les valeurs du nombre de Burger :

$$Bu = \left(\frac{L_D}{R}\right)^2 = \left(\frac{1}{2\Omega R} \sqrt{g \frac{\Delta\rho}{\rho} H}\right)^2 \quad (6.3.2.3.a)$$

Où ' L_D ' est le rayon de déformation interne de Rossby.

L'écoulement est stable, si :

$Bu \geq 0,58$. (condition de stabilité)

6.3.3 Vitesse de rotation optimale.

Les expériences montrent qu'il existe une vitesse de rotation optimale au delà de laquelle on constate une déstabilisation latérale de la zone émettrice de vapeur et une décroissance du débit d'évaporation. Cette déstabilisation correspond manifestement à une instabilité barocline de la zone à fort gradient thermique horizontal sous tache (front thermique).

On peut donc tenter une détermination de cette vitesse optimale en appliquant le critère de Burger à cette zone et en admettant que la tache émettrice (zone de front thermique) devient instable lorsque le rayon interne de déformation de Rossby devient inférieur au rayon de celle-ci.

Nous faisons l'hypothèse que le rayon caractéristique de la tache émettrice est rayon de l'isotherme à 2000 K, correspondant au rayon au delà duquel le débit d'évaporation est pratiquement nul.

Cette analyse est dans un premier temps validée pour deux configurations à faible densité de puissance :

- Une densité de puissance incidente de $0,35 \text{ kW/cm}^2$: les débits mesurés sont de l'ordre de 10 g/h. c'est une configuration exempte de creusement de la surface libre sous la poussée de la pression de vapeur.
- Une densité de puissance incidente de $2,80 \text{ kW/cm}^2$, ou les débits mesurés atteignent 100 g/h en rotation.

Les mesures réalisées à faible densité de puissance, on l'avantage d'être plus précises : l'éblouissement dû à l'impact électronique est plus faible et les dimensions caractéristiques en surface sont supérieures au centimètre. De plus le fait de travailler à ces densités, permet de peu débiter et ainsi conserver des paramètres constants sur des durées plus importantes. Nous reviendrons au 'paragraphe 6.4' sur l'analyse des configurations avec des densités de puissance proches des optimums de débit de vapeur (proches de 8 kW/cm^2).

6.3.3.1 Vitesse de rotation optimale sans débit de vapeur.

Ces travaux concernent une série de mesures acquise pour une puissance électronique de 5 kW, avec une densité de puissance incidente maintenue constante à $0,35 \text{ kW/cm}^2$ (tir C66_1097). Par hypothèse la hauteur du bain est supposée constante à 36 mm (ce qui est inférieur de 4 mm à la hauteur du lingot de cérium). Cette supposition est déduite de l'analyse d'une découpe de lingot de cérium, après un essai en creuset tournant.

Les résultats expérimentaux sont les suivants :

Vitesse de rotation tr/min.	Débit mesuré (g/h) (+/-10%)	Température liquide maximale (K) (+/- 5%)	Rayon de l'isotherme à 2000 K (mm) (+/- 5%)	Rayon du bain (mm) (+/- 5%)	$\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$	Rayon de déformation interne de Rossby (mm) (+/- 10%)	Burger (+/- 30%)
0	1	2072	10	35	0.035	-----	-----
14	5	2128	15	34	0.037	39.30	6.88
22	8	2180	16	34	0.039	25.60	5.57
30	10	2198	18	33	0.040	19.00	1.11
35	12	2210	19	32	0.040	16.30	0.74
40	13.5	2210	20	32	0.040	14.30	0.51
50	13	2205	20	31.5	0.040	11.40	0.33
88	8	2160	19	31	0.038	6.30	0.11
100	6.5	2140	18	30	0.038	5.50	0.09
110	6	2120	17	29	0.037	5.00	0.09
132	5	2100	17	27	0.036	4.10	0.06

Tableau 7 : Calculs des nombres de Burger, à 0,35 kW/cm².

On mesure avec l'élévation de la vitesse de rotation, une augmentation de la température maximale, un élargissement de l'isotherme à '2000 K' jusqu'à 40 tr/min. (+/- 5 tr/min.). Le rendement sur le débit de vapeur peut sembler important, puisque l'on part d'une configuration statique où le débit est pratiquement nul.

Au delà de la vitesse optimale, la mesure du rayon de l'isotherme à '2000 K' est une valeur moyenne effectuée en surface, de part le fait que la géométrie de la source émettrice est fortement dissymétrique (structures baroclines).

Le débit optimal est atteint pour cette configuration de densité de puissance, à 40 tr/min., le nombre de Burger est de '0,51'.

Ceci valide l'hypothèse (à l'erreur expérimentale près), que pour une surface exempte de creusement sous l'impact électronique, la déstabilisation de la zone émettrice (ou diminution du rayon de l'isotherme à 2000 K) est atteinte lorsque le nombre de Burger est inférieur à '0,58', c'est-à-dire quand le rayon de déformation interne de Rossby est inférieur au trois-quarts du rayon de la zone émettrice. Ce qui montre que l'instabilité barocline du 'vent thermique' se développe à des longueurs d'onde supérieures au rayon de déformation de Rossby.

6.3.3.2 Vitesse de rotation optimale avec un débit de vapeur élevé.

Lorsque la puissance est de 5 kW et la densité de puissance incidente de 2,80 kW/cm², les débits de vapeur mesurés atteignent 100 g/h avec l'augmentation de la vitesse de rotation. La hauteur du bain est prise constante et égale à 30 mm.

Les résultats expérimentaux sont reportés dans le ‘tableau 8’ suivant.

Vitesse de rotation tr/min.	Débit mesuré (g/h) (+/-10%)	Température liquide maximale (K) (+/-5%)	Rayon de l'isotherme à 2000 K (mm) (+/- 5%)	Rayon du bain (mm) (+/- 5%)	$\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$	Rayon de déformation interne de Rossby (mm) (+/- 10%)	Burger (+/- 30%)
0	21	2240	9.50	45.0	0.05	-----	-----
22	39	2530	9.71	43.0	0.052	27	7.70
44	73	2600	9.71	42.0	0.055	14	2.00
55	85	2610	10.25	40.5	0.055	11.10	1.15
66	97	2615	11.50	39.5	0.055	9.25	0.65
88	92	2615	10.30	34.0	0.056	7.00	0.45
110	80	2600	10.05	32.0	0.055	5.50	0.25

Tableau 8 : Calculs des nombres de Burger, à 2,80 kW/cm².

Pour cette configuration à 2,80 kW/cm², le débit de vapeur optimal se mesure à 66 tr/min. (+/- 5 tr/min.) ce qui correspond à un nombre de Burger supérieur à 0,58. Pour des vitesses de rotation plus élevées, le débit de vapeur diminue et on observe l'apparition de vortex périphériques anticycloniques.

Par contre, on mesure un gain sur le rendement d'évaporation de l'ordre de 4,5 entre la configuration statique et le débit de vapeur à la vitesse optimale. Ce qui est 2,5 fois plus faible que pour la configuration précédente à 0,35 kW/cm².

6.4 Optimisation des configurations expérimentales.

6.4.1 La densité de puissance électronique incidente.

Expérimentalement, on a pu rapidement constater que la densité de puissance électronique incidente était un paramètre important pour l'obtention d'un gain élevé sur le rendement d'évaporation.

On mesure pour un puissance incidente constante que plus la densité de puissance est élevée (petite dimension de l'impact électronique), moins le gain sur le rendement d'évaporation est important.

Pour tenter d'expliquer cet effet, nous reprenons les résultats des calculs numériques du nombre de Rossby local suivant les densités de puissance, pour une puissance incidente de 5 kW (cf. 'tableau 6').

Densité de puissance incidente (kW/cm ²)	Gain sur le rendement d'évaporation	Vent thermique (m/s)	Nombre de Rossby local
1,70	10	0.032	0.17
2,00	6,60	0.034	0.18
2,55	2,10	0.035	0.20
4,30	1,80	0.042	0.27
5,70	1,75	0.044	0.32
7,20	1,80	0.046	0.37

Tableau 9 : Tir C69_1097. P= 5 kW.

On constate que le gain minimal sur le rendement de vapeur s'obtient pour le nombre de Rossby local le plus élevé. Pour une puissance de 5 kW et à une densité de puissance de 7,20 kW/cm², le Rossby moyen sous tache est trop élevé pour que la rotation ait un effet sur la convection locale et donc sur le rendement d'évaporation.

Par contre, quand on augmente de diamètre du faisceau (diminue la densité de puissance), l'extension latérale de la zone chaude croît. L'écoulement moyen sous la zone chauffée se rapproche de l'équilibre géostrophique, ce qui entraîne une diminution de la convection verticale et une augmentation du rendement d'évaporation.

6.4.2 La puissance incidente.

On a mis en évidence que plus le faisceau électronique est grande dimension, plus le gain sur le rendement d'évaporation est important avec la mise en rotation du creuset.

Nous allons maintenant montrer que l'on a de meilleur résultat sur le gain d'évaporation, si la puissance incidente est importante (résultats expérimentaux 'figure 10').

En effet comme nous l'avons mesuré pour les configurations en creuset fixe, quelle que soit la puissance incidente, l'optimum de débit de vapeur s'obtient pour une densité de puissance proche des 8 kW/cm² (+/- 5 %).

De fait, à l'optimum de débit plus la puissance est élevée, plus la dimension du faisceau électronique sera importante, donc meilleur sera le gain sur le rendement d'évaporation en creuset tournant.

Pour le démontrer, on calcule numériquement le vent thermique et le nombre de Rossby local correspondant aux optimums de débit pour les essais à 3, 5 et 8 kW reportés sur la 'figure 10'. La hauteur du lingot de cérium est augmentée pour les essais à forte puissance incidente. Elle est respectivement de 30, 35 et 45 mm.

En plus de ces valeurs, on précise dans le tableau suivant, les résultats de la mesure du rayon de déformation interne de Rossby et du nombre de Burger.

P (kW)	Vitesse l'optimum de débit (tr/min.)	Débit optimal en rotation (g/h) (+/- 5 g/h)	Gain sur le rendement d'évaporation	T maximal (Kelvin) (+/- 5%)	Rayon à 2000 K (mm) (+/- 10%)	Vent thermique (m/s)	Nombre de Rossby local	L _d (mm) (+/- 10%)	Bu (+/- 30%)
3	97	59	1,25	2805	8	0.061	0,41	7,0	0,68
5	78	167	1,75	2825	11	0.051	0,27	8,8	0,62
8	70	308	2,35	2780	16	0.042	0,18	11,5	0,55

Tableau 10 : Calculs des nombres de Rossby et de Burger, aux densités de puissance des optimums de débit statique pour 3, 5 et 8 kW.

On rappelle que les densités de puissance sont maintenues constantes à 7 kW/cm^2 (+/- 0,1 kW/cm^2) pour les trois puissances incidentes du 'tableau 10'.

Les valeurs relatives des nombres de Rossby ' ε ' calculés, donnent une explication plausible des résultats reportés sur la 'figure 10'.

A 3kW, le Rossby moyen sous tache est trop élevé ($\varepsilon=0,41$) pour que la rotation ait un effet sur la convection locale et donc sur le rendement d'évaporation.

Par contre, quand on augmente la puissance du faisceau et corrélativement son diamètre, l'extension latérale de la zone chaude croît (à 8 kW le rayon de l'isotherme à '2000 K' est de 16 mm). L'écoulement moyen sous la zone chauffée se rapproche de l'équilibre géostrophique (à 8 kW, $\varepsilon=0.18$), ce qui entraîne une diminution des transferts convectifs radiaux et une augmentation du rendement d'évaporation.

Comme les données de ce tableau correspondent aux valeurs optimales des vitesses de rotation au delà desquelles les débits de vapeur chutent, on valide aussi l'hypothèse que la déstabilisation de la zone émettrice est atteinte lorsque le nombre de Burger est inférieur à 0,58 (condition de stabilité de Eady) : c'est-à-dire quand le rayon de déformation interne de Rossby est inférieur du rayon de la zone émettrice.

7. Conclusion et perspectives.

Les résultats obtenus en creuset rotatif confirment l'action bénéfique de ce procédé sur la réduction des échanges de chaleur et l'augmentation du débit de vapeur. Sa mise en œuvre expérimentale s'est avérée simple et fiable, notamment grâce à l'utilisation du joint d'étanchéité 'ferrofluide'.

Les observations par la caméra rapide à haute dynamique et les mesures expérimentales (imageries 'X' et thermique), ont permis de préciser la phénoménologie de l'évaporation du cérium par bombardement électronique en creuset tournant.

Quatre points ont particulièrement été étudiés :

-1- L'augmentation avec la vitesse de rotation du débit d'évaporation, pour une densité de puissance incidente donnée.

Cette hausse de débit de vapeur est due conjointement à un élargissement de la source émettrice de la vapeur et à une augmentation de la température au centre du bain.

La rotation a pour principal effet de renforcer la stabilité de la stratification thermique qui apparaît au sein du bain d'évaporation sous la zone d'émission de la vapeur, induite par le faisceau d'électrons. Lorsque la densité de puissance incidente est comprise entre 1 et 10 kW/cm^2 , les nombres d'Ekman et de Rossby locaux sont petits devant l'unité et il peut donc s'établir un équilibre géostrophique dans le bain de cérium.

La force Coriolis va s'opposer à ce que les particules fluides s'écartent ou dévient des axes qui ne sont pas parallèles à l'axe de rotation. L'écoulement de cérium se réorganise complètement (à l'exception des couches limites). L'équilibre entre le gradient de pression horizontal et la force de Coriolis conduit à une diminution de la convection radiale dans cette région.

Pour un chauffage purement axisymétrique, les courants de convection deviennent azimutaux : ils ont donc une contribution moins importante dans les transferts thermiques. Ceci induit à la fois à une augmentation de la température maximale et à un élargissement de la source de vapeur.

-2- La diminution du diamètre du bain liquide, avec formation en bordure du creuset d'une zone de métal solide.

La force de Coriolis semble avoir une influence sur les courants thermocapillaires. On mesure une réduction des extensions radiales de l'écoulement, ce qui induit une réduction du diamètre liquide du bain en surface.

Cependant, cet effet ne paraît pas à lui seul, être responsable de l'augmentation de la température maximale et de l'élargissement de la source de vapeur, qui s'observent déjà fortement dès la mise en rotation du creuset. Les vitesses de la convection thermocapillaire doivent être trop importantes en surface pour que la force de Coriolis soit dominante, surtout quand les vitesses de rotation sont faibles.

-3- Au delà d'une vitesse de rotation optimale, on constate un plafonnement du gain sur le rendement d'évaporation, suivi d'une chute de ce gain.

Les travaux expérimentaux mettent parfaitement en évidence que le creusement de la surface libre par la pression de recul de la vapeur, n'est pas responsable de la limitation en vitesse.

De même, il ne semble pas que cette limitation en vitesse, soit causée par la force centrifuge ou par l'action de la force centrifuge sur l'augmentation de la concavité de la surface libre.

Par contre, on observe que juste après l'optimum du débit de vapeur, l'écoulement en surface n'est plus axisymétrique. Nos mesures et observations laissent à penser que ces mouvements non axisymétriques sont développés par des ondes baroclines.

Le moteur des instabilités baroclines est l'inclinaison qui existe dans certaines configurations entre les isobares et les isopycnales (c'est une des formes de la convection thermique). L'inclinaison des isopycnales découle de l'équilibre entre la force de Coriolis et le gradient de pression horizontal. L'équilibre s'établit suivant la verticale, entre la composante de la vitesse dans le plan perpendiculaire à l'axe de rotation (direction azimutale) et les gradients de densité (les équations de cet équilibre portent le nom de 'vent thermique').

Au delà d'une certaine vitesse de rotation, l'inclinaison des isopycnales peut rompre l'équilibre géostrophique. Dans ce cas, la vitesse géostrophique ne sera plus entièrement azimutale, d'où une augmentation des transferts convectifs, une diminution de température et une déformation de la zone d'émission de la vapeur.

Pour mettre en évidence l'effet de saturation en débit au delà d'une certaine vitesse de rotation pour une densité de puissance donnée, l'idée principale a été de confronter nos résultats expérimentaux à la théorie linéaire de Eady.

Cette théorie différencie les régimes d'écoulement stable ou instable suivant la valeur du nombre de Burger. Plus particulièrement, nous avons comparé l'évolution du rayon de déformation interne de Rossby (rayon noté ' L_D ',) avec une dimension caractéristique du gradient thermique en surface (rayon de l'isotherme '2000 K' en cérium : dimension au delà de laquelle le débit de vapeur est pratiquement nul).

On montre expérimentalement (cf. paragraphe 6.3.3), que conformément aux travaux de Eady, l'écoulement est stable dès lors que le nombre de Burger est supérieur à '0,58' (Critère de stabilité de Eady).

-4- L'augmentation du gain de rendement d'évaporation avec la puissance incidente du faisceau électronique.

Un gain supérieur à un facteur 2,5 a été obtenu par rapport aux conditions d'évaporation optimales en creuset fixe, pour une puissance de 8 kW. Pour un impact électronique défocalisé à cette même puissance, il peut atteindre un facteur 10.

Pour un impact électronique ponctuel parfaitement positionné sur l'axe de rotation du creuset, ces débits sont stables et obtenus sans aucune projection de métal en fusion.

En montre expérimentalement, par le suivi des paramètres de contrôle (en particulier le nombre de Rossby local, noté ' ϵ ', traduisant le ratio entre l'accélération relative et l'accélération de Coriolis) que le gain sur le rendement d'évaporation est d'autant plus important que le nombre de Rossby local est petit devant l'unité (prédominance de la force de Coriolis).

Pour un dépôt d'énergie axisymétrique cette condition est remplie quand:

- A puissance incidente constante, le faisceau d'électrons est défocalisé en surface.
- A densité de puissance incidente donnée, la puissance du faisceau électronique est la plus élevée possible (la tache est plus grande, les gradients plus faibles).

Pour valider ces travaux expérimentaux, il serait intéressant de confronter ces résultats avec une modélisation.

Ce modèle doit en particulier prendre en compte dans le repère tournant les forces de Coriolis et centrifuge, la surface libre déformable et les effets des forces capillaires. La géométrie modélisée pourra être '2D' axisymétrique pour les basses vitesses de rotation, mais devra évoluer vers le '3D', pour rendre compte des conséquences de l'instabilité barocline.

8. Bibliographie.

- 1 Greenspan : The Theory of Rotating Fluids. 1968. (1^{er} éd.). Cambridge Univ. Press.
- 2 Hopfinger : Rotating fluids in geophysical and industrial applications. 1992. Ed. Springer Verlag. Wien-New York.
- 3 Chandrasekhar : Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability. 1961. Dover Publ. Inc. New-York.
- 4 Pedlosky : Geophysical Fluid Dynamics (2^{ième} éd.). Springer-Verlag, NY, 1979,1987.
- 5 Hide : Rev. On the dynamics of rotating fluids and related topics in geophysical fluid dynamics. 1966. American Meteorological Society. Vol. 47,N° 11, pp 873-884.
- 6 Schlichting : Boundary layer theory. 1968. Mc Graw-Hill, Chap XIX, pp 745.
- 7 Maslowe : Instability of rigid rotating flows to non-axisymetric disturbances. J. Fluid. Mech. 1974. Vol. 64, pp 307-315.
- 8 Nakagawa et Frenzen : A theoretical and experimental study of cellular convection in rotating fluids. 1955. Tellus, Vol. 7, pp 1-21.
- 9 Boubnov et Golitsyn : Convection in rotating fluids. 1995. Klumer Academic Publ.
- 10 Golitsyn : A similarity approach to the general circulation of planetary atmospheres. 1970. Icarus. Vol. 13, N° 1, pp 1-24.
- 11 Fultz & Hide : Experimental analogies to atmospheric motions. 1951. Compedium of meteorology. Ed. Malone, Boston, pp 1235-1248.
- 12 Read : Dynamics and instabilities of Ekman and Stewardson layers. 1992. (Hopfinger E.L.). Ed. Springer Verlag. Wien-New York.
- 13 Greenspan : A criterium for the existence of inertial boundary layers in oceanic circulation. 1962. Proc. Nat. Acad. Sci. Vol. 48, pp 2034-2039.
- 14 Holopainen : On the effect of friction on baroclinic waves. 1961. Tellus, Vol.13. pp 363-367.
- 15 Hide : The viscous layer at the free surface of a rotating baroclinic fluid. 1964. Tellus, Vol. 26, pp 523-529.
- 16 Barclon : The rôle of the Ekman layers in the stability of the symmetric regime obtained in a rotating annulus. 1964. Jounal of Atm. Sci. Vol. 21, pp 291-299.
- 17 Hide : The viscous boundary layer at the free surface of a rotating baroclinic fluid : effects due to the temperature dependence of the surface tension. Tellus XVII..1965.p 440-442
- 18 Leetmaa, Niiler & Stommel : Does the Sverdrup relation account for the mid-Atlantic circulation ? 1977. J. Marine. Vol. 35, pp 1-10.
- 19 Sverdrup : Wind-driven currents in a baroclinic ocean. 1947. Proc. Nat. Acad. Vol. 33, pp 318-326.
- 20 Rosenblat & al. : Nonlinear Marangoni convection in bounded layers. Part 1. Circular cylinder containners. 1982. J. Fluid Mech. Vol. 120, pp 91-122.
- 21 Friedrich & al. : Marangoni convection in a rotating fluid layer with non-uniform temperature gradient. 1984. J. Fluid Mech., Vol. 27, pp 443-449.
- 22 Nield : The onset of transient convective instability. 1975. J. Fluid Mech. Vol. 71, pp 441-454.

-
- 23 Rudraiah : The onset of transient Marangoni convection in a liquid layer subjected to rotation about a vertical axis. 1982. Mat. Sci. Bull., Vol. 4, N°3, pp 297-316.
 - 24 Sarma : Marangoni convection in a liquid layer subjected to rotation about a transverse axis. 1979. Proc. of European Symp. on Mat. Sci. in space, Grenoble, April 1979, ESA Sp-142.
 - 25 Guilbaud : Effect of melt surface depression on the vaporization rate of a metal heated by an electron beam. (Proceedings of the conference on EB melting, 1995. Ed Bakish).
 - 26 Hide & Mason: Baroclinic waves in a rotating fluid subject to internal heating. 1970. Phil. Trans. Roy. Soc. London. Vol=268, N°1186, pp. 201-232.
 - 27 Fein & Pfeffer : An experimental study of the effects of Prandtl number on thermal convection in a rotating differentially heated cylindrical annulus of fluid. 1976. J. fluid Mech. 75, pp 81-112.
 - 28 Charney : The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current. 1947. Journ. Meteor. 4, pp 135-163.
 - 29 Eady : Long waves and cyclone waves. 1949. Tellus 1, pp 33-52.
 - 30 Mason : Baroclinic waves in a container with sloping end walls. 1974. Phil. Trans. Roy. Soc. London. Vol=278, N°1284, pp. 397-445.

CONCLUSION GENERALE.

Les travaux réalisés sont axés sur l'étude du comportement thermohydraulique d'un bain de cérium liquide soumis à un bombardement électronique dans différentes configurations, pouvant conduire à une évaporation intense.

Contributions.

Dans un premier temps, nous nous sommes efforcés de caractériser expérimentalement la configuration statique (impact ponctuel du faisceau électronique en creuset fixe). C'est-à-dire nous avons établi une corrélation entre les mesures (précises et fiables) de la densité de puissance électronique incidente, les mesures de débit de vapeur, les cartes de température de la surface du métal liquide et les mesures de la profondeur de creusement de la surface libre sous la poussée de la pression de vapeur.

A notre connaissance, ces études n'avaient jamais été réalisées en évaporation par bombardement électronique, de manière aussi complète.

Le suivi du débit de vapeur de cérium pour un impact axisymétrique du faisceau électronique, nous a permis de différencier trois régimes d'évaporation (stable, fluctuant et projectif), suivant la densité de puissance et ceci pour une gamme de puissance incidente comprise entre 2 et 8 kW.

On obtient une bonne adéquation entre les mesures expérimentales du creusement de la surface sous la poussée de la pression de vapeur et la résolution numérique de l'équation de Laplace-Young, traduisant l'équilibre de la surface libre.

La principale contribution de cette première étude a été de mettre en évidence les raisons de la saturation avec l'augmentation de la densité de puissance, du débit de vapeur et de la température. On montre expérimentalement que la saturation est due conjointement à l'augmentation des convections gravitaire et de Marangoni et à la forte recondensation de la vapeur sur les parois du cratère formé.

Les instabilités de surface, qui naissent dans les configurations de fort creusement (oscillations, et projections de liquide), ne sont pas à l'origine de la saturation en débit et en température. Les analyses spectrales complémentaires à ces travaux, montrent que le domaine de réponse fréquentielle des instabilités du creusement en cérium, est compris entre 40 et 90 Hz, suivant la densité de puissance et la qualité de l'impact du faisceau électronique (axisymétrie).

Le seuil des projections expérimental s'inscrit parfaitement dans le diagramme des régimes de stabilité du creusement, où l'on considère que le creusement produit des ondes de surface et conduit à des projections de liquide quand la pente de la paroi du cratère s'approche de la verticale.

A la vue de ces résultats, trois autres thèmes d'études ont été abordés pour réduire le creusement de la surface libre et les pertes d'énergie dues à la convection (thermogravitaire et thermocapillaire), dans le but d'augmenter le rendement d'évaporation.

La première action a consisté à réduire le creusement de la surface par un balayage adapté du faisceau électronique.

Les essais réalisés avec des densités de puissance comprises entre 12 et 50 kW/cm², permettent avec un réglage adéquat des paramètres de tir (densité de puissance incidente du faisceau électronique, fréquence de passage et amplitude du balayage) de dépasser le débit optimal des configurations statiques.

Le gain d'évaporation pour les géométries de creuset testées est appréciable pour les modes de balayage linéaire et circulaire du faisceau d'électrons, et il augmente avec la puissance incidente (dans une gamme d'étude comprise entre 3 et 5 kW).

Pour une puissance incidente de 5 kW et pour un balayage circulaire du faisceau d'électrons, le gain en débit est de +90% par rapport au débit optimal statique.

On montre dans ces conditions, que les temps caractéristiques de chauffage, de creusement et de propagation des ondes gravito-capillaires encadrent bien le temps de passage correspondant à l'optimum de débit dans les modes transitoires.

La deuxième action envisagée a consisté à faire intervenir des forces susceptibles de freiner ou de changer la morphologie de l'écoulement. Deux solutions ont été mises en œuvre : l'application d'un champ magnétique extérieur vertical et la mise en rotation du creuset.

L'application d'un champ magnétique extérieur peut atténuer les vitesses convectives du liquide, par la création d'un champ de force de freinage magnétique.

Dans la configuration expérimentale présentée, nous n'avons pas réussi à mettre en évidence la force de freinage. Le principal effet qui s'est fait ressentir lors de l'application du champ magnétique, est une augmentation de la densité de puissance suite à l'action focalisatrice du champ sur le faisceau électronique.

Par contre, pour certaines configurations de tir ($I_{\text{électronique}}=125$ mA, $B_{\text{ext}}>0,1$ T), l'application du champ magnétique s'accompagne d'une mise en rotation sensible du bain (structure spiralée en surface). Ceci s'explique du fait qu'une des composantes de la force de Laplace est égale au produit vectoriel de la densité de courant électrique dans le bain par le champ magnétique.

Cependant, il ne nous a pas été possible de quantifier cet effet de mise en rotation par le couple magnétique, sur le débit de vapeur, puisque les densités de puissance du faisceau étaient trop importantes (projection de métal en fusion) et l'intensité du faisceau électronique trop faible.

Les résultats obtenus lors de l'évaporation en creuset tournant confirment l'action bénéfique de ce procédé sur la réduction des échanges de chaleur et l'augmentation du débit de vapeur. Sa mise en œuvre expérimentale s'est avérée simple et fiable.

Cette hausse de débit de vapeur est due conjointement à un élargissement de la source émettrice de la vapeur et à une augmentation de la température au centre du bain.

En effet, la force Coriolis va s'opposer à ce que les particules fluides s'écartent ou dévient des axes qui ne sont pas parallèles à l'axe de rotation. L'écoulement de cérium se réorganise complètement (à l'exception des couches limites). L'équilibre entre le gradient de pression horizontal et la force de Coriolis conduit à une diminution de la convection radiale.

Pour un chauffage purement axisymétrique, les courants de convection deviennent partiellement azimutaux : ils ont donc une contribution moins importante dans les transferts thermiques. Ceci induit à la fois une augmentation de la température maximale, un élargissement de la source de vapeur et une diminution du diamètre du bain liquide, avec formation en bordure du creuset d'une zone de métal solide.

Par contre, on observe que juste après l'optimum du débit de vapeur, l'écoulement en surface n'est plus axisymétrique. Nos mesures et observations laissent à penser que ces mouvements non axisymétriques sont développés par des ondes baroclines.

Au delà d'une certaine vitesse de rotation, l'inclinaison des isopycnales peut rompre l'équilibre 'géostrophique'. Dans ce cas, la vitesse du fluide ne sera plus entièrement azimutale, d'où une augmentation des transferts convectifs, une diminution de température et une déformation de la zone d'émission de la vapeur.

L'idée principale a été de confronter nos résultats expérimentaux à la théorie linéaire de Eady. On montre que conformément aux travaux de Eady, l'écoulement est stable dès lors que le nombre de Burger est supérieur à '0,58' (Critère de stabilité).

On mesure par la mise en rotation du creuset, une augmentation du gain de rendement d'évaporation avec la puissance incidente du faisceau électronique. Un gain supérieur à un facteur 2,5 a été obtenu par rapport aux conditions d'évaporation optimales en creuset fixe, pour une puissance de 8 kW. Pour un impact électronique défocalisé à cette même puissance, il peut atteindre un facteur 10.

Pour un impact électronique ponctuel parfaitement positionné sur l'axe de rotation du creuset, ces débits sont stables et obtenus sans aucune projection de métal en fusion.

On montre expérimentalement, par le suivi des paramètres de contrôle, que le gain sur le rendement d'évaporation est d'autant plus important que le nombre de Rossby local est petit devant l'unité (prédominance de la force de Coriolis). Pour un dépôt d'énergie axisymétrique cette condition est remplie quand :

- ⇒ A puissance incidente constante, le faisceau d'électrons est défocalisé en surface.
- ⇒ A densité de puissance incidente donnée, la puissance du faisceau électronique est la plus élevée possible (la tache est plus grande, les gradients plus faibles).

Perspectives.

Le développement des diagnostics et la fiabilisation du dispositif expérimental, ont permis d'atteindre et d'observer bon nombre de paramètres ou phénomènes nécessaires à la conduite et à l'optimisation des modes de fonctionnement des évaporateurs. Cependant, ces études peuvent et doivent être complétées. La caractérisation de l'écoulement est nécessaire pour pouvoir extrapoler nos résultats à d'autres métaux et à des configurations différentes.

Pour un impact électronique ponctuel en creuset fixe, la mesure de vitesse en surface reste une donnée importante pour toute comparaison avec une modélisation de la thermohydraulique du bain de métal. Ces acquisitions pourraient être réalisées par le suivi de marqueurs en surface.

Pour ces configurations de tir, il serait aussi intéressant de compléter les mesures du creusement de la surface libre pour les fortes densités de puissance (par l'emploi de la caméra

rapide haute dynamique par exemple), pour les comparer aux analyses spectrales du débit de vapeur : déterminer les modes d'oscillation du creusement, et corrélés ces modes aux trajectoires des projections.

Dans le cadre de l'évaporation obtenue par un balayage du faisceau électronique, il conviendrait de poursuivre et d'affiner les analyses sur les temps caractéristiques de chauffage et de creusement.

De plus, à la vue de nos résultats expérimentaux dans les modes transitoires, il semble que l'emploi d'un canon à électrons axisymétrique pulsé puisse permettre, avec un réglage adéquat de la densité de puissance électronique et de la durée de l'impact, de réduire le creusement et ainsi augmenter le rendement d'évaporation.

Pour observer la force de freinage magnétique, il nous faut absolument reconsidérer l'optique électronique au niveau du creuset : la configuration expérimentale actuelle n'étant pas du tout satisfaisante.

Pour se faire, nous pensons que la mise en place d'un multipôle magnétique, serait appropriée à l'obtention de champ magnétique intense dans le bain métallique, tout en ayant un champ nul sur le parcours du faisceau électronique. Il faudrait donc vérifier ce mode d'action, car il peut s'avérer que cela soit un moyen simple pour diminuer les vitesses convectives de surface et ainsi obtenir une augmentation du rendement d'évaporation.

La magnétohydrodynamique laisse entrevoir d'autres possibilités pour l'augmentation du rendement d'évaporation par l'application d'un champ magnétique externe. Par exemple, un autre moyen d'action susceptible de modifier favorablement la thermohydraulique de l'écoulement serait d'appliquer un champ magnétique obtenu par des électroaimants parcourus par un courant électrique alternatif (entre 50 à 1000 Hz). Ce champ aurait pour effet de générer un écoulement recirculant dans le volume et ainsi s'opposer à la circulation imposée par la convection thermocapillaire.

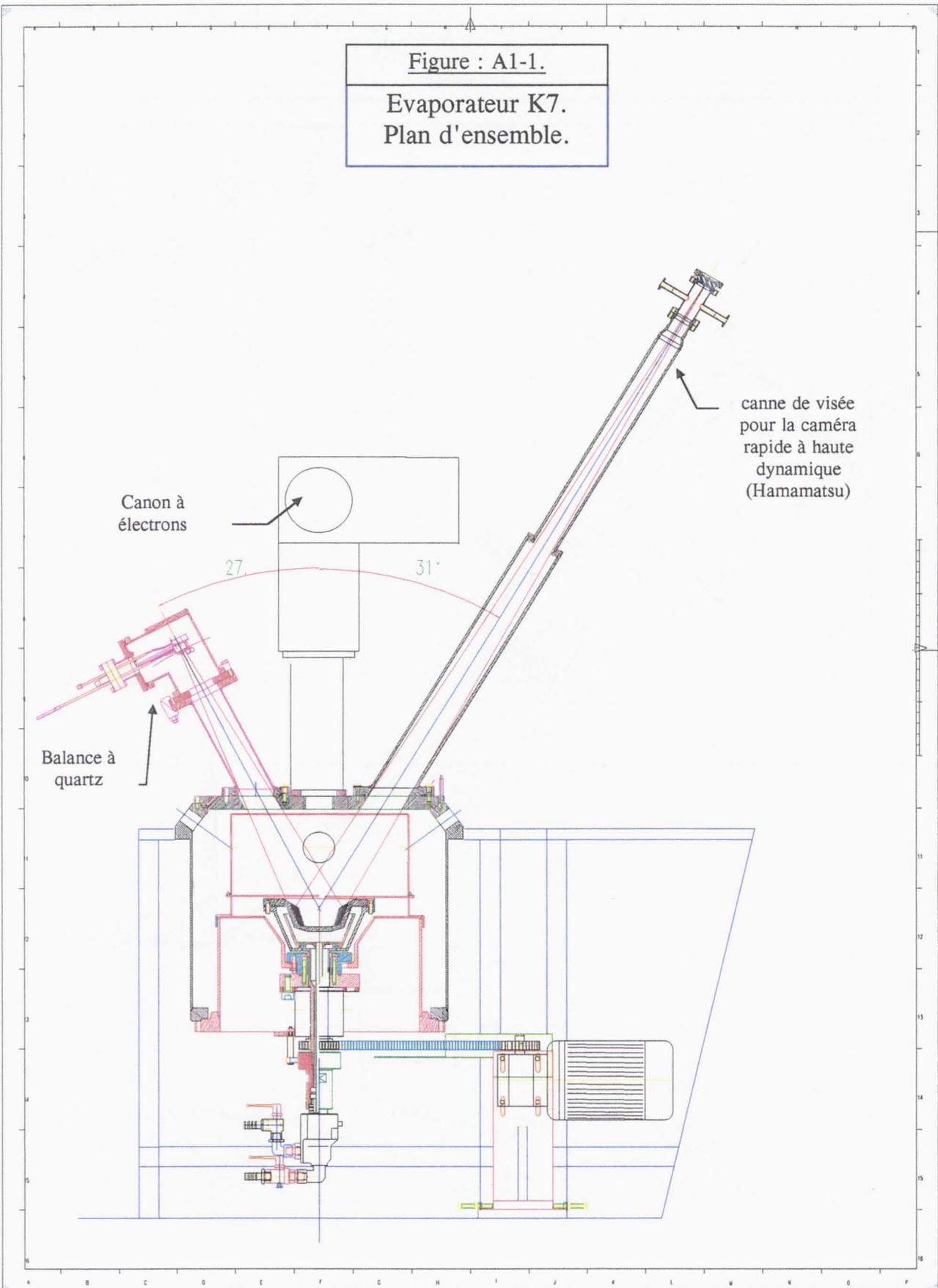
Les travaux en creuset rotatif pourrait faire l'objet d'un calcul numérique. Ce modèle doit en particulier prendre en compte dans le repère tournant les forces de Coriolis et centrifuge, la surface libre déformable et les effets des forces capillaires. La géométrie modélisée pourra être '2D' axisymétrique pour les basses vitesses de rotation, mais devra évoluer vers le '3D', pour rendre compte des conséquences de l'instabilité barocline.

ANNEXE 1 :
Plans d'ensembles de l'évaporateur K7.

Caractéristiques des creusets utilisés :

	Creuset 1 'creuset fixe'	Creuset 2 'creuset fixe & blindage magnétique'	Creuset 3 'creuset tournant'
Masse maximale en cérium (kg)	0,400	1,200	2,200
Hauteur maximale du lingot (mm)	30	50	60
Diamètre maximal du lingot en surface (mm)	60	90	110

Figure : A1-1.
Evaporateur K7.
Plan d'ensemble.



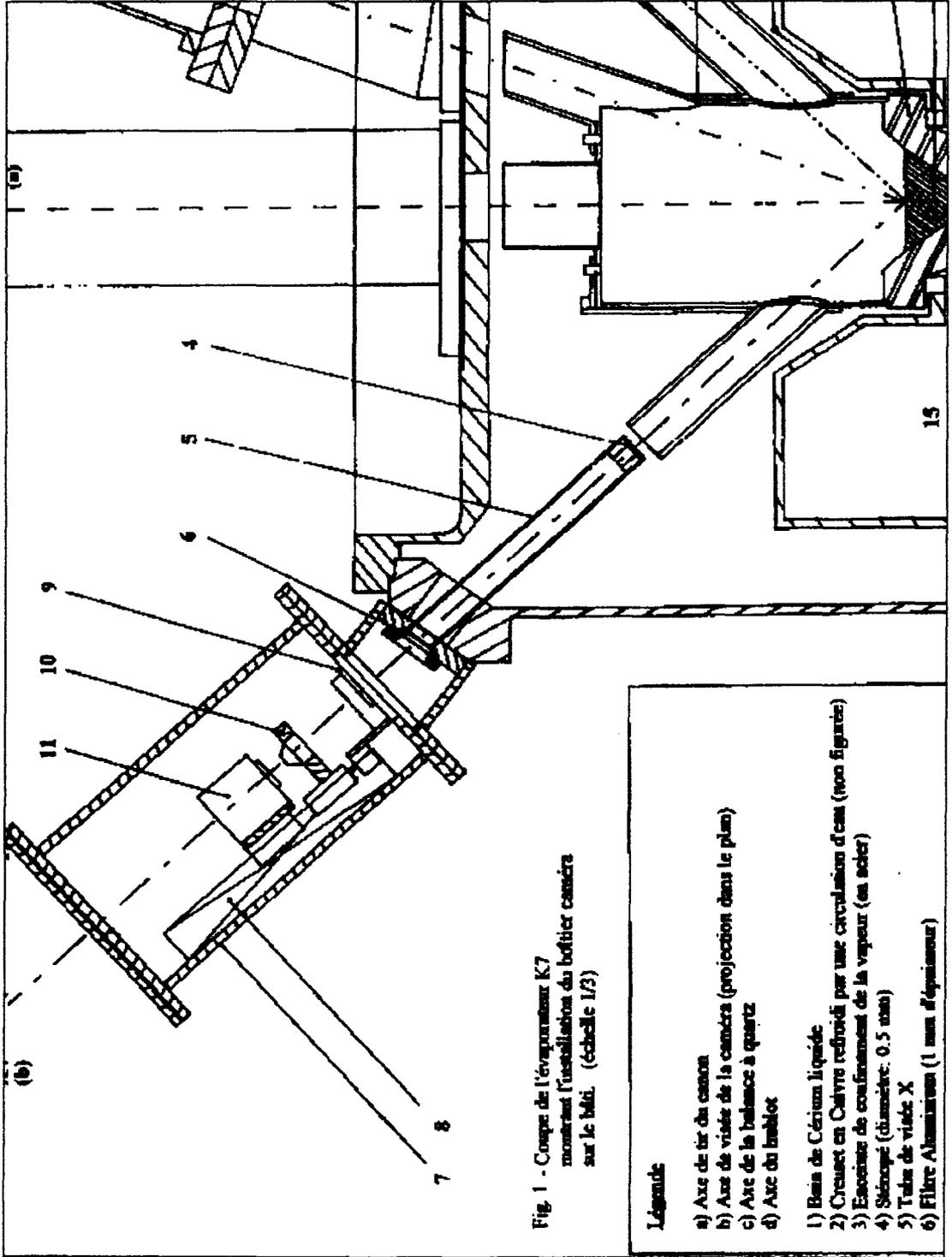


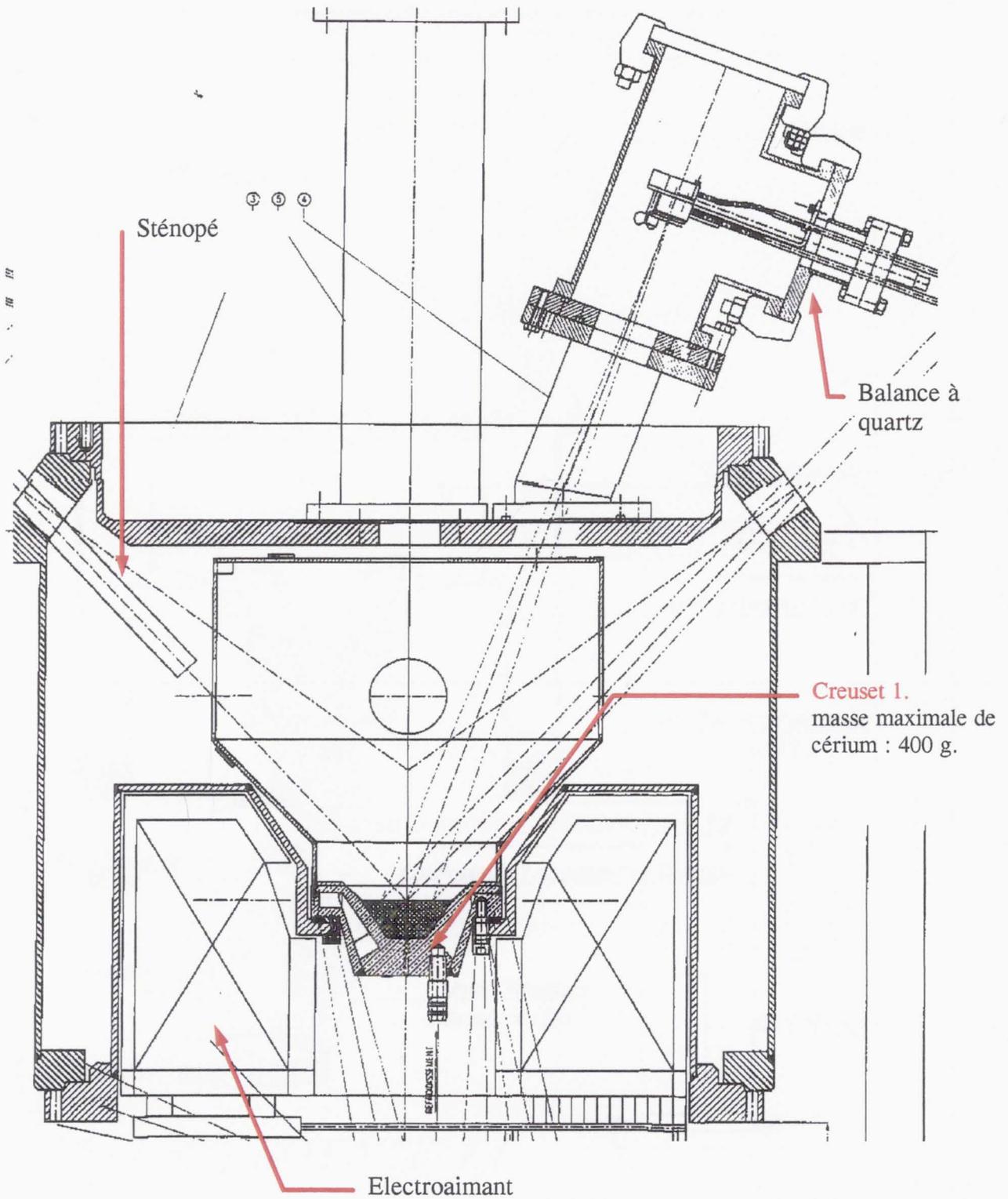
Fig. 1 - Coupe de l'évaporateur K7 montrant l'installation du boîtier caméra sur le bâti. (échelle 1/3)

Légende

- a) Axe de tir du canon
- b) Axe de visée de la caméra (projection dans le plan)
- c) Axe de la balance à quartz
- d) Axe du boîtier
- 1) Bain de Cérium liquide
- 2) Crevette en Calviro refroidi par une circulation d'eau (non figurée)
- 3) Escapote de confinement de la vapeur (en acier)
- 4) Sténopé (diamètre: 0.5 mm)
- 5) Tube de visée X
- 6) Filtre Aluminium (1 mm d'épaisseur)

FIGURE : A1-3.

Installation en 'creuset 1' (creuset fixe), balance à quartz.



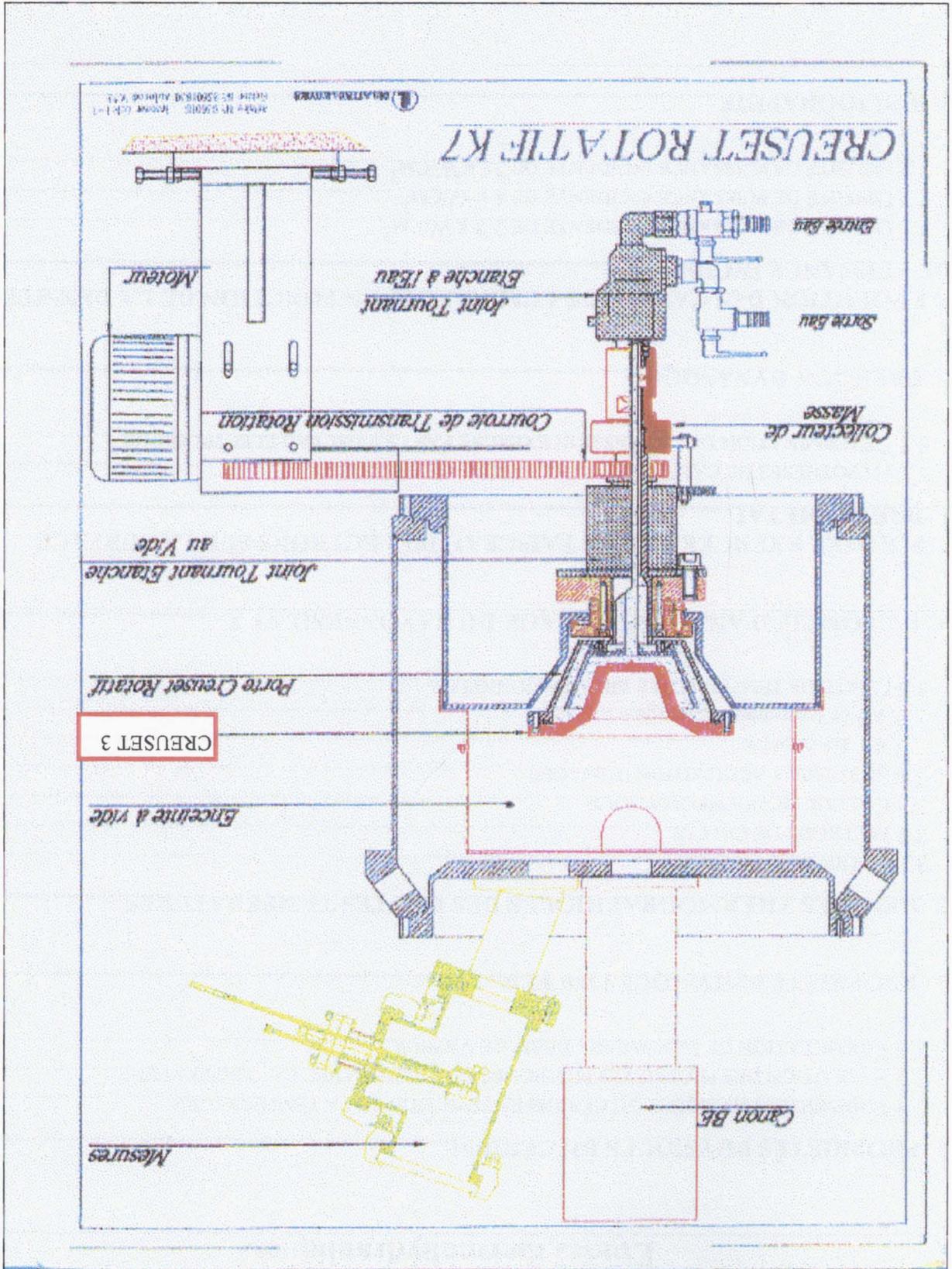


FIGURE : A1-4. Installation en creuset tournant.

<p>ANNEXE 2 : Etudes thermohydrauliques.</p>

1. PROPRIÉTÉS PHYSIQUES DU CÉRIUM.....	207
1.1 PROPRIÉTÉS PHYSIQUES DU CÉRIUM EN FONCTION DE LA TEMPÉRATURE	207
1.2 EVOLUTION DES PROPRIÉTÉS PHYSIQUES DU CÉRIUM AVEC LA TEMPÉRATURE.	208
1.3 FORMULATION DE LANGMUIR : DÉBIT DE VAPEUR.....	208
2. PROPRIÉTÉS PHYSIQUES DU FER.....	209
3. MESURES THERMOGRAPHIQUES DES HAUTES TEMPÉRATURES.....	210
3.1 CHOIX DE LA CAMÉRA.	210
3.2 MÉTHODE DE CALCUL.	210
3.3 CALCUL MONOCHROMATIQUE.....	211
3.4 SYSTÈME D'ACQUISITION D'IMAGES.....	212
3.4.1 <i>La caméra</i>	212
3.4.2 <i>le traitement d'images</i>	213
3.5 CARTE DE TEMPÉRATURE BIDIMENSIONNELLE.	213
4. DISPOSITIF D'ANALYSE D'IMAGE DU RAYONNEMENT X.....	214
5. POUSSÉE EXERCÉE PAR LE FAISCEAU D'ÉLECTRONS SUR LA SURFACE LIBRE DU MÉTAL.....	217
5.1 HYPOTHÈSES DE CALCUL.....	217
5.2 DÉTERMINATION DE LA PRESSION EXERCÉE PAR LE FAISCEAU ÉLECTRONIQUE.	217
6. PRESSION DYNAMIQUE.....	220
7. EVOLUTION DES CARTES DE LUMINANCES EN FONCTION DE LA DENSITÉ DE PUISSANCE INCIDENTE.	225
7.1 DENSITÉ DE PUISSANCE INCIDENTE DE 2,2 kW/cm ²	225
7.2 DENSITÉ DE PUISSANCE INCIDENTE DE 4 kW/cm ²	226
7.3 DENSITÉ DE PUISSANCE INCIDENTE DE 25 kW/cm ²	226
8. BIBLIOGRAPHIE.....	227

1. Propriétés physiques du cérium.

1.1 Propriétés physiques du cérium en fonction de la température.

Les propriétés physiques du cérium sont les suivantes (T : température en Kelvin) :

• Température de fusion	=	1072	K,
• Masse volumique à la température de fusion	=	6687	kg/m ³ ,
• Coefficient de dilatation volumique	=	0,35.10 ⁻⁴	K ⁻¹ ,
• Masse volumique	=	6687*(1-0,35.10 ⁻⁴ *(T-T _{fusion}))	kg/m ³ ,
• Viscosité dynamique	=	6,74.10 ⁻⁴ .exp($\frac{1680}{T}$)	Pa.s,
• Conductivité (solide)	=	5,32+(2,21*10 ⁻² *T)-(5,71*10 ⁻⁶ *T ²)	W/m/K,
• Conductivité (liquide)	=	-3.10 ⁻⁶ *T ² +0,0238*T-1,7596	W/m/K,
• Capacité calorifique	=	2422,3*T ^{-0,316}	J/kg/K ,
• Tension de surface	=	4.10 ⁻⁸ *T ² -4.10 ⁻⁴ *T+1,1302	N/m,
• Gradient de tension de surface : $\frac{\partial\sigma}{\partial T}$	=	-3,3.10 ⁻⁴	N/m/K
• Emissivité du cérium (2000 K)	=	0,33	
• Chaleur latente de vaporisation	=	2,98.10 ⁶	J/kg,
• Chaleur latente de solidification	=	38963,6	J/kg,
• Pression de vapeur saturante	=	133,33 × 10 ^{($\frac{-21613,86}{T}-0,0295 \cdot \text{Log}_{10}(T)+8,80267$)}	Pa.

D'après Hultgren et al. [1].

1.2 Evolution des propriétés physiques du cérium avec la température.

Le tableau 1 ci-dessous, reprend l'évolution des principales propriétés physiques du cérium avec la température.

T (K)	ρ (kg/m ³)	λ (W/m/K)	Cp (J/kg/K)	σ (N/m)	Pv (Pa)	μ (Pa.s)	χ (m ² /s)	ν (m ² /s)
1800	6519	31,4	226	0,54	0	0,0018	2,1E-05	2,8E-07
2000	6472	33,8	219	0,49	1	0,0016	2,4E-05	2,5E-07
2500	6355	39,0	204	0,38	152	0,0014	3,0E-05	2,1E-07
2800	6285	41,4	197	0,32	1278	0,0012	3,3E-05	2,0E-07
3000	6238	42,6	193	0,29	4173	0,0012	3,5E-05	1,9E-07

Tableau 1 : Propriétés physiques du cérium.

Coefficient de rétrodiffusion des électrons (%)	35
---	----

1.3 Formulation de Langmuir : débit de vapeur.

Le taux d'évaporation spécifique (par unité de surface et de temps) d'une substance dans un vide poussée, est donnée par la loi de Langmuir [2] :

$$D_{vap} = P_{sat} \cdot \left[\frac{M}{2 \cdot \pi \cdot R \cdot T} \right]^{1/2}$$

Avec 'T' la température (K) de l'évaporant, 'P_{sat}' la pression de vapeur saturante (Pa), 'M' la masse molaire de l'évaporant (kg), 'R' la constante des gaz parfait (8,314 J/K/mol) et 'D_{vap}' le débit de vapeur en (kg/s/m²).

Dans le cas particulier du cérium, cette relation devient :

$$D_{vap} = 1,584 * P_{saturante} * \sqrt{\frac{140}{T}} \quad \text{g/heure/cm}^2$$

2. Propriétés physiques du fer.

Le 'tableau 2' ci-dessous, reprend l'évolution des principales propriétés physiques du fer avec la température.

T (K)	ρ (kg/m ³)	λ (W/m/K)	Cp (j/kg/K)	σ (N/m)	Pv (Pa)	μ (Pa.s)	χ (m ² /s)	ν (m ² /s)
1900	7026	38,8	733,9	1,9	12	0,0061	7,5E-06	8,7E-07
2000	6957	40,9	715,8	1,8	38	0,0055	8,2E-06	8,0E-07
2500	6612	49,4	641,9	1,6	2989	0,0037	1,2E-05	5,6E-07
2800	6405	53,1	607,3	1,5	19353	0,0030	1,4E-05	4,7E-07
3000	6267	54,9	587,2	1,4	54624	0,0027	1,5E-05	4,3E-07

Tableau 2: Propriétés physiques du fer.

ρ_{solide} (kg/m ³)	7870
T _{fusion} (K)	1810
$\left(\frac{\partial \sigma}{\partial T}\right)$ en (N/m/K)	-0,00045
Coefficient de rétrodiffusion des électrons (%)	23
Emissivité du cérium	0,2
Dilatabilité thermique (1/K)	1,00E-04

3. Mesures thermographiques des hautes températures.

3.1 Choix de la caméra.

La caméra de thermographie utilisée n'est pas un simple pyromètre : ce dernier indique une seule valeur ponctuelle de température, alors que la caméra fournit une image thermique associée à une échelle de température.

Le choix de la caméra (ondes longues [8 ; 12 μm], ondes courtes [3 ; 5.5 μm], ondes très courtes [0.4 ; 1.1 μm]) est directement lié à l'environnement expérimental.

Dans notre cas, plusieurs raisons sont à l'origine de l'utilisation d'une caméra fonctionnant dans le spectre visible :

⇒ la sensibilité d'une caméra fonctionnant dans le visible est plus grande dans la gamme des hautes températures (1500 - 3000 K), gamme qui est celle du bain d'évaporation, permettent des temps de pose plus courts.

⇒ l'utilisation, dans la chaîne de mesure, de hublots traités au plomb est également un facteur important dans le choix d'une caméra à ondes très courtes. Le comportement de ce type de hublot est mieux maîtrisé dans le spectre visible où, pratiquement, le coefficient de transmission spectrale est une constante qui ne dépend que de l'épaisseur du matériau traversé et du traitement antireflet des dioptrés,

⇒ enfin, le choix des très courtes longueurs d'onde permet de diminuer l'incertitude liée à l'émissivité.

3.2 Méthode de calcul.

La méthode d'obtention de la cartographie de température est basée sur la loi de Wien.

La luminance d'un corps noir, dont la surface est portée à une température T (en Kelvin) est donnée par la formule de Planck :

$$L^0(\lambda, T) = \frac{C_1}{\pi} \cdot \lambda^{-5} \cdot \frac{1}{\left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1 \right)} \quad (1.2.a)$$

Avec $C_1 = 2 \cdot h \cdot c^2$, $C_2 = \frac{c \cdot h}{k}$, $L^0(\lambda, T)$ en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$.

Quand le produit $\lambda.T$ est faible ($\lambda.T < 0.312 \text{ cm}^{-1}$), il est possible d'utiliser, en première approximation, la loi de Wien (l'erreur commise par rapport à la loi de Planck étant inférieure à 1 %):

$$L^0(\lambda, T) = A \cdot \lambda^{-5} \cdot \left(e^{\frac{-C_2}{\lambda.T}} \right) \quad (1.2.b)$$

Cette loi d'émission des corps noir doit être corrigée dans notre cas par l'émissivité monochromatique directionnelle du bain de Cérium $\varepsilon(\lambda, T)$.

La connaissance de l'émissivité est délicate. Afin de s'affranchir de ce problème, une mesure de l'énergie à deux longueurs d'ondes différentes est effectuée. Le rapport des énergies aux deux longueurs d'onde considérées permet d'en déduire la valeur de la température correspondante suivant la formule :

$$T = \frac{C_2 \cdot \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)}{\ln \left[\frac{L(\lambda_1, T)}{L(\lambda_2, T)} \cdot \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^5 \right]} \quad (1.2.c)$$

Le choix des longueurs d'onde λ_1 et λ_2 , c'est-à-dire des filtres, peut être évalué à partir de la formule de Wien.

En effet, le calcul est basé sur l'approximation suivant laquelle l'émissivité reste constante sur la gamme de longueur d'onde de la mesure. En fait, une variation de l'émissivité entre deux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 entraîne une incertitude sur la mesure de température qui est donnée par la formule :

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2}{C_2 \cdot (\lambda_2 - \lambda_1)} \cdot \ln \left(\frac{\varepsilon(\lambda_1, T)}{\varepsilon(\lambda_2, T)} \right) \quad (1.2.d)$$

En théorie, il apparaît que l'erreur est minimum lorsque les deux longueurs d'onde sont faibles et éloignées l'une de l'autre.

En pratique, il convient de choisir des longueurs d'onde assez proches afin de réduire l'intervalle de variation de l'émissivité. Dans notre cas, cinq filtres ont été utilisés : 500, 600, 650, 700 et 800 nm.

3.3 Calcul monochromatique.

Les gradients thermiques sont importants lorsque l'on s'éloigne du centre de l'impact, induisant du même coup une erreur sur la valeur de la température. Afin de réduire cette erreur, la cartographie de température est établie le plus souvent à partir d'une seule image thermique, suivant la formule :

$$\frac{1}{T} = \frac{-\lambda}{C_2} \cdot \ln[I_{\text{incidente}}(\lambda)] + \kappa(\lambda, t) \quad (1.3.a)$$

où κ est une constante qui dépend de la longueur d'onde utilisée pour le calcul et du temps d'exposition du capteur (cette constante englobe également les coefficients de transmission de la chaîne de mesure ainsi que l'émissivité monochromatique directionnelle).

Celle-ci est calculée à partir d'une température de référence. Cette température est calculée au centre de la tache focale (où le gradient thermique est faible) à partir de l'expression bichromatique (1.2.d).

3.4 Système d'acquisition d'images.

Celui-ci se décompose en deux sous-ensembles : la caméra et les logiciels d'acquisition et de traitement des images.

3.4.1 La caméra.

La caméra utilisée est une caméra rapide C.C.D. (Hamamatsu, C4880-81/82), à haute dynamique (12 bits) et haute sensibilité, ayant un mode de fonctionnement monocoup ainsi qu'un temps d'intégration pilotable. La matrice du capteur CCD est constituée de 659(h)*494(v) pixels. La vitesse d'acquisition maximale est de 500 images par seconde en mode 32*32. Le C.C.D. est refroidi à -20° en dessous de la température ambiante par un système Peltier de manière à réduire le bruit de fond.

La grande sensibilité de la caméra permet de détecter des intensités très faibles. La source lumineuse observée, en l'occurrence le bain de cérium, émet suffisamment d'énergie dans la gamme de longueur d'onde des filtres. Cette caméra est couplée à un téléobjectif de distance focale réglable (75 mm ~ 600 mm). La chaîne de mesure est représentée ci-dessous :

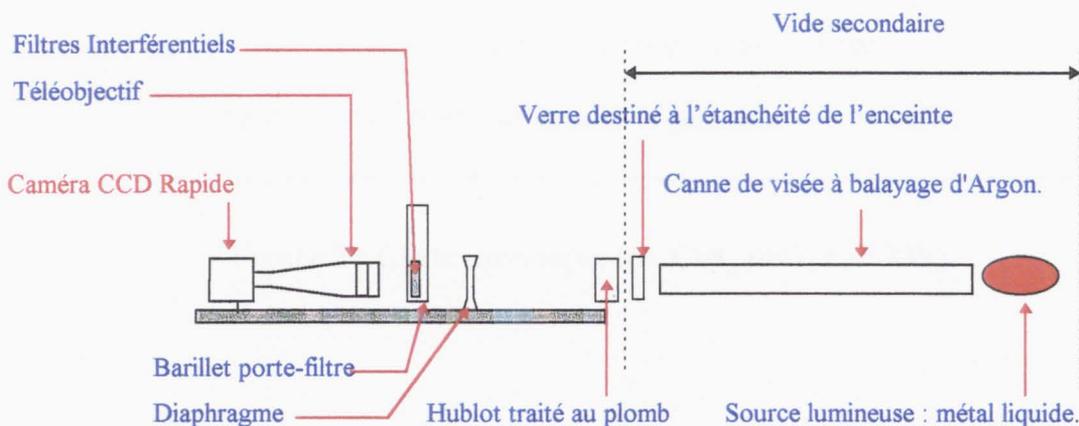


Figure 1 : Schéma de principe du dispositif thermographique.

3.4.2 le traitement d'images.

Les images obtenues sont transférées vers le logiciel d'analyse matricielle MATLAB (Scientific Software Group).

Les images acquises avec deux filtres interférentiels, permettent après traitement numérique d'établir la carte de température de la surface du bain d'évaporation.

3.5 Carte de température bidimensionnelle.

Les paramètres de la configuration expérimentale sont :

Puissance électronique incidente	: 5 kW.
Densité de puissance incidente	: 2,75 kW/cm ²

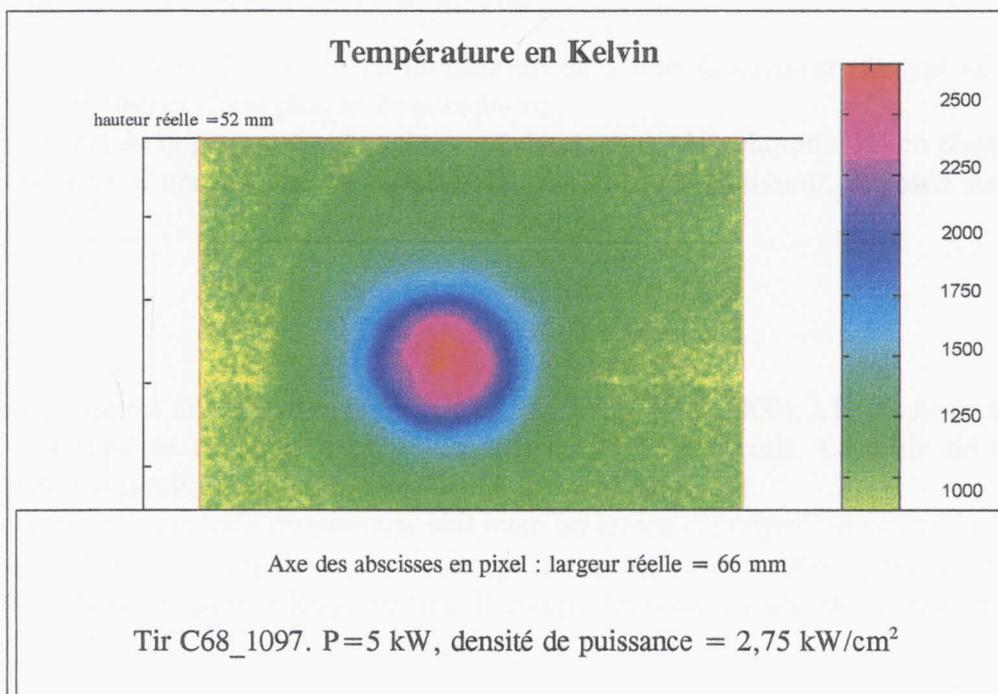


Figure 2 : Carte thermique (tir C68_1097, P=5 kW).

4. Dispositif d'analyse d'image du rayonnement X.

Le banc K7 est équipé d'un dispositif d'acquisition d'image pour l'étude du rayonnement 'X' émis par la surface sous l'impact du faisceau d'électrons.

L'objectif du système est de caractériser la géométrie du dépôt d'énergie.

Le dispositif se décompose en cinq sous-ensembles (le plan d'ensemble du dispositif d'analyse du rayonnement 'X' est reporté en annexe 1, figure A1-2) :

- Le sténopé.

Le sténopé est placé dans l'enceinte à vide (longueur = 120 mm, diamètre d'ouverture = 0,6 mm). Il vise la surface du bain sous un angle de 45° par rapport à la verticale.

- D'un dispositif de conversion du rayonnement.

L'ensemble est constitué d'un filtre en aluminium de 1 mm d'épaisseur (faisant aussi office de barrière d'étanchéité) et d'une plaque de phosphore.

L'intérêt de la plaque de phosphore est de convertir les photons 'X' en photons visibles. Elle est constituée d'une couche de 'Gd₂-O₂:Tb' de 80 µm d'épaisseur, déposée sur une plaque de fibre optique.

- La caméra.

La caméra utilisée est une micro-caméra 'CCD' (MICAM VHR2000), à haute résolution et haute sensibilité. La matrice du capteur est constituée de 752*582 pixels. La taille de chacune des cellules est de 8,6 µm horizontalement et de 8,3 µm verticalement.

Elle fonctionne soit en mode monocoup, soit avec un temps d'intégration pilotable. En mode de saisie d'image Asynchrone instantanée, le temps d'exposition du capteur peut varier de 64 µs à 916 µs. En mode d'intégration longue durée, le temps d'exposition atteint 5 secondes.

- La carte d'acquisition.

SOLO est une carte d'imagerie numérique sur base P.C. Elle alimente la caméra CCD et commande ses fonctions électroniques.

La carte est émulée par les logiciels "ES3/SOLO". Ils permettent un accès facile à toutes les options offertes par la caméra. Le standard de sauvegarde des images retenu est le format 'TIFF'.

• Le logiciel d'analyse matricielle.

Les images sont transférées vers le logiciel de traitement matriciel MATLAB, pour y être analysées numériquement.

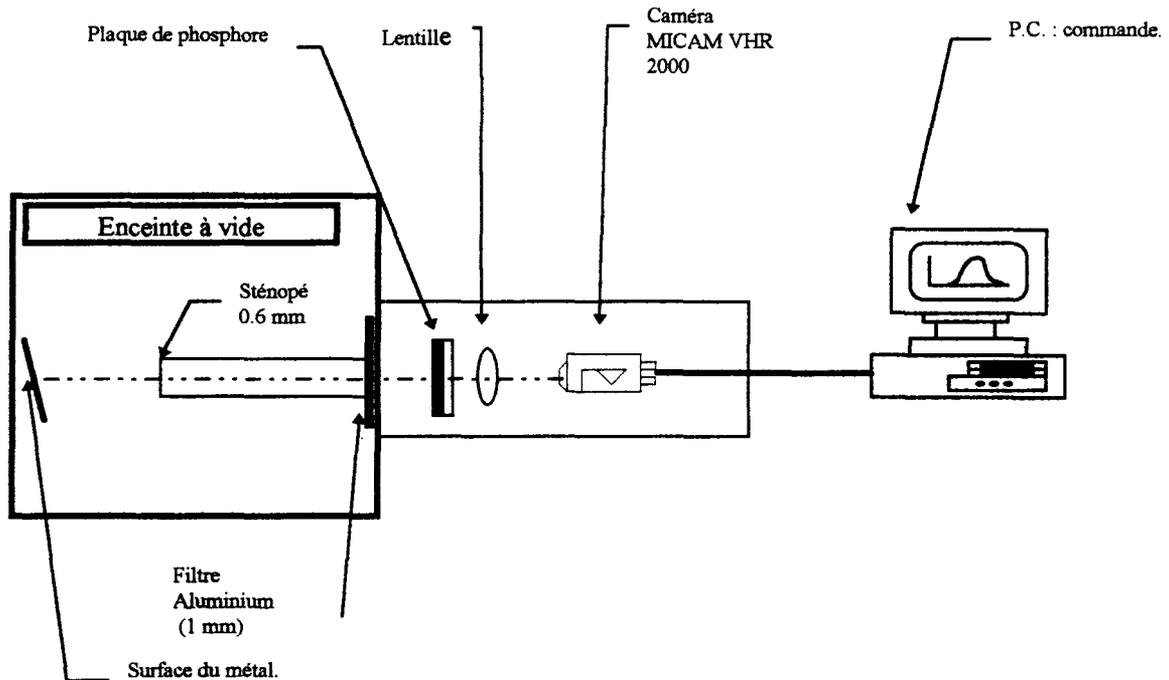


Figure 3 : dispositif optique et système d'acquisition.

• Impact du faisceau d'électrons.

Les paramètres de tir de l'impact statique du faisceau électronique présenté ci-après (figure : 4) sont :

Puissance canon à électrons	: 5 kW.
Densité de puissance incidente	: 2,75 kW/cm ²
Etendue de la fenêtre sur l'horizontale	: 17 mm
Etendue de la fenêtre sur la verticale	: 23 mm

Impact BE statique, Puissance= 5 kW.

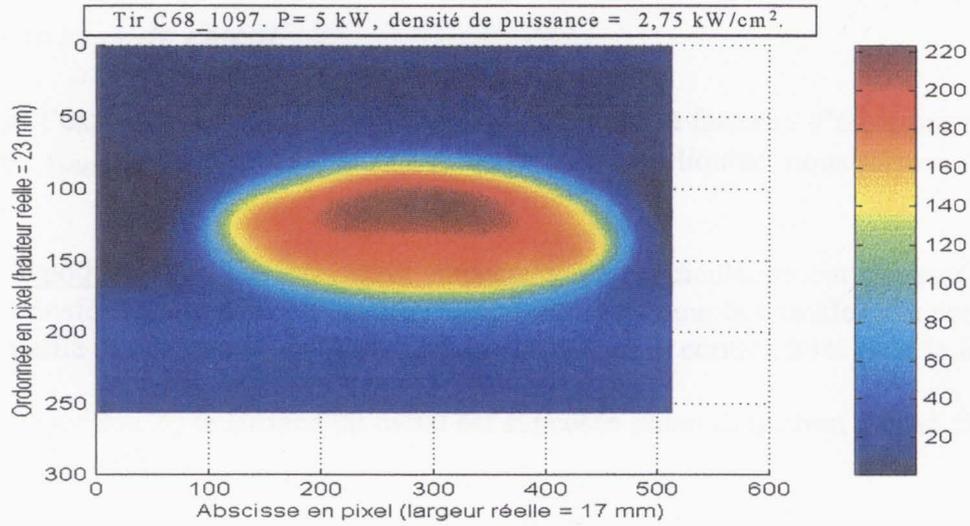


Figure 4 : Image d'impact X , P=5 kW.

• Conclusion.

La résolution du sténopé est actuellement d'environ 1 mm (les images sont déconvoluées sous le logiciel MATLAB).

Les performances du dispositif permettent l'acquisition d'images sur une large gamme de densité de puissance (de 0,1 à 40 kW/cm²).

5. Poussée exercée par le faisceau d'électrons sur la surface libre du métal.

5.1 Hypothèses de calcul.

Pour établir l'expression de la pression ' P_{faisceau} ' qu'exerce le faisceau d'électrons (électrons non relativistes : $\gamma_{\text{relativiste}}=0,95$ proche de 1) à la surface du bain liquide, nous faisons les hypothèses suivantes :

- hypothèse 1 : les électrons impactent perpendiculairement la surface du bain, transférant leur quantité de mouvement au métal pour le chauffer. On considère qu'une partie des électrons est rétrodiffusée (35% pour le cérium, 24% pour le fer) .
- hypothèse 2 : la surface du métal est supposée plane de section S (pas de déformation de l'interface).

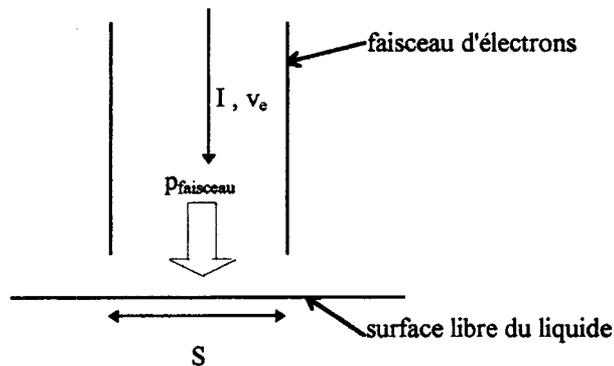


Figure 5 : Schéma de principe.

5.2 Détermination de la pression exercée par le faisceau électronique.

- La Variation de quantité de mouvement de N électrons s'écrit : $I\Delta P_I = IP_{\text{après}} - P_{\text{avant}}I$,
- La quantité de mouvement des électrons rétrodiffusés est, avec ($\delta_{\text{rétro}}=0.35$) :

$$P_{\text{après}} = \delta_{\text{rétro}} N.m_e.v_e \quad (\text{hypothèse 2, avec } v_e : \text{vitesse d'un électrons})$$

- La quantité de mouvement des électrons impactant la surface libre :

$$P_{\text{avant}} = N.m_e.v_e$$

On obtient donc $I\Delta P_I = IP_{\text{après}} - P_{\text{avant}}I = (1 - \delta_{\text{rétro}}).N.m_e.v_e$

- L'expression de N en fonction de l'intensité I du faisceau :

$$N = N_v \cdot V$$

N_v : nombre d'électrons par unité de volume
 V : volume du faisceau contenant N électrons impactant la surface pendant Dt : $V = S \cdot v_e \cdot Dt$

$$I = j \cdot S = \rho \cdot v_e \cdot S = N_v \cdot q \cdot v_e \cdot S$$

avec j : densité de courant dans le faisceau
 ρ : densité volumique de charges
 q : charge électronique

Soit \Rightarrow

$$N_v = \frac{I}{q \cdot v_e \cdot S}$$

Donc

$$N = \frac{I \cdot Dt}{q}$$

Calcul de la vitesse v_e de chaque électrons accélérés sous une d.d.p. $V_b = 40 \text{ kV}$:

- Equation d'énergie d'un électron , avec ' $m_e = 9,109 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ ' et ' $q = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ ' :

$$E_e = \frac{1}{2} m_e \cdot v_e^2 = q \cdot V_b \quad (\text{hypothèse 1})$$

Donc :
$$v_e = \sqrt{\frac{2q \cdot V_b}{m_e}}$$

A.N. pour 40 kV : $v_e = 10^8 \text{ m/s}$ ($\gamma_{\text{relativiste}} = \sqrt{1 - \left(\frac{v_e}{c}\right)^2} = 0.95$)

Calcul de la force F_{faisceau} exercée par le faisceau à l'interface :

Cette force représente la variation de quantité de mouvement des électrons du faisceau au cours du temps. Elle s'écrit :

$$F_{\text{faisceau}} = \frac{DP}{Dt}$$

Compte tenu de ce qui précède :

$$F_{\text{faisceau}} = \frac{I \cdot m_e \cdot v_e \cdot (1 - \delta_{\text{rétro}})}{q}$$

$$\Rightarrow \boxed{P_{\text{faisceau}} = \frac{F_{\text{faisceau}}}{S} = \frac{I \cdot m_e \cdot v_e \cdot (1 - \delta_{\text{rétro}})}{q \cdot S}} \quad (\text{hypothèse 2})$$

Application numérique

Le calcul est effectué pour une configuration où la pression exercée par le faisceau est très élevée. Cette situation correspond aux conditions limites des acquisitions expérimentales des profils de creusement de la surface libre (seuil d'instabilités et de projections).

Pour une intensité de faisceau électronique de 'I=0,125 A' et pour une surface de l'impact de 'S=5.10⁻⁵ m²' (ce qui correspond à une configuration expérimentale pour laquelle la densité de puissance incidente est de plus de 11 kW/cm², c'est-à-dire pour une densité de puissance qui est bien supérieure à celle de l'optimum de débit de vapeur statique), la pression exercée sur la surface liquide par le faisceau électronique est de :

$$P_{\text{faisceau}} = 90 \text{ Pa.}$$

Dans ce mode de fonctionnement, bien que la densité de puissance électronique incidente soit élevée (configuration pour laquelle la saturation de vapeur est prononcée), la pression exercée par le faisceau est plus de dix fois inférieure à la pression exercée par la pression de recul de la vapeur en surface libre ($P_{\text{vapeur}} \approx 900 \text{ Pa}$).

6. Pression dynamique.

La courbure de l'interface induit une surpression locale qui varie le long des parois du creusement.

Cette variation de pression peut s'approcher en intégrant l'équation de Navier-Stokes dans la couche de Marangoni (D. Guilbaud [3]).

- Equation de Navier-Stokes.

Pour une configuration axisymétrique, en supposant l'écoulement laminaire, bidimensionnel, le fluide Newtonien, incompressible en accord avec l'approximation de Boussinesq, en projetant sur une ligne de courant l'équation d'Euler, on obtient :

$$\rho_0 u \cdot \nabla u = -\nabla P + \mu \nabla^2 u + \rho_0 g(1 - \beta(T - T_0)) \quad (6.a)$$

En négligeant les termes du second ordre et les variations de viscosité et de masse volumique, on obtient :

$$\frac{\partial P}{\partial h} = -\rho_0 \frac{u_t^2}{(R_1 + \delta V)} \quad (6.b)$$

Comme δV (épaisseur de la couche limite) $\ll R_1$, on a :

$$\frac{\partial P}{\partial h} = -\rho_0 \frac{u_t^2}{R_1} \quad (6.c)$$

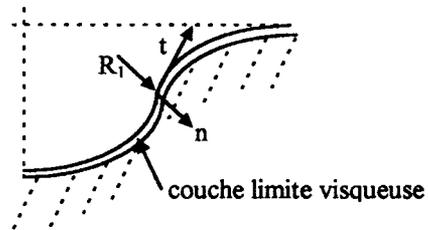


Figure 6 : Schéma de principe du modèle.

En supposant que le profil de vitesse est linéaire dans la couche limite visqueuse, l'intégration de l'équation précédente s'écrit :

$$\int_0^{\delta V} \frac{\partial P}{\partial h} dh = \int_0^{\delta V} \frac{-\rho_0 u_t^2}{R_1} dh \quad (6.d)$$

avec $u_t = \frac{U_t}{\delta V}(\delta V - h)$, et comme $R_1 \gg h$ et $R_1 \gg \delta V$, la surpression s'écrit :

$$\delta P = \frac{\rho_0}{3R_1} U_t^2 \delta V \quad (6.e)$$

- Épaisseur de la couche limite visqueuse et vitesse tangentielle.

Pour définir les paramètres thermohydrauliques, on s'appuie sur les travaux de Chan & al [4]. Ces auteurs proposent des solutions complètes pour la thermohydraulique d'un bain de dimensions infinies soumis uniquement à l'effet Marangoni. Il est supposé dans ces calculs que l'épaisseur de la couche visqueuse et l'épaisseur de la couche conductive sont négligeables devant la hauteur du creuset. Ils mettent en évidence dans cette publication que l'écoulement dans le bain dépend, en première approximation, de la distribution du flux de chaleur déposé en surface. Les solutions obtenues sont valables près de la zone de chauffage.

Pour utiliser leurs solutions, il faut vérifier que notre configuration répond aux critères du modèle:

- l'évaporateur K7 présente une géométrie axisymétrique,
- sachant que la conduction sous la tache devient négligeable devant la convection à partir d'une longueur caractéristique L_{caract} on doit avoir :

$$h_{creuset} > L_{caract} \text{ avec } L_{caract} = \frac{\lambda}{\rho \cdot C_p \cdot U}$$

Pour une vitesse U ascendante de quelques cm/s, cette longueur caractéristique est de l'ordre du millimètre. La hauteur du creuset étant bien supérieure à cette valeur, la zone étudiée peut être décrite par les solutions de Chan & al..

Le calcul prend comme première hypothèse que le flux de chaleur 'q' transmis au bain se décrit comme un développement limité en 'r²' :

$$q = q_0 + q_1 \cdot r^2 \quad (6.f)$$

avec 'q₀, q₁' : coefficients de flux

$$P_{incidente} = \int q dS \quad (6.g)$$

On pose 'q₁ = $\frac{q_0}{r_0^2}$ ', avec 'r₀' le rayon caractéristique du faisceau électronique.

On obtient

$$q_1 = \frac{2 \cdot P_{incidente}}{\pi \cdot r_0^4} \quad (6.h)$$

Pour les métaux liquides le nombre de Prandtl est de l'ordre de 10^{-2} , dans ces conditions l'épaisseur de la couche limite visqueuse est inférieure à l'épaisseur de la couche limite thermique.

D'après Chan & al. l'ordre de grandeur de l'épaisseur de la couche limite visqueuse se définit :

$$\delta V = C^{-\frac{1}{4}} \left(\frac{\lambda \mu \nu}{2 \gamma q_1} \right)^{\frac{1}{4}} * P r^{\frac{1}{4}} \quad (6.i)$$

avec $C=0,35093$

- Application numérique.

Pour une configuration expérimentale statique de bombardement électronique, les paramètres de tirs sont :

Tir : C54_0897,
 Métal : cérium,
 $P_{\text{incidente}} = 5 \text{ kW}$,
 Indice de focalisation = 276,
 Densité de puissance incidente = $4,80 \text{ kW/cm}^2$,
 Débit de cérium mesuré = 73 g/h.

- La démarche de l'application numérique est la suivante.

A partir du profil de température acquis lors du tir par le dispositif d'images thermographiées (figure : 7, $T_{\text{maxi}} = 2645 \text{ K}$), on effectue un premier calcul numérique pour définir le profil de creusement (figure : 8). Les propriétés physiques du métal sont définies à la température moyenne du bain.

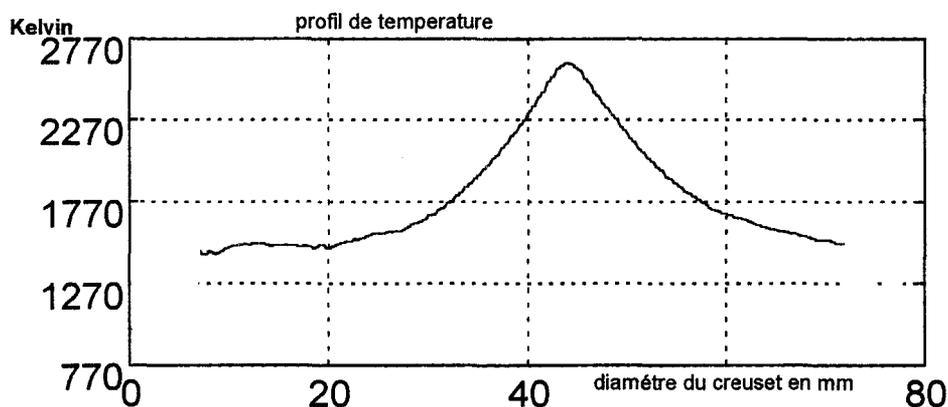


Figure 7 : Profil de température, $P=5\text{kW}$, Indice de focalisation.=276.

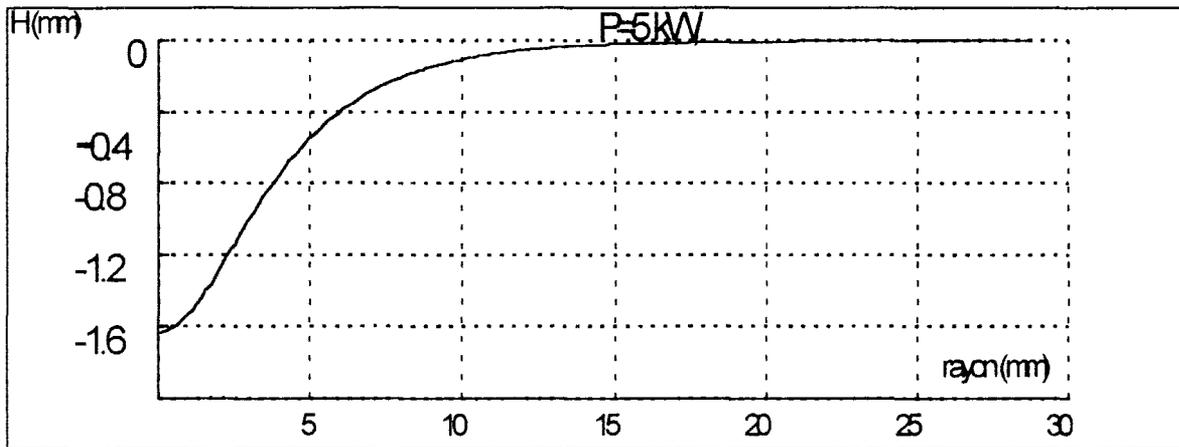


Figure 8 : Profil de creusement, P=5kW, Indice de focalisation.=276.

Pour cette configuration la température maximale de la poche liquide est proche de 2650K, soit une pression de vapeur maximale supérieure à 600 Pa.

Le profil creusement permet de définir en tout point le rayon de courbure, l'épaisseur de la couche limite visqueuse et la surpression dans la courbure (figure : 9).

L'ordre de grandeur de l'épaisseur de la couche limite visqueuse est de 0,018 mm.

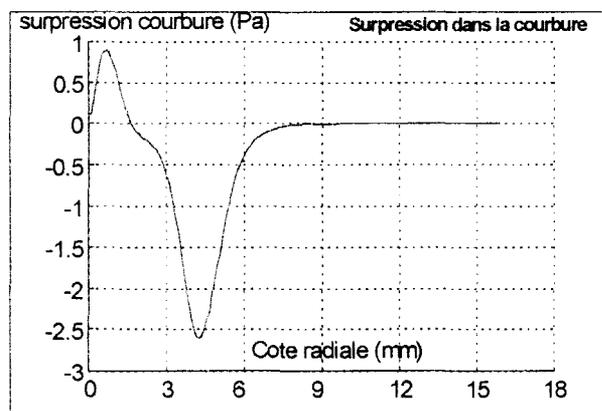


Figure 9 : Surpression, P=5kW, Indice de focalisation.=276.

La surpression dans la courbure atteint une valeur maximale de -2,5 Pa, ce qui est négligeable devant la pression de vapeur maximale.

« Ce résultat confirme bien les hypothèses prises pour le calcul. »

En complément à cette étude, la connaissance de l'épaisseur de la couche limite visqueuse et du gradient thermique expérimental en surface, nous permet de calculer la vitesse tangentielle du fluide.

La condition aux limites en surface libre s'écrit $\frac{\partial u_t}{\partial z} = \frac{-\gamma}{\rho v} \frac{\partial T}{\partial r}$, avec γ le coefficient de tension de surface. En supposant que l'on puisse approcher le gradient vertical par $\frac{\partial u_t}{\partial z} \approx \frac{u_t}{\delta V}$, et en négligeant la contribution des radiations et de l'évaporation dans le bilan thermique (Karcher et al.[5]), on obtient :

$$\boxed{u_t \approx \frac{-\gamma}{\rho v} \delta V \frac{\partial T}{\partial r}} \quad (6.j)$$

Nous avons reporté en figure 10, le calcul de la vitesse tangentielle, avec les paramètres et les mesures expérimentales de la configuration détaillée ci-dessus.

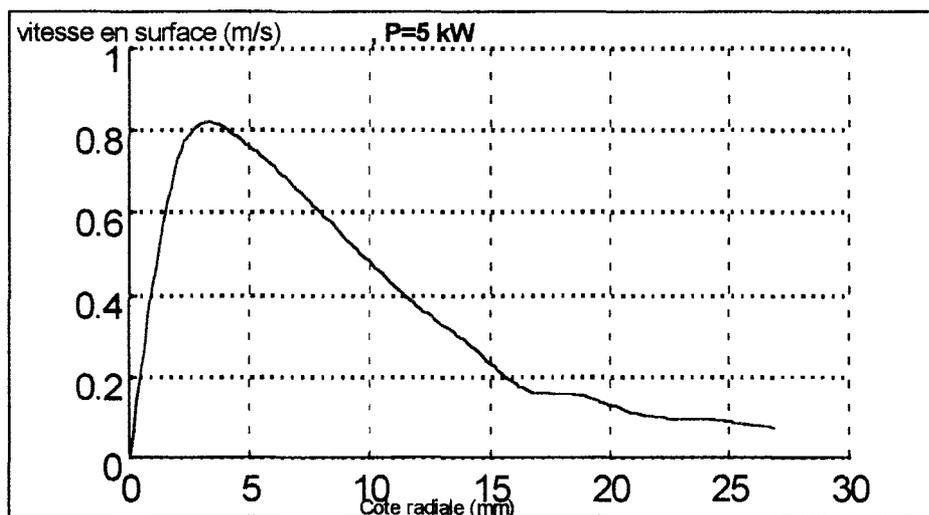


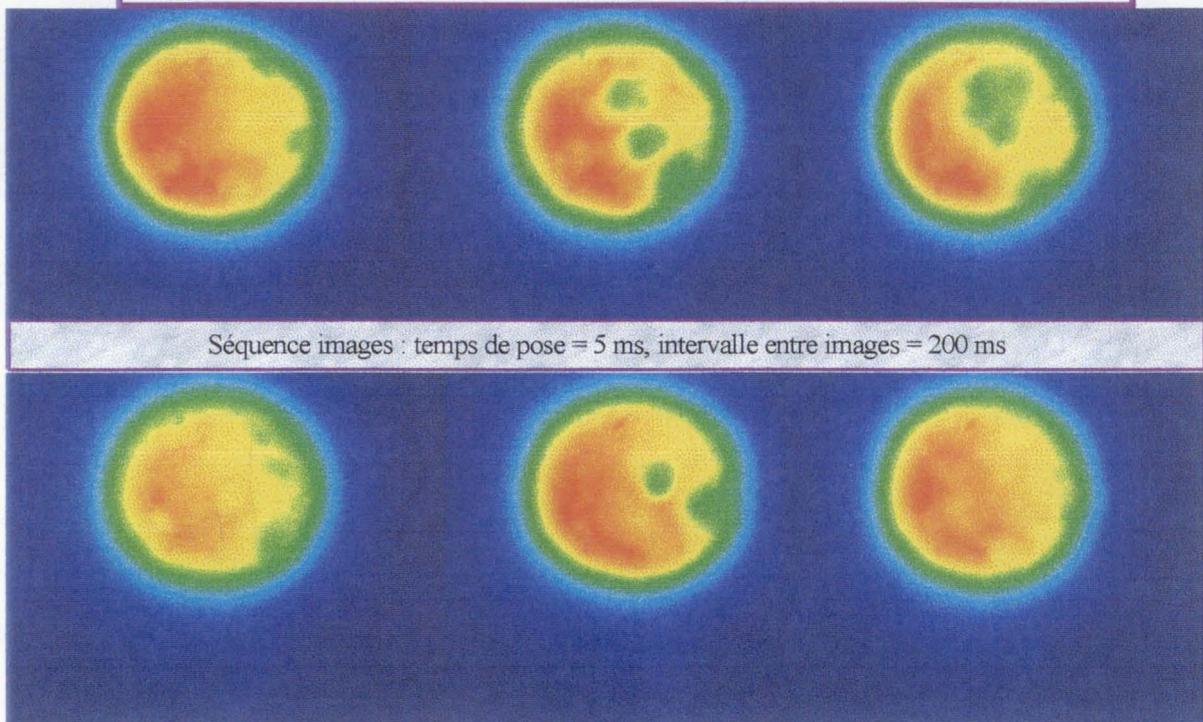
Figure 10 : Vitesse en surface, P=5kW, Ind. foc.=276.

La vitesse maximale de surface obtenue est de 0,82 m/s. Cette valeur maximale et le profil général de la vitesse sont très proches des résultats de modélisation obtenus par D. Guilbaud [1].

7. Evolution des cartes de luminances en fonction de la densité de puissance incidente.

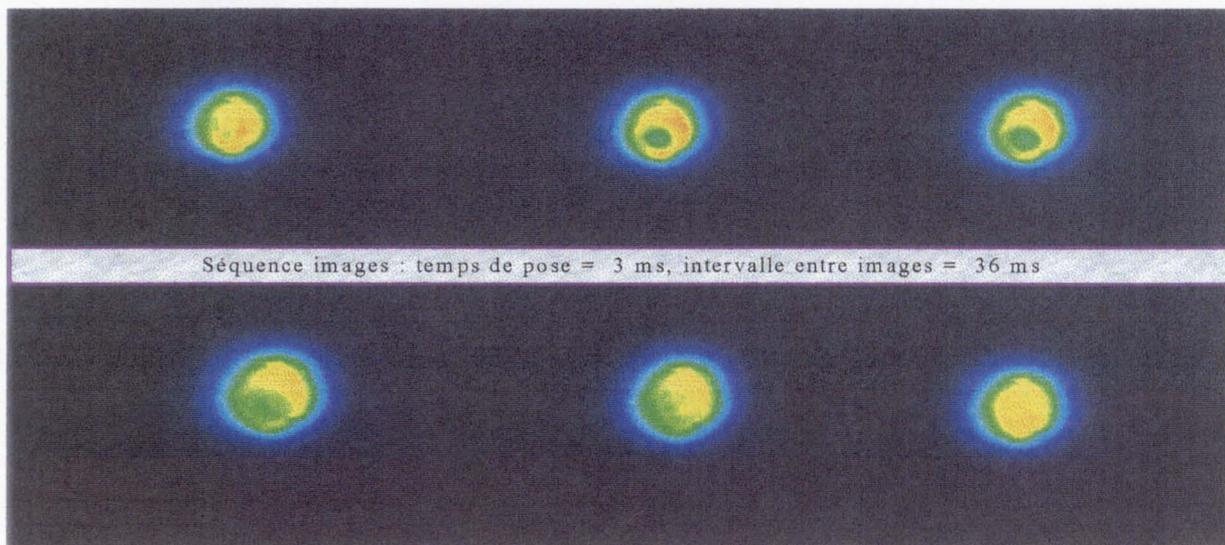
7.1 Densité de puissance incidente de $2,2 \text{ kW/cm}^2$.

Acquisition d'images thermographiées.
Densité de puissance = $2,20 \text{ kW/cm}^2$ en cérium, filtre 700nm.



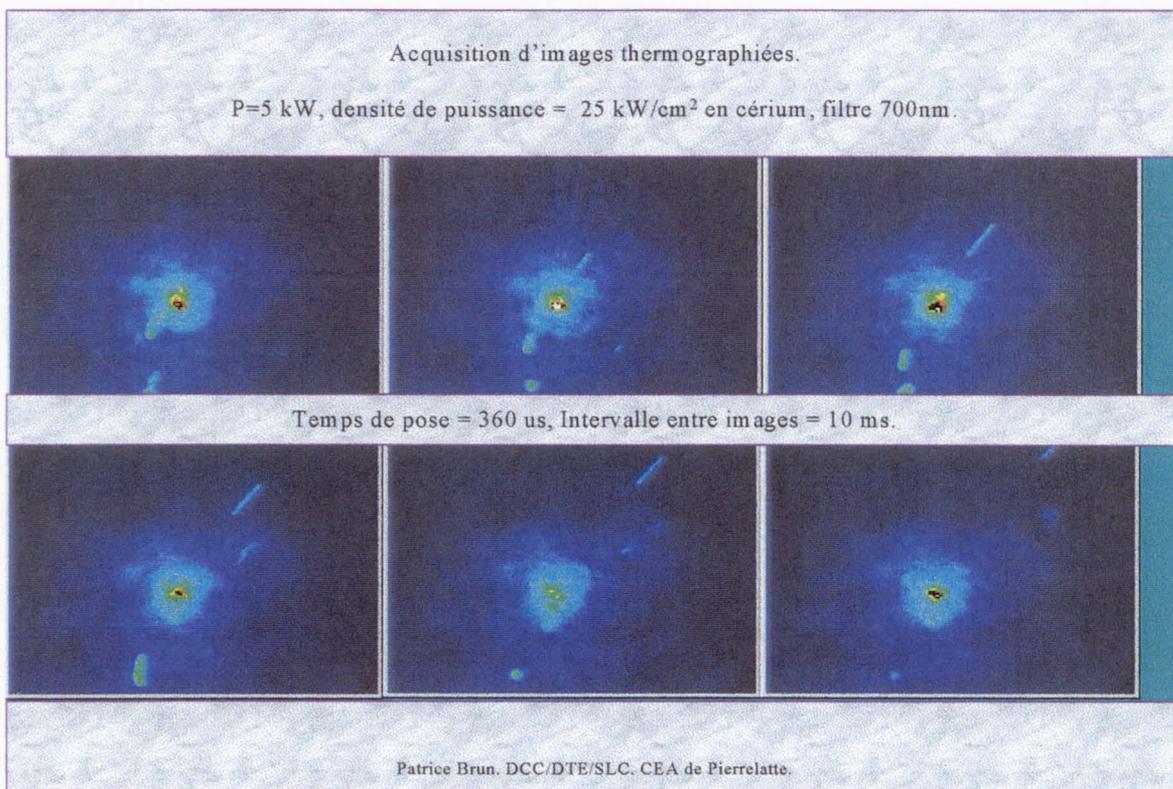
7.2 Densité de puissance incidente de 4 kW/cm^2 .

Acquisition d'images thermographiées.
Densité de puissance = 4 kW/cm^2 en cérium, filtre 700nm.



7.3 Densité de puissance incidente de 25 kW/cm^2 .

Acquisition d'images thermographiées.
P=5 kW, densité de puissance = 25 kW/cm^2 en cérium, filtre 700nm.



8. Bibliographie.

- 1 Hultgren et al. : Selected values of the thermodynamic properties of the elements. American Soc.of metals. 1973.
- 2 Langmuir : The vapor pressure of metallic tungsten. Phys. Rev., Vol. 2, pp 329-342. 1913.
- 3 D. Guilbaud : Effect of melt surface depression on the vaporization rate of a metal heated by an electron beam. Proceedings of the Conference : EB melting & refining state of the Art 1995 (Ed. Bakish, 1995).
- 4 Chan, Chen & Mazumder : Asymptotic solution for thermocapillary flow at high and low Prandtl numbers due to concentrated surface heating. Journal of heat transfer, 02-1988, vol. 110, p 140-146.
- 5 Karcher, Thess et al.: Electron Beam Evaporation of Metals : Scaling analysis and numerical simulation. Conf. on fluid Mech, Dresden, May, 1996.

ANNEXE 3 :

Etudes des modes transitoires : balayage du faisceau d'électrons.

1. Image 'X' en balayage linéaire.

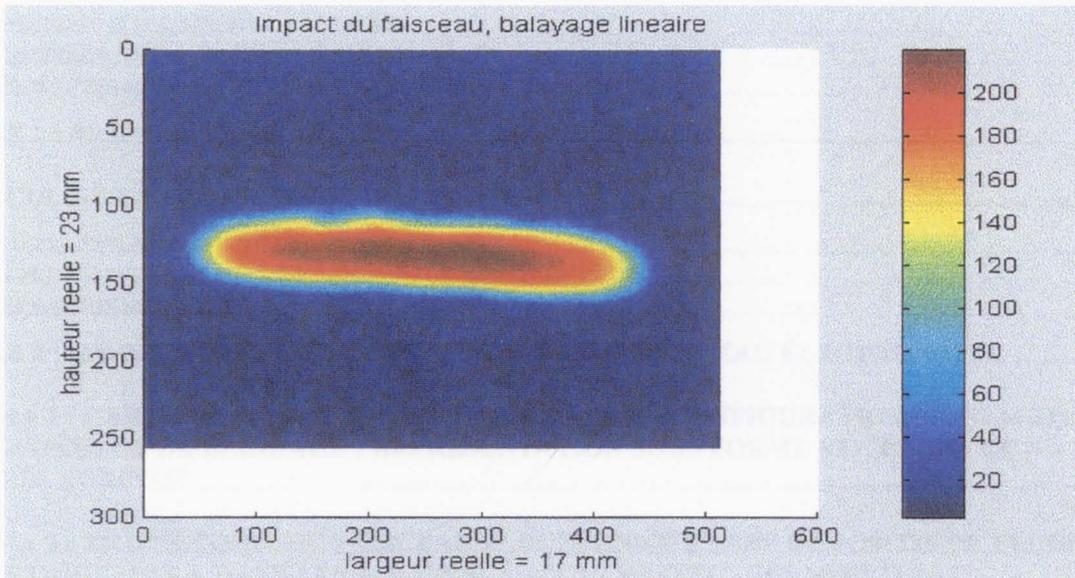


Figure 1 : Image 'X' (temps de pause = 3 sec) de l'impact du faisceau électronique en balayage linéaire (longueur de balayage = 12 mm, P= 3 kW, 10 kW/cm²).

2. Image 'X' en balayage circulaire.

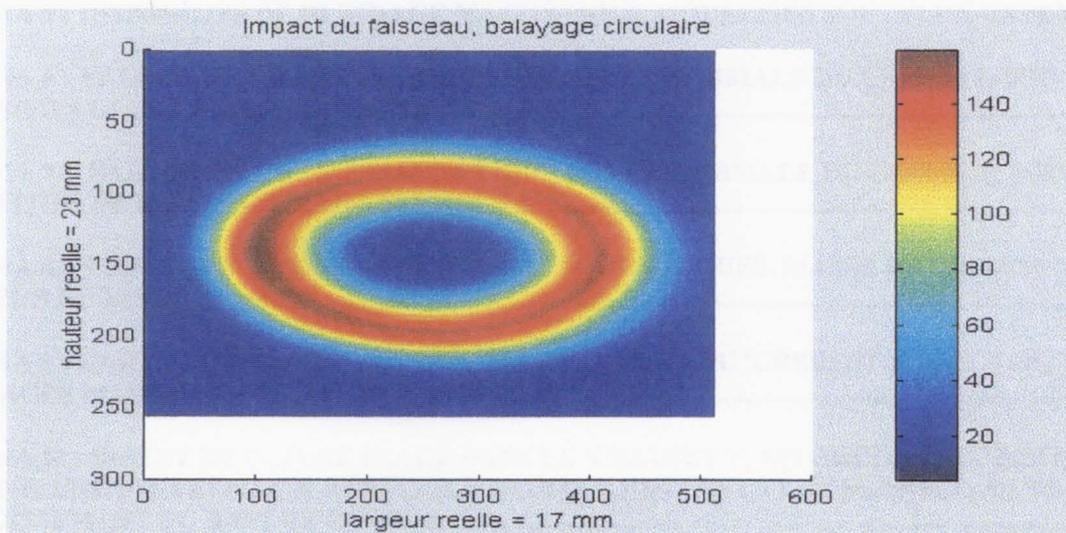


Figure 2 : Image 'X' (temps de pause = 2,5 sec) de l'impact du faisceau électronique en balayage circulaire (rayon de balayage = 5 mm, P= 3 kW, 16 kW/cm²).

ANNEXE 4 :

Etudes magnétohydrodynamiques.

1. CARTOGRAPHIES DU CHAMP MAGNÉTIQUE ET BLINDAGES MAGNÉTIQUES : MODÉLISATION SOUS 'FLUX-EXPERT' (SIMULOG).	230
1.1 EQUATIONS DE LA MAGNÉTOHYDRODYNAMIQUE.....	230
1.2 SYSTÈMES D'ÉQUATIONS À RÉSOUDRE.....	231
1.3 PERMÉABILITÉ DES MATÉRIAUX FERROMAGNÉTIQUES.....	232
1.4 GÉOMÉTRIE MODÉLISÉE.....	233
FIGURE 1 : MODÉLISATION DU BLINDAGE MAGNÉTIQUE.....	233
2. CALCUL DE LA TRAJECTOIRE DES ÉLECTRONS.....	234
2.1 CALCUL DE LA TRAJECTOIRE D'UN ÉLECTRON.....	234
2.2 REPRÉSENTATION ET VISUALISATION DU CHAMP MAGNÉTIQUE.....	234
2.3 GÉOMÉTRIE MODÉLISÉE.....	235
FIGURE 2 : MODÉLISATION DE LA TRAJECTOIRE DU FAISCEAU ÉLECTRONIQUE.....	235
SCHÉMA 1 : CARTE DU CHAMP MAGNÉTIQUE DANS LA CONFIGURATION AXISYMMÉTRIQUE SANS DISPOSITIF DE BLINDAGE : REPRÉSENTATION SOUS FORME VECTORIELLE (I = 250 A, DANS LES BOBINES).	236
SCHÉMA 2 : TRAJECTOIRE DU FAISCEAU ÉLECTRONIQUE SANS DISPOSITIF DE BLINDAGE MAGNÉTIQUE (I=75 A DANS LES BOBINES). CALCULS EFFECTUÉS SOUS 'TRAJ'.....	236
SCHÉMA 3 : BLINDAGE MAGNÉTIQUE EN FORME DE COURONNE, PLACÉ SUR LE 'CREUSET 1'	237
SCHÉMA 4 : CALCULS NUMÉRIQUES DE LA CARTOGRAPHIE DU CHAMP MAGNÉTIQUE AVEC UN BLINDAGE MAGNÉTIQUE, PLACÉ SUR LE HAUT DU CREUSET (SCHÉMA 3), I=250 A DANS LES BOBINES.	237
SCHÉMA 5 : DISPOSITIFS DE BLINDAGE MAGNÉTIQUE MODÉLISÉS SOUS FLUX-EXPERT.....	238
SCHÉMA 6 : VALEUR DU CHAMP MAGNÉTIQUE SUR LA NORMALE DU CREUSET, SUIVANT LES DISPOSITIFS DE BLINDAGE MAGNÉTIQUE A, B, C.....	239
SCHÉMA 7 : VALEUR DU CHAMP MAGNÉTIQUE SUR LA NORMALE DU CREUSET, SUIVANT LES DISPOSITIFS DE BLINDAGE MAGNÉTIQUE D & E.	239
SCHÉMA 8 : 'CREUSET 2' AVEC LES BLINDAGES MAGNÉTIQUES. MASSE DE CÉRIUM 1,2 KG, HAUTEUR DU LINGOT =50MM.	240
SCHÉMA 9 : CARTE DU CHAMP MAGNÉTIQUE AU NIVEAU DU 'CREUSET 2' INCLUANT LES BLINDAGES MAGNÉTIQUES (I = 200 A, DANS LES BOBINES).	240
SCHÉMA 10 : INSERT DE CUIVRE PLACÉ DANS LE 'CREUSET 2'. ON OBSERVE EN PARTIE INTERNE, UNE DESTRUCTION PARTIELLE RADIALE DE L'INSERT EN SURFACE, ET UN ÉLARGISSEMENT DU BAIN DE CÉRIUM.....	241

1. Cartographies du champ magnétique et blindages magnétiques : modélisation sous 'Flux-Expert' (Simulog).

1.1 Equations de la magnétohydrodynamique.

Les équations de la magnétodynamique sont issues des équations de 'Maxwell', qui régissent l'ensemble des phénomènes électromagnétiques. Ces équations s'écrivent dans le cas général :

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \wedge \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{H} &= \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{D} &= \rho, \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0\end{aligned}\tag{A4-1.1.a}$$

E : le champ électrique (V/m),
D : l'excitation électrique (vecteur déplacement électrique) (C/m²),
B : l'induction magnétique (appelée champ magnétique) (T),
H : le champ magnétique (A/m),
J : le vecteur densité de courant (A/m²),
ρ : la densité de charges électriques volumiques (C/m³).

Dans le cas des milieux conducteurs, ces équations sont complétées par la loi d'Ohm, qui s'écrit en l'absence de milieux en mouvement :

$$\vec{J} = \sigma_e \cdot \vec{E}\tag{A4-1.1.b}$$

σ_e : conductivité électrique du matériaux (Ω.m)⁻¹

A ces équations de comportement s'ajoutent les relations dites constitutives des milieux, qui en l'absence d'aimantation rémanente, de saturation et de polarisation électrique, s'écrivent :

$$\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H} = \mu_0 \frac{1}{\nu_r} \vec{H}\tag{A4-1.1.c}$$

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E}\tag{A4-1.1.d}$$

μ₀ et μ_r : désignent respectivement la perméabilité magnétique du vide et relative (H/m),
ν_r : le reluctivité magnétique relative,
ε : la permittivité électrique (C/m) du matériau considéré.

Aux interfaces entre les différents milieux, les composantes tangentielles et normales des champs doivent respecter des conditions de passages. Celles-ci sont directement issues des équations fondamentales par intégration sur un volume élémentaire et passage à la limite. Les champs doivent ainsi satisfaire les relations surfaciques suivantes :

$$\begin{aligned}
 \vec{n}_{12} \wedge \vec{E}_2 + \vec{n}_{21} \wedge \vec{E}_1 &= \vec{n}_{12} \wedge (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = \vec{0}, \\
 \vec{n}_{12} \cdot \vec{D}_2 + \vec{n}_{21} \cdot \vec{D}_1 &= \vec{n}_{12} \cdot (\vec{D}_2 - \vec{D}_1) = \rho_s, \\
 \vec{n}_{12} \wedge \vec{H}_2 + \vec{n}_{21} \wedge \vec{H}_1 &= \vec{n}_{12} \wedge (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = \vec{J}_s, \\
 \vec{n}_{12} \cdot \vec{B}_2 + \vec{n}_{21} \cdot \vec{B}_1 &= \vec{n}_{12} \cdot (\vec{B}_2 - \vec{B}_1) = \vec{0},
 \end{aligned}
 \tag{A4-1.1.e.f.g.h}$$

Les indices 1 et 2 différencient les milieux.

' J_s ' désigne le vecteur densité de courant de surface (A/m) et ' ρ_s ' la densité de charges électriques surfaciques (C/m²), responsable respectivement des discontinuités des composantes tangentielles du champ magnétique et normales du vecteur déplacement électrique.

1.2 Systèmes d'équations à résoudre.

'Flux-Expert' est basé sur la méthode des éléments finis nodaux, et à moins d'utiliser des éléments particuliers dits interfaciaux, ces éléments qui utilisent des fonctions d'approximation continues, réclament la continuité de la variable d'état de l'équation à résoudre.

L'utilisation des potentiels continus à dérivées discontinues (potentiel vecteur magnétique \vec{A} et potentiel vecteur V) est un changement de variable bien adapté à la mise en équation des problèmes électromagnétiques par la méthode des éléments finis nodaux, qui est couramment utilisée en modélisation numérique.

Pour obtenir la formulation en potentiel, la démarche est la suivante.

La non divergence du champ magnétique permet d'écrire celui-ci sous la forme d'un rotationnel du potentiel vecteur :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \Rightarrow \vec{B} = \vec{\nabla} \wedge \vec{A}
 \tag{A4-1.2.a}$$

Où \vec{A} désigne le potentiel vecteur magnétique.

Une infinité de champs de vecteurs \vec{A} répondent à la définition précédente : pour assurer l'unicité du potentiel vecteur, il faut assortir sa définition d'une condition dite de jauge, par exemple la jauge de Coulomb qui s'exprime par la non divergence de \vec{A} :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0.
 \tag{A4-1.2.b}$$

On peut ainsi transformer l'équation comme suit (en l'absence de champ électrique):

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{J} \Rightarrow \vec{\nabla} \wedge \left(\frac{\vec{B}}{\mu_r} \right) = \mu_0 \vec{J} \quad (\text{A4-1.2.c})$$

Soit

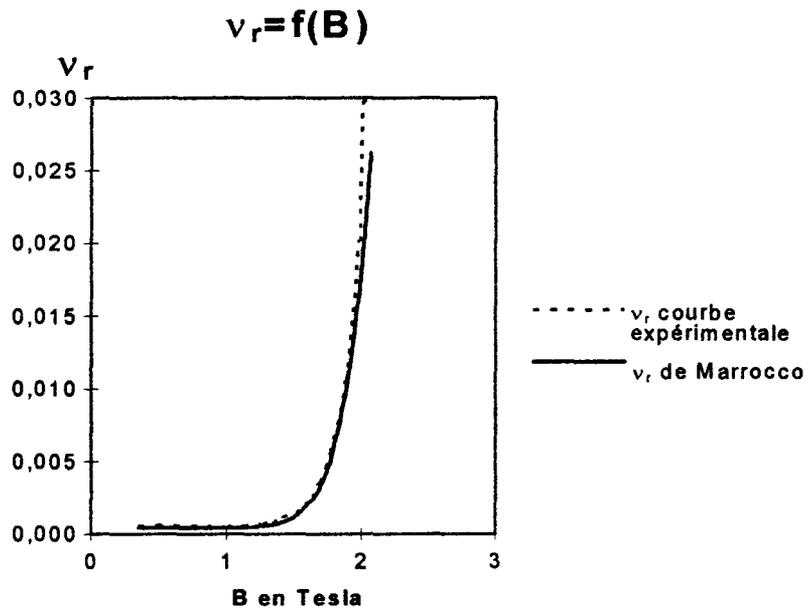
$$\Rightarrow \vec{\nabla} \wedge (v_r \vec{\nabla} \wedge \vec{A}) = \mu_0 \vec{J} \quad (\text{A4-1.2.d})$$

1.3 Perméabilité des matériaux ferromagnétiques.

La saturation magnétique des matériaux est introduite par la formule analytique de Marrocco, qui retranscrit la première courbe d'aimantation du milieu ferromagnétique:

$$v_r = a + \frac{(b-a)B^{2c}}{B^{2c} + d} \quad (\text{A4-1.3.a})$$

Pour nos modélisation, les paramètres a, b, c et d sont déduits de la première courbe d'aimantation du fer E24-2 (seul constituant du blindage de l'électroaimant monté sur K7).



Les valeurs des paramètres retenus sont les suivants :

$$\begin{aligned} a &= 4.15 \cdot 10^{-4}, \\ b &= 527.33, \\ c &= 5.465, \\ d &= 58125151. \end{aligned}$$

1.4 Géométrie modélisée.

Le problème est résolu en géométrie axisymétrique. Les dimensions sont les suivantes (pour le 'creuset 1' sans blindage) :

Caractéristique de l'électroaimant :

Nombre de spires = 288
Ampère tours = 72000 A.tr
' J_s max' = 3.46 A/mm².

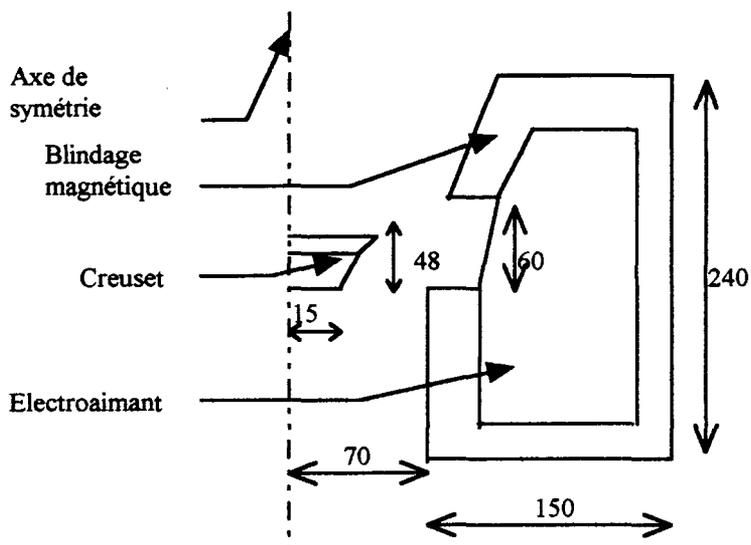


Figure 1 : Modélisation du blindage magnétique.

2. Calcul de la trajectoire des électrons.

Le code 'TRAJ' calcule la trajectoire d'un faisceau d'électrons dans un champ magnétique homogène ou non homogène. Cette trajectoire théorique a été confrontée à des résultats expérimentaux. L'écart entre trajectoires théorique et expérimentale, d'environ 1%, a permis de valider le code.

2.1 Calcul de la trajectoire d'un électron.

'TRAJ' résout par la méthode de Runge Kutta, l'équation de la dynamique :

$$\vec{F} = m \cdot \vec{\gamma} = q \cdot (\vec{v} \wedge \vec{B}) \quad (\text{A4-2.2.a})$$

$$\text{soit } \boxed{\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{q}{m} \cdot (\vec{v} \wedge \vec{B})} \quad (\text{A4-2.2.b})$$

Avec :

- m : masse de l'électron.
- γ : accélération.
- v : vitesse des électrons.
- B : champ magnétique.

2.2 Représentation et visualisation du champ magnétique.

Le code autorise la représentation du champ magnétique suivant deux méthodes :

- la carte de champ magnétique peut être introduite plan par plan dans un fichier particulier.
- la carte du champ magnétique est calculée à partir des caractéristiques d'une spire (coordonnées spatiales, diamètre et courant) sans la prise en compte de la saturation magnétique des matériaux.

La première méthode demande un temps de préparation très important (tracé de la carte), et un temps de calcul beaucoup plus long que la deuxième méthode.

Dans le second cas, pour faire abstraction de la non prise en compte du blindage magnétique, il est possible en jouant sur les paramètres d'une ou de plusieurs spires fictives de modéliser de manière correcte, l'induction que fournit l'électroaimant en place dans K7 (tout au moins au voisinage de l'axe vertical).

Les résultats des calculs sont donnés dans différents plans choisis par l'utilisateur. On peut obtenir :

- le nombre d'impact,
- l'angle d'impact,
- la surface de l'impact,
- les coordonnées du centre de l'impact

Remarque :

La force gravitationnelle est négligeable dans tous les calculs, même lorsque le champ magnétique est nul (temps de vol de la particule : 10^{-8} s).

2.3 Géométrie modélisée.

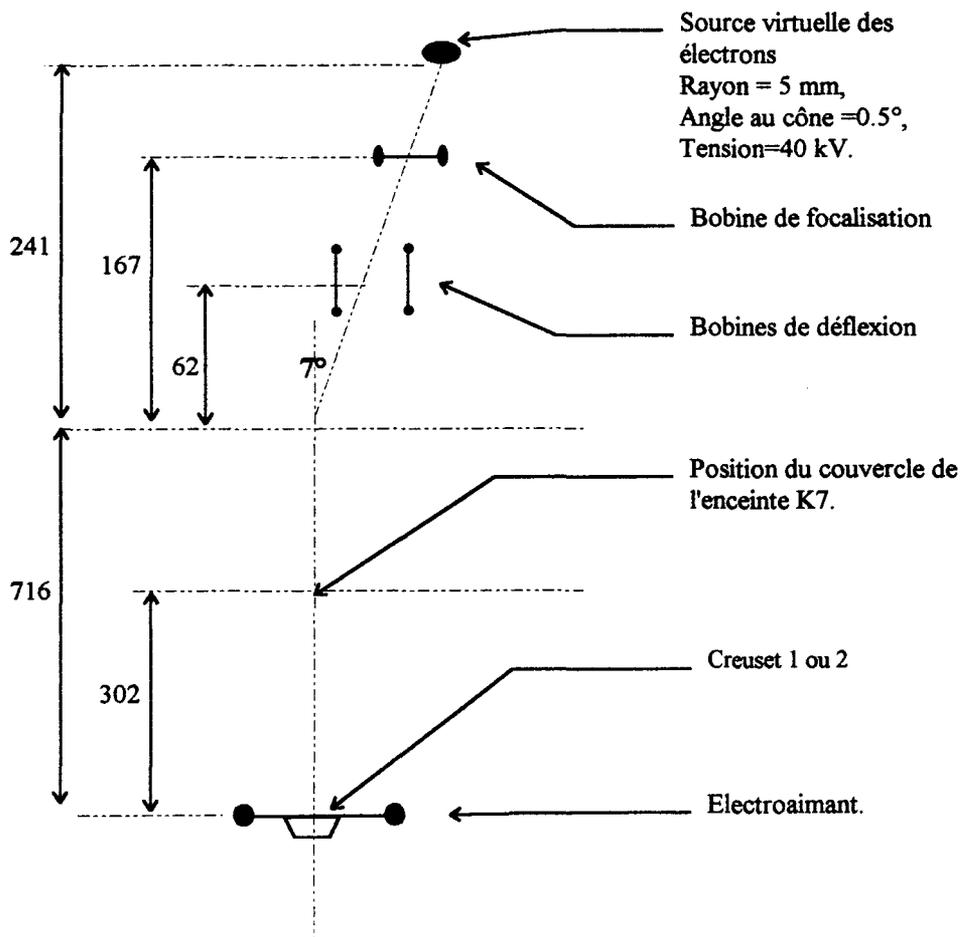


Figure 2 : Modélisation de la trajectoire du faisceau électronique.

SCHEMAS RELATIFS AUX ETUDES EN MAGNETOHYDRODYNAMIQUE.

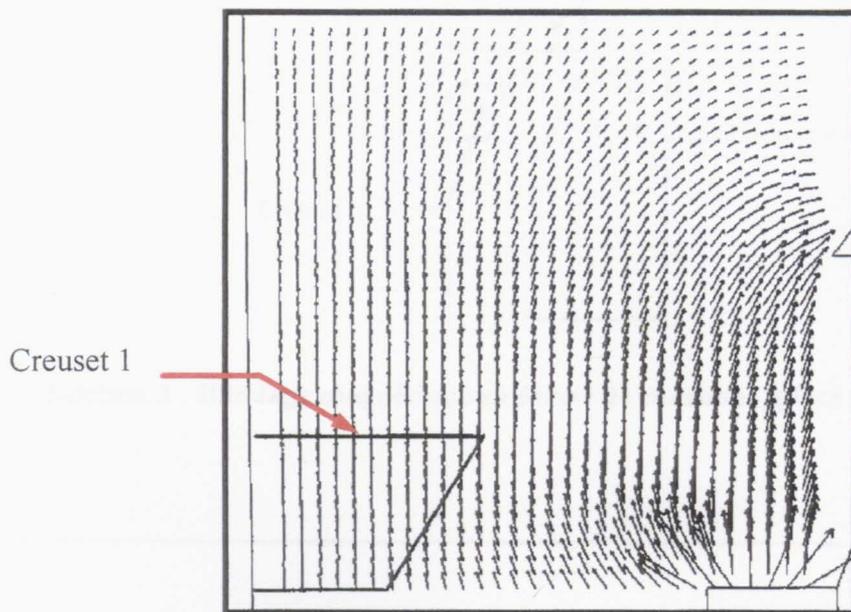


Schéma 1 : Carte du champ magnétique dans la configuration axisymétrique sans dispositif de blindage : représentation sous forme vectorielle ($I = 250$ A, dans les bobines).

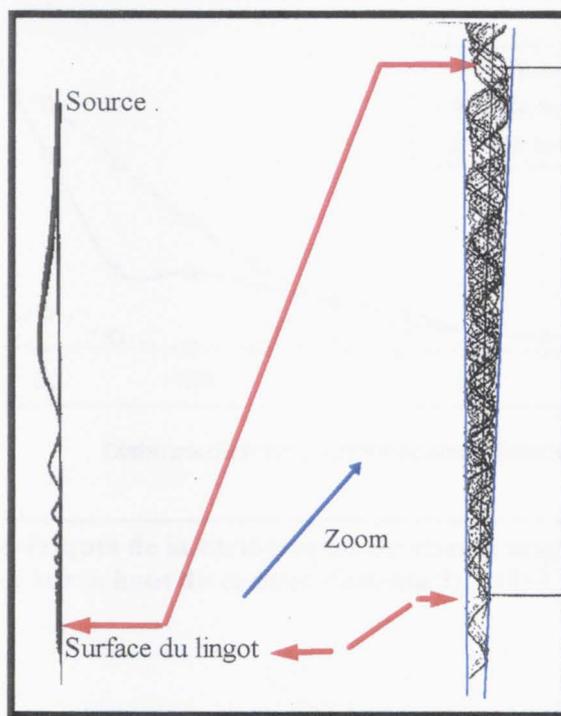


Schéma 2 : Trajectoire du faisceau électronique sans dispositif de blindage magnétique ($I=75$ A dans les bobines). Calculs effectués sous 'TRAJ'.

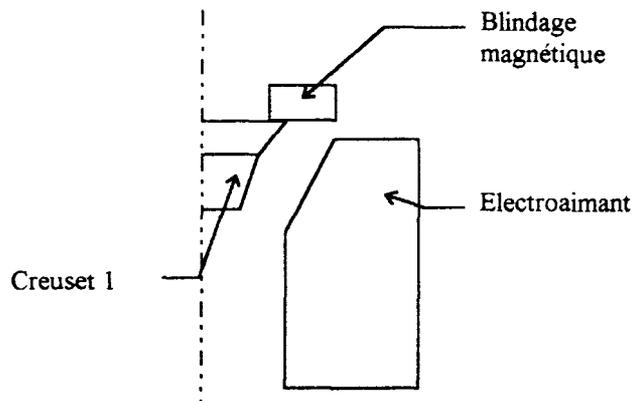


Schéma 3 : Blindage magnétique en forme de couronne, placé sur le 'creuset 1'.

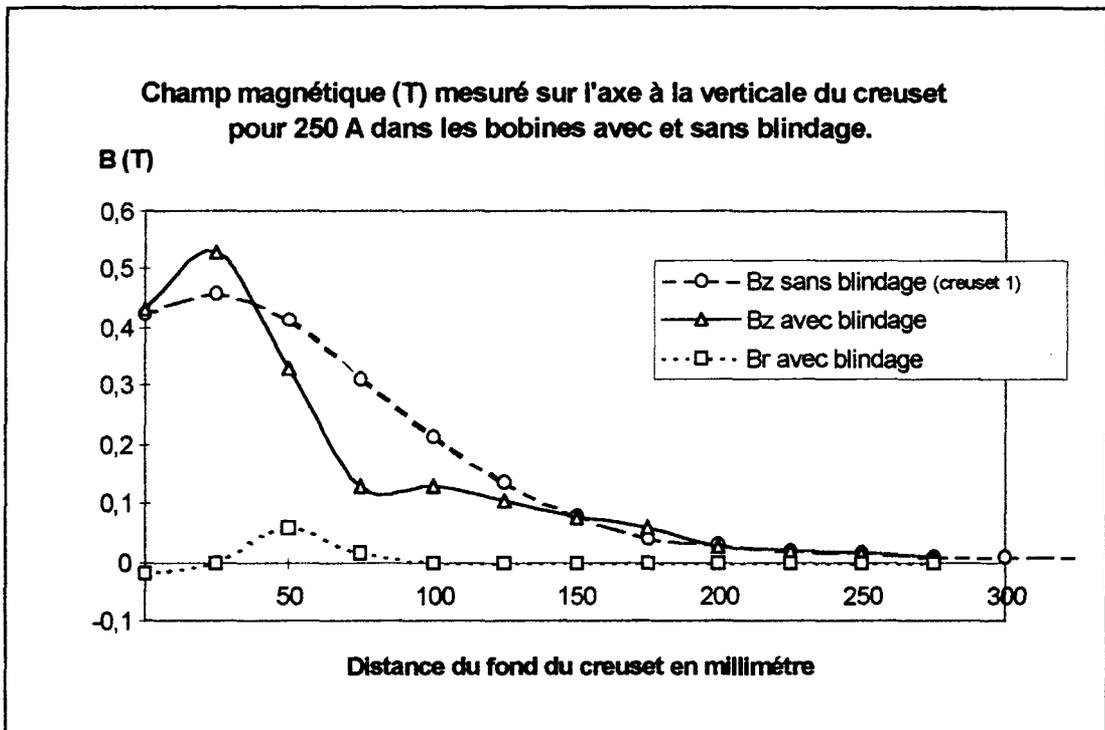


Schéma 4 : Calculs numériques de la cartographie du champ magnétique avec un blindage magnétique, placé sur le haut du creuset (Schéma 3), I=250 A dans les bobines.

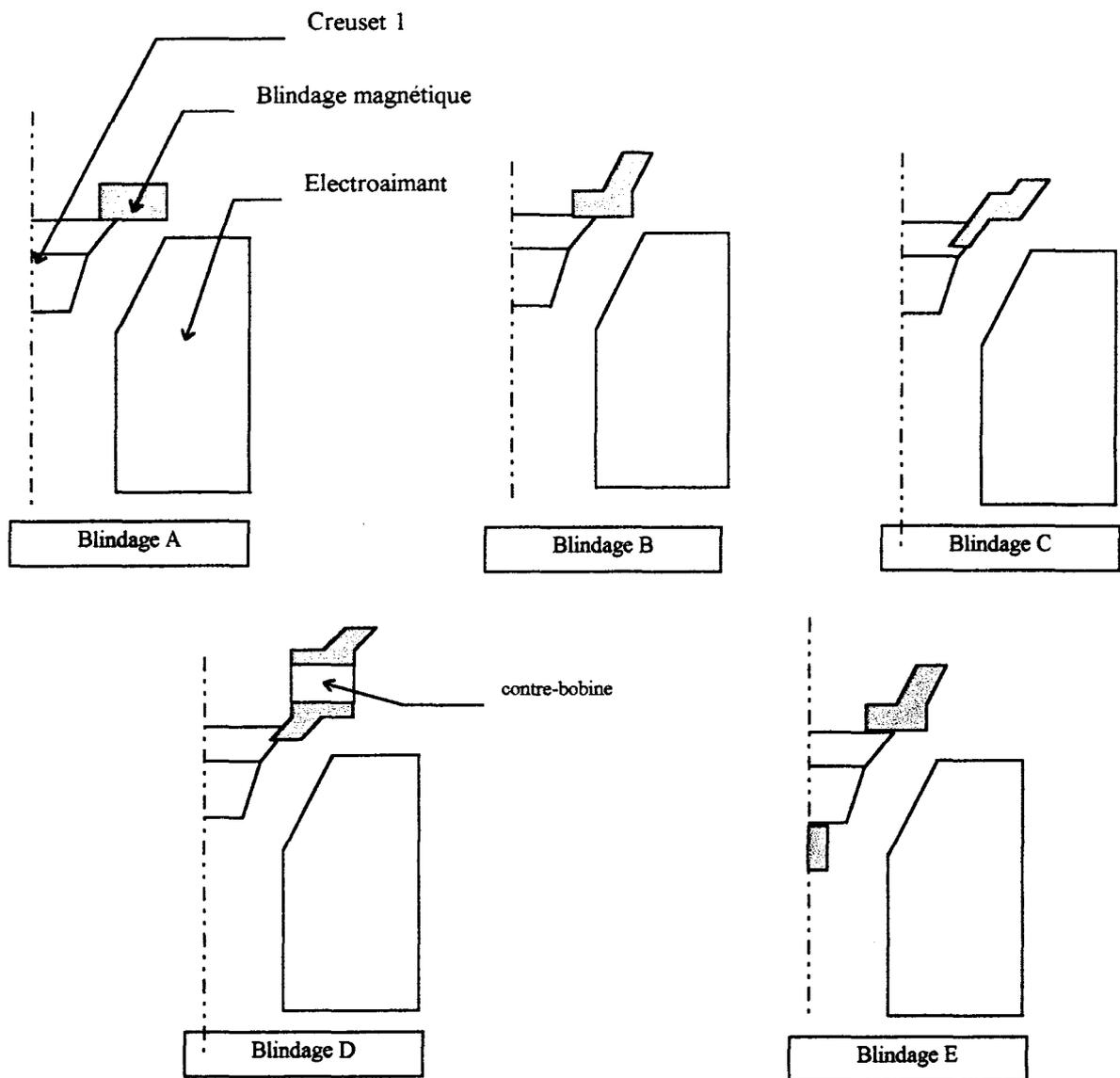


Schéma 5 : Dispositifs de blindage magnétique modélisés sous Flux-Expert.

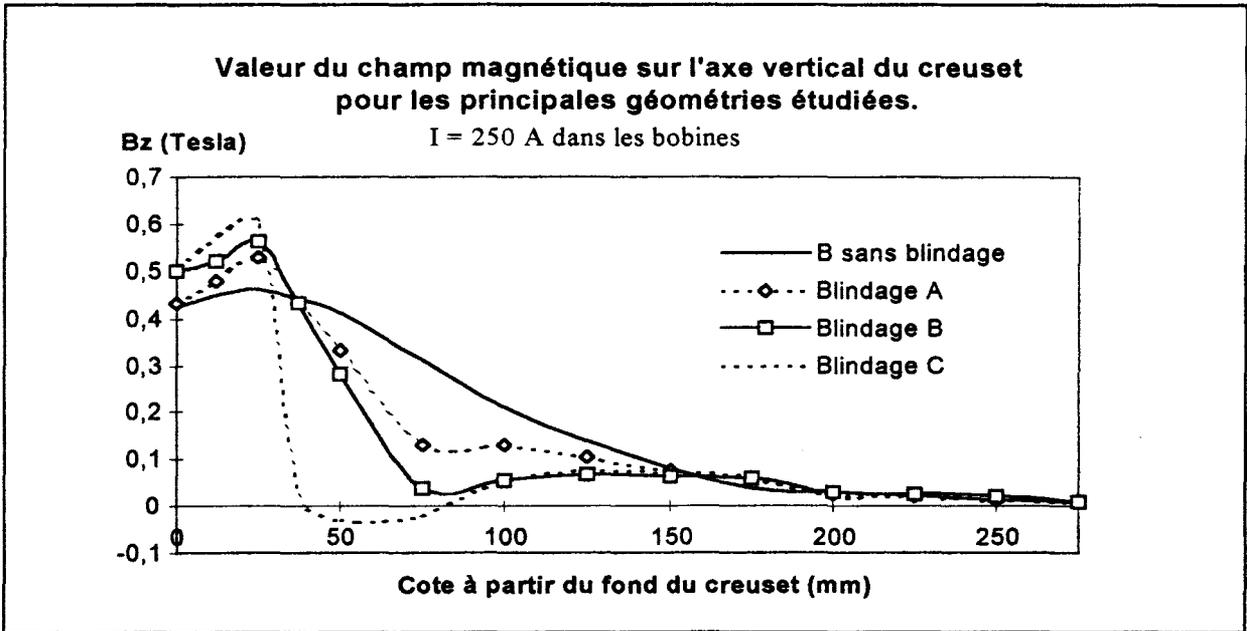


Schéma 6 : Valeur du champ magnétique sur la normale du creuset, suivant les dispositifs de blindage magnétique A, B, C.

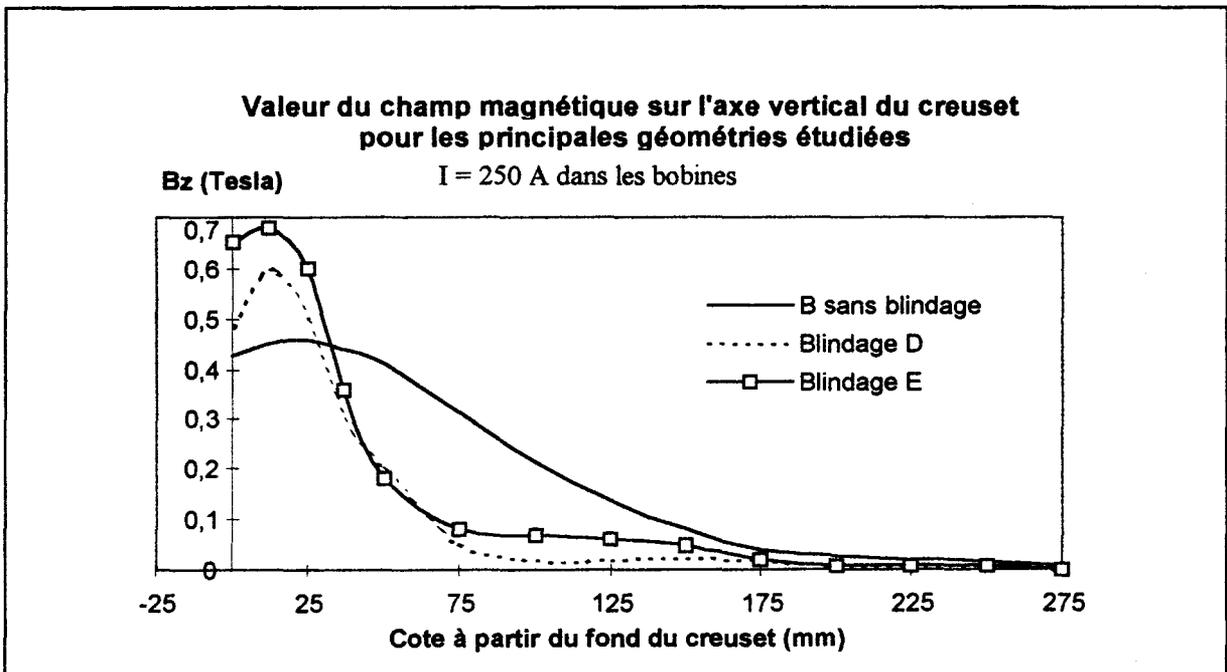


Schéma 7 : Valeur du champ magnétique sur la normale du creuset, suivant les dispositifs de blindage magnétique D & E.

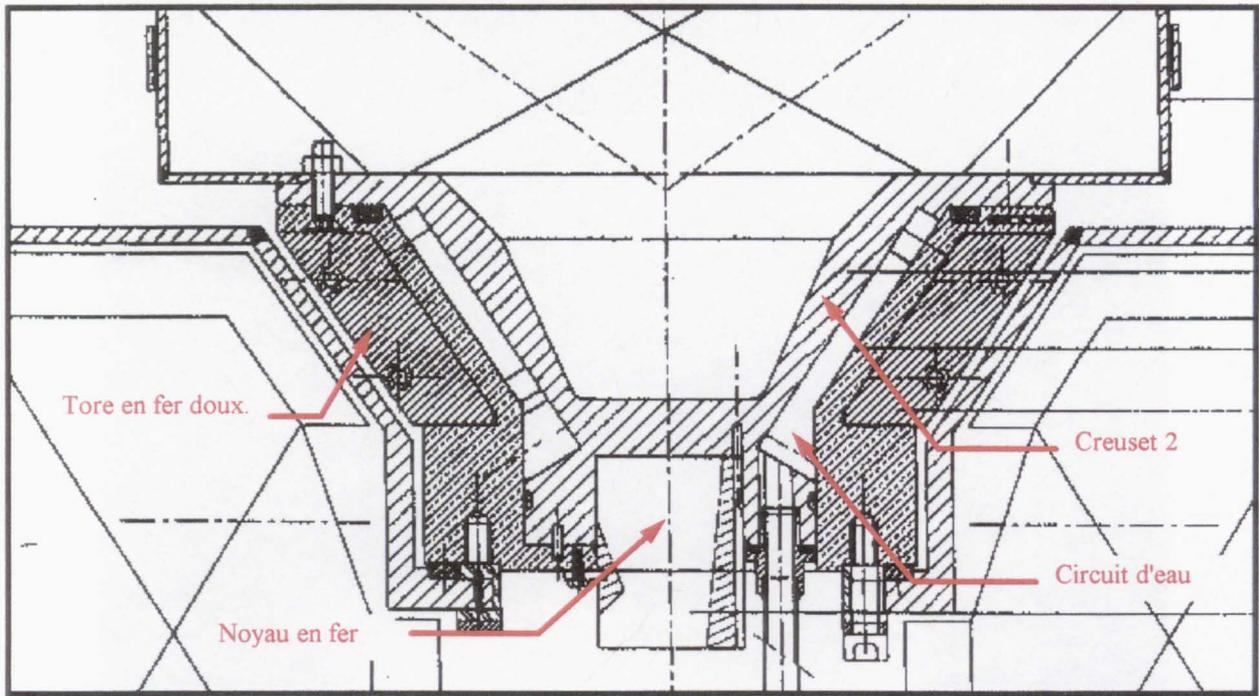


Schéma 8 : 'Creuset 2' avec les blindages magnétiques. Masse de cérium 1,2 kg, hauteur du lingot =50mm.

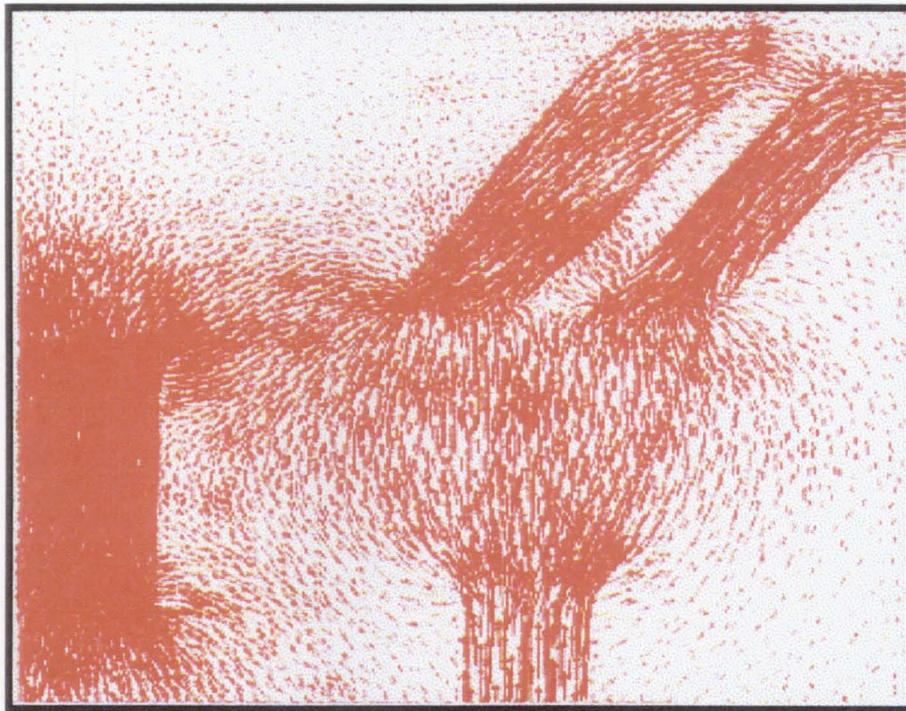


schéma 9 : Carte du champ magnétique au niveau du 'creuset 2' incluant les blindages magnétiques ($I = 200 \text{ A}$, dans les bobines).



Schéma 10 : Insert de cuivre placé dans le 'creuset 2'. On observe en partie interne, une destruction partielle radiale de l'insert en surface, et un élargissement du bain de cérium.

ANNEXE 5 :
ETUDES THERMOHYDRAULIQUES EN CREUSET TOURNANT.



Figure 1 : Tir C45_0197. Masse de cérium = 1,2 kg.

Arrêt en rotation à 75 tr/min.. P=3 kW.
Indice de focalisation = 300 (rq=15 mm).

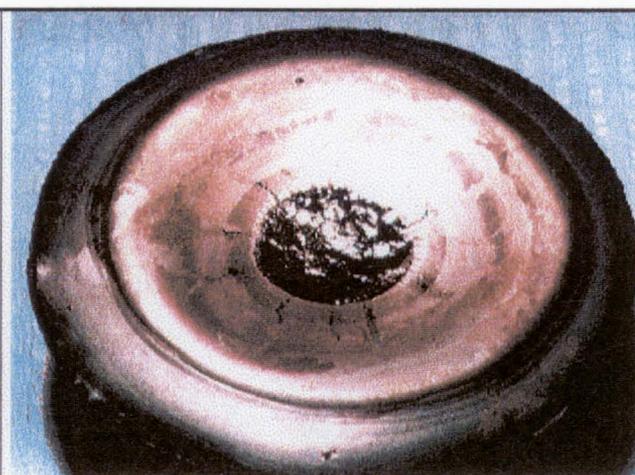


Figure 2 : Tir C53_0497. Masse de cérium = 1,2 Kg.

Arrêt en rotation : 88 tr/min. P=4 kW.
Indice de focalisation = 280 (rq=8 mm).

1. 277. 701

RESUME

Ce travail se rapporte à l'étude de la thermohydraulique des bains de métaux liquides fondus par faisceau d'électrons. Il s'agit de déterminer la relation entre la thermique du bain et le débit d'évaporation. L'enjeu final consiste à trouver des conditions opératoires optimales pour maximiser les débits d'évaporation du métal. En premier lieu, mes travaux ont consisté à identifier les puits d'énergie. Les principaux sont dus à la convection (thermocapillaire et thermogravitaire) renforcée par le creusement de la surface libre du métal liquide.

La première action a consisté à réduire le creusement de la surface par un balayage adapté du faisceau électronique. Je montre dans ces conditions, que les temps caractéristiques de chauffage, de creusement et de propagation des ondes gravito-capillaires encadrent bien le temps de passage correspondant à l'optimum de débit dans les modes transitoires.

Deuxièmement, j'ai fait intervenir des forces susceptibles de freiner ou de changer la morphologie de l'écoulement. Deux solutions ont été mises en œuvre : l'application d'un champ magnétique et la mise en rotation du creuset.

L'application d'un champ magnétique extérieur peut atténuer les vitesses convectives du liquide, par la création d'un champ de force de freinage magnétique. Mais dans la configuration expérimentale présentée, il altère le faisceau avant d'être efficace.

Les résultats obtenus lors de l'évaporation en creuset tournant confirment l'action bénéfique de ce procédé sur la réduction des échanges de chaleur et l'augmentation du débit de vapeur. Cette hausse de débit de vapeur est due conjointement à un élargissement de la source émettrice de la vapeur et à une augmentation de la température au centre du bain. Par contre, j'observe qu'après l'optimum du débit de vapeur, l'écoulement en surface n'est plus axisymétrique. Mes observations laissent à penser que ces instabilités sont développées par des ondes baroclines. La confrontation de ces résultats expérimentaux à la théorie linéaire de Eady donne de bons résultats.

ABSTRACT

This thesis deals with the thermohydraulics of liquid metal molten by an electron beam. We study the relationship between the liquid metal pool and the vapor rate. The aim is to find good conditions increasing the metal vapor rate.

In first place, energy losses are identified. Mains are convection (buoyancy and thermocapillary) strengthen by the deformation of the molten pool.

The first action is to reduce the liquid interface deformation with a transient spot realized by scanning the electron beam. I find that in this case, the optimum vapor rate is obtained when the crossing time of the beam is smaller than characteristic time of formation of the cavity, but greater than the heating time of the surface.

Secondly, I impose forces to change the morphology of the flow. Two actions are tried : magnetic field application and rotating motion of the crucible.

External magnetic field application may reduce convective flow, by the creation of a magnetic brake. But in my experiment, magnetic field deteriorates electron beam before to be effective.

Results obtained by the rotating motion of the crucible approve this choice to reduce energy losses and increase vapor rate. This growth of vapor rate is due to an expansion of the emitted vapor source and an increase of the central temperature of the molten pool. Nevertheless with the increase of the rotation velocity and after the optimum vapor rate, I note that the flow is not axisymmetric. My observation give to think about instabilities that are developed by baroclinics waves. The comparison of my works with the Eady's linear theory gives good results.

MOTS CLEFS

Métal liquide, Surface libre, Effet thermocapillaire, Marangoni, Convection, Instabilité, Bombardement Electronique, Rotation, Evaporation.