



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

Comportement des Oxydes dans un Procédé de Fonderie d'Alliages Base Nickel

THESE

Présentée et soutenue publiquement le
20 Juin 2012

Pour l'obtention du grade de

Docteur de l'Université de Lorraine

(Science des Matériaux)

Ecole Doctorale : Energie Mécanique et Matériaux

par

Benoit DEFAY

Composition du jury :

- | | |
|-------------|--|
| Rapporteurs | Monsieur Y. Champion (Directeur de recherche CNRS, ICMPE-MCMC)
Madame J. Etay (Directeur de recherche CNRS, SIMAP-EPM) |
| Examineurs | Monsieur J.P. Bellot (Professeur, Université de Lorraine, IJL-SI2M)
Monsieur P. Chapelle (Chargé de recherche CNRS, IJL-SI2M)
Madame S. Denis (Professeur, Université de Lorraine, IJL-SI2M)
Monsieur H. Duval (Chef de travaux, Ecole Centrale Paris-LGPM) |
| Invité | Madame C. Marcillaud (Ingénieur, Snecma Gennevilliers-YGCQ) |

Remerciements

Cette thèse a été réalisée au sein de l'équipe 'Procédés d'Elaboration' de l'Institut Jean Lamour à Nancy. Ce travail n'aurait pas pu aboutir sans le soutien permanent de nombreuses personnes que je tiens à remercier dans ces quelques lignes.

Mes premiers remerciements s'adressent à mes directeurs de thèse, Jean-Pierre Bellot et Pierre Chapelle, qui m'ont encadré, guidé et encouragé tout au long de ces années. Je voudrais leur exprimer ma profonde gratitude pour leurs conseils, leur patience, leur bienveillance ainsi que leur disponibilité malgré leurs lourdes responsabilités. Je leur suis reconnaissant de m'avoir permis de faire mes premiers pas dans le domaine de la recherche appliquée.

Cette thèse a été réalisée en collaboration avec SNECMA Gennevilliers. Je tiens également à remercier tout particulièrement Virginie Jacquet et Céline Marcillaud pour l'intérêt et l'implication dont elles ont fait preuve afin de me permettre de mener, sur les installations industrielles et dans les meilleures conditions possibles, les investigations expérimentales nécessaires à l'étude.

Je remercie également Julien Jourdan, ingénieur d'études à l'IJL, pour ses nombreuses et indispensables participations à la mise en œuvre et à la conduite des expériences au sein de l'Institut et sur le site industriel de Gennevilliers.

Je remercie vivement Madame Etay et Monsieur Champion de m'avoir fait l'honneur de rapporter ma thèse. Je leur témoigne toute ma reconnaissance d'avoir porté leur attention sur mes travaux de recherche. Je remercie également l'ensemble des membres du jury d'avoir accepté de participer au jury de thèse.

Je voudrais aussi assurer mon amitié à l'ensemble du personnel du Laboratoire : chercheurs, techniciens et secrétaires. Merci à tous pour votre gentillesse au quotidien.

Je n'oublie évidemment pas tous mes homologues qui voguent sur le même bateau baptisé 'thèse'. Mes pensées vont à Gaël, Khalid, Mathieu, Mathilde, Sylvain, Vincent et Yannick.

Pour finir, je ne peux pas conclure sans dédier ce travail à ma conjointe, à mon père, à ma mère et à ma sœur pour leur soutien constant.

Nomenclature

Lettres romaines

a_B	Rayon de l'inducteur [m]
A	Potentiel vecteur magnétique [T.m]
A_i	Partie imaginaire du potentiel vecteur magnétique [T.m]
A_r	Partie réelle du potentiel vecteur magnétique [T.m]
B	Induction magnétique [T]
B_{lm}	Constante de la force de lift de Mei [-]
B_{ri}	Partie imaginaire de la composante radiale de l'induction magnétique [T]
B_{rr}	Partie réelle de la composante radiale de l'induction magnétique [T]
B_{zi}	Partie imaginaire de la composante axiale de l'induction magnétique [T]
B_{zr}	Partie réelle de la composante axiale de l'induction magnétique [T]
B_{z_eff}	Valeur efficace de la composante axiale de l'induction magnétique [T]
B_{z_max}	Amplitude de la composante axiale de l'induction magnétique [T]
C_D	Coefficient de traînée [-]
C_{m_a}	Constante de la force de masse ajoutée [-]
d	Distance entre le centre de gravité de la particule et la paroi verticale ou horizontale du creuset [m]
d_p	Diamètre de la particule [m]
f	Coefficient de correction de la force de traînée liée à la présence de la paroi [-]
f_{\parallel}	Coefficient de correction dans la direction parallèle [-]
f_{\perp}	Coefficient de correction dans la direction perpendiculaire [-]
f_{elec}	Fréquence du courant inducteur [Hz]
F	Force de traînée de Stokes [N]
F_{em}	Force électromagnétique volumique [$N.m^{-3}$]
F_{em_r}	Composante radiale de la force électromagnétique volumique [$N.m^{-3}$]
F_{em_z}	Composante axiale de la force électromagnétique volumique [$N.m^{-3}$]
F_g	Force de gravité [N]
F_p	Force de portance [N]
F_{m_a}	Force de masse ajoutée [N]
F_{s_em}	Force de séparation électromagnétique particulière [N]
$F_{Saffman}$	Force de portance de Saffman [N]
F_t	Force de traînée [N]
g	Accélération gravitationnelle [$m.s^{-2}$]
h	Distance adimensionnelle à la paroi [-]
H_B	Hauteur de l'inducteur [m]
h_m	Hauteur du dôme [m]

I_{eff}	Valeur efficace de l'intensité du courant électrique circulant dans l'inducteur [A]
j_{ex}	Densité de courant circulant dans l'inducteur [A.m^{-2}]
j_i	Partie imaginaire de la densité de courant [A.m^{-2}]
j_r	Partie réelle de la densité de courant [A.m^{-2}]
k	Energie cinétique turbulente du fluide [$\text{m}^2.\text{s}^{-2}$]
k_1, k_2, k_3	Constantes pour le calcul du coefficient de traînée en régime turbulent [-]
L	Coefficient de Lorentz [$2,45.10^{-8} \text{ W}.\Omega.\text{K}^{-2}$]
m_p	Masse de la particule [kg]
N	Nombre de spires composant l'inducteur [-]
P	Pression hydrodynamique [Pa]
r	Coordonnée radiale [m]
R	Rayon du bain métallique [m]
r_p	Rayon de la particule [m]
Re_p	Nombre de Reynolds particulaire [-]
St	Nombre de stokes [-]
t	Temps [s]
T	Température [K]
T_{me}	Echelle intégrale temporelle mobile eulérienne [s]
u_f	Vitesse moyenne du fluide [m.s^{-1}]
u_f'	Vitesse aléatoire du fluide [m.s^{-1}]
u_{f_p}	Vitesse du fluide interpolée à la position de la particule [m.s^{-1}]
u_{fr}	Vitesse moyenne du fluide dans la direction radiale [m.s^{-1}]
u_{fz}	Vitesse moyenne du fluide dans la direction axiale [m.s^{-1}]
u_n	Vitesse du fluide normale à la surface libre [m.s^{-1}]
u_t	Vitesse du fluide tangentielle à la surface libre [m.s^{-1}]
V_p	Volume de la particule [m^3]
v_{rel}	Vitesse relative entre la particule et le fluide [m.s^{-1}]
y_0	Coordonnée axiale de la frontière inférieure du bain dans le maillage orthogonal [m]
y_{surface}	Coordonnée axiale de la surface non déformée du bain [m]
z	Coordonnée axiale [m]
z_0	Coordonnée axiale de la frontière inférieure du bain dans le maillage curviligne [m]
z_{surface}	Coordonnée axiale de la surface libre du bain dans le maillage curviligne [m]

Lettres grecques

α	Angle de réflexion de la particule à la paroi dans le cadre d'une réflexion spéculaire [°]
γ	Tension superficielle [N.m^{-1}]
δ	Épaisseur de peau magnétique [m]
Δt_{traj}	Pas de temps du modèle de trajectographie [s]
ε	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente du fluide [$\text{m}^2.\text{s}^{-3}$]
η	Coordonnée curviligne [-]
η_K	Echelle de Kolmogorov [m]
λ	Conductivité thermique [$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$]
μ	Viscosité dynamique du métal liquide [$\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$]
μ_0	Perméabilité magnétique du vide [$4\pi.10^{-7} \text{H.m}^{-1}$]
μ_{eff}	Viscosité dynamique effective [$\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$]
μ_r	Perméabilité magnétique relative [-]
μ_t	Viscosité dynamique turbulente du métal liquide [$\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$]
ν	Viscosité cinématique du métal liquide [$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$]
ζ	Coordonnée curviligne [-]
π	Pi
ρ_f	Masse volumique du fluide [kg.m^{-3}]
ρ_p	Masse volumique de la particule [kg.m^{-3}]
σ_f	Conductivité électrique du métal liquide [S.m^{-1}]
σ_p	Conductivité électrique de la particule [S.m^{-1}]
τ	Contrainte tangentielle de frottement pariétale [N.m^{-2}]
τ_{eff}	Temps de relaxation effectif [s]
τ_{Zr}	Contrainte surfacique [N.m^{-2}]
τ_p	Temps de relaxation de la particule [s]
ω	Vitesse rotationnelle du fluide [s^{-1}]

Table des matières

I.	Introduction générale	9
I.1	Les superalliages à base de nickel.....	9
I.1.1	Généralités	9
I.1.2	Elaboration et mise en forme	10
I.2	Le procédé de fonderie par induction sous vide.....	12
I.3	Les défauts de fonderie dans les superalliages	14
I.3.1	Défauts de surface et de volume	14
I.3.2	Défauts inclusionnaires	14
I.3.3	Défauts de structure	15
I.4	Objectif du travail de thèse et plan du manuscrit	15
Partie A - Etude expérimentale		17
Introduction.....		18
II.	Procédé de Fonderie.....	23
II.1	Description du procédé industriel.....	23
II.2	Techniques expérimentales	24
II.2.1	Mesures de l'induction magnétique axiale.....	24
II.2.2	Prélèvements de matière	26
II.2.3	Visualisation de la surface du bain de métal liquide.....	27
II.3	Résultats expérimentaux.....	28
II.3.1	Mesures de l'induction magnétique axiale.....	28
II.3.2	Comportement du lingotin et du radeau inclusionnaire	31
II.4	Conclusions	37
III.	Caractérisation de la population inclusionnaire dans les prélèvements de matière ...	38
III.1	Analyses de la population inclusionnaire	38
III.1.1	Test du bouton	38
III.1.2	Prélèvements issus des barres brutes.....	43
III.1.3	Prélèvements issus des bains solidifiés à l'étape A	51
III.1.4	Prélèvements issus des bains solidifiés à l'étape B	59
III.1.5	Prélèvements issus des bains solidifiés à l'étape C	60
III.2	Discussion concernant l'origine et les morphologies des agrégats d'inclusions d'oxydes	64
III.2.1	Influence de la composition chimique et de la température	64
III.2.2	Mécanismes de rassemblement en surface de bain – formation du radeau	66
III.2.3	Phénomènes de fragmentation	70
III.4	Conclusions	72
Partie B – Etude numérique		73
Introduction.....		74
IV.	Brassage électromagnétique du bain de métal liquide – Modélisation électromagnétique.....	81
IV.1	Le modèle numérique	81
IV.1.1	Principe du modèle.....	81
IV.1.2	Equations résolues et conditions aux limites.....	82
IV.1.3	Prise en compte de la déformation de la surface libre	84
IV.1.4	Données nécessaires au modèle.....	85
IV.2	Comparaison avec les résultats de l'étude de Bojarevics [87].....	86

IV.2.1	Principe.....	86
IV.2.2	Résultats expérimentaux et numériques	88
IV.3	Application au procédé SNECMA.....	89
IV.3.1	Configuration étudiée – Données du calcul.....	89
IV.3.2	Calibration de l'intensité du courant dans l'inducteur	91
IV.3.3	Résultats numériques	93
V.	Comportement hydrodynamique du bain de métal liquide – Modélisation hydrodynamique.....	95
V.1	Introduction.....	95
V.2	Le modèle numérique	95
V.2.1	Principe du modèle.....	95
V.2.2	Equations résolues et conditions aux limites.....	95
V.2.3	Prise en compte de la déformation de surface et aspects numériques	99
V.2.4	Données nécessaires au modèle.....	100
V.3	Comparaison avec les résultats de l'étude de Bojarevics et coll.	100
V.3.1	Principe.....	100
V.3.2	Résultats expérimentaux et numériques	101
V.4	Application au procédé SNECMA.....	104
V.4.1	Configuration étudiée – Données du calcul.....	104
V.4.2	Résultats numériques	104
VI.	Comportement des particules au sein du bain liquide – Modélisation de la trajectographie.....	108
VI.1	Introduction.....	108
VI.2	Le modèle numérique	108
VI.2.1	Interactions entre particules négligeables	108
VI.2.2	Principe du modèle en écoulement turbulent	109
VI.2.3	Prise en compte des forces s'appliquant sur une particule.....	112
VI.2.4	Résolution numérique	115
VI.2.5	Conditions aux limites aux parois	118
VI.2.6	Condition initiale pour le modèle numérique	124
VI.2.7	Traitement statistique des résultats	126
VI.3	Données nécessaires au modèle.....	126
VI.4	Résultats et discussions.....	128
VI.4.1	Etude préliminaire	128
VI.4.2	Résultats de capture pour le procédé industriel	136
VI.5	Conclusions.....	145
	Conclusion générale et perspectives.....	146
	Références	150
	Annexe A.....	158
	Annexe B.....	165

I. Introduction générale

I.1 Les superalliages à base de nickel

I.1.1 Généralités

Les métaux et leurs alliages ont toujours joué un rôle primordial dans le développement de nos sociétés et ont largement contribué à des progrès technologiques majeurs. Des démarches de développement de ces matériaux ont été engagées et ont abouti à une large gamme de matériaux métalliques dont les superalliages base nickel. Il est reconnu depuis soixante ans que les superalliages à base de nickel, fondés sur le système ternaire nickel-chrome-aluminium, combinent des propriétés exceptionnelles de résistance mécanique, de ténacité et de tenue à l'oxydation depuis les plus basses températures jusqu'au-delà de 1100°C. Malgré une densité double de celle des alliages d'aluminium et une résistance de moitié de celle des aciers, les particularités des superalliages à base de nickel en font des matériaux structuraux irremplaçables dans beaucoup de domaines de la construction mécanique, notamment dans le cas des moteurs aéronautiques. La particularité d'un turboréacteur en fonctionnement est de présenter une large gamme de températures [1] allant de -50°C en entrée moteur jusqu'à 1700°C en sortie en passant par des températures avoisinant les 1100°C en sortie de la partie combustion [Figure 1].

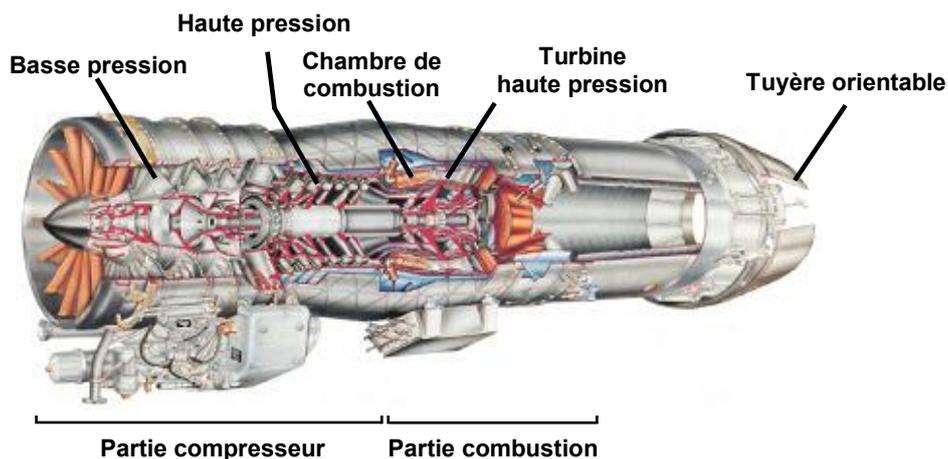


Figure 1 : Vue en coupe du turboréacteur M88 du rafale (document SNECMA).

La mise en œuvre de matériaux performants aux propriétés bien maîtrisées est donc nécessaire pour permettre un fonctionnement optimal de ce type de moteur. Il est courant d'employer une partie importante d'alliages de nickel (du type CMSX-2, René N4, AM1, etc.), représentant 45 % de la masse totale du moteur aéronautique, pour la conception des étages haute pression du compresseur et des étages de la turbine. Par ailleurs, les alliages de titane, plus légers, composent les éléments du compresseur basse et moyenne pression, mais étant donné la taille de ces étages, ils représentent 25 % de la masse totale du moteur

aéronautique [2]. D'autre part, l'une des nombreuses spécificités attendues pour un turboréacteur est la performance énergétique, et cette dernière croît avec la température d'entrée turbine (pouvant atteindre aujourd'hui environ 1100°C). Parmi la grande famille composant les superalliages base nickel, seuls les superalliages monocristallins peuvent supporter les fortes contraintes thermiques (température supérieure à 1000°C) et mécaniques (~100 MPa) régnant au sein de la turbine du turboréacteur [3].

De nombreuses études [4–7] ont démontré par exemple que la structure de solidification monocristalline [Figure 2] pour les aubes de turbine haute pression permet d'atteindre une résistance au fluage fortement supérieure à celle obtenue à partir de structures de solidification colonnaire et équiaxe [Figure 3].



Figure 2 : Structures de solidification pour les superalliages Equiaxe (à gauche), Colonnaire (au milieu), Monocristalline (à droite) [8].

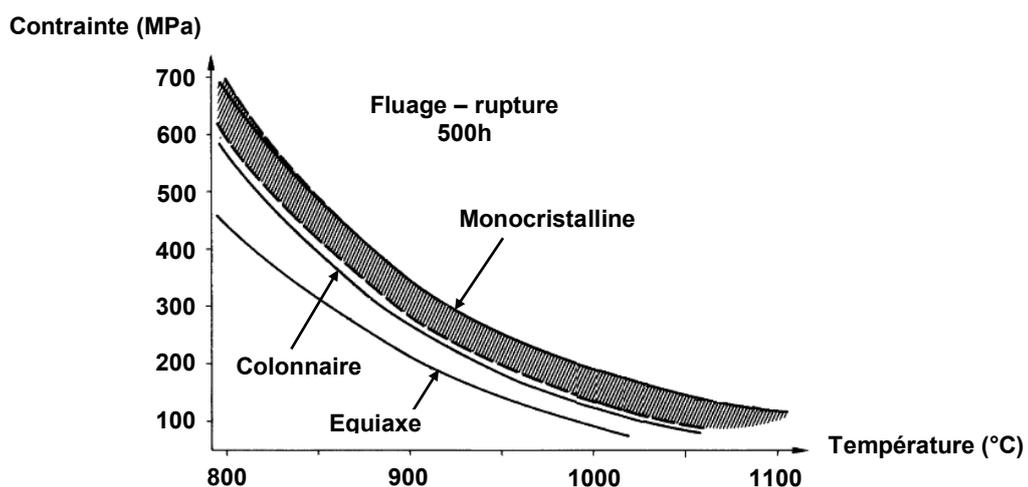


Figure 3 : Résistance au fluage pour les trois structures de solidification des superalliages [1].

I.1.2 Elaboration et mise en forme

La particularité des superalliages base nickel réside dans la combinaison de deux phases distinctes, une matrice austénitique γ renforcée par la précipitation d'une phase d'intermétallique cohérente γ' [Figure 4]. On distingue ainsi une première phase dite phase désordonnée (phase γ) constituée par la matrice austénitique majoritairement composée de

nickel et dans laquelle se retrouve une partie des éléments de l'alliage et une seconde phase dite phase ordonnée (phase γ') formée par des précipités de phases intermétalliques. Ces alliages métalliques présentent une résistance au fluage élevée à très haute température, obtenue grâce à des fractions volumiques de la phase durcissante γ' voisines de 70 %, et conservent une bonne résistance à l'environnement corrosif des gaz de combustion due à une présence de l'élément chrome en quantité suffisante [9–11].

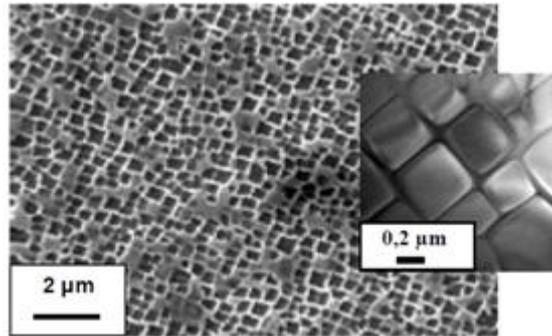


Figure 4 : Microstructure du monocristal de l'alliage AM1 [11].

Il n'est pas possible de forger les superalliages à base nickel pour aboutir à la fabrication des aubes de turbine. Cependant, les techniques métallurgiques pour les alliages de fonderie sont nombreuses et adaptées à chaque type de matériau métallique [12]. Ainsi depuis les années 1950, la refusion des superalliages base nickel est réalisée à l'aide d'un four à induction sous vide (noté VIM pour 'Vacuum Induction Melting'), avant la coulée de l'alliage en moule.

Ce procédé de refusion permet de chauffer et fondre par induction électromagnétique un matériau sous vide, évitant ainsi toute contamination du métal fondu par l'environnement gazeux [13, 14]. La production d'aubes de turbine monocristallines est ensuite effectuée par la méthode de cire perdue [8], qui permet la réalisation de pièces de haute précision et de géométrie complexe. Cette technique de fonderie consiste à couler le métal liquide dans un moule en céramique (communément appelé grappe). Ce dernier est préalablement préparé à partir d'un noyau en céramique [Figure 5] qui est entièrement recouvert de cire (modèle en cire). Cet ensemble va ensuite être enrobé par un mélange réfractaire formant le moule. Une fois cette opération effectuée, la cire est retirée (étape de décirage) laissant ainsi des interstices [Figure 6] qui seront comblés par le métal liquide lors de la coulée.

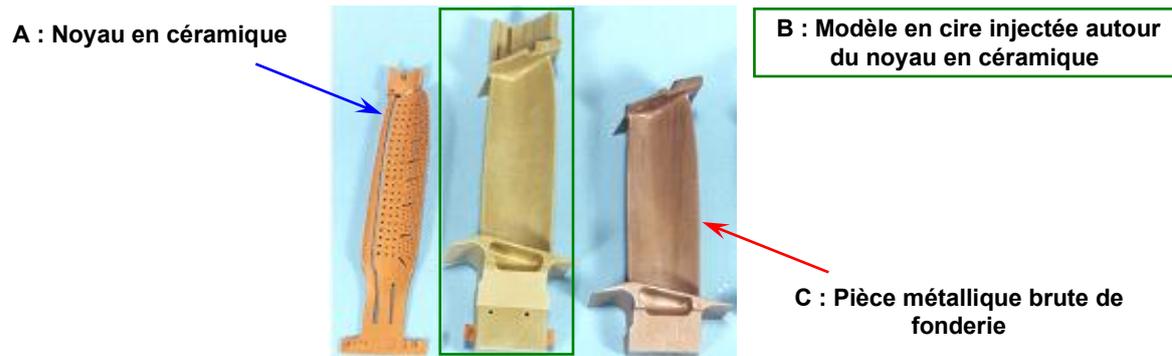


Figure 5 : Exemple de pièce aux différentes étapes de la fabrication par cire perdue [8].



Figure 6 : Grappe composée de n modèles (à gauche) ; découpe de modèles contenant des noyaux céramiques après étape de décirage (à droite) [8].

Le procédé de solidification permettant d'obtenir une structure monocristalline consiste en une solidification dirigée, où la présence d'un gradient thermique permet la croissance de la structure cristalline dans la direction opposée à ce dernier. Le procédé met en jeu par ailleurs un sélecteur de grain visant à permettre la croissance d'un grain unique.

Pour la suite des travaux menés, seul le superalliage monocristallin, référencé AM1, qui est utilisé par SNECMA pour la production des aubes de turbine haute pression, sera considéré.

1.2 Le procédé de fonderie par induction sous vide

Le procédé de fusion par induction magnétique sous vide [Figure 7] a été employé, dès le début du XX^{ème} siècle, pour l'élaboration des métaux ferreux, mais c'est seulement à partir de 1920 que ce procédé de fusion a connu un essor important notamment pour la fusion des aciers spéciaux [15]. L'atmosphère contrôlée et la mise en œuvre simplifiée du procédé VIM sont particulièrement adaptées à la production de superalliages au sein desquels la présence d'éléments chimiques très facilement oxydables (aluminium, bore, cobalt ou titane) exclut l'emploi d'autres types de procédé de refusion.

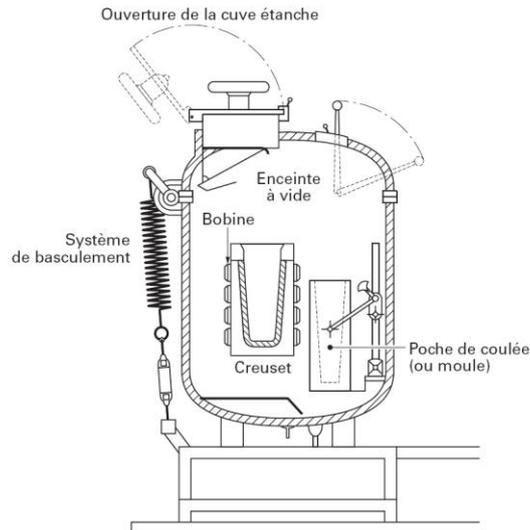


Figure 7 : Schéma de principe du procédé de fusion par induction sous vide [16].

Un four est caractérisé par la fréquence du courant électrique utilisé (50 Hz à 10 kHz), la puissance installée (jusqu'à 1,2 MW/t) ainsi que par sa capacité qui peut dépasser 100 t de métal liquide. L'installation comprend une enceinte à vide au sein de laquelle est placé, comme le montre le schéma de la **Figure 7**, un creuset contenant la charge métallique à fondre.

Le creuset est installé au centre d'une bobine d'induction, refroidie par eau et parcourue par un courant électrique alternatif. La bobine d'induction crée un champ d'induction magnétique qui s'applique sur l'ensemble des composants du four. En réponse aux variations temporelles du champ d'induction magnétique, des courants électriques induits (courants de Foucault) apparaissent au sein de la charge métallique. Ces courants de Foucault ont pour effet d'une part, d'échauffer par effet Joule le métal conduisant à sa fusion, et d'autre part, de créer, par interaction avec le champ d'induction magnétique, des forces électromagnétiques de Lorentz [17]. Ces dernières sont responsables de la mise en mouvement du métal liquide au sein du bain et de la déformation de la surface libre du bain, prenant généralement la forme d'un dôme [**Figure 8**] [18].

La fréquence du courant dans l'inducteur joue un rôle très important. En effet, elle conditionne l'épaisseur de peau électromagnétique δ , définie comme l'épaisseur de la zone en périphérie du métal où se concentrent les courants induits [**Eq. 1**] :

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\sigma_f \pi f_{elec} \mu_0 \mu_r}} \quad \text{Eq. 1}$$

où f_{elec} , σ_f , μ_0 et μ_r désignent respectivement la fréquence du courant dans l'inducteur, la conductivité électrique du métal, la perméabilité magnétique du vide (valant $4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H.m}^{-1}$) et la perméabilité relative propre au matériau considéré.

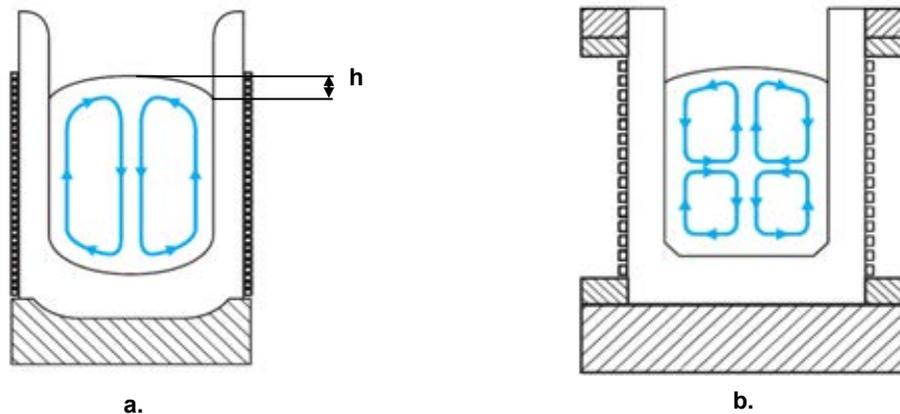


Figure 8 : Exemples de mouvement du bain métallique liquide au sein du creuset de fusion en fonction de la fréquence du courant dans l'inducteur (cas a : courant basse fréquence, cas b : courant haute fréquence) [19].

1.3 Les défauts de fonderie dans les superalliages

La présence de défauts au sein d'une pièce de fonderie reste un problème en termes d'augmentation des coûts de production et de diminution des performances mécaniques au cours de sollicitations par de fortes contraintes mécaniques et thermiques. Suivant le type de défaut rencontré, sa criticité sur le fonctionnement de la pièce moulée et sa localisation au sein de cette dernière, le défaut peut entraîner une mise en rebut. La gestion du défaut (nature, genèse, croissance...) est donc un point critique pour les fondeurs et un enjeu économique important pour les motoristes.

1.3.1 Défauts de surface et de volume

Cette classe de défauts de fonderie est très fortement liée à la solidification et au refroidissement des pièces moulées. Elle regroupe principalement les criques (communément appelées fissures), les porosités (couramment dénommées piqûres) et les retassures. Le premier type de défauts, exclusivement en surface des pièces solidifiées, se produit sous l'action d'efforts transmis au métal et résultant de retraits ou de la rigidité du moule. Le second type de défauts provient du dégazage des gaz en solution dans l'alliage liquide au cours de la solidification. Le dernier type de défauts, localisable en surface ou en volume de pièce, est le résultat de la contraction volumique du métal lors de la solidification.

1.3.2 Défauts inclusionnaires

Généralement, la littérature désigne par défaut inclusionnaire, un élément de structure (ou inclusion) résultant de la combinaison entre un ou plusieurs éléments chimiques de l'alliage et un ou plusieurs éléments réactifs tels que l'oxygène, l'azote, le carbone ou encore le soufre. Ces inclusions, majoritairement des oxydes, peuvent être classées en deux sous-

familles. Les inclusions dites ‘endogènes’ qui proviennent majoritairement de précipités au sein du bain liquide (par exemple par ajout volontaire d’un élément réactif ou par réaction avec un gaz dissous) [20] ; et les inclusions dites ‘exogènes’ qui proviennent d’interactions avec l’environnement (par exemple avec le creuset lorsque celui-ci est en matériau réfractaire) [21]. Les inclusions, malgré des dimensions réduites mais qui peuvent s’étendre sur une large gamme comprise entre le nanomètre et le millimètre, constituent un défaut des plus récurrents et des plus impactant vis-à-vis des propriétés mécaniques de la pièce moulée. La littérature recense de nombreuses études expérimentales portant sur leur caractérisation et leur évolution au cours de procédés industriels [22, 23], sur leurs méthodes d’élimination et sur leur impact sur les matériaux en terme de performance mécanique [24, 25]. Nous donnerons plus loin dans le manuscrit une analyse de la littérature sur ce sujet.

I.3.3 Défauts de structure

Cette famille de défauts est exclusivement due à la ségrégation chimique pour les matériaux métalliques conventionnels. La différence de concentration de certains éléments d’alliages, entre une solution solide et une solution liquide, combinée à la lenteur de diffusion des éléments d’alliage à l’état solide, aboutissent à l’apparition de différents types de ségrégations. La première, à l’échelle de la dendrite, constitue la ségrégation dite mineure ; la seconde, à l’échelle de la pièce, dite ségrégation majeure et enfin la troisième, à une échelle intermédiaire, dite mésoségrégation. Leurs conséquences sur une pièce coulée restent relativement peu importantes par rapport aux autres défauts.

Dans le cas des superalliages obtenus par solidification dirigée [26–28] et notamment d’alliages monocristallins [29], le défaut de structure majeur résulte de la germination de grains parasites issue des conditions thermodynamiques liées à la surfusion et de la présence de particules solides (tels que des défauts inclusionnaire entre autre) [30]. En effet, si la présence d’inclusions ou d’agrégats d’inclusions impacte les propriétés mécaniques des superalliages, on lui attribue aussi le rôle d’agent germinant pour la formation de grains parasites en solidification monocristalline. Ce rôle a été scientifiquement défendu (effet sur la tension de surface) et constaté dans d’autres situations (germination de bulles par exemple lors de la solidification d’alliages d’aluminium).

I.4 Objectif du travail de thèse et plan du manuscrit

Nous venons de voir que les inclusions constituent un des défauts pour les superalliages monocristallins à base de nickel ; soit en dégradant leurs propriétés mécaniques, soit en facilitant la germination de grains parasites au sein du monocristal. L’objectif de ce travail de thèse est de contribuer à une meilleure maîtrise de la population

inclusionnaire dans les pièces coulées par la société SNECMA. Cela nécessite une caractérisation précise de la propriété inclusionnaire de l'alliage en amont de la coulée et au cours du procédé de fonderie. Le travail de recherche entrepris combine des démarches expérimentales et de modélisation. Le volet expérimental est basé sur la réalisation de prélèvements de matière à différentes étapes du procédé de fonderie et vise à quantifier la population d'inclusions et à caractériser leur morphologie et leur nature chimique à chaque étape de l'opération.

Ce travail a été mené en étroite collaboration avec SNECMA Gennevilliers et l'équipe 301-Procédés d'Elaboration dans le cadre d'une convention CIFRE. Les prélèvements ont été réalisés sur l'installation industrielle de l'atelier de fonderie de SNECMA tandis que les caractérisations, et en particulier les nombreux tests du bouton, se sont déroulés au sein de l'Institut Jean Lamour à l'École des Mines de Nancy. En parallèle, un modèle numérique est développé permettant de décrire le comportement inclusionnaire dans le creuset de fusion.

Après cette introduction, le manuscrit est composé de deux chapitres traitant de l'approche expérimentale et de trois autres chapitres consacrés aux travaux de modélisation. Le **chapitre II** décrit le procédé de fonderie industriel employé à SNECMA et la mise en place d'un protocole de mesures du champ d'induction magnétique et de visualisations par caméra du bain métallique. Le **chapitre III** s'attache quant à lui à étudier la population inclusionnaire dans les prélèvements de matière effectués à chaque étape du procédé de fonderie. Une discussion concernant l'origine et le comportement des inclusions d'oxydes en surface du bain liquide est également présentée. La modélisation des phénomènes électromagnétiques est décrite dans le **chapitre IV**. La simulation de l'hydrodynamique du bain de métal fondu pendant la phase de maintien en température du métal liquide, qui précède la phase de coulée, est présentée dans le **chapitre V**. Au cours de ce même chapitre, une comparaison du modèle avec des résultats expérimentaux issus de la littérature est notamment proposée. Enfin, le **chapitre VI** détaille la simulation numérique des trajectoires des inclusions au sein du bain métallique durant cette même phase de maintien en température et des résultats relatifs au comportement de particules de différentes dimensions sont exposés. Le manuscrit se termine par une conclusion synthétisant l'ensemble des résultats expérimentaux et numériques, à l'issue de laquelle des perspectives possibles de ce travail de thèse sont envisagées.

Partie A - Etude expérimentale

Introduction.....	18
II. Procédé de Fonderie.....	23
II.1 Description du procédé industriel.....	23
II.2 Techniques expérimentales.....	24
II.2.1 Mesures de l'induction magnétique axiale.....	24
II.2.2 Prélèvements de matière.....	26
II.2.3 Visualisation de la surface du bain de métal liquide.....	27
II.3 Résultats expérimentaux.....	28
II.3.1 Mesures de l'induction magnétique axiale.....	28
II.3.2 Comportement du lingotin et du radeau inclusionnaire.....	31
II.4 Conclusions.....	37
III. Caractérisation de la population inclusionnaire dans les prélèvements de matière ...	38
III.1 Analyses de la population inclusionnaire.....	38
III.1.1 Test du bouton.....	38
III.1.2 Prélèvements issus des barres brutes.....	43
III.1.3 Prélèvements issus des bains solidifiés à l'étape A.....	51
III.1.4 Prélèvements issus des bains solidifiés à l'étape B.....	59
III.1.5 Prélèvements issus des bains solidifiés à l'étape C.....	60
III.2 Discussion concernant l'origine et les morphologies des agrégats d'inclusions d'oxydes.....	64
III.2.1 Influence de la composition chimique et de la température.....	64
III.2.2 Mécanismes de rassemblement en surface de bain – formation du radeau....	66
III.2.3 Phénomènes de fragmentation.....	70
III.4 Conclusions.....	72

Introduction

Nous avons vu que les particules de nature non métallique, présentes de manière récurrente dans de nombreux alliages, impactent fortement leurs propriétés mécaniques obligeant les métallurgistes à réparer ou à rebuter les pièces produites. Le contrôle de ce type d'inclusion est donc devenu, depuis quelques années déjà, une priorité pour l'ensemble des acteurs intervenant dans l'élaboration d'alliages métalliques destinés à la production de pièces à forte valeur ajoutée. L'impact des particules non métalliques sur les propriétés mécaniques des matériaux métalliques a été un important sujet d'étude expérimentale depuis la fin des années 1960 [31, 32]. Le cas de l'acier a fait l'objet de nombreux travaux. La plupart des essais décrits dans la littérature s'appuient sur des cycles de fatigue mécanique appliqués à des éprouvettes. Il a été montré qu'une forte dégradation des propriétés mécaniques était due à la présence d'inclusions. Certains auteurs, comme Baker et coll. [33], ont étudié leur rôle dans la formation de défauts, principalement des défauts de surface. Ils ont ainsi montré que les inclusions non métalliques menaient majoritairement à des mécanismes de fissuration. Ces constatations ont été complétées par les travaux d'autres auteurs comme Kiessling [34] ou encore Fuchs et coll. [35]. Ces derniers ont réalisé des études expérimentales supplémentaires permettant de relier la taille des inclusions aux performances mécaniques [Figure 9], en soulignant notamment que les inclusions de fortes tailles étaient plus néfastes que les petites.

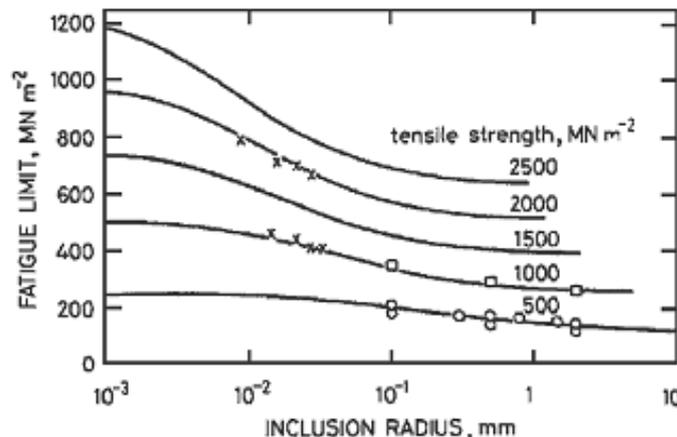


Figure 9 : Impact de la taille des inclusions non métalliques sur la tenue en fatigue d'éprouvettes en acier pour différentes valeurs de chargements [34].

Le cas des superalliages a quant à lui été étudié de manière plus modérée. Néanmoins, certains auteurs comme Hyzak et coll. [36] se sont attachés, dès le début des années 1980, à caractériser l'impact d'un défaut et de sa localisation sur les mécanismes de fissuration. Leur attention s'est portée sur la présence de porosités, d'inclusions non-métalliques de type céramique (de taille allant jusqu'à 100 μm et de forme sphérique et

elliptique), et d'inclusions d'oxyde d'hafnium (de taille de l'ordre de la centaine de micromètres). Il a ainsi été montré que les défauts jouaient un rôle différent en fonction du niveau de contrainte appliqué à l'éprouvette, mais aussi en fonction de la température. Les auteurs ont ainsi pu constater que pour des valeurs importantes de contraintes mécaniques (allant jusqu'à 1GPa) à haute température (760°C maximum), les mécanismes de fissuration critiques étaient engendrés majoritairement par les inclusions de fortes tailles. Les inclusions de petites tailles ont été rendues responsables de l'apparition de microfissures non préjudiciables à la tenue en fatigue du matériau, mais qui restent une des sources possibles de propagation des fissurations. Par ailleurs, la source principale de fissuration mise en évidence est la présence de porosité, très néfaste à la tenue en fatigue de l'éprouvette et ceci quelle que soit la température. D'autres auteurs comme Denda et coll. [37] ont travaillé, au début des années 90, sur un ensemble de nuances de superalliages employées dans l'aéronautique. Leur étude s'est attachée à mettre en relation les mécanismes de naissance et de propagation de fissures avec la taille et la localisation des inclusions, en se focalisant exclusivement sur des particules non métalliques contrairement à Hyzak et coll. [36]. Ils ont mis en évidence l'existence de trois mécanismes de propagation de fissures sous chargement. Parmi ceux-ci, le décollement à l'interface de la matrice métallique et de l'inclusion d'une part, et la fissuration de petite dimension d'autre part, sont présents très tôt lors de la mise sous contrainte, à l'inverse du mécanisme de fissuration de grande dimension. Il a aussi été montré lors de cette étude, que l'ensemble des fissurations ont été initiées par des inclusions en proche surface des éprouvettes.

Comme le montre l'ensemble des travaux expérimentaux de la littérature, la présence d'inclusions non-métalliques au sein d'une pièce métallique est fortement préjudiciable pour sa tenue en fatigue.

En amont de l'élaboration des pièces produites, les procédés de traitement du métal liquide incluent des méthodes de purification qui diffèrent en fonction des alliages. Par exemple, dans le cas des aciers, la méthode d'élimination des inclusions par flottaison est appliquée, cette technique est basée sur le principe de mise en contact du métal liquide avec une phase gazeuse dispersée (en général sous forme de bulles d'Argon). Les inclusions précipitées ou initialement présentes au sein du bain liquide vont être capturées après contact avec les bulles et entraînées en surface [Figure 10].

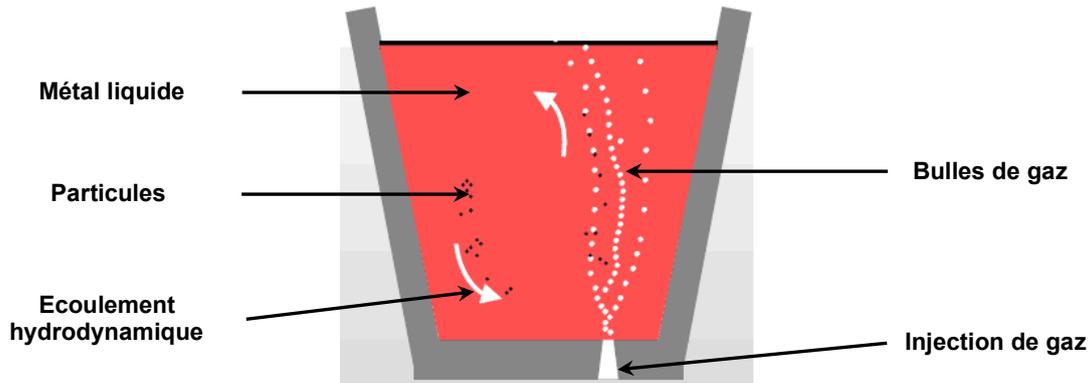


Figure 10 : Procédé d'élimination par flottaison.

D'autres méthodes d'élimination, pouvant venir compléter les précédentes, sont :

- Elimination par séparation électromagnétique qui consiste en la capture en proche paroi du creuset de fusion de particules non-conductrices et de masse volumique inférieure à celle du fluide métallique conducteur. Les forces électromagnétiques vont confiner le bain métallique vers le centre du creuset créant ainsi un gradient de pression magnétique analogue à un gradient de pression hydrodynamique orienté du centre du bain vers sa périphérie [38–41]. A l'inverse, les particules non conductrices vont, en réponse à cet effet du champ magnétique sur le métal liquide, subir une force de réaction orientée en direction de la périphérie du bain métallique [Figure 11] [cf. section VI.].

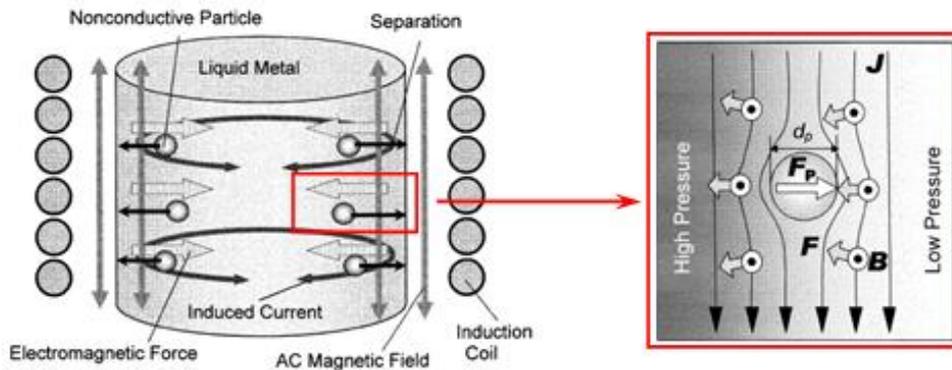


Figure 11 : Schéma de principe d'élimination de particules non conductrices par séparation électromagnétique au sein d'un volume de métal placé dans un four à induction magnétique [41].

- Elimination par filtration déclinée selon deux méthodes : la filtration par sédimentation et la filtration en profondeur. La première méthode, aussi nommée filtration 'gâteau' en rapport avec la couche formée par la capture d'inclusions en surface du filtre améliorant son efficacité, est bien adaptée à des particules dont le diamètre est supérieur à la taille de la maille du filtre. La seconde méthode, la plus souvent employée dans les pratiques standards de filtration industrielle, est bien adaptée à des inclusions de diamètre inférieur à la centaine de micromètres. Cette méthode de

filtration présente l'intérêt d'augmenter la probabilité de capture des inclusions par les parois du filtre due au fort taux de porosité composant ce dernier. Il existe bon nombre de variétés de filtre dont on peut notamment citer les filtres à lit, à particules agglomérées ou encore les filtres en mousse de céramique [42, 43]. Ces derniers sont couramment employés dans l'affinage de métaux non ferreux pour les produits moulés, comme cela est le cas pour le procédé de fonderie étudié au cours de ces travaux.

La maîtrise de la population inclusionnaire au sein du matériau reste cependant délicate à évaluer. En effet, cette dernière est définie par une fonction de distribution de plusieurs variables internes liées aux particules, comme la taille et la composition. Malgré cette difficulté, il est nécessaire de pouvoir évaluer la population inclusionnaire au sein des pièces élaborées. C'est dans cet objectif que la littérature actuelle recense deux grandes familles de techniques d'analyses distinctes (soit selon la méthode dite 'indirecte' ; soit selon la méthode dite 'directe') regroupant au total une trentaine de techniques expérimentales [44].

En ce qui concerne la méthode d'investigation indirecte, cette dernière regroupe un ensemble de contrôles ayant pour objectifs de suivre, au sein du bain liquide, l'évolution en composition de certains éléments chimiques (ceux facilement oxydables comme par exemple l'aluminium) et d'en déduire la quantité d'inclusions solides ou liquides à l'équilibre. La teneur en oxygène totale permet par exemple d'estimer la quantité d'oxygène précipité, et l'usage de logiciels de thermochimie (tels que Thermocalc [45] ou Fact Stage [46]) calculant les phases à l'équilibre, permet de déduire la composition inclusionnaire à chaque température du liquide jusqu'à la solidification de l'alliage. Cette analyse indirecte n'apporte bien évidemment aucune indication sur la distribution en nombre et en taille des inclusions, ni sur les éventuelles inclusions exogènes. Il est aussi envisageable d'étudier le creuset en matériau réfractaire, par le biais d'analyses de sa composition chimique avant et après son utilisation, mais aussi par un contrôle visuel de sa paroi interne. Dans la littérature, une partie importante des techniques expérimentales, visant à caractériser l'impact des inclusions, s'appuie sur la mise en place de tests mécaniques tels que la tenue en fatigue [32–34, 36], appliqués sur les pièces brutes de fonderie ou sur des prélèvements sous forme d'échantillons. La relation directe entre tenue en fatigue et propreté inclusionnaire permet d'estimer cette dernière.

La méthode directe comprend un large panel de techniques expérimentales. Une grande partie de ces investigations s'effectue à partir de surfaces à deux dimensions comme par exemple les approches métallographiques quantitatives conventionnelles par observations microscopiques optiques [35, 47, 48] ou par faisceau d'électrons (MEB) [33, 37]

en les complétant par des techniques d'analyses d'images. Les méthodes d'investigation par ultrasons conventionnels [49], par rayons X [50] ou encore selon le test du bouton [51–54] permettent une inspection en volume. Enfin, contrairement aux techniques réalisées sur des prélèvements post mortem, certaines méthodes d'investigations directes comme par exemple par ultrasons [55] ou encore par visualisation électromagnétique [56] détectent les inclusions au sein des pièces élaborées de faibles épaisseurs, mais avec des limitations de résolution. Ces méthodes d'inspection instantanée proposent des solutions adaptées aux procédés industriels permettant d'estimer la population des inclusions ainsi que leur distribution en taille au cours de la production.

Relativement bien adaptées aux aciers conventionnels, les méthodes d'investigations métallographiques quantitatives le sont beaucoup moins pour les aciers spéciaux et les superalliages. En effet, la faible concentration massique des inclusions dans ces alliages propres (jusqu'à quelques ppm) d'une part, et la taille micrométrique des particules d'autre part, rendent délicate l'application de ces méthodes d'inspection. Le désavantage majeur de ces méthodes conventionnelles concerne le volume représentatif extrêmement petit. En dépit de techniques de polissage répétitif, il demeure improbable d'atteindre une évaluation fiable de la distribution inclusionnaire pour un acier très propre. Ainsi, pour des aciers Maraging [57], la densité numérale en taille montre que l'identification des plus grosses inclusions nécessite un volume d'échantillon de l'ordre de 1 kg, ce qui correspond à une surface d'analyse inaccessible en 2D. Face à cette situation peu satisfaisante, parmi l'ensemble des méthodes d'investigation en volume, le test du bouton apparaît comme une alternative intéressante à la métallographie quantitative.

II. Procédé de Fonderie

II.1 Description du procédé industriel

Le procédé de fonderie par cire perdue est employé par Snecma Gennevilliers pour produire des aubes de turbine haute pression monocristalline en superalliage base nickel (AM1). Le four industriel utilisé, fonctionnant sous vide à une pression nominale de 3.10^{-3} mbar, comprend deux parties distinctes [Figure 12]. La partie supérieure est exclusivement dédiée à la fusion du lingot par induction électromagnétique ; quant à la partie inférieure, elle assure la coulée de l'alliage métallique au sein du moule de coulée (ou grappe) et la solidification dirigée, en contrôlant précisément le gradient thermique par tirage du dispositif vers le bas.

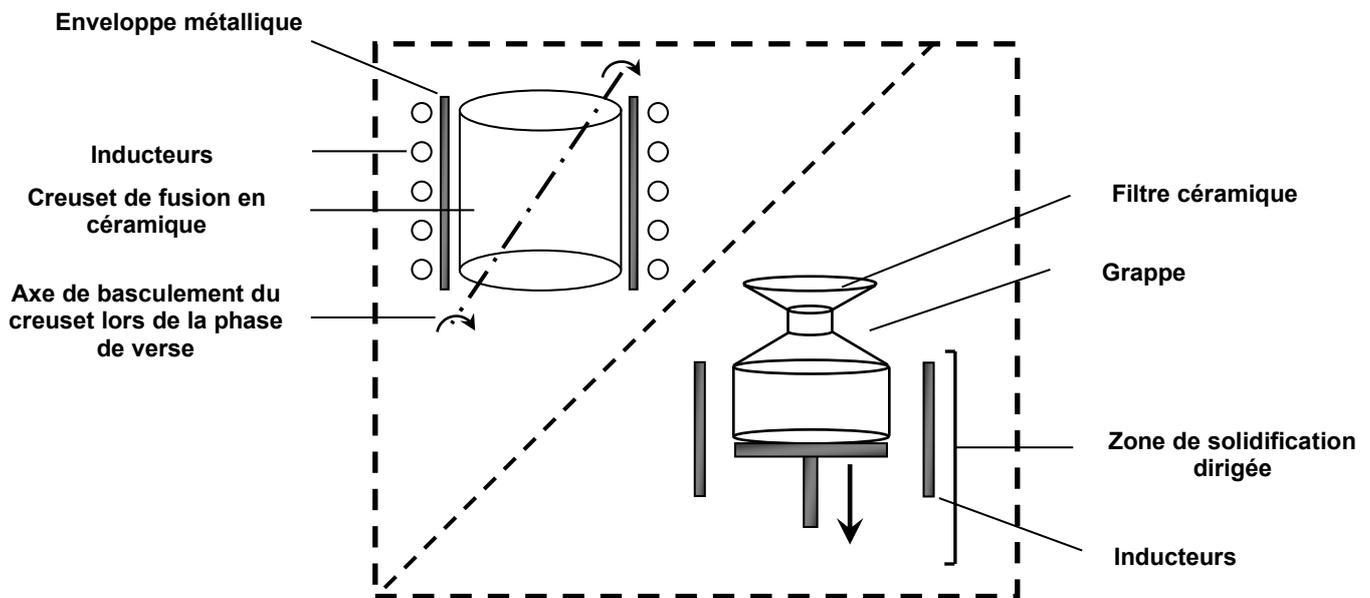


Figure 12 : Schéma du four industriel mis à disposition par Snecma Gennevilliers pour l'étude.

La charge métallique de 8,6 kg (environ un litre en volume), prélevée par découpe mécanique au sein d'un lot de barres de superalliage base nickel AM1 (élaborées par Cannon-Muskegon Corporation [Tableau 1]), est fondue par induction magnétique au sein d'un creuset céramique en alumine et en silice de type VESUVIUS ALUMINA LR00198 F07399 [Tableau 2] (environ 2 litres de contenance). La puissance délivrée par le générateur est fixée par le programme de fusion initialisé en début de cycle. Avant la phase de verse, le bain liquide subit une phase de maintien en température autorégulée à 1550°C par pyrométrie optique pour une durée de 60 secondes. Au cours de cette phase, la puissance du générateur délivrée est variable et est régulée par un système PID (pour 'Proportional-Integral-Derivative'). Lors de la verse, avant de remplir complètement la grappe, le bain liquide est filtré, à travers une mousse en céramique de porosité connue. La grappe,

destinée à fabriquer un nombre fini d'aubes, est alors soumise à une phase de solidification dirigée pour optimiser entre autre la formation d'une structure monocristalline et réduire la présence de défauts de solidification. Le contrôle du gradient thermique est obtenu au moyen d'un ensemble d'inducteurs complété par des suscepteurs en graphite.

Eléments	Ta	Cr	Co	W	Al	Mo	Ti	Hf	Fe	Nb	Mg	Si	C
% de masse	8,4	7,7	6,7	5,6	5,3	1,9	1,2	$4,8 \cdot 10^{-2}$	$2,6 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$5,0 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$4,2 \cdot 10^{-3}$
Ecart type (%)	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,0	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$	0,0	0,0	0,0	$2,2 \cdot 10^{-3}$

Tableau 1 : Composition chimique moyennée de l'AM1 employé par Snecma Gennevilliers, le nickel formant la base de cet alliage.

Eléments	Al ₂ O ₃	SiO ₂	Fe ₂ O ₃	TiO ₂	CaO	MgO	Na ₂ O	K ₂ O
% de masse	71 - 64	35 - 29	< 0,12	< 0,22	<0,10	<0,14	<0,23	<0,08

Tableau 2 : Composition du creuset de fusion VESUVIUS ALUMINA LR00198 F07399.

Il est à noter la présence d'une enveloppe métallique autour du creuset de fusion, partiellement ajourée et ayant pour rôle de supporter mécaniquement le creuset. Le modèle électromagnétique décrit par la suite tient compte de manière simplifiée de la présence de cette enveloppe, cet aspect sera abordé dans la suite du manuscrit [cf. section IV.1.4].

II.2 Techniques expérimentales

II.2.1 Mesures de l'induction magnétique axiale

Des mesures de la composante axiale de l'induction magnétique, réalisées au sein d'un creuset de fusion à vide (sans charge métallique), ont été effectuées pour les trois raisons suivantes. En premier lieu, ces données expérimentales sont précieuses pour la calibration de notre modèle électromagnétique. Ensuite, une analyse de la répartition de l'induction magnétique, au sein du creuset de fusion, doit permettre d'appréhender d'éventuelles dissymétries causées notamment par l'enveloppe métallique entourant le creuset. Enfin, il est important d'évaluer l'influence des inducteurs de préchauffage du moule sur l'induction magnétique générée au sein du creuset de fusion. En effet, durant la phase de fusion et de maintien en température à l'état liquide de la charge d'alliage AM1, les inducteurs en partie basse du four, servant au préchauffage de la grappe avant la phase de solidification dirigée, sont en fonctionnement.

Les mesures ont été menées à l'aide d'un gaussmètre (modèle 5180 de marque F.W. Bell) équipé d'une sonde de mesure de la composante axiale de l'induction magnétique (modèle SAD18-1904).

Trois séries de mesures ont été effectuées :

- une première série de mesures, notée série 1, pour laquelle seul l'inducteur du creuset de fusion est en fonctionnement,

- une seconde série de mesures, notée série 2, durant laquelle à la fois l'inducteur du creuset de fusion et les inducteurs de préchauffage du moule de verse sont en fonctionnement,
- la troisième série, appelée série 3, reprend les actions de la série 2 en l'absence de l'enveloppe métallique. Ces résultats ne seront pas présentés dans ce qui suit [cf. section II.3.1] mais feront l'objet d'attentions lors de la calibration du modèle électromagnétique exposée au chapitre IV.3.

L'ensemble des mesures a été effectué dans la zone où doit normalement se trouver la charge lorsqu'elle est à l'état liquide. Les coordonnées des différents points de mesure ont été définies en tenant compte du fait que la mesure de la composante axiale est prise à l'extrémité de la sonde. Pour chaque série, la composante axiale de l'induction magnétique a été mesurée dans trois plans horizontaux différents (suivant la direction z avec l'origine fixée en fond de bain, le 1^{er} plan est situé à z = 29 mm, le 2nd à z = 58 mm, le 3^{ème} à z = 89 mm). Dans chaque plan, plusieurs points de mesures sont pris suivant les directions r et θ [Tableau 3 et Figure 13].

Rayon du cercle de mesure (mm)	51	45	30	17	0
Nombre de points de mesure	9	9	5	4	1
Décalage en degré d'un point par rapport au précédent (sur un même cercle de mesure)	40	40	72	90	0

Tableau 3 : Ensemble des points de mesure mis en place pour l'évaluation de la composante axiale de l'induction magnétique.

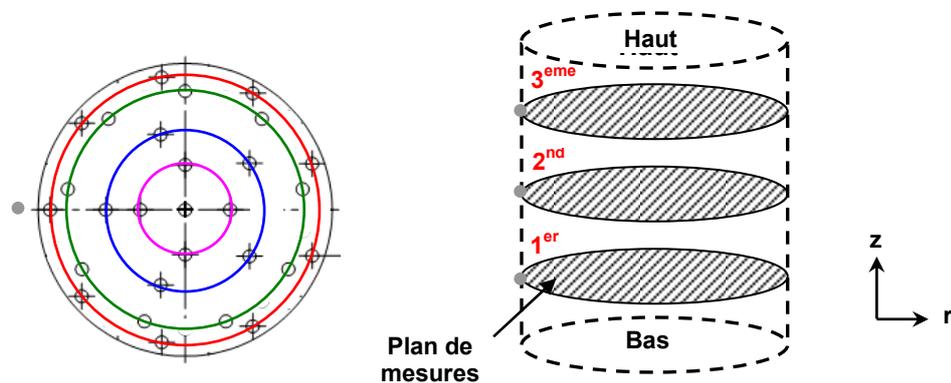


Figure 13 : Répartition des plans de mesures au sein du creuset (droite)
Distribution des points de mesures dans un plan horizontal (gauche)
Rayon cercle extérieur (r = 51 mm), Rayon cercle intérieur 1 (r = 45 mm), Rayon cercle intérieur 2 (r = 30 mm), Rayon cercle intérieur 3 (r = 17 mm), Origine (r = 0).

II.2.2 Prélèvements de matière

Nous avons prélevé de la matière (superalliage base nickel) à différentes étapes du procédé de fonderie [Figure 14], pour des conditions nominales de fonctionnement, dans le but d'analyser la propreté inclusionnaire (nature et morphologie des inclusions d'oxydes).

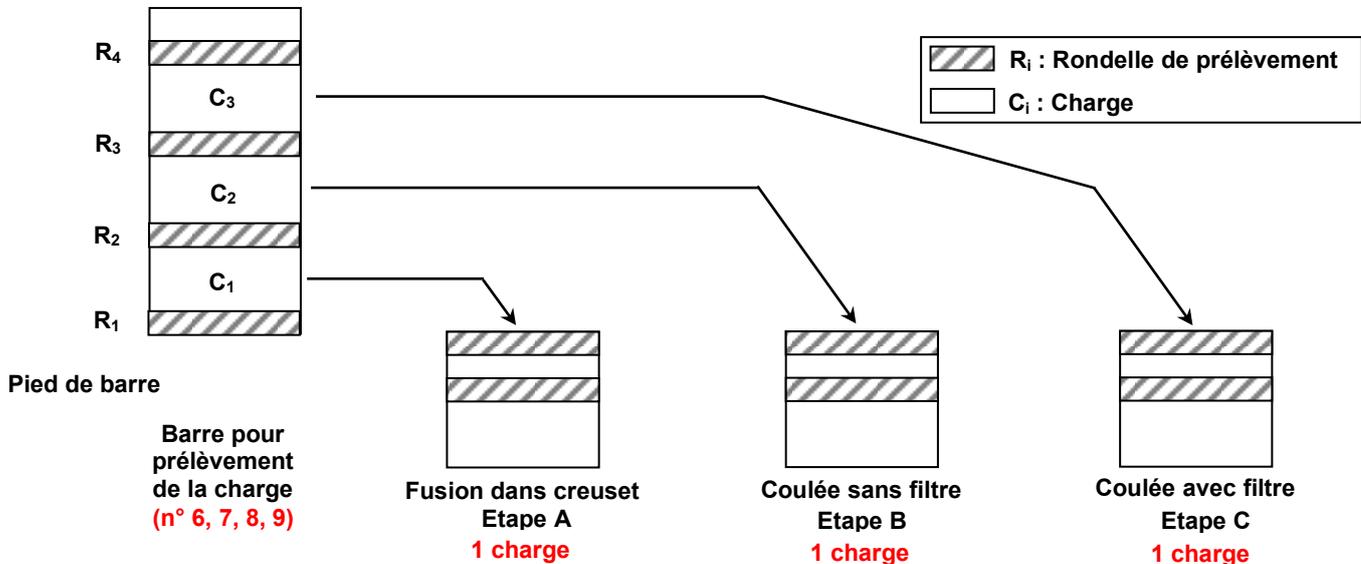


Figure 14 : Schéma des prélèvements de la campagne expérimentale.

Comme le montre la Figure 14, à chaque étape du procédé industriel et pour chaque bain solidifié sont prélevées deux rondelles destinées au test du bouton. Le nombre de charges découpées a été fixé à 3 par barre afin de pouvoir comparer les différentes étapes. Ainsi l'ensemble des étapes (A, B et C) sont menées à partir de charges provenant d'une même barre. Une charge est nécessaire pour chaque étape et les prélèvements de rondelles sont ainsi au nombre de quatre pour chaque essai :

- deux dans la zone entourant la charge se trouvant dans la barre brute (R_i),
- deux dans le bain solidifié une fois l'étape A, B ou C souhaitée atteinte.

La caractérisation de la population inclusionnaire au sein des barres brutes a été effectuée à l'exception de la barre 9 pour des raisons techniques qui seront évoquées par la suite.

La découpe du bain solidifié, une fois l'opération effectuée (A, B ou C), permet d'extraire une rondelle en partie haute (pour le radeau de surface) et une rondelle à mi-hauteur du bain solidifié. A titre exceptionnel, on a effectué un échantillonnage en fond de bain (1 rondelle).

Les prélèvements réalisés sur les barres brutes sont des rondelles de diamètre 89 mm et de masse 790 g. Ceux issus des bains solidifiés (étape A, B et C) sont des rondelles de diamètre 110 mm et de masse identique aux précédents prélèvements. C'est sur cet ensemble d'échantillons que sera appliqué le test du bouton.

Par la suite, les essais seront référencés de manière à faire apparaître le numéro de barre en premier et la référence de charge en second. Les charges, ayant été prélevées au

sein des 4 barres numérotées 6, 7, 8 et 9 appartenant à un même lot de barres matière, vont subir les différentes étapes du procédé industriel comme le décrit la **Figure 14**.

II.2.3 Visualisation de la surface du bain de métal liquide

L'objectif est ici d'observer la formation et le comportement du radeau d'inclusions durant le cycle de fusion d'une charge et de mettre en évidence un schéma comportemental de ces clusters d'inclusions durant la phase de maintien en température du bain de métal liquide. Des enregistrements haute définition ont ainsi été réalisés à l'aide de deux caméras HD Sony (modèles : HDR-FE1X, 1080i et HVR-Z7E, 1080i). A la surface du bain, 1 pixel correspond à une aire de $12 \cdot 10^{-3} \text{ mm}^2$, soit à une taille minimale d'un objet vu de 0,11 mm. A partir des vidéos, trois analyses peuvent être fournies pour l'ensemble des 15 fusions suivies. Elles concernent :

- 1) le comportement du lingotin au cours de sa fusion,
- 2) le comportement du radeau inclusionnaire,
- 3) son taux d'occupation en surface du bain.

L'estimation de la propreté inclusionnaire en surface du bain de métal liquide, au cours du cycle de fusion, est menée à partir de clichés extraits des enregistrements HD analysés avec le logiciel Axiovision 4.6 Rel. L'angle de vision entre la verticale du bain de métal liquide et le hublot est de 16° ; ce décalage ne nous permet pas de visualiser la totalité de la surface du bain [**Figure 15**], une partie étant masquée par la paroi du creuset. Nous avons donc estimé la propreté inclusionnaire pour la partie visible du bain. Puisque le radeau n'a peut-être pas une largeur homogène selon la direction orthoradiale [cf. section II.3.1], nous ne réaliserons pas d'extrapolation des taux d'occupation sur la surface complète à partir de ceux obtenus sur la surface visible. Une correction de la parallaxe introduite par l'angle de visée de 16° a été effectuée à l'aide du logiciel d'analyse.

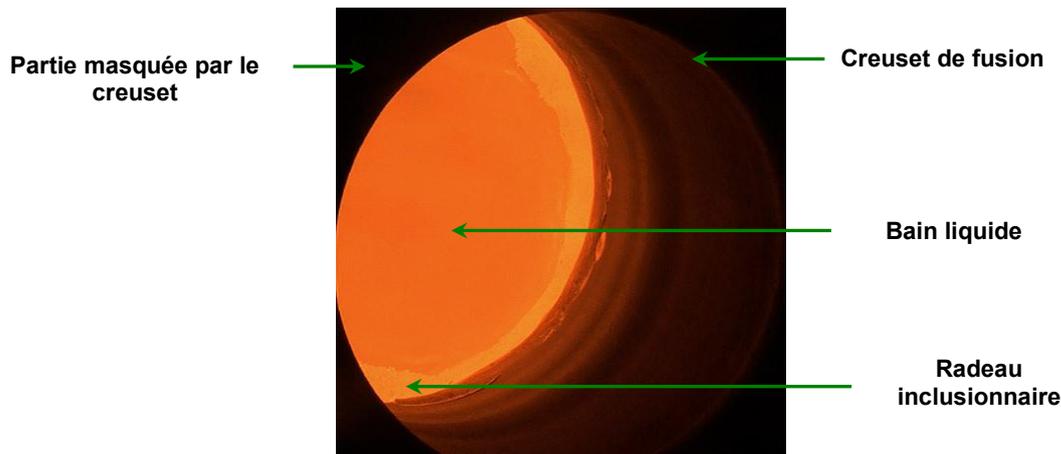


Figure 15 : Visualisation partielle de la surface du bain au cours de la fusion (essai référencé B6C2).

En complément de ces enregistrements, l'analyse de la morphologie et de la taille des agrégats d'inclusions présents en surface du bain de métal liquide, a pu être obtenue au moyen de prises de vue avec un appareil photo reflex numérique (NIKKON D2Xs équipé d'un objectif de 180 mm et d'un doubleur de focale).

Par ailleurs, l'enregistrement de la phase de verse, à l'aide d'une caméra rapide (PHANTOM, modèle VR402-2829V51M et de résolution 1024*1024), a apporté des informations sur le comportement du radeau inclusionnaire (dans le creuset, en surface du jet de coulée et à la réception sur le filtre en céramique) [Figure 16].

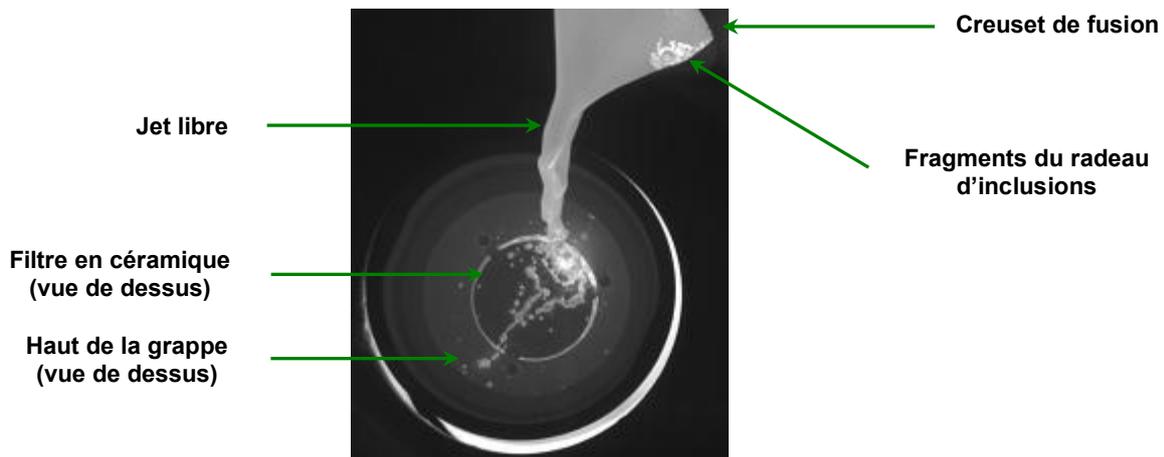


Figure 16 : Cliché, extrait d'un enregistrement en caméra rapide, lors de la verse du bain après fusion.

II.3 Résultats expérimentaux

II.3.1 Mesures de l'induction magnétique axiale

Dans ce qui suit, les résultats de mesures sont représentés sous forme de cartes de distribution de l'induction magnétique axiale dans les différents plans de mesures (ces cartes étant obtenues par interpolation des valeurs mesurées). Les résultats exposés concernent, dans un premier temps, une évaluation de l'induction magnétique pour la série 1 de mesures (inducteurs de fusion en fonctionnement uniquement) [Figure 17] puis, dans un second temps, une comparaison entre les deux premières séries de mesures effectuées (série 1 et série 2) [Figure 18]. L'ensemble des mesures d'induction magnétique présenté ici est exprimé en valeur efficace (ou RMS pour 'Root Mean Square') (notée B_{z_eff}) définie comme fonction de l'induction magnétique maximale (notée B_{z_max}) par l'expression suivante [Eq. 2]:

$$B_{z_eff} = \frac{B_{z_max}}{\sqrt{2}} \quad \text{Eq. 2}$$

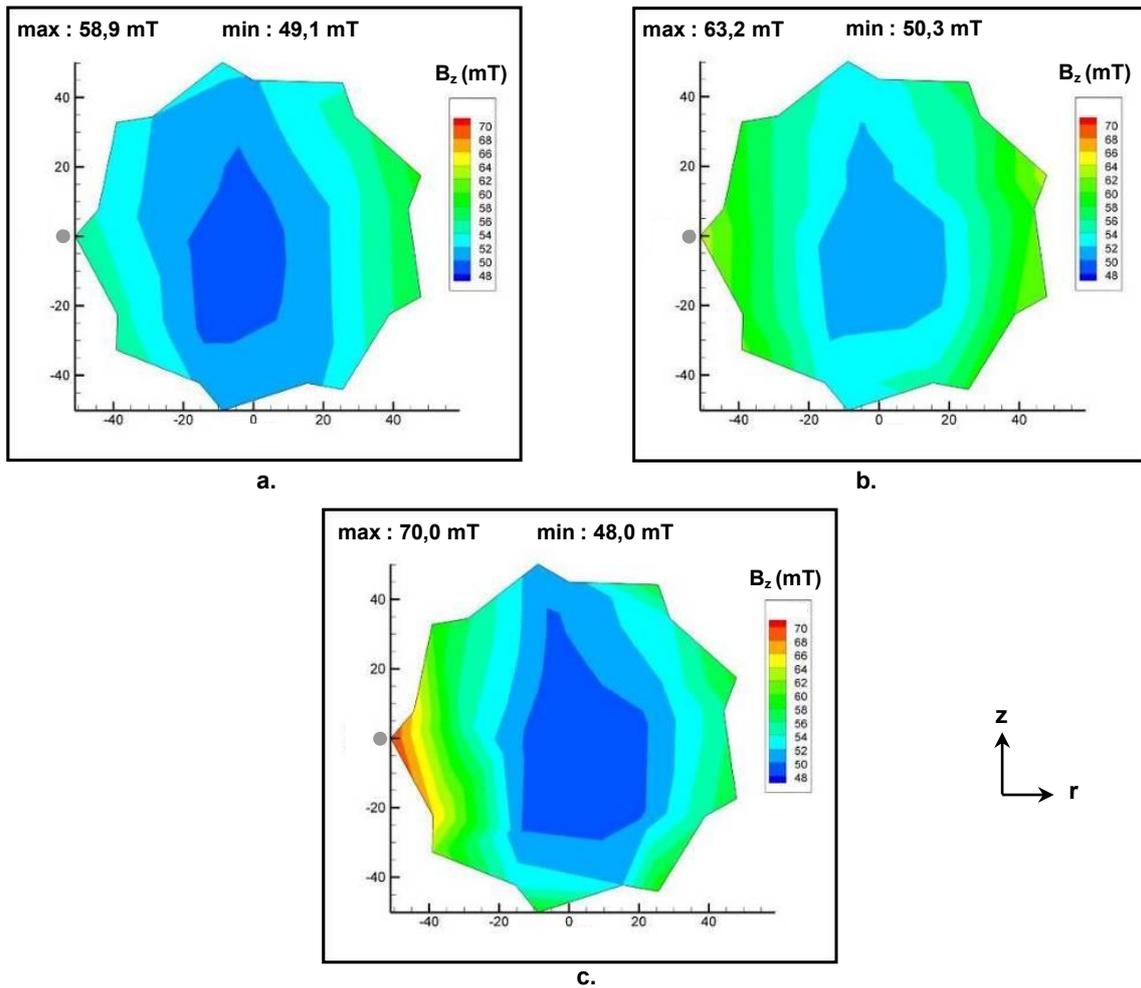


Figure 17 : Carte de répartition de la composante B_z (en mT) dans chaque plan de mesures (série 1).
a. plan 1 ($z = 89$ mm) b. plan 2 ($z = 58$ mm) c. plan 3 ($z = 29$ mm).

En complément de la **Figure 17**, le **Tableau 4** rassemble, pour des positions radiale et axiale données, la moyenne et l'écart type des valeurs de B_z mesurées à différentes positions azimutales. L'écart type permet de juger de la dispersion des valeurs de B_z dans la direction azimutale. A partir des **Figure 17 a, b, c** et du **Tableau 4**, plusieurs constats peuvent être faits concernant les variations de B_z dans les directions respectivement radiale, azimutale et axiale.

- Direction radiale

On constate dans chaque plan de mesures une tendance générale à l'augmentation de l'induction magnétique avec la distance à l'axe de symétrie. Cette augmentation reste modérée (au maximum 20 % d'après les valeurs moyennes présentées dans le **Tableau 4**).

- Direction azimutale

Le **Tableau 4** fait ressortir les 4 résultats principaux suivants :

1. De manière générale, les variations azimutales de B_z restent relativement faibles en comparaison de la valeur de B_z moyennée.

2. Pour tous les plans, les variations de B_z dans la direction azimutale sont plus importantes (écart type plus élevé) à la périphérie qu'au centre du domaine (à l'exception des cercles de rayon 45 et 51 mm dans le plan 1).
3. On constate une augmentation des variations azimutales de B_z du haut vers le fond du creuset.
4. On ne constate aucune périodicité des fluctuations de l'induction magnétique qui pourrait être mise en relation avec les dimensions des fentes de l'enveloppe métallique entourant le creuset.

- Direction verticale

Du haut vers le fond du creuset, on observe une légère augmentation de l'intensité de l'induction magnétique (5 à 10 %) en périphérie du domaine, alors que l'intensité de l'induction magnétique reste voisine de 50 mT au voisinage de l'axe de symétrie.

Plan de mesure	3 (z = 89 mm)				
Cercle de rayon r = (mm)	51	45	30	17	0
Moyenne B_z (mT)	54,7	53,7	51,2	49,8	49,1
Ecart type B_z (mT)	2,4	2,1	1,4	0,6	

Plan de mesure	2 (z = 58 mm)				
Cercle de rayon r = (mm)	51	45	30	17	0
Moyenne B_z (mT)	58,8	56,9	53,5	51,1	50,5
Ecart type B_z (mT)	3,9	2,9	2,1	0,7	

Plan de mesure	1 (z = 29 mm)				
Cercle de rayon r = (mm)	51	45	30	17	0
Moyenne B_z (mT)	59,8	56,6	51,2	48,9	48,0
Ecart type B_z (mT)	5,1	5,6	2,2	1,1	

Tableau 4 : Valeur moyenne et écart type de B_z [Figure 17].

Pour analyser l'impact des inducteurs de préchauffage de la grappe, nous comparons sur la **Figure 18** les écarts relatifs entre les valeurs de l'induction magnétique axiale mesurées lors des deux premières séries de mesures. Comme décrit précédemment, les inducteurs de préchauffage de la grappe se situent dans la partie basse du four et sont décalés par rapport au centre du creuset. Il est donc naturel que l'impact de la mise en fonctionnement des inducteurs de préchauffage de la grappe sur la distribution de la composante B_z soit plus sensible au fond du creuset. De manière générale, les écarts relatifs restent assez faibles pour l'ensemble des plans de mesures (dans tous les cas inférieurs à 7,4 %), ce qui montre un impact limité des inducteurs de préchauffage de la grappe sur la distribution de B_z au sein du creuset. On pourra donc négliger l'induction magnétique

générée par les inducteurs de préchauffage de la grappe dans notre modélisation électromagnétique.

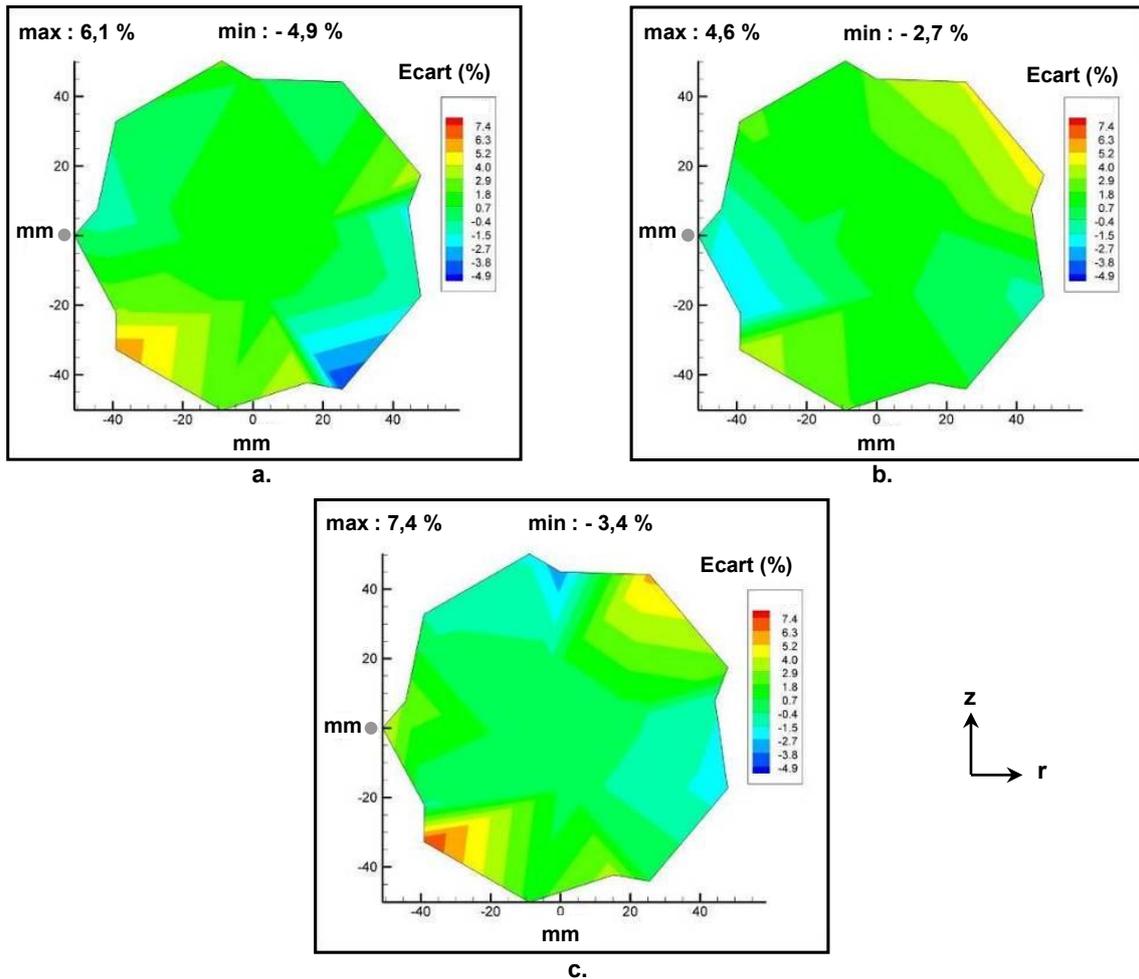


Figure 18 : Carte des écarts relatifs entre les valeurs de B_z mesurées dans les séries 1 et 2.
a. plan 1 ($z = 89$ mm) b. plan 2 ($z = 58$ mm) c. plan 3 ($z = 29$ mm).

II.3.2 Comportement du lingotin et du radeau inclusionnaire

La fusion du lingotin de 8,6 kg se déroule toujours selon quatre étapes distinctes :

- Etape 1 : Tout d'abord, le lingotin commence par s'échauffer, puis par fondre par son pied (situé en fond de creuset). Sa partie haute, encore solide, bascule et s'appuie sur la paroi du creuset de fusion [Figure 19, a., b.].
- Etape 2 : Le lingotin fond progressivement faisant ainsi glisser sa partie supérieure encore solide contre la paroi du creuset.
- Etape 3 : Une fois la quasi-totalité du lingotin fondue, il reste en surface du bain un disque de métal solide [Figure 20]. Ce « glaçon », comme le dénomment les opérateurs, est mis en mouvement par l'agitation de la partie liquide le supportant, ce qui conduit à des contacts répétés avec la paroi du creuset.

- Etape 4 : Enfin, après fusion du « glaçon », le bain est maintenu totalement liquide avant la coulée.

D'après l'ensemble des enregistrements vidéo réalisés, on constate que la fusion du lingotin suit un cycle assez reproductible pour l'ensemble des fusions comme le montre le **Tableau 5**.

Référence Charge	B7C3	B8C2	B8C3
Etapes 1 et 2 (s)	132	128	131
Etape 3 (s)	149	170	180
Etape 4 (s)	60	60	60
Temps de fusion total (s)	341	358	371

Tableau 5 : Répartition en temps entre la période de chute et de fusion du lingotin.

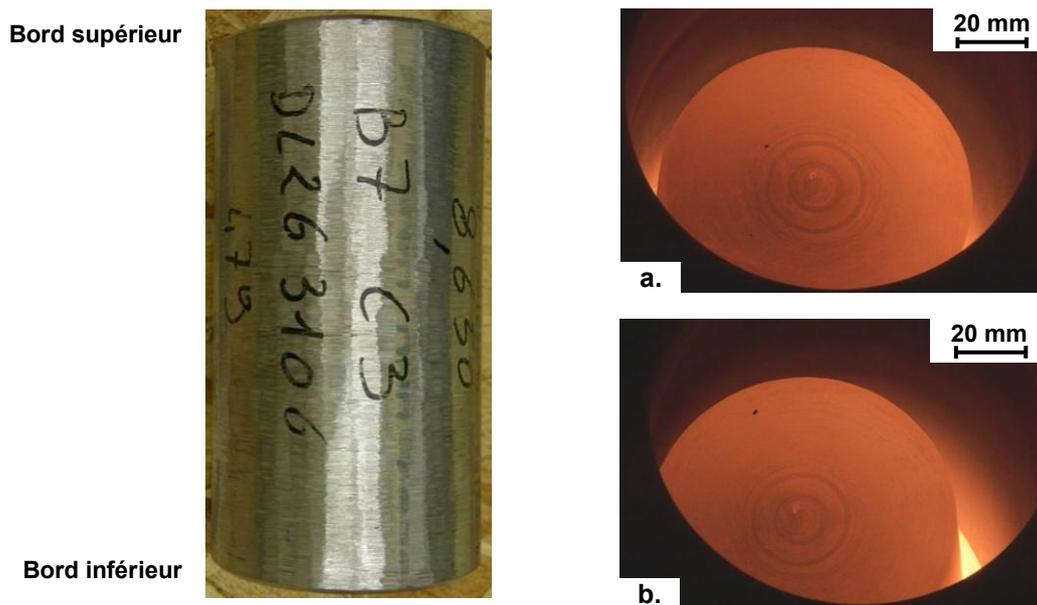


Figure 19 : Une charge conventionnelle de 8,6 kg avec les bords supérieurs et inférieurs chanfreinés (à gauche), Fusion partielle du lingotin (a. et b.) avec appui de sa partie supérieure, encore solide, contre la paroi du creuset (étapes 1 et 2) (à droite).

Analyse qualitative de l'évolution du radeau d'inclusions

A partir des observations à la caméra HD et avec l'appareil photo, nous avons pu établir les constats qui suivent.

D'un point de vue hydrodynamique, la surface du bain de métal liquide est relativement calme durant la fusion du lingotin et devient plus agitée lorsqu'il ne reste plus que le lingotin circulaire en surface du bain et lors du maintien en température du bain.

Les inclusions (pour le moins une fraction d'entre elles) sont capturées en surface du bain liquide pour former un radeau, très visible optiquement, ce qui montre la faible mouillabilité des particules.

Si l'on s'intéresse au comportement des inclusions en surface du bain au cours de la fusion, nous pouvons observer les mécanismes d'apparition des inclusions en surface. Pour

l'ensemble des fusions filmées dans leur intégralité, on peut résumer les phénomènes en fonction des quatre étapes du procédé de fusion :

- Lors des étapes 1 et 2, des agrégats de petites tailles arrivent au milieu de la surface du bain entre la paroi du creuset et la périphérie du lingotin. Ces derniers viennent se regrouper le long de la paroi interne du creuset, mais aussi en périphérie du lingotin. Les radeaux sont les zones claires du bain [Figure 20].
- Pour l'étape 3, il est intéressant de constater que seul le radeau externe présente une croissance importante et régulière à l'inverse du radeau interne qui n'évolue que très peu. Ceci est dû au fait qu'à chaque contact entre la paroi interne du creuset et le lingotin, une partie des inclusions, en périphérie de ce disque de métal flottant, adhère au radeau externe.
- Enfin lors de l'étape 4, une fois le lingotin complètement fondu, l'ensemble des inclusions en surface se localise dans le radeau externe et plus aucune remontée n'est détectée (avec la définition de la caméra) en milieu du bain liquide comme c'était le cas au cours des étapes 1 et 2. La largeur de ce radeau n'est pas axisymétrique, et ceci pour l'ensemble des fusions filmées durant la phase de maintien en température [Figure 20].

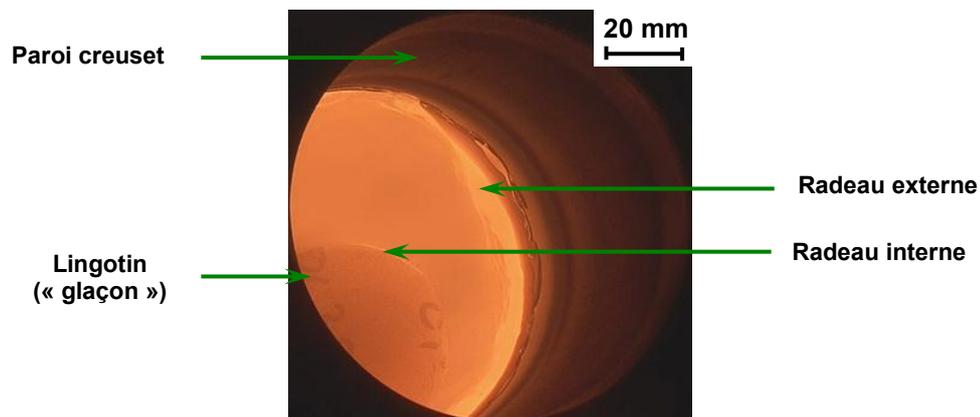


Figure 20 : Image extraite en cours de fusion d'une charge d'AM1.

Durant ces différentes étapes, du fait des mouvements du métal liquide, on constate que le métal mouille en partie les parois du creuset situées hors du bain liquide. Le métal s'y dépose et semble se solidifier. Lorsque le bain de métal liquide vient à nouveau mouiller la partie où s'est précédemment déposé du métal, il semble y avoir décrochage de particules qui viennent se localiser en périphérie du bain comme montré sur les clichés de la Figure 21. Les vignettes 1 et 2 montrent clairement le mouillage de la paroi interne du creuset de fusion et la formation d'un dépôt de métal liquide hors du bain. Les vignettes 3 et 4 montrent le décrochage et l'incorporation de ce dépôt au sein de la pellicule externe. Le dépôt est repérable par un cercle de couleur verte lors de sa formation et par un cercle de couleur bleue lors de son incorporation au sein du radeau. On note que les mécanismes de

le mouillage du creuset par le métal liquide s'effectue en de multiples endroits à proximité de la surface liquide, repérables sur la vignette 2 par des flèches de couleur verte [Figure 21].

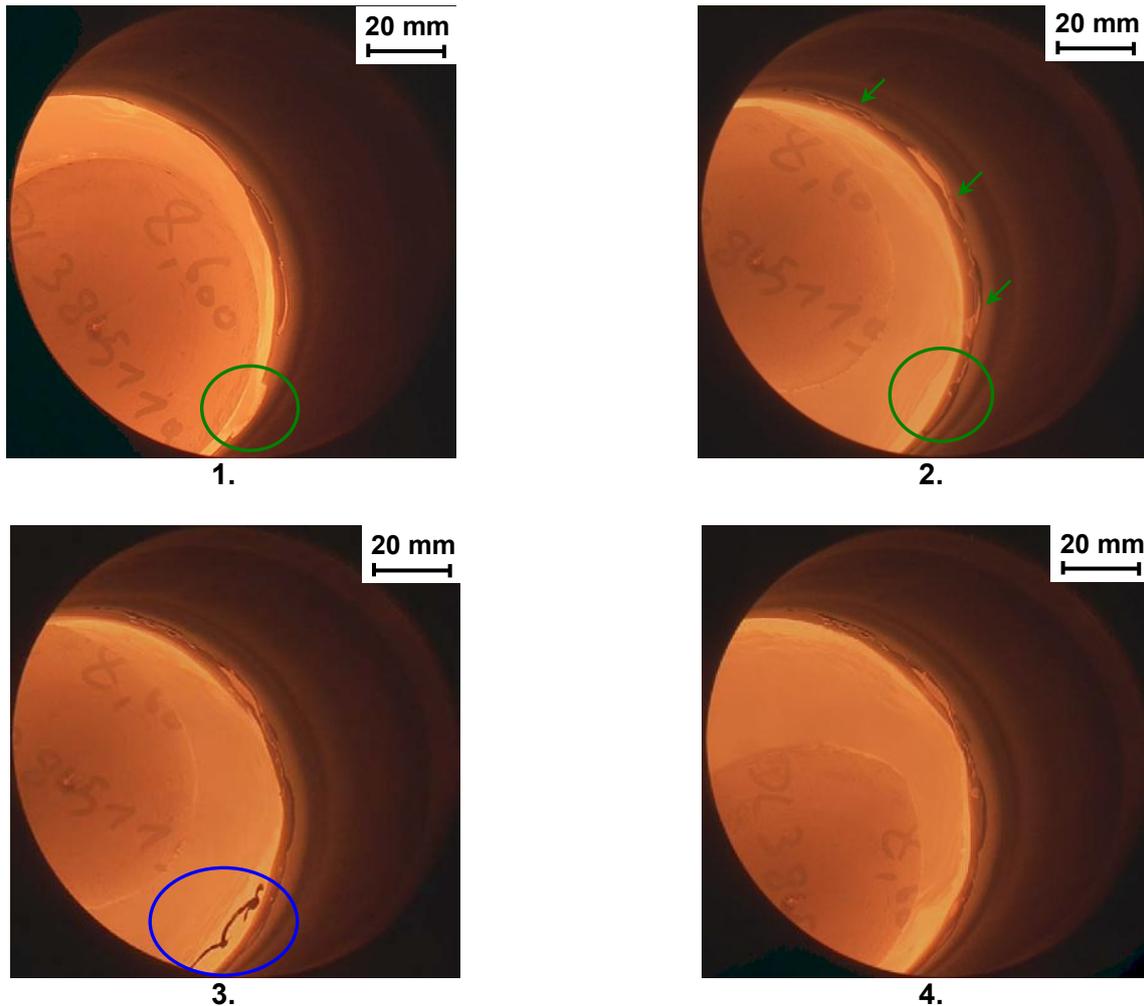


Figure 21 : Introduction de particules au sein du bain lors du mouillage du creuset par le métal liquide.

Il semble donc que les mécanismes de mouillage / démouillage puissent être à l'origine d'une pollution supplémentaire du bain venant s'ajouter à celle mise en évidence par la suite.

Analyse de l'évolution du radeau inclusionnaire.

L'évolution temporelle de la fraction de la surface du bain occupée par le radeau est représentée sur la **Figure 22** pour cinq fusions au comportement bien représentatif. Rappelons que la phase de maintien en température a une durée standard de 60 s. Pour une des fusions analysées cette durée a été portée à 240 s.

La surface couverte par le radeau atteint environ 15 % de la superficie du bain, ce qui peut être considéré comme une surface importante au regard de la propreté de l'alliage de départ. Cela correspond, si l'axisymétrie est respectée, à une surface de radeau de 1299 mm².

La majorité des bains, à l'exception de l'essai référencé B8C2 présentant une stabilisation de la propreté inclusionnaire, possède le même ordre de grandeur pour la

vitesse de croissance du radeau en surface de l'ordre de $3.10^{-2} \text{ \%} \cdot \text{s}^{-1}$. On remarque aussi que le taux d'occupation en surface pour trois des quatre fusions, évalué toutes les 30 s, a continué à augmenter après la fusion totale du lingotin. Ce comportement est aussi observé pour la fusion pour laquelle la phase de maintien a été volontairement prolongée.

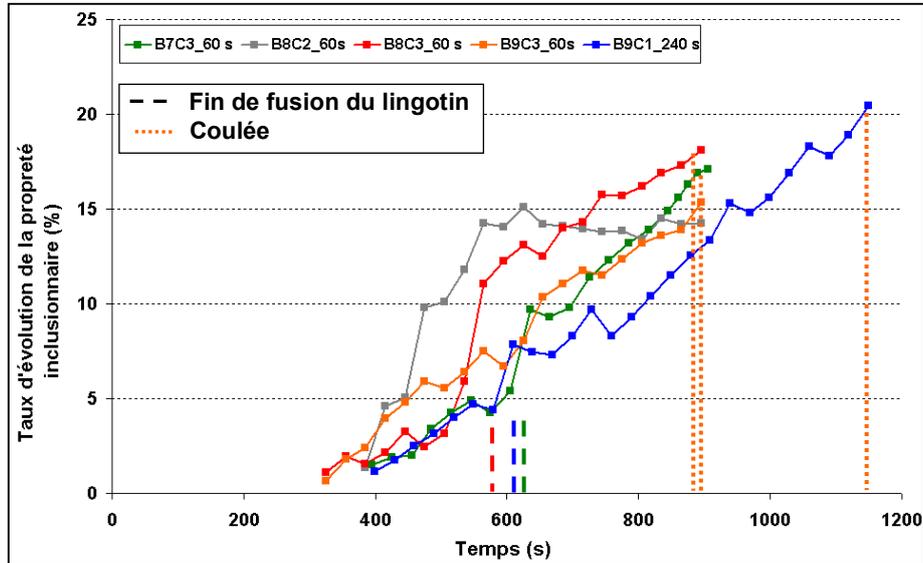


Figure 22 : Evolution du taux d'occupation de la population inclusionnaire en surface du bain liquide au cours d'un cycle industriel classique (fusion + maintien en température).

L'absence de différents régimes de croissance du radeau inclusionnaire [Figure 22], au cours du cycle de fusion, et ce notamment lorsque la majorité du bain est liquide, remet en cause l'hypothèse selon laquelle les contacts répétés du lingotin [Figure 19 et Figure 21] seraient source d'alimentation de particules exogènes en surface du bain liquide (arrachement de particules d'alumine composant le creuset). L'augmentation de la taille du radeau, durant et après la fusion complète, ne peut donc s'expliquer que par une pollution exogène du bain, liée à une interaction (mécanique et/ou chimique) entre le métal liquide et le creuset.

Analyse de la morphologie du radeau inclusionnaire

On constate que le radeau, lors de la phase de maintien en température, est composé par une multitude de particules parfaitement indépendantes les unes des autres [Figure 23]. Nous avons ici utilisé l'appareil photo numérique Nikkon D2Xs qui dispose d'une meilleure définition ; à la surface du bain, 1 pixel correspond à une aire de $6,3.10^{-4} \text{ mm}^2$.

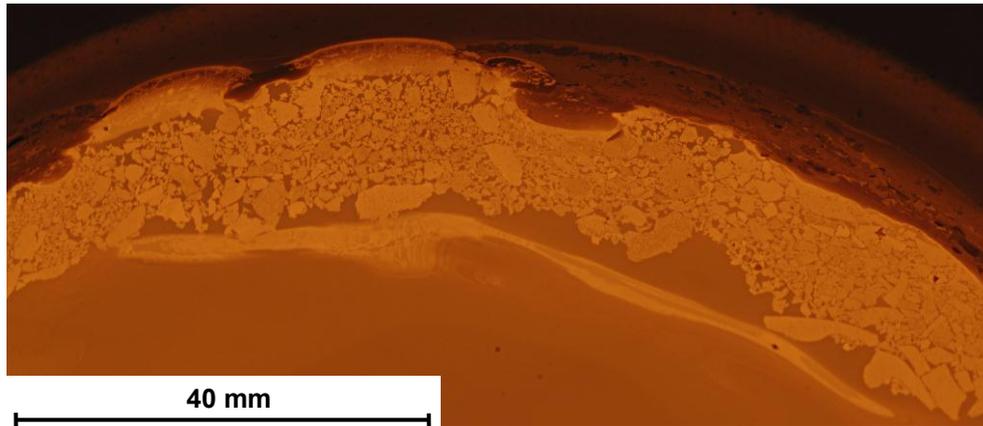


Figure 23 : Distribution des agrégats d'inclusions au sein du radeau au cours de la phase de maintien en température.

On remarque que le radeau est composé d'agrégats de formes et de tailles variées et que la disposition des agrégats au sein du radeau ne suit pas un schéma particulier [Figure 23]. Une estimation de la taille des particules au cours de cette phase a été possible à partir de clichés pris avec l'appareil photo numérique [Figure 24].

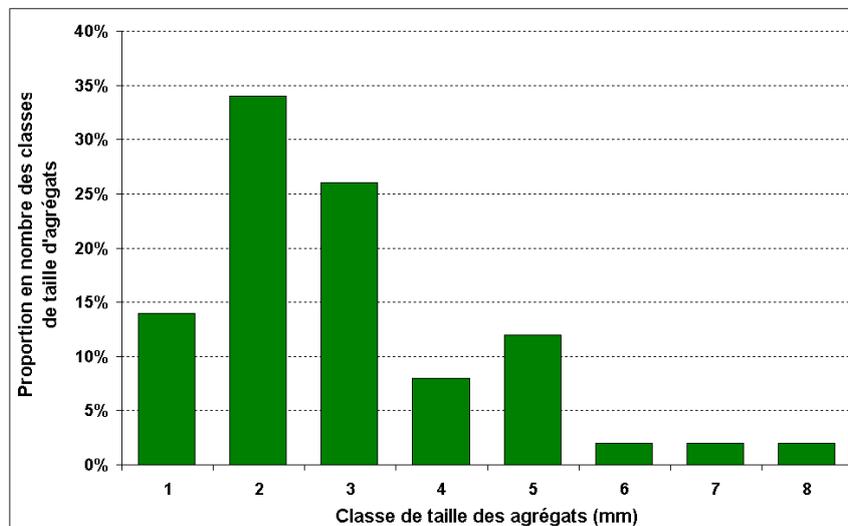


Figure 24 : Distribution en taille des agrégats d'inclusions présents au cours de la phase de maintien en température.

Les particules ont une taille moyenne de 2,9 mm (avec un écart type de 0,6 mm pour un échantillonnage de 200 agrégats). Il a été remarqué au cours des tous premiers instants de fusion du lingotin et ce jusqu'à sa fusion complète, la remontée de particules de tailles inférieures aux particules composant le radeau inclusionnaire au cours de la phase de maintien en température. La limite de définition de la caméra, les fortes perturbations de la surface du bain liquide et l'éloignement important de la caméra par rapport à la surface du bain ne permettent pas d'estimer la taille des particules aux tous premiers instants du cycle de fusion. L'évolution de croissance en taille des particules entre le début de la fusion et la fin de la phase de fusion du lingotin laisse penser à des phénomènes de regroupement tels

que des mécanismes d'agrégation et d'agglomération. Ces aspects seront discutés par la suite [cf. section III.2].

II.4 Conclusions

Des mesures de la composante axiale de l'induction magnétique au sein du creuset de fusion ont été réalisées en l'absence de charge métallique. Les deux premières séries de mesures ont mis en évidence, d'une part, que les inducteurs de préchauffage du moule de verse, situés en partie basse du four, ont une influence faible (<7 %) sur le champ d'induction magnétique généré par l'inducteur de fusion. Ceci justifie le fait de ne pas tenir compte de la présence des inducteurs de préchauffage dans notre modélisation. D'autre part, les variations azimutales de l'induction magnétique restant assez modérées (<20 %), l'hypothèse d'une symétrie cylindrique qui sera retenue dans notre modélisation est donc satisfaisante en première approximation. La troisième série de mesures de l'induction magnétique réalisée sera employée afin de calibrer le modèle électromagnétique.

Le comportement du radeau d'inclusions en surface du bain a été analysé à l'aide d'enregistrements vidéo haute définition lors des différents essais. Ces derniers montrent que les inclusions forment un radeau disposé en couronne au contact du creuset. La croissance de ce radeau, en surface du bain liquide au cours du cycle de fusion complet, a aussi pu être confirmée. Cette évolution témoigne d'une pollution exogène par interaction avec le creuset de fusion.

III. Caractérisation de la population inclusionnaire dans les prélèvements de matière

L'objectif de ce chapitre est de pouvoir apporter au lecteur des informations sur la nature, la taille et la morphologie des particules composant la population inclusionnaire à différentes étapes du procédé de fonderie, de la barre brute jusqu'au métal coulé et filtré. Afin d'y répondre au mieux, des prélèvements de matière à chacune de ces étapes ont été effectués et des analyses, principalement selon le test du bouton, ont été réalisées.

III.1 Analyses de la population inclusionnaire

III.1.1 Test du bouton

Le test du bouton, développé dans les années 1970 et notamment employé pour évaluer la propreté inclusionnaire des superalliages [51, 57], consiste à bombarder la surface de l'échantillon métallique à l'aide d'un faisceau d'électrons sous vide pour, d'une part fondre le volume représentatif de matière (une masse proche d'1 kg), et d'autre part rassembler la plupart des inclusions de densité relative par rapport au métal liquide plus petite que l'unité sous la forme d'un radeau de surface. Sous l'effet de la puissance thermique apportée par le bombardement électronique, le métal devenu liquide est mis en mouvement par la combinaison de la convection thermique naturelle et de la convection thermocapillaire ou Marangoni [58, 59] [Figure 25]. La convection naturelle trouve son origine dans les variations de densité du métal avec la température ; quant à la convection Marangoni, elle est liée à la présence d'un fort gradient de température, entre le centre de la surface libre et la paroi refroidie, qui entraîne des gradients de tension superficielle (notée γ) [Eq. 3]. Ces derniers sont à l'origine de l'apparition de contraintes surfaciques (noté τ_{zr}) générant un écoulement de surface qui est transmis aux couches de fluide voisines par turbulence et effet visqueux.

$$\tau_{zr} = \left(\frac{\partial \gamma}{\partial T} \right) \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right) = \mu_{\text{eff}} \frac{\partial u_r}{\partial z} \quad \text{Eq. 3}$$

où T est la température, r et z désignent respectivement les directions radiale et axiale, u_r est la vitesse radiale et μ_{eff} est la viscosité dynamique effective.

Le sens de convection dépend du signe du gradient de tension superficielle qui dépend lui-même, d'après l'équation [Eq. 3], de la loi de variation de la tension superficielle avec la température.

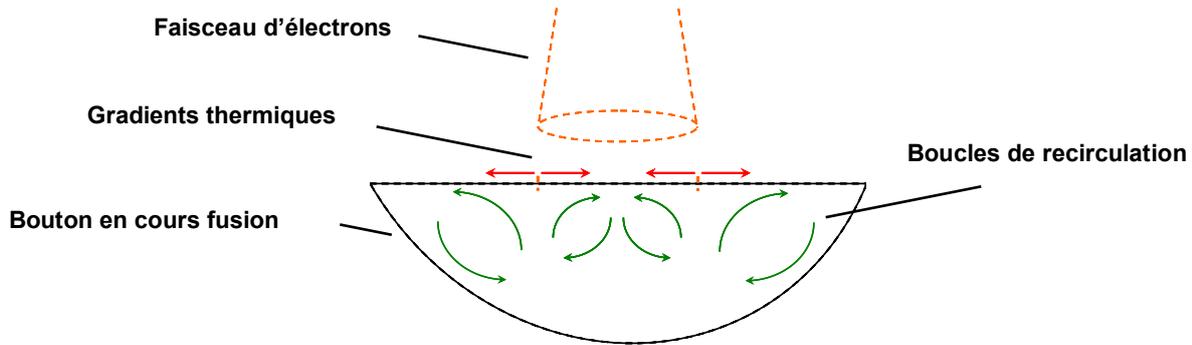


Figure 25 : Ecoulement thermohydraulique au sein du bouton au cours du test du bouton.

Pour la plupart des métaux liquides ($d\gamma/dT < 0$), la circulation du métal se fait des régions chaudes vers les régions froides et a pour effet de réduire les gradients thermiques. Des auteurs comme Limmaneevichitr et coll. [60], en s'appuyant sur un dispositif de laboratoire composé d'un bain de NaNO_3 et d'un laser CO_2 [Figure 26], ont pu constater que les vitesses maximales étaient situées en surface du bouton. Ils en ont déduit, pour leur étude, que la convection thermocapillaire est prédominante dans la génération des mouvements en surface et au sein du bain liquide. La présence de tensio-actifs (comme le soufre ou l'oxygène dans le cas des alliages métalliques) inverse le sens du gradient ($d\gamma/dT > 0$) [61, 62] et la circulation du métal s'effectue alors des régions froides vers les régions chaudes.

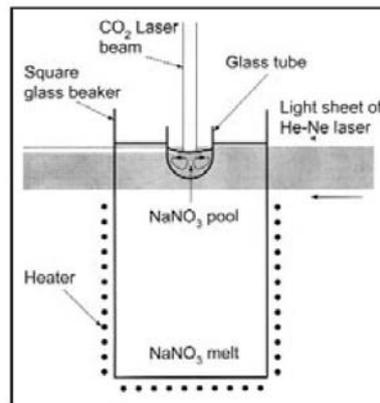


Figure 26 : Dispositif expérimental pour la simulation des effets de convection naturelle et thermocapillaire au sein d'un bain liquide [60].

III.1.1.1 Principe de fonctionnement

L'installation utilisée, schématisée sur la Figure 27, est un four de laboratoire Lab100 commercialisé par ALD Vacuum Technology. Elle comporte une chambre avec un dispositif de mise sous vide secondaire et un canon à électrons fonctionnant à une tension d'accélération généralement comprise entre 25 et 40 kV aboutissant à une puissance de faisceau pouvant atteindre à pleine puissance 100 kW. La chambre est équipée d'un creuset en cuivre, refroidi par eau, de forme hémisphérique et de diamètre maximal de 13 cm (à gauche sur la Figure 27) pour accueillir l'échantillon. La pression de fonctionnement dans

l'enceinte est comprise entre 10^{-4} et 10^{-5} mbar ce qui évite toute pollution du métal liquide par l'atmosphère.

A l'impact du faisceau sur l'échantillon métallique, une partie (de l'ordre de 50 à 70 % selon le matériau) de l'énergie cinétique des électrons est convertie en chaleur dans une épaisseur inférieure au micromètre. Afin de répartir la puissance thermique apportée, des lentilles magnétiques assurent un balayage du faisceau sur la surface de l'échantillon avec une fréquence élevée (jusqu'à 2 kHz) selon des motifs parfaitement contrôlés en taille et en forme.

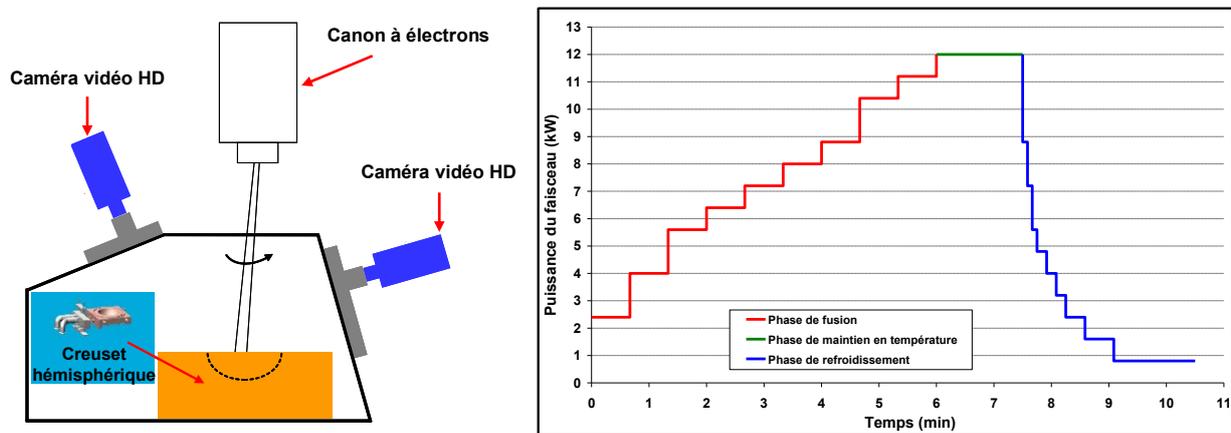


Figure 27 : Schéma de l'installation et vue en encadré du creuset hémisphérique (à gauche) et programme de fusion type pour le test du bouton (à droite).

On peut distinguer trois étapes principales dans le protocole du test [Figure 27]. Lors de la première étape constituant l'étape de fusion, la puissance du faisceau est régulièrement augmentée pour atteindre la fusion de la matière et obtenir un volume de bain liquide le plus important possible. Au cours de cette étape, plusieurs motifs en forme de cercle avec des diamètres variant de 14 mm à 88 mm sont utilisés simultanément, notamment en fin d'étape, ceci afin d'optimiser la fusion de la matière en fonction de sa géométrie initiale. Dans un deuxième temps (phase de maintien en température), la puissance maximale est conservée, et les courants Marangoni sont mis à profit pour rassembler les inclusions plus légères en un radeau de surface au centre du creuset [51, 57]. Au cours de cette étape, une alternance de cercles de diamètre 49 mm et 88 mm a été appliquée afin de rendre plus efficace ce rassemblement. Enfin, le matériau est solidifié dans la dernière étape (étape de refroidissement) en combinant une baisse progressive et simultanée de la puissance du faisceau et du diamètre d'un cercle unique (variant de 84 mm pour une puissance de 8,8 kW à 34 mm pour 0,8 kW), ceci afin de maintenir les inclusions dans un radeau central. Après refroidissement, le matériau a la forme d'une calotte sphérique qui donne le nom de 'bouton' à ce test.

Le radeau inclusionnaire du bouton est alors analysé au microscope optique et/ou électronique à balayage sans aucun découpage, polissage ou préparation. Une fois l'analyse

effectuée (taille du radeau, morphologie et composition chimique des inclusions), le bouton est sectionné, poli et attaqué chimiquement pour estimer le volume du puits liquide lors de la phase de maintien et accéder à une analyse en coupe du radeau inclusionnaire. L'analyse post-mortem du radeau apporte les informations quantitatives sur la population inclusionnaire.

III.1.1.2 Etude du test du bouton

Le test du bouton a fait l'objet d'une analyse approfondie à la fois expérimentale et numérique que nous avons présentée dans un article en **Annexe A**, pour laquelle nous reportons ici les résultats principaux. Le comportement thermohydraulique du bain a été étudié pour deux aciers (Maraging et 27CrMo4), dans le but de justifier la différence majeure de comportement des inclusions avec la présence ou non d'éléments tensio-actifs (en l'occurrence ici du soufre). La **Figure 28** compare le comportement des inclusions pour ces deux aciers. Sur la figure de droite, les particules d'oxyde sont maintenues par les courants Marangoni de surface entre les deux cercles balayés par le faisceau d'électrons. A l'opposé, les inclusions de l'acier 27CrMo4 (à gauche), ayant une teneur en soufre pouvant atteindre 0,3 %, sont entraînées sous l'impact du faisceau où elles s'agrègent par fusion partielle

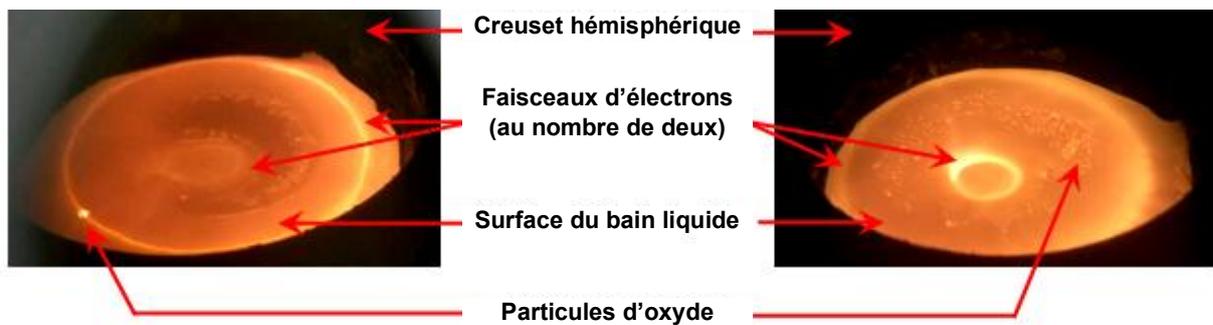


Figure 28 : Extraits d'enregistrements au cours de la phase de maintien pour un acier 27CrMo4 (forte teneur en soufre) (à gauche) et un acier Maraging (à droite).

En parallèle, une modélisation thermohydraulique du puits liquide a été développée et les simulations des deux expériences montrent, dans chaque demi-plan, un écoulement radicalement opposé, puisque dans le cas où $d\gamma/dT < 0$ (figure de gauche), on relève 4 recirculations de sens alterné, tandis que pour $d\gamma/dT > 0$ (figure de droite), seules 3 recirculations sont observées [**Figure 29**]. Le fluide s'écoule en effet des points chauds (repérés par les flèches qui désignent la position du faisceau) vers les régions plus froides dans le premier cas, et inversement en présence de tensio-actifs.

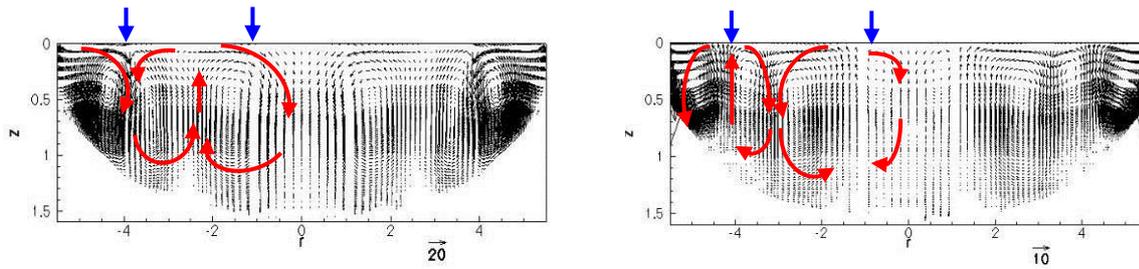


Figure 29 : Les grandeurs sont en cm et cm/s). A gauche, acier Maraging ($dy/dT = -0,29 \text{ mN/m/K}$), et à droite acier 27CrMo4 ($dy/dT = 1,4 \text{ mN/m/K}$).

Des investigations expérimentales et numériques concernant les aspects thermiques du bain ont aussi été effectuées pour l'alliage AM1 et dans les conditions de test appliquées pour ces travaux de thèse. La **Figure 30** met en évidence et quantifie une zone de surchauffe, localisée sous le faisceau d'électrons balayant la surface du bain, à l'origine de la création des mouvements de convection thermocapillaire. Un très bon accord est obtenu entre les profils thermiques mesurés par thermographie IR et calculés.

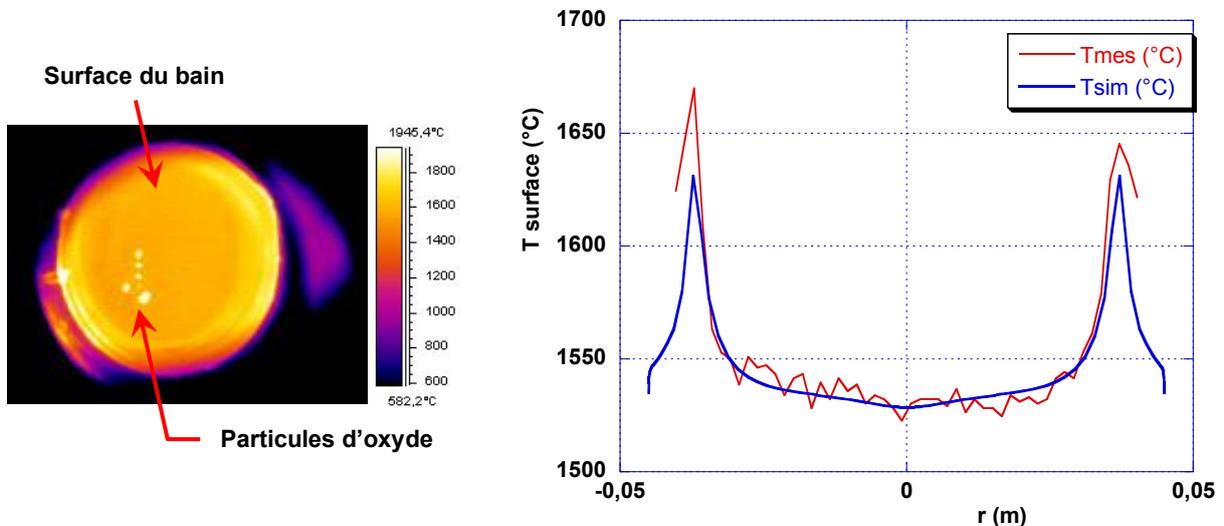


Figure 30 : Visualisation par caméra thermique du champ de température à la surface du bain liquide lors de l'étape de maintien en température (à gauche) et profil thermique en surface du bain liquide durant la phase de maintien (à droite).

A partir de la **Figure 30**, on constate que la température au centre du bouton liquide, d'environ $1530 \text{ }^\circ\text{C}$, est très proche de la température de surface du métal liquide au cours du procédé de fonderie (proche de $1550 \text{ }^\circ\text{C}$). Enfin, les résultats des modélisations numériques du calcul de trajectographie au sein du bouton liquide, pour des particules allant du micromètre jusqu'à la centaine de micromètres et appliquées aux superalliages, montrent que la majorité de ces dernières, de densité relative faible par rapport au métal liquide, sont rassemblées en un radeau de surface. L'article (cf. **Annexe A**) démontre l'efficacité de ce test pour rassembler les inclusions de l'alliage AM1.

III.1.1.3 Techniques d'analyses

Afin d'analyser le comportement des inclusions pendant le test du bouton, nous avons réalisé un enregistrement vidéo de chaque test du bouton avec une caméra haute définition (SONY HDR-FE1X, 1080i). Ces enregistrements ont permis, suite à une analyse d'images à partir du logiciel Aphelion, de suivre l'évolution en taille du radeau au cours du test. Le radeau d'inclusions d'oxydes en surface du bouton solidifié a été observé à l'aide :

- De différents microscopes optiques (Stemi SV11, ZEISS et Axioplan 2 imaging, ZEISS),
- Et d'un microscope électronique à balayage (FEI Quanta 600 FEG) couplé à des analyses d'images par seuillage (logiciel ImageJ) ou par relevés manuels (logiciel Axiovision 4.6 Rel) afin d'étudier la distribution en taille et la morphologie des agrégats d'inclusions.

Une analyse qualitative de la composition chimique des agrégats a été menée systématiquement par MEB couplé à un détecteur EDX, tandis qu'une analyse quantitative de cette même composition a été obtenue au moyen d'une microsonde de Castaing. L'imagerie et les analyses (qu'elles soient quantitatives ou qualitatives) effectuées reposent sur les trois interactions électron / matière aboutissant aux émissions d'électrons secondaires (SE), d'électrons rétrodiffusés (BSE) et de photons X (EDX, WDX). A partir de la collecte par le détecteur SE des électrons secondaires émis, il est possible de reproduire la topographie de l'échantillon visé. L'investigation des éléments chimiques en surface de nos échantillons s'appuie sur la collecte des électrons rétrodiffusés par le détecteur BSE et sur les photons X émis, caractéristiques des éléments chimiques constituant l'échantillon. Les analyses qualitatives réalisées à l'aide du MEB s'appuient sur un spectromètre à dispersion d'énergie (EDX), tandis que les analyses quantitatives à la microsonde de Castaing utilisent quant à elles un spectromètre à diffraction de longueur d'onde.

Enfin des mesures de profilométrie, sur la surface interne du creuset, et de surfométrie, en surface des radeaux inclusionnaires, ont été effectuées au moyen d'un appareillage de mesure par contact, de marque SOMICRONIC modèle SURFASCAN 3S, le palpeur étant équipé d'une pointe diamant dont la résolution en déplacement est de 4 nm.

III.1.2 Prélèvements issus des barres brutes

Les résultats présentés dans ce paragraphe sont représentatifs des analyses des boutons post mortem issus de l'ensemble des prélèvements au sein des barres brutes. Les résultats d'analyses décrits par la suite concernent, dans un premier temps, l'étude des

radeaux inclusionnaires localisés en surface du bouton au cours du test, et dans un second temps l'étude de ces mêmes radeaux après solidification du bouton.

a. Analyse du radeau pendant le test du bouton

Lors du test, on peut distinguer l'étape de fusion de la rondelle de superalliage, et l'étape du maintien à l'état liquide et de refroidissement du bouton. A partir des enregistrements vidéos HD, une estimation a été réalisée concernant la durée nécessaire pour porter à l'état liquide la rondelle de prélèvement, la durée de séjour des particules en surface du bain de métal liquide [Tableau 6], mais aussi l'évolution de la taille du radeau de surface au cours du test [Figure 31].

Essai	Temps de fusion (s)	Temps de séjour des inclusions dans le bain (s)	Durée totale du test (s)
B6R3	215	474	689
B6R4	200	478	678
B7R1	194	509	703
B7R3	192	456	648
B8R1	255	458	713
B8R3	193	494	687
Moyenne	208	478	686
Ecart type	24	21	23

Tableau 6 : Temps caractéristiques lors du test du bouton pour les échantillons prélevés sur les barres brutes.

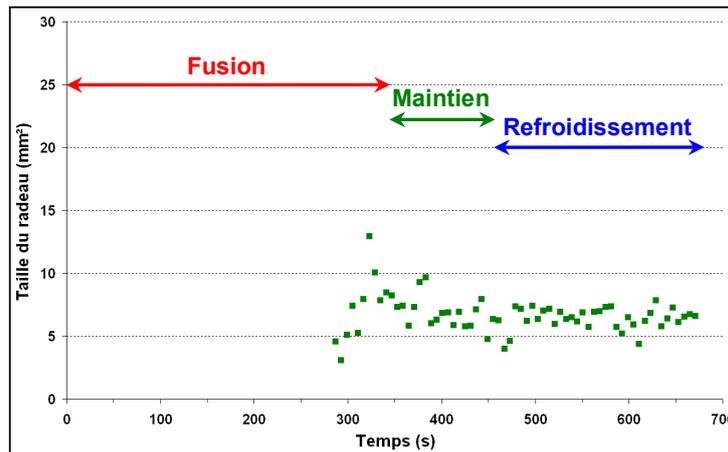


Figure 31 : Variation de la taille du radeau d'inclusions en fonction du temps de traitement pour un test représentatif.

Pour l'ensemble des tests exploitables, on note une très bonne répétabilité de l'évolution de la taille du radeau, dont un exemple est donné sur la Figure 31. On remarque que la taille du radeau inclusionnaire reste pratiquement similaire de la fin de l'effondrement de l'échantillon jusqu'à l'étape de refroidissement. Cela confirme que les inclusions décantées restent bien rassemblées au centre du bouton par les mouvements de convection ; les paramètres de pilotage du balayage du faisceau sont donc bien adaptés (taille du motif, puissance du faisceau et durée des cycles).

Enfin, la coupe transversale d'un bouton après test suivi d'une attaque chimique [63] révèle le front de solidification (délimité par la ligne orange sur la **Figure 32**) lors de l'étape de maintien à l'état liquide. Cette observation a été répétée sur trois boutons (référéncés B6R2, B6R3 et B8R2) et montre à chaque fois, comme sur l'exemple de la **Figure 32**, que la quasi-totalité du métal est portée à l'état liquide au cours du test.

A partir de ces différentes mesures et de l'étude du test du bouton, on conclut que toutes les inclusions de faible densité relative présentes au départ dans la rondelle de prélèvement ont eu le temps d'être rassemblées en radeau (pour un temps de maintien moyen de 3 minutes), à une température mesurée et calculée de 1530°C.



Figure 32 : Estimation du puits liquide.

b. Analyse post mortem du radeau

Les observations au MEB ont combiné à la fois un détecteur SE, apportant des informations sur la topographie du radeau et à la fois un détecteur BSE, permettant d'obtenir une visualisation du radeau par contraste de numéro atomique [**Figure 33**]. Grâce à ce dernier, la détection du radeau inclusionnaire est aisée puisque les agrégats de particules apparaissent en sombre (faible numéro atomique) et l'alliage métallique en clair (numéro atomique élevé) à cause d'une plus forte émission d'électrons rétrodiffusés. On constate que le radeau est déposé sur la matrice métallique et qu'il existe différentes formes d'agrégats de particules. La position du radeau en surface du bain démontre une faible mouillabilité des particules par le métal liquide.

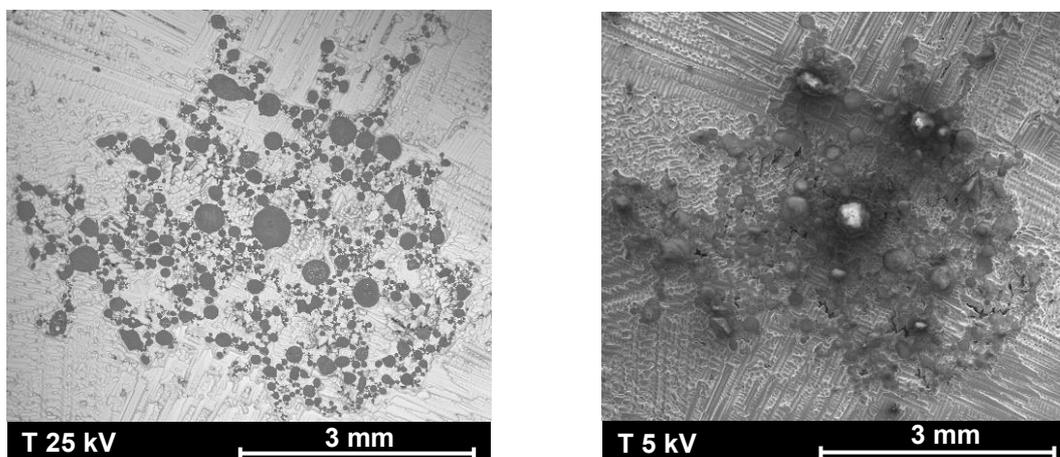


Figure 33 : Clichés du radeau en surface d'un bouton après un test du bouton (B8R3)
 (à droite, topographie du radeau, cliché SE)
 (à gauche, contraste chimique entre agrégats en sombre et matrice base nickel en clair, cliché BSE).

Il est possible d'estimer l'aire du radeau formée en surface du bouton solidifié, en mesurant à l'aide du logiciel Axiovision 4.6 Rel cette surface à partir de clichés BSE pour les différents boutons. Comme le montre la **Figure 33**, les agrégats d'inclusions ne sont pas parfaitement joints entre eux et il est possible de définir un taux de compacité (surface de l'ensemble des agrégats / surface du radeau) [**Figure 34**]. Les aires des radeaux d'agrégats sont relativement proches pour la totalité des prélèvements matière (avec une moyenne de 4,9 mm²) [**Tableau 7**]. Le lecteur pourra constater que sur les 12 prélèvements seulement 6 ont pu être exploités ; les 6 restants ont été rendus inexploitable, suite à des arcs électriques au sein du canon électrique au cours du test entraînant la dispersion du radeau et par conséquent une partie des agrégats collectés. Ce problème technique rencontré au début de la thèse s'est fortement atténué par la suite. Cette aire moyenne du radeau en surface du bouton quantifie la propreté inclusionnaire de notre matière brute et sera par la suite confrontée aux radeaux inclusionnaires issus des différents prélèvements au cours du procédé de fonderie, ceci en vue de pouvoir estimer l'évolution de cette même propreté inclusionnaire.

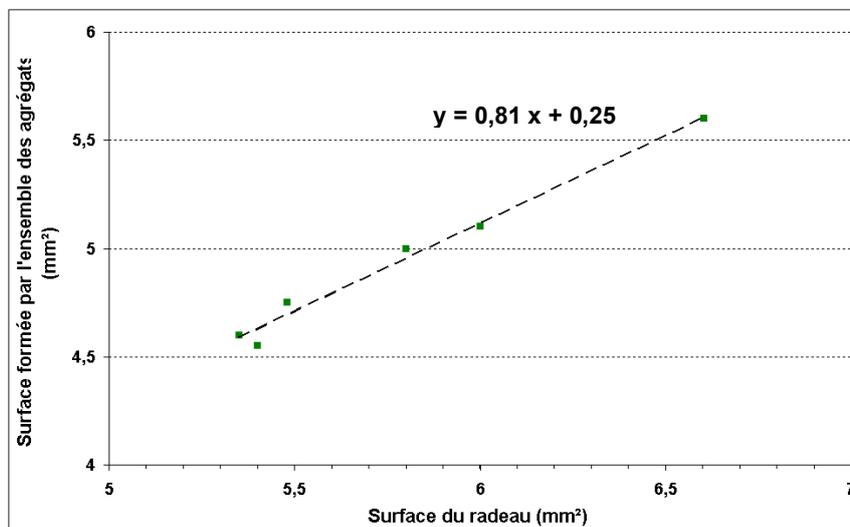


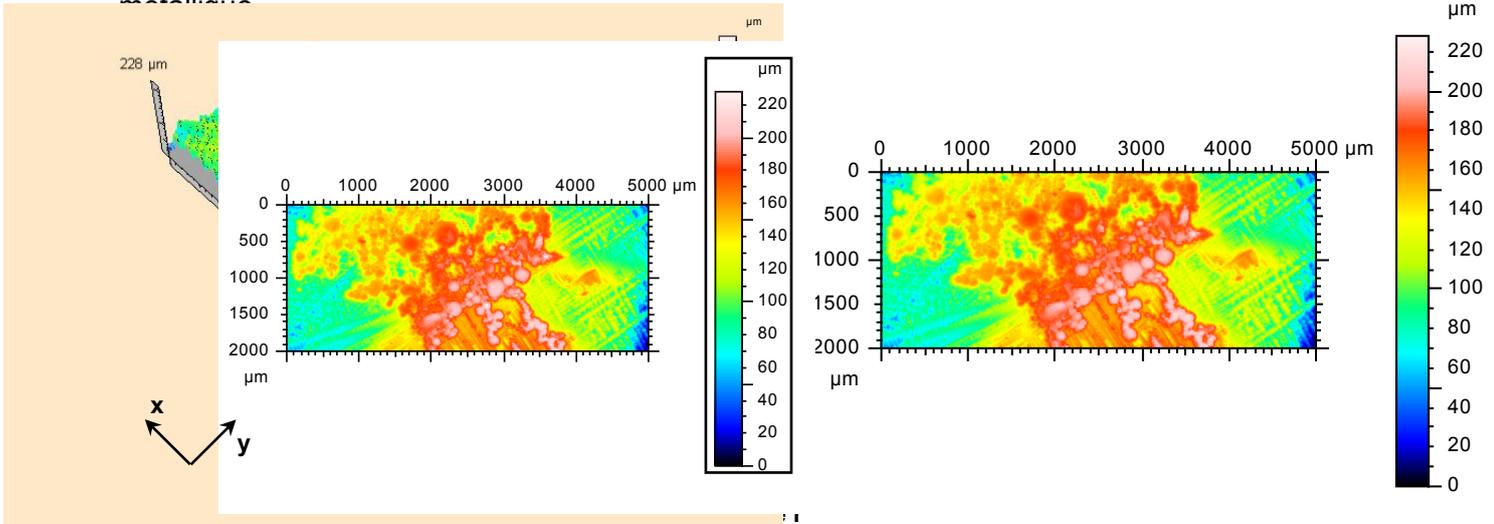
Figure 34 : Taux de compacité en fonction de la surface totale du radeau.

Référence essai	B6R3	B6R4	B7R1	B7R3	B8R1	B8R3	Surface moyenne (mm ²)	Ecart type (mm ²)
Surface formée par les agrégats (mm ²)	4,6	5,6	5,0	5,1	4,8	4,6	4,9	0,4

Tableau 7 : Aires des radeaux collectés pour les 6 tests valides.

On remarque, avec la **Figure 34**, que le rapport de surface des amas d'inclusions par rapport à la surface du radeau fournit un taux de compacité élevé, et que sa valeur, égale à 81 %, est similaire pour tous les tests. Enfin, la surface totale du radeau (en moyenne de 4,9 mm²) est proche des mesures in situ obtenues par caméra HD lors de l'étape de maintien du test [**Figure 31**].

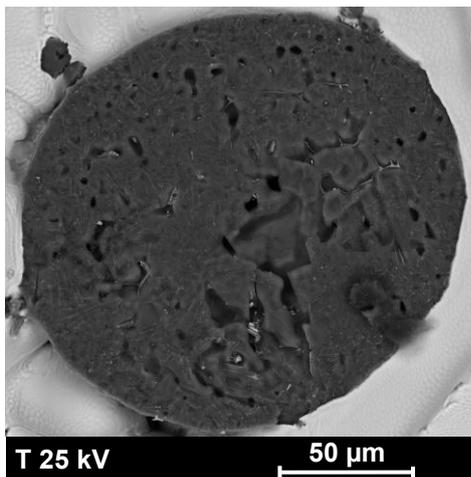
Des mesures de profilométrie et de surfométrie [Figure 35] viennent compléter ces observations en mettant en évidence une certaine hétérogénéité d'épaisseur du radeau inclusionnaire pouvant aller jusqu'à une différence de 120 μm par rapport à la matrice métallique.



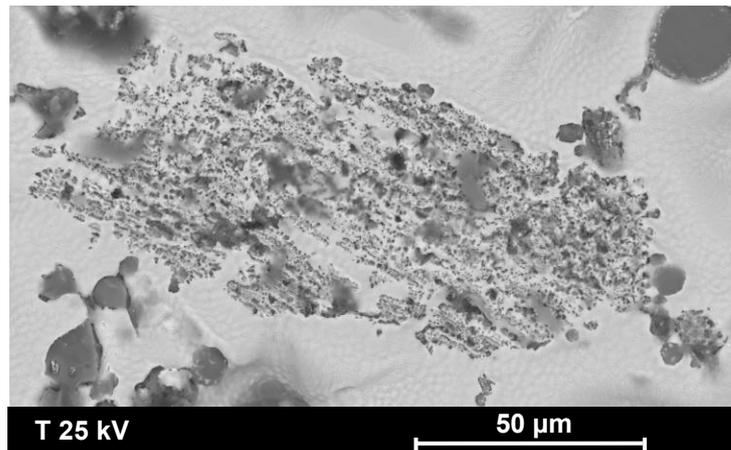
de surfométrie (à droite) du radeau inclusionnaire en surface du bouton (DORS).
Données de mesure : $x = 5 \text{ mm}$ avec un pas de $8 \mu\text{m}$ / $y = 2 \text{ mm}$ avec un pas de $20 \mu\text{m}$.

La convection thermocapillaire, régissant le rassemblement des agrégats au centre de la surface du bouton, entraîne également des mécanismes d'empilement de ces particules élémentaires et des agrégats sur une épaisseur importante de plus de 100 μm au maximum. Concernant les morphologies des agrégats de particules relevées en surface des boutons, quatre formes représentatives pour l'ensemble des radeaux inclusionnaires sont présentées sur la Figure 36 :

1. Globulaire (de surface lisse ou rugueuse),
2. Agrégat peu dense ('dentelle' de teinte claire),
3. Plaquette compacte,
4. Agrégat dense ('dentelle' de teinte sombre).



1.



2.

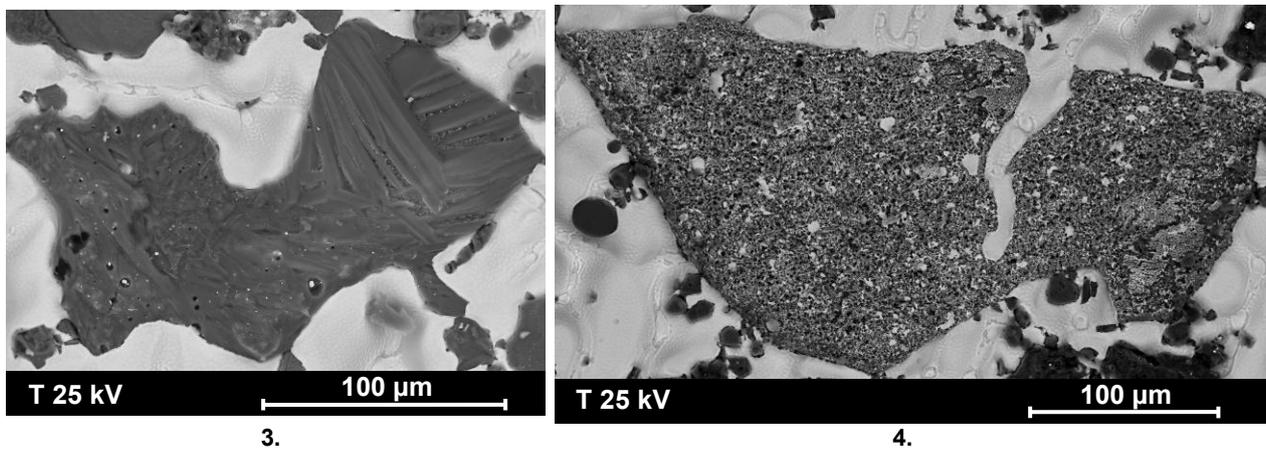


Figure 36 : Morphologie des agrégats d'inclusions du radeau après le test du bouton (clichés BSE).

La majorité des agrégats observés en surface des radeaux [Figure 36], dont la taille varie de quelques micromètres à quelques centaines de micromètres, sont constitués par des entités primaires de taille qui leur est sensiblement inférieure. Comme cela a pu être constaté expérimentalement à partir des clichés suivants [Figure 37], les particules primaires peuvent être classées suivant leur forme en deux catégories : des particules globulaires (de taille moyenne égale à $0,5 \mu\text{m}$ avec un écart type de $0,09 \mu\text{m}$, pour une population de 200 particules comptées) et des particules majoritairement parallélépipédiques (de taille moyenne égale à $6,5 \mu\text{m}$ avec un écart type de $2,2 \mu\text{m}$, pour une population de 200 particules comptées).

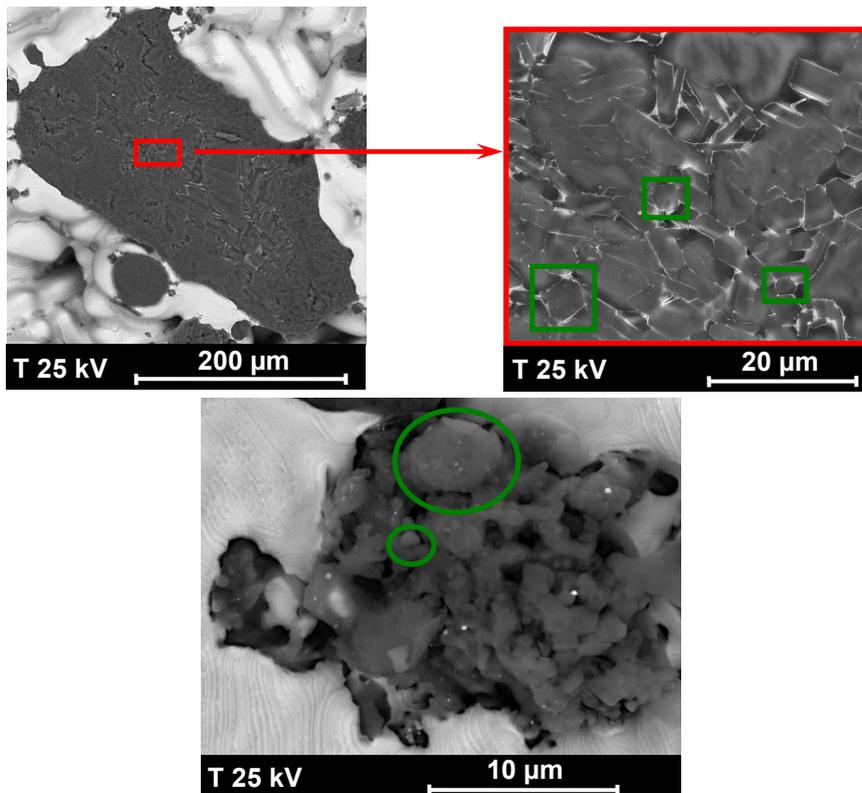


Figure 37 : Clichés BSE d'agrégats en surface des radeaux pour deux morphologies distinctes : plaquette compacte avec un agrandissement d'une zone de cet agrégat en encadré rouge (en haut) ; agrégat dense (en bas). Les particules formant l'agrégat ont été entourées en vert.

La population inclusionnaire composée par cet ensemble de morphologies [Figure 36] est formée par des aluminates de chaux (système Al-Ca-O) [Figure 38]. Il a été nécessaire d'étudier en détail la composition en éléments chimiques constituant les agrégats afin de mieux appréhender les mécanismes de rassemblement et les morphologies observées expérimentalement. La formation de ces agrégats vis-à-vis de la nature chimique des inclusions et de la température du métal liquide sera discutée en fin de chapitre [cf. section III.2.1].

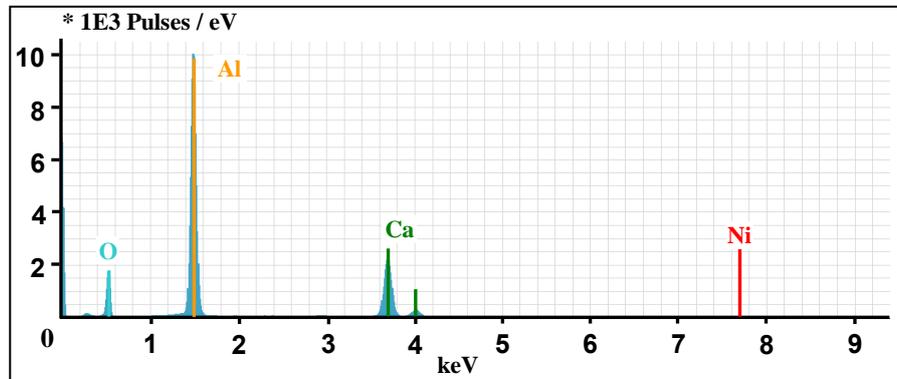


Figure 38 : Spectre en éléments chimiques des agrégats (MEB, détecteur EDX).

L'analyse quantitative précise de la composition chimique des aluminates de chaux a été effectuée à l'aide d'une microsonde de Castaing, couplée à un détecteur BSE, sur un ensemble de 5 agrégats [Figure 39] représentatifs des radeaux de surface. Le bouton retenu a été sectionné par le milieu du radeau en surface, à l'aide d'une tronçonneuse de marque STRUERS modèle Labotom 3 puis a subi des polissages successifs allant de 200 μm (de grains en Carbone de Silicium SiC) jusqu'à 0,04 μm (suspension de grains en silice colloïdale).

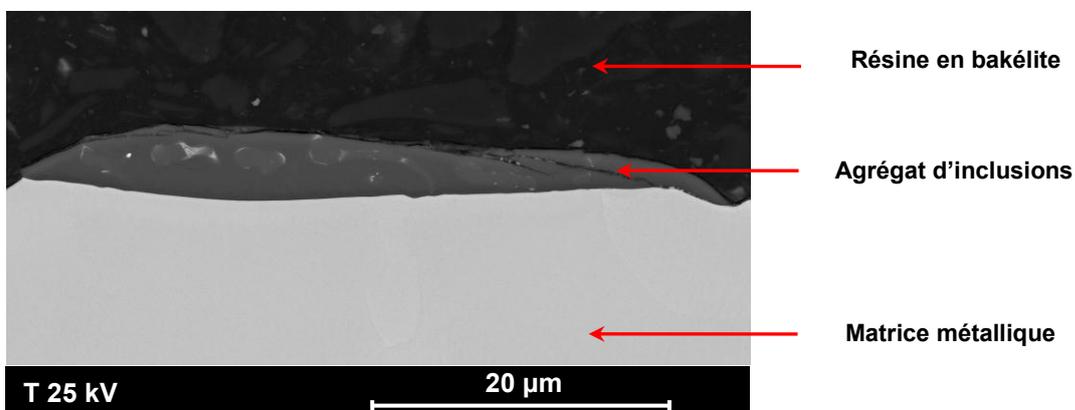


Figure 39 : Présentation d'un des cinq agrégats d'inclusions retenus pour l'analyse quantitative menée à la microsonde de Castaing (B7R3, cliché BSE).

L'épaisseur des 5 agrégats retenus a aussi été évaluée, elle est d'environ d'une dizaine de micromètres [Figure 39]. Ces agrégats ont les morphologies 1. et 3. répertoriées auparavant. Les mesures par microsonde de Castaing ont ainsi mis en lumière des

compositions différentes d'un agrégat à un autre correspondant aux stœchiométries de CA, C_2A_3 et CA_2 ¹ [Tableau 8].

Lors de ces analyses quantitatives, des traces d'éléments composant la matrice métallique (notamment les éléments hafnium, nickel et titane) ont été relevées. Ceci met en avant des interactions entre les agrégats en cours de formation et la matrice métallique.

Agrégat	Titre massique (en %)						Bilan	Composition
	Oxygène	Aluminium	Calcium	Titane	Nickel	Hafnium		
1	42,42	41,44	15,92	0,05	0,7	0,09	100,62	CA_2
2	42,30	41,13	16,36	0,03	0,37	0,08	100,27	CA_2
3	39,45	34,42	25,79	0,02	0,53	0,03	100,24	CA
4	41,07	39,11	18,96	0,05	0,30	0,60	100,09	C_2A_3
5	41,00	41,13	14,74	0,14	0,45	2,21	99,67	CA_2

Tableau 8 : Composition chimique des agrégats observés (analyses quantitatives).

Afin de pouvoir quantifier la propreté inclusionnaire de l'alliage, il est utile d'estimer la distribution en taille de l'ensemble des morphologies. Cependant cette dernière reste délicate à mettre en œuvre. Les formes géométriques complexes des agrégats rendent difficile un traitement d'image systématique. Ainsi, parmi l'ensemble des morphologies observées précédemment, seuls les agrégats globulaires d'aluminate de chaux, majoritaires en surface des radeaux, peuvent subir un traitement systématique de par leur forme simple. Une évaluation de la distribution en taille de ce type d'agrégats (type 1.) à partir des radeaux formés pour les 8 boutons a donc été réalisée. La distribution en taille présentée [Figure 40] a été obtenue par analyse d'images à l'aide du logiciel ImageJ appliquée aux clichés BSE des radeaux en surface des boutons solidifiés.

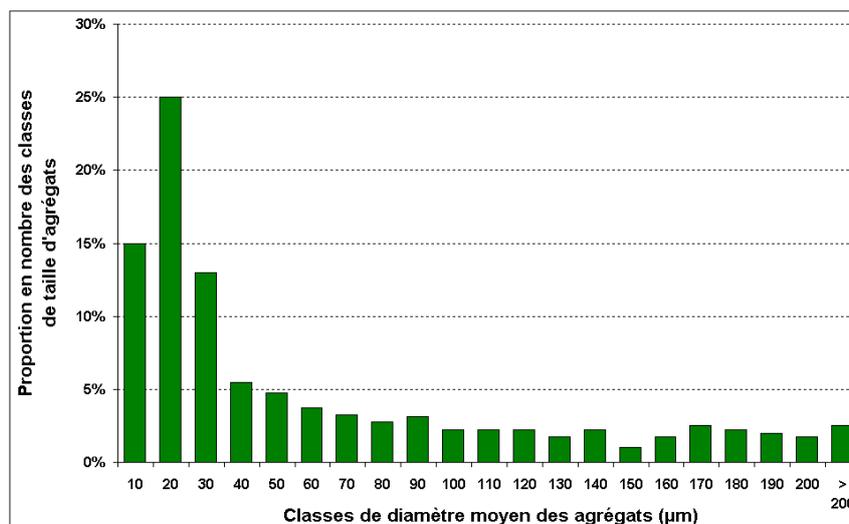


Figure 40 : Evaluation de la distribution en taille des aluminates de chaux pour les boutons expérimentaux.

¹ Notation $C_xA_y = (CaO)_x (Al_2O_3)_y$

A partir de cette distribution, il a pu être déterminé un diamètre moyen égal à 57 μm avec un écart type de 6,8 μm sur une population totale pour l'ensemble des 6 radeaux de 16147 agrégats de forme globulaire. Il apparaît clairement que les aluminates de chaux de diamètre compris entre 10 μm et 20 μm sont majoritaires pour l'ensemble des radeaux analysés.

Une estimation de la fraction volumique des agrégats d'oxyde au sein du volume de métal prélevé peut être effectuée. La simplification suivante a été appliquée ; les agrégats sont supposés de forme cylindrique avec un diamètre moyen estimé en surface du bain et une hauteur estimée par la vue en coupe de ce dernier. Pour le calcul, seuls sont considérés le nombre d'agrégats globulaires composant la population totale pour l'ensemble des 6 radeaux ($N = 16147$ agrégats), la surface moyenne formée par les agrégats ($S_{moy} = 4,9 \text{ mm}^2$) et l'épaisseur moyenne relevée expérimentalement ($e_{p_agrégat} = 10 \mu\text{m}$) [Figure 39]. L'évaluation de la fraction volumique des agrégats d'oxydes globulaires (notée α_v) [Figure 41] au sein du volume de métal prélevé (noté $V_{m\acute{e}tal}$ et d'une masse de 790 g) est de $5,3 \cdot 10^{-7}$ et la propreté inclusionnaire de $2,9 \cdot 10^{+7}$ agrégats globulaires. m^{-3} de métal.

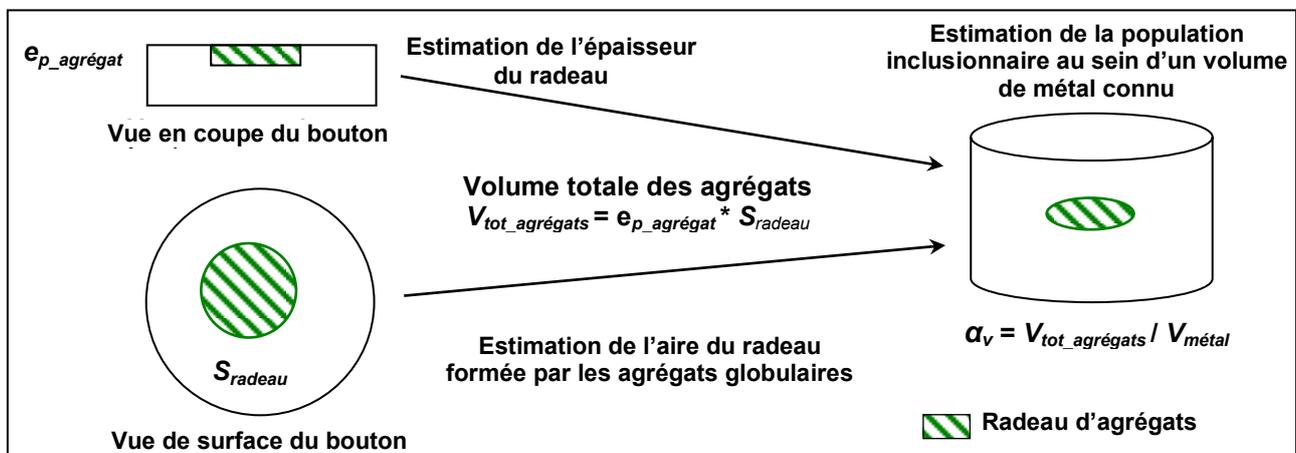


Figure 41 : Simplification appliquée pour l'évaluation de la fraction volumique des agrégats globulaires au sein des prélèvements en barre brute.

III.1.3 Prélèvements issus des bains solidifiés à l'étape A

Avant de détailler les résultats pour les prélèvements issus des trois étapes du procédé de fonderie, il est important de signaler que lors des premiers instants de solidification du bain au sein des creusets en alumine, un arrachement de particules d'alumine est constaté ; la Figure 42 montre distinctement ces particules d'alumine sur toute la surface extérieure du lingotin.

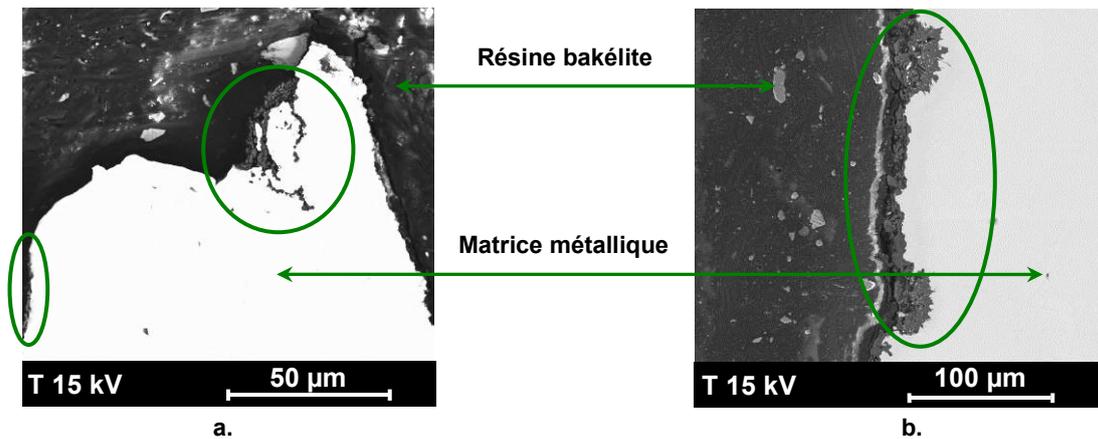


Figure 42 : Groupes de particules d'alumine arrachées (entourés en vert) suite à l'opération de solidification dans le creuset de fusion ou le moule de verse, (a) haut du bain solidifié (b) mi-hauteur du bain solidifié (clichés BSE).

Il est évident que cette pollution, supplémentaire et inhérente au prélèvement, vient totalement masquer la population inclusionnaire à étudier. Ce constat est confirmé par des mesures de rugosité effectuées sur la paroi interne pour trois creusets de fusion, le premier étant neuf, le second ayant subi l'étape A et le troisième ayant subi l'étape B/C indifféremment. L'ensemble des résultats, présenté dans le **Tableau 9**, montre une augmentation significative de la rugosité du creuset, lors de l'étape A, témoignant d'une dégradation due à la solidification du bain métallique au sein du creuset de fusion. Lorsque le métal est coulé (étapes B ou C), la rugosité de la paroi interne augmente par rapport à un creuset neuf, mais l'endommagement est moins prononcé que lorsque le métal est solidifié dans le creuset (étape A). Nous avons donc appliqué un écroutage systématique de la périphérie des prélèvements en contact direct avec les creusets en alumine.

Creuset de fusion	Neuf	Etape A	Etape B / C
Rugosité moyenne (μm)	2,1	11,4	6,3
Rugosité max (μm)	2,9	17,8	8,1
Ecart type (μm)	0,4	2,5	1,0

Tableau 9 : Rugosité de la paroi interne de creusets de fusion neuf et ayant participé aux étapes A et B/C.

L'étude de la propreté inclusionnaire du lingotin de l'étape A est obtenue par l'analyse directe du radeau en surface supérieure du lingotin, complétée par l'application du test du bouton sur les rondelles prélevées sur le lingotin.

III.1.3.1 Résultats des analyses en surface des bains solidifiés

Les prélèvements effectués en surface du bain consistent en une rondelle de 790 g dans laquelle on extrait un petit échantillon du radeau inclusionnaire localisé en surface du bain solidifié [Figure 43]. Cette même découpe a permis d'évaluer l'épaisseur du radeau inclusionnaire [Figure 44].

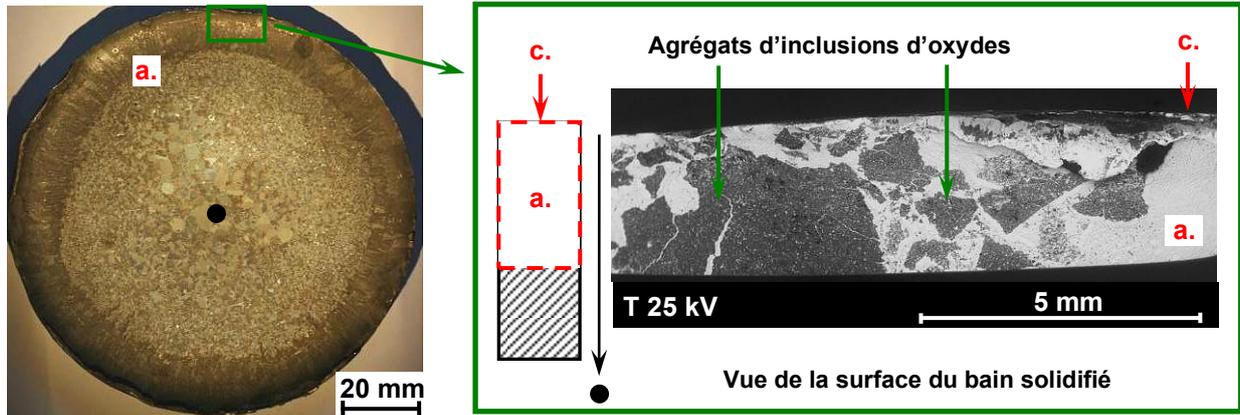


Figure 43 : Vue de la surface du bain solidifié B6C1 avant découpe (à gauche), Schéma de la découpe de l'échantillon (dans l'encadré vert) et visualisation des agrégats (clichés BSE) (à droite).

Les agrégats formant le radeau [Figure 43] se localisent logiquement en périphérie du bain solidifié pour les trois prélèvements, comme cela a été bien visualisé en cours de fusion. La surface totale du radeau, en surface du bain solidifié, est estimée à 1550 mm^2 , ce qui est relativement proche de la valeur de ce dernier, estimée au cours de la fusion d'après les visualisations HD (1299 mm^2). L'écart constaté entre la surface du radeau, estimée en cours de fusion (pour laquelle la surface du bain n'est pas visible intégralement), et celle estimée après solidification (surface du bain complète), est inférieur à 20 %. Cet écart met en avant une légère dissymétrie dans la répartition du radeau inclusionnaire en surface du bain au cours de la fusion.

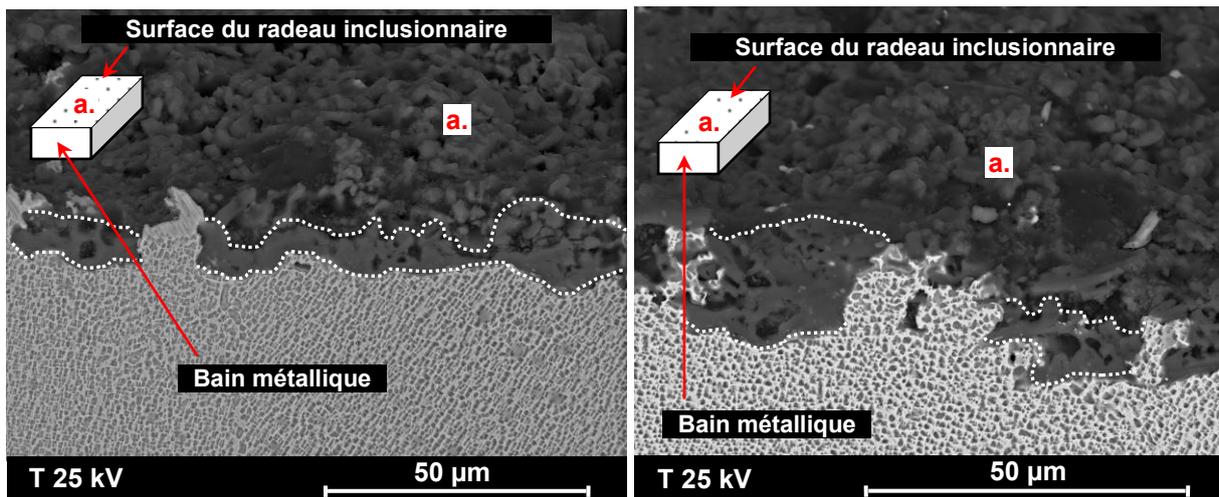


Figure 44 : Vue en coupe du radeau d'agrégats (délimité par les pointillés blancs) en surface des bains solidifiés B6C1 (à gauche) et B8C1 (à droite) avec en clair la matrice métallique et en sombre les agrégats.

Les vues en coupe de la Figure 44 montrent clairement que le radeau est 'posé' sur la matrice métallique, les particules étant très peu mouillées par le liquide. L'évaluation de l'épaisseur du radeau en surface du bain solidifié, après l'étape A, a abouti à une estimation de l'ordre de la dizaine de micromètres, très inférieure à l'épaisseur des empilements des

agrégats d'aluminate de chaux qui peut atteindre au maximum la centaine de micromètres lors du test du bouton [Figure 35]. Nous avons aussi détecté, en proportion très minoritaire, des agrégats au sein du bain, à quelques dizaines de micromètres de la surface du radeau. Pour la matrice, on retrouve sur la Figure 44 la structure de solidification équiaxe de l'alliage formée de grains globulaires γ/γ' , caractéristique des superalliages base nickel [64]. Des analyses chimiques au MEB couplé à un détecteur EDX montrent que le radeau est en très forte proportion composé d'agrégats d'alumine [Figure 45]. Des traces ponctuelles d'aluminate de chaux (pollution endogène) et de silice (élément composant le creuset à plus de 30 %) ont parfois été relevées.

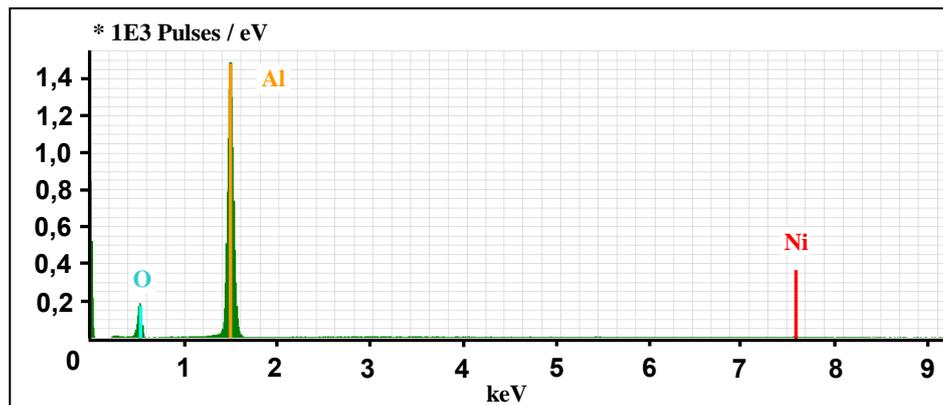


Figure 45 : Spectre en éléments chimiques des agrégats les plus couramment observés (MEB, détecteur EDX).

Il peut paraître cependant surprenant de ne relever que des traces ponctuelles de silice au sein du radeau inclusionnaire au vue de sa proportion élevée dans la composition du creuset (~30 %). Cependant des visualisations MEB de l'extrême surface du creuset de fusion [Figure 46] ont permis de conclure qu'il existe une couche de surface constituée exclusivement d'alumine. Des amas de fortes dimensions de silice se trouvent répartis dans l'épaisseur à partir de 500 μm depuis la paroi interne du creuset.

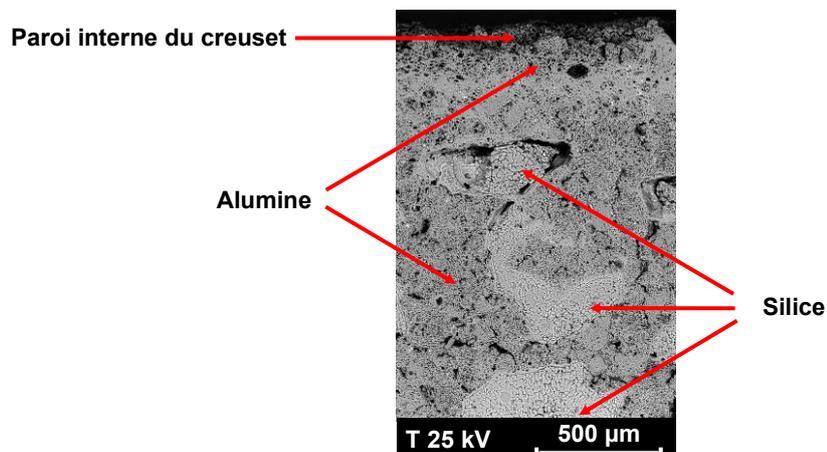


Figure 46 : Vue en coupe du creuset après utilisation.

La morphologie du creuset de fusion dans son épaisseur (cliché de gauche de la **Figure 47**) est identique à celle observée pour les agrégats constituant le radeau inclusionnaire en surface du bain solidifié (cliché de droite de la **Figure 47**).

Cette pollution du bain liquide par le creuset de fusion en alumine témoigne donc d'une interaction forte entre le creuset et le bain liquide lors de la fusion. Ceci aboutit à l'arrachement d'agrégats d'alumine (communément appelés 'écaillés' pour ce type de creuset) uniquement en extrême surface du creuset, sur une épaisseur égale à la dizaine de micromètres, excluant ainsi fortement les particules de silice localisées plus dans l'épaisseur du creuset (~500 μm).

La faible proportion de particules d'aluminate de chaux résulte donc de l'introduction d'une autre pollution, cette fois-ci beaucoup plus importante, constituée par les agrégats d'alumine.

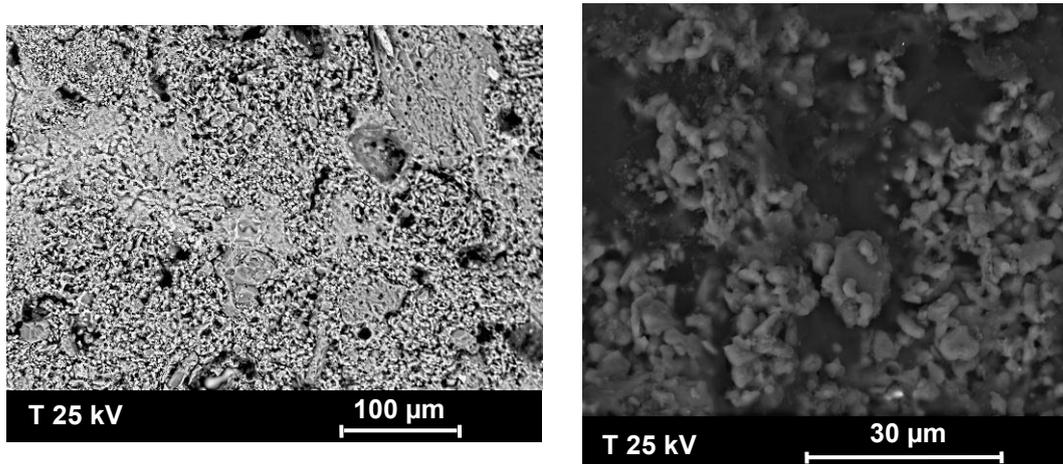


Figure 47 : Coupe dans l'épaisseur du creuset de fusion en alumine neuf (clichés BSE) (à gauche) et vue du dessus du radeau en surface d'un bain solidifié après l'étape A (en sombre les agrégats d'alumine) (à droite).

Des traces des éléments chimiques composant la matrice métallique ont aussi été détectées, mais il est très probable que leur détection soit liée à l'interaction entre la matrice métallique et le faisceau d'électrons. En effet, si ce dernier est assez puissant, il pénètre l'échantillon et excite en même temps l'agrégat dans toute son épaisseur et une partie de la matrice métallique portant l'agrégat.

La distribution en taille des particules d'alumine observées en surface des bains solidifiés (avant le test du bouton) est présentée sur la **Figure 48** où la taille de chaque particule a été caractérisée en considérant sa dimension la plus importante.

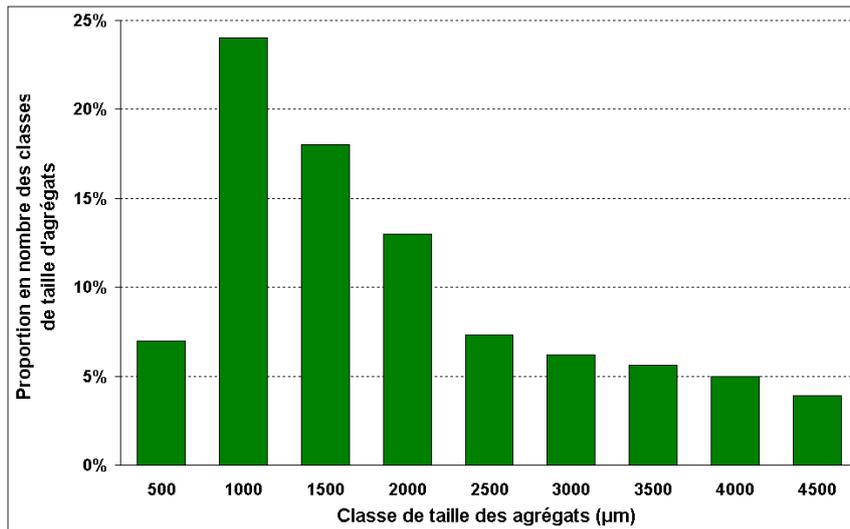


Figure 48 : Distribution en taille des agrégats d'alumine en surface des bains solidifiés après l'étape A.

Cette distribution confirme l'étalement important des tailles de particules d'alumine sur une large gamme, allant de quelques centaines de micromètres à quelques millimètres, comme cela avait été montré sur la **Figure 23**. A partir de la PSD ('Particle Size Distribution') de cette population composée de 200 particules, on note que la taille moyenne est de 2295 µm et la classe majoritaire correspond à la taille des particules comprise entre 500 et 1000 µm dont la proportion en nombre est proche de 25 %.

III.1.3.2 Résultats des analyses post mortem des boutons

Les tests du bouton ont été appliqués à des prélèvements issus des lingotins produits lors de l'étape A, et le **Tableau 10** donne la taille et la compacité des radeaux obtenus.

Référence fusion	B7C1		B8C1		B9C1		
Position du prélèvement	Haut	Milieu	Haut	Milieu	Haut	Milieu	Fond
Surface du radeau (mm ²)		14,3	6221,0	2,1	1443,7	3,4	176,8
Taux de compacité (%)		67,0	67,3	65,5	59,8	61,4	60,3

Tableau 10 : Résultats des analyses des boutons post mortem pour l'étape A.

Il est à noter que la sortie du four des creusets, trop rapide après la fin de la phase de fusion et de coulée, a entraîné une oxydation de la surface des lingotins aboutissant à des aires de radeaux inclusionnaires très importantes pour les prélèvements en surface (6221 mm² pour l'essai B6C1 non présenté ici et pour l'essai B8C1). Il a donc été choisi de ne pas faire apparaître dans le reste de l'étude les aires des prélèvements en surface des lingotins ayant subi une oxydation (sont concernés les essais B6C1, B6C2, B6C3, B7C2, B7C3 et B8C1, B8C2, B8C3). De plus, aucun résultat de milieu de bain pour les charges issues de la barre 6 n'est présenté ici, et ceci suite à l'absence d'écroutage des prélèvements entraînant une pollution très importante. Enfin, des problèmes d'ordre

technique ont empêché la réalisation du test du bouton pour le prélèvement en surface du bain issu de l'essai B7C1.

Les analyses qualitatives pour l'ensemble des boutons, effectuées au MEB couplé à un détecteur EDX, ont confirmé que les agrégats majoritaires au sein des radeaux sont des particules d'alumine. La morphologie et les dimensions fortement bidimensionnelles de ces dernières (leur épaisseur est égale à la dizaine de micromètres et est très inférieure aux deux autres dimensions) restent caractéristiques de l'arrachement d'écaillés à la paroi du creuset [Figure 49].

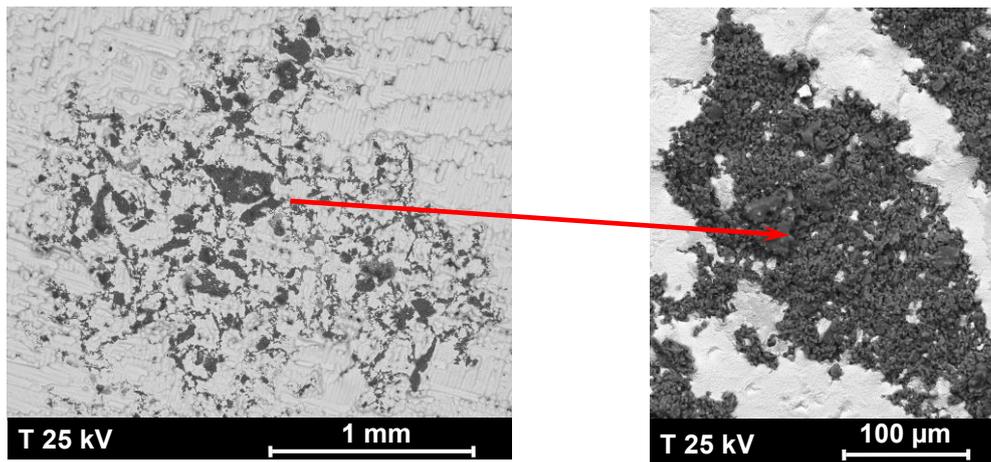


Figure 49 : Radeau en surface des bains solidifiés (prélèvements issus de l'étape A) après test du bouton (gauche) et morphologie caractéristique en surface des agrégats d'inclusions (droite).

Malgré cette très forte proportion d'alumine en surface des radeaux inclusionnaires, des agrégats d'aluminate de chaux et de silice ont aussi été identifiés mais ces derniers restent nettement minoritaires en nombre par rapport à ceux d'alumine comme montré précédemment.

La distribution en taille des agrégats d'aluminate de chaux de forme globulaire présents en surface des radeaux inclusionnaires [Figure 50] indique que le diamètre moyen est de 25,6 μm avec un écart type de 2,8 μm pour un échantillon de 200 particules. Cette valeur est à comparer au diamètre moyen de 57 μm obtenu pour les barres brutes, mais avec un échantillonnage beaucoup plus important de 16 000 particules.

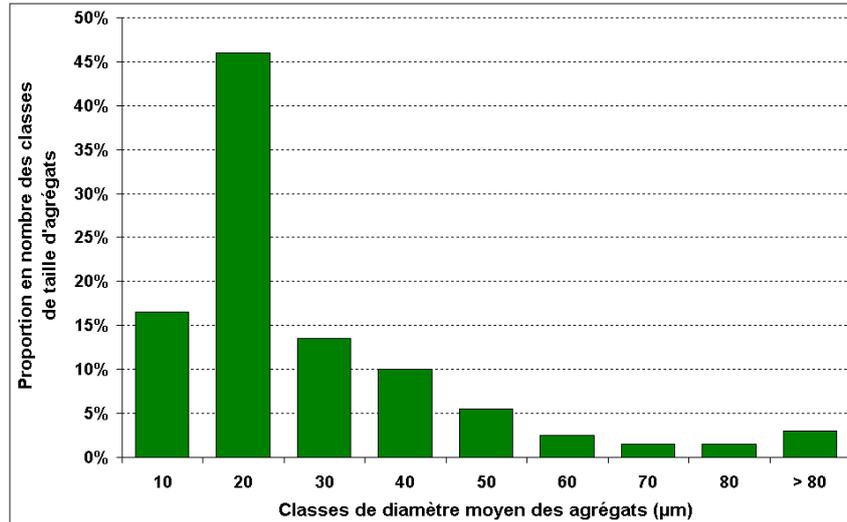


Figure 50 : Distribution en taille des agrégats globulaires d'aluminate de chaux pour les prélèvements en haut de bain.

Les aspects chimiques étant discutés, nous allons nous intéresser aux aires des radeaux inclusionnaires collectés en surface de l'ensemble des boutons [cf. **Tableau 10**].

Concernant le radeau inclusionnaire pour le prélèvement en surface du lingotin issu de l'essai B9C1, ce dernier présente une aire de 500 à plus de 1000 fois plus importante que pour ceux en milieu de lingotin. Cet écart est évidemment dû au fait qu'une partie importante des agrégats se localise en surface du bain en raison de leur faible mouillabilité et de leur faible masse volumique ($\rho_{alumine} = 1900 \text{ kg.m}^{-3}$) en comparaison de celle du métal liquide ($\rho_{AM1} = 8590 \text{ kg.m}^{-3}$).

Nous discuterons maintenant des résultats concernant les prélèvements en milieu de bain issus des essais B7C1, B8C1 et B9C1. Concernant ces prélèvements, deux des essais (B8C1 et B9C1) donnent des aires de radeaux proches de celles des barres brutes, respectivement $S_{B8C1} = 2,1 \text{ mm}^2$ et $S_{B9C1} = 3,4 \text{ mm}^2$, tandis que le troisième essai (B7C1) révèle une aire beaucoup plus grande [cf. section III.1.2]. On remarque que la population inclusionnaire est très faible mais pas nulle pour les prélèvements en milieu de bain. Au vu de leur faible masse volumique ($\rho_{alumine} = 1,9 \cdot 10^{+3} \text{ kg.m}^{-3}$) et de leur faible mouillabilité, les agrégats d'alumine devraient se trouver en totalité en surface du bain. Comme cela a été montré précédemment et vérifié lors des phases prolongées de maintien en température [cf. section II.3.2], l'arrachement d'écailles de la paroi du creuset se produit tout au long du cycle de fusion jusqu'aux tous premiers instants de la solidification. Lors de l'arrêt de la puissance électrique, le champ d'induction magnétique s'annule, ainsi que l'effet joule apportant la chaleur nécessaire au maintien en température du bain. La viscosité du métal augmentant fortement avec la solidification, les écailles arrachées peuvent se retrouver ainsi piégées au

sein du lingotin métallique. Cette discussion sera poursuivie à la lumière des résultats des simulations numériques (cf. section VI.4).

L'unique prélèvement en fond de lingotin solidifié, suite à l'essai B9C1, aboutit à un radeau dont la surface est très supérieure à celle du milieu de lingotin (~50 fois) mais très inférieure (~10 fois) par rapport à celle du haut du lingotin. Le fait de trouver des particules d'alumine en pied de bain semble peu cohérent avec la faible densité de l'alumine et l'absence de brassage électromagnétique après la période de 60 s. Il est donc supposé que ces particules proviennent de la procédure de prélèvement et non du procédé en lui-même. Parmi les perspectives envisageables de ce travail, il serait souhaitable d'effectuer de nouveaux prélèvements en fond de bain afin de confirmer ou d'infirmer cette tendance.

Il est important de rappeler que la caractérisation de la propreté inclusionnaire de la matière brute n'a montré aucune variation importante de pollution en fonction de la barre et de la position de la charge prélevée au sein de cette dernière. Les variations de la propreté inclusionnaire dans les différents prélèvements présentés dans le **Tableau 10** suggèrent que le creuset a interagi de manière plus importante avec le lingotin lors de l'essai B7C1. En effet, il est considéré ici que les écarts en masse des charges employées sont trop faibles (au maximum 2,4 %) pour expliquer les écarts de taille du radeau inclusionnaire recensés. Par ailleurs, on conçoit que l'intensité des processus d'érosion du creuset par le bain liquide ne soit pas répétable d'un creuset à l'autre. Finalement, il est à noter que le taux de compacité du radeau inclusionnaire a diminué (passant de 81 % pour les aluminates de chaux à 60 % pour les agrégats d'alumine) [**Tableau 10**]. Cette forte variation, directement liée à la nature différente des deux populations inclusionnaires, sera discutée par la suite [cf. section III.2.1].

III.1.4 Prélèvements issus des bains solidifiés à l'étape B

Les surfaces des radeaux inclusionnaires issus des tests du bouton sur des prélèvements après coulée (en l'absence de procédure de filtration) sont présentées dans le **Tableau 11**. Les analyses se sont limitées aux prélèvements en milieu de bain, pour trois des quatre barres retenues pour l'étude et au prélèvement en surface du bain issu de l'essai B9C2.

Référence fusion	B7C2	B8C2	B9C2	
Position du prélèvement	Milieu	Milieu	Haut	Milieu
Surface du radeau (mm ²)	95,1	5,3	868,5	10,2
Taux de compacité (%)	63,7	61,2	61,3	63,2

Tableau 11 : Résultats des analyses des boutons post mortem pour l'étape B.

Les agrégats d'alumine constituent toujours la population inclusionnaire majoritaire. Si les morphologies n'ont pas évolué entre les deux étapes A et B, leur taille a fortement diminué. Cet aspect sera discuté lors de l'analyse de la pollution inclusionnaire issue des prélèvements lors de l'étape C. La comparaison entre les populations mesurées après les étapes A et B montre que la pollution est significativement plus importante en milieu de bain après l'étape B et légèrement diminuée en haut de bain (mais nous ne disposons malheureusement que d'une seule mesure). Si on peut exclure une nouvelle pollution exogène provenant du moule céramique (paroi lisse) employé pour la réception de la matière après coulée, une homogénéisation du bain lors de la verse, qui conduit à une dispersion des particules, peut expliquer cette tendance.

III.1.5 Prélèvements issus des bains solidifiés à l'étape C

Lors de la coulée, le métal liquide traverse un filtre en mousse de céramique de 30 ppi, de diamètre 91 mm positionné en haut de moule, dans l'objectif de capturer les inclusions. Les prélèvements effectués au sein des bains solidifiés permettent d'estimer l'efficacité du filtre [Tableau 12].

Référence fusion	B7C3	B8C3	B9C3	
Position du prélèvement	Milieu	Milieu	Haut	Milieu
Surface du radeau (mm ²)	19,5	4,6	480,2	4,7
Taux de compacité (%)	63,7	65,4	60,5	62,8

Tableau 12 : Résultats des analyses des boutons post mortem pour l'étape C.

Des agrégats d'inclusions, toujours majoritairement composés d'alumine, sont encore présents en milieu de bain mais la surface des radeaux collectés a diminué passant de 95,1 mm² pour B7C2 à 19,5 mm² pour B7C3, de 5,3 mm² pour B8C2 à 4,6 mm² pour B8C3 et de 10,2 mm² pour B9C2 à 4,7 mm² pour B9C3. Il en va de même pour la valeur en surface du lingotin qui diminue de 868,5 mm² lors de l'essai B9C2 à 480,2 mm² lors de l'essai B9C3. La diminution de l'ensemble des aires de radeau inclusionnaire montre une efficacité de la filtration, qui n'est cependant pas totale.

Suite aux examens des enregistrements en caméra rapide lors de la verse du bain liquide (étapes B et C) d'une part, et des filtres après leur utilisation d'autre part, une explication possible concernant cette efficacité de filtration a été avancée. Des mécanismes de fragmentation du radeau inclusionnaire ont pu être mis en évidence au cours de la verse du bain liquide [Figure 51].

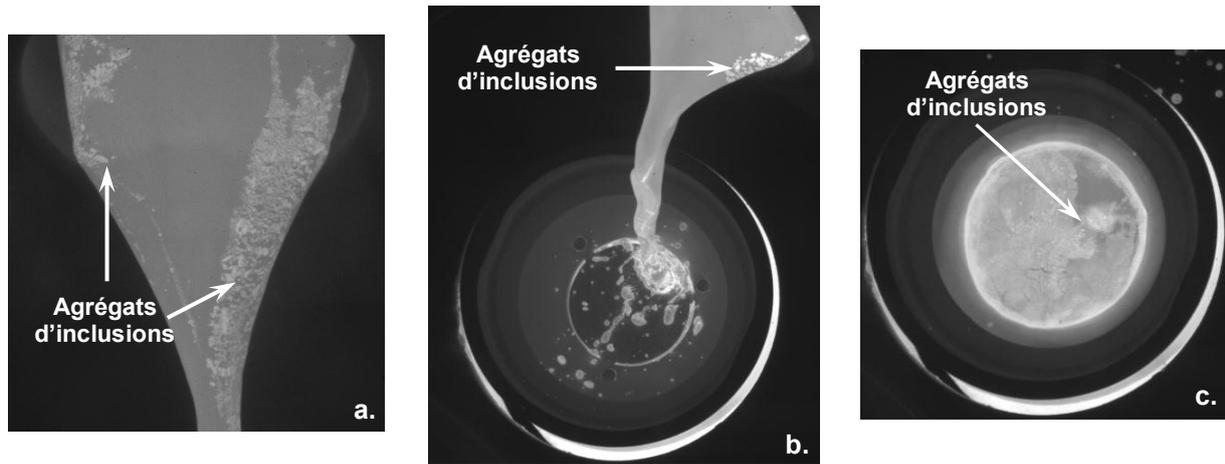


Figure 51 : Cinématique de verse du bain liquide depuis le creuset de fusion (a.) vers le haut de la grappe équipée d'un filtre (b.) avec engorgement de ce dernier et formation d'un radeau inclusionnaire couvrant la totalité de la surface du filtre (c.).

Dans un premier temps, lors du basculement du creuset de fusion, le radeau inclusionnaire se décompose en une multitude d'agrégats de tailles et de formes variées témoignant de l'absence de liaisons fortes, autant mécaniques que chimiques, entre ces derniers. Dans un second temps, l'énergie cinétique, acquise par le jet lors de sa chute, aboutit à exercer une action mécanique intense sur les agrégats lors de leur collision avec la surface du filtre, mais crée aussi une action de brassage importante au sein du volume de liquide en partie haute du filtre. Lors de l'étape B, le filtre étant absent, la hauteur de coulée est par conséquent augmentée de manière significative (plus du double de la hauteur de verse conventionnelle avec la présence du filtre).

On constate que la taille moyenne des agrégats en surface des bains, de 2,3 mm après l'étape A, a chuté à 491 μm après l'étape B [Tableau 13]. Cette variation en taille des agrégats d'alumine au cours de la verse sans filtration atteste de l'existence de la fragmentation des agrégats.

Etape du procédé de fusion	A	B	C
Dimension moyenne (μm)	2295	490,8	241,8
Ecart type (μm)	3611,8	257,1	150,4

Tableau 13 : Evolution de la taille des agrégats en surface des lingotins solidifiés après les différentes étapes de prélèvements au cours du procédé de fusion (barres 6, 7, 8 et 9).

Au cours de l'étape C, l'ajout de la filtration entraîne une diminution de la taille des agrégats passant respectivement de 491 μm sans filtration à 242 μm avec filtration. La Figure 52 présente une estimation de la distribution en taille des particules d'alumine en surface des bains solidifiés après l'étape C.

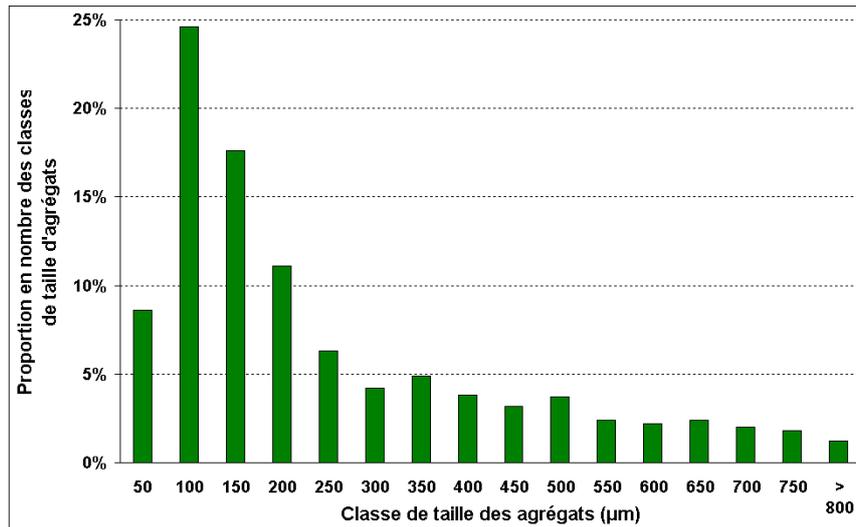


Figure 52 : Distribution en taille des agrégats d'alumine en surface des bains solidifiés après l'étape C (avant test du bouton).

La diminution en taille des agrégats présents en surface des bains solidifiés, passant respectivement de 2,3 mm (après l'étape A) à 242 μm (après l'étape C), peut s'expliquer par la capture des agrégats de fortes dimensions par le filtre constitué d'un réseau composé d'alvéoles dont les dimensions sont comprises entre 850 μm et 1400 μm [Figure 53]. L'efficacité de la filtration reste difficile à évaluer à partir de la seule caractérisation du filtre. En effet la masse volumique relativement voisine des agrégats de particules et du filtre rend difficile toute investigation dans l'épaisseur de ce dernier au moyen de méthodes telles que la tomographie X.

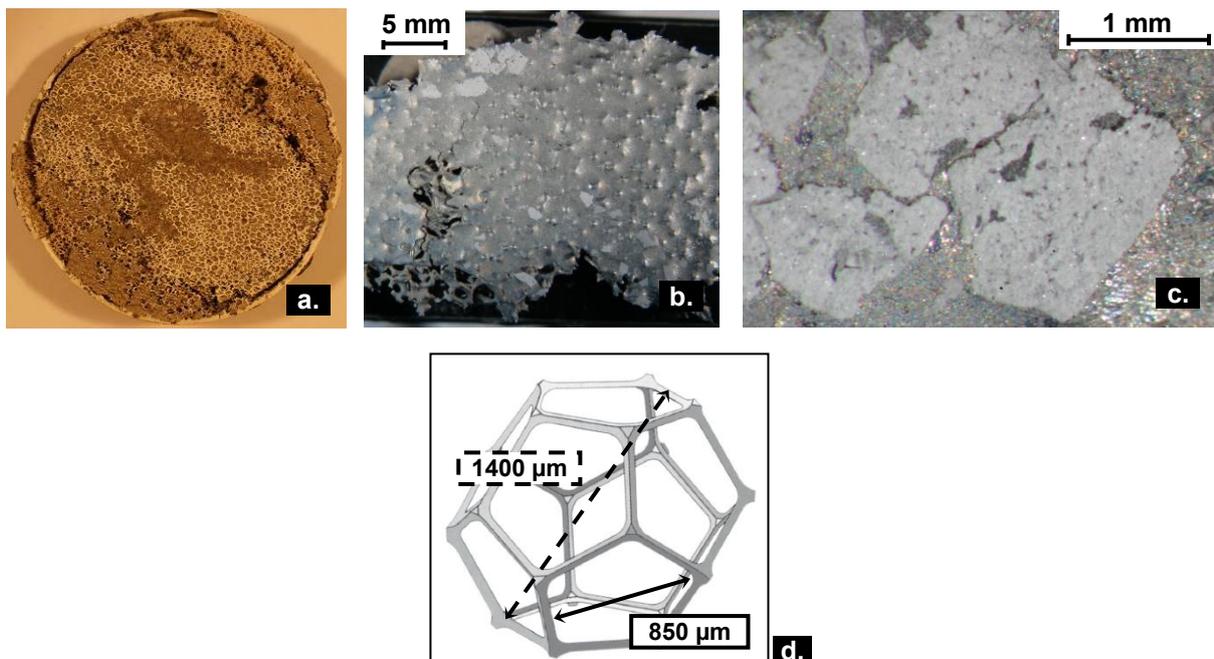


Figure 53 : Vue générale d'un filtre en mousse de céramique usagé (a.), vue en surface de la couche d'AM1 solidifiée (en gris foncé) en surface du filtre sur laquelle sont posées les agrégats d'alumine (en gris clair) (b.), vue agrandie d'un groupe d'agrégats (en gris clair) (c.) et schéma d'une alvéole composant le réseau alvéolaire du filtre en céramique de 30 ppi (d.).

Le **Tableau 14** répertorie l'ensemble des fractions volumiques d'inclusions estimé à partir des prélèvements réalisés au cours des différentes étapes du procédé de fonderie. Cette estimation reprend la même démarche qui a été appliquée lors de l'estimation de la fraction volumique des agrégats au sein des barres brutes, en tenant compte de l'épaisseur moyenne du radeau inclusionnaire (égale à 10 μm), mesurée expérimentalement [cf. section III.1.3].

Prélèvement	Barres brutes			
Fraction volumique	$5,3 \cdot 10^{-7}$			
Etape du procédé de fusion	A			
Référence essai	B7C1	B8C1	B9C1	
Prélèvement	Milieu	Milieu	Haut	Milieu
Fraction volumique	$1,6 \cdot 10^{-6}$	$2,3 \cdot 10^{-7}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$	$3,7 \cdot 10^{-7}$
Estimation moyenne			$1,5 \cdot 10^{-5}$	
Etape du procédé de fusion	B			
Référence essai	B7C2	B8C2	B9C2	
Prélèvement	Milieu	Milieu	Haut	Milieu
Fraction volumique	$1,1 \cdot 10^{-5}$	$5,8 \cdot 10^{-7}$	$9,4 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^{-6}$
Estimation moyenne			$9,7 \cdot 10^{-6}$	
Etape du procédé de fusion	C			
Référence essai	B7C3	B8C3	B9C3	
Prélèvement	Milieu	Milieu	Haut	Milieu
Fraction volumique	$2,1 \cdot 10^{-6}$	$5,1 \cdot 10^{-7}$	$5,2 \cdot 10^{-5}$	$5,1 \cdot 10^{-7}$
Estimation moyenne			$5,3 \cdot 10^{-6}$	

Tableau 14 : Evolution de la propreté inclusionnaire au cours du procédé de fonderie, exprimée en fraction volumique des agrégats par rapport au volume de métal prélevé (d'une masse de 790 g).

Il est intéressant de constater que les phénomènes de dispersion, résultant de la procédure de verse et de filtration, sont parfaitement mis en évidence par l'augmentation des valeurs de la fraction volumique et ce, plus particulièrement après l'étape B. Nous allons nous intéresser maintenant uniquement aux essais B9C1 et B9C3 offrant une vision d'ensemble de l'évolution de la population inclusionnaire au cours du procédé de fusion. On peut remarquer que la fraction volumique diminue de manière significative en haut de bain à l'inverse de celle du prélèvement en milieu de bain qui montre une légère augmentation suite à la dispersion des agrégats. L'estimation moyenne de la fraction volumique sur le lingotin est obtenue en tenant compte de la fraction volumique des deux prélèvements au sein du bain, et en supposant que celle du prélèvement de milieu de bain est représentative de l'ensemble du bain solidifié, à l'exception du volume de métal en extrême surface. La valeur moyenne reste logiquement inchangée entre les étapes A et B (le radeau de surface est donc intégralement transféré du creuset vers le moule à la coulée), et diminue à l'étape C par action du filtre. La variation de la fraction volumique en haut de lingotin démontre que le

filtre de 30 ppi permet de réduire d'environ 64 % la concentration de la phase inclusionnaire au sein du bain métallique.

III.2 Discussion concernant l'origine et les morphologies des agrégats d'inclusions d'oxydes

La pollution inclusionnaire recensée au cours du procédé de fonderie tient son origine, d'une part, des particules d'aluminate de chaux présentes dans la matière brute, et d'autre part, d'arrachements d'écaillés d'alumine du creuset, lors du cycle de fusion de la charge métallique. Il s'est avéré que lors de ce cycle, les particules remontent en surface du bain et se rassemblent en agrégats pour former un radeau de surface. Lors du test du bouton, mis en œuvre pour l'analyse de cette population inclusionnaire, nous avons fait les mêmes constats. Les mécanismes aboutissant à la formation d'agrégats de tailles et de formes variées masquent ainsi les morphologies caractéristiques des particules primaires d'aluminate de chaux. Dans un premier temps, nous apporterons des réponses concernant les morphologies des agrégats rencontrées lors de l'étude. Puis, dans un second temps, une discussion sera menée sur les processus de rassemblement de particules en surface d'un bain liquide et des forces mises en jeu. Enfin dans un troisième temps, nous aborderons les mécanismes de fragmentation de ces mêmes agrégats aboutissant à leur réduction en taille, lors de la phase de verse du bain liquide.

III.2.1 Influence de la composition chimique et de la température

La discussion qui suit propose des explications quant à l'origine des diverses morphologies d'agrégats rencontrées en surface des radeaux au cours de l'étude. Il est clair que les formes prises par les agrégats dépendent de la nature physique des inclusions les composant. Pour que le test du bouton puisse s'appliquer sans dénaturer la composition des inclusions, il est nécessaire qu'aux températures du bain métallique, les inclusions présentent une bonne stabilité chimique. Ainsi, par exemple, le test du bouton reste inopérant dans le cas d'inclusions de silicate, usuelles dans les aciers notamment, puisque ces inclusions vont subir des mécanismes de dissolution aux températures du bain liquide. Ces difficultés nuisent à l'image de la population inclusionnaire donnée par le test du bouton. Ceci n'est pas le cas pour les inclusions rencontrées au cours de l'étude.

Ainsi, à partir du diagramme de phase binaire $\text{CaO-Al}_2\text{O}_3$ [Figure 54], aux températures de travail appliquées durant la phase de maintien en température du bain lors de la fusion industrielle ([1450°C (en fond de bain) – 1550°C (en surface du bain)], [65]) et en surface du bain lors du test du bouton ([1530°C – 1680°C]), on peut remarquer qu'il y a fusion totale ou partielle des aluminates de chaux. La fraction volumique des inclusions d'aluminate de chaux

est bien évidemment liée à la proportion des entités chimiques alumine (Al_2O_3) et chaux (CaO) [Tableau 8]. Aux températures de travail, les inclusions d'aluminate de chaux liquides ou partiellement liquides vont donc pouvoir coalescer pour former des agrégats déformés (sous forme de galette) par les contraintes thermocapillaires comme ceux présentés précédemment [cf. section III.1.2]. D'autres clichés MEB / BSE [Figure 37] ont révélé la présence de particules de géométries variées de quelques micromètres à une dizaine de micromètres au sein des agrégats observés. Au cours de ce processus de formation du radeau, la matrice métallique alors à l'état liquide pourrait se positionner aux interfaces des inclusions d'aluminate de chaux également à l'état liquide et expliquer les traces de titane ou de nickel détectées. Les faibles teneurs enregistrées ($\% \text{Ni} < 1 \%$) mettent cependant en doute cette explication. Il est plus probable que ce soient des mécanismes de diffusion du titane et du nickel de la matrice vers l'agrégat qui justifieraient la présence de ces éléments. A l'opposé, les inclusions d'alumine restent en phase solide à ces températures. La convection thermocapillaire, fortement présente en surface du bouton fondu par BE, et les mécanismes de diffusion peuvent conduire à une restructuration d'agrégats et donner lieu à une agglomération produisant des morphologies type 'dentelle', voire des morphologies plus globulaires si le mécanisme d'agglomération est plus abouti [voir les Figure 33, Figure 36, Figure 39]. Cette remarque n'est cependant pas applicable au procédé industriel où le rassemblement des agrégats faiblement mouillés en radeaux s'effectue dans un écoulement faiblement cisailé.

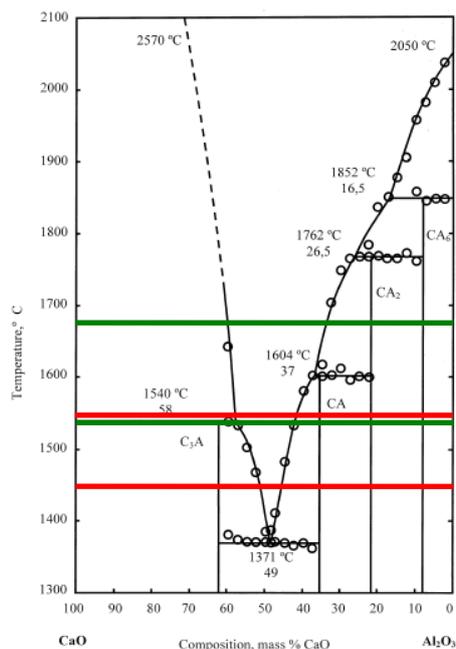


Figure 54 : Diagramme de phase binaire (CaO - Al_2O_3).
En rouge sont notées les températures au sein du bain lors du procédé industriel et en vert les températures de surface du bain lors du test du bouton [66].

III.2.2 Mécanismes de rassemblement en surface de bain – formation du radeau

Ici, la discussion porte, dans un premier temps, sur l'origine de la formation des agrégats, qu'ils soient d'aluminate de chaux ou d'alumine, au cours du cycle de fusion industriel, puis dans un second temps, sur les mécanismes de fragmentation des agrégats formés lors de la verse du bain liquide durant l'étape B et C.

Lors du cycle de fusion industriel, les enregistrements en surface du bain liquide ont permis de mettre en évidence à la fois une augmentation de la taille du radeau, et une évolution en taille des agrégats au cours du temps. Cette augmentation significative en taille des agrégats est due principalement, mis à part à l'arrachement d'écaillés de taille importante des parois du creuset, à des mécanismes d'agrégation des particules. Comme cela a été discuté précédemment, les particules d'alumine arrachées restent à l'état solide tandis que les particules d'aluminate de chaux vont être partiellement ou totalement liquides en fonction de leur composition chimique. La discussion qui suit s'intéresse à mettre en évidence les mécanismes mis en jeu pour le rassemblement des particules localisées en surface d'un bain liquide et à déterminer l'impact de la nature des particules sur ces derniers. Le cas du test du bouton connu pour être impactant sur la morphologie et la composition chimique des agrégats ne sera pas évoqué ici.

Dès les années 1970, de nombreux auteurs ont cherché à mettre en évidence expérimentalement les mécanismes physiques amenant des particules individuelles à se regrouper pour former un agrégat en surface d'un bain métallique liquide. Ces études portent notamment sur des inclusions d'oxydes de type alumine au sein d'un bain d'acier liquide. La séparation par simple décantation des inclusions d'alumine de faible masse volumique est très limitée pour les petites tailles (microscopiques). Le regroupement de ces inclusions primaires en cluster, par l'intermédiaire d'injection de gaz inerte au sein du bain ou par brassage, accroît la taille des inclusions et améliore fortement leur décantation du bain liquide. Certains auteurs comme Braun et coll. [67] ont étudié l'impact des paramètres opératoires (puissance de chauffe, brassage mécanique, durée du maintien en température) sur les processus d'agglomération et de formation de clusters d'inclusions issus de l'addition de désoxygénant (aluminium) dans un bain d'acier. Outre l'étude de l'influence et l'optimisation de ces paramètres opératoires, ils constatent le regroupement de particules solides en agrégats et supposent qu'une fois le contact réalisé, les forces de surface les maintiennent collées. Ils constatent que la croissance des clusters résulte principalement de phénomènes de collisions entre des agrégats déjà formés, engendrées par l'écoulement hydrodynamique généré par le brassage électromagnétique. Ils considèrent cependant que les agrégats formés peuvent aussi évoluer en taille et en morphologie par des mécanismes

de diffusion entre particules / agrégats qui existent à la température de 1600°C appliquée au bain liquide.

D'autres auteurs ont analysé plus finement ces mécanismes de rassemblement entre deux particules et la formation de clusters afin d'évaluer les forces mises en jeu. On peut citer Yin et coll. [68, 69] qui se sont intéressés au comportement de particule d'alumine, d'aluminosilicate [68] et d'aluminate de chaux [69] en surface d'un bain d'acier liquide, en utilisant un microscope confocal à balayage laser (CSLM pour 'Confocal Scanning Laser Microscope'). Le processus de formation de cluster, mis en évidence par ces auteurs, s'établit en trois étapes distinctes [Figure 55] :

1. Rassemblement de plusieurs inclusions primaires d'environ 1 μm formant un agrégat dit 'intermédiaire' de taille plus importante ($\sim 5\text{-}10 \mu\text{m}$),
2. Formation de groupes dendritiques structurés à partir d'agrégats 'intermédiaires',
3. Densification de ces groupes dendritiques.

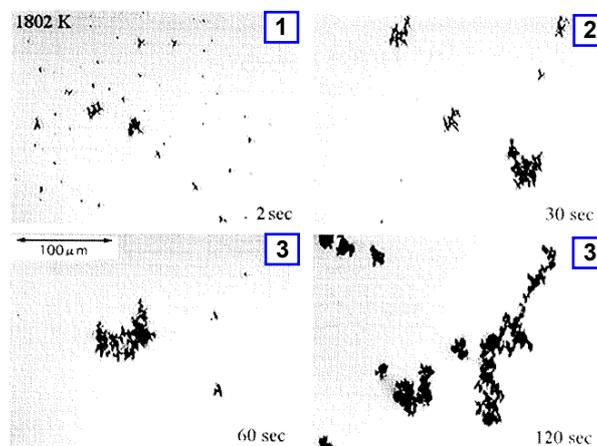


Figure 55 : Séquence d'agglomération et de formation de clusters à partir d'inclusions d'alumine en surface d'un bain d'acier à 1530°C [68].

Comme Braun et coll. [67] auparavant, Yin et coll. [68] ont montré que la croissance des clusters résulte de mécanismes de collisions entre les différentes entités présentes en surface et au sein du bain liquide mais aussi de la diffusion qui s'établit entre particules/agrégats et agrégats/agrégats aboutissant à des phénomènes d'agglomération. Ces remarques sont bien évidemment valables pour des entités solides aux températures du bain d'acier liquide ($\sim 1500^\circ\text{C}$) comme notamment les particules d'alumine et d'aluminosilicate. Dans le cas de particules liquides ou semi-liquides, comme les particules d'aluminate de chaux identiques à celles rencontrées au cours du travail de thèse et pour une gamme de températures relativement proche de celle du bain d'acier liquide ($\sim 1500^\circ\text{C}$), le constat est différent. Ces mêmes auteurs [69] ont remarqué que le rassemblement de ce

type de particules s'opère par des mécanismes d'agrégation d'un ensemble de particules allant jusqu'à la coalescence en une particule unique [Figure 56].

Comme cela a été montré sur la Figure 34 et les Tableau 10, Tableau 11 et Tableau 12, les taux de compacités des radeaux inclusionnaires en surface des boutons varient en fonction de la nature des particules allant de 81 % pour les aluminates de chaux à 60 % pour les alumines. Le taux de compacité dépend de la capacité des particules et agrégats à se rassembler et est donc par conséquent intimement lié à la nature de ces derniers. Ainsi des particules liquides ou semi-liquides à 1550°C, telles que les aluminates de chaux, ont tendance à se rassembler par coalescence de manière plus aboutie que les particules solides d'alumine à cette même température, comme le montrent les observations de Yin et coll. [69] reportées sur la Figure 56.

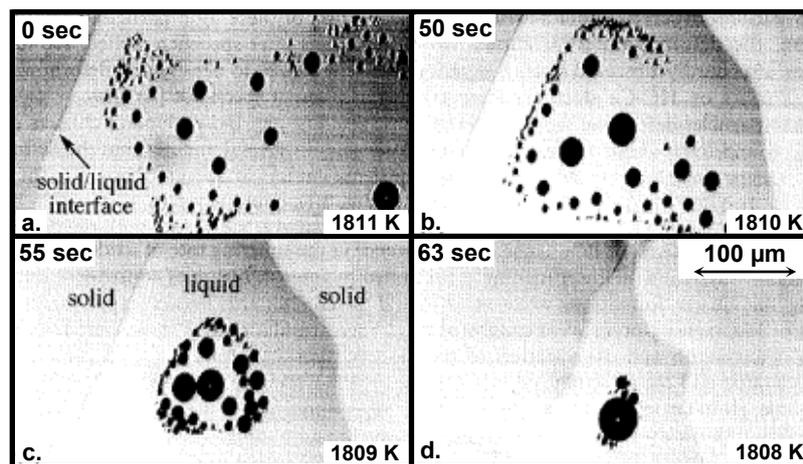


Figure 56 : Séquence d'agrégation et de coalescence en une particule globulaire à partir d'inclusions d'aluminate de chaux en surface d'un bain d'acier à 1530°C [69].

Les mécanismes d'agglomération et de croissance d'un groupe de particules s'opèrent autant en surface du bain liquide qu'au sein de ce dernier. Yin et coll. [69] ont pu constater expérimentalement les différents comportements d'agrégation en volume des particules en fonction de leur nature. Ils ont remarqué que lorsque deux particules sont assez proches, il y a formation d'une fine pellicule de métal liquide entre ces dernières. Le mécanisme d'agrégation est contrôlé par la capacité de ces particules à rompre ce film métallique. Si pour deux particules solides aux formes grossières (alumine à l'état solide), la rupture de ce film est instantanée, ce n'est pas le cas lorsqu'il s'agit de particules liquides et notamment pour des particules liquides de faibles tailles (aluminate de chaux).

Les collisions de particules primaires entre elles, suivies du rassemblement des agrégats 'intermédiaires' en formation dendritique, sont le résultat d'interactions à longue distance entre les différents groupes (particule/particule, agrégats intermédiaires/agrégats intermédiaires, etc.), comme le montre la superposition d'images de la Figure 57 produite par Yin et coll. où l'on distingue très bien à gauche l'attraction exercée par le cluster B sur la particule A, puis la particule C qui échappe à cette attraction.

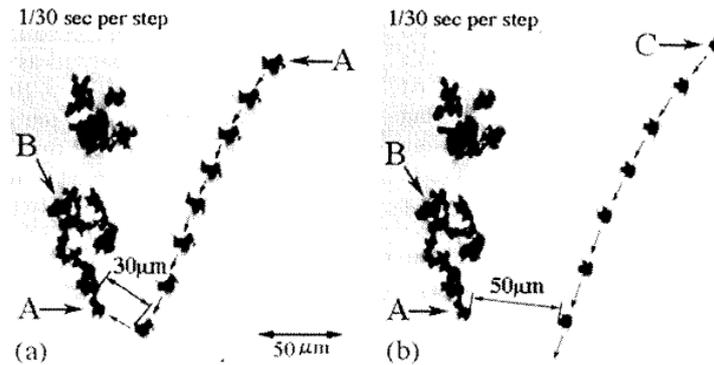


Figure 57 : Présentation de deux cas possibles d'attraction (à gauche) et de non attraction (à droite) entre une particule d'alumine (notée A et C) et un cluster (noté B) [68].

Pour expliquer ces interactions entre particules et agrégats, Yin et coll. [68, 69] ne considèrent pas les mouvements de surface (engendrés notamment par le cisaillement du fluide et la turbulence de surface) puisque leurs expériences sont menées sur un bain au repos. Par ailleurs, les forces de Van der Waals sont efficaces à très courtes distances (très inférieures au diamètre de la particule) [70] et ne justifient pas le déplacement observé. L'ensemble des études menées, qu'elles soient expérimentales ou théoriques [71–74], démontre que l'interaction à longue distance entre deux particules est le résultat de la force de capillarité. Cette force trouve son origine dans la différence de pression engendrée par la déformation de surface du bain liquide entre les deux particules (soit convexe soit concave suivant la mouillabilité des particules) et agit sur une distance de plusieurs fois le diamètre des particules. La forme de la surface déformée, créée par les particules en surface du fluide, a été étudiée expérimentalement par Hinsch [75] au moyen d'un système holographique [Figure 58]. Son intensité, résultant du degré de déformation de la surface, est fonction de l'angle de contact entre la surface du liquide et la particule solide, lui-même dépendant de la mouillabilité des particules par le métal liquide et de l'état physique des particules [Tableau 15] [69], de la dimension des particules et de leur masse volumique, ainsi que de la tension de surface du liquide et de la distance séparant les deux particules.

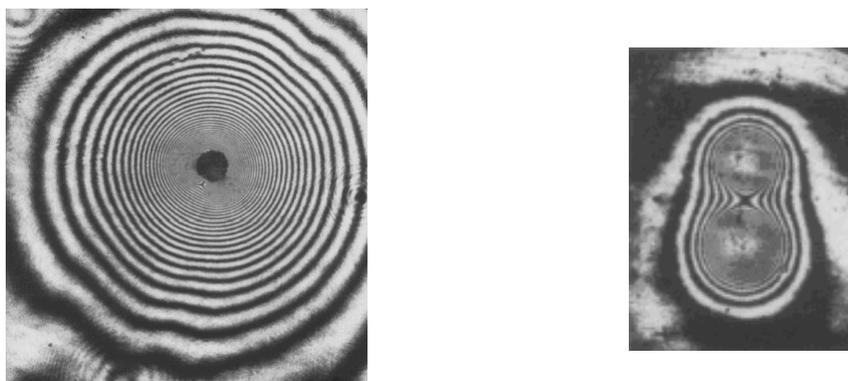


Figure 58 : Clichés d'une particule sphérique (à gauche) et de deux particules sphériques (à droite) flottant en surface d'un bain obtenus par méthode holographique sur lesquels les traits noirs représentent les franges d'interférence [75].

Ces phénomènes de rassemblement permettent donc d'expliquer l'évolution en taille des agrégats composant le radeau inclusionnaire en surface du bain, mais permettent aussi d'apporter une réponse à la différence de morphologie des agrégats. En effet, comme nous l'avons montré avec la **Figure 23**, les agrégats en surface du bain présentent une densification différente d'un agrégat à l'autre témoignant des mécanismes d'agrégation et de diffusion aboutissant à leur formation. Quant à ceux présentant une forte densification, il pourrait s'agir d'écaillés du creuset de fusion arrachées sur la paroi interne.

Intensité des forces de capillarité						
Etat physique des particules (n°1 / n°2)	Liquide / Liquide	Liquide / Semi-liquide	Semi-liquide / Semi-liquide	Liquide / Solide	Semi-liquide / Solide	Solide / Solide

Tableau 15 : Classement de l'intensité de la force de capillarité en fonction de l'état physique des particules appartenant aux systèmes $\text{CaO-Al}_2\text{O}_3$ et $\text{CaO-Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$ [69].

Comme le montre le **Tableau 15** dans lequel sont regroupées les observations expérimentales issues de l'étude de Yin et coll. [69], il existe une tendance forte de rassemblement pour les particules d'alumine solides entre elles. A l'inverse, les aluminates de chaux liquides ne présentent que peu d'affinité à se regrouper en agglomérat. Ainsi à partir de ces constatations expérimentales, la présence de traces d'aluminates de chaux (de nature liquide et semi-liquide) au sein d'agrégats d'alumine (de nature solide), relevées lors de notre étude expérimentale, s'explique par l'affinité modérée que des particules liquides et semi-liquides ont à se regrouper avec des particules solides.

III.2.3 Phénomènes de fragmentation

Comme cela a été souligné précédemment, la phase de verse du bain liquide et l'étape de filtration entraînent une diminution en taille conséquente des agrégats en surface du bain liquide. En effet, dans un premier temps, nous avons constaté la fragmentation du radeau inclusionnaire en agrégats multiples dès le basculement du creuset de fusion. Une seconde phase de fragmentation de ces agrégats a lieu durant l'impact du jet libre sur la surface du filtre en mousse de céramique [voir la **Figure 51**]. Ces mécanismes de fragmentation d'un agrégat dense, composé d'entités sphériques, lors de sa collision avec une interface solide au cours de sa chute, ont été étudiés expérimentalement [76, 77] et numériquement [78–81]. Mais les principaux travaux disponibles dans la littérature traitent, par l'approche numérique, d'agrégats sphériques composés de particules de même géométrie [**Figure 59**]. Certains auteurs se sont aussi intéressés à des agrégats non sphériques [82, 83]. Ces études ont abouti à conclure que le degré de fragmentation est lié à de nombreux facteurs tels que la vitesse de chute de l'agrégat, son taux de porosité, l'angle d'incidence de l'agrégat par

rapport à l'interface, la surface de contact avec l'interface (dépendant aussi de la forme de l'agrégat), de l'énergie de liaison des particules primaires entre elles et de la distribution en taille de ces dernières au sein de l'agrégat. Ces travaux ont aussi permis de mettre en évidence qu'au cours de l'impact avec l'interface rigide, l'agrégat subit, dans les premiers instants, une déformation mécanique (plastique ou élastique) qui est fonction de la nature des particules composant l'agrégat et de leur force de liaison. Cet aspect a été expérimentalement caractérisé par des auteurs comme Antonyuk et coll. [77] pour des agrégats d'alumine montrant un comportement de déformation à dominance élastique.

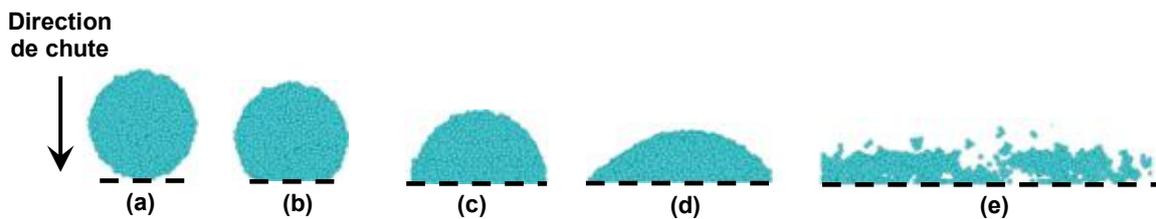


Figure 59 : Décomposition de la dynamique de fragmentation d'un agrégat au cours de l'impact avec une interface rigide (représentée par les pointillés) : (a) 0 μs ; (b) 2 μs ; (c) 6 μs ; (d) 10 μs et (e) 150 μs avec un angle d'impact de 90° et une vitesse de chute de $10\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ [81].

Suite à la verse, la dislocation des agrégats constituant le radeau inclusionnaire entraîne bien évidemment une diminution de leur taille modifiant de manière significative l'efficacité du filtre en mousse de céramique. Il est clair que la diminution en taille des agrégats en dessous d'une taille limite (estimée à $200\ \mu\text{m}$) [cf. section III.1.5] pénalise l'efficacité du filtre. Cela entraîne la présence d'agrégats au sein des pièces coulées pouvant engendrer des défauts, et constituer, dans certains cas, des sites préférentiels pour la germination de grains parasites.

III.4 Conclusions

La population inclusionnaire a été caractérisée en combinant des analyses par microscopie électronique à balayage et par microsonde de Castaing en surface des bains solidifiés après les différentes étapes du procédé de fusion industriel et après l'application du test du bouton sur les échantillons de matière prélevée.

Il a été montré une forte pollution des bains métalliques par le creuset de fusion en alumine, suite à des mécanismes d'érosion de la paroi engendrés par l'écoulement du bain. Les particules d'aluminate de chaux, mises en évidence lors de l'analyse des barres brutes, sont fortement masquées par cette nouvelle et très importante pollution inclusionnaire. Dans le but de compléter les observations effectuées lors de ces travaux, il serait souhaitable d'effectuer de nouveaux prélèvements en fond de bain.

Il a été constaté, grâce à des mesures par thermographie infrarouge et par pyrométrie, que la température du bain métallique, au cours de la phase de maintien et au cours du test du bouton, entraîne la fusion totale ou partielle des aluminates de chaux permettant ainsi l'établissement de mécanismes de coalescence. De plus, les fortes contraintes thermocapillaires en surface du bouton entraînent l'agglomération forcée des agrégats d'alumine engendrant des changements de morphologies. Même si le test du bouton s'avère partiellement efficace pour quantifier la population inclusionnaire d'un alliage relativement propre, il peut potentiellement modifier la morphologie des inclusions analysées en fonction de leur nature.

Enfin, les observations à la caméra rapide ont montré la présence de mécanismes de fragmentation du radeau inclusionnaire et des agrégats à la verse du bain liquide sur le filtre en mousse de céramique. Ces derniers ont été mis en évidence lors de l'étude de la distribution en taille des particules d'alumine, cette diminution en taille importante des particules d'alumine lors de la phase de verse entraîne une efficacité de filtration limitée à 64 %.

Partie B – Etude numérique

Introduction.....	74
IV. Brassage électromagnétique du bain de métal liquide – Modélisation électromagnétique.....	81
IV.1 Le modèle numérique	81
IV.1.1 Principe du modèle.....	81
IV.1.2 Equations résolues et conditions aux limites.....	82
IV.1.3 Prise en compte de la déformation de la surface libre	84
IV.1.4 Données nécessaires au modèle.....	85
IV.2 Comparaison avec les résultats de l'étude de Bojarevics [87].....	86
IV.2.1 Principe.....	86
IV.2.2 Résultats expérimentaux et numériques	88
IV.3 Application au procédé SNECMA.....	89
IV.3.1 Configuration étudiée – Données du calcul.....	89
IV.3.2 Calibration de l'intensité du courant dans l'inducteur	91
IV.3.3 Résultats numériques	93
V. Comportement hydrodynamique du bain de métal liquide – Modélisation hydrodynamique.....	95
V.1 Introduction.....	95
V.2 Le modèle numérique	95
V.2.1 Principe du modèle.....	95
V.2.2 Equations résolues et conditions aux limites.....	95
V.2.3 Prise en compte de la déformation de surface et aspects numériques	99
V.2.4 Données nécessaires au modèle.....	100
V.3 Comparaison avec les résultats de l'étude de Bojarevics et coll.	100
V.3.1 Principe.....	100
V.3.2 Résultats expérimentaux et numériques	101
V.4 Application au procédé SNECMA.....	104
V.4.1 Configuration étudiée – Données du calcul.....	104
V.4.2 Résultats numériques	104
VI. Comportement des particules au sein du bain liquide – Modélisation de la trajectographie.....	108
VI.1 Introduction.....	108
VI.2 Le modèle numérique	108
VI.2.1 Interactions entre particules négligeables	108
VI.2.2 Principe du modèle en écoulement turbulent	109
VI.2.3 Prise en compte des forces s'appliquant sur une particule	112
VI.2.4 Résolution numérique	115
VI.2.5 Conditions aux limites aux parois	118
VI.2.6 Condition initiale pour le modèle numérique	124
VI.2.7 Traitement statistique des résultats	126
VI.3 Données nécessaires au modèle.....	126
VI.4 Résultats et discussions.....	128
VI.4.1 Etude préliminaire	128
VI.4.2 Résultats de capture pour le procédé industriel	136
VI.5 Conclusions.....	145

Introduction

Rappel des objectifs et présentation de la démarche

La démarche mise en œuvre pour simuler les trajectoires d'une population d'inclusions au sein du bain d'AM1 dans le procédé de fonderie SNECMA est basée sur le développement de trois modèles distincts. Le premier modèle est consacré à l'étude des phénomènes électromagnétiques afin de calculer la distribution des forces électromagnétiques responsables du brassage du bain et de la déformation de sa surface libre. Le second modèle est dédié à la simulation de l'hydrodynamique du bain de métal fondu pendant la phase de maintien en température du métal liquide qui précède la phase de coulée. Enfin, le dernier modèle s'attache à décrire le mouvement des inclusions au sein du bain métallique durant cette même phase de maintien en température, en utilisant comme données d'entrée les champs de la vitesse et des variables de la turbulence relatifs à l'écoulement du métal, fournis par le second modèle.

Avant de décrire ces trois modèles, nous présenterons tout d'abord une brève revue bibliographique permettant de mieux appréhender les démarches numériques couramment employées pour la modélisation, d'une part de l'hydrodynamique d'un bain de métal chauffé par induction (présentant ou non une déformation de surface), et d'autre part du comportement de particules au sein d'un écoulement turbulent.

Eléments bibliographiques

Les modèles magnétohydrodynamiques décrivant les phénomènes électromagnétiques et hydrodynamiques au sein d'un bain de métal liquide sont abondants dans la littérature et couvrent de nombreux procédés métallurgiques tels que les procédés VAR (Vacuum Arc Remelting), ESR (Electro Slag Remelting) et VIM (Vacuum Induction Melting). Dans la suite de cette section, nous passons en revue dans un premier temps plusieurs approches numériques utilisées pour décrire l'hydrodynamique du bain de métal liquide imposée par les forces électromagnétiques dans le procédé VIM, puis dans un second temps nous nous intéressons aux modèles de suivi trajectographique de particules au sein d'un écoulement turbulent.

Modélisation de l'hydrodynamique d'un bain de métal chauffé par induction

La modélisation des mouvements du métal liquide dans un bain chauffé par induction est basée sur la résolution des équations de Navier-Stokes, ainsi que des équations de Maxwell pour le calcul des forces de Lorentz engendrées par les courants induits et gouvernant le mouvement du métal.

On peut distinguer deux approches selon la prise en compte ou non d'une déformation de la surface libre du bain métallique [Tableau 16]. Tous les travaux présentés ici (formant une sélection non exhaustive) sont basés sur une modélisation bidimensionnelle axisymétrique à l'exception du modèle d'Umbrashko et coll. [84] développé pour une géométrie tridimensionnelle.

Surface du bain fixe		Surface du bain libre d'évoluer
Surface horizontale	Surface en forme de dôme	
Gosset [85]		Henneberger et coll. [92]
Im et Mochimaru [86]	Matas et coll. [89]	Fukumoto et coll. [93]
Bojarevics et coll. [87]	Petitnicolas [90]	Zhu et coll. [94]
Schwarze et Obermeier [88]	Delannoy [91]	Kageyama et coll. [95]
Umbrashko et coll. [84]		

Tableau 16 : Classification des modèles présentés dans le présent document selon la méthode de description de la surface libre du bain.

La première catégorie de modèles considère que la surface libre du bain reste fixe au cours du temps. Parmi ces modèles, l'approche la plus simple suppose la surface libre horizontale (non déformée). Une autre approche consiste à prendre en compte une déformation de la surface libre en considérant une surface en forme de dôme (dont la géométrie est imposée et n'évolue pas au cours du calcul). L'hypothèse d'une surface fixe présente l'avantage évident de ne nécessiter aucun calcul de déformation de surface. Lorsque les courants induits par les mouvements du métal sont négligeables (hypothèse légitime pour les procédés métallurgiques usuels), cela permet ainsi de dissocier les calculs électromagnétiques des calculs hydrodynamiques. Autrement dit, il est possible de traiter de manière séquentielle les phénomènes électromagnétiques et les phénomènes hydrodynamiques.

De nombreux auteurs ont développé des modèles numériques en considérant une surface libre fixe et non déformée. Gosset [85] a simulé les mouvements du métal durant la fusion par induction sous vide d'un acier maraging, à l'aide d'une formulation des équations de transport de quantité de mouvement en variables secondaires (fonction de courant et vorticité). La méthode numérique employée est la méthode des volumes finis. Les phénomènes de turbulence sont modélisés à l'aide d'un modèle k- ϵ standard. En employant

la même formulation des équations de transport de quantité de mouvement que celle utilisée par Gosset [85], Im et Mochimaru [86] ont simulé l'hydrodynamique en régime supposé laminaire du bain métallique, en s'appuyant sur une méthode de résolution numérique en différences finies. A la différence des travaux précédents, Bojarevics et coll. [87] utilisent pour variables principales la vitesse et la pression du métal liquide, et emploient le modèle de turbulence k- ω . Schwarze et Obermeier [88] ont comparé le champ de vitesse du métal liquide au sein du bain calculé à l'aide d'un modèle stationnaire avec celui fourni par un modèle transitoire, en utilisant comme méthode de simulation numérique la méthode des volumes finis. Ces auteurs ont mis en évidence l'existence de processus instationnaires susceptibles d'avoir une influence significative sur les échanges de matière et de chaleur au sein du bain de métal. Enfin, Umbrashko et coll. [84] se sont intéressés à l'influence du choix du modèle de turbulence sur la simulation des mouvements du métal dans le bain. Ils ont réalisé une étude comparative de deux modèles de turbulence : le modèle k- ϵ RNG (Re-Normalisation Group) et le modèle LES (Large Eddy Simulation). Leur approche s'appuie sur un couplage entre deux codes de calcul commerciaux : ANSYS-Emag pour les calculs électromagnétiques et ANSYS-Fluent pour les calculs de mécanique des fluides. Les auteurs aboutissent à la conclusion que seul le modèle LES permet de reproduire correctement les oscillations à basse fréquence du champ de vitesse du métal.

La seconde catégorie de modèles identifiée dans le **Tableau 16** tient compte de la géométrie en forme de dôme de la surface libre du bain, mais considère que la surface reste fixe au cours du temps. Parmi ces modèles, on peut citer les travaux de Matas et coll. [89] et de Petitnicolas [90], ce dernier s'appuyant sur une approche similaire à celle mise en œuvre par Gosset [85]. Ces modèles ont pour principale spécificité par rapport aux modèles sans déformation de surface d'utiliser généralement un maillage de calcul curviligne, qui suit le contour de la surface libre déformée. Delannoy [91], un peu plus récemment pour une application de fusion de silicium en creuset froid inductif, calcule pour une géométrie 2D axisymétrique le champ électromagnétique et la forme de la surface libre, puis simule le brassage turbulent du bain à l'aide du code de CFD Fluent.

Enfin, la dernière catégorie de modèles inclut un calcul de la géométrie de la surface libre du bain, qui est libre d'évoluer au cours du temps. La surface libre peut se déformer sous l'influence combinée des mouvements du métal liquide et de la pression magnétique (partie irrotationnelle des forces de Lorentz). Dans le sens contraire, la forme de la surface libre du bain impacte la distribution des courants induits dans la charge liquide et donc la distribution des forces électromagnétiques, et les mouvements du métal. Il peut donc exister

un couplage fort “électromagnétisme – hydrodynamique – dynamique de la surface libre”, ce qui constitue une difficulté importante pour la simulation numérique.

Tous les modèles exposés ci-dessous utilisent un maillage du bain curviligne, conforme à la forme de la surface libre et déformable pour suivre les déplacements de la surface. Le suivi de la forme de la surface libre s’opère couramment au moyen d’un bilan des forces agissant sur la surface. Différentes approximations sont effectuées selon les auteurs. Henneberger et coll. [92] considèrent un bilan de force incluant la pression métallostatique en négligeant l’action de la tension de surface du métal liquide sur la forme de la surface libre. Les auteurs emploient une équation généralisée de Bernoulli pour calculer la forme de la surface libre du bain. D’autres auteurs tels que Fukumoto et coll. [93] et Zhu et coll. [94] introduisent les effets de tension de surface au sein du bilan de forces agissant sur la surface libre. Zhu et coll. [94] considèrent par ailleurs la pression dynamique générée par les mouvements du métal. La résolution numérique des équations du modèle de Fukumoto et coll. [93] s’appuie sur un changement de coordonnées consistant à passer d’un système de coordonnées cylindriques à un système curviligne. Ceci permet de travailler dans un domaine de calcul de géométrie plus simple [Figure 60] mais la formulation des équations à résoudre dans ce domaine transformé est plus complexe. Les auteurs ont mis en évidence que la forme globale de la surface du bain en forme de dôme est contrôlée majoritairement par les forces électromagnétiques. Seule la zone du bain en proche paroi présente un comportement différent, en raison des interactions entre l’écoulement et la paroi rigide. Zhu et coll. [94] concluent que la pression dynamique du métal joue, dans leur application, un rôle significatif sur la forme de la surface du bain, alors que les forces de tension sont négligeables. Kageyama et Evans [95] ont développé un modèle très proche de celui proposé par Fukumoto et coll. [93]. Une spécificité importante du modèle de Kageyama et Evans [95] réside dans la résolution des équations électromagnétiques par une méthode dite hybride, associée à la spécification des conditions aux limites du modèle électromagnétique, sur une frontière ‘imaginaire’ au voisinage du bain, et non sur une frontière repoussée à ‘l’infini’ comme cela est effectué classiquement dans les autres modèles.

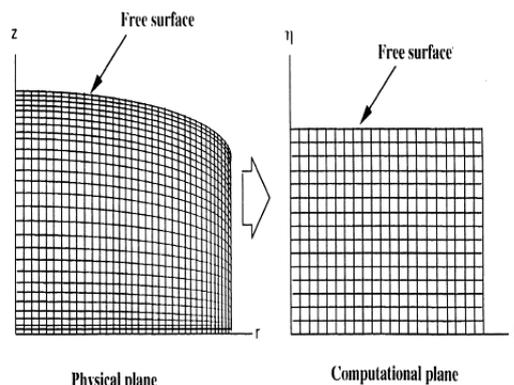


Figure 60 : Exemple de maillage du bain métallique et du changement de système de coordonnées utilisé pour la résolution des équations (d’après [93]).

Modélisation de la trajectoire de particules au sein d'un écoulement turbulent

La littérature concernant le comportement d'une phase dispersée dans un écoulement turbulent est très vaste et couvre de nombreux secteurs d'applications tels que les réacteurs chimiques et métallurgiques, le transport de polluants ou de sédiments... La place importante des écoulements à phase dispersée au sein des procédés industriels a permis par ailleurs un développement avancé des méthodes numériques pour leur simulation.

Pour décrire un écoulement à phase dispersée, il existe de manière générale deux types de méthodes numériques : les méthodes eulériennes et les méthodes lagrangiennes [96]. Les méthodes eulériennes résolvent un système d'équations macroscopiques de conservation pour chacune des phases (la phase continue et la phase dispersée), ces équations étant formulées en utilisant des méthodes d'homogénéisation (moyennes spatiale et temporelle). Ainsi, les méthodes eulériennes ne donnent pas accès aux propriétés individuelles de chaque particule mais rendent compte des propriétés statistiques locales caractéristiques de la population particulaire. A l'inverse, les méthodes lagrangiennes (DEM pour 'Discrete Element Method' ou encore DPSF pour 'Discrete Particle Separated Flow') sont basées sur une représentation discrète de la phase dispersée [97–99], ce qui implique un calcul direct des trajectoires de l'ensemble des particules à partir de la résolution de l'équation fondamentale de la dynamique. L'approche lagrangienne est souvent mise en œuvre pour des phases très diluées, c'est-à-dire pour des écoulements à faible concentration particulaire.

De nombreux auteurs se sont intéressés au suivi lagrangien de particules, de densité inférieure à celle du fluide, au cours du procédé de coulée continue d'acier [100–102]. Les auteurs considèrent de manière classique, parmi les forces s'exerçant sur une particule, la force gravitaire (englobant le poids de la particule et la poussée d'Archimède), la force de portance et la force de traînée. Cet ensemble de forces est complété par certains auteurs en introduisant la force de masse ajoutée et le terme historique de Basset [103]. Dans un domaine plus proche de celui considéré dans notre étude, plusieurs auteurs [104–106] se sont intéressés au transport de particules au sein d'un bain métallique dans le procédé VIM et dans le procédé de fusion par induction en creuset froid sectorisé. Dans ces deux procédés, pour décrire le mouvement d'une particule, il est nécessaire par rapport aux travaux cités précédemment de tenir compte d'une force supplémentaire appelée force électromagnétique particulaire [Eq. 4] [38]. Cette dernière trouve son origine dans la différence de conductivité électrique entre la particule et le métal et correspond à une force de réaction vis-à-vis de l'action des forces électromagnétiques sur le bain métallique.

$$\vec{F}_{s_em} = - \frac{3}{2} \frac{\sigma_f - \sigma_p}{2\sigma_f + \sigma_p} V_p \vec{F}_{em} \quad \text{Eq. 4}$$

où σ_p représente la conductivité électrique de la particule, V_p le volume de la particule et \vec{F}_{em} la force électromagnétique volumique s'exerçant sur le métal.

Une difficulté importante pour les modèles de suivi de trajectoire lagrangien au sein d'un écoulement turbulent est de pouvoir tenir compte de l'effet éventuel de dispersion des particules induit par les fluctuations hydrodynamiques engendrées par le régime turbulent de l'écoulement. De manière générale pour décrire l'effet d'inertie d'une particule au sein d'un écoulement, on introduit le temps de relaxation effectif τ_p correspondant au temps nécessaire pour que la particule, initialement immobile, atteigne 60 % de la vitesse de l'écoulement local. Son expression pour une particule sphérique rigide est obtenue en supposant un régime d'écoulement de Stokes autour de la particule [107] :

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18 \mu_f} \quad \text{Eq. 5}$$

où ρ_p est la masse volumique de la particule, d_p son diamètre et μ_f la viscosité dynamique du fluide.

Cette approche peut être complétée en introduisant le nombre de Stokes St , défini comme le rapport entre le temps de relaxation effectif de la particule τ_p et l'échelle intégrale temporelle eulérienne mobile T_{me} , représentant le temps mis par la particule pour traverser un ensemble de structures tourbillonnaires [108] :

$$St = \frac{\tau_p}{T_{me}} \quad \text{Eq. 6}$$

Ce nombre caractérise le caractère inertiel de la particule vis-à-vis de l'écoulement turbulent. Si le nombre de Stokes est élevé, la particule sera très peu sensible aux fluctuations de l'écoulement du fluide, dans le cas inverse, les fluctuations dues à la turbulence impacteront fortement la dynamique de la particule.

Selon une approche statistique des écoulements turbulents, il est usuel de décomposer la vitesse instantanée du fluide \vec{u}_f en deux composantes distinctes respectivement une vitesse moyenne \vec{u}_f et une vitesse aléatoire \vec{u}_f' .

$$\vec{u}_f = \vec{u}_f + \vec{u}_f' \quad \text{Eq. 7}$$

Dans le cadre d'une simulation de l'écoulement de la phase continue au moyen d'une approche de type RANS (Reynolds Average Navier-Stokes), la composante fluctuante de la vitesse doit être calculée à partir des grandeurs de la turbulence. Il existe principalement deux méthodes de calcul.

La première méthode est connue sous le nom de modèle d'interaction tourbillon-particule (Eddy Interaction Model [107]) ou modèle à marche aléatoire discontinue (Discontinuous Random Walk [109]) car la vitesse instantanée est reconstituée le long de la trajectoire d'une particule de manière discontinue. Ce type de modèle consiste à générer à partir d'un tirage aléatoire les composantes fluctuantes de la vitesse du fluide porteur, à partir des grandeurs de la turbulence, considérées constantes pendant un temps dit d'interaction entre la particule et un tourbillon de turbulence. Ce temps d'interaction est égal à un temps minimum correspondant soit à la durée de vie du tourbillon soit au temps mis par la particule pour traverser le tourbillon. Ce type de modèle de dispersion prend en compte l'effet de croisement de trajectoires sans pour autant reproduire correctement les effets d'inertie et de continuité. Son implantation au sein de codes de calcul reste relativement simple et c'est pour cette raison que la majorité des modèles de dispersion lagrangien implantés au sein de codes commerciaux emploie un modèle de type EIM / DPM.

La seconde méthode est basée sur des processus de Markov et est connue sous le nom LEM pour 'Langevin Equation Model' [110]. Il existe deux familles de modèle. La première regroupe les modèles à deux étapes consistant à utiliser successivement deux processus autorégressifs du 1^{er} ordre pour représenter l'évolution spatio-temporelle de la vitesse du fluide. La seconde famille de modèle repose sur un processus à une étape. Suivant la valeur prise par le nombre de Stokes, deux comportements distincts de la particule sont pris en compte. Dans le cas où St est supérieur à 1, la particule est peu sensible aux fluctuations de la composante aléatoire de la vitesse du fluide et adopte donc le comportement de l'écoulement moyen, dans ce cas, la vitesse turbulente du fluide au voisinage de la particule suit une corrélation de type eulérienne. Dans le cas inverse, où St est inférieur à 1, la particule est fortement soumise aux fluctuations turbulentes de l'écoulement et adopte un comportement similaire à une particule fluide, dans ce cas, la vitesse turbulente du fluide suit une corrélation de type lagrangienne. Il est important de noter que les effets de croisement de trajectoires et de continuité sont pris en compte avec ce type de modèle LEM à une étape.

IV. Brassage électromagnétique du bain de métal liquide – Modélisation électromagnétique

IV.1 Le modèle numérique

Nous décrivons dans un premier temps le modèle électromagnétique utilisé, puis nous confrontons dans un second temps les résultats obtenus à l'aide de ce modèle à des relevés expérimentaux extraits de la littérature. Dans un troisième temps, le modèle est utilisé pour simuler le four industriel étudié dans le présent travail. Pour cette application, des valeurs de l'induction magnétique axiale mesurées au sein du four industriel sont utilisées pour calibrer la valeur de l'intensité du courant circulant dans l'inducteur, qui est une donnée d'entrée importante du modèle restant inaccessible expérimentalement.

IV.1.1 Principe du modèle

L'installation à modéliser est constituée d'un creuset à parois isolantes (matériau réfractaire), contenant une charge de métal liquide et placé au sein d'un inducteur. Les effets de convection du champ magnétique par le champ de vitesse du métal liquide étant négligeables¹, il est possible de découpler les phénomènes électromagnétiques et hydrodynamiques. La modélisation des phénomènes électromagnétiques a pour but de calculer la distribution des forces de Lorentz au sein du bain liquide, qui sera ensuite employée comme donnée d'entrée d'une modélisation hydrodynamique de l'écoulement du métal. Afin d'effectuer ce calcul, le modèle résout les équations de Maxwell en tenant compte de la surface libre du bain déformée mais fixe au cours du temps. L'approche mise en œuvre s'appuie sur la modélisation développée par Basquin-Petitnicolas [90]. Dans cette section, nous décrivons la démarche de modélisation et les points importants du modèle. Pour une explication plus détaillée, le lecteur est invité à consulter le manuscrit de thèse de Basquin-Petitnicolas [90].

Les hypothèses utilisées dans le cadre de la présente modélisation sont les suivantes :

- L'installation considérée présente une symétrie cylindrique. La surface libre du bain est déformée et est représentée par un dôme statique,
- Les propriétés physiques de la charge métallique sont uniformes,
- Le courant de déplacement est négligeable.

¹ Cette hypothèse est justifiée car le nombre de Reynolds magnétique ($R_m = U_0 R / \nu$), qui caractérise la convection du champ magnétique due à l'écoulement du métal par rapport au transport par diffusion, est faible devant l'unité.

IV.1.2 Equations résolues et conditions aux limites

A partir des équations de Maxwell, de la loi d'Ohm et de la définition du potentiel vecteur magnétique ($\vec{B} = \text{rot } \vec{A}$), on peut obtenir l'équation aux dérivées partielles suivante régissant l'évolution du potentiel vecteur magnétique \vec{A} :

$$\frac{1}{\mu_r \mu_0} \nabla^2 \vec{A} = -\sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \vec{j}_{\text{ex}} \quad \text{Eq. 8}$$

où σ est la conductivité électrique et \vec{j}_{ex} la densité de courant circulant dans l'inducteur.

Dans le cas d'une géométrie à symétrie cylindrique, le potentiel vecteur magnétique n'a qu'une seule composante non nulle, sa composante azimutale (A_θ). Le terme \vec{j}_{ex} est nul partout dans le domaine de calcul sauf à l'intérieur de la bobine. Enfin, remarquons que le premier terme du membre de droite de l'équation 8 s'annule partout sauf dans la charge métallique (conductivité électrique de la charge différente de zéro). Dans la suite, on se place dans le cadre d'un système en régime sinusoïdal et on utilise la notation complexe pour exprimer chacune des variables. Le potentiel vecteur magnétique complexe est défini par :

$$\hat{A} = A e^{i2\pi f t} = A_r + i A_i \quad \text{Eq. 9}$$

où A est l'amplitude complexe du potentiel vecteur magnétique, et A_r et A_i sont respectivement la partie réelle et la partie imaginaire du potentiel vecteur magnétique complexe.

La décomposition de l'équation [Eq. 8] en parties réelle et imaginaire fournit les deux équations de transport couplées suivantes, qui régissent les évolutions respectivement de la partie réelle A_r et de la partie imaginaire A_i du potentiel vecteur magnétique :

$$\frac{\partial^2 A_r}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 A_r}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_r}{\partial r} + \mu_0 \mu_r \sigma 2\pi f A_i - \frac{A_r}{r^2} + \mu_0 \mu_r j_{\text{ex}} = 0 \quad \text{Eq. 10}$$

$$\frac{\partial^2 A_i}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 A_i}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_i}{\partial r} - \mu_0 \mu_r \sigma 2\pi f A_r - \frac{A_i}{r^2} = 0 \quad \text{Eq. 11}$$

La résolution de ces deux équations permet de déterminer les variables A_r et A_i , à partir desquelles il est possible de calculer toutes les autres grandeurs électromagnétiques du système :

- L'induction magnétique donnée par :

$$\vec{B} = \text{rot } \vec{A} \quad \text{Eq. 12}$$

- La densité des courants induits donnée par :

$$\vec{j} = \frac{1}{\mu_0 \mu_r} \text{rot} \vec{B} \quad \text{Eq. 13}$$

- Les forces de Lorentz moyennes données par :

$$\vec{F}_{em} = \langle \vec{j} \times \vec{B} \rangle \quad \text{Eq. 14}$$

Les composantes radiale (F_{em_r}) et axiale (F_{em_z}) des forces de Lorentz moyennes peuvent s'écrire sous la forme :

$$F_{em_r} = \frac{1}{2} (j_r B_{zr} + j_i B_{zi}) \quad \text{Eq. 15}$$

$$F_{em_z} = -\frac{1}{2} (j_r B_{rr} + j_i B_{ri}) \quad \text{Eq. 16}$$

où j_r et j_i désignent les parties réelle et imaginaire de la densité de courant induite et B_{rr} et B_{ri} (respectivement B_{zr} et B_{zi}) désignent les parties réelle et imaginaire de la composante radiale (respectivement axiale) de l'induction magnétique.

La résolution des équations [Eq. 10] et [Eq. 11] est réalisée dans un domaine de calcul comprenant la charge métallique, l'inducteur et l'espace les englobant jusqu'à une frontière pouvant être considérée comme "l'infini" [Figure 61].

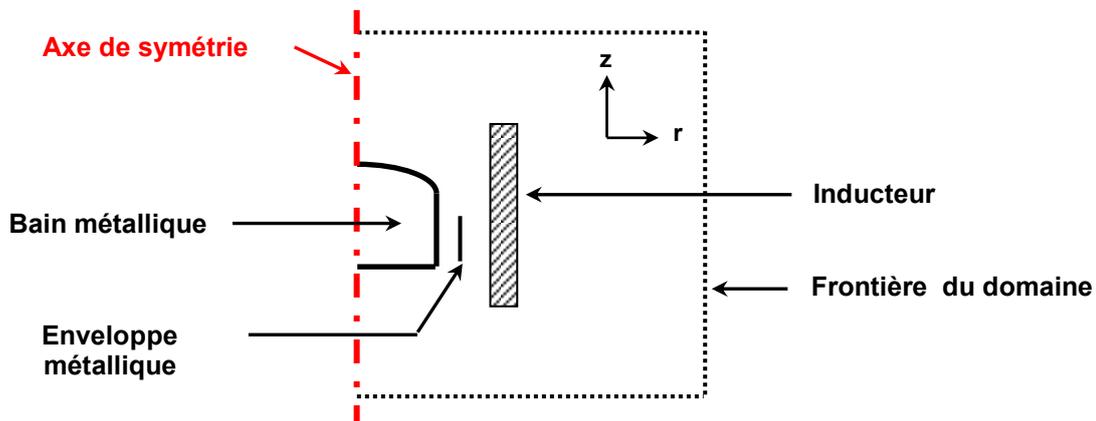


Figure 61 : Schéma du domaine de calcul.

Les conditions aux limites appliquées aux frontières du domaine de calcul sont les suivantes :

- Sur l'axe de symétrie

La symétrie de révolution impose un potentiel vecteur magnétique nul sur l'axe :

$$\vec{A} = 0, \text{ soit } A_r = A_i = 0 \quad \text{Eq. 17}$$

- Sur les frontières extérieures du domaine (considérées comme “l’infini”)

Le potentiel vecteur magnétique s’annule sur toutes les frontières extérieures du domaine :

$$\vec{A} = 0, \text{ soit } A_r = A_i = 0 \quad \text{Eq. 18}$$

La résolution numérique des équations aux dérivées partielles est effectuée par la méthode des volumes finis. Cette méthode permet d’écrire un ensemble d’équations discrétisées, dont les inconnues sont les valeurs de la grandeur Φ recherchée en un nombre fini de points du domaine de calcul (ici, Φ représente indifféremment A_r ou A_i). Le domaine est constitué par l’union de plusieurs volumes élémentaires nommés ‘Volumes de Contrôle’ distincts les uns des autres.

IV.1.3 Prise en compte de la déformation de la surface libre

Un maillage curviligne du bain de métal et de la région au-dessus du bain est créé à partir d’un maillage orthogonal en appliquant une homothétie à partir de la surface libre dont la géométrie est fixée. La procédure de maillage se décompose ainsi en deux étapes :

- Création d’un maillage orthogonal irrégulier afin d’affiner les mailles près des interfaces,
- Transformation en appliquant une homothétie de ce maillage en un maillage curviligne pour la zone du bain métallique et la zone située au-dessus de ce dernier [Figure 62]. En dehors de ces deux zones, le maillage reste orthogonal.

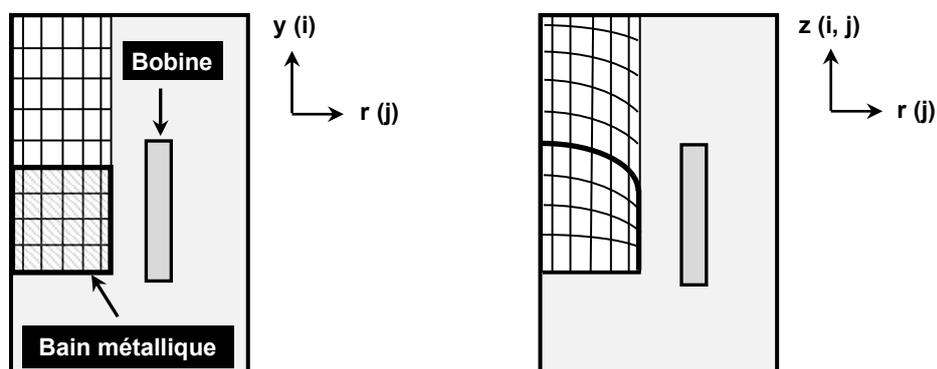


Figure 62 : Transformation du maillage orthogonal en un maillage curviligne.

L’homothétie appliquée engendre une diminution de la courbure des mailles à partir de la surface libre jusqu’au fond du bain métallique où elle s’annule. De la même manière, la courbure diminue au fur et à mesure que les mailles se rapprochent de la frontière supérieure du domaine.

On peut calculer les coordonnées $z(i,j)$ dans le maillage curviligne des points situés en dessous du bain métallique à partir de leurs coordonnées $y(i)$ dans le maillage orthogonal à l'aide de la relation suivante :

$$z(i,j) = \frac{y(i)}{y_{\text{surface}}} z_{\text{surface}}(i,j) \quad \text{Eq. 19}$$

avec

$$z_{\text{surface}}(i,j) = y_{\text{surface}} + h_m \left(1 - \left(\frac{r(j)}{R} \right)^2 \right) \quad \text{Eq. 20}$$

où y_{surface} désigne la coordonnée axiale de la surface non déformée du bain dans le maillage orthogonal et $z_{\text{surface}}(i,j)$ est l'équation de la surface libre déformée, h_m et R désignent respectivement la hauteur du dôme et le rayon du bain.

Pour un point situé dans le bain, la relation devient :

$$z(i,j) = z_0 - \left[\frac{y_0 - y(i)}{y_0 - y_{\text{surface}}} \right] \times (z_0 - z_{\text{surface}}(i,j)) \quad \text{Eq. 21}$$

où z_0 et y_0 désignent respectivement la coordonnée axiale de la frontière inférieure du bain dans le maillage curviligne et dans le maillage orthogonal.

IV.1.4 Données nécessaires au modèle

Les données d'entrée nécessaires au modèle électromagnétique peuvent être divisées en deux catégories : les données physiques relatives au bain métallique et les conditions opératoires du procédé [Tableau 17].

Propriétés physiques du bain métallique	Paramètres opératoires
Dimensions géométriques	Fréquence du courant inducteur
Conductivité électrique	Nombre de spires constituant l'inducteur
Perméabilité magnétique relative	Intensité efficace du courant inducteur

Tableau 17 : Données d'entrée du modèle électromagnétique.

Afin de prendre en compte la géométrie en forme de dôme de la surface libre du bain, il est important de pouvoir évaluer la hauteur du dôme. Il est très délicat de pouvoir observer ou mesurer cette hauteur dans le procédé industriel. Dans la littérature, des chercheurs [90, 111] ont réussi à solidifier le bain métallique en conservant la déformation de surface. Cependant cela est uniquement applicable pour des bains métalliques de volume très faible (de l'ordre de 1 cm^3) et ayant subi un refroidissement très lent. Dans notre cas d'étude, le volume du bain très important (de l'ordre de 1000 cm^3) et les conditions opératoires industrielles ne permettent pas de conserver la déformation, la coupure progressive de la

puissance électrique entraîne un affaissement inévitable du dôme. Une estimation théorique de la hauteur du dôme (notée h_m) est accessible en employant l'expression suivante basée sur un équilibre entre la force de gravité et les forces électromagnétiques agissant sur le bain métallique :

$$h_m = \frac{B_{\text{eff}}^2}{2 \mu_r \mu_0 \rho_f g} \quad \text{Eq. 22}$$

où B_{eff} est une estimation de la valeur efficace de l'induction magnétique, ρ_f est la masse volumique du métal liquide et g est l'accélération gravitationnelle. Il est possible d'estimer la valeur efficace de l'induction magnétique B_{eff} à partir de la formule de Nagoaka [112] :

$$B_{\text{eff}} = \frac{\mu_r \mu_0 N I_{\text{eff}}}{H_B \alpha} \quad \text{Eq. 23}$$

où N est le nombre de spires composant l'inducteur de hauteur H_B dans lequel circule un courant d'intensité efficace I_{eff} . α est un coefficient dépendant des dimensions géométriques de l'inducteur donné par la relation suivante :

$$\alpha = 1 + 0,88 \frac{a_B}{H_B} \quad \text{Eq. 24}$$

où a_B désigne le rayon de l'inducteur.

La combinaison des équations [Eq.22] et [Eq.23] donne :

$$h_m = \frac{\mu_r \mu_0 N^2 I_{\text{eff}}^2}{2 \rho_f g \alpha^2 H_B^2} \quad \text{Eq. 25}$$

IV.2 Comparaison avec les résultats de l'étude de Bojarevics [87]

IV.2.1 Principe

La configuration simulée dans cette section correspond à celle utilisée dans les travaux expérimentaux réalisés par Bojarevics et coll. [87]. Un mélange eutectique In-Ga-Sn formant un bain métallique de hauteur 100 mm et de rayon 55 mm est fondu par induction à l'aide d'un inducteur de hauteur 55 mm et de rayon 65 mm [Figure 63]. L'inducteur, composé de 10 spires de diamètre 5 mm et centré par rapport au bain métallique, est parcouru par un courant d'intensité efficace variant entre 100 A et 400 A. La fréquence du générateur est égale à 2440 Hz. Les auteurs ont réalisé pour différentes intensités du courant dans l'inducteur une mesure de la composante axiale de l'induction magnétique en un point situé dans le plan médian du bain et localisé près de la paroi du creuset ($r = 53,5$ mm). Dans le même article, Bojarevics et coll. [87] présentent également une modélisation numérique des phénomènes électromagnétiques et hydrodynamiques au sein du bain métallique. Dans

cette modélisation, les auteurs ont considéré que la surface libre du bain reste horizontale. Nous avons choisi dans la présente étude comparative de faire la même hypothèse, en traitant la surface libre du métal comme une surface fixe et non déformée.

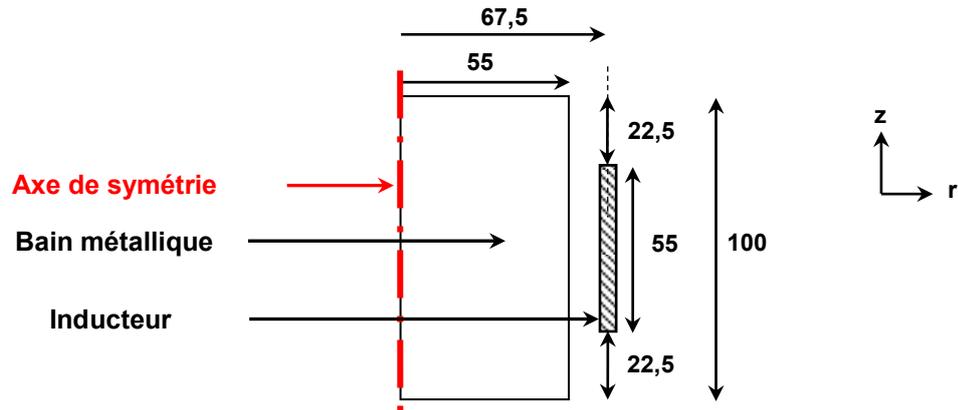


Figure 63 : Domaine de calcul (les dimensions sont données en mm).

Le **Tableau 18** regroupe les valeurs des propriétés électromagnétiques du mélange eutectique.

Bain métallique	Conductivité électrique ($\Omega.m$) ⁻¹ [113]	Perméabilité magnétique relative [113]
mélange eutectique In-Ga-Sn	$3,30. 10^{+6}$	1,0

Tableau 18 : Propriétés électromagnétiques du mélange eutectique In-Ga-Sn.

Différents maillages de calcul ont été utilisés pour analyser l'impact sur les résultats obtenus du nombre total de mailles ainsi que leur répartition dans le domaine de calcul. Le maillage du bain métallique retenu pour les calculs est composé de 89 cellules dans la direction axiale et 50 cellules dans la direction radiale [Figure 64].

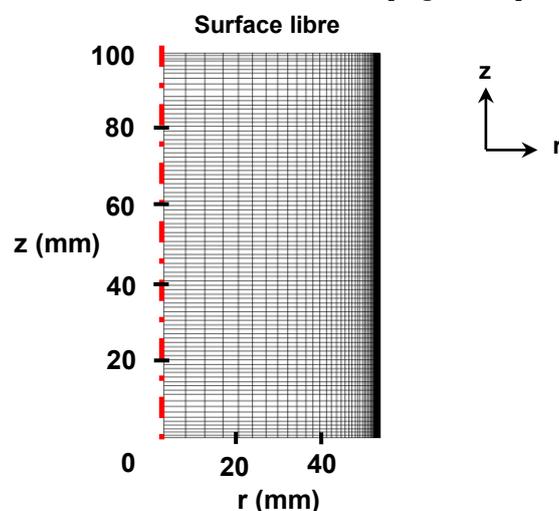


Figure 64 : Maillage du bain liquide (50*89).

Le domaine est composé d'une zone où le maillage est régulier et d'une zone en périphérie du bain constituée d'un maillage raffiné où le nombre de cellules est distribué

avec une raison géométrique. Une méthode identique est appliquée pour le maillage dans la direction z. Ce maillage compte 27 cellules dans l'épaisseur de peau électromagnétique¹ (qui est de l'ordre de 6 mm), ce qui permet d'obtenir une bonne représentation de la pénétration des courants induits au sein de la charge métallique. Le critère de convergence (valeur limite des résidus numériques en dessous de laquelle la convergence est considérée atteinte) a été fixé à 10^{-6} .

IV.2.2 Résultats expérimentaux et numériques

Les résultats fournis par notre modèle électromagnétique sont comparés respectivement avec les valeurs de la composante axiale de l'induction magnétique mesurées par Bojarevics et coll. [87] et avec les résultats issus du modèle numérique développé par ces mêmes auteurs [Figure 65].

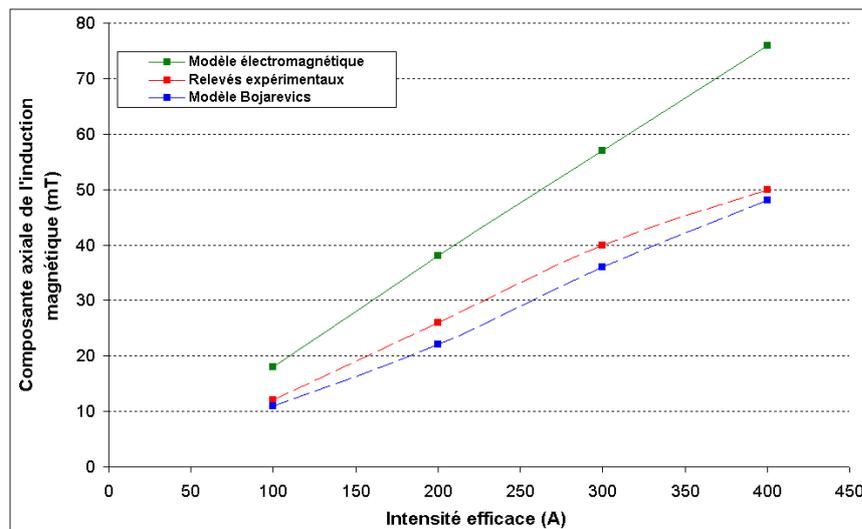


Figure 65 : Confrontation des résultats fournis par notre modèle avec les résultats expérimentaux et numériques obtenus par Bojarevics et coll.. Les valeurs présentées ont été relevées au point de coordonnée $r = 5,35$ cm, à mi-hauteur du bain.

Le modèle fournit des valeurs de la composante axiale de l'induction magnétique environ 45 % plus élevées que les valeurs mesurées expérimentalement. Cette différence comprend bien évidemment une incertitude de mesure liée, d'une part à l'instrumentation employée (non quantifiée par Bojarevics et coll. [87]), et d'autre part au fait que la mesure n'est pas faite rigoureusement en un point mais correspond à l'intégration de l'induction magnétique sur l'épaisseur de la sonde de mesure. Cependant, la différence entre nos résultats numériques et les résultats expérimentaux est trop importante pour être expliquée uniquement par cette incertitude expérimentale.

¹ Définie par la relation $\delta = \sqrt{1/\sigma \pi f_{elec} \mu_0 \mu_r}$

Il convient de noter que les résultats issus du modèle numérique de Bojarevics et coll. [87] présentent un écart, certes plus faible mais restant significatif, de l'ordre de 16 % par rapport aux valeurs mesurées expérimentalement.

IV.3 Application au procédé SNECMA

IV.3.1 Configuration étudiée – Données du calcul

La configuration simulée est présentée sur la **Figure 66**. L'inducteur, supposé constitué de spires jointives, est représenté numériquement comme un solénoïde unique de section rectangulaire (de rayons intérieur et extérieur respectivement de 104 mm et 130 mm et de hauteur 180 mm). Le rayon intérieur du creuset est égal à 52,5 mm et l'on considère ici une masse de métal (bain liquide d'AM1) égale à 8,6 kg. L'intensité du courant électrique circulant dans l'inducteur (fonctionnant à une fréquence de 1827 Hz) n'étant pas accessible expérimentalement, il a été décidé de l'estimer par une méthode indirecte en calibrant le modèle à partir de relevés expérimentaux de la composante axiale de l'induction magnétique, réalisés spécialement pour les besoins de notre étude. La démarche de calibration et la valeur d'intensité retenue sont exposées dans la suite du chapitre.

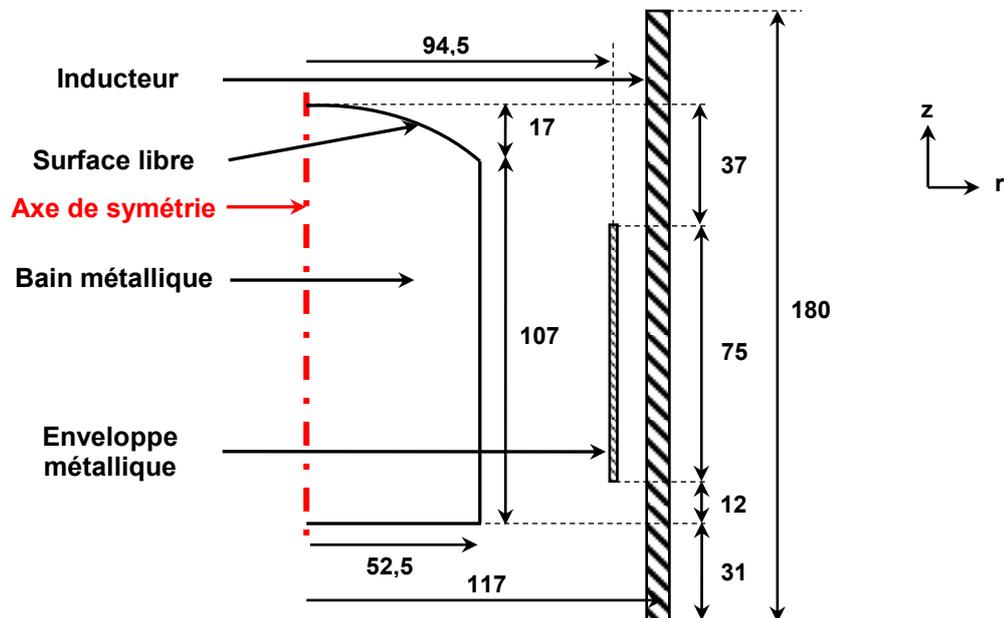


Figure 66 : Domaine de calcul (les dimensions sont données en mm).

Une spécificité importante du procédé implanté sur le site de SNECMA Gennevilliers est l'utilisation d'une enveloppe métallique supportant le creuset de fusion. Comme cela a pu être étudié dans la littérature par des auteurs comme Vivès [114], la présence d'une pièce métallique entre l'inducteur et la charge est susceptible d'affecter plus ou moins fortement selon ses dimensions la forme des lignes du champ d'induction magnétique, et donc la distribution des forces électromagnétiques, au sein de la charge. Cette enveloppe se

comporte en effet comme un écran électromagnétique qui s'oppose à la pénétration du champ magnétique au sein de la charge. Il est donc important de tenir compte de cette enveloppe métallique.

Dans les calculs qui suivent, une représentation simplifiée (axisymétrique) de l'enveloppe a été adoptée [Figure 67]. Cette dernière est représentée par un cylindre creux de diamètre intérieur 94 mm, d'épaisseur 1 mm et de hauteur 75 mm. Seule la partie pleine de l'enveloppe est considérée. Il a été décidé de ne pas tenir compte des parties pleines verticales de l'enveloppe délimitant les zones ajourées.

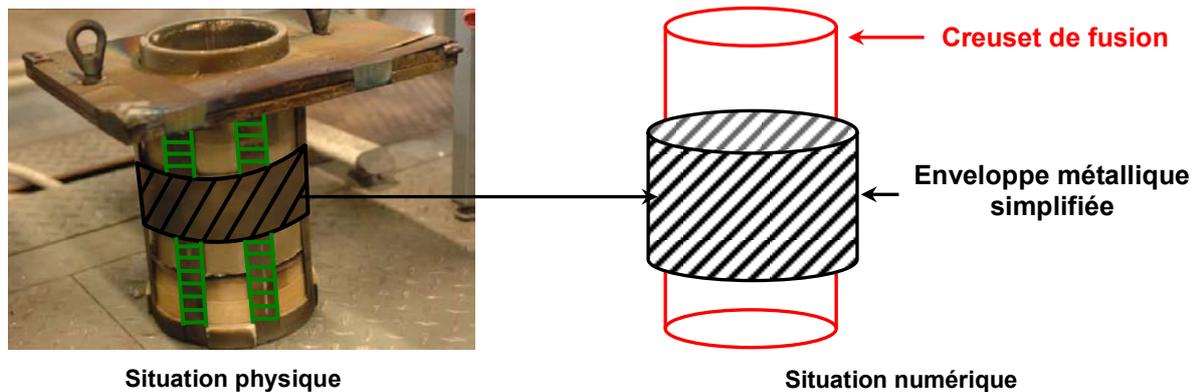


Figure 67 : Représentation simplifiée de l'enveloppe métallique.
Les zones hachurées en vert (à gauche) ne sont pas considérées par le modèle numérique (à droite).

Dans le cadre de l'étude menée par le laboratoire SIMAP en 2007 [115], les valeurs de la résistivité électrique de l'alliage AM1 ont été mesurées dans une gamme de température comprise entre 20°C et 900°C. Cette étude, ainsi que la littérature en général, ne fournissent par contre aucune valeur de la résistivité de l'alliage AM1 à l'état liquide (notamment à la température de maintien du bain de métal considérée ici, égale à 1550°C). Pour déterminer la résistivité de l'AM1 à 1550°C, nous avons employé la loi de Wiedemann-Franz [116]. Cette loi traduit le fait que le rapport de la conductivité thermique d'un métal (λ) et de sa conductivité électrique (σ) est proportionnel à la température [Eq.26].

$$\frac{\lambda}{\sigma} = L T \quad \text{Eq. 26}$$

Dans cette expression, le coefficient L (appelé coefficient de Lorentz) est égal à $2,45 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \Omega \cdot \text{K}^{-2}$. Sur la base de la relation ci-dessus et en utilisant la valeur de la conductivité thermique de l'alliage AM1 mesurée à 1500 °C dans la référence [115] ($\lambda = 27,6 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$), il est possible d'estimer la conductivité électrique de l'alliage AM1 pour une température de 1550°C à $6,18 \cdot 10^{+5} (\Omega \cdot \text{m})^{-1}$, soit une résistivité électrique ($\gamma = 1/\sigma$) égale à $1,62 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$. Cette valeur est légèrement inférieure (écart relatif de 5 %) à la valeur mesurée à 900°C par le laboratoire SIMAP. Dans les tableaux suivants, nous avons rassemblé les valeurs des conditions opératoires du procédé [Tableau 19] et des propriétés

électromagnétiques de l'alliage AM1 liquide [Tableau 20] et de l'enveloppe métallique entourant le creuset [Tableau 21] utilisées dans les simulations.

Fréquence (Hz)	Nombre de spires de l'inducteur	Intensité efficace du courant (A / tour)
1821	6	2287

Tableau 19: Paramètres opératoires considérés.

Bain métallique	Masse volumique (kg.m^{-3})	Conductivité électrique ($\Omega.\text{m}$) ⁻¹	Perméabilité magnétique relative
Alliage AM1	8590	$6,2. 10^{+5}$	1

Tableau 20 : Propriétés physiques de la charge métallique.

Enveloppe métallique	Référence	AFNOR	Conductivité électrique ($\Omega.\text{m}$) ⁻¹	Perméabilité magnétique relative
Acier Inoxydable 314	1,4841	Z 15 CNS 25-20	$1,3. 10^{+6}$	1,02

Tableau 21 : Propriétés électromagnétiques de l'enveloppe métallique [117].

Pour les conditions opératoires ci-dessus et à partir de la masse volumique de l'alliage AM1 prise égale à 8590 kg.m^{-3} , la hauteur du dôme en surface du bain est estimée à 17 mm [Eq. 25]. Cette valeur sera reprise par la suite pour l'ensemble des simulations ayant référence au procédé industriel de fonderie.

Le maillage de calcul comporte un nombre total de mailles égal à 11550 et compte 38 mailles dans l'épaisseur de peau électromagnétique (qui est de l'ordre de 15 mm), ce qui permet d'obtenir une bonne représentation de la pénétration des courants induits au sein de la charge métallique. Le critère de convergence (valeur limite des résidus numériques en dessous de laquelle la convergence du calcul est considérée atteinte) a été fixé à 10^{-6} .

IV.3.2 Calibration de l'intensité du courant dans l'inducteur

Afin de déterminer la valeur de l'intensité du courant circulant dans l'inducteur, qui est une donnée d'entrée importante de notre modèle à laquelle nous n'avons pas accès expérimentalement, nous avons entrepris une procédure de calibration de ce paramètre à partir de relevés expérimentaux de la composante axiale de l'induction magnétique, réalisés dans le four SNECMA au sein du volume intérieur du creuset de fusion sans charge d'AM1. Les paramètres opératoires employés lors de ces mesures sont identiques à ceux présentés dans la section IV.3.1. Les points de mesures correspondent aux coordonnées radiales $r = 0, 17, 30$ et 51 mm et aux plans $z = 29 \text{ mm}$ et 89 mm . Des mesures ont également été effectuées à plusieurs positions azimutales puis moyennées (pour des positions radiale et axiale fixées) afin d'établir une distribution moyenne de B_z dans le plan (r,z) . La valeur de l'intensité efficace du courant dans l'inducteur utilisée par le modèle numérique a été modifiée jusqu'à obtenir une bonne concordance entre les valeurs numériques et

expérimentales de B_z [Figure 68]. Pour quantifier les écarts, la variable ψ a été définie [Eq. 27].

$$\psi = \left\| \frac{(B_z \text{ calculée} - \overline{B_z \text{ mesurée}})}{B_z \text{ mesurée}} \right\|_{\text{plan}_z=89\text{mm}} \times 100 + \left\| \frac{(B_z \text{ calculée} - \overline{B_z \text{ mesurée}})}{B_z \text{ mesurée}} \right\|_{\text{plan}_z=29\text{mm}} \times 100 \quad \text{Eq. 27}$$

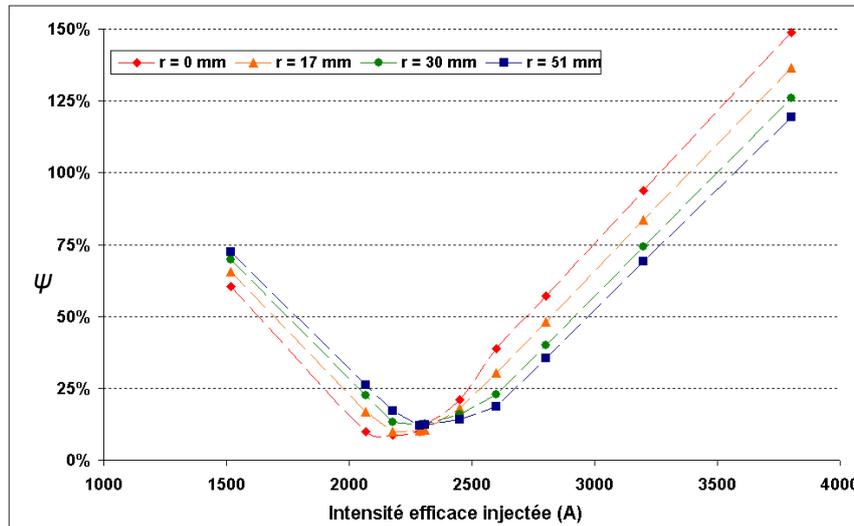


Figure 68 : Variations de l'écart ψ en fonction de l'intensité du courant dans l'inducteur pour une configuration sans creuset et sans enveloppe métallique.

La Figure 68 présente l'évolution de ψ , en fonction de l'intensité du courant dans l'inducteur utilisée pour la simulation, pour une configuration sans creuset et sans enveloppe métallique (inducteur à vide). Sur la base de cette figure, on choisit comme valeur calibrée de l'intensité la valeur correspondant au minimum de ψ , soit $I_{\text{eff}} = 2287$ A. Notons que cette calibration permet une représentation convenable des valeurs de B_z mesurées ($\psi \sim 10$ %). Cette valeur d'intensité de 2287 A est donc retenue dans la suite pour toutes les simulations concernant le procédé SNECMA.

La Figure 69 compare, pour une configuration avec le creuset et l'enveloppe métallique mais sans charge métallique, les valeurs de B_z mesurées à celles prédites par notre modèle en utilisant la valeur calibrée de l'intensité de 2287 A. Les écarts relatifs varient entre -7,5 % (sur l'axe de symétrie dans le plan $z = 29$ mm situé au fond du creuset) et -20,5 % (en périphérie du même plan $z = 29$ mm) et correspondent à une sous-évaluation par le modèle de l'induction magnétique. Précisons que les écarts constatés sont en partie dus à la prise en compte simplifiée de la géométrie tridimensionnelle de l'enveloppe métallique dans notre modèle.

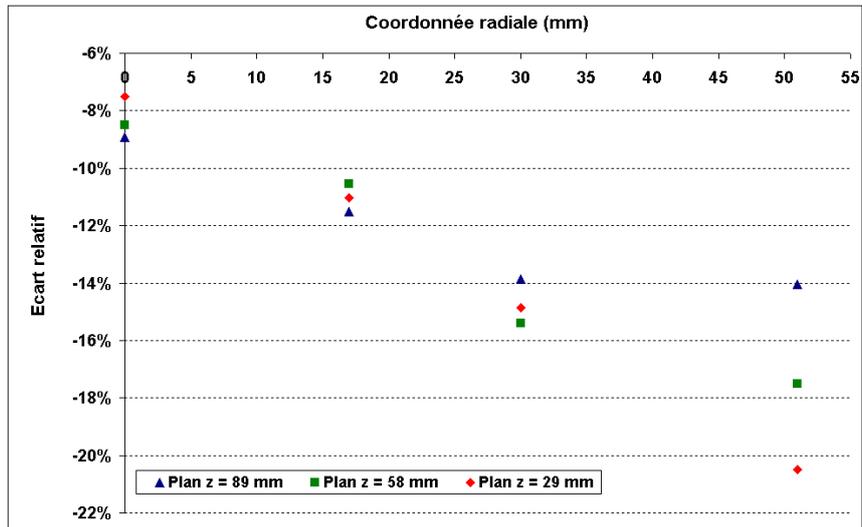


Figure 69 : Ecart relatif entre les composantes axiales B_z calculées et mesurées (pour une intensité efficace fixée à 2287 A) en présence de l'enveloppe métallique.

IV.3.3 Résultats numériques

La procédure de calibration ayant permis de déterminer la valeur de l'intensité efficace à retenir comme donnée d'entrée du modèle, il est à présent possible de calculer la distribution des forces électromagnétiques au sein du bain liquide. La **Figure 70** présente les distributions de la densité de courant induit et du champ de force électromagnétique au sein de la charge de métal.

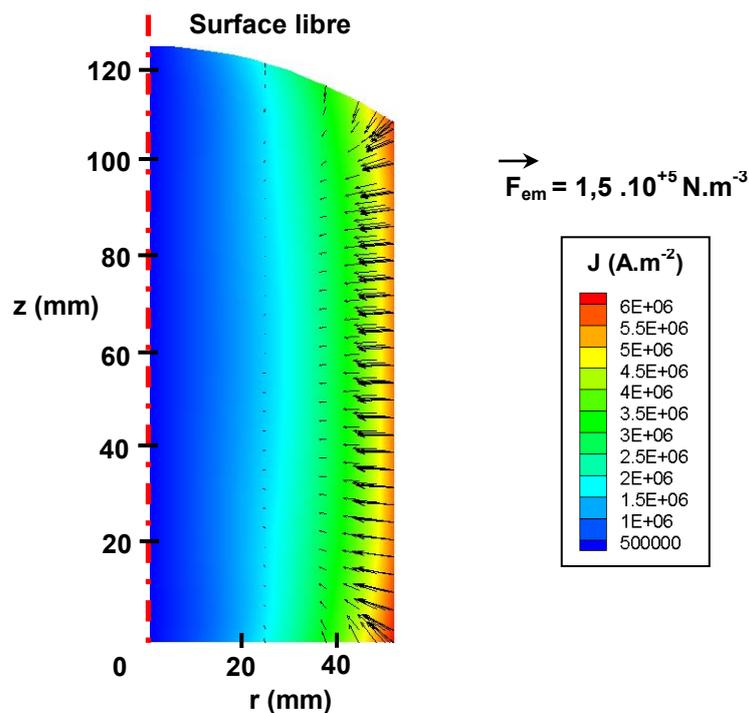


Figure 70 : Distributions de la densité de courant induite et du champ de force électromagnétique au sein de la charge métallique.

Comme prévu par la théorie, on constate que les courants induits sont présents principalement au voisinage de la surface latérale du bain métallique. Leur intensité décroît rapidement en s'éloignant vers l'intérieur du bain. La profondeur de pénétration des courants induits au sein de la charge est en accord avec l'épaisseur théorique de peau électromagnétique (environ 15 mm). Les forces électromagnétiques sont distribuées de manière non uniforme. Elles sont naturellement plus intenses à la périphérie du bain, notamment dans les coins inférieur et supérieur, dû à la géométrie finie de la charge de métal.

V. Comportement hydrodynamique du bain de métal liquide – Modélisation hydrodynamique

V.1 Introduction

Ayant calculé la répartition des forces électromagnétiques au sein du bain de métal liquide, nous pouvons maintenant entreprendre de modéliser l'hydrodynamique du métal, avant dans une ultime étape de prédire la trajectographie des agrégats d'inclusions d'oxydes au sein du bain. Le modèle hydrodynamique, développé dans la présente étude, s'appuie sur des travaux antérieurs et actuels menés au Laboratoire, en particulier le modèle mis au point par Quatravaux [118] durant ses travaux de doctorat. Dans ce qui suit, le modèle développé fait tout d'abord l'objet d'une présentation globale, puis il est confronté à des relevés expérimentaux extraits des travaux de Bojarevics et coll. [87]. Enfin, l'utilisation du modèle pour simuler le procédé de SNECMA est exposée.

V.2 Le modèle numérique

V.2.1 Principe du modèle

Nous faisons l'hypothèse réaliste que le brassage du bain causé par les forces électromagnétiques assure une bonne homogénéité thermique du métal, et donc que les forces de convection naturelle sont négligeables devant les forces électromagnétiques. Le domaine de calcul du modèle hydrodynamique correspond uniquement au bain de métal liquide et ne comporte pas, contrairement au domaine de calcul utilisé dans le modèle électromagnétique, des frontières physiques éloignées. Le modèle est basé sur une géométrie 2D axisymétrique et est formulé en régime permanent.

V.2.2 Equations résolues et conditions aux limites

Pour décrire l'écoulement turbulent du métal, nous utilisons l'approche RANS ('Reynolds Averaged Navier-Stokes') qui consiste à résoudre des équations de Navier-Stokes moyennées. Cette approche consiste à ne calculer qu'une moyenne statistique de la solution exacte. Le système des équations de Navier-Stokes est remplacé par un système d'équations sur les valeurs moyennes. Les non-linéarités des termes convectifs du système initial font apparaître des quantités inconnues associées à des moyennes de produits de fluctuations que sont les tenseurs de Reynolds. La fermeture du système d'équations est réalisée au moyen du modèle très éprouvé $k-\varepsilon$ standard. En géométrie 2D axisymétrique (r,z) et en régime permanent, le système *RANS* s'écrit :

- Pour la conservation de la matière :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \overline{u_{fr}}) + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{u_{fz}}) = 0 \quad \text{Eq. 28}$$

- Pour le transport de la quantité de mouvement selon la direction radiale :

$$\begin{aligned} \rho_f \left(\overline{u_{fr}} \frac{\partial \overline{u_{fr}}}{\partial r} + \overline{u_{fz}} \frac{\partial \overline{u_{fr}}}{\partial z} \right) &= -\frac{\partial P}{\partial r} \\ + \frac{\partial}{\partial r} \left((\mu_f + \mu_t) \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \overline{u_{fr}}) \right) &+ \frac{\partial}{\partial z} \left((\mu_f + \mu_t) \frac{\partial \overline{u_{fr}}}{\partial z} \right) + F_r \end{aligned} \quad \text{Eq. 29}$$

- Pour le transport de la quantité de mouvement selon la direction axiale :

$$\begin{aligned} \rho_f \left(\overline{u_{fr}} \frac{\partial \overline{u_{fz}}}{\partial r} + \overline{u_{fz}} \frac{\partial \overline{u_{fz}}}{\partial z} \right) &= -\frac{\partial P}{\partial z} \\ + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left((\mu_f + \mu_t) r \frac{\partial \overline{u_{fz}}}{\partial r} \right) &+ \frac{\partial}{\partial z} \left((\mu_f + \mu_t) \frac{\partial \overline{u_{fz}}}{\partial z} \right) + \rho_f g + F_z \end{aligned} \quad \text{Eq. 30}$$

- Pour le transport de l'énergie cinétique turbulente k :

$$\begin{aligned} \rho_f \left(\overline{u_{fr}} \frac{\partial k}{\partial r} + \overline{u_{fz}} \frac{\partial k}{\partial z} \right) &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\left(\mu_f + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) r \frac{\partial k}{\partial r} \right) \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left(\left(\mu_f + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial z} \right) &+ P_k - \rho_f \varepsilon \end{aligned} \quad \text{Eq. 31}$$

- Pour le transport du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ε :

$$\begin{aligned} \rho_f \left(\overline{u_{fr}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} + \overline{u_{fz}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\left(\mu_f + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) r \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right) \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left(\left(\mu_f + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) &+ (c_{\varepsilon 1} P_k - c_{\varepsilon 2} \rho_f \varepsilon) \frac{\varepsilon}{k} \end{aligned} \quad \text{Eq. 32}$$

où $\overline{u_{fr}}$ et $\overline{u_{fz}}$ sont respectivement les vitesses d'écoulement du fluide dans les directions radiale et axiale, P est la pression, μ_f et μ_t sont respectivement la viscosité dynamique laminaire et turbulente du fluide, F_r et F_z sont respectivement les composantes de la force électromagnétique suivant les directions radiale et axiale, k est l'énergie cinétique turbulente et ε est le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente. $c_{\varepsilon 1}$, $c_{\varepsilon 2}$, σ_k et σ_ε sont des constantes du modèle de turbulence.

La viscosité dynamique turbulente du fluide se calcule en fonction des grandeurs k et ε d'après la relation suivante :

$$\mu_t = \rho_f c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad \text{Eq. 33}$$

où c_μ est une constante du modèle de turbulence.

Les constantes employées précédemment dans les équations de transport de k et ε sont fixées de façon empirique et valent :

$$c_{\varepsilon 1} = 1,44 \quad c_{\varepsilon 2} = 1,92 \quad c_\mu = 0,09 \quad \sigma_k = 1,00 \quad \sigma_\varepsilon = 1,30$$

Le terme P_k qui apparait dans le terme source des équations de transport de k et ε représente la production d'énergie cinétique turbulente due aux gradients de vitesse et s'exprime en géométrie axisymétrique de la manière suivante :

$$P_k = \mu_t \left[\left(\frac{\partial \overline{u_{fr}}}{\partial z} + \frac{\partial \overline{u_{fz}}}{\partial r} \right)^2 + 2 \left[\left(\frac{\partial \overline{u_{fr}}}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\overline{u_{fr}}}{r} \right)^2 + \left(\frac{\partial \overline{u_{fz}}}{\partial z} \right)^2 \right] \right] \quad \text{Eq. 34}$$

Le domaine de calcul, composé du bain de métal liquide, comporte 4 frontières [Figure 71] :

- Une frontière latérale représentant la paroi du creuset,
- Une frontière inférieure représentant le fond du creuset,
- L'axe de symétrie,
- Une frontière supérieure représentant la surface libre du bain de métal liquide en forme de dôme.

Les conditions aux limites spécifiées sur chaque frontière sont détaillées ci-dessous.

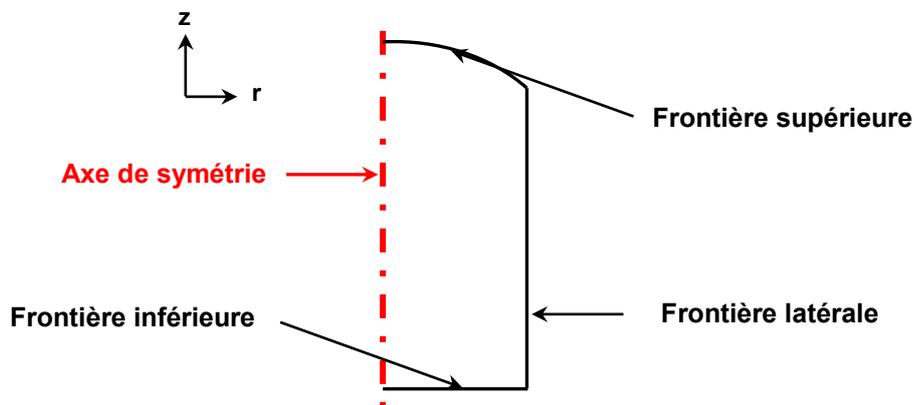


Figure 71 : Représentation schématique du domaine de calcul avec ses quatre frontières.

Sur l'axe de symétrie

La symétrie cylindrique impose les conditions suivantes sur l'axe :

- Pour les équations de Navier-Stokes

$$\overline{u_{fr}} = \frac{\partial \overline{u_{fz}}}{\partial r} = 0 \quad \text{Eq. 35}$$

- Pour le modèle de turbulence

$$\frac{\partial k}{\partial r} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = 0 \quad \text{Eq. 36}$$

Sur les parois du creuset

Au contact de la paroi, une sous-couche limite laminaire existe, dans laquelle les effets visqueux sont prépondérants. Afin d'en tenir compte, un modèle à deux couches [119] basé sur l'introduction de fonctions d'amortissement en proche paroi est appliqué. Ce modèle requiert un maillage raffiné près de la paroi du creuset de sorte que les nœuds des cellules adjacentes à la paroi se situent dans la sous-couche limite laminaire. Ceci est réalisé en vérifiant a posteriori que le paramètre y^+ [Eq. 37] relatif aux cellules adjacentes à la paroi est compris entre 1 et 5.

$$y^+ = \frac{\rho_f u_t y}{\mu_f} \quad \text{Eq. 37}$$

$$u_t = \sqrt{\frac{\tau}{\rho_f}} \quad \text{Eq. 38}$$

où u_t est la vitesse de cisaillement, τ est la contrainte tangentielle et y représente la distance à la paroi.

Le modèle utilisé pour rendre compte des transferts dans la sous-couche limite laminaire est basé sur l'introduction du nombre adimensionnel suivant :

$$Re_y = \frac{\rho_f y \sqrt{k}}{\mu_f} \quad \text{Eq. 39}$$

Pour $Re_y < 200$, les effets visqueux sont considérés prépondérants. Les expressions de calcul de μ_t et de ε sont alors modifiées et prennent la forme suivante :

$$\mu_t = c_\mu \rho_f I_\mu \sqrt{k} \quad \text{Eq. 40}$$

$$\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{I_\varepsilon} \quad \text{Eq. 41}$$

I_μ et I_ε sont des grandeurs calculées à partir de y , c_μ et Re_y :

$$I_{\mu} = y c_1 (1 - e^{-\frac{Re_y}{A_{\mu}}}) \quad \text{Eq. 42}$$

$$I_{\varepsilon} = y c_1 (1 - e^{-\frac{Re_y}{A_{\varepsilon}}}) \quad \text{Eq. 43}$$

où A_{μ} et A_{ε} sont respectivement égaux à 70 et $2c_1$.

avec
$$c_1 = K c_{\mu}^{-3/4} \quad \text{Eq. 44}$$

où $K=0,4$ est la constante de Von Karman. La transition avec les calculs réalisés loin des parois ($Re_y > 200$) est assurée en utilisant des 'formules de mélange'.

Sur la surface libre

Sur cette frontière, nous appliquons les conditions aux limites classiques suivantes :

- Pour les équations de Navier-Stokes

$$\overline{u_n} = \frac{\partial \overline{u_{\tau}}}{\partial n} = 0 \quad \text{Eq. 45}$$

- Pour le modèle de turbulence

$$\frac{\partial k}{\partial n} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial n} = 0 \quad \text{Eq. 46}$$

où $\overline{u_n}$ est la vitesse normale à la surface libre et $\overline{u_{\tau}}$ est la vitesse tangentielle à la surface libre.

L'annulation des gradients normaux de k et de ε exprime l'absence de tout frottement à la surface libre, et le fait que l'interface gaz-métal liquide n'exerce aucune influence sur l'intensité de la turbulence. Ceci suppose également que les effets de tension superficielle jouent un rôle négligeable. Les conditions aux limites pour le champ de vitesse [Eq. 45] sont également formulées en négligeant les effets de tension superficielle.

V.2.3 Prise en compte de la déformation de surface et aspects numériques

En raison de la géométrie en forme de dôme de la surface libre et afin de faciliter la simulation numérique des équations du modèle, on choisit de travailler à partir de deux maillages :

- Un maillage physique du bain, de forme curviligne, défini dans le système de coordonnées cylindriques (r, z) et suivant le contour de la surface libre,

- Un maillage de calcul (ζ, η) , de type orthogonal, qui s'obtient à partir du maillage physique par un passage en coordonnées curvilignes.

Les équations du modèle sont intégrées dans le maillage de calcul (ζ, η) , en reformulant au préalable ces équations dans le système de coordonnées curvilignes, ce qui fait apparaître un certain nombre de termes supplémentaires liés à la métrique. Les relations de passage entre les deux systèmes de coordonnées sont, dans notre cas d'étude, données par les expressions suivantes :

$$\xi = \frac{r}{R} \quad \text{Eq. 47}$$

$$\eta = \frac{z}{z_{\text{surface}}(r)} \quad \text{Eq. 48}$$

où $z_{\text{surface}}(r)$ est l'équation définissant la géométrie de la surface libre dans le système de coordonnées cylindriques.

Comme pour la résolution des équations électromagnétiques, une méthode numérique de type volumes finis est appliquée. La résolution des équations de transport de la quantité de mouvement est effectuée avec l'algorithme *SIMPLE* ('Semi Implicit Method for Pressure-Linked Equations'). Un maillage décalé est utilisé pour le calcul du champ de vitesse.

V.2.4 Données nécessaires au modèle

Les données d'entrée nécessaires au modèle hydrodynamique peuvent être divisées en deux catégories : les données provenant du modèle électromagnétique et les grandeurs physiques relatives au bain métallique [Tableau 22].

Données provenant du modèle électromagnétique	Propriétés du bain métallique
Distribution des forces électromagnétiques	Dimensions géométriques Masse volumique Viscosité dynamique

Tableau 22 : Données d'entrée du modèle hydrodynamique.

V.3 Comparaison avec les résultats de l'étude de Bojarevics et coll.

V.3.1 Principe

Après avoir confronté les résultats issus de notre modèle électromagnétique avec des mesures expérimentales de la composante axiale de l'induction magnétique extraites des travaux de Bojarevics et coll. [87], nous allons une nouvelle fois nous appuyer sur des

relevés expérimentaux issus de cette même étude. Cette fois-ci, nous allons confronter les résultats calculés par notre modèle hydrodynamique avec les valeurs expérimentales de la vitesse et de l'énergie cinétique turbulente relevées au sein du bain liquide. Les dimensions du bain liquide ayant déjà été présentées sur la **Figure 63**, nous renvoyons le lecteur à la section **IV.3.1** où sont présentées ces informations. Le **Tableau 23** regroupe les propriétés physiques du mélange eutectique In-Ga-Sn indispensables au modèle hydrodynamique.

Bain métallique	Densité (kg.m^{-3})	Viscosité Dynamique ($\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$)
mélange eutectique In-Ga-Sn	6350	$1,97 \cdot 10^{-3}$

Tableau 23 : Propriétés physiques du mélange eutectique In-Ga-Sn [120].

Le maillage retenu pour cette simulation est présenté sur la **Figure 72**. Le critère de convergence pour la résolution du système d'équations a été fixé à 10^{-6} . Il est rappelé au lecteur que le modèle électromagnétique détaillé précédemment est utilisé pour calculer la distribution des forces électromagnétiques au sein du bain liquide, qui est employée comme donnée d'entrée dans la présente simulation.

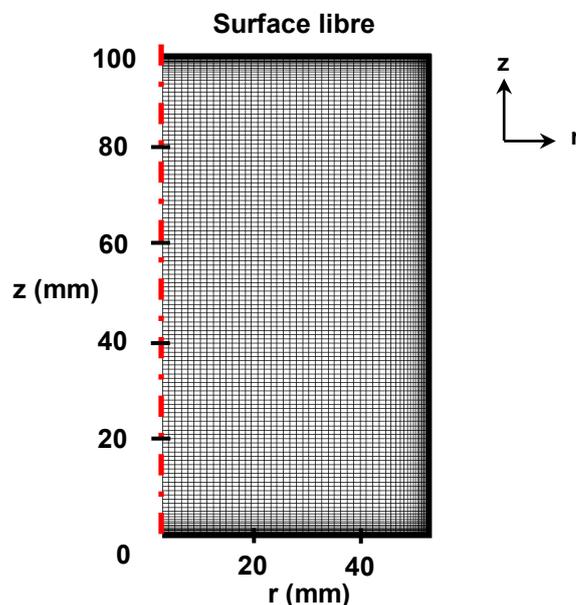


Figure 72 : Maillage du bain liquide (70*165).

V.3.2 Résultats expérimentaux et numériques

Les résultats du modèle hydrodynamique développé au cours de cette étude sont comparés aux mesures de vitesses fournies par Bojarevics pour une intensité efficace du courant égale à 300 A. Les vitesses radiale et axiale du bain à une position fixée (point situé sur l'axe de symétrie et à une distance de 1 cm sous la surface libre) ont été mesurées à l'aide d'une sonde de type PMP ('Permanent-Magnet-Incorporated Potential Difference') dont le capteur, composé d'un aimant permanent, fait 4 mm de diamètre et 1,2 mm de hauteur.

Les mesures effectuées [Figure 73] mettent en évidence de fortes fluctuations temporelles. La valeur de l'écart type est ainsi du même ordre de grandeur que les valeurs moyennes des vitesses. Ces fluctuations importantes prouvent que le régime de turbulence est donc bien établi. Cette remarque justifie donc l'emploi d'un modèle de turbulence pour la représentation de l'hydrodynamique dans des procédés semblables.

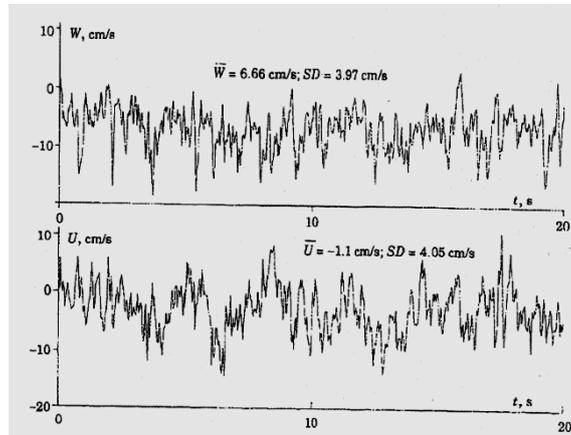


Figure 73 : Fluctuations des composantes axiale (haut) et radiale (bas) de la vitesse pour un point de mesure situé sur l'axe de symétrie et à une distance de 1 cm sous la surface libre du bain (pour un courant efficace de 300 A) [87].

Le Tableau 24 regroupe les valeurs expérimentales et calculées par notre modèle des composantes de vitesse radiale et axiale moyennées.

Vitesse radiale expérimentale (cm.s^{-1})	-1,1
Vitesse radiale calculée (cm.s^{-1})	0
Vitesse axiale expérimentale (cm.s^{-1})	6,6
Vitesse axiale calculée (cm.s^{-1})	12,1

Tableau 24 : Composantes axiales et radiales de la vitesse mesurées expérimentalement et calculées par notre modèle pour un point situé sur l'axe de symétrie et à 1 cm sous la surface libre du bain.

Il est à noter que les valeurs expérimentales de la composante radiale sur l'axe de symétrie sont à utiliser avec précaution, puisqu'elles sont non nulles (-1,1 cm/s). Pour la modélisation numérique, la valeur est par définition nulle car elle correspond à la condition de symétrie. On constate que la valeur de la composante axiale calculée est très supérieure (près du double) à la valeur expérimentale. L'écart est certes important mais il faut néanmoins considérer que suite à l'établissement du régime hydrodynamique turbulent, la vitesse instantanée expérimentale présente des fluctuations importantes portant fréquemment sa valeur aux alentours de 10 cm.s^{-1} . Les écarts observés peuvent probablement s'expliquer en partie par la prédiction imparfaite des forces de Lorentz par notre modèle électromagnétique qui sont, rappelons-le, utilisées comme données d'entrée pour le modèle hydrodynamique. En effet, il a été mis en évidence dans le chapitre précédent que l'induction magnétique est surestimée d'environ 45 % par notre modèle [cf. section IV.2].

La **Figure 74** compare les distributions superposées du champ de vecteurs vitesse et de l'énergie cinétique turbulente obtenues expérimentalement et numériquement toujours pour une intensité efficace appliquée fixée à 300 A. Les vitesses expérimentales sont obtenues pour 120 points dont les coordonnées radiales varient de 0 à 0,82 fois le rayon du bain liquide et les coordonnées verticales varient de 0,05 à 0,9 fois la hauteur du bain.

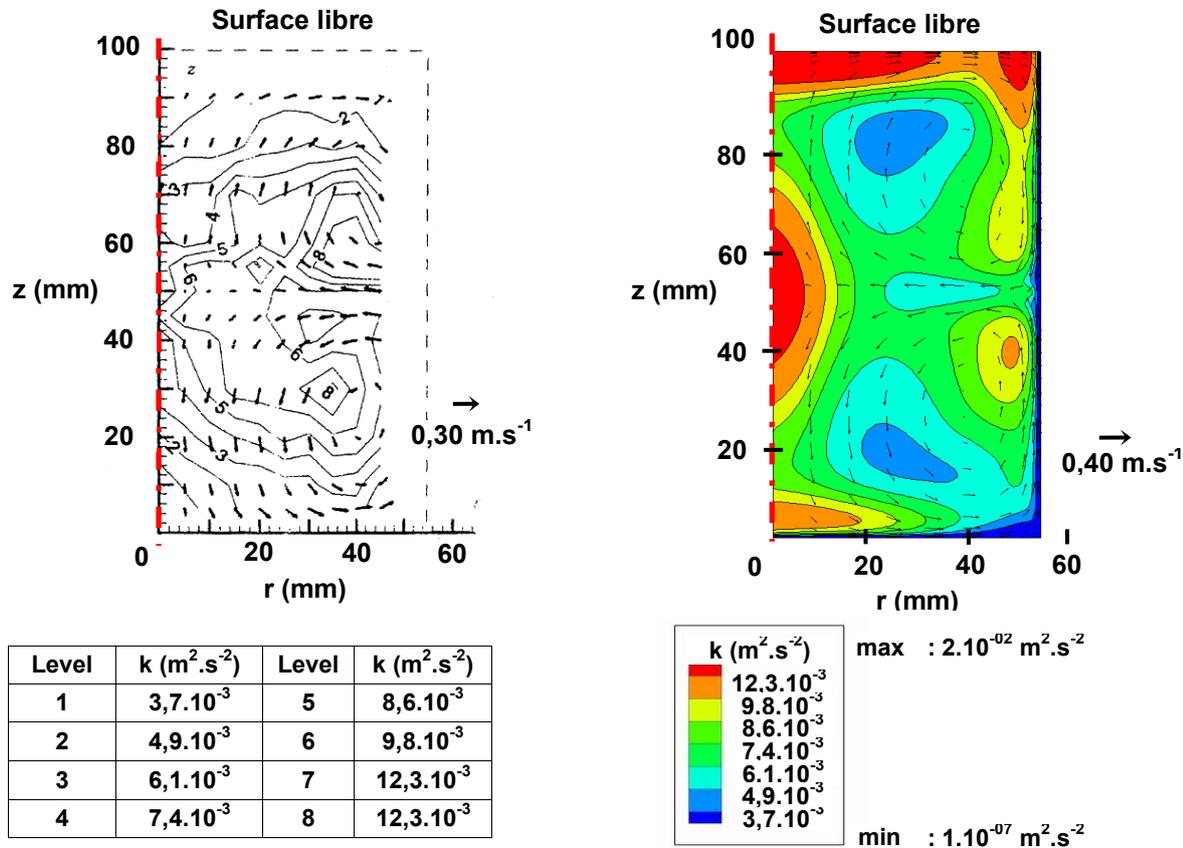


Figure 74 : Carte de la répartition des vecteurs vitesse superposée à la distribution de l'énergie cinétique turbulente au sein du bain. Mesures expérimentales (à gauche) et résultats du calcul (à droite).

On observe que la structure générale de l'écoulement moyen est bien prédite par notre modèle, à savoir l'existence de deux boucles de recirculation de sens de rotation opposé, disposées de part et d'autre du plan médian. Cette structure d'écoulement s'explique par la disposition de l'inducteur placé symétriquement par rapport à ce plan et produisant un champ de forces électromagnétiques respectant cette symétrie. La vitesse maximale expérimentale ($30 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$) est assez proche de celle calculée par notre modèle ($40 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$), avec une surestimation d'environ 30 %. La localisation de la vitesse maximale se situe dans les deux cas approximativement dans le plan médian du bain liquide.

Concernant la distribution de l'énergie cinétique turbulente au sein du bain, les prédictions du modèle sont d'une manière générale moins bonnes. On constate que la gamme des valeurs expérimentales est similaire à la gamme de valeurs prédites par notre modèle, mais les deux distributions de l'énergie cinétique turbulente sont relativement différentes. La valeur maximale de l'énergie cinétique turbulente mesurée ($12,3 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$)

est de 60 % inférieure à celle calculée par notre modèle ($19,8 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$). En l'état actuel, il est très délicat d'expliquer ces différences, sans une étude spécifique plus approfondie des performances des modèles de turbulence de type k- ϵ pour la description de bains métalliques chauffés par induction.

En conclusion, malgré les différences observées à l'issue de cette comparaison, nous avons jugé les résultats de notre modèle convenables pour une première approche.

V.4 Application au procédé SNECMA

V.4.1 Configuration étudiée – Données du calcul

La configuration et les conditions opératoires considérées ici sont identiques à celles décrites dans la section IV.3.1. La distribution des forces électromagnétiques calculée dans le chapitre précédent [cf. section IV.3.3] est employée comme donnée d'entrée du présent modèle. On considère une charge liquide d'AM1 de 8,6 kg dans un creuset de rayon 52,5 mm. La hauteur du dôme formé par la surface libre de la charge est estimée à 17 mm. Le maillage (r,z) du domaine, affiné à la périphérie du bain avec une taille de maille minimale de 26 μm , est constitué de 70*165 mailles [Figure 75]. Dans le Tableau 25, nous avons rassemblé les valeurs des propriétés physiques de l'alliage liquide AM1 utilisées dans nos simulations.

Bain métallique	Densité ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$)	Viscosité Dynamique ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$)
Alliage AM1	8590	$4,9 \cdot 10^{-3}$

Tableau 25 : Propriétés physiques de l'alliage AM1 [115].

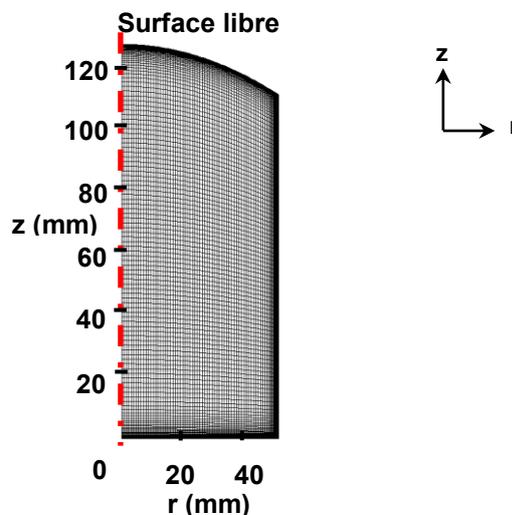


Figure 75 : Maillage du bain liquide (70*165).

V.4.2 Résultats numériques

La Figure 76 présente les champs des vecteurs vitesse et du module de la vitesse ainsi que la distribution du rapport de la viscosité dynamique turbulente sur la viscosité dynamique

laminaire obtenus par le calcul.

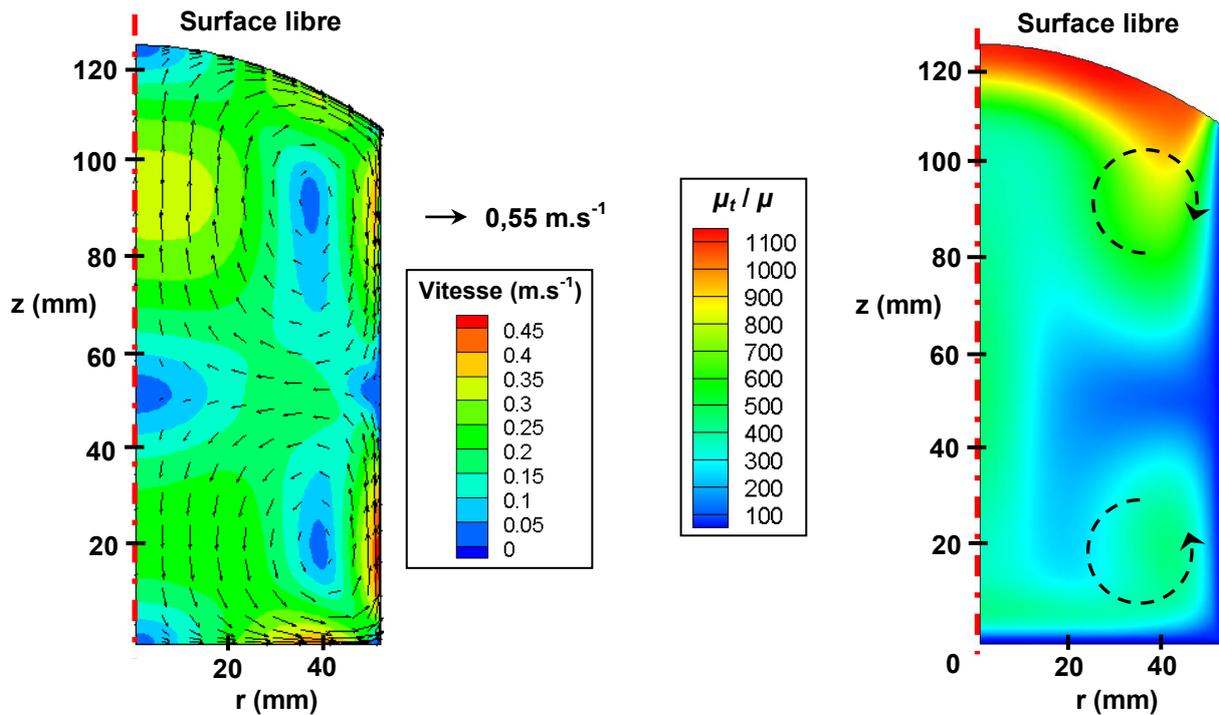


Figure 76 : Distributions des vecteurs vitesse et de la norme de la vitesse du métal liquide (à gauche) et du rapport μ_t / μ (à droite) au sein du bain d'AM1.

On remarque que la structure de l'écoulement d'AM1 au sein du bain est similaire à celle obtenue dans l'étude de Bojarevics présentée en section V.3. On note la présence de deux boucles de recirculation, la boucle supérieure tourne dans le sens horaire tandis que la boucle inférieure tourne dans le sens antihoraire. Le sens de rotation des boucles est lié à la direction préférentielle des forces électromagnétiques dans les coins inférieur et supérieur du bain au niveau de la frontière latérale. On peut constater que la boucle supérieure présente une taille légèrement supérieure à la boucle inférieure. Cette dissymétrie est liée en particulier au non-centrage de l'enveloppe métallique, positionnée entre le bain et l'inducteur, et à la déformation de la surface du bain. D'une manière générale, les vitesses du métal sont très élevées, attestant du brassage vigoureux du métal produit par les forces électromagnétiques. Il est ici évident que ce brassage important entraîne en surface du bain une forte agitation observée expérimentalement mais non quantifiée. Le lecteur pourra noter l'existence de trois zones de fortes vitesses ($v \sim 0,55 \text{ m.s}^{-1}$) en proche paroi. Les forts gradients de vitesse dans ces régions engendrent des contraintes de cisaillement à la paroi très importantes qui pourraient expliquer l'arrachement d'écailles du creuset de fusion, comme en témoignent les mesures de rugosité effectuées sur des creusets usagers au cours de l'étude expérimentale présentée dans la première partie de ce manuscrit [cf. section III.1.5].

Le rapport de la viscosité turbulente du fluide sur sa viscosité laminaire permet une estimation de l'intensité de turbulence au sein du bain liquide. On remarque que le brassage électromagnétique intense entraine bien évidemment un écoulement fortement turbulent, avec de fortes hétérogénéités au sein du bain. Les plus fortes valeurs du rapport (> 1000) sont observées près de la surface libre. Cette forte turbulence est liée aux conditions aux limites spécifiées sur la surface libre qui négligent toute influence éventuelle de cette surface sur la turbulence. Au sein du bain, les valeurs du rapport μ_t / μ sont relativement élevées (comprises entre 300 et 700) et témoignent de la forte agitation turbulente à laquelle les particules sont soumises. Comme le montre la **Figure 77**, la turbulence s'annule près des parois rigides. A partir de cette même figure, l'épaisseur de la couche, pour laquelle le rapport μ_t / μ est inférieur à 100, a été estimée à 2 mm.

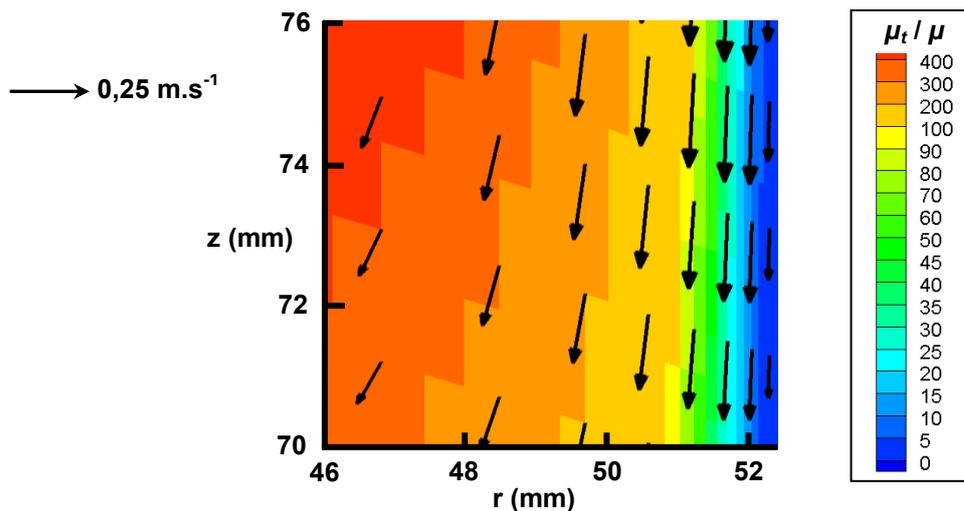


Figure 77 : Distribution des vecteurs vitesse et du rapport μ_t / μ à proximité de la paroi verticale.

Sur la **Figure 77** précédente, il a été fait le choix de ne garder qu'un vecteur vitesse sur trois dans la direction axiale et radiale et de ne réaliser aucune interpolation graphique du rapport μ_t / μ par souci d'amélioration de la lisibilité de la figure.

Enfin, la qualité du maillage en proche paroi a également été vérifiée. On s'est assuré de la présence d'au moins un nœud de cellule au sein de la sous-couche limite laminaire dont l'épaisseur a été estimée de l'ordre de la centaine de micromètres. Ainsi, la valeur du paramètre y^+ au premier nœud adjacent à la paroi rigide, d'une dimension égale à $71 \mu\text{m}$, est inférieure à 5 [**Figure 78**].

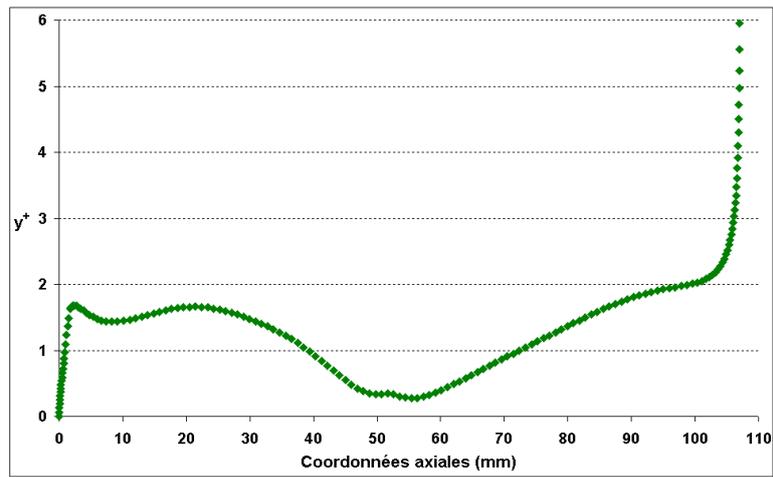


Figure 78 : Valeurs de y^+ au premier nœud, situé à 71 μm de la paroi verticale, en fonction de la hauteur du bain.

VI. Comportement des particules au sein du bain liquide – Modélisation de la trajectographie

VI.1 Introduction

Comme nous l'avons explicité dans la première partie de ce manuscrit, la présence de particules dans une pièce de fonderie peut entraîner une dégradation de ses propriétés mécaniques. Cette altération est fortement liée à la nature des particules, leur taille et leur positionnement au sein de la pièce. C'est pourquoi, l'amélioration des propriétés mécaniques des aubes de turbine nécessite un contrôle de la population inclusionnaire en taille et en nombre. L'ensemble de la procédure numérique, dont les deux premières étapes ont été détaillées au cours des deux chapitres précédents, a pour objectif d'évaluer le comportement des particules d'aluminate de chaux et d'alumine au sein du bain liquide durant la phase de maintien en température (d'une durée de 60 secondes) qui précède la verse. Ainsi, le comportement des particules au sein du bain est obtenu par un modèle lagrangien de trajectographie employant comme données d'entrée les distributions des vecteurs vitesse et des grandeurs de la turbulence produites par le modèle hydrodynamique [cf. section V.].

Le présent chapitre décrit dans un premier temps le modèle numérique et notamment l'approche lagrangienne selon la méthode LEM employée pour la résolution de l'équation fondamentale de la dynamique s'appliquant sur une particule isolée. Dans un second temps, les résultats du modèle numérique appliqué aux conditions opératoires du procédé SNECMA sont discutés et confrontés aux résultats expérimentaux.

VI.2 Le modèle numérique

VI.2.1 Interactions entre particules négligeables

Plusieurs mécanismes peuvent être à l'origine de collisions entre particules dispersées dans une phase continue. Dans le bain de métal brassé fortement par induction, c'est l'écoulement turbulent qui est le moteur du processus collisionnel. Lorsque les particules sont peu inertielles et de faible taille par rapport à l'échelle de Kolmogorov (voir plus loin paragraphe VI.2.2.), le noyau d'agrégation entre deux particules de classe de taille 1 et 2 s'exprime à partir de la relation de Saffman et Turner [121] :

$$\beta_{12} = 1,30 d_{12}^3 \left(\frac{\varepsilon}{\nu} \right)^{1/2} \quad \text{Eq. 49}$$

où d_{12} représente la distance séparant les deux particules de classe de taille 1 et 2.

La fréquence de collision s'obtient par la relation quadratique :

$$Z_{12} = \beta_{12} N_1 N_2 \quad \text{Eq. 50}$$

où N_i désigne le nombre d'inclusions de taille i par unité de volume du bain de métal liquide.

On peut linéariser cette expression autour de la valeur N_2 , et estimer une pseudo-constante de temps égale à $(\beta_{12} N_1)^{-1}$.

Pour les aluminates de chaux de forme sphérique qui sont présentes dès le début de la fusion du lingotin, nous avons évalué à partir des analyses par le test du bouton leur densité numérale à 10^{+7} inclusions/m³ et leur taille à 20 microns.

Par ailleurs, nous avons vu que la vitesse de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ε varie dans la gamme $[10^{-4} ; 10^{-2}]$ m²/s³. Ainsi, le noyau de collision turbulente est compris dans la gamme $[10^{-13} ; 10^{-09}]$, et donc la constante de temps du processus d'agrégation pour les aluminates de chaux est comprise dans la gamme de valeurs $[10^6 ; 10^2]$ s, ce qui est bien entendu supérieur au temps du procédé. On peut donc considérer que les collisions au sein du bain entre inclusions sont très rares et peuvent être négligées. La situation est évidemment très différente sur la surface du bain, comme nous avons pu le constater avec la formation rapide d'un radeau d'inclusions.

VI.2.2 Principe du modèle en écoulement turbulent

Nous avons vu que le brassage du bain liquide par les forces électromagnétiques produit un écoulement fortement turbulent. Cette agitation turbulente du bain métallique entraîne la formation d'une structure hydrodynamique composée de multiples tourbillons sur toute une échelle spectrale en taille dont la plus petite est appelée taille de Kolmogorov η_K et s'exprime par :

$$\eta_K = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \quad \text{Eq. 51}$$

L'influence de la turbulence du fluide sur le comportement dynamique d'une particule est différente selon le positionnement de la taille de la particule par rapport à η_K .

Ainsi, une particule dont le diamètre est inférieur à l'échelle de Kolmogorov (cas 1 sur la **Figure 79**), séjourne au cours du temps au sein des différents noyaux de collision turbulente, ce qui a pour effet d'appliquer un mouvement stochastique à la particule. Dans le cas contraire, c'est-à-dire pour des particules de taille supérieure à η_K (cas 2 sur la **Figure 79**), l'inertie importante de la particule conduit à une trajectoire déterministe, mais la

turbulence modifie l'écoulement au voisinage de la particule et par conséquent entraîne une modification de la force de trainée.



Figure 79 : Schématisation des deux cas d'interactions particules / tourbillon possibles.

La Figure 80 montre que l'échelle de Kolmogorov est bien supérieure au millimètre dans la majeure partie du bain liquide.

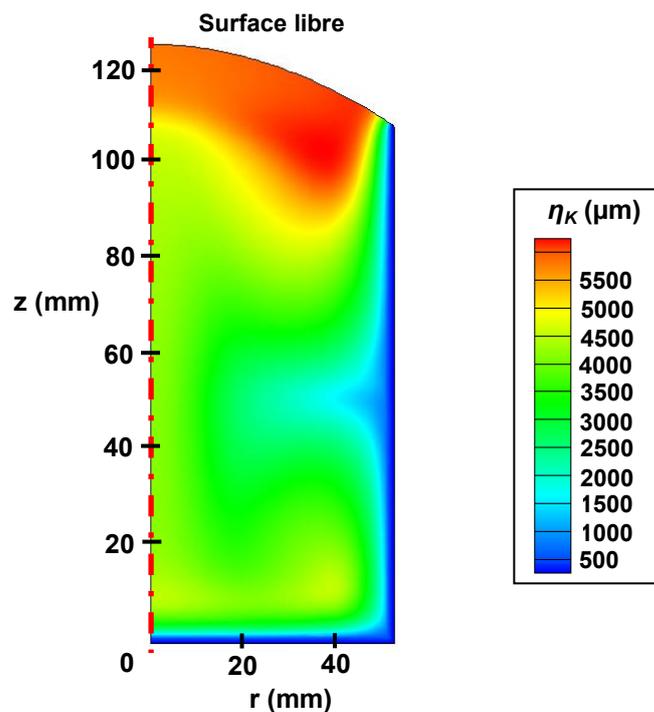


Figure 80 : Distribution des valeurs de l'échelle de Kolmogorov au sein du bain liquide.

Les plus faibles valeurs sont localisées en périphérie du bain métallique (à proximité des parois solides près de la sous-couche limite laminaire) [Figure 80]. Les tailles des particules considérées pour l'étude, allant de quelques dizaines de micromètres pour les particules d'aluminate de chaux à quelques millimètres pour les particules d'alumine, restent petites devant l'échelle de Kolmogorov, si bien que nous sommes placés dans la situation 1 de la Figure 79. Nous utiliserons l'approche employée par le modèle de trajectographie de Quatravaux [118] qui a été développé pour des particules de dimensions inférieures ou égales à la taille des plus petits tourbillons de l'écoulement.

Ce modèle reconstruit la vitesse fluctuante aléatoire du fluide à partir des données statistiques de la turbulence k et ε . Rappelons que la vitesse instantanée est constituée par

la somme de la vitesse locale de l'écoulement moyen, calculée par le modèle hydrodynamique, et d'une vitesse aléatoire, générée par la turbulence de l'écoulement et obéissant à des lois de corrélation spatiale et temporelle :

$$\vec{u}_f = \overline{\vec{u}_f} + \vec{u}'_f \quad \text{Eq. 52}$$

L'obtention de la vitesse aléatoire est réalisée à partir d'un processus de calcul ARMA ('Auto Regressive Moving Average') [122]. La méthode de calcul ARMA permet de calculer les trois composantes (notées u'_{f1} , u'_{f2} et u'_{f3}) de la vitesse instantanée au voisinage de chaque position de la particule en se basant sur un processus stochastique, par tirage aléatoire. En termes de statistique, cette méthode revient à déterminer les trois suites notées u'_{f1n} , u'_{f2n} et u'_{f3n} , n désignant l'indice du pas de temps.

Cette dernière s'appuie sur deux processus de calcul distincts. Le premier, dit processus AR (pour 'Auto Regressive') [97], permet de calculer la valeur de l'élément d'une suite au pas de temps n en fonction des valeurs de ce même élément aux pas de temps précédents ; le second, dit processus MA (pour 'Mobile Average'), prend en compte la notion de bruit blanc qui aboutit à considérer une suite $(\psi_i)_n$ constituée d'éléments tirés aléatoirement à chaque pas de temps et non corrélés entre eux.

Ainsi par définition, la suite (u'_{fin}) calculée à partir d'un processus de calcul ARMA se définit de la manière suivante :

$$u'_{fin} = \overline{u'_{fi}} + \sum_{k=1}^p a_k u'_{fi(n-k)} + \sum_{h=1}^q b_h \psi_{i(n-h)} + \psi_{in} \quad \text{Eq. 53}$$

où $\overline{u'_{fi}}$ est la moyenne de la suite (u'_{fin}) et ψ_{in} est une fonction aléatoire (bruit blanc). Les coefficients a_k et b_h traduisent quant à eux la corrélation temporelle de chaque composante de la vitesse et sont calculés à partir des valeurs locales de k et ε .

Dans son travail de thèse, Quatravaux [118] a choisi de modéliser la dispersion des particules dans un écoulement turbulent à partir d'un processus ARMA ($p=2$, $q=1$) simplifié extrait des travaux de Pétrissans [110]. Cette procédure de calcul de la vitesse aléatoire permet ainsi de tenir compte du caractère aléatoire de ce type d'écoulement.

$$u'_{fin} = \overline{u'_{fi}} + a_1 u'_{fi(n-1)} + a_2 u'_{fi(n-2)} + b_1 \psi_{i(n-1)} + \psi_{in} \quad \text{Eq. 54}$$

Dans cette expression, du fait que la vitesse aléatoire turbulente moyenne est nulle, le terme $\overline{u'_{fi}}$ s'annule. Le bruit blanc pris en compte dans ce processus, suit une loi gaussienne de variance $\langle \psi_i^2 \rangle$.

Pour toute information complémentaire concernant le processus ARMA (p , q), il est conseillé au lecteur de se référer aux thèses de Pétrissans [110] et de Quatravaux [118].

VI.2.3 Prise en compte des forces s'appliquant sur une particule

Les équations d'évolution des grandeurs dynamiques liées aux particules sont définies à partir du principe fondamental de la dynamique appliqué à une particule solide évoluant au sein d'un fluide et s'écrivant :

$$m_p \frac{d(\vec{u}_p)}{dt} = \sum \vec{F} \quad \text{Eq. 55}$$

$$\frac{d(x_p)}{dt} = \vec{u}_p \quad \text{Eq. 56}$$

où m_p est la masse de la particule, t le temps, \vec{u}_p la vitesse instantanée de la particule et \vec{F} les forces agissant sur la particule.

Les forces qui s'appliquent à la particule au sein d'un liquide sont au nombre de cinq, si on néglige le terme historique de Basset et la force de gradient de pression. Dans le cas de la force de Basset, cette dernière traduit l'effet des perturbations de l'écoulement engendré par l'accélération de la particule. Précisons que la prise en compte de ce terme dans le bilan des forces donne à l'équation fondamentale de la dynamique une forme intégral-différentielle qui nécessite une grande mémoire lors de la résolution numérique. Concernant la force de gradient de pression, cette dernière caractérise l'inertie du mouvement d'ensemble fluide porteur - particule. Il a été fait le choix de négliger ces deux forces dont la plupart des descriptions lagrangiennes ne tiennent pas compte [100, 118, 123, 124].

Le bilan s'écrit :

$$m_p \frac{d \vec{u}_p}{dt} = \vec{F}_g + \vec{F}_{s_em} + \vec{F}_t + \vec{F}_p + \vec{F}_{m_a} \quad \text{Eq. 57}$$

où \vec{F}_g désigne la force de gravité, \vec{F}_{s_em} la force de séparation électromagnétique particulaire, \vec{F}_t la force de trainée, \vec{F}_p la force de portance et \vec{F}_{m_a} la force de masse ajoutée agissant sur la particule.

Les cinq forces retenues s'exerçant sur la particule sont :

- *La force gravitaire.*

Elle englobe le poids de la particule et la poussée d'Archimède :

$$\vec{F}_g = \frac{\pi}{6} (\rho_p - \rho_f) d_p^3 \vec{g} \quad \text{Eq. 58}$$

- *La force électromagnétique particulaire* [38].

La forme générale de cette force s'écrit :

$$\vec{F}_{s_em} = - \frac{3}{2} \frac{\sigma_f - \sigma_p}{2\sigma_f + \sigma_p} V_p \vec{F}_{em} \quad \text{Eq. 59}$$

Pour notre cas d'étude, les particules sont considérées sphériques et non conductrices ($\sigma_p \ll \sigma_f$), et l'expression devient :

$$\vec{F}_{s_em} = - \frac{3}{4} \frac{\pi d_p^3}{6} \vec{F}_{em} \quad \text{Eq. 60}$$

- *La force de trainée.*

Elle traduit l'action du fluide à la surface de la particule, et a deux composantes, une trainée de forme et une trainée de frottement. Son écriture tient compte d'un coefficient de trainée (noté C_D) permettant de quantifier la force de résistance de surface de la particule :

$$\vec{F}_t = - \frac{\pi}{8} \rho_f d_p^2 C_D \left\| \vec{v}_{rel} \right\| \vec{v}_{rel} \quad \text{Eq. 61}$$

où C_D est le coefficient de trainée et \vec{v}_{rel} la vitesse relative de la particule par rapport à l'écoulement, encore appelée vitesse de glissement, définie de la manière suivante:

$$\vec{v}_{rel} = \vec{u}_p - \vec{u}_f \quad \text{Eq. 62}$$

Le coefficient de trainée C_D est fonction du nombre de Reynolds particulaire Re_p , et de la forme de la particule.

Pour des particules sphériques, les expressions de Morsi et coll. [125] permettent de calculer le coefficient C_D pour une large gamme de valeurs du nombre de Reynolds particulaire particulièrement adaptée à notre cas d'étude, puisque dans cette dernière, le nombre de Reynolds particulaire est compris dans la plage de valeurs suivantes [10^{-2} - 10^3]. Le coefficient de trainée C_D s'écrit ainsi :

$$C_D = \frac{k_1}{Re_p} + \frac{k_2}{Re_p^2} + k_3 \quad \text{Eq. 63}$$

avec

$$Re_p = \frac{\rho_f d_p \left\| \vec{v}_{rel} \right\|}{\mu_f} \quad \text{Eq. 64}$$

où k_1 , k_2 et k_3 sont des constantes fonctions du nombre de Reynolds particulaire.

Les valeurs des coefficients k_1 , k_2 et k_3 sont extraites du **Tableau 26** :

	k_1	k_2	k_3
$Re_p < 1$	22,73	0,0903	3,69
$Re_p < 10$	29,167	-3,889	1,222
$Re_p < 100$	46,5	-116,67	0,6167
$Re_p < 1000$	98,33	-2778	0,3644
$Re_p < 5000$	148,62	-47500	0,357
$Re_p > 5000$	-490,546	578700	0,46

Tableau 26 : Valeurs des coefficients k_1 , k_2 et k_3 en fonction de Re_p pour le calcul du coefficient de trainée C_D [125].

Une correction supplémentaire a aussi été nécessaire afin de tenir compte de la forme non sphérique des écailles du creuset de fusion en alumine. En effet, ces dernières, majoritairement de forme parallélépipédique, entraînent une modification du coefficient de trainée, habituellement calculé pour des particules sphériques. Cette correction est détaillée dans l'**Annexe B**.

▪ *La force de portance (ou lift force).*

Elle est produite par un écoulement cisailé, et s'applique de manière orthogonale à la direction du mouvement relatif de la particule. Saffman [126] a établi la relation suivante :

$$\vec{F}_{\text{Saffman}} = 1,61 d_p^2 (\mu_f \rho_f)^{\frac{1}{2}} \left\| \vec{\omega}_f \right\|^{\frac{1}{2}} (\vec{\omega}_f \times \vec{v}_{\text{rel}}) \quad \text{Eq. 65}$$

où $\vec{\omega}_f$ représente le rotationnel de la vitesse du fluide défini par :

$$\vec{\omega}_f = \nabla \times \vec{u}_f \quad \text{Eq. 66}$$

L'équation développée par Saffman [126] n'est valable que pour des nombres de Reynolds particulières inférieurs à l'unité. Ainsi Mei [127] a développé une corrélation empirique afin de pouvoir traiter des cas où le nombre de Reynolds particulière est plus élevé :

$$A_p = \frac{\vec{F}_p}{F_{\text{Saffman}}} = \left(1 - 0,3314 B_{\text{lm}}^{\frac{1}{2}} \right) \exp \left(-\frac{Re_p}{10} \right) + 0,3314 B_{\text{lm}}^{\frac{1}{2}} \quad Re_p \leq 40 \quad \text{Eq. 67}$$

$$A_p = \frac{\vec{F}_p}{F_{\text{Saffman}}} = 0,0524 (B_{\text{lm}} Re_p)^{\frac{1}{2}} \quad Re_p > 40 \quad \text{Eq. 68}$$

avec B_{lm} qui s'exprime comme :

$$B_{\text{lm}} = \frac{d_p}{2 \left\| \vec{v}_{\text{rel}} \right\|} \left\| \vec{\omega}_f \right\| \quad \text{Eq. 69}$$

Contrairement à ce qui a été appliqué sur l'expression du coefficient de trainée pour rendre compte de l'écart à la sphéricité des particules, ici aucune modification n'a été

réalisée sur l'expression de la force de portance. En effet, dans la littérature actuelle nous avons trouvé peu d'études expérimentales et numériques traitant de l'impact d'une particule non sphérique sur la force de portance [128, 129]. Pour la modélisation de cette force, la majorité des auteurs emploie l'expression développée par Mei [127].

- *La force de masse ajoutée.*

Elle traduit l'effet d'inertie du fluide autour de la particule engendré par une variation de vitesse relative entre le fluide et la particule. En effet, pour toute modification de la vitesse relative, la particule entraîne une quantité de fluide qui subira une accélération :

$$\vec{F}_{m_a} = C_{m_a} \frac{\pi d_p^3}{6} \rho_f \left(\frac{d\vec{u}_f}{dt} - \frac{d\vec{u}_p}{dt} + \vec{u}_f \cdot \nabla \vec{u}_f \right) \quad \text{Eq. 70}$$

La constante C_{m_a} très souvent retenue par de nombreux auteurs est égale à 0,5 [130–132]. Cette valeur est applicable pour des particules de forme sphérique et pour une large gamme de valeurs du nombre de Reynolds particulaire. Ici, aucune modification n'a été apportée à la constante C_{m_a} vis-à-vis de la forme non sphérique des particules. Parmi les trois termes entre parenthèses de l'équation **Eq. 70**, le premier est toujours nul puisque l'écoulement moyen est supposé en régime permanent.

- *Le bilan de forces.*

L'expression de la loi fondamentale de la dynamique retenue pour une particule s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \frac{d_p}{6} (C_{m_a} \rho_f + \rho_p) \frac{d\vec{u}_p}{dt} = & \frac{1}{6} (\rho_p - \rho_f) d_p \vec{g} - \frac{3}{4} \frac{d_p}{6} \vec{F}_{em} \\ & + 1,61 \frac{A_p}{\pi} (\mu_f \rho_f)^{\frac{1}{2}} \left\| \vec{\omega}_f \right\|^{\frac{1}{2}} (\vec{\omega}_f \times \vec{v}_{rel}) + C_{m_a} \frac{d_p}{6} \rho_f (\vec{u}_f \cdot \nabla \vec{u}_f) \\ & - \frac{1}{8} \rho_f C_D \left\| \vec{v}_{rel} \right\| \vec{v}_{rel} \end{aligned} \quad \text{Eq. 71}$$

Ce bilan de forces est appliqué aux inclusions d'aluminate de chaux (sphériques) et aux inclusions d'alumine (de forme parallélépipédique). Dans ce dernier cas, le diamètre de la sphère de volume équivalent $d_{p_{eq}}$ est calculé, et c'est cette valeur qui est utilisée pour toutes les composantes du bilan, notamment pour tenir compte de l'effet de la forme sur le coefficient de trainée (cf. **Annexe B**).

VI.2.4 Résolution numérique

La très faible fraction volumique des particules d'aluminate et d'alumine ($[10^{-7} ; 10^{-5}]$,

gamme de valeurs prédite à partir des tests du bouton présentés dans la partie A, permet de négliger l'effet des forces d'interaction particule / fluide sur l'hydrodynamique du métal liquide. Le couplage est ainsi appelé faible (ou 'one way') [133], c'est-à-dire que le calcul des trajectoires des particules peut s'effectuer en post-traitement du calcul hydrodynamique. Ce constat ainsi que l'hypothèse de très faible interaction entre particules, permet de calculer indifféremment une inclusion ou, pour des raisons statistiques, une population d'inclusions simultanément. L'organigramme sur la **Figure 81** décrit le principe de couplage faible et détaille les étapes de calcul successives nécessaires à l'obtention des résultats de trajectographie des particules.

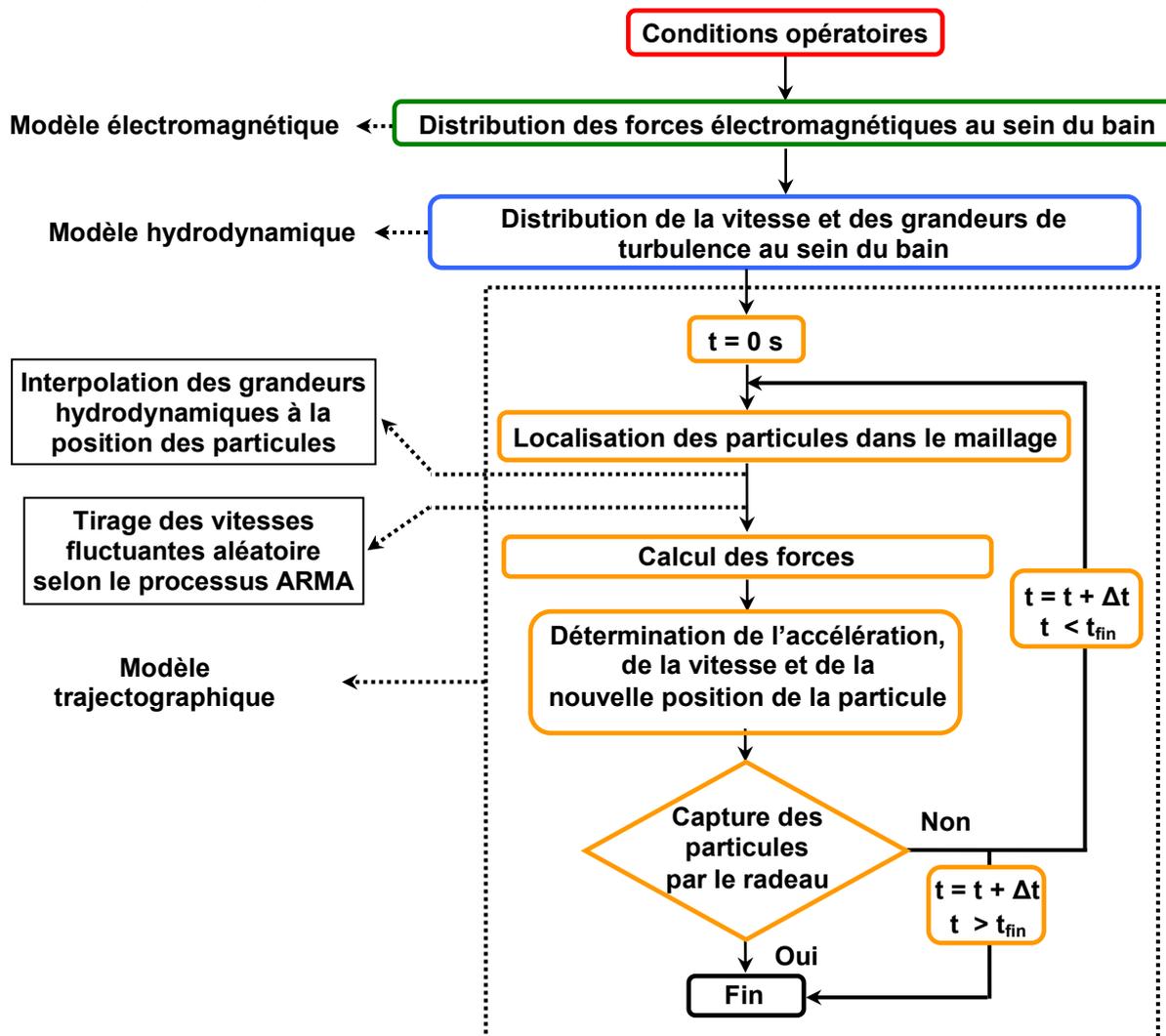


Figure 81 : Organigramme du calcul de trajectoires des particules.

Le modèle de trajectographie utilisé puis largement développé est un code 3D cylindrique qui permet des applications dans des situations où la symétrie d'axe n'est pas garantie. L'importation des grandeurs caractéristiques de l'écoulement hydrodynamique, calculées dans un repère cylindrique 2D, a donc nécessité un changement de repère afin de pouvoir les exploiter correctement dans le repère tridimensionnel permettant le suivi des

particules. Malgré le fait que le code de calcul hydrodynamique soit un code bidimensionnel, il est possible d'évaluer les trois composantes de la vitesse instantanée du fluide dont une suivant la direction orthoradiale et donc par conséquent de calculer la composante de l'accélération de la particule dans cette même direction. Cependant, les résultats présentés par la suite considèreront uniquement les deux directions radiale et axiale du fait de la parfaite axisymétrie des phénomènes physiques ayant lieu au sein du bain liquide.

A partir du calcul de trajectographie, la vitesse et la position de la particule à chaque pas de temps sont évaluées. Cependant, il est nécessaire de connaître les grandeurs caractéristiques de l'écoulement (c.-à-d. la vitesse du fluide, l'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente) ainsi que les composantes de la force électromagnétique à la position de la particule. Pour ce faire, une interpolation bilinéaire au premier ordre (définie comme une interpolation entre les 4 nœuds du maillage voisins de la position de la particule [Figure 82]) est effectuée.

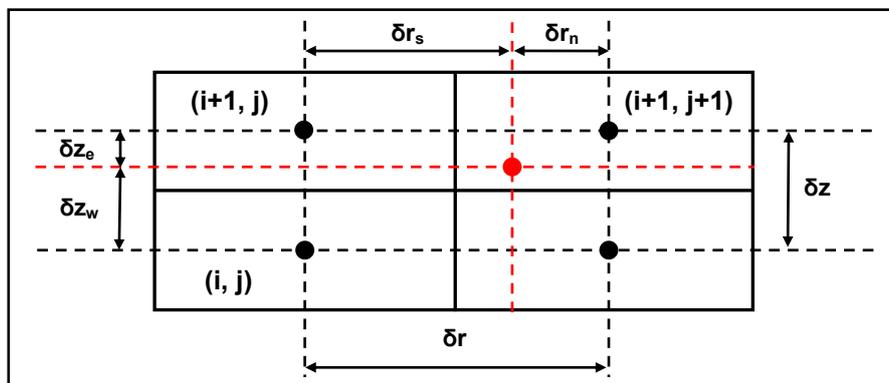


Figure 82 : Localisation de la particule dans le maillage du modèle hydrodynamique.

Ainsi et en généralisant pour une grandeur caractéristique Φ , sa valeur à la position de la particule, notée Φ_p , peut être calculée à partir des valeurs de Φ aux quatre nœuds voisins selon la relation suivante :

$$\Phi_p = \frac{\delta r_n}{\delta r} \frac{\delta z_e}{\delta z} \Phi(i, j) + \frac{\delta r_n}{\delta r} \frac{\delta z_w}{\delta z} \Phi(i+1, j) + \frac{\delta r_s}{\delta r} \frac{\delta z_e}{\delta z} \Phi(i, j+1) + \frac{\delta r_s}{\delta r} \frac{\delta z_w}{\delta z} \Phi(i+1, j+1) \quad \text{Eq. 72}$$

La méthode numérique de Runge-Kutta d'ordre 1 (méthode d'Euler) est employée pour l'intégration de l'équation fondamentale de la dynamique. Afin d'assurer la stabilité des calculs, le pas de temps du modèle de trajectographie doit être limité. Il doit être inférieur aux trois échelles de temps suivantes :

- Le temps de relaxation, noté τ_p qui correspond au temps nécessaire à la particule pour réagir aux sollicitations du fluide environnant, et qui s'exprime à partir de la loi de Stokes selon la relation déjà définie précédemment [Eq. 5].

- L'échelle intégrale temporelle eulérienne mobile, notée T_{me} qui correspond au temps mis par la particule pour traverser un ensemble de structures tourbillonnaires, et qui s'exprime par la relation suivante :

$$T_{me} = 0,116 \frac{k_p}{\varepsilon_p} \quad \text{Eq. 73}$$

- Et l'échelle de temps associée à la condition de stabilité du nombre de Courant et qui s'exprime par la relation suivante :

$$CLF_p = \frac{\| \overrightarrow{p_n p_{n-1}} \|}{\| \overrightarrow{u_{f,p}} \|} \quad \text{Eq. 74}$$

où p_n est la position de la particule à l'instant n et $\overrightarrow{u_{f,p}}$ la vitesse du fluide interpolée à la position de la particule.

VI.2.5 Conditions aux limites aux parois

Le bain liquide considéré pour l'étude est brassé par les forces électromagnétiques et est contenu dans un creuset en alumine. Le domaine de calcul [Figure 83] étant délimité par des frontières physiques (parois solides verticale et horizontale), il est essentiel de modéliser le comportement des particules à leur approche. Les particules de toutes origines qu'elles soient (endogènes ou exogènes), évoluent au sein du bain liquide en pouvant heurter les parois du creuset mais en pouvant aussi émerger à la surface du bain (comme cela est constaté expérimentalement [cf. section II.]). Nos investigations doivent donc prendre en compte les interactions des particules avec les parois du creuset mais doivent aussi pouvoir représenter la capture des particules en surface du bain.

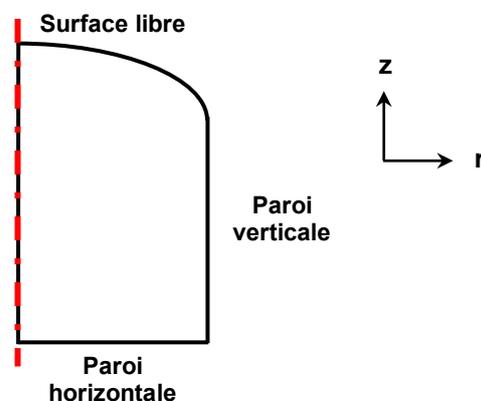


Figure 83 : Domaine de calcul du modèle de trajectographe avec les différentes frontières.

Le comportement de la particule dépend bien entendu de sa position par rapport aux trois interfaces présentes sur la Figure 83 mais aussi de la différence de densité entre la particule et le fluide.

A la surface libre, seule une condition de capture a été mise en place, lorsque la particule est à une distance de la surface libre inférieure ou égale au rayon équivalent ($d_{p_eq} / 2$) de la particule. Nous n'avons pas pris en compte l'effet de la présence de l'interface sur la force de trainée, ni l'effet d'anisotropie de la turbulence (qui ne peut être décrite par une modélisation $k-\varepsilon$) en proche surface. Ce serait sans doute à l'avenir des voies d'amélioration du modèle numérique, en s'appuyant par exemple sur les récents travaux de l'Ecole Centrale de Paris [134].

Pour la paroi verticale, lorsque la surface de la particule rencontre cette interface, une condition de réflexion spéculaire a été introduite. Cette condition entraîne le calcul des vitesses de 'rebond' radiale et axiale, en fonction de l'angle d'incidence de la particule (θ) et en considérant la conservation de l'énergie cinétique de la particule lors de la réflexion [Figure 84].

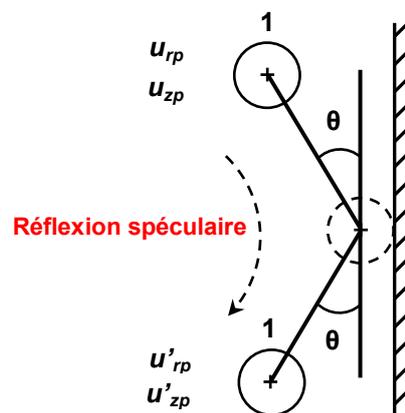


Figure 84 : Schéma de la condition de réflexion spéculaire pour une particule sphérique sur un plan fixe. Les variables u_{rp} et u_{zp} sont les vitesses radiale et axiale de la particule avant la réflexion et u'_{rp} et u'_{zp} après.

Enfin, pour la paroi horizontale en fond du creuset, une condition de réflexion spéculaire, identique à la situation précédemment exposée, est appliquée puisque la densité des particules est ici toujours inférieure à celle du métal liquide.

Comportement de la particule immergée en proche paroi

Une attention toute particulière a été consacrée à l'approche d'une paroi solide, puisque l'hydrodynamique de l'écoulement au voisinage de la particule subit des perturbations. L'impact des parois solides sur l'écoulement se répercute de deux manières différentes sur la trajectoire de la particule.

Le premier effet est lié à l'augmentation de la force de trainée produite par le déplacement du volume de fluide entre l'inclusion et la paroi. Par conséquent la particule subit un retard dans son mouvement pour les directions perpendiculaires et parallèles.

Le second effet peut être directement imputé aux gradients de vitesse du fluide en proche paroi qui entraînent simultanément un déséquilibre des forces et une asymétrie de l'écoulement autour de la particule.

Cette dernière a pour conséquence l'apparition d'une force de portance supplémentaire engendrant un mouvement transversal de la particule.

Les effets sont d'autant plus marqués que la particule est proche de la paroi. Comme nous pouvons le comprendre, la distance adimensionnée entre la particule et la paroi, notée h , est une variable importante dans la détermination de ces interactions.

avec
$$h = \frac{d - r_p}{r_p} \quad \text{Eq. 75}$$

où d est la distance entre le centre de gravité de la particule et la paroi solide et r_p désigne le rayon de la particule.

Au sein de la littérature actuelle, ces interactions particules/paroi ont été étudiées notamment pour des particules sphériques immergées à proximité d'une paroi plane pour deux directions différentes de l'écoulement de la particule (soit perpendiculaire, soit parallèle à la paroi [Figure 85]) [135–139]. Ces deux configurations ont été étudiées la plupart du temps séparément, pour des parois planes et des écoulements en régime de Stokes ($Re_p < 1$) permettant de négliger les effets instationnaires et inertiels engendrés par la variation de la distance particule / paroi. Des solutions analytiques ont été obtenues pour des valeurs de h faibles (approximation de lubrification).

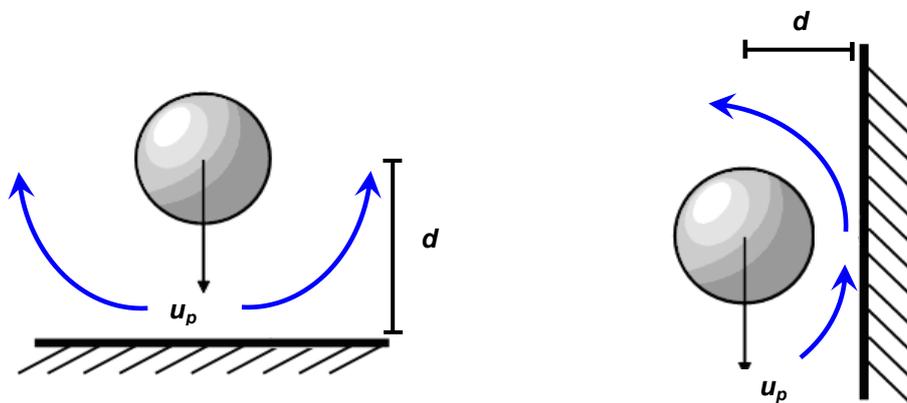


Figure 85 : (A gauche) Mouvement perpendiculaire à la paroi et (à droite) mouvement parallèle à la paroi. Avec le drainage du film de liquide représenté par les flèches bleues.

Dans notre cas d'étude, l'épaisseur de la sous-couche limite laminaire (SCLL) est estimée de l'ordre de la centaine de micromètres. Cette dimension est supérieure aux tailles de la majeure partie de nos particules (jusqu'à quelques centaines de micromètres), si bien que la modification du coefficient de trainée peut s'appliquer.

Modification de la force de trainée**Mouvement perpendiculaire à la paroi**

Notons \vec{F}_t la force de trainée à proximité de la paroi et \vec{F}_∞ la force de trainée de Stokes loin de la paroi. Le coefficient de correction peut être ainsi défini :

$$f = \frac{\vec{F}_t}{\vec{F}_\infty} \quad \text{Eq. 76}$$

où
$$\vec{F}_\infty = 6 \pi \mu_f r_p u_p \quad \text{Eq. 77}$$

Dans le cas d'une particule sphérique se déplaçant perpendiculairement à une interface plane, les premiers auteurs, qui ont calculé analytiquement, en coordonnées bipolaires, la force de trainée s'appliquant à la sphère en régime de Stokes, ont été Brenner [135] et Maude [136]. En considérant le fluide immobile, ils ont pu écrire le coefficient de correction de la manière suivante :

$$f_\perp = \frac{4}{3} \sinh(\alpha) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n(n+1)}{(2n-1)(2n+3)} C(n, \alpha) \quad \text{Eq. 78}$$

où

$$\alpha = \cosh^{-1}\left(\frac{d}{r_p}\right) = \ln\left[\frac{d}{r_p} + \sqrt{\left(\frac{d}{r_p}\right)^2 - 1}\right] \quad \text{Eq. 79}$$

Le terme $C(n, \alpha)$ est dépendant de la nature de la paroi ; dans notre cas d'étude, nous nous intéressons uniquement à une condition d'adhérence du fluide à la paroi solide, soit :

$$C(n, \alpha) = \left[\frac{2\sinh[(2n+1)\alpha] + (2n+1)\sinh[2\alpha]}{4\sinh^2\left[\left(n + \frac{1}{2}\right)\alpha\right] - (2n+1)^2 \sinh^2[\alpha]} - 1 \right] \quad \text{Eq. 80}$$

D'autres auteurs ont élargi l'étude pour des régions très proches de la paroi solide où la distance adimensionnée h à la paroi est petite devant 1, et ils ont pu en déduire le coefficient de correction suivant (Cox et Brenner [140]) :

$$f_\perp = \frac{1}{h} \left[1 + \frac{1}{5} h \ln \frac{1}{h} + kh \right] \quad \text{Eq. 81}$$

avec $k = 0,97$.

Ces mêmes auteurs ont tenu compte des effets inertiels précédemment négligés, et le facteur de correction peut alors s'écrire :

$$f_{\perp} = \frac{1}{h} \left[1 + \frac{1}{5} \left(1 + \frac{1}{2} \text{Re}_p \right) h \ln \frac{1}{h} \right] \quad \text{Eq. 82}$$

Pour éviter de calculer cette fonction complexe énoncée par Brenner [135], Warszynski [138] a proposé une fonction interpolée valable uniquement pour des valeurs de h faibles mais non nulles :

$$f_{\perp} = \frac{19h^2 + 26h + 4}{19h^2 + 4h} \quad \text{Eq. 83}$$

L'approche simplifiée développée par Warszynski [138] montre une bonne concordance en termes de prédiction de la force de trainée avec la solution analytique énoncée par Brenner [135] pour de faibles valeurs de h .

La **Figure 86** montre une augmentation significative de la force de trainée pour des valeurs de d/r_p s'approchant de 1 (+ 28 % lorsque $d = 5r_p$ et + 100 % lorsque $d = 2r_p$) traduisant la nécessité de tenir compte de cette correction en régime d'écoulement visqueux.

Mouvement parallèle à la paroi

Comme dans le cas d'un mouvement perpendiculaire à la paroi plane, un coefficient de correction de la force de trainée peut être calculé analytiquement pour un mouvement parallèle.

Ainsi plusieurs auteurs ont développé une approche analytique du problème comme par exemple Faxen [137] qui propose une solution approximée de ce coefficient valable uniquement pour des valeurs de d/r_p proches de l'unité :

$$f_{//} = \left(1 - \frac{9}{16} \frac{r_p}{d} + \frac{1}{8} \left(\frac{r_p}{d} \right)^3 - \frac{45}{256} \left(\frac{r_p}{d} \right)^4 - \frac{1}{16} \left(\frac{r_p}{d} \right)^5 \right)^{-1} \quad \text{Eq. 84}$$

Plus récemment O'Neill et coll. [139] ont obtenu une solution exacte du problème avec un coefficient de correction similaire à celui de Faxen [137]. Comme le montre la **Figure 86**, il apparaît, comme dans le cas d'un mouvement perpendiculaire, que la force de trainée augmente (+ 13 % lorsque $d = 5r_p$ et + 38 % lorsque $d = 2r_p$).

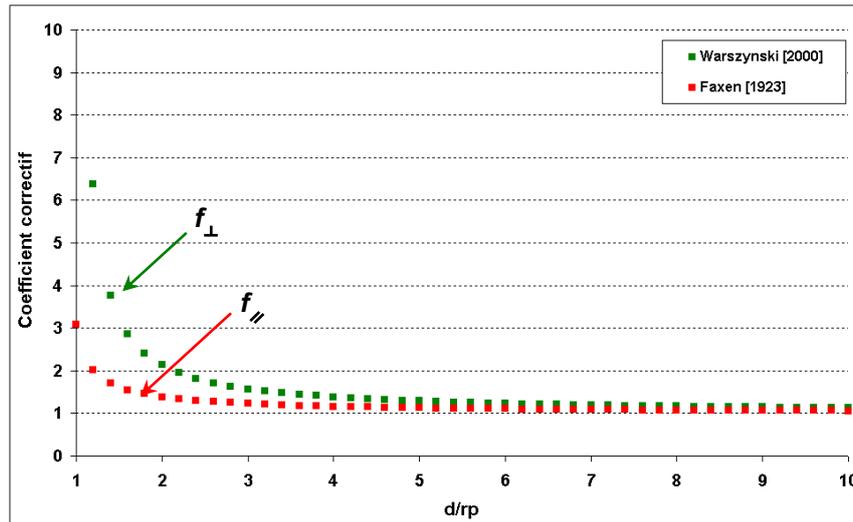


Figure 86 : Coefficient de correction de la force de trainée pour une particule en mouvement perpendiculaire ou parallèle par rapport à la paroi.

Le coefficient correctif lors d'un mouvement perpendiculaire possède des valeurs très fortement supérieures à celles d'un mouvement parallèle. Cet écart important est dû à la force nécessaire pour expulser le fluide en dehors de l'élément de volume localisé entre la particule et l'interface. Dans le cas d'un mouvement parallèle, le travail fourni par la particule est moins important puisque le fluide subit un simple cisaillement.

Des études expérimentales ont été menées afin de valider ces corrélations avec les travaux de Adamczyk et coll. [141] pour un mouvement perpendiculaire à une interface rigide et l'étude de Malysa et coll. [142] dans le cas d'un mouvement parallèle.

Apparition d'une force de portance supplémentaire

Dans le cas d'un mouvement parallèle, la modification de la force de trainée est accompagnée d'une force de portance perpendiculaire à la paroi [143] à l'origine des effets dits de 'lubrification'. Cet effet de répulsion de la particule à la paroi a aussi été mis en évidence lors d'études expérimentales menées dont celle de Segre et Silberberg [144].

Au sein de la littérature, peu d'études numériques, ayant pour sujet la description du comportement de particules discrètes au sein d'un écoulement, prennent en compte l'apparition d'une force de portance supplémentaire en proche paroi, c'est pour cela que lors de notre étude numérique cette dernière n'a pas été retenue.

Mise en équation

La force de trainée modifiée pour une particule en proche paroi est exprimée de la manière suivante à chaque pas de temps :

$$\vec{F}_t = f_{\perp} \vec{F}_{t\perp} + f_{\parallel} \vec{F}_{t\parallel} \quad \text{Eq. 85}$$

où f_{\perp} et f_{\parallel} sont respectivement les coefficients de correction de Warszynski [138] et Faxen [137] précédemment exprimés en fonction de la distance à la paroi. $\vec{F}_{t\perp}$ et $\vec{F}_{t\parallel}$ sont les composantes de la force de trainée standard dans les directions perpendiculaire et parallèle à la paroi solide.

Pour nos calculs et en nous basant sur la **Figure 86**, nous avons choisi d'appliquer la correction de la force de trainée pour une distance de la particule à la paroi inférieure ou égale à 2,5 fois le rayon de cette dernière.

VI.2.6 Condition initiale pour le modèle numérique

Le régime d'écoulement turbulent du bain liquide confère aux comportements des particules un aspect stochastique. En effet, en raison des fluctuations de la vitesse aléatoire de l'écoulement, deux particules ayant la même position initiale connaîtront des trajectoires différentes, si bien qu'une dispersion spatiale sera enregistrée pour un grand nombre d'inclusions. Pour tenir compte de cet aspect aléatoire, il est nécessaire de recourir à une analyse statistique du comportement des particules fondée sur la simulation d'un nombre suffisamment important de trajectoires de particules. Un second aspect primordial de la simulation concerne le choix de la position initiale des particules au sein du bain. Nous avons opté pour une répartition statistique en volume des particules représentant au mieux, selon nous, la situation physique des particules d'aluminate de chaux au sein du lingotin avant fusion. A l'inverse, le placement des écailles d'alumine sera défini par l'utilisateur du modèle numérique en initialisant les coordonnées radiale et axiale de l'ensemble des particules.

a. Choix du nombre de trajectoires simulées pour les analyses statistiques

Pour que l'analyse statistique soit précise, il convient de considérer un nombre de particules suffisamment important. La **Figure 87** recense le temps moyen de capture des particules en surface du bain et l'écart type correspondant, pour deux tailles de particules, en fonction du nombre initial de particules dans le bain. Pour des particules distribuées initialement uniformément au sein du bain, on constate que le temps moyen de capture calculé se stabilise à partir de 500 trajectoires de particules simulées. Sur la base de ce résultat, il a été choisi de travailler dans la suite de l'étude avec un nombre de 500 particules, pour limiter au mieux le temps de calcul. Il a été choisi de ne présenter ici que les résultats de la population inclusionnaire d'aluminates de chaux, mais pour les particules d'alumine la démarche est identique et les constatations suivent la même tendance.

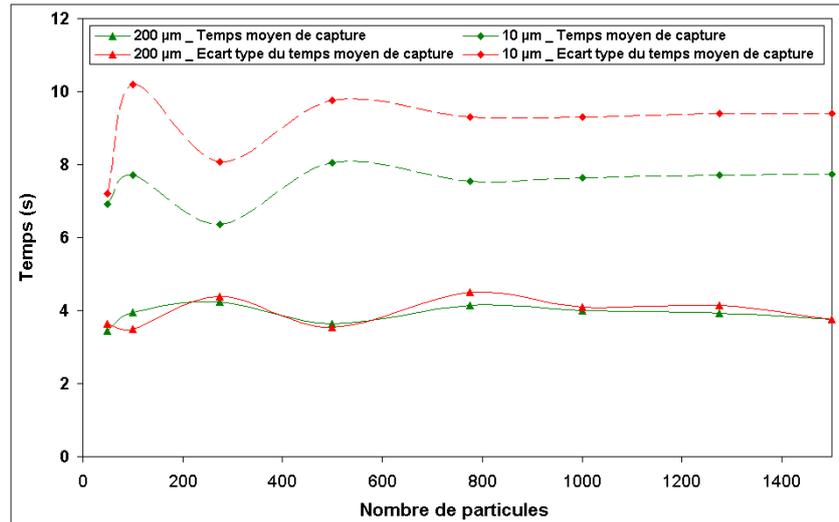


Figure 87 : Etude de l'influence du nombre de particules d'aluminate de chaux sur le calcul des grandeurs statistiques de capture en surface du bain.

b. Répartition statistique homogène des particules au sein du bain

Pour garantir une répartition initiale homogène des particules [Figure 88], les coordonnées initiales suivant r et z des particules sont définies de la manière suivante en fonction de la hauteur et du rayon du domaine de calcul :

Suivant r
$$r_p = a_{n1} \cdot \sqrt{R} \quad \text{Eq. 86}$$

Suivant z
$$z_p = a_{n2} \cdot z_{\text{surface}} \quad \text{Eq. 87}$$

où a_{n1} et a_{n2} désignent deux nombres aléatoires compris entre 0 et 1.

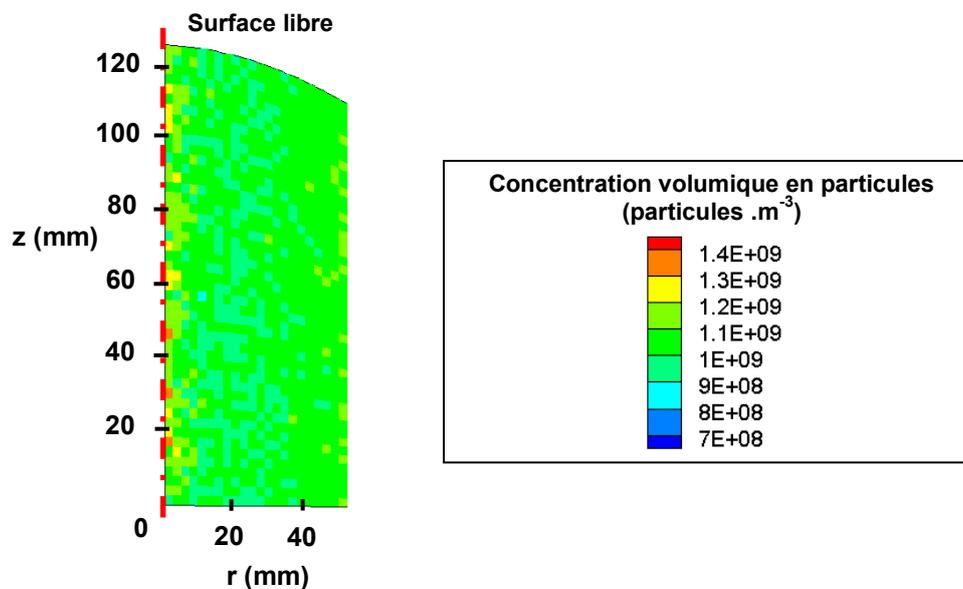


Figure 88 : Répartition en volume initiale des particules au sein du bain.

La **Figure 88** présente par exemple les valeurs de concentration volumique de particules au sein du bain allant de $7,5.10^{+8}$ à $1,43.10^{+9}$ particules.m⁻³, attestant d'une distribution en volume des particules homogène.

VI.2.7 Traitement statistique des résultats

Le modèle développé permet de déterminer pour chaque type de particule choisi et pour une durée de calcul fixée, les données statistiques suivantes :

- le taux de capture des particules en surface du bain,
- le temps moyen de capture de ces dernières,
- l'écart type du temps moyen de capture en surface des particules,
- ainsi que la distribution des temps de séjour des particules traduisant la variation d'efficacité de capture des particules en fonction du temps.

VI.3 Données nécessaires au modèle

Les données utiles au modèle peuvent être divisées en deux catégories : les grandeurs caractéristiques de l'écoulement obtenues par le modèle hydrodynamique ainsi que les autres données nécessaires au calcul trajectographique [**Tableau 27**].

Données provenant du modèle hydrodynamique	Données initialisées par l'utilisateur
Champ des vecteurs vitesse au sein du métal liquide Champ des grandeurs de la turbulence	<u>Fluide</u> Propriétés physiques (masse volumique, viscosité) <u>Particules</u> Nombre Taille (diamètre pour le type 1.) (longueur, largeur et épaisseur pour le type 2.) Masse volumique Position initiale des particules <u>Paramètres opératoires</u> Dimensionnement géométrique du bain <u>Durée du calcul</u> (période de maintien en température du bain liquide)

Tableau 27 : Principales données du modèle de trajectographie.

Le modèle de trajectographie décrit ici permet d'estimer le comportement de deux populations inclusionnaires distinctes [**Tableau 28**].

- La première, nommée par la suite 'type 1.', représentative de la pollution endogène analysée pour les barres brutes, est composée de particules d'aluminate de chaux globulaires dont les diamètres varient de 1 à 200 µm. Il est rappelé au lecteur que le test du bouton soumet les particules à des contraintes thermocapillaires, qui diffèrent

des conditions hydrodynamiques du bain liquide au cours du procédé de fonderie. Les particules d'aluminate de chaux, à l'état liquide aux températures du procédé industriel, prennent très probablement une forme globulaire qui représente la forme géométrique la plus stable. Pour ces raisons, il a été choisi de considérer uniquement des particules sphériques dont le diamètre est estimé à partir de vues en surface des lingotins solidifiés. La gamme des diamètres retenus s'étend de 2 μm (particule élémentaire) à 200 μm (agrégat de particules).

- La seconde, nommée par la suite 'type 2.', caractéristique de la pollution exogène mise en évidence au cours du procédé de fonderie, est constituée par des écailles d'alumine arrachées au creuset de fusion par l'écoulement du métal liquide. De forme parallélépipédique, leurs dimensions, estimées au cours de la partie A, varient respectivement pour la longueur et la largeur entre 107 et 2420 μm et entre 247 et 4900 μm . Il est rappelé que l'épaisseur de ce type de particule a été estimée à 10 μm .

Type de pollution	Forme géométrique	Dimension min / max (μm)	Densité ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)
Endogène (aluminate de chaux)	sphérique	1 – 200 (diamètre)	2900
Pollution exogène Ecailles du creuset de fusion (alumine)	parallélépipédique	247/107/10 - 4900/2420/10 (longueur/largeur/épaisseur)	1900

Tableau 28 : Propriétés physiques des particules composant la population inclusionnaire au sein du bain liquide.

Le calcul de trajectographie nécessite d'évaluer un diamètre équivalent pour les agrégats d'alumine de forme parallélépipédique afin de calculer l'ensemble des forces s'appliquant sur l'inclusion [Tableau 29].

n° de classe de taille	1	2	3	4	5	6
Longueur moyenne (μm)	247	598	1270	2110	2650	4900
Largeur moyenne (μm)	107	334	624	1060	1510	2420
Epaisseur moyenne (μm)	10					
dp_eq (μm)	80	160	250	350	420	610
Proportion en nombre des classes de taille (%)	2	39	28	18	9	4

Tableau 29 : Classes de taille pour la population inclusionnaire de type 2.

Le Tableau 29 distribue les particules d'alumine en 6 classes de tailles estimées à partir de la valeur du diamètre équivalent. On remarque que 85 % des particules d'alumine ont un diamètre équivalent compris entre 160 μm et 350 μm , avec une classe majoritaire pour des particules de diamètre équivalent de 160 μm .

VI.4 Résultats et discussions

VI.4.1 Etude préliminaire

Dans ce paragraphe, les résultats du modèle numérique illustrant le comportement des deux types d'agrégats immergés au sein du bain liquide au cours de la phase de maintien en température sont présentés. Ces résultats numériques visent à prédire le devenir des inclusions à l'issue de la phase de maintien en température de 60 s. Une première partie est consacrée à la présentation des comportements des particules et aux résultats obtenus pour des conditions opératoires classiques, en fonction de leur nature et de leur taille. Une seconde partie est dédiée à la discussion de ces résultats et à leur accord avec les visualisations expérimentales réalisées en surface des bains lors de différents maintiens en température [cf. section II.].

Pour l'ensemble de ces populations inclusionnaires, les calculs sont réalisés pour les conditions opératoires conventionnelles du procédé de fonderie SNECMA. La durée de 60 secondes appliquée par défaut représente le temps de maintien en température du bain totalement liquide [Figure 89].

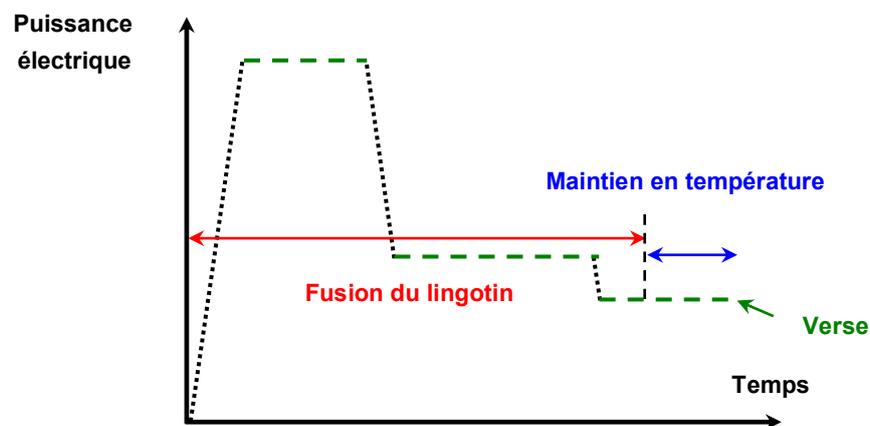


Figure 89 : Schéma de principe du cycle de fusion du lingotin appliqué à SNECMA Gennevilliers.

Nous allons nous intéresser au comportement caractéristique de particules de type 1. de diamètre 10 μm à 200 μm représentant respectivement la classe de taille de diamètre moyen majoritaire et la classe de taille dont le diamètre moyen est le plus élevé. Notre attention se portera également sur les particules de type 2. de diamètre équivalent de 80 μm et de 610 μm correspondant aux extrema de la gamme des classes de taille des particules d'alumine. Au cours de l'exploitation du modèle numérique, de nombreux calculs de trajectographie ont été effectués pour ces populations inclusionnaires.

Ces derniers aboutissent à la mise en évidence de deux comportements caractéristiques de devenir des particules [Figure 90] : a) capture en surface et b) immobilisation par le champ magnétique au sein du bain. Comme cela va être montré par la suite, la capture en surface est très majoritaire.

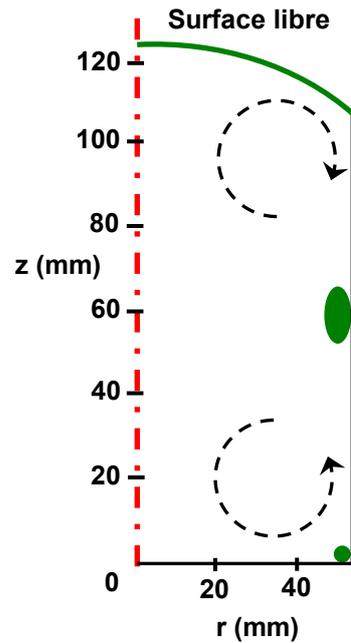


Figure 90 : Répartition des zones de capture des particules appartenant aux deux populations inclusionnaires. Les flèches en pointillés représentent les deux vortex de sens de rotation opposé et les zones vertes marquent les zones de capture des particules au sein du bain.

a. Capture en surface du bain

Les Figure 91 et Figure 92 présentent respectivement le comportement caractéristique de capture en surface du bain pour des particules de type 1. et 2. Pour cette étude préliminaire, il a été choisi de manière arbitraire de les placer très proche de la boucle de recirculation inférieure (en $r = 1 \text{ cm}$ et $z = 5 \text{ cm}$).

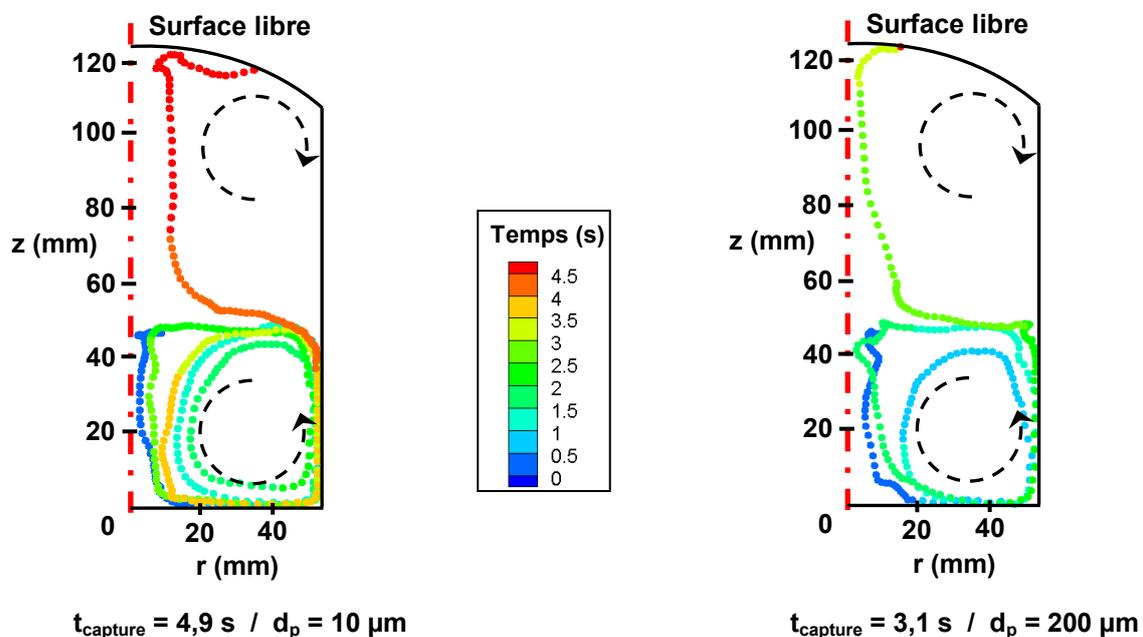


Figure 91 : Capture en surface du bain pour des particules d'aluminate de chaux (de type 1.) de $10 \mu\text{m}$ (à gauche) et $200 \mu\text{m}$ (à droite) de position initiale $r = 10 \text{ mm}$ et $z = 50 \text{ mm}$. Les flèches en pointillés représentent les deux vortex de sens de rotation opposé.

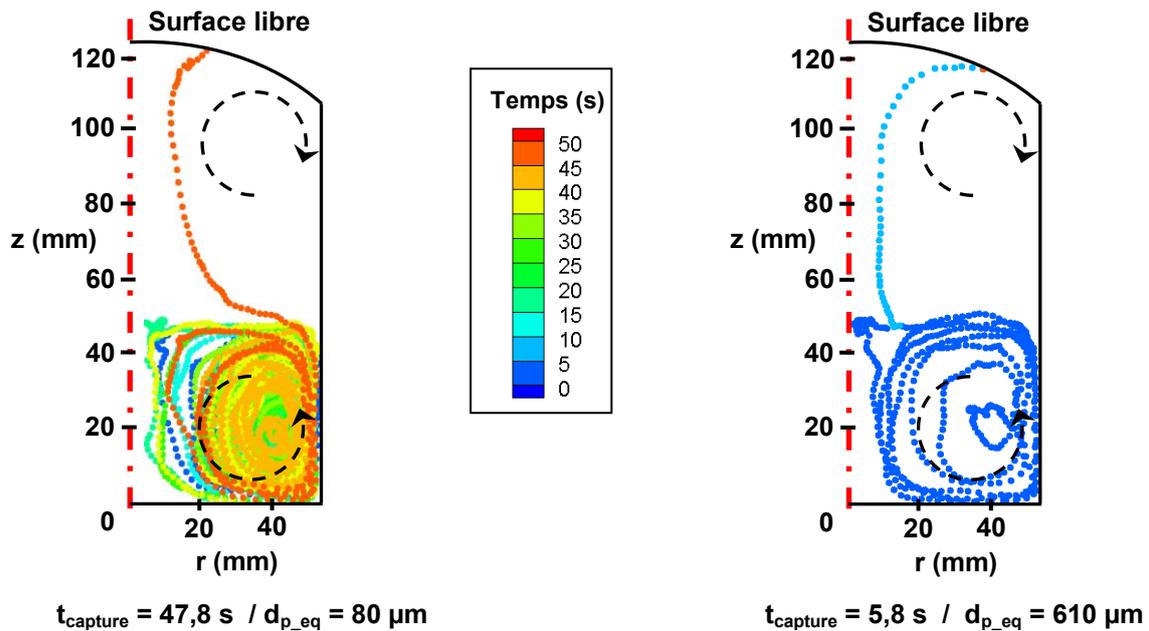


Figure 92 : Capture en surface du bain pour des particules d'alumine (de type 2.) de 80 μm (à gauche) et 610 μm (à droite) de position initiale $r = 10 \text{ mm}$ et $z = 50 \text{ mm}$. Les flèches en pointillés représentent les deux vortex de sens de rotation opposé.

Le premier comportement illustré ici par les **Figure 91** et **Figure 92**, concerne la capture des particules en surface du bain. Il est intéressant de constater que les temps de capture et les trajectoires décrites par les particules varient fortement en fonction de la taille et de la forme de ces dernières.

Tout d'abord, si l'on s'intéresse à l'impact du diamètre de la particule sur son comportement, on remarque que les particules de diamètres les plus importants (200 μm pour le type 1. et 610 μm pour le type 2.) sont capturées dès les tous premiers instants. A l'inverse, les particules de diamètres les plus faibles (10 μm pour le type 1. et 80 μm pour le type 2.) affichent des temps de capture supérieurs (jusqu'à 48 s pour l'inclusion d'alumine de 80 μm). Ces écarts s'expliquent par la différence d'inertie qui est représentée par le nombre de Stokes (noté St). Une estimation de la valeur du temps de relaxation et du nombre de Stokes, propre à chacune des particules, est reportée dans le **Tableau 30**. Puisque l'échelle intégrale temporelle eulérienne mobile notée T_{me} évolue le long de la trajectoire, la valeur St indiquée dans le **Tableau 30** correspond à la valeur maximale obtenue lors du parcours de la particule au sein du bain.

Type de particule	1.		2.	
Diamètre (μm)	10	200	80	610
Temps de relaxation (s)	$3,3 \cdot 10^{-6}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$7,8 \cdot 10^{-3}$
St	$7,6 \cdot 10^{-3}$	$6,2 \cdot 10^{-1}$	$5,9 \cdot 10^{-1}$	5,2

Tableau 30 : Estimation des grandeurs dynamiques des différentes particules considérées.

Il est rappelé au lecteur que si le nombre St est très grand devant 1, la trajectoire de la particule est très peu affectée par l'écoulement, on parlera alors d'écoulement inertiel. A l'inverse, pour un nombre de Stokes très petit devant 1, on dira que la particule joue le rôle de traceur de l'écoulement suivant ainsi parfaitement les lignes de courant de ce dernier. On constate évidemment dans le **Tableau 30** que les particules de faibles tailles présentent des nombres de Stokes sensiblement inférieurs à ceux calculés pour des particules de forts diamètres. La trajectoire des particules de faibles diamètres s'explique donc parfaitement par leur comportement non inertiel puisque le nombre de Stokes est très petit devant l'unité [**Figure 91** et **Figure 92**]. Pour les particules d'alumine, nous avons vu dans l'**Annexe B** que le coefficient de trainée pour ces particules non sphériques est très éloigné (supérieur) de la valeur $24 / Re$ employée dans l'expression de τ_p [**Eq. 5**]. Le nombre de Stokes donné dans le **Tableau 30** est donc sous-estimé pour les particules de type 2. L'effet du facteur de forme sur la trajectoire des particules sera discuté par la suite.

Nous observons aussi qu'une particule de faible inertie, donc ayant un comportement voisin d'une particule fluide, subit les perturbations turbulentes établies localement au sein du bain engendrant des sauts aléatoires d'une ligne de courant à une autre. Cet effet de la turbulence sur la trajectoire de la particule aboutit à l'écartement des trajectoires pour deux particules identiques et positionnées initialement aux mêmes coordonnées. Ainsi, on constate sur les **Figure 91** et **Figure 92** que les fluctuations turbulentes permettent aux particules de passer d'une boucle de recirculation à une autre et d'aboutir in fine à leur capture en surface du bain. La **Figure 93** présente la distribution des valeurs de l'intensité de la turbulence au sein du bain liquide, notée I_t et définie comme il suit.

$$I_t = \frac{\text{RMS}}{\|\vec{u}_f\|} \quad \text{Eq. 88}$$

avec

$$\text{RMS} = \sqrt{\frac{2}{3} k} \quad \text{Eq. 89}$$

On constate qu'il existe une forte concentration des valeurs de I_t sur les plans médians entre les boucles de recirculation (zones de forts cisaillements) et au centre de ces dernières qui permet de mieux comprendre l'effet du caractère aléatoire de l'écoulement hydrodynamique sur le comportement dispersif des particules.

Il est donc clair que sans une prise en compte de la turbulence, deux particules similaires en taille et en positionnement initial suivraient la même ligne de courant et donc la même trajectoire, ne leur permettant pas ainsi de quitter les boucles de recirculation. Ceci

montre ainsi la nécessité de tenir compte des phénomènes de turbulence et de bien les modéliser en appliquant dans notre cas le processus ARMA.

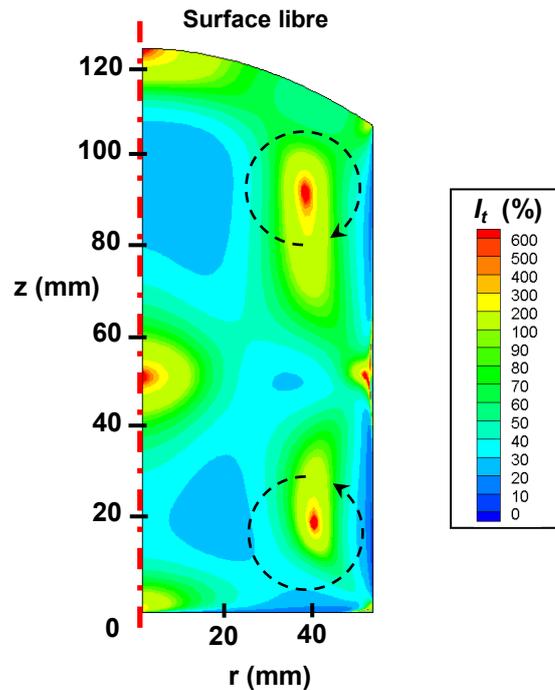


Figure 93 : Distribution de l'intensité de turbulence au sein du bain.

Concernant le facteur de forme de la particule, il conduit à une modification sensible du coefficient de traînée pour les particules de type 2. Pour étudier l'effet de non sphéricité des particules, nous avons recalculé la trajectoire pour une particule d'alumine de $610 \mu\text{m}$ supposée sphérique [Figure 94].

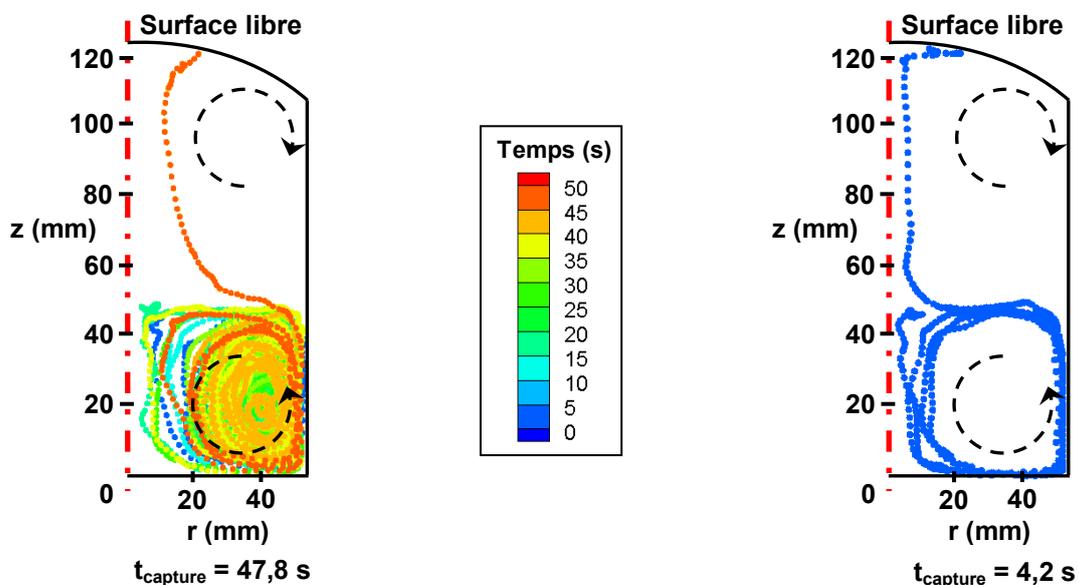


Figure 94 : Capture en surface du bain pour des particules d'alumine de $80 \mu\text{m}$ de position initiale $r = 10 \text{ mm}$ et $z = 50 \text{ mm}$ avec (à gauche) et sans (à droite) la prise en compte de correction du coefficient de traînée.

On observe que la force de trainée est augmentée au maximum d'un facteur 100 entre la particule sphérique et parallélépipédique. Pour cette raison, la particule non sphérique est fortement ralentie et ne peut que très difficilement passer d'une ligne de courant à une autre permettant sa sortie éventuelle de la boucle de recirculation inférieure.

Dans le but de compléter les investigations sur les trajectoires de particules au cours de la phase de maintien, des analyses de l'intensité de chacune des forces agissant sur les particules ont été effectuées. A partir des trajectoires représentées sur les **Figure 91** et **Figure 92** pour les quatre particules, les intensités ainsi que l'orientation des forces ont été relevées lors de leur séjour au sein de la boucle de recirculation inférieure et présentées dans le **Tableau 31**. Pour la même situation, l'orientation des différentes forces agissant sur une particule de type 2. de diamètre équivalent égal à 610 μm est présentée à travers un exemple représentatif de l'ensemble des particules [**Figure 95**].

10 μm (Type 1.)					
	Force (N)				
Position	F_g	F_{m_a}	$F_{s_{em}}$	F_p	F_t
1	$2,9 \cdot 10^{-11}$	$3,6 \cdot 10^{-10}$	$6,2 \cdot 10^{-13}$	$1,1 \cdot 10^{-11}$	$6,4 \cdot 10^{-10}$
2	$2,9 \cdot 10^{-11}$	$6,9 \cdot 10^{-10}$	$6,2 \cdot 10^{-12}$	$1,6 \cdot 10^{-10}$	$1,2 \cdot 10^{-09}$
3	$2,9 \cdot 10^{-11}$	$3,7 \cdot 10^{-06}$	$5,5 \cdot 10^{-11}$	$6,5 \cdot 10^{-06}$	$3,3 \cdot 10^{-07}$
4	$2,9 \cdot 10^{-11}$	$2,4 \cdot 10^{-10}$	$2,5 \cdot 10^{-12}$	$4,6 \cdot 10^{-12}$	$3,8 \cdot 10^{-10}$

200 μm (Type 1.)					
	Force (N)				
Position	F_g	F_{m_a}	$F_{s_{em}}$	F_p	F_t
1	$2,4 \cdot 10^{-07}$	$1,9 \cdot 10^{-07}$	$6,3 \cdot 10^{-09}$	$5,5 \cdot 10^{-08}$	$3,8 \cdot 10^{-07}$
2	$2,4 \cdot 10^{-07}$	$1,4 \cdot 10^{-07}$	$2,7 \cdot 10^{-08}$	$1,9 \cdot 10^{-07}$	$3,4 \cdot 10^{-07}$
3	$2,4 \cdot 10^{-07}$	$3,8 \cdot 10^{-06}$	$4,3 \cdot 10^{-07}$	$6,1 \cdot 10^{-06}$	$3,8 \cdot 10^{-07}$
4	$2,4 \cdot 10^{-07}$	$1,3 \cdot 10^{-07}$	$1,7 \cdot 10^{-08}$	$2,6 \cdot 10^{-09}$	$3,8 \cdot 10^{-07}$

80 μm (Type 2.)					
	Force (N)				
Position	F_g	F_{m_a}	$F_{s_{em}}$	F_p	F_t
1	$1,8 \cdot 10^{-08}$	$4,1 \cdot 10^{-08}$	$2,8 \cdot 10^{-10}$	$6,4 \cdot 10^{-09}$	$5,1 \cdot 10^{-08}$
2	$1,8 \cdot 10^{-08}$	$4,9 \cdot 10^{-08}$	$1,6 \cdot 10^{-09}$	$1,5 \cdot 10^{-08}$	$6,4 \cdot 10^{-08}$
3	$1,8 \cdot 10^{-08}$	$6,2 \cdot 10^{-08}$	$1,1 \cdot 10^{-08}$	$8,6 \cdot 10^{-08}$	$4,9 \cdot 10^{-08}$
4	$1,8 \cdot 10^{-08}$	$1,5 \cdot 10^{-08}$	$6,5 \cdot 10^{-10}$	$3,4 \cdot 10^{-09}$	$2,2 \cdot 10^{-08}$

610 μm (Type 2.)					
	Force (N)				
Position	F_g	F_{m_a}	$F_{s_{em}}$	F_p	F_t
1	$7,4 \cdot 10^{-06}$	$5,8 \cdot 10^{-06}$	$5,4 \cdot 10^{-08}$	$3,6 \cdot 10^{-08}$	$1,2 \cdot 10^{-05}$
2	$7,4 \cdot 10^{-06}$	$1,3 \cdot 10^{-05}$	$1,2 \cdot 10^{-06}$	$8,1 \cdot 10^{-07}$	$2,9 \cdot 10^{-05}$
3	$7,4 \cdot 10^{-06}$	$9,9 \cdot 10^{-06}$	$7,3 \cdot 10^{-06}$	$5,1 \cdot 10^{-06}$	$3,9 \cdot 10^{-06}$
4	$7,4 \cdot 10^{-06}$	$5,4 \cdot 10^{-06}$	$2,6 \cdot 10^{-07}$	$1,2 \cdot 10^{-09}$	$3,1 \cdot 10^{-06}$

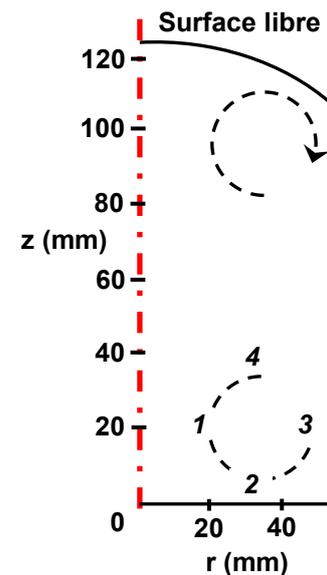


Tableau 31 : Estimation de l'intensité des différentes forces agissant sur les particules considérées.

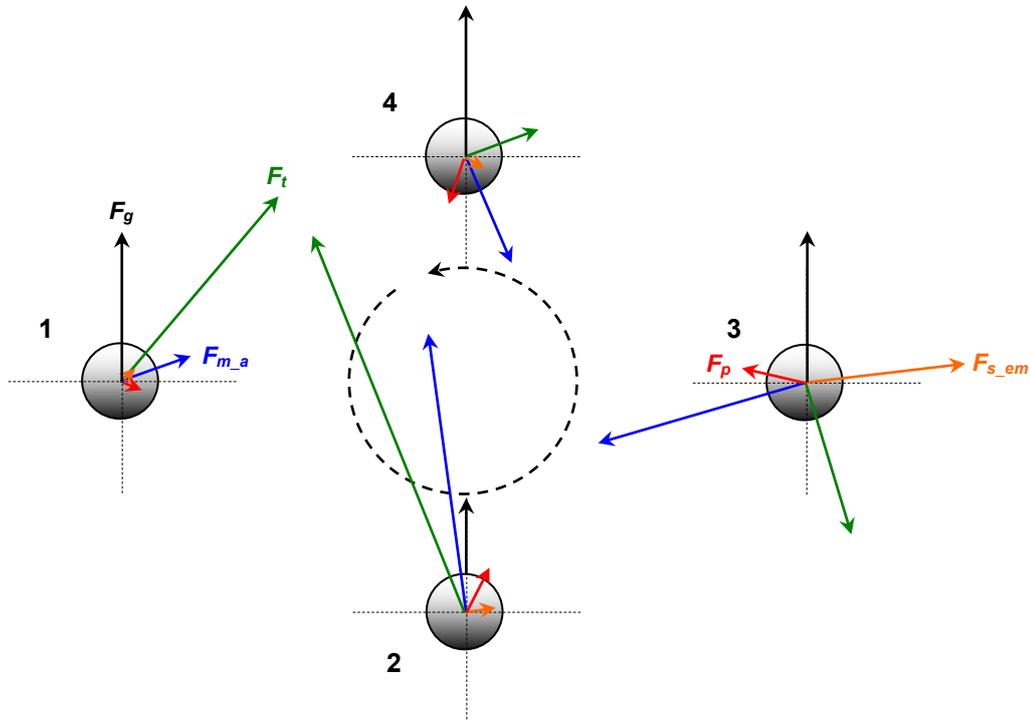


Figure 95 : Orientation (à l'échelle) des différentes forces agissant sur une particule de type 2. de diamètre équivalent $d_{p,eq} = 610 \mu\text{m}$ au cours de son séjour au sein de la boucle de recirculation inférieure représentée par la flèche en pointillés.

Le **Tableau 31** montre que les forces agissent sur les particules de manière différente en fonction de leur taille et de leur position au sein du bain. On peut aussi constater que la force électromagnétique particulaire reste toujours inférieure à la valeur maximale des forces agissant sur les particules sauf pour la particule de type 2. ($610 \mu\text{m}$) en position 3. C'est en effet dans cette position que la particule est la plus proche de l'effet magnétique de peau. Par ailleurs, cette force est proportionnelle au volume de la particule, ce qui est favorable à cette grosse inclusion. On comprend donc que, à proximité de la paroi, cette force électromagnétique est de nature à immobiliser (ou à capturer) des particules au sein du bain.

La **Figure 95** complète ces remarques en montrant que les forces de masse ajoutée et de portance sont centripètes ce qui a pour résultat le confinement de la particule au sein de la boucle de recirculation. La particule ne doit sa sortie de la boucle de recirculation qu'aux fluctuations du fluide en son voisinage résultant du régime turbulent.

b. Capture au sein du bain

Comme montré sur la **Figure 90**, il a été mis en évidence deux positions de capture au sein du bain, localisées en périphérie du bain, respectivement en milieu et en fond de ce dernier. Ce comportement a été observé pour l'ensemble des populations de particules étudiées avec un effet plus marqué pour les particules de faibles diamètres.

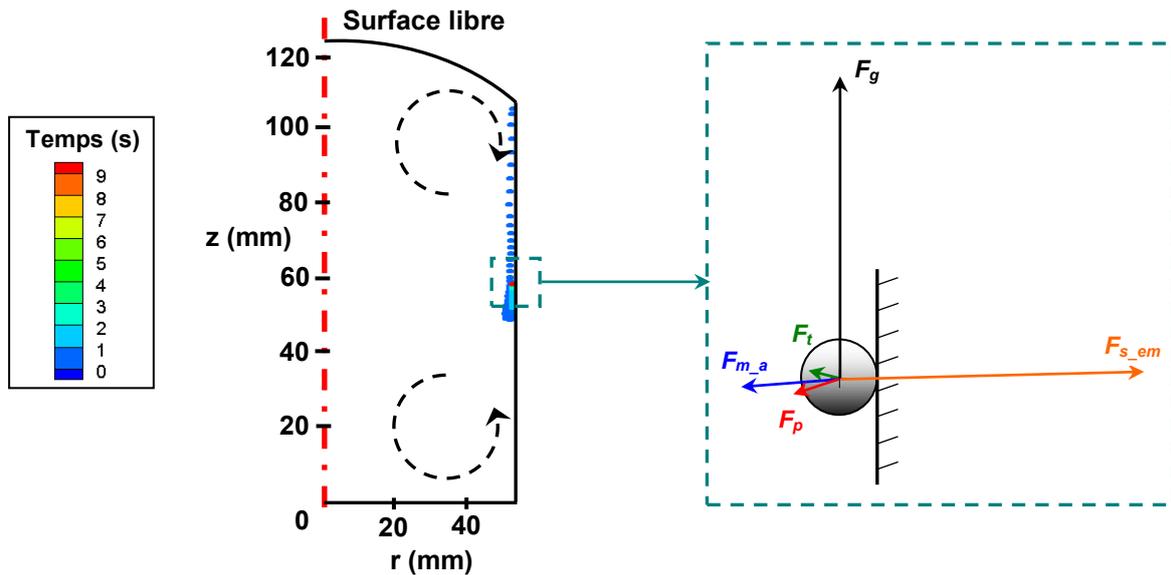


Figure 96 : Immobilisation par la force électromagnétique en périphérie du bain d'une particule d'alumine de 80 µm (de type 2.) de position initiale $r = 52,5$ mm et $z = 105$ mm (à gauche)
Représentation de l'orientation et de l'intensité des forces agissant sur la particule (à droite).

Comme le décrit la **Figure 96**, la particule est piégée en périphérie du bain liquide et à mi-hauteur de ce dernier suite à l'action de la force électromagnétique particulière. Cette dernière présente des variations de module importantes en fonction de la distance de la particule par rapport à la paroi latérale. On constate qu'elle présente un module supérieur à celui des autres forces dans la zone proche de la paroi verticale du creuset qui correspond à la peau électromagnétique du bain métallique, d'épaisseur environ 15 mm (cf. section IV.3). En dehors de cette peau, les valeurs de la force électromagnétique décroissent rapidement [**Figure 97**]. Cette décroissance entraîne une diminution importante du module de la force électromagnétique.

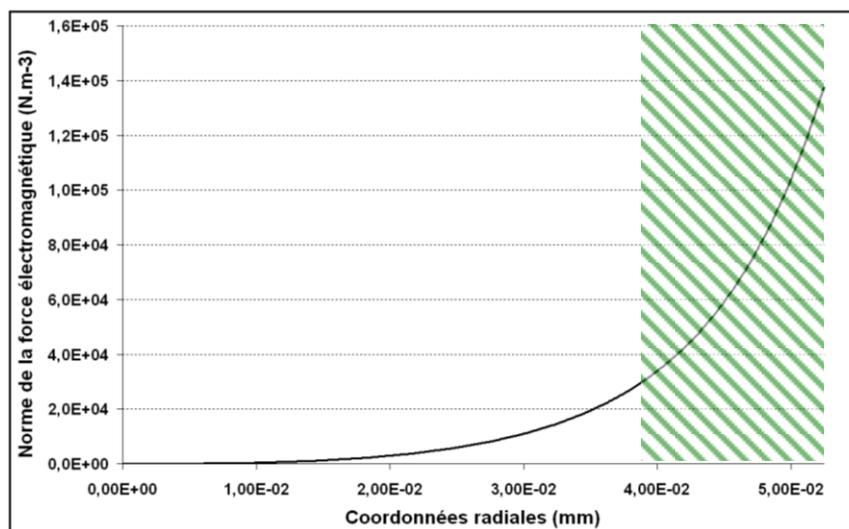


Figure 97 : Distribution de la force électromagnétique au sein du bain métallique en fonction de la coordonnée radiale et pour une coordonnée axiale fixée en milieu de bain (l'épaisseur de peau est symbolisée par la zone hachurée en vert).

La zone où est bloquée la particule présente de faibles vitesses d'écoulement [Figure 98] (entre les deux boucles de recirculations), et de faibles valeurs pour les grandeurs de la turbulence [Figure 93]. Ces faibles valeurs associées à la forte intensité des forces électromagnétiques en proche paroi, sont responsables du phénomène de capture. Une très faible proportion des particules immobilisées par le champ électromagnétique est localisée en fond de bain (~25 %), zone délimitée en rouge sur la Figure 98, la majorité de ces dernières (soit environ 75 %) est immobilisée en milieu de bain dans la zone délimitée en vert sur la Figure 98.

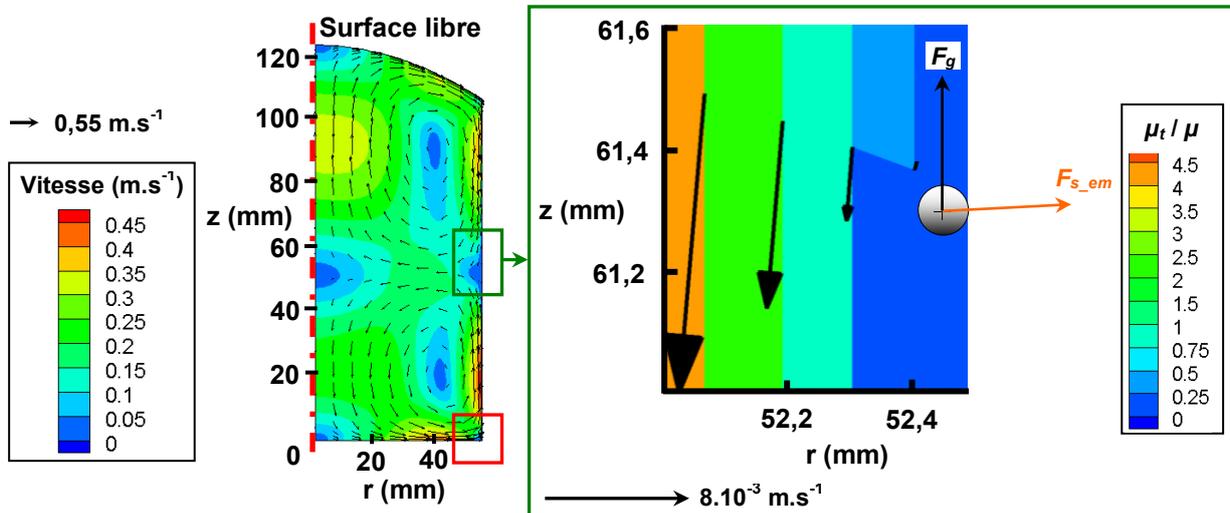


Figure 98 : Distribution des vecteurs vitesses au sein de la charge et au voisinage d'une particule d'alumine (de type 2.) de $d_{p,eq} = 80 \mu\text{m}$ complétée par la distribution du rapport μ_t / μ . L'orientation des deux forces majoritaires dans le processus d'immobilisation de la particule est représentée.

Précisons que ce phénomène de séparation de particules non conductrices au sein d'un bain métallique chauffé par induction et leur regroupement en périphérie du bain a déjà été observé expérimentalement et numériquement par plusieurs auteurs [39, 41, 145].

Ce mécanisme de capture des particules au sein du bain peut expliquer en partie la présence de particules d'alumine et d'aluminate de chaux observées au sein des prélèvements, issus du milieu et du fond de bain solidifié au cours de l'étude expérimentale. Un complément d'information sera apporté dans la suite du manuscrit.

VI.4.2 Résultats de capture pour le procédé industriel

Après avoir analysé le rôle de chaque force agissant sur la particule d'une part, et les trajectoires caractéristiques des particules au sein du bain d'autre part, nous allons appliquer le modèle numérique aux deux types de particules pour des tailles variées et une durée de maintien en température de 60 s. Deux populations de 500 particules, représentant respectivement des particules d'aluminate de chaux et d'alumine réparties en fonction de leur nature (soit de manière homogène au sein du bain, soit en périphérie du bain) ont été prises en compte pour les calculs. Nous allons tout d'abord présenter les résultats pour la

première population inclusionnaire puis nous nous intéresserons ensuite aux résultats pour la population de particules d'alumine.

Inclusions d'aluminates de chaux

La **Figure 99** représente la probabilité de capture des particules en surface de bain ou par le champ d'induction magnétique au sein du bain métallique en fonction de leur taille. On constate que plus la taille de la particule est importante (inertie plus élevée), plus sa probabilité d'être capturée en surface du bain est importante. Ainsi une particule de diamètre 200 μm a une probabilité de capture en surface de 99 %, alors qu'une particule de diamètre 10 μm a seulement 94 % de chance d'être capturée. En s'appuyant sur la PSD de la population d'aluminates de chaux établie expérimentalement, on constate que 96 % des particules sont capturées en surface tandis qu'un peu moins de 4 % sont capturées par le champ magnétique au sein du bain. Nous avons vu que la région de capture par le champ magnétique est située en proche paroi du creuset, environ à mi-hauteur du bain, et en fond de ce dernier. Il est à préciser ici qu'aucune particule d'aluminate de chaux n'a été observée en mouvement au sein du bain liquide après la période de 60 s.

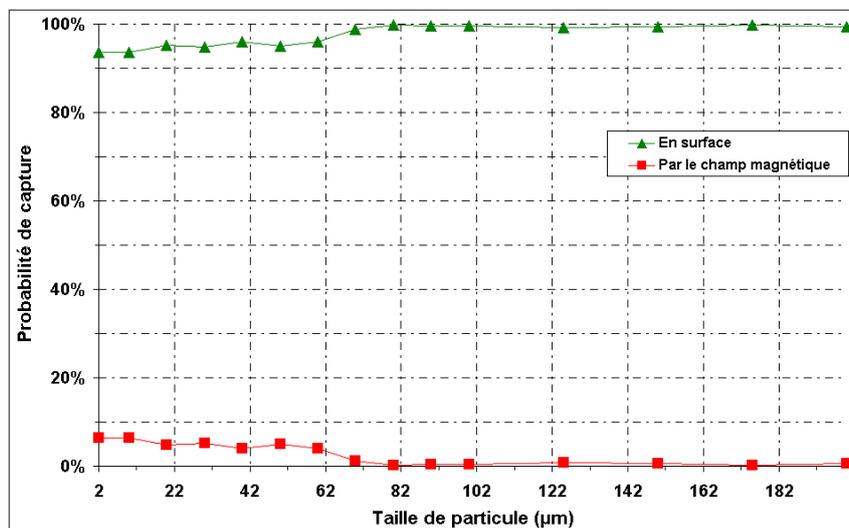


Figure 99 : Probabilité de capture des particules en fonction de leur taille.

La **Figure 100** nous renseigne sur la distribution des temps de capture moyens des particules, en considérant uniquement les particules capturées en surface du bain. On remarque que le temps de capture moyen en surface est très faible (quelques secondes) et diminue très légèrement lorsque la taille des particules augmente. Le temps nécessaire à la capture de 95 % de l'ensemble d'une classe de particules dépend lui plus fortement de la taille des particules. Les particules de fortes tailles, et donc plus inertielles, vont quitter préférentiellement les lignes de courant favorisant la capture en surface comme nous l'avons illustré au précédent paragraphe. A l'inverse, les particules de faible taille sont plus facilement entraînées par l'écoulement moyen.

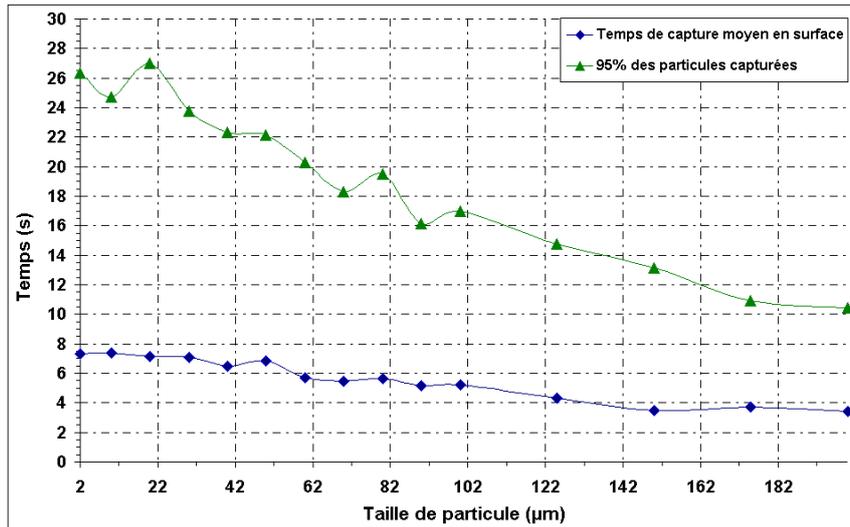


Figure 100 : Distribution des temps de capture moyens à la surface du bain pour les particules d'aluminate de chaux.

La Figure 101 présente la distribution moyenne en temps de séjour des aluminates de chaux au sein du bain, obtenue à partir de la PSD de cette même population. Le nombre de particules capturées par intervalle de temps a été normé par rapport au nombre total de particules capturées en surface du bain.

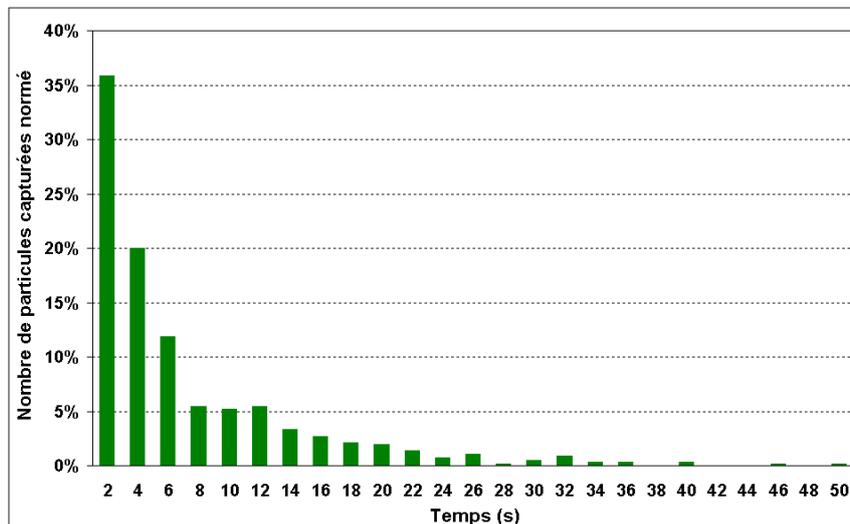


Figure 101 : Distribution moyenne des temps de séjour de la population d'aluminates de chaux au sein du bain.

On constate que, quelle que soit leur taille, la majorité des particules est capturée en surface du bain dès les premières secondes. On peut une nouvelle fois noter que, puisque les particules de faible diamètre sont fortement soumises à l'écoulement et sont majoritaires au sein de cette population, la capture des aluminates de chaux est étalée dans le temps allant jusqu'à 49 s. Ainsi, les particules de faible diamètre ($d_p = 10 \mu\text{m}$) sont capturées jusqu'à 49 s ; à l'inverse celles présentant des diamètres importants ($d_p = 200 \mu\text{m}$) le sont jusqu'à 22,5 s. On remarque que pour la population d'aluminates de chaux, le temps de

capture en surface du bain reste inférieur à la valeur de 60 s qui est le temps de maintien en température du bain opéré industriellement. Une augmentation du temps de maintien en température dans le but par exemple de collecter un nombre plus important de particules dans le radeau de surface ne serait donc pas utile pour les particules d'aluminate de chaux.

Les campagnes expérimentales ne peuvent hélas pas confirmer ou infirmer cette conclusion, puisque le devenir de la population d'aluminates de chaux, très largement minoritaire devant la population d'alumines, n'a pas pu être suivi avec suffisamment de précision. Les analyses réalisées au MEB n'ont pas non plus permis de dégager de tendance nette concernant la position de capture de ces particules, quelle que soit l'étape de prélèvement (étapes A, B et C).

Inclusions d'alumine

Il est rappelé ici que contrairement à la précédente pollution inclusionnaire, en début du calcul, cette dernière n'est pas répartie de manière homogène au sein du bain mais localisée en proche paroi comme montré sur la **Figure 102**.

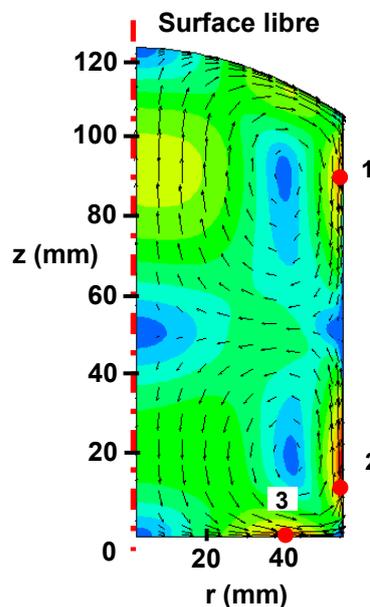


Figure 102 : Localisation des trois positions initiales des particules d'alumine au sein du bain représentées par des points rouges.

La **Figure 103** présente les résultats synthétisés concernant la population inclusionnaire composé de particules d'alumine dont les diamètres équivalents varient de 160 à 610 μm . Le taux de capture en surface des particules ainsi que les grandeurs temporelles de capture sont répertoriées ci-dessous.

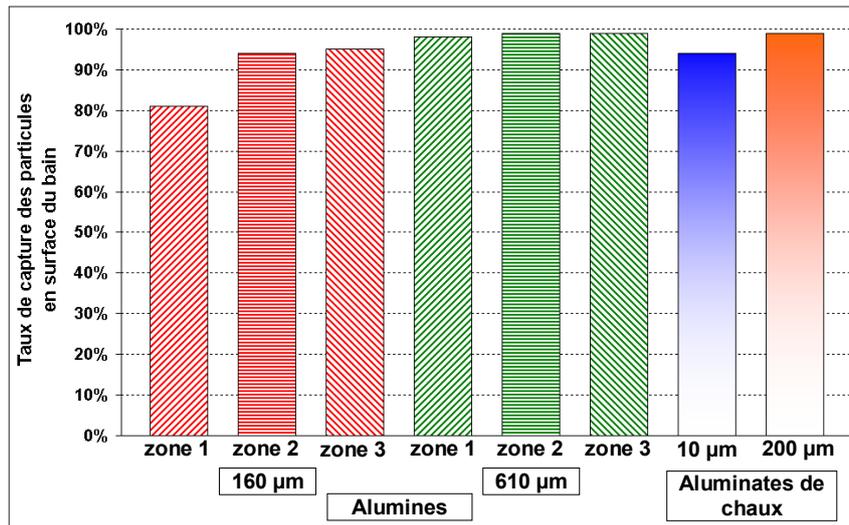


Figure 103 : Taux de capture en surface du bain pour les deux classes de taille de particules d'alumine ($d_{p,eq} = 160$ et $610 \mu\text{m}$ respectivement en rouge et en vert) et d'aluminate de chaux ($d_p = 10 \mu\text{m}$ et $200 \mu\text{m}$ respectivement en dégradé bleu et orange).

En s'appuyant sur la PSD de la population d'aluminates établie expérimentalement, on constate que 92 % des particules sont capturées en surface tandis qu'un peu moins de 8 % sont immobilisées par le champ magnétique en périphérie du bain [Figure 103]. Le taux de capture en surface du bain estimé pour ce type de particules est relativement similaire à celui relevé pour la précédente pollution (96 %).

En considérant numériquement des mécanismes d'arrachement des particules d'alumine identiques et homogènes pour l'ensemble des trois zones, il a été observé une tendance de diminution du taux de capture en surface pour des particules positionnées à la zone 1. On remarque également que cette baisse est fonction du diamètre équivalent de la particule ; en effet, les particules de $610 \mu\text{m}$ présentent un taux proche de 98 % tandis que celles de $160 \mu\text{m}$ ne sont capturées qu'à 84 % en surface du bain. Les particules non capturées en surface sont immobilisées en intégralité par le champ magnétique en périphérie du bain soit 1 % pour les particules de $610 \mu\text{m}$ et 16 % pour les particules de $160 \mu\text{m}$.

Les particules de petite taille présentent une faible inertie, une soumission au champ de force électromagnétique plus importante, du fait de leur plus grande proximité à la paroi, et un coefficient de traînée augmenté par rapport aux particules de plus fort diamètre. Ceci entraîne ainsi leur immobilisation en proche paroi de manière plus marquée que dans le cas de particules de forte taille.

Sur la Figure 104, les temps de capture sont quant à eux bien évidemment fonction du diamètre et du positionnement initial de la particule.

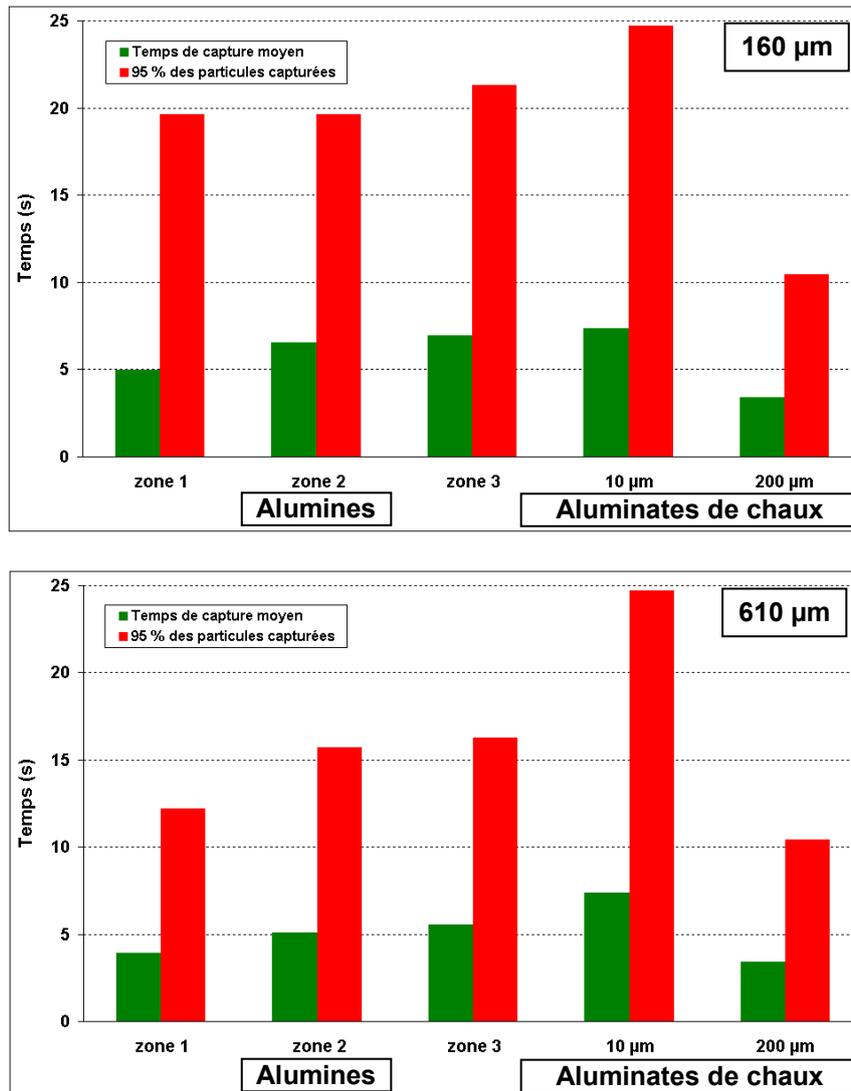


Figure 104 : Résultats de capture en surface du bain pour deux classes de taille de particules d'alumine ($d_{p_{eq}} = 160$ et $610 \mu\text{m}$ respectivement haut et bas de figure). Avec en rappel les temps de capture pour des particules d'aluminates de diamètres respectifs 10 et $200 \mu\text{m}$.

Il a ainsi été relevé un temps moyen de capture de l'ordre de 5 s pour une particule de diamètre $610 \mu\text{m}$ alors qu'il ne fallait que 4 s à une particule d'aluminate de chaux de $200 \mu\text{m}$ de diamètre. Le constat est identique concernant le temps nécessaire à la capture de 95 % des particules en surface du bain liquide. Le procédé de capture des particules d'alumine en surface, nécessitant plus de temps que pour les particules d'aluminate de chaux, est principalement expliqué par l'impact de leur forme sur le coefficient de traînée ralentissant fortement leur ascension au sein du bain comme cela a pu être montré sur la **Figure 94**. Cet impact important, engendré par la forme de la particule, est particulièrement mis en évidence par le temps de capture de la dernière particule, capturée en surface du bain, représentant le temps de capture maximal [**Figure 105**]. Par la suite, la distribution moyenne des temps de séjour de la population d'alumine a été évaluée à partir de la PSD expérimentale de cette même population.

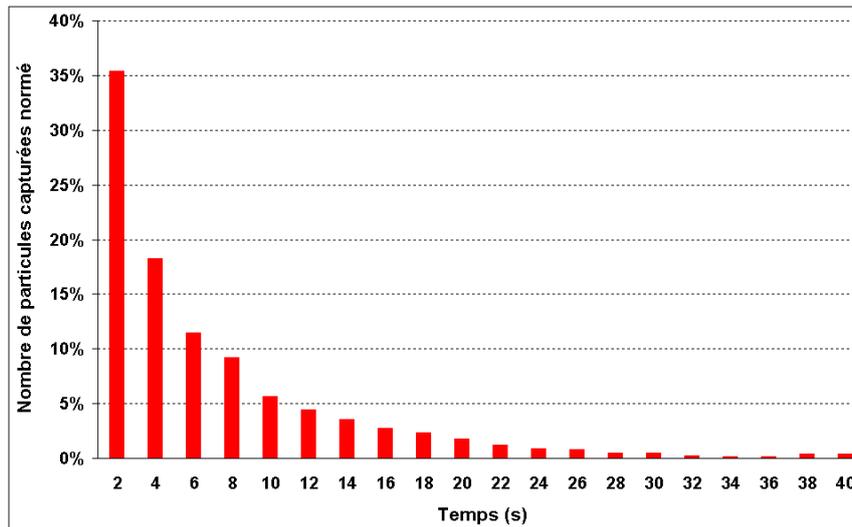


Figure 105 : Distribution moyenne des temps de séjour au sein du bain de la population de particules d'alumine capturées en surface.

La distribution moyenne des temps de séjour pour la population d'alumine est relativement similaire à celle de la population d'aluminate de chaux présentée précédemment. On constate cependant que le temps de capture maximal, égal à 49 s pour une particule sphérique (aluminate de chaux) de diamètre de 10 μm , est alors de 40 s pour une particule non sphérique (alumine) de diamètre équivalent de 160 μm . Il est rappelé au lecteur que le nombre de particules capturées est normé par rapport au nombre total de particules capturées en surface du bain à la fin du calcul. Cette constatation n'est valable que pour un lâcher unique de particules. Or les constatations expérimentales ont démontré une alimentation constante au cours du temps du radeau de surface en particules.

Nous avons donc souhaité suivre la distribution moyenne des temps de séjour de la population de particules d'alumine dans le cas d'une alimentation constante. Il a été choisi arbitrairement de considérer l'injection d'une population d'alumine identique en nombre toutes les 2 s au cours des 60 s que dure la phase de maintien en température du bain liquide [Figure 106]. Le suivi de la croissance du radeau inclusionnaire en surface du bain a aussi été évalué numériquement comme le montre la Figure 107.

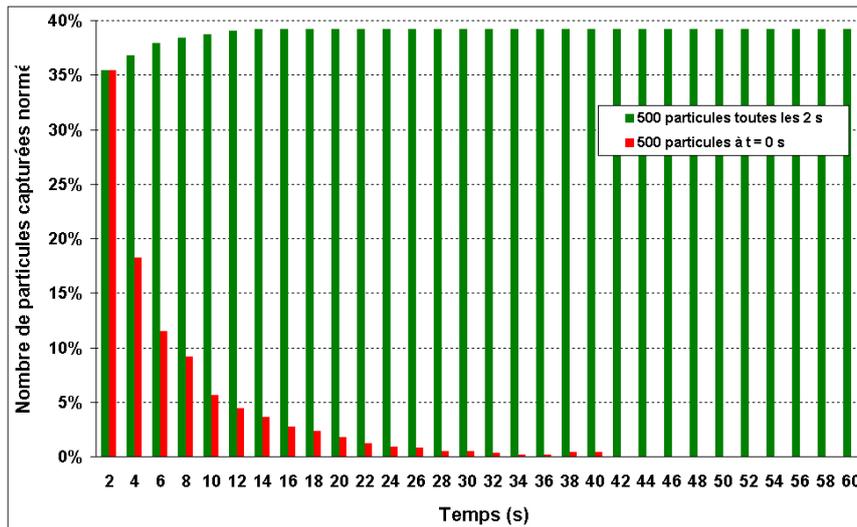


Figure 106 : Distribution moyenne des temps de séjour des particules d'alumine au sein du bain lors de l'introduction de particules à $t = 0$ s (en rouge) et toutes les 2 s au cours de la phase de maintien en température (en vert).

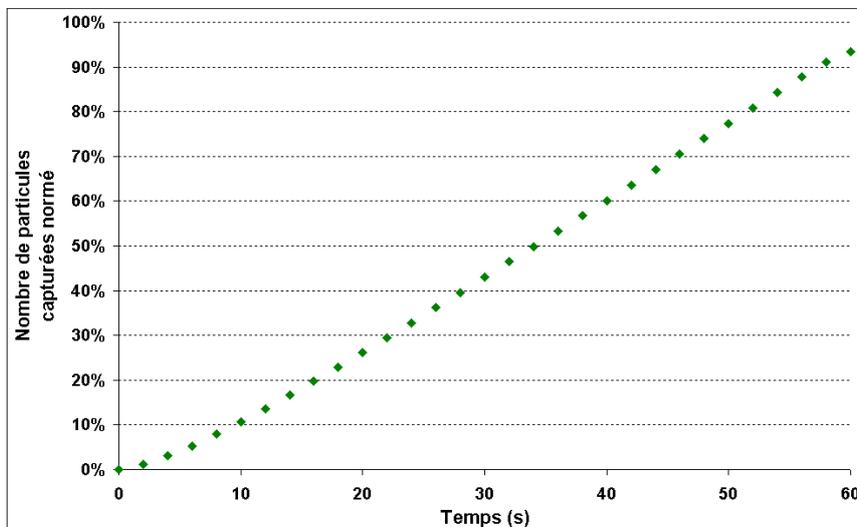


Figure 107 : Croissance du radeau inclusionnaire en surface du bain au cours de la phase de maintien en température de 60 s (résultat numérique).

Les Figure 106 et Figure 107 nous permettent d'émettre deux remarques importantes :

- La première remarque concerne l'évolution de croissance en taille du radeau de surface au cours du temps. Le calcul indique une évolution en taille relativement constante dont la vitesse de croissance du radeau a été estimée numériquement à $1,7 \cdot 10^{-2} \% \cdot s^{-1}$ (notée Vcr_{num}) [Figure 107]. Expérimentalement, une croissance constante de ce radeau a aussi été constatée au cours de la fusion complète de la charge (900 s), sa vitesse de croissance a été évaluée à $3 \cdot 10^{-2} \% \cdot s^{-1}$ (notée Vcr_{exp}). On remarque ainsi que les deux vitesses de croissance du radeau inclusionnaire (notées respectivement Vcr_{num} et Vcr_{exp}) sont du même ordre de grandeur justifiant l'hypothèse d'une alimentation constante en particules d'alumine du bain liquide au cours du temps.

- La seconde se porte sur la présence de particules d'alumine restant au sein du bain au-delà de la durée de la phase de maintien en température. Dans le cas présenté, après une période de 60 s, les particules capturées en surface représentent 93 % de la population totale de particules injectées et les 7 % restants correspondent aux particules immobilisées par le champ d'induction magnétique en périphérie du bain et aux particules encore en mouvement au sein du bain [Figure 106]. Comme le montre la Figure 103, il semblerait que ces particules immobilisées soient constituées en majorité de particules de faible diamètre. Au cours de la caractérisation de la population inclusionnaire, pour les bains solidifiés après l'étape A, l'étude post mortem des prélèvements n'a pas permis de relier la taille des particules d'alumine avec la position de la matière prélevée. Il n'est donc pas possible de confirmer expérimentalement qu'une majorité de particules de faible diamètre est présente dans les bains.

Malgré tout, nous avons souhaité confronter les résultats numériques avec les résultats expérimentaux. Pour cela, nous avons défini deux rapports. Le premier, noté I_{exp} , est défini comme le rapport de la fraction volumique des particules au sein du bain sur la fraction volumique des particules en surface du bain, déterminées expérimentalement [Tableau 32]. La valeur de I_{exp} est alors de $2,3 \cdot 10^{-3}$.

Le second rapport, noté I_{num} , est calculé à partir des mêmes grandeurs que I_{exp} mais déterminées numériquement [Tableau 32]. Cependant, à l'inverse de la partie expérimentale, la partie numérique fournit uniquement le nombre de particules capturées en surface et présentes au sein du bain. Les fractions volumiques sont alors estimées à partir des dimensions moyennes d'une particule caractéristique de la population d'alumines. Pour cette estimation, la fraction volumique des particules au sein du bain est évaluée à partir d'un volume de métal représentant 7,81 kg de métal ; à l'inverse l'estimation de la fraction volumique des particules capturées en surface du bain est calculée à partir de la masse d'un prélèvement utilisé pour le test du bouton (790 g). Le rapport I_{num} vaut $7,3 \cdot 10^{-3}$.

On constate que les valeurs de I_{exp} et I_{num} sont du même ordre de grandeur et que la tendance de très forte capture en surface pour les particules d'alumine est confirmée par ce faible écart.

	Partie expérimentale	Partie numérique
I_{exp}	Dimensions moyennes d'une particule Largeur / Longueur / Epaisseur	I_{num}
$2,3 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-3} / 7,3 \cdot 10^{-4} / 1 \cdot 10^{-5}$	$7,3 \cdot 10^{-3}$

Tableau 32 : Données nécessaires à la comparaison entre les deux approches expérimentale et numérique.

VI.5 Conclusions

L'étude numérique présentée dans ce manuscrit avait pour objectif d'étudier le comportement des inclusions d'oxydes au cours du procédé VIM implanté à SNECMA Gennevilliers.

L'étude numérique a permis, à partir de trois modèles numériques, de répondre à cet objectif. Pour ce faire, un premier modèle, consacré à l'étude des phénomènes électromagnétiques a fourni la distribution des forces électromagnétiques au sein du bain employée comme données d'entrée pour le second modèle. Ce dernier a permis la simulation de l'hydrodynamique du bain de métal fondu pendant la phase de maintien en température du métal liquide. Le troisième modèle, qui s'attache à décrire le mouvement des particules au sein du bain métallique au cours de cette même phase, a été employé pour obtenir des résultats relatifs au comportement de particules de différentes dimensions au sein du bain liquide. Une démarche de prise en compte de la forme respective des particules a été mise en place ; ainsi les particules d'aluminate de chaux ont été considérées sphériques à l'inverse des particules d'alumine de forme parallélépipédique.

Il a ainsi été montré, pour l'ensemble des deux populations inclusionnaires, un taux de capture en surface important (de 96 % pour les aluminates de chaux et de 92 % pour les alumines). Dans certains cas, l'immobilisation des particules par le champ d'induction magnétique a aussi été démontrée, cependant ce mode de capture reste peu significatif par rapport au mode de capture en surface du bain.

Des réponses ont été apportées concernant la présence de particules au sein des bains solidifiés. A partir des distributions moyennes en temps de séjour pour les particules d'alumine et en tenant compte d'une alimentation constante par ces dernières au sein du bain, il a été montré numériquement que le radeau inclusionnaire en surface du bain croît à une vitesse constante de l'ordre de $10^{-2} \text{ \%} \cdot \text{s}^{-1}$, comme cela avait été constaté expérimentalement.

Conclusion générale et perspectives

Conclusion générale

Nous nous permettons tout d'abord de rappeler au lecteur les objectifs de ce travail qui étaient les suivants :

- Evaluer expérimentalement, à partir de visualisations HD, le comportement des inclusions d'oxydes en surface du bain au cours de la phase de maintien en température,
- Caractériser la population inclusionnaire et suivre son évolution au cours des différentes étapes du procédé de fonderie de SNECMA Gennevilliers,
- Déterminer l'origine de la pollution inclusionnaire au sein du bain liquide,
- Proposer un instrument de simulation capable de prédire le comportement trajectographique des particules d'oxydes composant la population inclusionnaire,
- Utiliser les constatations expérimentales pour confirmer les résultats numériques fournis par notre modèle lagrangien de trajectographie.

La partie expérimentale de ces travaux de thèse s'est décomposée en deux temps forts. Dans un premier temps, l'ensemble de nos actions a été porté sur l'installation industrielle. Ainsi, à partir de la mise en place de différentes méthodes de visualisations optiques (caméra HD, caméra rapide et appareil photo numérique), il a été possible de suivre l'évolution de la population inclusionnaire en surface du bain liquide. Il a été constaté qu'une pollution inclusionnaire importante forme un radeau de surface en périphérie du bain et que ce dernier est composé de particules de formes et de tailles variées non mouillées par le métal liquide. Cette phase de l'étude expérimentale a aussi permis de mettre en évidence que ce radeau de surface est constamment alimenté au cours de la fusion du lingotin et de la phase de maintien en température du bain liquide. Afin de suivre l'évolution de la population inclusionnaire au cours du procédé de fonderie, différents prélèvements de matière ont été réalisés comme suit : 1). prélèvements au sein de la matière brute d'AM1, 2). prélèvements au sein du bain solidifié dans le creuset de fusion, 3). prélèvements au sein du bain solidifié après verse mais sans filtration et 4). prélèvements au sein du bain solidifié après verse avec filtration.

Au cours de cette première partie de l'étude expérimentale, nous avons également réalisé des mesures de la composante axiale de l'induction magnétique créée par l'inducteur à l'intérieur du creuset de fusion, qui ont été utilisées pour calibrer le modèle

électromagnétique développé au cours du volet théorique de ce travail. Ces mesures ont mis en évidence de faibles variations de la composante axiale de l'induction magnétique suivant les directions orthoradiale (et axiale) justifiant l'hypothèse d'axisymétrie retenue pour l'ensemble des simulations numériques.

La seconde partie de l'étude expérimentale s'est attachée à caractériser à l'aide du test du bouton la population inclusionnaire et à suivre son évolution au cours du procédé de fonderie, à partir des différents prélèvements matière. Il a ainsi été constaté une modification de la population inclusionnaire au cours du procédé de fonderie. A l'origine de nature endogène et composée d'aluminates de chaux, cette dernière est supplantée au cours de la fusion par une forte pollution exogène composée de particules d'alumine sous forme d'écailles, de faible épaisseur de l'ordre de la dizaine de micromètres. Des mesures de rugosité, en surface des parois internes des creusets de fusion, ont confirmé que la pollution exogène était issue de mécanismes d'érosion de l'extrême surface de la paroi interne du creuset par l'écoulement du métal liquide. La présence de particules de silice n'a été qu'occasionnellement observée dans l'échantillonnage des particules analysées et ce, malgré une proportion de 30 % de silice au sein du creuset. Cela s'explique par le fait que la couche superficielle du creuset de fusion érodée ($< 500 \mu\text{m}$) est constituée majoritairement d'alumine.

Les analyses expérimentales effectuées ont permis de mettre en évidence que cette pollution exogène se localisait majoritairement en surface des bains.

Lors de la verse, l'ensemble de la pollution inclusionnaire est transférée dans le moule. En revanche, il a été constaté que cette phase de verse est responsable d'une dispersion en volume des inclusions au sein du bain après coulée. La hauteur de verse ainsi que l'impact du jet de coulée sur le filtre en mousse de céramique entraînent une fragmentation du radeau inclusionnaire. Il en résulte une diminution de l'efficacité de filtration (estimée à 64 %) et une dispersion des particules de taille inférieure à $300 \mu\text{m}$ au sein des bains après coulée.

Concernant la partie numérique de l'étude, il a été nécessaire de mettre en oeuvre trois modèles distincts afin de pouvoir évaluer le comportement des particules au sein du bain liquide durant la phase de maintien en température. Un premier modèle a été consacré à l'étude des phénomènes électromagnétiques. Un second modèle décrit l'écoulement du métal liquide en utilisant comme données d'entrée la distribution des forces électromagnétiques, calculée par le premier modèle. Enfin, un troisième modèle s'attache à décrire le mouvement des particules au sein du bain métallique en employant comme données d'entrée la distribution des vecteurs vitesse et des grandeurs de la turbulence, calculée par le modèle hydrodynamique.

Au cours de notre démarche numérique, nous nous sommes attachés à prendre en compte, d'une part la déformation de surface du bain liquide en forme de dôme, et d'autre part la forme caractéristique (parallélépipédique) des particules d'alumine entraînant une modification du coefficient de traînée. Ce dernier point a un impact important sur le comportement des particules d'alumine, et explique les temps de séjour de ces particules au sein du bain relativement similaires aux particules globulaires d'aluminate de chaux pourtant de dimensions très inférieures.

Les résultats fournis par le modèle de trajectographie nous ont permis de constater que les deux pollutions inclusionnaires sont majoritairement capturées en surface des bains liquides (taux de capture de 96 % pour les aluminates de chaux et de 92 % pour les aluminés). Le reste des particules est immobilisé par le champ magnétique en périphérie du bain contre la paroi du creuset. Il a été mis en avant que la sensibilité d'une particule aux fluctuations turbulentes de l'écoulement du métal est fortement dépendante de son diamètre.

La prédiction de la proportion de particules capturées en surface du métal liquide au cours de la phase de maintien en température de 60 s est relativement satisfaisante au vu de la comparaison effectuée avec les résultats expérimentaux.

Cependant, il est important de rappeler que les résultats présentés dans ce manuscrit s'appuient sur une initialisation des calculs pour une population de particule fixée en nombre. Les résultats expérimentaux mettent en évidence une alimentation constante du bain en particules d'alumine, issues de mécanismes d'érosion du creuset de fusion. Il a été montré, dans ce dernier cas, que le modèle permet de prédire de manière satisfaisante les observations expérimentales réalisées au cours de la phase de maintien en température.

Cette alimentation explique en partie la présence de particules d'alumine détectées au sein des bains solidifiés, ces particules y ont été introduites régulièrement et une partie d'entre elles n'ont pu être capturées en surface avant 60 s. Cette proportion de particules au sein du bain est bien évidemment complétée par l'action d'immobilisation par le champ magnétique d'une faible population de particules supplémentaires.

Perspectives

Pour proposer des solutions permettant d'améliorer la propreté inclusionnaire au cours du procédé de fonderie, il faut agir sur la forte pollution du bain issue du creuset. Il serait normal de consacrer de nouvelles études concernant l'impact des conditions opératoires sur la propreté inclusionnaire. Les premières conditions à étudier seraient bien évidemment la nature du creuset de fusion au vue de sa forte implication dans la pollution du bain, mais aussi l'intensité du courant dans l'inducteur, responsable du brassage du bain liquide qui est à l'origine de l'érosion du creuset de fusion. Une autre direction de travail pourrait concerner

la phase de verse du bain liquide, qui entraîne une diminution en taille des particules d'alumine et une efficacité moindre du filtre. Il serait intéressant de modifier la hauteur de verse ainsi que la méthode de filtration mise en place en proposant par exemple des filtrations multiples au cours de la verse du bain.

Enfin, il serait également nécessaire de réfléchir à des solutions d'élimination du radeau inclusionnaire avant la phase de verse, par exemple par la mise en place d'un dispositif mécanique permettant de retenir le radeau avant la verse.

Concernant la partie numérique, les perspectives proposées peuvent être multiples. Nous allons nous focaliser sur trois points particuliers.

Premièrement, il serait souhaitable d'établir une validation plus approfondie des différents modèles développés au cours de ce travail (en particulier le modèle électromagnétique dont les prédictions conditionnent les résultats de l'ensemble de notre démarche).

Il serait également intéressant d'introduire une description plus fine du comportement des particules, une fois capturées en surface du bain. Actuellement, la condition à la limite en place en surface du bain impose une capture des particules systématique dès leur contact avec la surface. Un travail supplémentaire devrait s'attacher à décrire le transport des particules au voisinage de la surface et les interactions des particules sur la surface.

Enfin, il serait intéressant de pouvoir modéliser numériquement l'ensemble du procédé industriel afin d'étudier le comportement des particules jusqu'à la phase de verse ainsi qu'au sein du bain filtré en cours de solidification. Une prise en compte de la procédure de filtration en profondeur reste cependant une des phases délicates d'un tel travail.

Références

- [1] P. Caron, « Superalliages pour Turbine : Alliages pour Aubes et pour Disques », conférence GEDEPEON, Perpignan, France, 2003.
- [2] J. P. Ferte, « Assemblage Métallurgique dans la Construction des Turboréacteurs », Techniques de l'Ingénieur, no. BM7778, 2006.
- [3] Y. Honnorat, « Recent Breakthroughs in Nickel Base Superalloys », Le Journal de Physique IV, vol. 3, p. 297–323, 1993..
- [4] P. Caron et T. Khan, « Evolution of Ni-Based Superalloys for Single Crystal Gas Turbine Blade Applications », Aerospace Science and Technology, vol. 3, no. 8, p. 513–523, 1999
- [5] Y. Itoh, M. Saitoh et Y. Ishiwata, « Influence of High-Temperature Protective Coatings on the Mechanical Properties of Nickel-Based Superalloys », Journal of Materials Science, vol. 34, no. 16, p. 3957–3966, 1999.
- [6] D. MacLachlan et D. Knowles, « Fatigue Behaviour and Lifting of two Single Crystal Superalloys », Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures, vol. 24, no. 8, p. 503–521, 2001.
- [7] G. Swanson, « Effect of Crystal Orientation on Fatigue Failure of Single Crystal Nickel Base Turbine Blade Superalloys », Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, vol. 124, p. 161, 2002.
- [8] J. C. Doriath et S. Prigent, « Fonderie de Précision à Modèle Perdu _ Application aux Superalliages », Techniques de l'Ingénieur. Matériaux Métalliques, no. M3580, 2007.
- [9] D. Furrer et H. Fecht, « Ni-Based Superalloys for Turbine Discs », Journal of the Minerals, Metals and Materials Society, vol. 51, no. 1, p. 14–17, 1999.
- [10] A. Pineau, « Alliages Métalliques pour Conditions Extrêmes », 281^{ème} conférence de l'Université de tous les savoirs, Lyon, France, 2000.
- [11] P. Meury, R. Molins et A. Gosset, « Définition d'un Nouvel Alliage Métallique Pour la Réalisation d'Étalons de Masse Secondaires », 12^{ème} Congrès International de Métrologie, Lyon, France, 2005.
- [12] P. Cuenin, « Métallurgie des Alliages de Fonderie », Techniques de l'Ingénieur. Matériaux Métalliques, no. M3520, 1996.
- [13] Published by the Center for Metal Production, an EPRI Sponsored R&D Applications Center, « Vacuum Induction Melting Technologies », vol. 3, no. 3, 1987.
- [14] S. Yanqing, G. Jingjie et D. Hongsheng, « Water-Cooling Crucible Vacuum Induction Melting α -TiAl Based Alloys », The Transactions of Nonferrous Metals Society of China, vol. 8, no. 1, p. 69–72, 1998.
- [15] J. Chone, J. L. Jacquot et G. Lesoult, « Coulée Continue de l'Acier: Aspects Métallurgiques », Techniques de l'Ingénieur. Matériaux Métalliques, no. M7810, 2004.
- [16] J. M. Masson, « Élaboration de l'Acier Moulé: Fours de Fusion », Techniques de l'Ingénieur. Matériaux Métalliques, no. M3623, 2005.
- [17] P. Gillon, « L'Apport des Champs Magnétiques et Electromagnétiques Dans les Procédés d'Elaboration des Matériaux Massifs », Ecole d'Été " Elaboration des Matériaux et Génie des Procédés", St Pierre d'Oléron, France, p. 301–316, 2005.
- [18] Y. Fautrelle, D. Perrier et J. Etay, « Free Surface Controlled by Magnetic Fields », Journal of the Iron and Steel Institute of Japan, International, vol. 43, no. 6, p. 801–806, 2003.
- [19] J. M. Masson, « Fonderie et Moulage de l'Acier: Cas Pratiques », Techniques de l'Ingénieur. Matériaux Métalliques, no. M3626, 2005.
- [20] P. Mohanty, F. Samuel et J. Gruzleski, « Studies on Addition of Inclusions to Molten Aluminum Using a Novel Technique », Metallurgical and Materials Transactions B, vol. 26, no. 1, p. 103–109, 1995.
- [21] A. Pokorny et J. Pokorny, « Inclusions non Métalliques dans l'Acier », Techniques de

l'Ingénieur. Matériaux Métalliques, no. M220, 1998.

[22] L. Holappa et A. Helle, « Inclusion Control in High-Performance Steels », *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 53, no. 1–2, p. 177–186, 1995.

[23] Y. Payandeh et M. Soltanieh, « Oxide Inclusions at Different Steps of Steel Production », *Journal of Iron and Steel Research, International*, vol. 14, no. 5, p. 39–46, 2007.

[24] Y. Murakami et M. Endo, « Effects of Defects, Inclusions and Inhomogeneities on Fatigue Strength », *International Journal of Fatigue*, vol. 16, no. 3, p. 163–182, 1994.

[25] M. Bučko et W. Pyda, « Effect of Inclusion Size on Mechanical Properties of Alumina Toughened Cubic Zirconia », *Journal of Materials Science*, vol. 40, no. 19, p. 5191–5198, 2005.

[26] M. Gäumann, R. Trivedi et W. Kurz, « Nucleation Ahead of the Advancing Interface in Directional Solidification », *Materials Science and Engineering: A*, vol. 226–228, p. 763–769, 1997.

[27] X. Yang, D. Ness, P. D. Lee et N. D'Souza, « Simulation of Stray Grain Formation During Single Crystal Seed Melt-Back and initial Withdrawal in the Ni-Base Superalloy CMSX-4 », *Materials Science and Engineering: A*, vol. 413–414, p. 571–577, 2005.

[28] Y. Z. Zhou, A. Volek et N. R. Green, « Mechanism of Competitive Grain Growth in Directional Solidification of a Ni-Base Superalloy », *Acta Materialia*, vol. 56, no. 11, p. 2631–2637, 2008.

[29] J. W. Park, S. Babu, J. Vitek, E. Kenik et S. David, « Stray Grain Formation in Single Crystal Ni-base Superalloy Welds », *Journal of Applied Physics*, vol. 94, p. 4203, 2003.

[30] G. Lesoult, « Solidification - Cristallisation et Microstructures », *Techniques de l'Ingénieur. Matériaux Métalliques*, no. M58, 1986.

[31] S. Maropoulos et N. Ridley, « Inclusions and Fracture Characteristics of HSLA Steel Forgings », *Materials Science and Engineering A*, vol. 384, no. 1–2, p. 64–69, 2004.

[32] O. Elkoca et H. Cengizler, « Cracking During Cold Forming Process of Rear Brake Component », *Engineering Failure Analysis*, vol. 15, no. 4, p. 295–301, 2008.

[33] T. Baker et J. Charles, « Effect of Second-Phase Particles on the Mechanical Properties of Steel », *Iron and Steel Institute*, vol. 79, 1971.

[34] R. Kiessling, « Influence of Nonmetallic Inclusions on the Properties of Steel », *Journal of Metals*, vol. 21, no. 10, p. 48–54, 1969.

[35] E. Fuchs et P. Jonsson, « Inclusion Characteristics in Bearing Steel and During Ingot Casting », *High Temperature Materials and Processes*, vol. 19, no. 5, p. 333–344, 2000.

[36] J. M. Hyzak et I. M. Bernstein, « The Effect of Defects on the Fatigue Crack Initiation Process in Two p/m Superalloys : Part I. Fatigue Origins », *Metallurgical and Materials Transactions A*, vol. 13, no. 1, p. 33–43, 1982.

[37] T. Denda, P. L. Bretz et J. K. Tien, « Inclusion Size Effect on the Fatigue Crack Propagation Mechanism and Fracture Mechanics of a Superalloy », *Metallurgical and Materials Transactions A*, vol. 23, no. 2, p. 519–526, 1992.

[38] D. Leenov et A. Kolin, « Theory of Electromagnetophoresis. I. Magnetohydrodynamic Forces Experienced by Spherical and Symmetrically Oriented Cylindrical Particles », *The Journal of Chemical Physics*, vol. 22, p. 683, 1954.

[39] S. Taniguchi et J. K. Brimacombe, « Application of Pinch Force to the Separation of Inclusion Particles From Liquid Steel », *Journal of the Iron and Steel Institute of Japan, International*, vol. 34, no. 9, p. 722–731, 1994.

[40] D. Shu, B. Sun, K. Li, T. Li, Z. Xu et Y. Zhou, « Continuous Separation of Nonmetallic Inclusions From Aluminum Melt Using Alternating Magnetic Field », *Materials Letters*, vol. 55, no. 5, p. 322–326, 2002.

[41] K. Takahashi et S. Taniguchi, « Electromagnetic Separation of Nonmetallic Inclusion from Liquid Metal by Imposition of High Frequency Magnetic Field », *Journal of the Iron and Steel Institute of Japan, International*, vol. 43, no. 6, p. 820–827, 2003.

[42] K. I. Uemura, M. Takahashi, S. Koyama et M. Nitta, « Filtration Mechanism of Non-Metallic Inclusions In Steel by Ceramic Loop Filter », *Journal of the Iron and Steel Institute of Japan, International*, vol. 32, no. 1, p. 150–156, 1992.

- [43] F. Chen, X. Huang, Y. Wang, Y. Zhang et Z. Hu, « Investigation on Foam Ceramic Filter to Remove Inclusions in Revert Superalloy », *Materials Letters*, vol. 34, no. 3–6, p. 372–376, mars 1998.
- [44] L. Zhang et B. G. Thomas, « State of the Art in Evaluation and Control of Steel Cleanliness », *Journal of the Iron and Steel Institute of Japan, International*, vol. 43, no. 3, p. 271–291, 2003.
- [45] S. Babu, « Model for Inclusion Formation in Low Alloy Steel Welds », *Science and Technology of Welding and Joining*, vol. 4, no. 5, p. 276–284, 1999.
- [46] I. H. Jung, S. A. Decker et A. D. Pelton, « Computer Applications of Thermodynamic Databases to Inclusion Engineering », *Journal of the Iron and Steel Institute of Japan, International*, vol. 44, no. 3, p. 527–536, 2004.
- [47] P. Thornton, « The Influence of Nonmetallic Inclusions on the Mechanical Properties of Steel: A Review », *Journal of Materials Science*, vol. 6, no. 4, p. 347–356, 1971.
- [48] A. Toro, F. Zhou, M. H. Wu, W. Van Geertruyden et W. Z. Misiolek, « Characterization of Non-Metallic Inclusions in Superelastic NiTi Tubes », *Journal of Materials Engineering and Performance*, vol. 18, no. 5, p. 448–458, 2009.
- [49] D. Hsu, J. Rose et D. Thompson, « Reconstruction of Inclusions in Solids Using Ultrasonic Born Inversion », *Journal of Applied Physics*, vol. 55, no. 1, p. 162–168, 1984.
- [50] H. Splettstosser et H. Seemann, « Application of Fluorescence X-Rays to Metallurgical Microradiography », *Journal of Applied Physics*, vol. 23, no. 11, p. 1217–1222, 1952.
- [51] C. Shamblen, S. Culp et R. Lober, « Superalloy Cleanliness Evaluation Using the EB Button Melt Test », in *Vacuum Metallurgy Conference*, 1984, p. 145–159.
- [52] Y. Nuri et K. Umezawa, « Development of Separation and Evaluation Technique of Non-metallic Inclusions in Steel by Electron Beam Melting », *Journal of the Iron and Steel Institute of Japan, International*, vol. 75, no. 10, p. 1897–1904, 1989.
- [53] D. Cormier, O. Harrysson et H. West, « Characterization of High Alloy Steel Produced via Electron Beam Melting », *Rapid Prototyping Journal*, vol. 10, no. 1, p. 35–41, 2004.
- [54] J. Pires, J. Otubo, A. Braga et P. Mei, « The Purification of Metallurgical Grade Silicon by Electron Beam Melting », *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 169, no. 1, p. 16–20, 2005.
- [55] T. Mansfield, « Ultrasonic Technology for Measuring Molten Aluminium Quality », *Journal of Metals*, vol. 34, no. 9, p. 54–57, 1982.
- [56] S. Makarov, R. Ludwig et D. Apelian, « Electromagnetic Visualization Technique for Non-Metallic Inclusions in a Melt », *Measurement Science and Technology*, vol. 10, p. 1047, 1999.
- [57] A. Mitchell, « Melting and Refining of Superalloys and Titanium Alloys », *Journal of the Iron and Steel Institute of Japan, International*, vol. 32, no. 5, p. 557–562, 1992.
- [58] P. Vank et M. Kadeková, « Melt Convection Driven by Electrodynamical Forces From Induction Heating », *Journal of Crystal Growth*, vol. 63, no. 1, p. 191–196, 1983.
- [59] P. Marty et L. Martin-Witkowski, « Contrôle de la Convection Marangoni Thermique dans les Procédés de Bombardement Electronique », *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 39, no. 2, p. 285–294, 2000.
- [60] C. Limmaneevichitr et S. Kou, « Visualization of Marangoni Convection in Simulated Weld Pools », *Welding Journal*, vol. 79, no. 5, p. 126, 2000.
- [61] G. Goldschmied, E. Tschegg et A. Schuler, « Electron Beam Surface Melting-Numerical Calculation of the Melt Geometry and Comparison With Experimental Results », *Journal of Applied Physics*, vol. 23, p. 1686, 1990.
- [62] P. Quested, D. Hayes et K. Mills, « Factors Affecting Raft Formation in Electron Beam Buttons », *Materials Science and Engineering: A*, vol. 173, no. 1–2, p. 369–375, 1993.
- [63] ASM Handbook, *Metallography and Microstructures*, vol. 9, 2004.
- [64] P. A. Meury, « Alliages Métalliques Pour l'Etalon de Masse de la Balance du Watt et des Références Secondaires », Thèse de l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2005.
- [65] B. Lallement, « Effet de la Profondeur d'Immersion du Thermocouple sur la Mesure

- de la Température du Bain », Rapport Interne SNECMA Gennevilliers, service ITKFM, 2008.
- [66] D. Jerebtsov et G. Mikhailov, « Phase Diagram of CaO - Al₂O₃ System », *Ceramics International*, vol. 27, no. 1, p. 25–28, 2001.
- [67] T. Braun, J. Elliott et M. Flemings, « The Clustering of Alumina Inclusions », *Metallurgical and Materials Transactions B*, vol. 10, no. 2, p. 171–184, 1979.
- [68] H. Yin, H. Shibata, T. Emi et M. Suzuki, « In-Situ Observation of Collision, Agglomeration and Cluster Formation of Alumina Inclusion Particles on Steels Melts », *Journal of the Iron and Steel Institute of Japan International*, vol. 37, no. 10, p. 936–945, 1997.
- [69] H. Yin, H. Shibata, T. Emi et M. Suzuki, « Characteristics of Agglomeration of Various Inclusion Particles on Molten Steel Surface », *Journal of the Iron and Steel Institute of Japan International*, vol. 37, no. 10, p. 946–955, 1997.
- [70] J. Visser, « Van der Waals and Other Cohesive Forces Affecting Powder Fluidization », *Powder Technology*, vol. 58, no. 1, p. 1–10, 1989.
- [71] D. Chan et J. Henry, « The Interaction of Colloidal Particles Collected at Fluid Interfaces », *Journal of Colloid and Interface Science*, vol. 79, no. 2, p. 410–418, 1981.
- [72] J. Lucassen, « Capillary Forces Between Solid Particles in Fluid Interfaces », *Colloids and Surfaces*, vol. 65, no. 2–3, p. 131–137, 1992.
- [73] P. Kralchevsky, V. Paunov, I. Ivanov et K. Nagayama, « Capillary Meniscus Interaction Between Colloidal Particles Attached to a Liquid-Fluid Interface », *Journal of Colloid and Interface Science*, vol. 151, no. 1, p. 79–94, 1992.
- [74] A. De Lazzer, M. Dreyer et H. Rath, « Particle_Surface Capillary Forces », *Langmuir*, vol. 15, no. 13, p. 4551–4559, 1999.
- [75] K. Hinsch, « Holographic Study of Liquid Surface Deformations Produced by Floating Particles », *Journal of Colloid and Interface Science*, vol. 92, no. 1, p. 243–255, 1983.
- [76] A. Salman, C. Biggs, J. Fu, I. Angyal, M. Szabo et M. Hounslow, « An Experimental Investigation of Particle Fragmentation Using Single Particle Impact Studies », *Powder Technology*, vol. 128, no. 1, p. 36–46, 2002.
- [77] S. Antonyuk, M. Khanal, J. Tomas, S. Heinrich et L. Morl, « Impact Breakage of Spherical Granules: Experimental Study and DEM Simulation », *Chemical Engineering and Processing*, vol. 45, no. 10, p. 838–856, 2006.
- [78] C. Thornton, M. Ciomocos et M. Adams, « Numerical Simulations of Agglomerate Impact Breakage », *Powder Technology*, vol. 105, no. 1–3, p. 74–82, 1999.
- [79] R. Moreno-Atanasio et M. Ghadiri, « Mechanistic Analysis and Computer Simulation of Impact Breakage of Agglomerates: Effect of Surface Energy », *Chemical Engineering Science*, vol. 61, no. 8, p. 2476–2481, 2006.
- [80] P. Toneva et W. Peukert, « A General Approach for the Characterization of Fragmentation Problems », *Advanced Powder Technology*, vol. 18, no. 1, p. 39–51, 2007.
- [81] Z. Tong, R. Yang, A. Yu, S. Adi et H. Chan, « Numerical Modelling of the Breakage of Loose Agglomerates of Fine Particles », *Powder Technology*, vol. 196, no. 2, p. 213–221, 2009.
- [82] L. Liu, K. Kafui et C. Thornton, « Impact Breakage of Spherical, Cuboidal and Cylindrical Agglomerates », *Powder Technology*, vol. 199, no. 2, p. 189–196, 2010.
- [83] S. Aman, J. Tomas et H. Kalman, « Breakage Probability of Irregularly Shaped Particles », *Chemical Engineering Science*, vol. 65, no. 5, p. 1503–1512, 2010.
- [84] A. Umbrashko, E. Baake, B. Nacke et A. Jakovics, « Modeling of the Turbulent Flow in Induction Furnaces », *Metallurgical and Materials Transactions B*, vol. 37, p. 831–838, oct. 2006.
- [85] D. Gosset, « Modélisation des Transferts de Matière et de la Précipitation Inclusionnaire Lors de L'Elaboration du Marphy 17 au Four à Induction Sous Vide », Thèse de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, 1993.
- [86] K. Im et Y. Mochimaru, « Numerical Analysis on a Flow Field of Liquid Metals Under a Magnetic Field, Using a Spectral Finite Difference Scheme », *Japan Society Mechanical Engineering International Journal Series B*, vol. 46, p. 349–355, 2003.
- [87] A. Bojarevics, V. Bojarevics, J. Gelfgat et K. Pericleous, « Liquid Metal Turbulent Flow

- Dynamics in a Cylindrical Container With Free Surface _ Experiment and Numerical Analysis », *Magnetohydrodynamics*, 35 (3), p. 258–277, 1999.
- [88] R. Schwarze et F. Obermeier, « Modelling of Unsteady Electromagnetically Driven Recirculating Melt Flows », *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering*, vol. 12, p. 985–993, 2004.
- [89] R. Matas, B. Ulrych et I. Doležel, « Velocity Field in Molten Metal at Electromagnetic Stirring in Cylindrical Crucible », *Proceedings of V International Workshop « Computational Problems of Electrical Engineering »*, Lviv, Ukraine, 2003.
- [90] L. Basquin-Petitnicolas, « Etude Expérimentale et Modélisation Mathématique des Cinétiques de Nitruration et de Dénitruration des Alliages Ni-Cr Liquides », Thèse de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, 1996.
- [91] Y. Delannoy, C. Alemany, K. I. Li, P. Proulx et C. Trassy, « Plasma-Refining Process to Provide Solar-Grade Silicon », *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 72, no. 1, p. 69–75, 2002.
- [92] G. Henneberger, P. K. Sattler, D. Shen et W. Hadrys, « Coupling of Magnetic and Fluid Flow Problems and its Application in Induction Melting Apparatus », *Institute of Electrical and Electronics Engineers Transactions on Magnetics*, vol. 29, p. 1589–1594, 1993.
- [93] H. Fukumoto, Y. Hosokawa, K. Ayata et M. Morishita, « Numerical Simulation of Meniscus Shape Considering Internal Flow Effects », *Magnetohydrodynamics in Process Metallurgy*, p. 21–26, 1992.
- [94] X. R. Zhu, R. A. Harding et J. Campbell, « Electromagnetic Confinement Including the Dynamic Effect Due to Melt Flow », *ISIJ international*, vol. 39, p. 1–9, 1999.
- [95] R. Kageyama et J. Evans, « A Mathematical Model for the Dynamic Behavior of Melts Subjected to Electromagnetic Forces_Part I_Model Development and Comparison of Predictions With Published Experimental Results », *Metallurgical and Materials Transactions B*, vol. 29, no. 4, p. 919–928, 1998.
- [96] I. M. Cohen et P. K. Kundu, *Fluid Mechanics*, Fourth Edition, 4e éd. Academic Press, 2008.
- [97] P. Pascal et B. Oesterle, « On The Dispersion of Discrete Particles Moving in a Turbulent Shear Flow », *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 26, no. 2, p. 293–325, 2000.
- [98] S. Lain, M. Sommerfeld et J. Kussin, « Experimental Studies and Modelling of Four-Way Coupling in Particle-Laden Horizontal Channel Flow », *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 23, no. 5, p. 647–656, 2002.
- [99] G. Lipari, D. D. Apsley et P. K. Stansby, « Numerical Particle Tracking Studies in a Turbulent Round Jet », *Particle-Laden Flow, ERCOFTAC Series*, vol. 11, p. 207–219, 2007.
- [100] Q. Yuan, B. G. Thomas et S. Vanka, « Study of Transient Flow and Particle Transport in Continuous Steel Caster Molds _ Part II Particle Transport », *Metallurgical and Materials Transactions B*, vol. 35, no. 4, p. 703–714, 2004.
- [101] Q. Yuan et B. G. Thomas, « Transport and Entrapment of Particles in Continuous Casting of Steel », *3rd International Congress on Science & Technology of Steelmaking*, USA, Charlotte, 2005.
- [102] Z. Meijie, G. Huazhi, H. Ao, Z. Hongxi et D. Chengji, « Numerical Simulation and Industrial Practice of Inclusion Removal From Molten Steel by Gas Bottom-Blowing in Continuous Casting Tundish », *Journal of Mining and Metallurgy, Section B: Metallurgy*, p. 137–147, 2011.
- [103] H. Lei et J. C. He, « A Dynamic Model of Alumina Inclusion Collision Growth in the Continuous Caster », *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 352, no. 36–37, p. 3772–3780, 2006.
- [104] T. Toh, H. Yamamura, M. Wakoh et E. Takeuchi, « Inclusion Behavior in Cold Crucible Levitation Melting and its Application to Cleanliness Evaluation », *Proceedings of the 4th International Conference on Electromagnetic Processing Materials*, Lyon, France, 2003, p. 226–231.
- [105] M. Kirpo, A. Jakovics, B. Nacke et E. Baake, « Particle Transport in Recirculated EM

- Driven Liquid Metal Flows », *The International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering*, vol. 27, no. 2, p. 377–386, 2008.
- [106] V. Bojarevics, K. Pericleous et R. Brooks, « Dynamic Model for Metal Cleanness Evaluation by Melting by Melting in a Cold Crucible », *Metallurgical and Materials Transactions B*, vol. 40, no. 3, p. 328–336, 2009.
- [107] D. I. Graham et P. W. James, « Turbulent Dispersion of Particles Using Eddy Interaction Models », *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 22, no. 1, p. 157–175, févr. 1996.
- [108] C. Crowe, R. Gore et T. Troutt, « Particle Dispersion by Coherent Structures in Free Shear Flows », *Particulate Science and Technology*, vol. 3, no. 3–4, p. 149–158, 1985.
- [109] P. Salamon, D. Fernández-García et J. J. Gómez-Hernández, « A Review and Numerical Assessment of the Random Walk Particle Tracking Method », *Journal of Contaminant Hydrology*, vol. 87, no. 3–4, p. 277–305, 2006.
- [110] A. Petrisans, « Sur les Modèles Stochastiques Lagrangiens de Suivi de Particules Dans un Champ Turbulent et Leur Application en Ecoulements Gaz-Solide Confinés », Thèse de l'UHP - Université Henri Poincaré, 2001.
- [111] J. Barbier, Y. Fautrelle, J. Evans et P. Cremer, « Numerical Simulation of Induction Heated Furnaces », *Journal de Mécanique Théorique Appliquée*, vol. 1, no. 3, p. 533–556, 1982.
- [112] E. Taberlet et Y. Fautrelle, « Turbulent Stirring in an Experimental Induction Furnace », *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 159, p. 409–31, 1985.
- [113] Y. I. Dutchak, V. Y. Prokhorenko et E. Ratushnyak, « Resistivity of The Ternary In-Ga-Sn Eutectic System Near the Melting Point », *Russian Physics Journal*, vol. 13, no. 7, p. 937–939, 1970.
- [114] C. Vives et R. Ricou, « Fluid Flow Phenomena in a Single Phase Coreless Induction Furnace », *Metallurgical and Materials Transactions B*, vol. 16, no. 2, p. 227–235, 1985.
- [115] R. Ernst, « Diagnostic Electrotechnique Fours de Fusion ITKF », Rapport Snecma Gennevilliers, Laboratoire SIMAP EPM / CNRS - INPG ENSHMG, 2007.
- [116] J. L. Bretonnet, « Conductivité Electrique des Métaux Liquides », *Techniques de l'Ingénieur. Matériaux métalliques*, no. M69, 2005.
- [117] A. I. H. Committee, « Properties and Selection : Iron, Steels and High Performance Alloys », *ASM Metals Handbook Tenth Edition*, vol. 1, p. 870-871, 1990.
- [118] T. Quatravaux, « Evolution de la Modélisation du Procédé VAR - Contribution à la Description de la Dispersion Inclusionnaire Dans le Puits Liquide et à la Prévention de Défauts de Solidification », Thèse de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, 2004.
- [119] W. Xu et Q. Chen, « A Two-Layer Turbulence Model for Simulating Indoor Airflow : Part I. Model Development », *Energy and Buildings*, vol. 33, no. 6, p. 613–625, 2001.
- [120] V. Y. Prokhorenko, V. Roshchupkin, M. Pokrasin, S. Prokhorenko et V. Kotov, « Liquid Gallium: Potential Uses as a Heat-Transfer Agent », *High Temperature*, vol. 38, no. 6, p. 954–968, 2000.
- [121] P. G. Saffman et J. Turner, « On the Collision of Drops in Turbulent Clouds », *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 1, no. 01, p. 16–30, 1956.
- [122] A. Pétrissans, A. Taniere et B. Oesterlé, « Effects of Nonlinear Drag and Negative Loop Correlations on Heavy Particle Motion in Isotropic Stationary Turbulence Using a New Lagrangian Stochastic Model », *Aerosol Science and Technology*, vol. 36, no. 9, p. 963–971, 2002.
- [123] M. Kirpo, A. Jakovics, E. Baake et B. Nacke, « Particle Transport in Recirculated EM Driven Liquid Metal Flows », *Proceeding of the International Scientific Colloquium, Allemagne, Hannovre*, p. 249–255, 2008.
- [124] G. Ghazal, « Etude de la Propreté Inclusionnaire Dans les Lingots VAR – Application aux Alliages de Titane », Thèse de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, 2010.
- [125] S. Morsi et A. Alexander, « An Investigation of Particle Trajectories in Two-Phase Flow Systems », *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 55, no. 2, p. 193–208, 1972.
- [126] P. G. Saffman, « The Lift on a Small Sphere in a Slow Shear Flow », *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 22, no. 02, p. 385–400, 1965.

- [127] R. Mei, « An Approximate Expression for the Shear Lift Force on a Spherical Particle at Finite Reynolds Number », *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 18, no. 1, p. 145–147, 1992.
- [128] C. Yin, L. Rosendahl, S. Knudsen Kær et H. Sorensen, « Modelling the Motion of Cylindrical Particles in a Nonuniform Flow », *Chemical Engineering Science*, vol. 58, no. 15, p. 3489–3498, 2003.
- [129] A. Hölzer et M. Sommerfeld, « Lattice Boltzmann Simulations to Determine Drag, Lift and Torque Acting on Non-Spherical Particles », *Computers and Fluids*, vol. 38, no. 3, p. 572–589, 2009.
- [130] S. Karanfilian et T. Kotas, « Drag on a Sphere in Unsteady Motion in a Liquid at Rest », *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 87, p. 85–96, 1978.
- [131] J. Szekely, « *Fluid Flow Phenomena in Metals Processing* », Academic Press, 1979.
- [132] C. T. Crowe, M. Sommerfeld et Y. Tsuji, « *Multiphase Flows with Droplets and Particles* », CRC Press, 1998.
- [133] E. E. Michaelides, « *Particles, Bubbles & Drops: Their Motion, Heat And Mass Transfer* », World Scientific Publishing, 2006.
- [134] A. Xayasenh, L. Joly et H. Duval, « Direct Numerical Simulation of Inclusion Turbulent Deposition at Liquid Metal/Slag Interface », *Symposium CFD Modeling and Simulation in Materials Processing*, TMS Annual meeting, Orlando USA, 2012.
- [135] H. Brenner, « The Slow Motion of a Sphere Through a Viscous Fluid Towards a Plane Surface », *Chemical Engineering Science*, vol. 16, no. 3–4, p. 242–251, 1961.
- [136] A. Maude, « The Movement of a Sphere in Front of a Plane at Low Reynolds Number », *British Journal of Applied Physics*, vol. 14, p. 894, 1963.
- [137] H. Faxen, « Die Bewegung Einer Starren Kugel Langs der Asche Eines mit Zahrer Flüssigkeit Gefüllten Rohres », *Arkiv för Matematik, Astronomi och Fysik*, vol. 17, p. 1–28, 1923.
- [138] P. Warszynski, « Coupling of Hydrodynamic and Electric Interactions in Adsorption of Colloidal Particles », *Advances in Colloid and Interface Science*, vol. 84, no. 1–3, p. 47–142, 2000.
- [139] M. O'Neill, « A Slow Motion of Viscous Liquid Caused by a Slowly Moving Solid Sphere », *Mathematika*, vol. 11, no. 1, p. 67–74, 1964.
- [140] R. G. Cox et H. Brenner, « The Slow Motion of a Sphere Through a Viscous Fluid Towards a Plane Surface—II Small Gap Widths, Including Inertial Effects », *Chemical Engineering Science*, vol. 22, no. 12, p. 1753–1777, 1967.
- [141] Z. Adamczyk, M. Adamczyk et T. Van de Ven, « Resistance Coefficient of a Solid Sphere Approaching Plane and Curved Boundaries », *Journal of Colloid and Interface Science*, vol. 96, no. 1, p. 204–213, 1983.
- [142] K. Malysa et T. Van De Ven, « Rotational and Translational Motion of a Sphere Parallel to a Wall », *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 12, no. 3, p. 459–468, 1986.
- [143] B. Oesterlé, « *Écoulements Multiphasiques: des Fondements aux Méthodes d'Ingénierie* », Hermes Science Publications, 2006.
- [144] G. Segre et A. Silberberg, « Behavior of Macroscopic Rigid Spheres in Poiseuille Flow », *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 14, p. 115, 1962.
- [145] D. Shu, T. X. Li, B. D. Sun, J. Wang et Y. H. Zhou, « Study of Electromagnetic Separation of Nonmetallic Inclusions From Aluminum Melt », *Metallurgical and Materials Transactions A*, vol. 30, p. 2979–2988, 1999.
- [146] J. Militzer, J. Kan, F. Hamdullahpur, P. Amyotte et A. Al Taweel, « Drag Coefficient for Axisymmetric Flow Around Individual Spheroidal Particles », *Powder Technology*, vol. 57, no. 3, p. 193–195, 1989.
- [147] R. Shail et D. Norton, « On the Slow Broadside Motion of a Thin Disc Along the Axis of a Fluid-Filled Circular Duct », *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 1969, vol. 65, p. 793.
- [148] A. Haider et O. Levenspiel, « Drag Coefficient and Terminal Velocity of Spherical and Nonspherical Particles », *Powder Technology*, vol. 58, no. 1, p. 63–70, 1989.

-
- [149] T. L. Thompson et N. Clark, « A Holistic Approach to Particle Drag Prediction », *Powder Technology*, vol. 67, no. 1, p. 57–66, 1991.
- [150] G. H. Ganser, « A Rational Approach to Drag Prediction of Spherical and Nonspherical Particles », *Powder Technology*, vol. 77, no. 2, p. 143–152, 1993.
- [151] A. Hölzer et M. Sommerfeld, « New Simple Correlation Formula for the Drag Coefficient of Non-Spherical Particles », *Powder Technology*, vol. 184, no. 3, p. 361–365, 2008.
- [152] A. Khan et J. Richardson, « The Resistance To Motion of a Solid Sphere in a Fluid », *Chemical Engineering Communications*, vol. 62, no. 1–6, p. 135–150, 1987.

Annexe A

JMEPEG
DOI: 10.1007/s11665-012-0153-z

©ASM International
1059-9495/\$19.00

Inclusion Behavior During the Electron Beam Button Melting Test

J.P. Bellot, B. Defay, J. Jourdan, P. Chapelle, and A. Jardy

(Submitted July 14, 2011)

The high mechanical performance of alloys developed for the manufacture of turbine disks depend upon the size and the number density of the inclusions. The electron beam button method has been practiced since the 1980s as a technique to quantify the cleanliness of the superalloys as well as to identify the nature and the size of the inclusions. The technique involves melting the sample into a hemispherical water-cooled crucible and the low density inclusions (mainly oxides) are concentrated by a combination of Marangoni and buoyancy forces into an area at the top surface of the button referred to as the raft. We have experimentally studied the behavior of oxide inclusions in special steels using both high definition video and infrared cameras. We have observed the inversion of the Marangoni effect due to the presence of sulfur, which leads to a positive temperature coefficient of the surface tension. A mathematical modeling has been carried out to simulate the turbulent fluid flow associated with the temperature field in the metallic pool of the button. The surface temperature profile has been successfully compared with the measured data. A post-processor numerical tool calculates the inclusion trajectories taking into account the turbulent fluctuation velocity by a stochastic approach. Hence, the behavior of a population of inclusions has been statistically studied, and the dependence of the capture efficiency on the inclusion size has been analyzed.

Keywords advanced characterization, aerospace, superalloys

1. Introduction

Since the end of the last century, the reduction of the weight of high performance materials together with the improvement of mechanical properties and the increase of the recycling of used metals have been new challenges which emphasize the importance of metal cleanliness. For various metallic materials [steel (Ref 1), aluminum (Ref 2, 3), titanium (Ref 4)...], noticeable research efforts in France have been made over the last decade with the aim of improving the efficiency of the liquid metal treatments to remove inclusions. The metal cleanliness is, however, difficult to quantify because it is defined as a distribution function of internal variables, such as the size, the composition, or even the porosity or the fractal dimension. Moreover, the very low volume fraction of inclusions in superclean materials (e.g., some special steels, nickel-based superalloys where the fraction can be lower than 1 ppm) and the small size of the inclusions (few μm) make the use of non-destructive methods for cleanliness evaluation such as the ultrasonic inspection inefficient.

For conventional steels, the universal assessment technique for inclusions remains quantitative metallography, following different standards: ASTM, DIN, or JST rating method. The

technique is based on either manual or automated visualization of representative area of the samples, and Hénault (Ref 5) has developed a statistical analysis of extreme values. The main drawback of the method appears to lie in the small volume examined. Indeed, as the number of inclusions in the material decreases, a larger volume of alloy must be examined to obtain results which have statistical significance and the analysis of large surfaces becomes rapidly time consuming. Large size inclusions are even more concerned by this drawback because the largest inclusions have the lowest frequency in the PSD (particle size distribution). Hence, in typical Maraging steel, the PSD indicates that the identification of the largest inclusions would require a sample volume of the order of 1 kg corresponding to the unrealistically large 2D examination area.

In this unsatisfactory situation, the electron beam button-melting (EBBM) is a potential alternative. This method had been initially used in the 1970s as a cleanliness assessment method for nickel-based superalloys and a tool to assist in the development of various melting techniques (VIM, ESR, and VAR) which were studied by Sutton and Clark (Ref 6) and Sutton and Mancuso (Ref 7). Among the studies published in the literature, a large part deals with the effect of surface-active elements (especially O or S) on the efficiency of the test to collect inclusions. Quested et al. (Ref 8) concluded that a proper raft formation is associated with melts having sulfur contents greater than 10 ppm. In the same way, Halali et al. (Ref 9) demonstrated that the addition of flux (oxides) leading to the reduction of sulfur content can reverse the Marangoni convection and modify the inclusion collection. In the present article, we will show and argue that new EBBM technology could lead to a contrasting conclusion. In addition, several studies have been performed to make the EBBM technique a standard method such as ASTM standard. Unfortunately, these attempts failed mainly because of the lack of the reproducibility

J.P. Bellot, J. Jourdan, P. Chapelle, and A. Jardy, Institut Jean Lamour (UMR 7198), Ecole des Mines de Nancy, 54042 Nancy Cedex, France; and B. Defay, Snecma Gennevilliers, Service YQGC, 171 quai Valmy—BP31, 92700 Colombes Cedex, France. Contact e-mail: Jean-Pierre.Bellot@mines.inpl-nancy.fr.

of the test. Finally, Mitchell et al. (Ref 10) put forward that this technique does not produce a complete spectrum of inclusion sizes, but only measures the amount of inclusions with a size greater than 4-5 μm . Since the larger inclusions represent a small fraction of the oxygen content in steels, Mitchell explains that it is unrealistic to directly relate the alloy oxygen content to the inclusion content measured by EBBM.

In the next section, the EBMM technique is described in detail. In particular, the flexibility of the guidance of the electron beam in modern electron guns is highlighted since this feature contributes to the improvement of the test. The important role of the Marangoni flow is demonstrated by the comparison of two tests distinguished by the sulfur content. Finally, the use of numerical modeling casts new light on the thermo-hydrodynamic behavior of the bath and on the inclusion trajectories. The efficiency of the technique as a function of the inclusion size in particular is determined.

2. Description of the EBBM Test

The EBBM technique uses an electron beam as the heat source with the aim of melting the sample (approximately 1 kg) and collecting the low density inclusions into a raft at the surface of the pool. The EBBM unit used was an ALD EBLab100 which is schematically presented in Fig. 1. It includes a vacuum chamber (with a pressure lower than 10^{-3} mbar) and an EB gun with an accelerating voltage of 40 kV. The chamber is equipped with a hemispherical water-cooled copper crucible (see Fig. 1) to hold the sample.

At the beam impingement point (10 mm in diameter), the kinetic energy of the electrons is converted into thermal energy (between 50 and 70% depending of the alloy), and the backscattering of electrons results in important losses as demonstrated by Shiller (Ref 11). Goldak et al. (Ref 12) and later Wei and Chow (Ref 13) have shown that, at any instant, the electron beam deposits the heat with a Gaussian distribution centered at the beam impingement point. The total electrical power applied is usually in the range between 10 and 20 kW.

In order to distribute the heat power, the beam executes a motion (with a very high frequency up to 2 kHz) in the form of one or more circles on the surface of the sample owing to the use of magnetic lenses. This beam guidance is very important because it allows to heat either the center of the sample (as it was performed in the past with a fixed beam [Quested et al. (Ref 8)] or to heat the sample periphery (with a large circle).

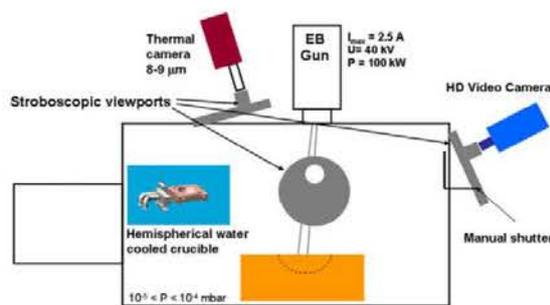


Fig. 1 Schematic diagram of the electron beam furnace

In order to analyze the thermal evolution of the sample and the inclusion behavior during the test, several optical techniques have been employed through a port with a stroboscopic window to reduce the accumulation of condensed metal vapor. The acquisition of the temperature of the pool surface was done using both a 2-wavelength pyrometer (IRCON[®] Modline Type-R) and an infrared thermo camera (ThermaCAM SC300—FLIR). The quantum detector of the thermo camera, which is in gallium arsenide, operates in an infrared strip between 8 and 9 μm , and enables carrying out temperature measurements up to 2000 $^{\circ}\text{C}$. The pictures of the inclusion raft are recorded by a high definition video camera (Sony FX1000E), and the image processing is realized using Photoshop and Aphelion softwares. After button cooling, the optical and scanning electron microscopes are used for the characterization of the inclusion raft.

The melting cycle used in the present EBBM tests consisted of the following steps:

1. The electron beam power is regularly increased to melt the sample and to obtain a liquid pool as large as possible. During this first step, several scanning patterns (circles) of the beam over the free surface of the pool can be applied to optimize the melting depending on the initial shape of the sample.
2. In the second step, the maximal beam power is sustained, and the raft formation is controlled by the direction of the thermocapillary flow.
3. The melting test is terminated after 5 min by progressively reducing the power until complete solidification of the sample, following which the power is turned off. After cooling, the sample with a spherical cap shape (called “button”) is directly transferred to optical or SEM analysis without any cleaning or preparation.

3. Experimental Results

3.1 Example of a Superalloy

A series of tests were carried out on a nickel-based superalloy. The maximal power during the temperature stable period was 17 kW, this value being on the higher side for the electron beam button melting test. During this period, the electron beam scanned a large circle of 8 cm in diameter. The mass of the metal sample was 760 g. The field of the surface temperature of the metal bath obtained by infrared thermography during the temperature stable period, as well as a temperature profile along the diameter of the bath, are shown on Fig. 2. The metal emissivity (assumed to be constant) was determined in a separate calibration experiment, which consisted in measuring the evolution of the temperature of a liquid metal sample during its cooling (in particular its solidification) and comparing the temperature data collected by infrared thermography and by a bichromatic pyrometer. The calibrated value of the emissivity was 0.19.

In Fig. 2, the thin crown of metal, remaining solid at the button periphery, appears with a violet-blue color. The thermal imprint of the electron beam can be seen as a circular surface of 8-cm diameter. The raft of inclusions is also clearly apparent (with a white color), because of the likely much greater emissivity of the inclusions compared to that of the liquid

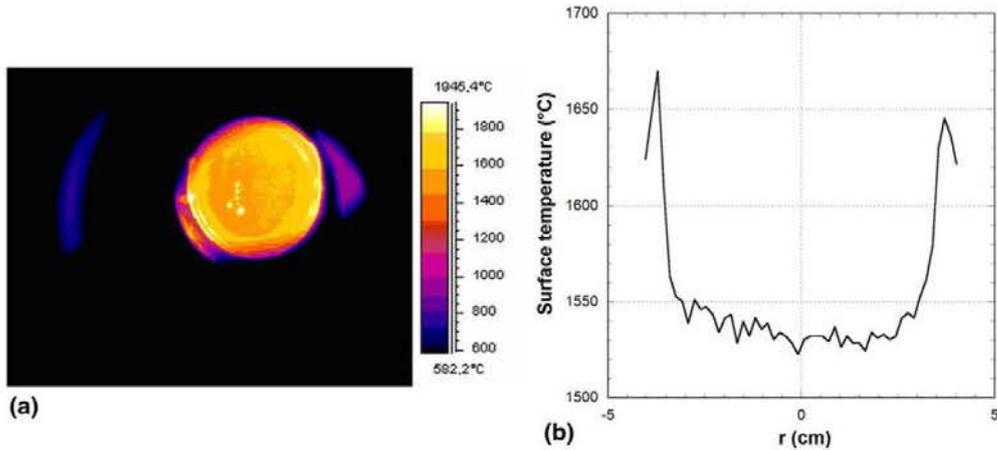


Fig. 2 Field of the surface temperature of the metal bath (left) and temperature profile along a diameter of the bath (right) during the temperature stable period

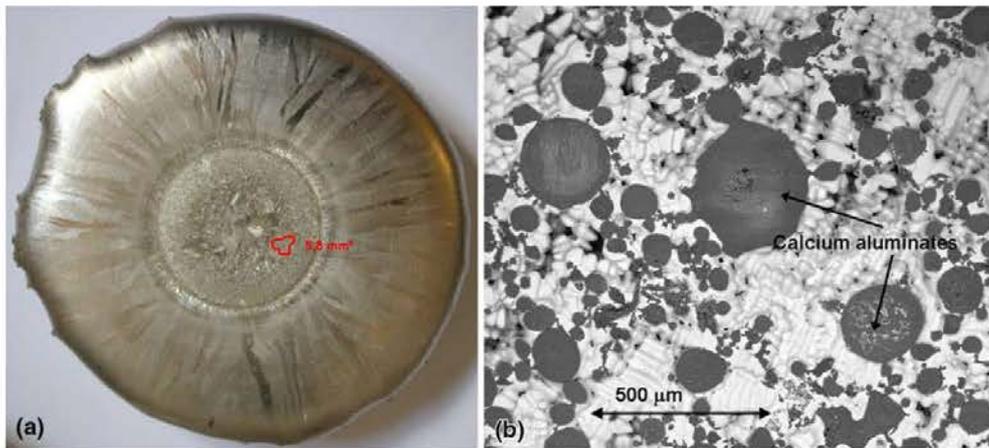


Fig. 3 Left: Photograph of the top surface of a solidified button of nickel-based superalloy. The area of the inclusion raft is marked with a red line. Right: Image of the raft of calcium aluminates observed by SEM (Color figure online)

metal. It should be mentioned that the measurements in the size of the raft from the images recorded by a video camera, which provides a much higher spatial resolution, were found to be much more accurate than those from the images recorded by the thermo camera. Finally, it is noticed that the surface temperature is relatively uniform and that the superheat temperature (with respect to the liquidus temperature of the alloy: $T_{liq} = 1365^{\circ}\text{C}$) reaches nearly 300°C under the impact of the electron beam.

A photograph of a typical solidified button is given in Fig. 3. The raft of inclusions is located near the center of the button and its area remains small.

A chemical analysis using energy dispersive x-ray spectrometry and an electron probe microanalyzer has revealed that the inclusions are calcium aluminates. Owing to the high values of the temperature reached during the test, these inclusions were partially liquid during their collection and gathering at the bath surface. In the solidified button, they are plate shaped, with

a characteristic dimension of relative importance (superior to $10\ \mu\text{m}$).

Figure 4 presents a macrography of a vertical section of a solidified button, where the profile of the liquid pool during the test has been located from the microstructure and is marked with a yellow line. This figure shows that the volume of the metal bath was very close to the volume of the metal sample. This point is important to insure that almost all the inclusions present in the metal sample can potentially be collected during the test.

3.2 Example of Two Steel Alloys

In this paragraph, we compare the behavior of two special steel alloys, which differ in their sulfur contents. During the two tests, the electron beam power was 13.6 kW, and the scanning pattern of the electron beam consisted of two circles of diameters 2.6 and 8 cm.

The video images in Fig. 5 illustrate the important influence of surfactants like sulfur. On the left image (low sulfur content), the oxide particles are kept by the Marangoni surface flows in the region within the two circles scanned by the electron beam. In contrast, in the 27CrMo4 steel bath presented on the right image, sulfur content of which is much higher (larger than 0.02 wt.%), the oxide particles are entrained under the beam impacts where they tend to gather.

4. Thermo-Hydrodynamic Behavior of the Liquid Pool

4.1 Marangoni Convection

The motion of the liquid metal combines two phenomena: the thermal natural convection and the thermocapillary convection called Marangoni convection as will be described briefly.

Local surface temperature gradients in the bath can lead to surface tension gradients. These gradients give rise to shear stresses. The latter produce surface flows from regions of low-to-high surface tensions that initiate circulation flows within the molten pool.

$$\tau_x = \left(\frac{\partial \gamma}{\partial T}\right) \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right) = \mu_{\text{eff}} \frac{\partial v_x}{\partial z} \tag{Eq 1}$$

The direction and magnitude of the thermocapillary flow are determined by the concentration of surface-active elements (especially elements of the group VI such as O and S) present in the alloy. These elements have two effects:

- The surface active elements cause a dramatic reduction in surface tension γ ,
- The temperature dependence $\frac{\partial \gamma}{\partial T}$ changes from a negative value (the liquid metal flows from hotter toward cooler regions) to a positive value (which results in a reverse motion of the liquid metal). The temperature dependence of surface tension for stainless steel alloys is given by Li et al. (Ref 14).

In the EBBM test, the thermal power at the beam impingement point produces high temperature gradients which can reach values close to 10^4 °C/m. Moreover, the temperature gradients are enhanced by the cooling of the metal in contact with the cold crucible wall.

The relative importance of thermal natural and thermocapillary convections can be characterized by calculating the ratio of the Rayleigh number to the Marangoni number:

$$G = \frac{Ra}{Ma} \quad A = \frac{\rho g \beta_T h^2}{\gamma_T} \tag{Eq 2}$$

where A is the aspect ratio of the pool, and β_T is the thermal expansion coefficient. The group G has been discussed in many contexts by Yang (Ref 15) and by Gillon and Homsy (Ref 16). It has the advantage of being independent of the applied temperature difference. For EBBM application, G is around 10, which means that the natural convection should play the major role. However, this conclusion must be qualified since the application of the heat source on the top of the pool stabilizes the flow and contributes to thermal stratification. Indeed, we will see that with the numerical simulations, if natural convection is effectively responsible for the bulk flow, then the surface flow mainly results from Marangoni effect.

4.2 Numerical Simulation

The thermo-hydrodynamic behavior of the liquid pool is simulated using an in-house finite volume code developed in our Institute [Bellot et al. (Ref 17)]. The main features of the mathematical model are reproduced here.

The code solves the coupled transport equations of heat and momentum in a 2D axisymmetrical geometry. The incompressible Navier-Stokes equations are expressed in terms of the



Fig. 4 Macrography of a sectioned button of nickel-based superalloy

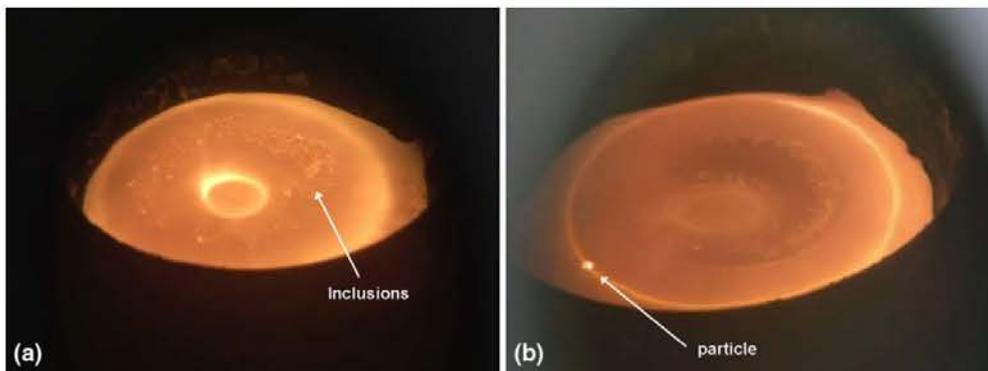


Fig. 5 Video images of the metal bath surface during the electron beam button melting test of a Maraging steel (left) and a 27CrMo4 steel (high sulfur content) (right)

stream function and the vorticity, and a $k-\epsilon$ turbulence model is implemented. The thermal natural and the thermocapillary convections, which are the only two sources of the flow, are modelled. A precise description of the power distribution beneath the beam and its movement over the bath surface are incorporated in the model. At its point of impact with the bath, the beam energy is assumed to have a Gaussian distribution [Wei and Chow (Ref 13)], while the beam describes a circular scanning pattern. The liquid pool surface is assumed to be flat.

In the first step, we have simulated the thermo-hydrodynamic behavior of the superalloy in the EBBM test carried out in our laboratory furnace (see Fig. 2).

The turbulent fluid flow provides a relatively uniform pool temperature with a hot spot at the beam location near the edge of the button. Marangoni and thermal natural convections drive the motion of the liquid pool with a maximal velocity of around 10 cm/s which is reached at the periphery of the pool where temperature gradients are the highest. The right-hand side of the Fig. 6 emphasizes that the profiles of the calculated and measured surface temperatures match well, which validates the model.

In order to assess the capture efficiency of inclusions depending on the sulfur content of the metal, the thermo-hydrodynamic behavior of the pool was simulated in two cases, with (Maraging steel and 27CrMo4 steel) all the operating conditions remaining identical.

Figure 7 clearly shows an opposite structure of the flow in the two cases. In the half section of the button, we notice four alternated rotating flows when $dy/dT < 0$ (left hand side, Maraging steel without sulfur content), while three alternated rotating flows are observed when $dy/dT > 0$ (right hand side, 27CrMo4 steel with a sulfur content larger than 0.02 wt.%). The liquid alloy flows from the hotter regions (at the beam impingement point marked by the blue arrows in Fig. 7) toward cooler regions in the first case, and inversely in the presence of a surface active element.

Another illustration of the Marangoni effect is highlighted in Fig. 8 with the comparison of the radial surface flow in the two cases. We notice that the radial velocity is close to zero at the impact of the beam ($r = 4$ cm), but with a positive derivative in the case without sulfur content (solid line) and a negative derivative in the experiment with a high sulfur content (dotted line). These simulations readily explain the inclusion behavior experimentally observed on Fig. 5 where the oxide particles have an erratic motion between the two circles scanned by the electron beam (for the Maraging steel) whereas the oxide particles traveled across the pool to accumulate and agglomerate under the beam in the case of high sulfur content.

Therefore and unlike the Quested' conclusions (Ref 8), an alloy with a total S content below the critical concentration (i.e., few ppm) has the advantage of not sintering the inclusions under the beam but of moving them away toward the cooler

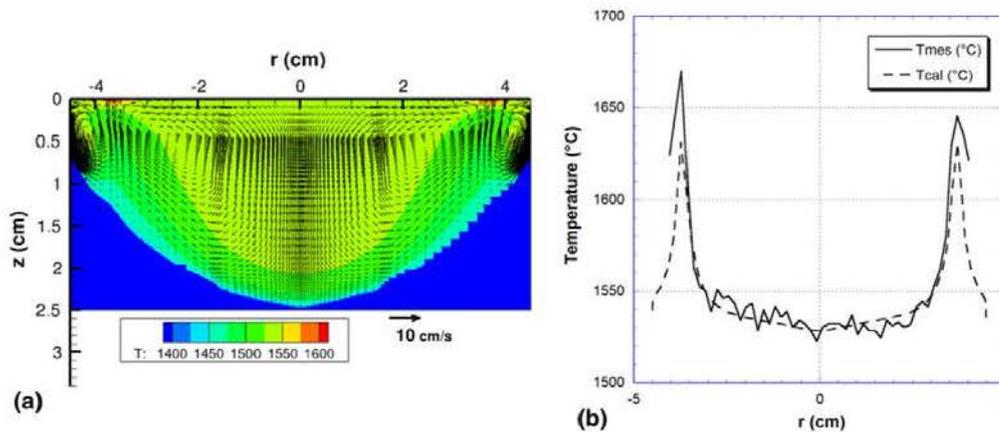


Fig. 6 Numerical simulation of the pool behavior in EBBM test of a superalloy. Left: Contour map of temperature (°C) and velocity vectors (cm/s)—right: surface temperature (°C) measured and calculated

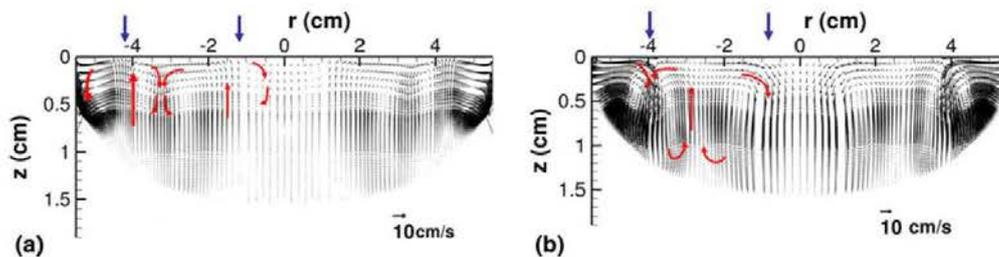


Fig. 7 Comparison of velocity fields (the dimensions are in cm, and the velocities are in cm/s). On the left: Maraging steel ($dy/dT = -0.29$ mN/m/K), and on the right: 27CrMo4 steel ($dy/dT = 1.4$ mN/m/K)

regions. The best practice of the EBBM test consists in applying a large circle as the beam pattern and collecting the inclusions in a central raft, taking advantage of the thermocapillary radially inward flow.

5. Inclusion Behavior

5.1 Modelling

The trajectories of inclusions are calculated by solving the fundamental dynamics equation taking into account the buoyancy forces (weight and Archimede), the drag and the added mass forces. The drag coefficient is expressed by the Morsi and Alexander correlation (Ref 18). In order to model the turbulent dispersion of the particles, we have used the ARMA method (AutoRegression Moving Average), which considers the fluctuation velocity of the liquid nearby the particle taking into account the Eulerian temporal correlation calculated from the local values of k and ϵ . Details of this efficient process will be found in the Petrisan' thesis (Ref 19) and more recently in the Quatravaux' thesis work (Ref 20). The fluid flow is not affected

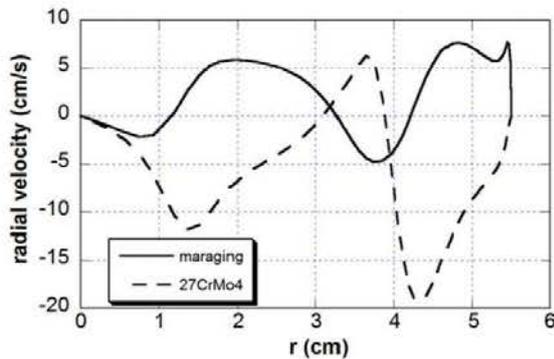


Fig. 8 Comparison of the radial velocity profiles for a Maraging steel (solid line) and a 27CrMo4 steel (dotted line)

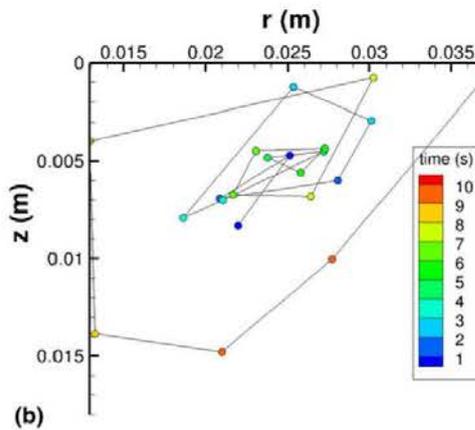
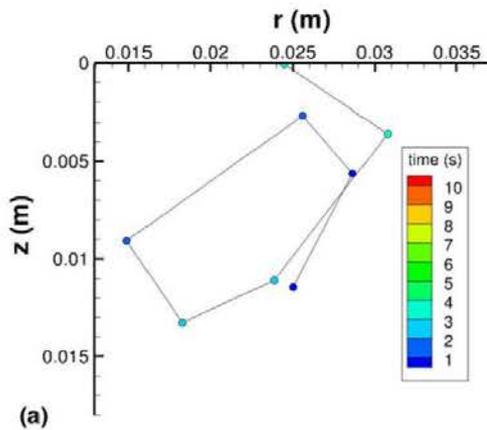


Fig. 9 Example of inclusion trajectories, each marker locates the particle at time interval equal to 0.5 s. Inclusion size of 100 μm (left) and 2 μm (right)

by the motion of the inclusions owing to their small weight fraction, and the trajectories are accordingly simulated after completion of the liquid metal flow calculation. Moreover, the small volume fraction of inclusions allows us to neglect the interaction between particles. An inclusion is assumed to be captured (either by the solidification front or by the liquid surface) if the distance between the particle and the interface is smaller than the particle radius. The fundamental dynamics equation is integrated by an explicit Runge-Kutta algorithm.

5.2 Simulations and Statistical Results

In the example of the superalloy EBBM, trajectories were calculated for a wide range of particle sizes. Figure 9 presents two trajectories among them which emphasize the importance of the buoyancy forces for inclusion size of 100 μm whereas a more chaotic motion and flow dependant, (see the hydrodynamics of the pool in Fig. 6) is obtained for a 2- μm size inclusion.

From the findings of Fig. 9, we could believe that a small particle will more likely be entrapped by the solidification front rather than a larger one. In order to judge whether this statement is true or not, a set of 1000 trajectory runs has been achieved for each particle size. Figure 10 indicates the influence of the inclusion size on the respective probabilities of entrapment of the particles at the pool surface and at the solidification front. Although the inclusions smaller than 10 μm may have 5-10% chance to be captured by the solidification front, the EBBM test appears to be a viable method to gather most of the inclusion population into a raft at the free surface of the pool and finally to produce a complete spectrum of inclusion sizes. Moreover, the dwell time distribution of the oxide inclusions indicates that, whatever the particle size, the maximum dwell time reaches 30-40 s; so the duration of the test (4-5 min) guarantees the capture of all the inclusions.

6. Conclusion

Nowadays, the EB button melting remains the main test used to measure the amount of large inclusions present in

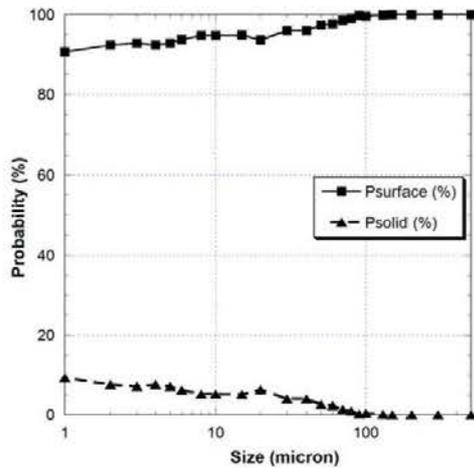


Fig. 10 Probability of capture (%) of the inclusions at the pool surface or at the solidification front as a function of size

significant size superalloy samples. We have demonstrated thanks to experimental observations confirmed by numerical simulation of the thermo-hydrodynamic of the pool that the Marangoni flow plays a major role in the raft formation although thermal natural convection governs the bulk flow. When the S content is higher than a critical value, the capillary flow causes the inclusions to move under the beam where they experience high temperatures, leading to possible sintering of the particles. This may have evident disadvantage with regard to the determination of the particle size distribution. On the contrary, when the S content lies below this critical level, the large circle scanned by the electron beam concentrates the inclusions into a raft at the centre of the free surface, where the low superheat temperature reduces the partial melting or decomposition of the inclusions. The behavior of the inclusions within the liquid pool has been investigated by intensive calculation of trajectories. The simulations clearly show a size dependence of the particle motion. Inclusions larger than 100 μm move mainly under the influence of buoyancy forces whereas inclusions of a few μm or less mainly follow the turbulent liquid flow. Despite this difference, most of the inclusion trajectories cross the free surface of the pool, so that the majority of the inclusions are potentially collected into a raft. Only 10% of the inclusions smaller than a few μm touch the solidification front. Further investigation on the efficiency of the capture of the inclusions at the interfaces could validate this conclusion.

References

1. I.L.A. Daoud, N. Rimbert, A. Jardy, B. Oesterlé, S. Hans, and J.P. Bellot, 3D Modelling of the Aggregation of Oxide Inclusions in a Liquid Steel Ladle: Two Numerical Approaches, *Adv. Eng. Mater.*, 2011, **13**, p 543–549
2. O. Mirgaux, D. Ablitzer, E. Waz, and J.P. Bellot, Mathematical Modelling and Computer Simulation of Molten Aluminium Purification by Flotation in Stirred Reactor, *Metal. Mater. Trans. B*, 2009, **40B**, p 363–375
3. H. Duval, C. Rivière, E. Lae, P. Le Brun, and J.B. Guillot, Pilot-Scale Investigation of Liquid Aluminum Filtration Through Ceramic Foam Filters, *Met. Trans. B*, 2009, **40(2)**, p 233–246
4. J.P. Bellot, B. Foster, S. Hans, E. Hess, D. Ablitzer, and A. Mitchell, Aluminium Volatilization and Inclusion Removal in the Electron Beam Cold Hearth Melting of Ti Alloys, *Metall. Mater. Trans. B*, 2000, **31B**, p 845–854
5. E. Hénault, A Statistical Method to Assess the Reliability of Cleanliness Measurements for High Quality Bearing Steels, *J. ASTM*, 2006, **3**, p 10–15
6. W.H. Sutton and I.D. Clark, Development of an EB Melting Test to Evaluate the Cleanliness of Superalloys, *Proceedings of the Conference on Electron Beam Melting and Refining – State of the Art 1983* (Reno, NV, USA), Bakish Corp., Englewood, 1983, p 36–61
7. W.H. Sutton and S.O. Mancuso, Evaluation of Filter Performance in Purifying MM-200 Plus HfMETALS by the EB-Button Test, *Proceedings of the Conference on Electron Beam Melting and Refining – State of the Art 1983* (Reno, NV, USA), Bakish Corp., Englewood, 1985, p 330–355
8. P.N. Quedsted, D.M. Hayes, and K.C. Mills, Factors Affecting Raft Formation in Electron Beam Buttons, *Mater. Sci. Eng.*, 1993, **A173**, p 371–377
9. M. Halali, M. McLean, and D.R.F. West, Effect of Flux Additions on Inclusion Removal and Microstructure in Electron Beam Button Melting of Udimet 720, *Mater. Sci. Technol.*, 2000, **16(4)**, p 457–462
10. A. Mitchell, E. Samuelsson, and G. Silda, Assessment of Oxide Inclusions in Steels by EB Button Melting, *Proceedings of the Conference on Electron Beam Melting and Refining – State of the Art 1983* (Reno, NV, USA), Bakish Corp., Englewood, 1985
11. S. Shiller, U. Heisig, and S. Panzer, *Electron Beam Technology*, Wiley, New York, 1982
12. J. Goldak, A. Chakravarti, and M. Bibby, A New Finite Element Model for Welding Heat Sources, *Met. Trans. B*, 1984, **15**, p 299–305
13. P.S. Wei and Y.T. Chow, Beam Focussing Characteristics and Alloying Element Effects on High-Intensity Electron Beam Welding, *Met. Trans. B*, 1992, **23**, p 81–90
14. Z. Li, K. Mukai, and M. Zele, Determination of the Surface Tension of Liquid Stainless Steel, *J. Mater. Sci.*, 2005, **40**, p 2191–2195
15. H.Q. Yang, Boundary Effect on the Benard-Marangoni Instability, *J. Heat Mass Transf.*, 1992, **35**, p 2413–2420
16. P. Gillon and G.M. Homsy, Combined Thermocapillary-Buoyancy Convection in a Cavity: An Experimental Study, *Phys. Fluid*, 1996, **8(11)**, p 2953–2963
17. J.P. Bellot, A. Jardy, and D. Ablitzer, Simulation numérique des transports couplés au sein du puits liquide d'un lingot de titane fondu par bombardement électronique, *Revue de Métallurgie - C.I.T./Science et Génie des Matériaux*, 1995, **92(12)**, p 1399–1410
18. S.A. Morsi and A.J. Alexander, An Investigation of Particle Trajectories in Two-Phase Flow Systems, *J. Fluid Mech.*, 1972, **55**, p 193–208
19. A. Petrisan, Sur les modèles stochastiques lagrangiens de suivi de particules dans un champ turbulent, Thèse Université Henri Poincaré, Nancy, France, 2001
20. T. Quatravaux, Evolution de la modélisation du procédé VAR, Thèse Institut National Polytechnique de Lorraine, Nancy, France, 2004

Annexe B

La caractérisation de la population inclusionnaire au cours du procédé de fonderie a mis en évidence une pollution majoritaire par des particules d'alumine arrachées à la paroi du creuset. Ces dernières, observées expérimentalement à partir de vues en surface et de vues en coupe des lingotins solidifiés après l'étape A, présentent des tailles variées et une forme parallélépipédique. Elles peuvent être regroupées suivant les différentes classes répertoriées dans le **Tableau 33**.

n° de classe de taille	1	2	3	4	5	6
Longueur (µm)	247	598	1270	2110	2650	4900
Largeur (µm)	107	334	624	1060	1510	2420
Epaisseur (µm)	10					
Proportion en nombre des classes de taille en surface des bains (%)	2	39	28	18	9	4

Tableau 33 : Classes de taille des agrégats d'alumine composant le radeau inclusionnaire en surface des bains solidifiés avant test du bouton (étape A).

La prise en compte de particules non sphériques implique une modification de la force de traînée habituellement calculée pour des particules sphériques. De nombreux auteurs se sont intéressés au travers d'études expérimentales à la modification de la force de traînée résultant de l'introduction de particules non sphériques dans un fluide visqueux et incompressible.

Une première approche se focalise sur le développement de l'expression de la force de traînée pour des particules de formes données, nous pouvons notamment citer les travaux de Militzer et coll. [146] pour des particules sphéroïdales, de Shail et coll. [147] pour des disques. Une seconde approche est basée sur le développement d'une corrélation universelle applicable à toutes les formes de particules non sphériques comme le montrent les travaux de Haider et coll. [148], de Thompson et coll. [149], de Ganser [150] et Hölzer et coll. [151] entre autres. Nous nous intéresserons aux travaux menés pour cette dernière approche dont le caractère universel des corrélations proposées nous semble pertinent.

L'application de corrélations universelles pour des particules non sphériques requiert de recalculer le coefficient de traînée C_D au moyen de deux variables distinctes. L'ensemble des auteurs cités précédemment ont ainsi déterminé un diamètre, noté d_{eq} , d'une sphère de volume équivalent au volume de la particule non sphérique ; et une sphéricité, notée Φ [Eq. 90], qui a pour fonction d'évaluer la forme de la particule concernée (valant 1 dans le cas d'une particule sphérique).

$$\Phi = \frac{S_{sph_eq}}{S_{part_nsph}} \quad \text{Eq. 90}$$

où S_{sph_eq} est la surface d'une sphère de diamètre d_{eq} et S_{part_nsph} est la surface de la particule.

Haider et coll. [148] sont les premiers à se pencher sur l'intérêt du développement d'une corrélation universelle du coefficient de trainée applicable pour des particules sphériques et non sphériques. La corrélation présentée [Eq. 91] ainsi que l'ensemble des coefficients [Eq. 92 - Eq. 95] ont été déduits à la suite de séries de mesures du coefficient de trainée pour des particules sphériques et non sphériques issues de travaux expérimentaux menés notamment par Khan et coll. [152] et ces mêmes auteurs [148]. Cette corrélation est valable pour un nombre de Reynolds inférieur à $2,6 \cdot 10^5$.

$$C_D = \frac{24}{Re_p} (1 + A Re_p^B) + \frac{C}{1 + \frac{D}{Re_p}} \quad \text{Eq. 91}$$

$$A = \exp(2,3288 - 6,4581 \Phi + 2,4486 \Phi^2) \quad \text{Eq. 92}$$

$$B = 0,0964 + 0,5565 \Phi \quad \text{Eq. 93}$$

$$C = \exp(4,905 - 13,8944 \Phi + 18,4222 \Phi^2 - 10,2599 \Phi^3) \quad \text{Eq. 94}$$

$$D = \exp(1,4681 + 12,2584 \Phi - 20,7322 \Phi^2 + 15,8855 \Phi^3) \quad \text{Eq. 95}$$

Haider et coll. ont proposé de simplifier l'emploi des expressions précédentes [Eq. 91 - Eq. 95] en regroupant l'ensemble en une corrélation unique [Eq. 96].

$$C_D = \frac{24}{Re_p} \left[1 + \left[8,1716 \exp(-4,065 \Phi) \right] Re_p^{(0,0964+0,5565 \Phi)} \right] + \frac{73,69 Re_p \exp(-5,0748 \Phi)}{Re_p + 5,378 \exp(6,2122 \Phi)} \quad \text{Eq. 96}$$

En se basant sur les travaux de Haider et coll. [148] et de Thompson et coll. [149] et en complétant leurs données expérimentales par de nouveaux points de mesures, Ganser [150] a développé une nouvelle approche pour la détermination du coefficient de trainée pour des particules de sphéricité comprise dans une large gamme de valeurs (allant de 0,1 à 1). Cette approche tient compte du régime de Stokes dans lequel la trainée de la particule varie linéairement avec sa vitesse et du régime de Newton dans lequel cette même trainée est proportionnelle au carré de la vitesse. Il introduit deux nouvelles variables, nommées 'facteurs de forme' K_1 et K_2 applicables respectivement au régime de Stokes et de Newton. La corrélation proposée par Ganser est la suivante [Eq. 97] :

$$\frac{C_D}{K_2} = \frac{24}{\text{Re}_p K_1 K_2} \left[1 + 0,1118 (\text{Re}_p K_1 K_2)^{0,6567} \right] + \frac{0,4305}{1 + \frac{3305}{\text{Re}_p K_1 K_2}} \quad \text{Eq. 97}$$

Avec K_1 et K_2 fonctions de la sphéricité Φ comme montré dans le **Tableau 34**.

	K_1	K_2
Forme Isométrique	$\left[\left(\frac{1}{3} \right) + \left(\frac{2}{3} \right) \Phi^{-0,5} \right]^{-1}$	$10^{1,8148 (-\log \Phi)^{0,5743}}$
Forme Non-Isométrique	$\left[\left(\frac{d_n}{3 d_v} \right) + \left(\frac{2}{3} \right) \Phi^{-0,5} \right]^{-1}$	$10^{1,8148 (-\log \Phi)^{0,5743}}$

Tableau 34 : Expressions de K_1 et K_2 [Eq. 97] en fonction de la sphéricité Φ .

où d_n est le diamètre d'une sphère d'aire projetée égale à l'aire projetée de la particule non sphérique considérée et d_v est le diamètre d'une sphère de volume équivalent au volume de la particule non sphérique considérée.

Plus récemment, Hölzer et coll. ont développé une nouvelle corrélation universelle à partir de mesures expérimentales :

$$C_D = \frac{8}{\text{Re}_p} \left(\frac{1}{\sqrt{\Phi_\perp}} + \frac{2}{\sqrt{\Phi}} \right) + \frac{3}{\text{Re}_p \sqrt{\Phi}^{3/4}} + \frac{1}{\Phi_\perp} 0,42 \times 10^{0,4(-\log \Phi)^{0,2}} \quad \text{Eq. 98}$$

où Φ_\perp est le rapport de l'aire projetée d'une particule sphérique de volume équivalent au volume de la particule non sphérique considérée sur l'aire projetée de cette dernière.

Le **Tableau 35** regroupe les valeurs de sphéricité correspondantes aux six classes de taille répertoriées dans le **Tableau 33**. On constate que les particules présentent des sphéricités très disparates allant de 0,33 à 0,05.

Classe de taille	1	2	3	4	5	6
Diamètre équivalent (μm)	80	160	250	350	420	610
Φ	0,33	0,17	0,12	0,08	0,07	0,05

Tableau 35 : Sphéricité des particules d'alumine.

La large gamme des valeurs de sphéricité d'une part, et la volonté de pouvoir appliquer le calcul du coefficient de trainée à une large gamme de valeurs du nombre de Reynolds particulaire d'autre part, nous contraignent à employer la corrélation développée par Hölzer et coll. [151]. Ces derniers démontrent que leur corrélation fournit des valeurs du coefficient de trainée dont les écarts relatifs avec les données expérimentales, plus de 2000 points de mesures pour une population de particules de sphéricité allant de 0,1 à 1 et pour un

intervalle de nombres de Reynolds particulaire compris entre 10^{-3} et 10^{+7} , sont plus faibles que les écarts obtenus à partir de la corrélation de Ganser [150].

Les corrélations proposées par Haider et coll. [148], Ganser [150] et Hölzer et coll. [151] ont été tracées pour une particule sphérique ($\phi = 1$) en fonction du nombre de Reynolds particulaire [Figure 108].

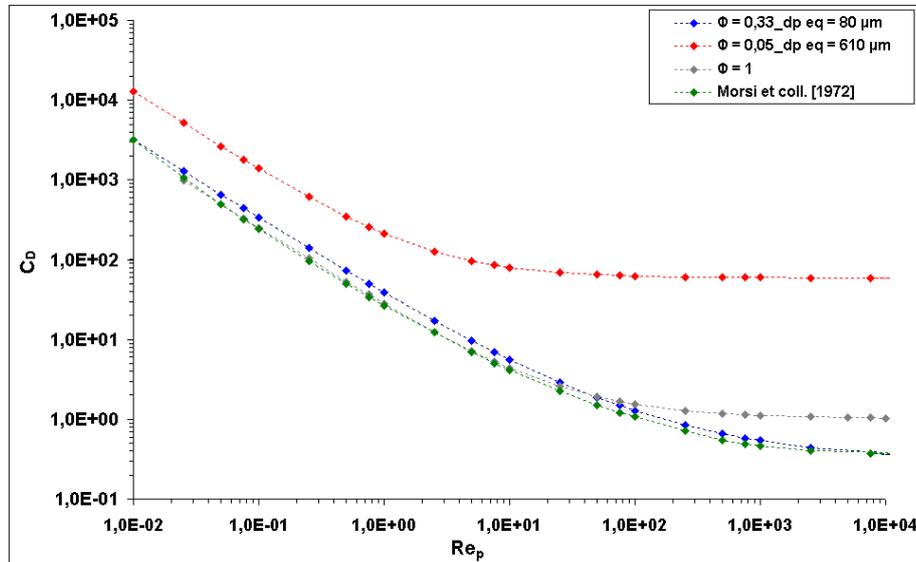


Figure 108 : Dépendance du coefficient de trainée C_D en fonction du nombre de Reynolds particulaire Re_p pour des particules sphériques ($\phi = 1$) et non sphériques ($\phi = 0,33$ et $\phi = 0,05$).

La Figure 108 représente l'évolution du coefficient de trainée en fonction de la forme de la particule pour une large gamme de Reynolds. On constate une forte dépendance de la valeur du coefficient de trainée vis-à-vis du nombre de Reynolds mais aussi vis-à-vis de la forme de la particule. Ainsi, pour une forme parfaitement sphérique ($\phi=1$), les extremums de la valeur du coefficient de trainée passent de $3,2 \cdot 10^{+3}$ à 1, tandis que pour une même gamme de Reynolds les extremums d'une forme de sphéricité valant 0,05 passent de $1,3 \cdot 10^{+4}$ à $5,9 \cdot 10^{+1}$. L'ensemble des courbes de la Figure 108 met en avant la forte dépendance de la valeur du coefficient de trainée vis-à-vis du nombre de Reynolds.

Comportement des Oxydes dans un Procédé de Fonderie d'Alliages Base Nickel

La présence d'inclusions d'oxyde au sein d'aubes de turbine haute pression monocristallines en alliage AM1 est suspectée d'être à l'origine de la germination de grains parasites responsables d'une diminution critique des performances mécaniques des aubes. Afin de caractériser l'évolution de la propreté inclusionnaire de l'alliage AM1 au cours des différentes étapes du procédé fonderie par induction sous vide, une étude expérimentale et numérique a été réalisée.

La partie expérimentale combine d'une part des visualisations in situ du radeau inclusionnaire à la surface du bain de métal en cours de fusion et d'autre part la réalisation du test du bouton sur un ensemble d'échantillons de matière prélevés aux différentes étapes du procédé de fonderie, dans le but de caractériser la population d'inclusions (nature chimique, distribution de taille, fraction volumique). Les résultats mettent en évidence une modification de la population inclusionnaire majoritaire au cours du procédé en raison d'une alimentation régulière du bain de métal en particules d'oxyde issues du creuset de fusion.

La partie numérique s'appuie sur un ensemble de trois modèles permettant la modélisation successive des forces de brassage électromagnétiques, de l'écoulement turbulent du métal liquide et de la trajectographie des particules d'oxydes au sein du bain métallique. La surface du bain de métal est considérée déformée et non évolutive au cours du temps. Le modèle de trajectographie tient compte de la turbulence de l'écoulement et de différentes formes de particules. Les résultats numériques montrent une bonne concordance avec les tendances dégagées expérimentalement.

Mots Clés : Procédé de fonderie par induction sous vide (VIM), propreté inclusionnaire, étude expérimentale, test du bouton, simulation numérique, trajectographie.

Oxyde Behavior Within Foundry Process of Nickel-Based Superalloys

The presence of oxide inclusions within single-crystal turbine blade high pressure in AM1 involves the germination of parasite grains succeeding the critical reduction of their mechanical performances.

In order to evaluate the cleanliness of material AM1 and to follow its evolution during various stages of the process foundry (VIM), an experimental and a numerical study were carried out.

The experimental part consists in following the evolution of the inclusion population of the raw material until the liquid bath by combining visualizations of the surface of the liquid bath and the application of the electron beam button melting test on a set of material extracted during the process of foundry. The results highlight a modification of the major inclusion population during the process and a regular supply of particles within the liquid bath which come from the crucible.

The digital part is based on a set of three models allowing the modeling of the electromagnetic, hydrodynamic phenomena and the trajectory calculation of the particles within the liquid bath. The value of the intensity of the electric current was given from a calibration of the electromagnetic model based to experimental measures of the axial magnetic induction within the industrial furnace. For the whole of the mathematical models, the surface of the liquid bath selected is deformed and non-evolutive. The model of trajectory calculation is based on a Lagrangian approach by taking account of the turbulence of the flow. The digital results show a good agreement with in experiments released tendencies.

Keywords : Vacuum Induction Melting Process (VIM), inclusion population, experimental study, electron beam button method, mathematical modelling, trajectory.