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

Ecole Doctorale C2MP (Chimie – Mécanique – Matériaux – Physique)

Thèse

Présentée et soutenue publiquement le 11 mai 2021 pour l'obtention du titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LORRAINE

Mention : « Sciences des Matériaux »

par Jérémy CHAULET

Modélisation du Procédé de Refusion sous Laitier Electroconducteur : Représentation des transferts énergétiques métal-laitier

Composition du jury :

Yves DELANNOY	Professeur, LEGI, Grenoble INP	Rapporteur
Frédéric GRUY	Professeur Emérite, Ecole des Mines de Saint-Etienne	Rapporteur
Olga BUDENKOVA	Chargée de Recherche, SIMaP, Grenoble INP	Examinatrice
Valentine WEBER-ZOLLINGER	Ingénieur R&D, ArcelorMittal, Maizières-lès-Metz	Examinatrice
Abdellah KHARICHA	Professeur associé (Priv. Doz.), Montanuniversität, Leoben	Examinateur
Jean-Pierre BELLOT	Professeur, Institut Jean Lamour – Ecole des Mines de Nancy	Examinateur
Alain JARDY	Directeur de Recherche, Institut Jean Lamour, Nancy	Directeur de thèse
Bernard DUSSOUBS	Ingénieur de Recherche, Institut Jean Lamour, Nancy	Co-directeur de thèse
Sylvain CHARMOND	Ingénieur R&D Elaboration, Aubert & Duval, Les Ancizes	Invité
Stéphane HANS	Responsable R&D Elaboration, Aubert & Duval, Les Ancizes	Invité

Institut Jean Lamour – UMR 7198 CNRS Université de Lorraine
Campus Artem, 2 Allée André Guinier, 54 000 Nancy

J'étais en proie à de grands tourments ;
quelques pensées très actives et très aiguës
me gâtaient tout le reste de l'esprit et du monde.

Paul Valéry, L'idée fixe

Remerciements

Ce travail a été réalisé au sein de l'Institut Jean Lamour (équipe Procédés d'Elaboration), dans le cadre d'une convention CIFRE avec la société Aubert&Duval et en collaboration avec la Montanuniversität Leoben.

J'exprime ma sincère gratitude à Messieurs Yves Delannoy et Frédéric Gruy pour avoir accepté d'examiner ce mémoire et d'en être les rapporteurs. Je suis également reconnaissant envers Mesdames Olga Budenkova et Valentine Weber-Zollinger et Monsieur Jean-Pierre Bellot qui ont également accepté de faire partie du jury de cette thèse.

Je tiens bien évidemment à remercier Alain Jardy et Bernard Dussoubs, mes directeurs de thèse à l'IJL, pour m'avoir guidé et soutenu pendant ces trois années, avec bonne humeur et sympathie. Vous avez su me conseiller et diriger ces travaux tout en me laissant l'autonomie dont j'avais besoin. J'ai sincèrement apprécié travailler, apprendre et développer une rigueur scientifique certaine à vos côtés !

Un grand merci à Sylvain Charmond et Stéphane Hans, qui m'ont accompagné dans la métallurgie d'élaboration pendant près de 4 ans, et m'ont permis de revenir régulièrement dans notre belle région, c'était toujours un plaisir de venir vous voir aux Ancizes ! J'ai réellement apprécié nos longs échanges passionnés sur les procédés de refusion et la solidification des alliages métalliques.
Je salue également Jacques Lecadet pour m'avoir accueilli dans l'équipe R&D d'Aubert&Duval et de m'avoir fait confiance. Un grand merci autres collègues d'A&D qui ont participé à cette thèse, notamment Olivier pour l'expertise des lingots, Gérard pour sa connaissance de l'ESR (et pour nous avoir laissé « jouer » avec les fours !) et tous les opérateurs qui nous ont accompagné pendant les essais. Et bien évidemment, merci aux collègues de la R&D pour votre bonne humeur !

Je remercie chaleureusement Abdellah Kharicha pour m'avoir guidé tout au long de ma thèse et m'avoir accueilli à Leoben. Ces longs séjours autrichiens ont été fructueux, bien évidemment grâce à ton mentorat, mais surtout grâce à ta bienveillance. C'était un réel plaisir d'apprendre à tes côtés !
I sincerely thank Andreas Ludwig for having received me at SMMP Chair. I also express my warm greetings to all my former colleagues from Montanuniversät Leoben. And of course, a big thank-you to Ebrahim – and your wonderful French skills, Alexander, Christian and Jan for the really nice moments spent in Leoben.

Revenons à Nancy ! Merci à tous les membres de l'équipe 301 (Procédés d'Elaboration) que j'ai croisés pendant ces années.

De belles amitiés se sont créées autour des galères de thésard ! Ce serait trop long de citer toutes les raisons pour lesquelles je tiens à vous remercier (et il ne me reste plus beaucoup de temps avant de devoir déposer mon manuscrit…). Alors, plus simplement, un énorme merci à Gaga, Nono, Soso, Léa, Martín, Raph, Hélène pour tous les bons moments passés pendant ces pauses café, repas, soirées, balades, week-ends, ... Et aussi un grand merci à Ilia, Julien, Rayan, Mathias, et tous les autres doctorants et post-docs croisés à l'IJL et qui sauront se reconnaître !

Et tout naturellement, merci à ma famille, notamment ma mère Béatrice et ma sœur Cindy pour leur soutien.

Pour clore cet avant-propos et le relier à la citation qui ouvre le manuscrit : la thèse est une période privilégiée, où l'on se développe en tant que scientifique, mais également où l'on poursuit sa construction en tant qu'être humain. Ces longs mois conjuguent alors, parfois de manière très intense, le doute, la remise en question, la satisfaction et la joie de la réussite. Quels que soient les états et sentiments qui nous traversent, on en ressort toujours plus sûr de soi, de ce que l'on veut, mais surtout de qui l'on est.

Table des matières

Nomenclature vii

Introduction générale 1

Chapitre 1. Contexte et motivations de l'étude 3

1.1. Le procédé de refusion sous laitier électroconducteur 5
1.2. Modélisation du procédé 22
1.3. Objectifs et structure de l'étude 34

Chapitre 2. Modèle 2D diphasique du comportement du bain de laitier 39

2.1. Description du modèle 41
2.2. Hydrodynamique des gouttes 48
2.3. Résultats 55
2.4. Synthèse 66

Chapitre 3. Prise en compte détaillée de la formation des gouttes de métal 67

3.1. Phénomènes mis en évidence par la simulation 3D 69
3.2. Influence de la concentration spatiale des gouttes 72
3.3. Prise en compte de la morphologie réelle de la phase liquide 76
3.4. Comportement du film liquide 83
3.5. Résultats du modèle détaillé 84
3.6. Synthèse 102

Chapitre 4. Intégration d'une représentation simplifiée dans le modèle de procédé SOLECS 103

4.1. Le modèle SOLECS 105
4.2. Prise en compte des interactions gouttes-laitier 113

4.3. Prise en compte des interactions gouttes-puits liquide 120
4.4. Etude paramétrique du modèle d'impact des gouttes 129
4.5. Validation du modèle SOLECS amélioré 135

Chapitre 5. Processus de fusion de l'électrode consommable 137
5.1. Description du modèle EleMaF-3T 139
5.2. Association au modèle SOLECS 150
5.3. Couplage entre SOLECS et EleMaF-3T 158

Chapitre 6. Refusions industrielles : influence de l'immersion de l'électrode 161
6.1. Présentation des essais 163
6.2. Evolution de la profondeur d'immersion 168
6.3. Immersion et résistance 178
6.4. Immersion, puissance et vitesse de fusion 182
6.5. Solidification du lingot 184

Conclusion générale 193

Bibliographie 197

Liste des annexes 205

Nomenclature

Lettres romaines

Symbole	Définition	Unités
$\boldsymbol{A_i}$	Concentration d'aire interfaciale	$m^2.m^{-3}$
$\vec{\boldsymbol{B}}$	Induction magnétique, densité de flux magnétique	T
$\boldsymbol{C_D}$	Coefficient de traînée	-
$\boldsymbol{C_p}$	Chaleur spécifique massique	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
$\boldsymbol{D_i}$	Diffusivité de l'élément i	$m^2.s^{-1}$
$\boldsymbol{d_{eq}}$	Diamètre équivalent (goutte déformée)	m
$\boldsymbol{d_p}$	Diamètre d'une goutte	m
$\vec{\boldsymbol{E}}$	Champ électrique	$V.m^{-1}$
$\boldsymbol{Eo}$	Nombre d'Eötvös	-
$\boldsymbol{f}$	Fréquence	Hz
$\vec{\boldsymbol{F}}_{\boldsymbol{Bo}}$	Force volumique de convection naturelle	$N.m^{-3}$
$\vec{\boldsymbol{F}}_{\boldsymbol{L}}$	Force volumique de Lorentz	$N.m^{-3}$
$\boldsymbol{G}$	Gradient thermique	$K.m^{-1}$
$\vec{\boldsymbol{g}}$	Accélération gravitationnelle	$m.s^{-2}$
$\boldsymbol{g_l}$	Fraction liquide	-
$\vec{\boldsymbol{H}}$	Champ magnétique	$A.m^{-1}$
$\boldsymbol{h_i}$	Enthalpie massique de la phase i	$J.kg^{-1}$
$\boldsymbol{h_{imm}}$	Profondeur d'immersion de l'électrode	m
$\boldsymbol{h_{ms}}$	Coefficient de transfert thermique à l'interface métal/laitier	$W.m^{-2}.K^{-1}$
$\boldsymbol{I}, \boldsymbol{I_{eff}}$	Intensité du courant, intensité efficace	A
$\vec{\boldsymbol{j}}$	Densité de courant	$A.m^{-2}$
$\boldsymbol{j}$	Nombre imaginaire $j^2 = -1$	-
$\boldsymbol{k}$	Energie cinétique turbulente	$m^2.s^{-2}$
$\boldsymbol{K}$	Perméabilité de la zone pâteuse	m^2
$\boldsymbol{k_i}$	Coefficient de partage de l'élément i	-
$\boldsymbol{l}$	Longueur caractéristique	m
$\boldsymbol{L_{ele}}$	Longueur de l'électrode	m
$\boldsymbol{M}$	Nombre de Morton	-
$\boldsymbol{m}$	Masse	kg
$\boldsymbol{N_i}$	Fraction molaire du composé i	-
$\boldsymbol{Nu_p}$	Nombre de Nusselt de la phase dispersée	-
$\boldsymbol{N_x}$	Nombre d'équivalent alumine (loi d'Ogino)	-
$\mathbf{P}$	Pression	Pa

Symbole	Définition	Unités
$\boldsymbol{P_{Joule}}$	Puissance volumique dissipée par effet Joule (notation spécifique au modèle EleMaF-3T)	$W.m^{-3}$
$\boldsymbol{Pe}$	Nombre de Péclet	-
$\boldsymbol{Pr}$	Nombre de Prandtl	-
$\boldsymbol{Q_{Joule}}$	Puissance volumique dissipée par effet Joule	$W.m^{-3}$
$\boldsymbol{Q_l}$	Chaleur latente	$J.kg^{-1}$
$\boldsymbol{Q_{ms}, Q_{sm}}$	Puissance thermique volumique transférée entre phases	$W.m^{-3}$
$\boldsymbol{R}$	Résistance	Ω
$\boldsymbol{r}$	Position radiale, rayon	m
$\boldsymbol{Re_p}$	Nombre de Reynolds de la phase dispersée	-
$\boldsymbol{R_m}$	Nombre de Reynolds magnétique	-
$\boldsymbol{\vec{R}_{ms}, \vec{R}_{sm}}$	Force volumique d'échange de quantité de mouvement	$N.m^{-3}$
$\boldsymbol{S}$	Surface	m^2
$\boldsymbol{T}$	Température	K ou °C
$\boldsymbol{t}$	Temps	s
$\boldsymbol{T_{liq}}$	Température du liquidus	K ou °C
$\boldsymbol{TLS}$	Temps local de solidification	s
$\boldsymbol{\vec{u}, \vec{u}_i}$	Vecteur vitesse, de la phase i	$m.s^{-1}$
$\boldsymbol{U_{ele}}$	Vitesse de consommation de l'électrode	$m.s^{-1}$
$\boldsymbol{u_r}$	Composante radiale du vecteur vitesse	$m.s^{-1}$
$\boldsymbol{V}$	Vitesse du front de solidification	$m.s^{-1}$
$\boldsymbol{v_{fus}}$	Vitesse de fusion	$kg.s^{-1}$
$\boldsymbol{v_z}$	Composante axiale du vecteur vitesse	$m.s^{-1}$
$\boldsymbol{We}$	Nombre de Weber	-

Lettres grecques

Symbole	Définition	Unités
Δ	Variation	-
$\vec{\nabla}$	Opérateur Nabla	-
Γ_m	Diffusivité magnétique	$m^2.s^{-1}$
Γ, Ξ	Paramètres dimensionnels du calcul de la profondeur d'immersion	-, m^{-2}
$\Pi_{k,s}$	Terme source d'énergie cinétique turbulente	$W.m^{-3}$
$\Pi_{\omega,s}$	Terme source de vitesse de dissipation spécifique	$W.m^{-3}.s^{-1}$
α_i	Fraction volumique de la phase i	$W.s.m^{-5}$
α_{th}	Diffusivité thermique	$m^2.s^{-1}$
β_i^{th}	Coefficient d'expansion thermique de la phase i	K^{-1} ou $°C^{-1}$
γ_{int}	Tension interfaciale	$N.m^{-1}$
ε	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente	$m^2.s^{-3}$
ε_0	Permittivité diélectrique du vide	$F.m^{-1}$
ε_i	Emissivité du matériau i	-
κ	Coefficient multiplicateur des forces de Lorentz	-
λ	Conductivité thermique	$W.m^{-1}K^{-1}$
λ_{rad}	Conductivité thermique équivalente (transferts radiatifs)	$W.m^{-1}K^{-1}$

Symbole	Définition	Unités
μ, μ_i	Viscosité, de la phase i	Pa.s
μ_0	Perméabilité magnétique du vide	$T.m.A^{-1}$
ρ, ρ_i	Masse volumique, de la phase i	$kg.m^{-3}$
ρ_e	Densité de charge	$C.m^{-3}$
σ, σ_i, σ_{mixt}	Conductivité électrique, de la phase i, du mélange	$\Omega^{-1}.m^{-1}$
σ_{SB}	Constante de Stefan-Boltzmann	$W.m^{-2}.K^{-4}$
τ	Constante de relaxation (des gouttes)	s
φ	Déphasage	rad
φ	Densité de flux (de chaleur ou de matière)	$W.m^{-2}$, $kg.m^{-2}.s^{-1}$
ω	Pulsation	$rad.s^{-1}$
ω	Taux de dissipation spécifique de l'énergie cinétique turbulente	s^{-1}
ω_i	Titre massique en élément i	- ou %m ou ppm

Notations

Symbole	Définition
$\cdot_m$	Propriété du métal
$\cdot_s$	Propriété du laitier
$\cdot_e$, $\cdot_{ele}$	Grandeur relative à l'électrode
$\cdot_{lin}$, $\cdot_{lingot}$	Grandeur relative au lingot
$\cdot_{lingotiere}$, $\cdot_{mold}$	Grandeur relative à la lingotière
$\cdot_{liquidus}$, $\cdot_{liq}$	Propriété prise à la température de liquidus
$\cdot_{solidus}$	Propriété prise à la température de solidus
$\cdot_{film}$	Propriété relative au film liquide
$\widetilde{\cdot}$	Exponentielle complexe
$\boldsymbol{Re}(\cdot)$	Partie réelle d'un nombre complexe
$\boldsymbol{Im}(\cdot)$	Partie imaginaire d'un complexe
$\cdot_{conjugué}$, $\bar{\cdot}$	Nombre complexe conjugué
$\lvert\cdot\rvert$	Valeur absolue
$\cdot_{turb}$	Propriété turbulente
$\cdot_{eff}$	Valeur efficace (RMS)

Abréviations et acronymes

Abréviations	Définition
ESR	Refusion sous laitier électroconducteur (*ElectroSlag Remelting*)
AOD	Décarburation argon-oxygène (*Argon Oxygen Decarburization*)
ASR	Refusion arc-laitier *(Arc Slag Remelting*)
EAF	Four à arc (*Electric Arc Furnace*)
EBM	Refusion par faisceau d'électrons (*Electron Beam Melting*)
PAR	Refusion par plasma (*Plasma Arc Melting*)
VAR	Refusion à l'arc sous vide (*Vacuum Arc Remelting*)
VIM	Four à induction sous vide (*Vacuum Induction Melting*)
VOD	Décarburation vide-oxygène (*Vacuum Oxygen Decarburization*)

TLS	Temps Local de Solidification
ZAT	Zone Affectée Thermiquement
TDMA	*TriDiagonal Matrix Algorithm*
SIMPLEC	*Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations – Consistent* (algorithme)
SOLECS	*SOLAR-type ESR Comprehensive Simulation* (programme)
EleMaF-3T	Electrode sur Maillage Fixe – Transfert Thermique Transitoire (programme)

Introduction générale

Les industries de pointe, comme celles de l'aéronautique, du nucléaire, de l'énergie ou du médical, requièrent des alliages métalliques de haute qualité. Ces derniers – qui peuvent être des aciers d'outillages, des aciers inoxydables, des superalliages base nickel ou cobalt… – doivent notamment présenter une bonne homogénéité de composition, une quasi-absence de porosités et une population inclusionnaire maîtrisée. La production de tels alliages nécessite une voie d'élaboration spécifique, schématiquement présentée sur la Figure I.1 qui illustre les différentes filières d'élaboration de lingots par voie liquide au sein d'une aciérie électrique. Les matières premières métalliques et les ferrailles sont portées à l'état liquide dans un four à arc ou un four à induction sous vide, puis l'affinage des nuances peut être réalisé grâce à différents procédés de métallurgie secondaire (four poche, décarburation sous argon (AOD) ou sous vide (VOD)). Le lingot obtenu après coulée est dirigé vers les opérations de transformations subséquentes, ou encore est refondu afin d'améliorer sa qualité métallurgique. Les procédés de refusion les plus couramment employés sont la refusion à l'arc sous vide (Vacuum Arc Remelting, VAR) et la refusion sous laitier électroconducteur (ElectroSlag Remelting, ESR), développés à partir des années 1950 pour répondre aux besoins croissants de qualité des industries de l'aéronautique et de l'énergie.

L'élaboration d'alliages toujours plus performants – en perfectionnant des nuances existantes ou en proposant de nouvelles – permet par exemple de réaliser des pièces de structure plus légères, ou encore d'améliorer les propriétés à haute température d'éléments de turbines ou de turbomoteurs, afin d'augmenter le rendement et donc de réduire la consommation d'énergie. Bien que les industries possèdent une expérience certaine, la maîtrise des procédés d'élaboration et leur amélioration demeurent toujours des sujets essentiels afin de proposer de nouveaux produits.

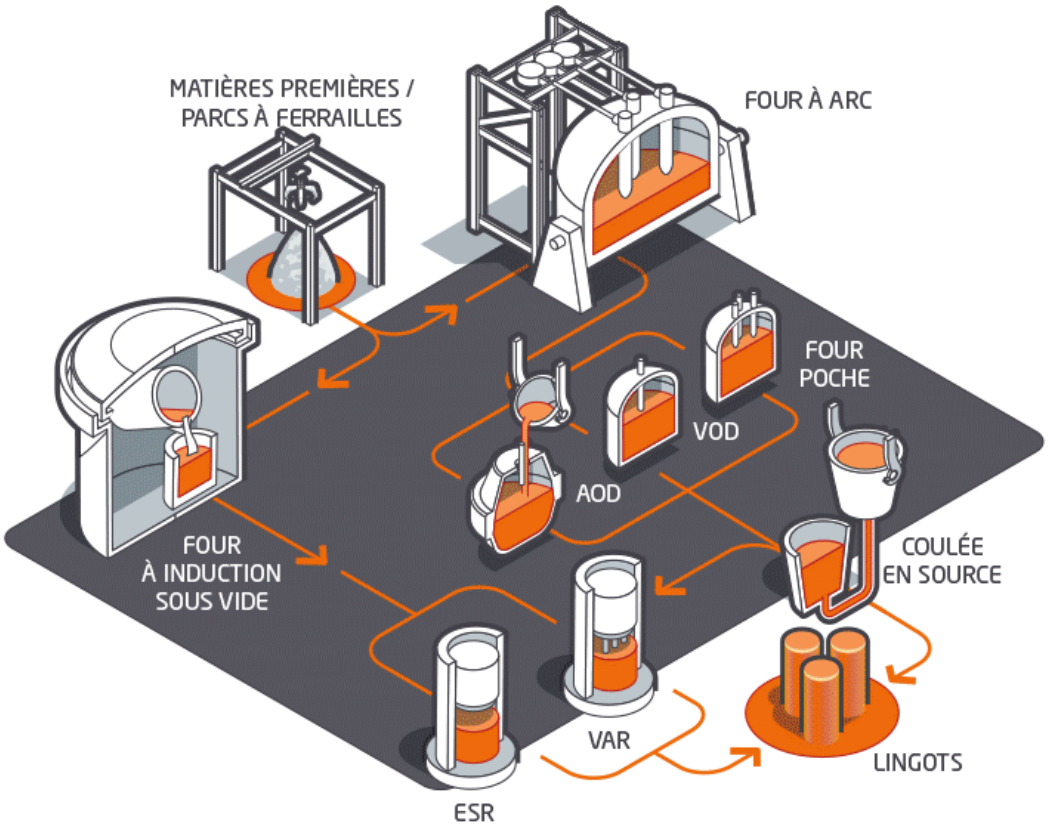


Figure I.1 : Filière d'élaboration des aciers et superalliages (communication Aubert&Duval)

Toutefois, le coût des procédés mis en œuvre ainsi que la difficulté de réaliser des observations et des mesures *in situ* limitent fortement la réalisation de campagnes expérimentales. L'utilisation de modèles numériques de ces procédés est donc une solution pertinente pour améliorer la connaissance des phénomènes mis en jeu lors des refusions et prédire la qualité des lingots élaborés. Les premiers modèles des opérations de refusion ont été développés dès le début des années 1970 pour accompagner le développement du procédé ESR. De nos jours, l'accroissement des capacités de calcul permet une utilisation plus vaste des modèles numériques, qui peuvent être étoffés sans impacter la durée et le coût des calculs de manière rédhibitoire.

L'objet de ce travail de thèse est d'enrichir un modèle du procédé de refusion sous laitier électroconducteur, afin d'en améliorer les prédictions, mais surtout de dégager de nouvelles connaissances relatives aux transferts énergétiques entre le métal et le laitier.

Chapitre 1. **Contexte et motivations de l'étude**

Ce chapitre présente le procédé de refusion sous laitier électroconducteur, en insistant sur les caractéristiques du lingot refondu et les spécificités des laitiers utilisés. Une revue des modèles du procédé ESR est proposée. Les objectifs et le plan de l'étude sont ensuite présentés.

1.1. Le procédé de refusion sous laitier électroconducteur 5
1.1.1. Description du procédé 5
1.1.2. Caractéristiques du lingot refondu sous laitier 13
1.1.3. Spécificités des laitiers ESR 15
1.2. Modélisation du procédé 22
1.2.1. Du procédé à la modélisation 22
1.2.2. Les modèles historiques du procédé de refusion sous laitier 23
1.2.3. Modèles 2D axisymétriques en régime transitoire 28
1.2.4. Modélisation diphasique métal/laitier 31
1.3. Objectifs et structure de l'étude 34
1.3.1. Travaux préexistants 34
1.3.2. Problématique spécifique de cette étude 36
1.3.3. Démarche adoptée 36
1.3.4. Plan du mémoire 37

1.1. Le procédé de refusion sous laitier électroconducteur

1.1.1. Description du procédé

Présentation générale

Le procédé de refusion sous laitier électroconducteur, en abrégé ESR pour *ElectroSlag Remelting* ou encore *ElectroSlag Refining*, est un procédé de métallurgie secondaire utilisé pour produire des lingots d'alliages à haute valeur ajoutée (voir plus loin). Ce procédé consiste à fondre une électrode consommable – appelée également lingot primaire – pour obtenir un lingot secondaire présentant une qualité métallurgique améliorée. Des présentations détaillées de la refusion ESR ont été rédigées par Duckworth et Hoyle[1] et Hoyle[2].

La Figure 1.1 illustre ce procédé dans sa configuration classique, où le laitier et le lingot refondu sont contenus dans une lingotière statique refroidie par une circulation d'eau. Un courant électrique, le plus souvent alternatif, traverse l'électrode, le laitier et le lingot. L'effet Joule engendré par le passage du courant à travers le laitier – qui est un milieu résistif – fournit l'énergie nécessaire à la fusion de l'électrode. L'extrémité immergée de l'électrode fond petit à petit, et un film liquide est constitué entre l'électrode solide et le laitier. De ce film sont générées des gouttes de métal liquide qui chutent ensuite à travers le laitier, puis sont collectées dans le puits liquide du lingot secondaire qui croît progressivement dans une lingotière en cuivre refroidie. Puisque la solidification des alliages prend place dans un intervalle de température, une zone pâteuse se forme, caractérisée par la coexistence des phases solide et liquide. Au cours de la refusion, le lingot secondaire est alors constitué de trois zones : le puits liquide, la zone pâteuse et une zone entièrement solide. La masse volumique du métal augmentant lorsque la température diminue, le lingot se décolle de la lingotière au fur et à mesure de son refroidissement.

Le laitier liquide, mélange de fluorures et d'oxydes, sépare le lingot refondu de l'atmosphère. Celle-ci peut être ambiante ou inertée. Comme le laitier est également contenu dans la lingotière, une faible épaisseur est solidifiée au contact de la paroi refroidie. Ce laitier solidifié gaine alors le lingot secondaire lorsqu'il croît, et est généralement appelé *peau de laitier*. Le taux de retrait du laitier est du même ordre de grandeur – voire légèrement plus faible – que celui du métal : la peau de laitier reste autour du lingot (et non contre la lingotière)[2]. Elle isole alors partiellement le lingot secondaire thermiquement et électriquement. La peau de laitier protège également le lingot de l'atmosphère et permet une bonne qualité de surface.

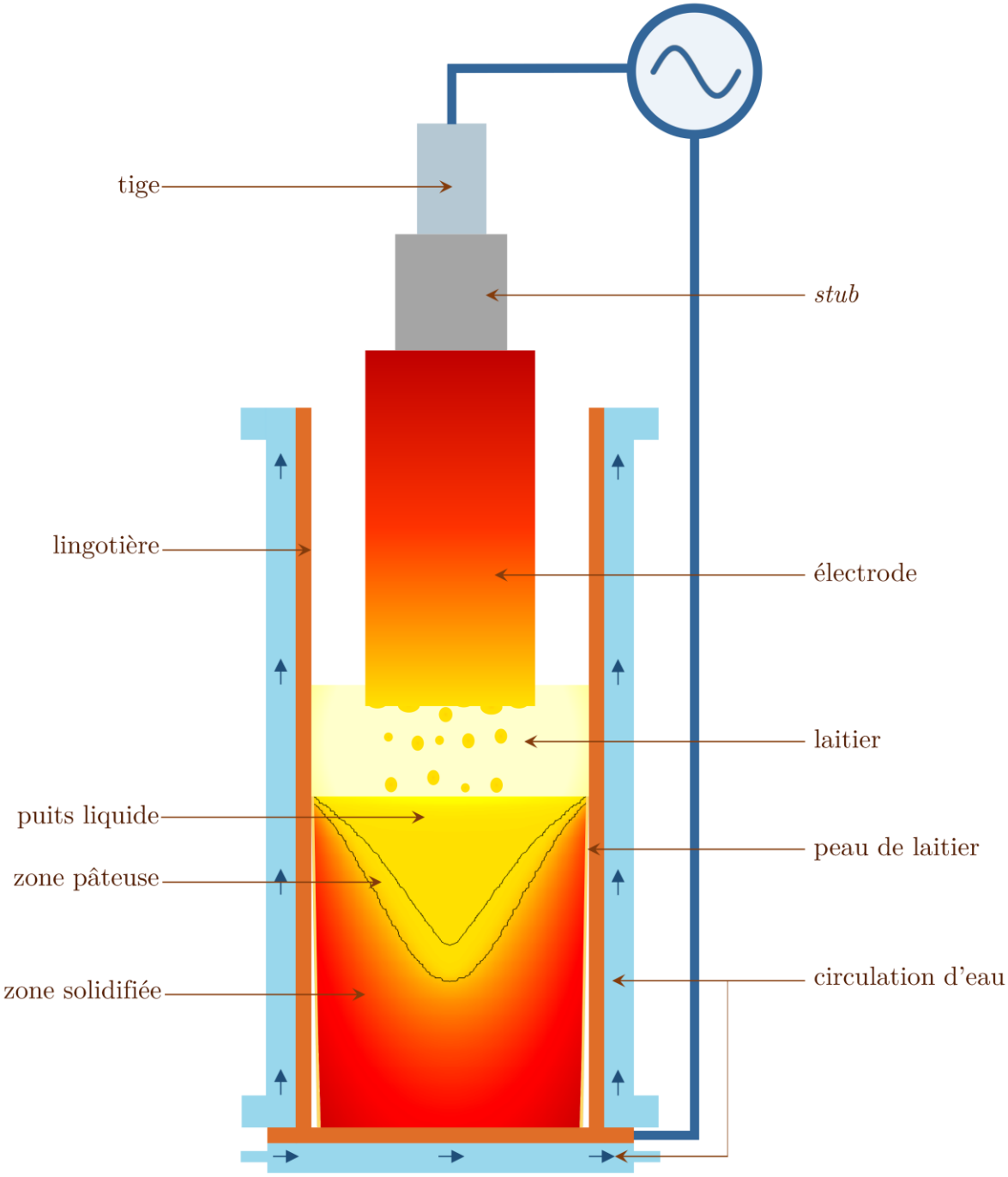


Figure 1.1 : Représentation schématique du procédé de refusion sous laitier électroconducteur

Historique

L'histoire de la refusion ESR décrite dans ce paragraphe est une compilation des informations rapportées par Johnson et Bhat[3]*, Paton et Medovar*[4] *et Medovar et Boko*[5]*.*

La paternité du procédé de refusion sous laitier n'est pas clairement définie. En 1892, Slavyanov – inventeur de la soudure à l'arc – propose d'utiliser un laitier pour limiter les échanges entre la zone soudée et l'atmosphère. Les premiers travaux sur le sujet sont amorcés par les publications de R.K. Hopkins en 1935 aux Etats-Unis, et donneront lieu à un brevet en 1940. Ces deux précurseurs ont permis aux scientifiques de l'E.O. Paton Welding Institute de Kiev de développer, dans les années 1950, le procédé de soudure sous laitier électroconducteur, puis la refusion sous laitier électroconducteur. En 1958, les premiers fours industriels ESR sont installés en Ukraine. En France, le premier four ESR est implanté en 1963 à Firminy (Compagnie des Ateliers et Forges de la Loire). Les premières monographies relatives à la refusion ESR sont publiées en 1962 et 1963 par l'Institut Paton.

Le développement du procédé ESR a principalement eu lieu en Union Soviétique, pour faire face à l'essor de la refusion à l'arc sous vide aux Etats-Unis. De nombreux travaux de cette période sont en effet le fruit de laboratoires de l'Union Soviétique, mais des recherches sont également effectuées dans le reste de l'Europe.

Nuances refondues

Le procédé ESR est couramment employé pour refondre des aciers spéciaux et des superalliages base nickel et base cobalt. La refusion sous laitier permet de produire des aciers d'outillage, comme par exemple l'acier H11, et des aciers inoxydables, tels que les nuances 316L ou encore 15-5-PH utilisée pour des applications aéronautiques. Les superalliages base nickel peuvent également être refondus en utilisant la refusion ESR. Par exemple, l'Inconel 625 dans le domaine de l'énergie, ou encore l'AD730, l'Inconel 718 ou l'Udimet 720 pour l'aéronautique.

Les électrodes sont obtenues par des procédés d'élaboration primaire, dont le choix est guidé par la nuance et l'application. Par exemple, les aciers faiblement alliés sont élaborés au four à arc (*Electric Arc Furnace* EAF) puis affinés en poche ; les aciers inoxydables sont pour leur part affinés grâce aux procédés AOD (*Argon Oxygen Decarburization*) ou VOD (*Vacuum Oxygen Decarburization*). Les superalliages utilisés pour l'aéronautique, l'énergie ou le médical sont élaborés au four à induction sous vide (*Vacuum Induction Melting* VIM)[6]. Ces filières d'élaboration des alliages sont représentées sur la Figure I.1.

La qualité de l'électrode doit bien évidemment être maîtrisée, notamment en ce qui concerne la teneur en éléments qui ne seront pas éliminés grâce au laitier, comme l'hydrogène. Le procédé ESR tolère en revanche des électrodes qui ne soient pas parfaitement cylindriques, et la présence de retassures affecte peu la refusion (en utilisant un système de régulation adapté). La surface de

l'électrode doit être débarrassée de ses oxydes, au risque de modifier les équilibres chimiques du laitier[2].

Conduite du procédé et pratiques industrielles[2,6,7]

Le procédé de refusion ESR peut être décomposé en plusieurs phases. La première étape consiste à amener le laitier à l'état liquide. Deux méthodes de fusion sont utilisées :

- Démarrage *à froid* : le laitier solide est déposé dans la lingotière avec des copeaux métalliques (permettant d'améliorer la conductivité électrique). Un arc électrique est formé entre l'électrode et la base de la lingotière, protégée par une plaque d'amorçage, afin de fondre le laitier *in situ*.
- Démarrage *à chaud* : le laitier est fondu dans un four annexe et transféré une fois liquide dans la lingotière du four ESR.

Une fois le laitier fondu dans la lingotière, la refusion est démarrée par la phase d'amorçage. L'extrémité de l'électrode est plongée dans le laitier pour clore le circuit électrique. Sa température atteint la température de liquidus de la nuance et l'électrode commence à fondre. Un surcroît d'énergie est nécessaire durant l'amorçage pour maintenir le laitier liquide – alors qu'il est en contact avec les parois latérales et la base refroidies de la lingotière – tout en échauffant l'électrode.

La phase de régime est la plus longue de la refusion. Les paramètres opératoires sont stabilisés. Pendant ce régime stationnaire, la pratique industrielle la plus courante consiste à réguler le courant de fusion (ou la puissance électrique) afin d'assurer une vitesse de fusion constante. *L'annexe 1 présente plus en détail la régulation de la refusion ESR.*

La dernière étape de la refusion est appelée masselottage, son rôle étant similaire aux masselottes utilisées en coulée conventionnelle. La puissance est diminuée pour réduire progressivement la vitesse de fusion et la chaleur apportée au lingot secondaire. Ceci permet d'orienter la solidification du puits liquide vers le sommet du lingot en diminuant son volume. L'objectif de cette étape est de réduire la profondeur et la taille de la retassure – qui peut même parfois ne pas se former – et le risque de formation de porosités.

Un exemple représentatif de l'évolution du courant et de la vitesse du fusion au cours de l'opération de refusion est présenté sur la Figure 1.2. *Pour des raisons de confidentialité, ces données sont adimensionnalisées.*

Le lingot reste contenu dans la lingotière pendant un certain temps après la coupure du courant, afin de solidifier le dernier puits liquide et le laitier. Enfin, il est démoulé et débarrassé de sa peau de laitier avant d'être transformé.

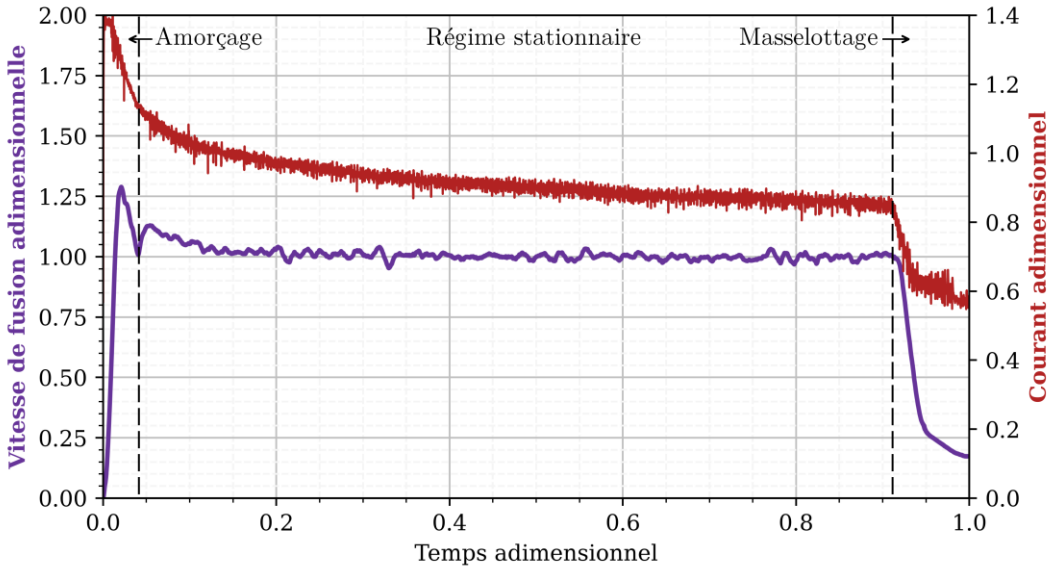


Figure 1.2 : Exemple représentatif d'évolution de la vitesse de fusion et du courant lors d'une refusion ESR

Variantes du procédé ESR

Le procédé de refusion sous laitier électroconducteur donne lieu à différentes variantes[2,6,8]. Les configurations les plus courantes sont listées ci-dessous et sont représentées sur la Figure 1.3.

- ESR à lingotière statique : la lingotière – contenant le lingot secondaire et le laitier – est fixe ; l'électrode est alors descendue tout au long de la refusion. La descente de l'électrode est fonction de la vitesse de fusion et du taux de remplissage (1). *Seule cette configuration du procédé est étudiée dans la suite du manuscrit.*
- ESR à lingotière courte (*short-collar mould*) : le lingot est solidifié dans une lingotière courte, formée d'un anneau qui se désolidarise de sa base pendant la refusion. Le plus souvent l'anneau est fixe et la base mobile est alors descendue au cours de l'opération.
- ESR inerté ou ESR sous pression (PESR) : variantes de l'ESR à lingotière statique avec un système (cloche ou capot) isolant le four de l'atmosphère, et permettant ainsi un balayage de gaz inerte ou une surpression.
- ES-CCM (*Electroslag Current Conductive Mould*) : variante du procédé à lingotière courte où le retour de courant peut être effectué par l'anneau de la lingotière, en périphérie du laitier. L'arrangement des apports en puissance électrique permet de contrôler indépendamment la vitesse de fusion, la température et la distribution de chaleur dans le laitier[9].

(1) Le taux de remplissage ϕ est défini comme le rapport du rayon de l'électrode et du rayon interne de la lingotière. Il peut également être défini comme le rapport des surfaces.

- ESR Rapide (ESRR)[8] : procédé semi-continu, permettant d'obtenir des billettes à partir de la refusion d'une électrode plus large. Le métal liquide solidifie dans la partie basse d'une lingotière courte en T.
- ESR à électrodes multiples : plusieurs électrodes sont refondues simultanément, afin d'obtenir des lingots secondaires de grandes dimensions.
- ESR pour lingot creux (*Hollow ingot*) : une ou plusieurs électrodes (selon le type de lingotière utilisé) sont refondues pour former un lingot creux. Ces lingots sont forgés pour produire entre autres des canons pour l'industrie de l'armement, des tubes et des viroles pour des récipients sous pression ou pour des réacteurs nucléaires, etc.[10].

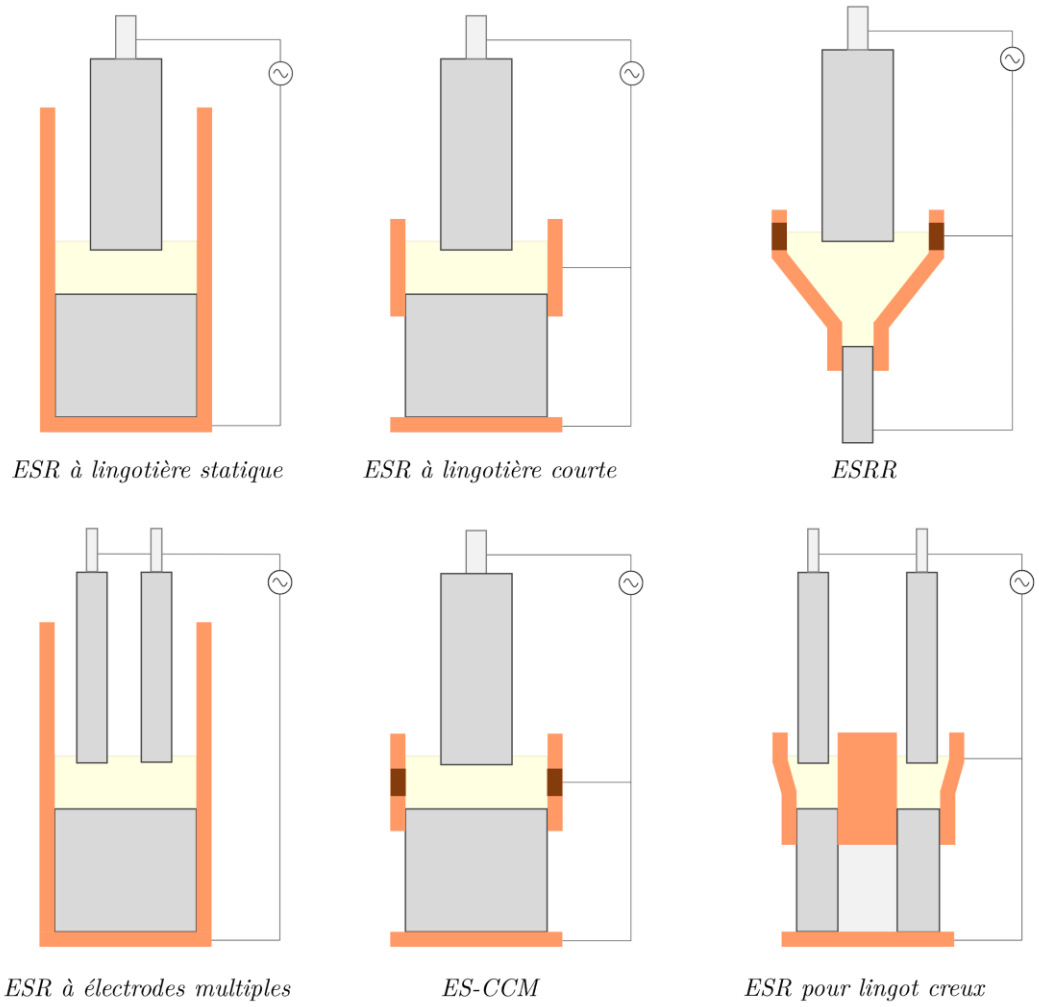


Figure 1.3 : Représentations schématiques de certaines variantes du procédé de refusion sous laitier électroconducteur

Procédés alternatifs

La refusion sous laitier électroconducteur n'est pas le seul procédé permettant d'élaborer un lingot secondaire ayant une qualité métallurgique accrue. Parmi les procédés alternatifs, la refusion à l'arc sous vide VAR (*Vacuum Arc Remelting*) est fréquemment employée. Les procédés de refusion par faisceau d'électrons EBM (*Electron Beam Melting*) ou par plasma PAM (*Plasma Arc Melting*) sont moins couramment utilisés pour l'élaboration des aciers et superalliages.

Les procédés VAR et ESR à lingotière statique partagent des caractéristiques communes. L'électrode est refondue petit à petit afin de former un lingot secondaire dans une lingotière refroidie. En revanche, l'enceinte du four VAR est maintenue sous un vide poussé (entre 10^{-2} et 10^{-3} mbar) et la chaleur permettant la fusion provient d'un arc électrique formé entre l'électrode et le lingot secondaire. Ce procédé est illustré par la Figure 1.4.

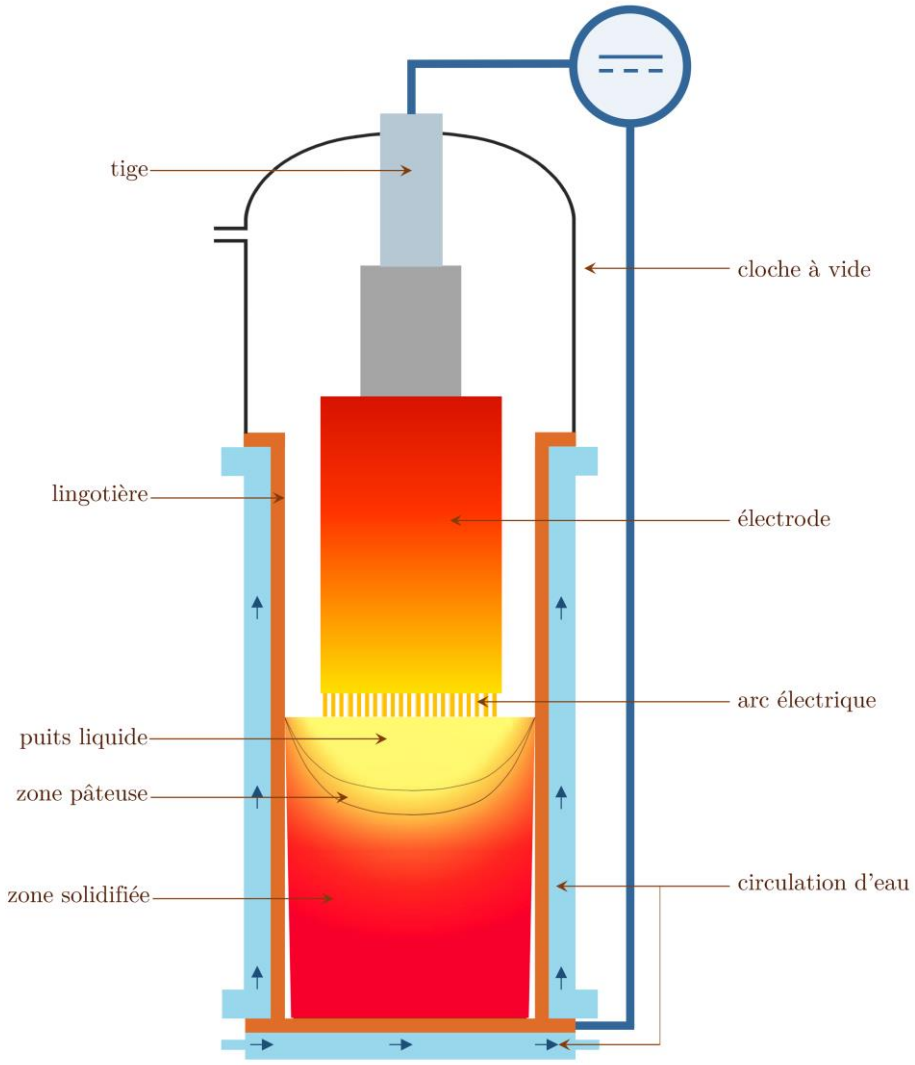


Figure 1.4 : Reprédentation schématique du procédé de refusion à l'arc sous vide VAR

Bien qu'ils aient un fonctionnement similaire et qu'ils soient souvent mis en concurrence, ces procédés ont leurs avantages ou contraintes spécifiques.

La présence du laitier lors de la refusion ESR permet d'éliminer plus efficacement les macro- et méso-inclusions (> 10 μm). Le transfert d'oxygène entre le laitier et le métal peut toutefois entraîner une augmentation du nombre d'oxydes de faible taille (< 10 μm), qui n'est pas observée en VAR.

Concernant l'affinage du métal, la refusion sous laitier facilite l'élimination du soufre, tandis que la refusion à l'arc sous vide diminue la présence de corps volatils indésirables (H_2, humidité, N_2). La refusion VAR n'est toutefois pas adaptée pour refondre des nuances contenant des éléments d'alliages volatils (Mn, Cu, N, …).

La morphologie des puits liquides est différente pour ces deux procédés : le profil du puits est en forme de U lors de la refusion VAR, tandis que sa forme se rapproche d'un V dans le lingot ESR. Cette différence rend les lingots refondus sous laitier plus sensibles aux méso-ségrégations tels que les canaux ségrégés (ou *freckles*). La refusion sous laitier permet d'obtenir un lingot avec une meilleure qualité de surface, grâce à la présence de la peau de laitier. Les lingots ESR sont exempts de taches blanches, défauts typiques de la refusion VAR.

Les avantages spécifiques aux procédés VAR et ESR peuvent être combinés en effectuant successivement une fusion par induction, une refusion sous laitier puis une refusion à l'arc. Ce procédé, appelé *triple melt*, permet notamment la production de pièces aéronautiques critiques.

Le procédé de refusion arc-laitier (*Arc Slag Remelting*, ASR) est dérivé des procédés ESR et PAR[11]. Un arc électrique est formé entre l'électrode et le laitier, sous une atmosphère contrôlée. Ce procédé permet de combiner les avantages des procédés VAR et ESR, notamment en offrant une meilleure qualité de surface qu'en VAR[12]. Le gaz formant l'atmosphère peut être utilisé comme réactif, par exemple pour enrichir l'acier refondu en azote. Ce procédé est toutefois bien moins répandu que les refusions VAR et ESR, sans doute à cause de sa difficulté de mise en œuvre et de régulation.

1.1.2. Caractéristiques du lingot refondu sous laitier

Propreté inclusionnaire

La quantité et la distribution en taille des inclusions contribuent grandement à la qualité des produits élaborés, étant donné que ces inclusions ont une influence sur les propriétés mécaniques finales de l'alliage. Grâce aux interactions métal/laitier, le procédé ESR permet de réduire significativement la quantité d'inclusions (Figure 1.5). Les propriétés mécaniques de l'alliage sont améliorées, notamment l'endurance en fatigue, comme illustré par la Figure 1.6. La reprise en oxygène peut conduire à une forte densité de micro-inclusions, mais ces dernières ne sont pas néfastes en termes de propriétés mécaniques, notamment concernant l'endurance en fatigue[6].

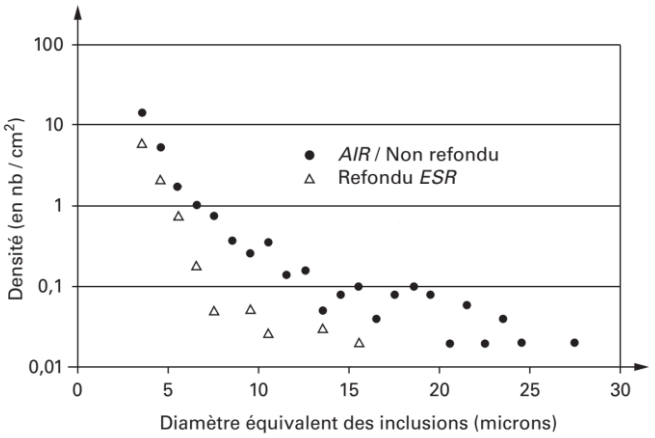


Figure 1.5 : Distribution des inclusions dans des lingots coulés à l'air et refondus (crédit : Aubert & Duval)[6]

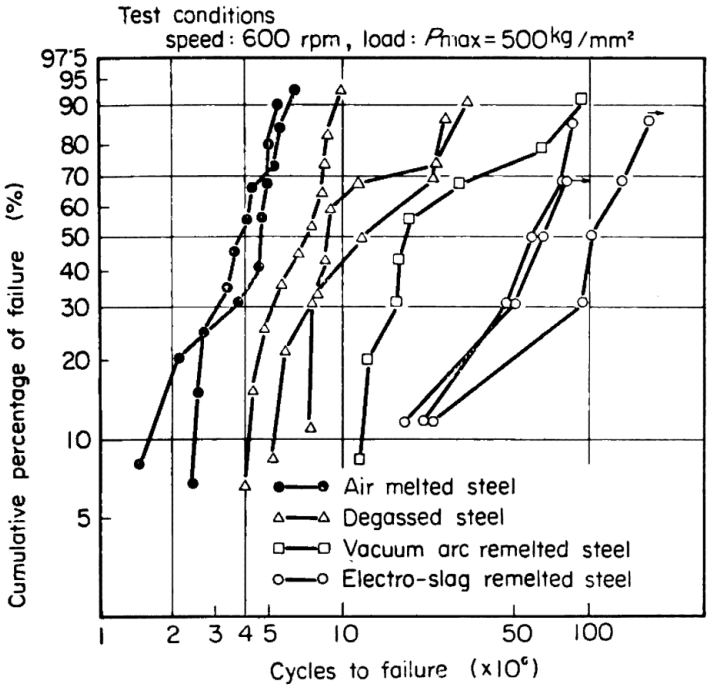


Figure 1.6 : Résultats de "thrust type static load life testing" de l'acier à roulements SUJ 2 pour différentes méthodes de coulée[13]

Les trois principaux sites d'interaction métal/laitier et d'élimination des inclusions sont les interfaces suivantes :

- Electrode (film liquide) /laitier
- Gouttes/laitier
- Puits liquide/laitier

Le site de réaction privilégié est l'interface film liquide/laitier selon plusieurs auteurs[2,14–16]. Les conditions de réaction y sont en effet particulièrement favorables. Le film liquide est assez fin et le rapport surface/volume est donc important. Le temps de séjour du métal y est de l'ordre de la seconde[14] et les fortes vitesses dans le laitier permettent un renouvellement fréquent de l'interface.

Au niveau de l'interface laitier/puits liquide, les températures sont plus élevées. D'autres réactions sont donc possibles sur ce site, les équilibres étant différents. Par flottation, les inclusions peuvent également être captées par le laitier.

Les réactions à l'interface gouttes/laitier sont supposées d'importance moindre, compte tenu du faible temps de séjour des gouttes (cf. Chapitre 3).

Solidification

La maîtrise de la solidification du lingot est le principal avantage des procédés de refusion. Grâce à l'extraction de chaleur par les parois refroidies de la lingotière et l'apport continu de métal liquide au cours de l'opération, le lingot est solidifié progressivement. La distribution et l'amplitude des flux de chaleur entrants – au sommet du lingot – et sortants – à la paroi latérale et à la base – sont à l'origine de la forme du puits liquide. L'observation de la morphologie et du volume du puits constitue un premier critère de qualité du lingot refondu.

Les conditions de solidification imposent au lingot une structure majoritairement colonnaire. Le lingot refondu est également caractérisé par l'absence de porosité axiale. La macroségrégation est réduite en comparaison avec celle présente dans l'électrode.

Le temps local de solidification[17] (abrégé TLS) est réduit par rapport à celui obtenu avec les méthodes de coulée conventionnelles. Ce temps caractéristique, relié au gradient thermique G et à la vitesse d'avancée du front V par la formule (1.1), représente le temps nécessaire à la solidification d'un volume élémentaire représentatif.

$$TLS = \frac{T_{liquidus} - T_{solidus}}{G \cdot V} \tag{1.1}$$

La modélisation du procédé ESR permet de prédire les caractéristiques thermiques du lingot refondu (comme le gradient thermique G), la forme du puits liquide et son évolution.

Par des corrélations empiriques, ces caractéristiques thermiques permettent d'estimer les tailles caractéristiques des structures (comme par exemple les espacements interdendritiques primaire et secondaire pour les structures colonnaires) ainsi que la qualité du lingot en utilisant des critères spécifiques. Par exemple, la présence de porosité peut être évaluée grâce au critère de Niyama[17,18], et les critères de Suzuki[19,20] ou de Rayleigh[21–23] évaluent la probabilité de formation de veines ségrégées (*freckles*).

1.1.3. Spécificités des laitiers ESR

Cette partie ne se veut pas exhaustive mais souligne quelques caractéristiques importantes des laitiers utilisés afin de mieux comprendre leur comportement lors de la refusion ESR. Le lecteur pourra se référer aux travaux de Mills et Keene[24,25] ou au Slag Atlas[26] pour plus de détails.

Dans cette partie comme dans le reste du manuscrit, toutes les compositions sont exprimées en pourcent massique.

Composition

Les laitiers utilisés dans le procédé ESR sont généralement composés de fluorure de calcium CaF_2 mélangé avec des oxydes. La chaux vive CaO et l'alumine Al_2O_3 sont les principaux oxydes utilisés. D'autres fluorures, comme le fluorure de magnésium MgF_2, ou d'autres oxydes peuvent être ajoutés, par exemple la magnésie MgO, la silice SiO_2, le dioxyde de titane TiO_2, etc. Ces composants, même en faible quantité, modifient les propriétés thermo-physiques du laitier ou ses capacités d'affinage.

L'ESRT (2) a proposé une notation de type aF/b/c/d/e pour nommer les laitiers ESR, où a, b, c, d et e sont respectivement les teneurs en CaF_2, CaO, MgO, Al_2O_3, et SiO_2 [1]. Dans la pratique, une notation plus concise est utilisée en omettant les composants non-utilisés. Par exemple, 70/15/15 renvoie à un laitier composé de 70 % CaF_2, 15 % CaO et 15 % Al_2O_3 (cette composition, l'une des plus courantes, sera régulièrement utilisée dans la suite de cette étude). De même, 80/20 correspond à un laitier composé de 80 % CaF_2 et 20 % CaO.

La notation russe est également fréquemment utilisée. Des exemples sont donnés dans le Tableau 1.1.

(2) L'ESRT – Electro-Slag Refining Technology – était un organisme de développement du procédé ESR lancé par la British Iron & Steel Research Association (BISRA).

Notation	CaF_2	CaO	MgO	Al_2O_3	SiO_2
ANF-1	≥ 92				≤ 5
ANF-1P	95	5			
ANF-6	70			30	
ANF-7	80	20			
ANF-8	60	20		20	
ANF-9	80		20		
ANF-14	60	10	10	10	10
AN-20	20	15	15	30	20

Tableau 1.1 : Notation russe et composition de quelques laitiers utilisés pour la refusion ESR

Structure des laitiers

Il est largement admis que les laitiers ESR, riches en CaF_2, sont majoritairement ioniques à l'état liquide. Des mesures de conductivité électrique ont en effet montré que les porteurs de charges étaient des ions[27]. Les laitiers liquides sont donc composés de cations (alcalino-terreux ou métalliques), d'anions (halogènes ou chalcogènes) et d'anions complexes. Ces derniers, comme les aluminates ou les silicates, ont un rôle important sur les propriétés du liquide : les liaisons qui les constituent (Al-O ou Si-O) ont un caractère ionique plus faible que la liaison Ca-F. Puisque la mobilité de ces anions complexes est moindre que celle des ions fluorures F^-, leur présence diminue la conductivité électrique. Par ailleurs, l'encombrement stérique des silicates et aluminates étant plus important, ces oxydes augmentent la viscosité des laitiers.

La formation de ces anions complexes dépend de la composition du laitier. Concernant les silicates, les cations au degré d'oxydation +II (comme Ca^{2+} ou Mg^{2+}) tendent à rompre les liaisons Si-O, donc à dépolymériser les chaînes silicatées. Ainsi, malgré un ajout de silice dans les laitiers de type 70/15/15, la grande quantité d'ions Ca^{2+} rend peu probable la formation de longues chaînes silicates[25].

Les aluminates peuvent également être décomposés par les ions fluorures, qui forment des oxyfluorures d'aluminium comme $AlO_2F_2^{3-}$ ou $AlOF_2^-$ [24]. Du fluorure d'aluminium AlF_3, gazeux à de telles températures, peut même être formé[28].

Réactivité des laitiers ESR

A haute température, les laitiers ESR réagissent avec le métal et l'atmosphère, et peuvent également réagir avec leur contenant réfractaire. Selon sa composition, le laitier peut également être hors équilibre et les fluorures réagissent avec les oxydes (réaction (1.2) par exemple). Ainsi, la composition du laitier évolue continuellement au cours de son utilisation[24]. La formation de fluorure d'aluminium $AlF_{3\,(g)}$ est particulièrement remarquée dans les laitiers du système CaF_2-Al_2O_3, mais l'ajout de CaO diminue la réaction entre les fluorures et l'alumine[29].

Le fluorure de calcium est classiquement décomposé par réaction avec l'humidité de l'atmosphère (réaction (1.3)). Le fluorure d'hydrogène HF produit est nocif pour l'installation et représente également un risque pour les personnes présentes à proximité du four.

$$3\ CaF_2 + Al_2O_3 = 2\ AlF_{3\ (g)} + 3\ CaO \qquad (1.2)$$

$$CaF_2 + H_2O = CaO + 2\ HF_{\ (g)} \qquad (1.3)$$

La réactivité entre le laitier et le creuset réfractaire rend délicate la mesure de ses propriétés physiques à haute température. Ces caractérisations sont également biaisées par l'évolution continuelle de la composition du laitier.

Température de liquidus

Comme pour les alliages métalliques, l'intervalle de solidification des laitiers est délimité par une température de liquidus et une température de solidus. Le laitier doit être choisi de sorte que sa température de liquidus soit au moins inférieure de 100°C à celle l'alliage refondu[24,30]. Cette condition permet d'obtenir une bonne qualité de surface du lingot. En effet, au sommet du puits liquide, le métal liquide est en contact avec la peau de laitier et peut alors la refondre partiellement. L'alliage se solidifie ainsi sur une structure liquide ou pâteuse, comme illustré sur la Figure 1.7, ce qui permet d'obtenir une surface lisse.

Dans le procédé ESR, la température opératoire du laitier est de l'ordre de 200 à 300 °C au-dessus de son liquidus[2].

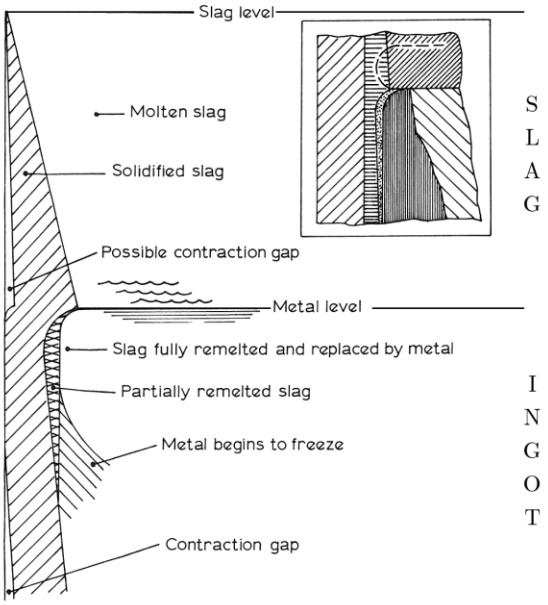


Figure 1.7 : Illustration de la solidification du laitier en contact avec la lingotière et de la solidification du métal sur la peau de laitier, d'après Hoyle[2] (modifié)

Conductivité thermique

Le caractère semi-transparent au rayonnement infrarouge des laitiers rend délicate l'évaluation de leur conductivité thermique, car il est difficile de séparer leur conductivité phonique de leur « conductivité équivalente » par transfert radiatif. Du fait de ce caractère diathermique, la littérature présente une très large gamme de valeurs – entre 0,4 $W.m^{-1}.K^{-1}$ et 280 $W.m^{-1}.K^{-1}$, valeurs rapportées par Mitchell et Wadier[31] – certains auteurs mesurant une conductivité thermique par conduction, d'autres une conductivité globale incluant le transfert radiatif.

Il est bien évidemment important de considérer le caractère diathermique des laitiers ESR dans la modélisation des flux de chaleur. Une conductivité thermique effective peut être utilisée. Mitchell et Wadier utilisent la relation (1.4)[31], basée sur l'approximation de Rosseland[32], pour évaluer la « conductivité thermique radiative » λ_{rad} du laitier 70/15/15. La conductivité thermique « vraie » est estimée à 0,5 $W.m^{-1}.K^{-1}$, et peut donc être négligée.

$$\lambda_{rad} = 5{,}23\ 10^{-9}\ T^3 \tag{1.4}$$

Conductivité électrique

Le laitier est le milieu résistif du procédé ESR qui permet la conversion de l'énergie électrique en énergie thermique nécessaire à la fusion de l'électrode. La conductivité électrique du laitier est donc déterminante pour le contrôle de la vitesse de fusion de l'électrode.

A une température donnée, la conductivité électrique du laitier dépend de la mobilité des ions et de leur concentration. La mobilité de ces espèces dépend de leur encombrement stérique et de leur degré de liaison avec les autres ions en présence. L'ajout d'oxydes aux liaisons ioniques (comme la chaux CaO ou la magnésie MgO) aura donc un effet moindre sur la conductivité électrique que l'ajout d'oxydes dont les liaisons sont partiellement polaires (Al_2O_3 ou TiO_2). Ces derniers forment soit des ions complexes, soit des oxyfluorures, qui ont une mobilité plus faible[33,34].

La conductivité électrique des laitiers varie également avec la température : elle augmente fortement lorsque le laitier devient liquide, puis augmente également lorsque le liquide est surchauffé. Cette dépendance peut s'exprimer en utilisant une loi d'Arrhenius[33].

Ogino *et al.* proposent une loi d'évolution (relation (1.5)) de la conductivité électrique σ_s en fonction de la composition et de la température, basé sur le calcul d'un nombre d'équivalent alumine N_x[34].

$$\sigma_s = \exp(1{,}911 - 1{,}38N_x - 5{,}68N_x^2) + 0{,}0039\,(T - 1700)$$
$$avec\ N_x = (N_{Al_2O_3} + 0{,}75N_{SiO_2} + 0{,}5(N_{TiO_2} + N_{ZrO_2}) + 0{,}2(N_{CaO} + N_{CaS}) \quad (1.5)$$

où T est la température en °C et N_i est la fraction molaire du composé i.

Viscosité

La viscosité est la résistance d'un fluide à l'écoulement, qui reflète la difficulté de glissement entre les structures moléculaires, atomiques ou ioniques qui le constituent. Dans ce paragraphe, le terme viscosité renvoie à la viscosité dynamique.

La viscosité des laitiers ESR est de l'ordre du centipoise (1 cPo = 1 10^{-3} Pl = 1 mPa.s) selon Hoyle[2], et les laitiers sont considérés comme des fluides newtoniens[35]. Pour comparaison, la viscosité de l'eau à température ambiante est d'environ 1 cPo.

La viscosité conditionne les mouvements du laitier et des gouttes le traversant, mais également la capacité des gaz (produits ou captés par la surface libre) à s'échapper. La connaissance de cette propriété est donc primordiale pour simuler l'hydrodynamique du laitier.

Comme évoqué précédemment dans ce paragraphe, les structures ioniques présentes dans le laitier liquide, qui influent sur la viscosité, dépendent de sa composition globale. Par exemple, En étudiant la viscosité des laitiers du système ternaire CaF_2-CaO-Al_2O_3, Yanagase *et al.* ont souligné le caractère amphotère de l'alumine[36,37]. En effet, pour un rapport molaire CaO/Al_2O_3 > 1, des ions complexes se forment (les aluminates sont stabilisés par CaO) : la viscosité augmente avec la teneur en alumine. A l'inverse, lorsque le rapport molaire CaO/Al_2O_3 < 1, l'ajout d'alumine ne semble pas augmenter la viscosité car, dans ce cas, les fluorures ont plus de facilité à décomposer les structures aluminates.

La réactivité des laitiers ESR rend toutefois relativement complexe la mesure de leur viscosité en phase liquide. C'est pourquoi les valeurs expérimentales publiées sont peu nombreuses. De plus, à cause des variations dues à la technique utilisée et aux conditions expérimentales parfois éloignées, ces valeurs ne présentent pas toujours un bon accord.

La Figure 1.8 reprend les valeurs de viscosité dans le ternaire CaF_2-CaO-Al_2O_3 présentées par Mills (à 1500°C)[38]. Sur ce dernier, les iso-contours de viscosité représentés sont ceux de Zhmoidin et Moldavskiy, conseillés par Mills et Keene[24]. L'auteur précise que les valeurs des iso-contours publiés par Yaganase *et al.* sont deux à trois fois plus faibles pour les laitiers avec une teneur en CaF_2 supérieure à 50 %[38]. Ces différences sont sans-doute liées à la zone de non-miscibilité – c'est-à-dire où deux liquides coexistent – qui est présente pour des teneurs en CaF_2 comprises entre 40 et 95 %.

D'autres valeurs de viscosité dans le ternaire CaF_2-CaO-Al_2O_3 sont présentées en Annexe 2, notamment celles mesurées par Yanagase et al.

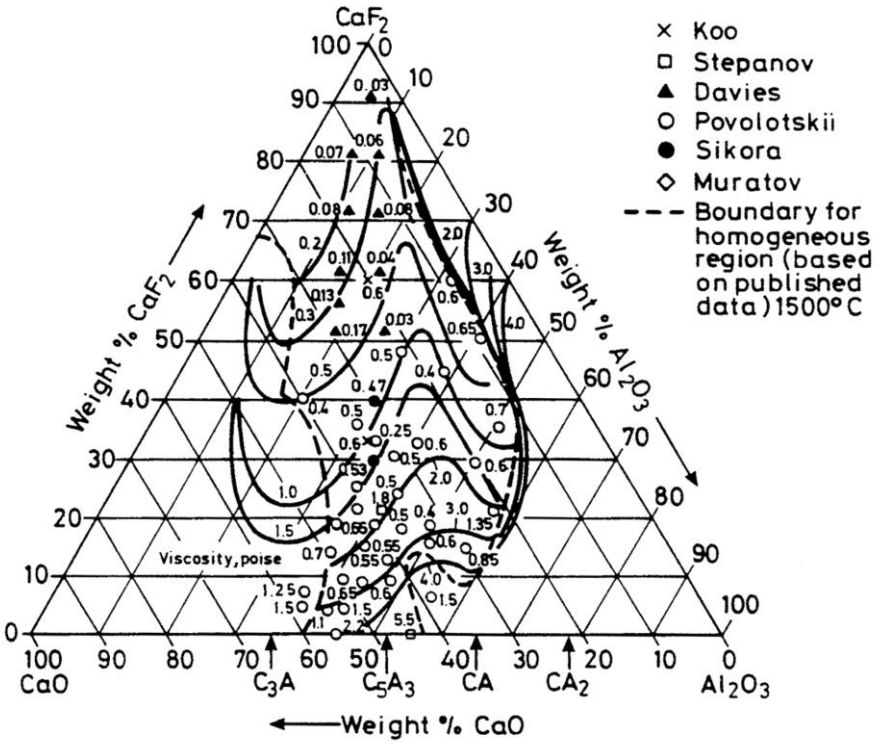


Figure 1.8 : Viscosité dans le ternaire CaF2-CaO-Al2O3 à 1500°C[38]

La viscosité diminue avec la température, comme illustré par l'évolution des valeurs rapportées par Davies et Wright[39] (Figure 1.9) et par Li[40] (Figure 1.10). Davies et Wright présentent des mesures effectuées pour des laitiers 3CaO.Al_2O_3-CaF_2, alors que celles de Li concernent le laitier 12CaO.7Al_2O_3-CaF_2. Dans les deux cas, la viscosité est mesurée pour plusieurs teneurs en CaF_2 ainsi qu'à plusieurs températures.

On notera que le composé défini 3CaO.Al_2O_3 est un mélange à 54,1 % CaO et 45,9 % Al_2O_3. 12CaO.7Al_2O_3 correspond à 48,5 % CaO et 51,5 % Al_2O_3. Ainsi, sur la Figure 1.9, l'échantillon contenant 70 % de CaF_2 est un laitier 70/16,2/13,8. Quant à la Figure 1.10, le laitier à 70 % de CaF_2 utilisé est équivalent à 70/14,5/15,5. Ces deux laitiers ont donc une composition très proche du 70/15/15.

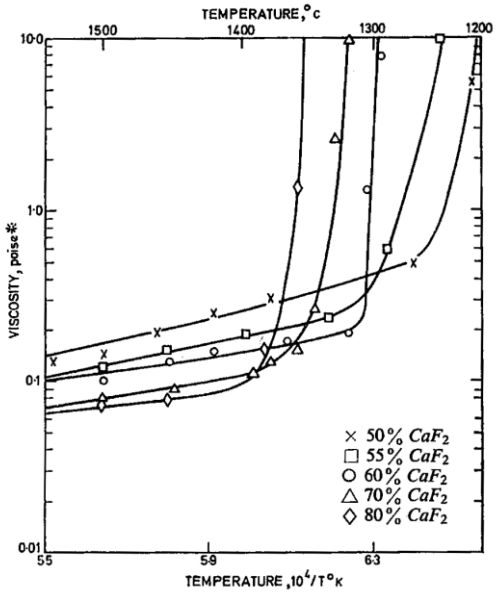


Figure 1.9 : Evolution de la viscosité de laitiers $3CaO.Al_2O_3$-CaF_2 en fonction de la température[39]

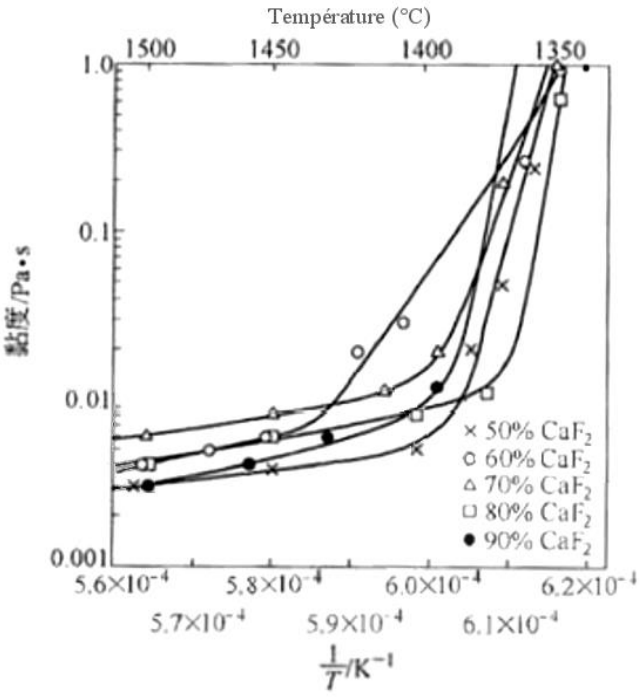


Figure 1.10 : Evolution de la viscosité de laitiers $12CaO.7Al_2O_3$-CaF_2 en fonction de la température[40]

Globalement, les valeurs expérimentales présentées sur les Figures 1.8 à 1.10 ne sont pas en très bon accord, mais restent du même ordre de grandeur. Dans le cas du laitier 70/15/15, elles sont plus faibles que la valeur suggérée par les lignes d'iso-viscosité conseillées par Mills *et al.*[38] (Figure 1.8), mais assez proches de la valeur proposée par Yanagase *et al.*[36] (voir Annexe 2). On considérera donc que les laitiers de type 70/15/15 ont une viscosité de l'ordre de 0,008 Pa.s à 1500 °C.

1.2. Modélisation du procédé

En raison du coût élevé des campagnes expérimentales dans le domaine de la métallurgie d'élaboration, les modèles numériques sont devenus un outil de choix pour étudier les procédés et optimiser les conditions opératoires. En particulier, la modélisation du procédé de refusion sous laitier électroconducteur a suscité de nombreux travaux depuis les années 1970. Après avoir présenté les éléments principaux de la refusion ESR et les phénomènes physiques qui doivent être pris en compte, nous citerons les principaux modèles de la littérature. Ceux consacrés aux réactions électrochimiques et aux échanges métal-laitier ne sont pas listés, cet aspect ayant été a priori écarté de la présente étude.

Des revues de la littérature concernant la modélisation et la simulation du procédé de refusion sous laitier électroconducteur ont été publiées par Hernandez-Morales et Mitchell[41]*, et plus récemment par Kharicha* et al.[42] *ou encore par Schubert* et al.[43].

1.2.1. Du procédé à la modélisation

Avant d'introduire les modèles du procédé de refusion sous laitier électroconducteur, il est intéressant de lister ses éléments principaux, et de mettre en regard les composantes nécessaires à un modèle de ce procédé, comme l'ont fait Viswanathan *et al.*[44].

Les principaux éléments du procédé ESR sont :

- une électrode consommable ;
- le laitier liquide dans lequel est immergée l'électrode ;
- le lingot en cours de solidification et son puits liquide ;
- la lingotière refroidie par circulation d'eau ;
- la peau de laitier entourant le lingot.

Pour décrire convenablement tous ces éléments, il est nécessaire de modéliser :

- les mouvements au sein du laitier, du puits liquide et de la zone pâteuse ;
- les phénomènes électromagnétiques : forces de Lorentz et effet Joule ;
- les transferts de chaleur ;
- la solidification du lingot ;
- la solidification du laitier et la formation de la peau de laitier ;
- les conditions aux limites appropriées aux interfaces laitier/air, air/électrode, laitier/lingotière et lingot/lingotière ;
- le transport de chaleur et de masse par les gouttes.

1.2.2. Les modèles historiques du procédé de refusion sous laitier

Etudes thermiques du procédé ESR

L'étude des transferts thermiques dans le laitier, l'électrode et le lingot refondu a été à l'origine des premiers modèles traitant du procédé ESR[45–52]. Maulvault a modélisé les transferts thermiques au sein du lingot et a également mené une étude expérimentale en mesurant les températures dans l'électrode, le laitier et le lingot à l'échelle du laboratoire. Les modèles sont ensuite appliqués à des refusions à l'échelle industrielle[45]. Il souligne notamment que le puits liquide atteint un régime quasi-permanent à partir d'une hauteur de lingot comprise entre 1,5 et 1,8 fois son diamètre. Jeanfils *et al.* défendent une conclusion similaire[47].

L'électrode a été l'objet de plusieurs études dans les années 1970. Un modèle thermique a été développé par Mitchell *et al.*[49,50], et les gradients thermiques calculés ont été comparés à des mesures expérimentales. Le four ESR utilisé était de petite taille (électrode de diamètre 25 à 38 mm, lingotière de diamètre 57 à 82,5 mm), et les essais ont été réalisés en courant continu (électrode de polarité positive ou négative). Le modèle thermique développé néglige la conduction entre l'électrode et son support (le *stub*), mais tient compte des échanges radiatifs entre l'électrode, le laitier et la lingotière.

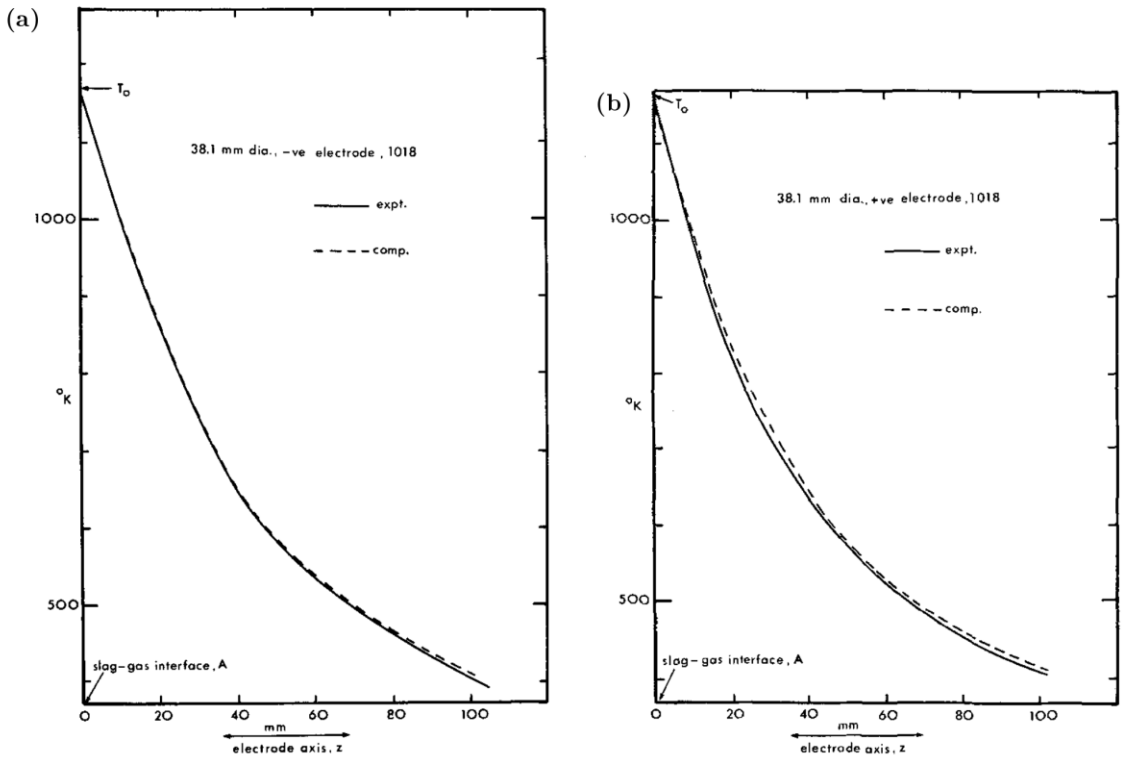


Figure 1.11 : Profils de température mesurés et calculés pour une électrode d'acier AISI 1018 de diamètre 38,1 mm en polarité négative (a) et positive (b)

Les profils de température expérimentaux et calculés (Figure 1.11) sont en bon accord. Il est montré que la thermique de l'électrode est largement dominée par le transfert diffusif à l'interface avec le laitier ; les échanges radiatifs ne jouent qu'un rôle mineur. Les auteurs supposent que la contribution du transfert thermique par rayonnement sera encore plus négligeable pour les électrodes de taille industrielle[50].

Cette étude thermique a ensuite été étendue à l'ensemble du procédé : des mesures de température dans le laitier et la lingotière ont été effectuées, la chaleur extraite par la lingotière a été évaluée et la tension dans le laitier a été mesurée[53]. L'importance de la profondeur d'immersion de l'électrode sur la génération de chaleur par effet Joule est alors soulignée.

Tacke et Schwerdtfeger ont observé la forme de l'extrémité d'électrodes utilisées dans un four ESR de laboratoire (courant continu) et les ont comparées aux formes simulées par leur modèle[52]. Toutefois, celui-ci est basé uniquement sur la résolution de l'équation de transfert de chaleur en régime permanent dans l'électrode et le laitier en considérant une interface libre ; l'impact des mouvements dans le laitier sur la fusion de l'électrode n'est donc pas pris en compte. Certaines comparaisons sont reproduites sur la Figure 1.12.

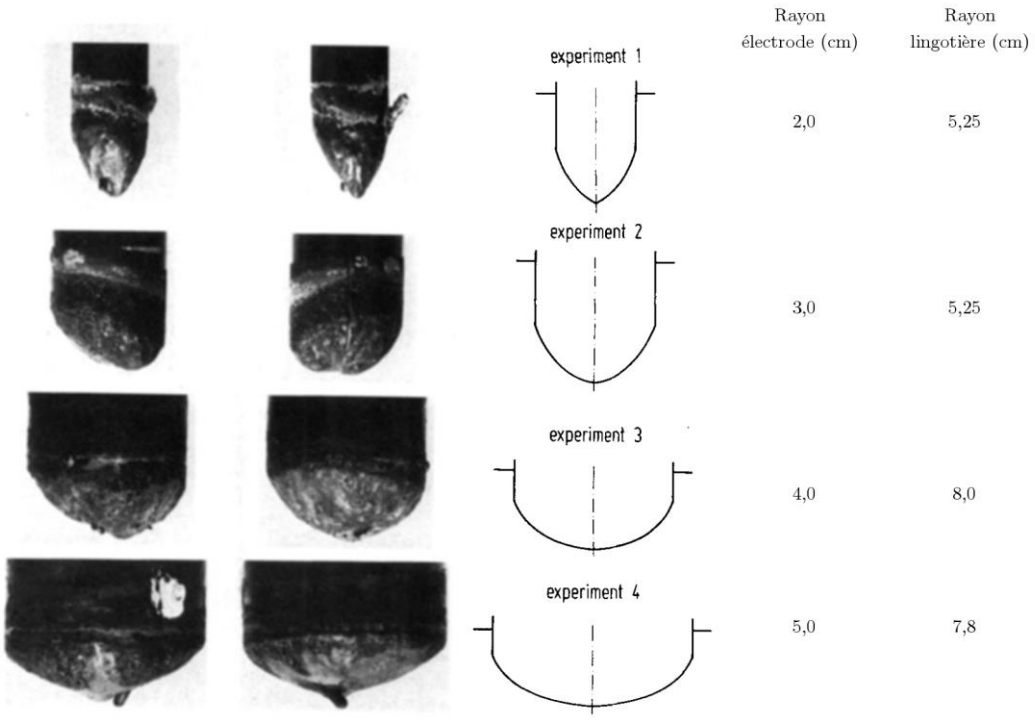


Figure 1.12 : Comparaison des extrémités immergées de l'électrode et des résultats de simulaions, d'après Tacke & Schwerdtfeger[52]

Ils proposent également une classification des formes des électrodes immergées (Figure 1.13). Les types I et II peuvent être obtenus en supposant un flux de chaleur homogène sur toute la surface de fusion, tandis que les types III et IV nécessitent une variation du flux de chaleur en fonction du rayon. La forme « en crayon » du type I est caractéristique des petites électrodes

refondues avec une forte immersion et un taux de remplissage faible. Le type II peut être obtenu pour des électrodes de différentes tailles. Les types III et IV sont caractéristiques des refusions ESR à l'échelle industrielle et sont obtenus lorsque le flux de chaleur n'est pas uniformément distribué sur la surface de fusion. Le type III correspond à un apport de chaleur moindre près de l'axe, et le type IV à un apport de chaleur moindre en périphérie de l'électrode. Ces configurations dépendent du champ de température et de l'hydrodynamique du laitier.

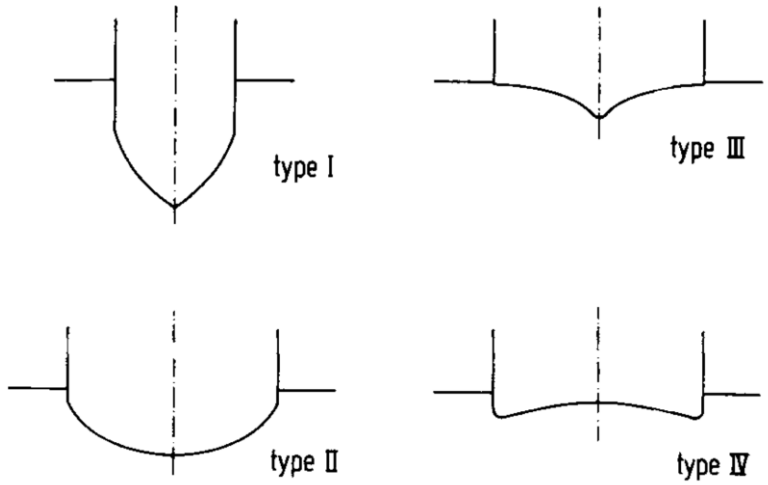


Figure 1.13 : Classification des types morphologiques de l'extrémité immergée de l'électrode ESR, d'après Tacke & Schwerdtfeger[52]

Modèles hydrodynamiques du laitier et modèles couplés

Le premier modèle numérique de l'écoulement dans le laitier et le puits liquide, basé sur la résolution des équations de Navier-Stokes (en régime turbulent via la moyenne de Reynolds) et l'équation de continuité, revient à Dilawari et Szekely[54]. Les fluides sont considérés comme isothermes. L'effet de la convection naturelle est donc négligé ; les forces électromagnétiques constituent la seule source de mouvement. Le profil de puits liquide n'est alors pas calculé et constitue une donnée d'entrée du modèle (dans les travaux publiés, le puits liquide est considéré plat).

La résolution de l'équation de transfert thermique a ensuite été incorporée à ce modèle, afin de prendre en compte les effets de la convection naturelle[55] et de calculer le profil du puits liquide[56,57]. La convection naturelle modifie les écoulements calculés, mais pour les conditions opératoires utilisées, ces derniers restent dominés par les forces électromagnétiques.

Dans ces derniers modèles, l'influence des gouttes de métal liquide sur le transfert de chaleur est prise en compte[55,56]. La vitesse des gouttes est calculée grâce à la relation empirique de Hu et Kintner[58]. La vitesse moyenne de chute permet d'estimer le coefficient de transfert thermique à

l'interface gouttes/laitier. La température finale des gouttes est alors calculée de manière analytique en utilisant une température moyenne du laitier entre l'électrode et le lingot. L'énergie thermique de surchauffe des gouttes est uniformément extraite du cylindre formé entre l'électrode et le lingot, et est répartie dans l'intégralité du puits liquide.

Kreyenberg et Schwerdtfeger ont utilisé un modèle semblable à celui de Dilawari et Szekely, mais qui considère uniquement le laitier (le lingot n'est représenté que par une condition à la limite pour les équations de la chaleur et de Navier-Stokes)[59]. L'influence relative des forces électromagnétiques et des forces de convection naturelle sur le mouvement y est discutée, mais les résultats doivent être interprétés avec un regard critique, étant donnée l'influence du profil de température imposé à l'interface.

Ferng *et al.* ont ensuite développé un modèle, s'inspirant des travaux antérieurs, intégrant l'écoulement, le transfert thermique et le champ magnétique par la résolution des équations de Maxwell pour une alimentation en courant alternatif ou continu[60]. L'effet de la vitesse de fusion et de l'intensité du courant de fusion sur le puits liquide est souligné.

Jardy a développé un modèle de transferts couplés de chaleur et de quantité de mouvement en régime permanent pour décrire le comportement du laitier et les transferts thermiques entre le laitier et le puits liquide[61–63]. Ce modèle permet notamment de calculer la vitesse de fusion de l'électrode et le profil de température au sommet du lingot. Ces résultats servent ensuite de données à un modèle de solidification du lingot en régime transitoire.

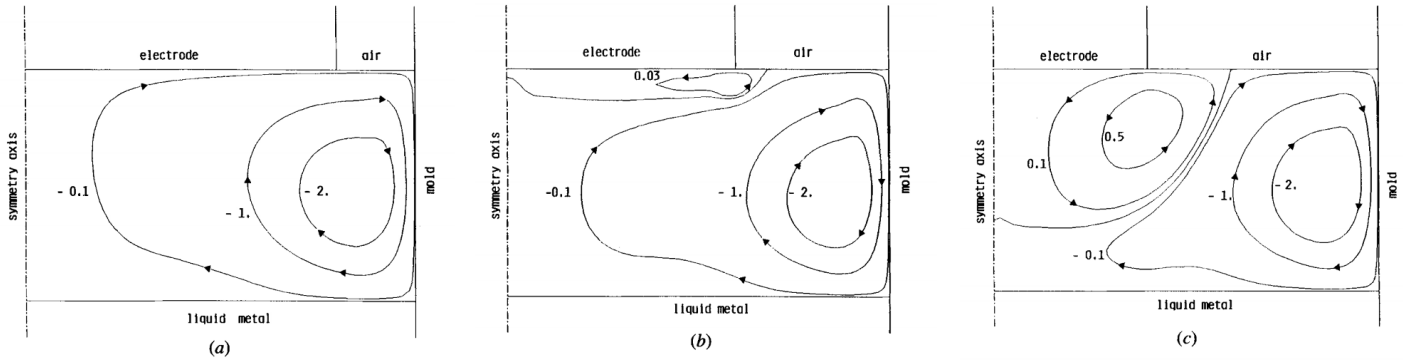


Figure 1.14 : Comparaison du mouvment simulé du laitier pour différents taux de remplissage[62]

Il souligne notamment que les mouvements du laitier sont régis par deux forces : les forces électromagnétiques créées par la divergence des lignes de courant (puisque l'électrode et le lingot n'ont pas le même diamètre) et les forces de convection naturelles créées par le refroidissement latéral du laitier. Selon les paramètres opératoires, les unes ou les autres peuvent devenir prédominantes. Par exemple, la Figure 1.14 montre l'apparition d'un électro-vortex sous l'électrode lorsque le taux de remplissage diminue. L'importance de la convection naturelle dépend évidemment de la valeur du coefficient d'expansion thermique.

Modèles électromagnétiques

Patel a proposé un modèle analytique pour le calcul des champs électromagnétiques dans les procédés VAR et ESR, formulé en termes de fonction courant[64]. La solution proposée est une série de Fourier-Bessel. On notera que ce modèle considère la peau de laitier comme totalement isolante électriquement. Cette hypothèse est ensuite remise en cause, le modèle étant modifié pour permettre à une partie de courant (qui est fixée à 25 %) de fuir dans la lingotière[65]. L'impact de la présence d'une cavité dans l'électrode est discuté[65]. Grâce à ce modèle analytique, Patel étudie également les effets de la profondeur d'immersion sur le champ électromagnétique[66]. Comme illustré sur la Figure 1.15 (a), la fraction de courant qui passe par la surface latérale de l'électrode immergée augmente d'autant plus que le diamètre de l'électrode est faible. La tension « aux bornes » du laitier diminue lorsque l'immersion augmente, d'autant plus lorsque le diamètre du lingot est important. Toutefois, l'allure de ces courbes ne correspond pas totalement à ce qui est observé expérimentalement : l'évolution de la tension en fonction de l'immersion n'est pas linéaire[6].

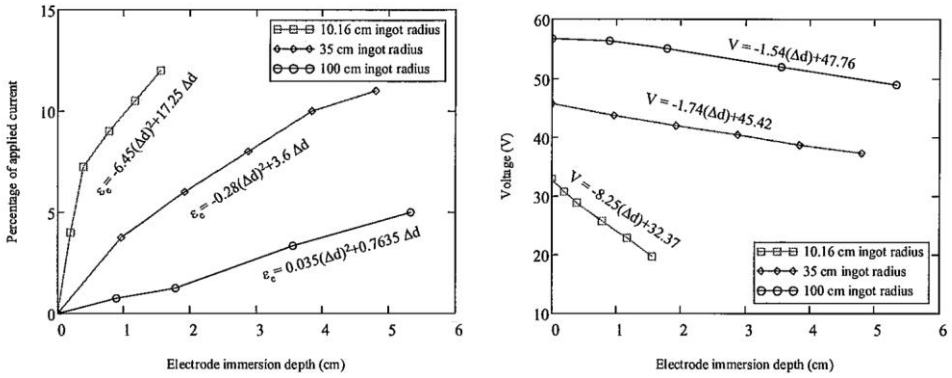


Figure 1.15 : Effet de la profondeur d'immersion de l'électrode sur (a) la fraction de courant passant par la surface latérale de l'électrode et (b) la tension[66]
Les lingots de rayon 10,16 ; 35 et 100 cm sont simulés respectivement en considérant des électrodes de rayon 7,62 ; 25 et 60 cm

1.2.3. Modèles 2D axisymétriques en régime transitoire

Par la suite, l'évolution des capacités de calcul a permis de généraliser les modèles couplés et de les étendre à des études plus larges du procédé ESR. Des modèles ont été développés par différentes équipes de recherche et partagent une construction similaire[7,42,67–80] :

- Géométrie 2D axisymétrique ;
- Résolution des transferts couplés de chaleur et de quantité de mouvement en régime transitoire, associée à des calculs électromagnétiques ;
- Laitier et lingot regroupés dans un même domaine de calcul ;
- Simulation de la solidification du métal durant toute la croissance du lingot.

Certaines hypothèses, conditions aux limites ou fonctionnalités spécifiques différencient ces modèles, parmi lesquels quelques-uns sont détaillés ci-après.

Kelkar et Patankar ont développé, à partir de leur modèle du procédé VAR, un modèle du procédé ESR en régime transitoire nommé MeltFlow-ESR (auparavant Compact-ESR), commercialisé par la société Innovative Research LLC[70–74]. Ce modèle a été alimenté, et validé, par de nombreuses refusions à l'échelle industrielle.

Les écoulements sont supposés turbulents, en utilisant un modèle k-ε pour estimer la viscosité turbulente. La macroségrégation dans le lingot est simulée, tout comme le mouvement et la dissolution des inclusions[72]. Les transferts de masse entre métal et laitier ne sont toutefois pas considérés. Le refroidissement latéral est modélisé grâce à un coefficient de transfert, en prenant en compte le retrait, mais la température n'est pas calculée au sein de la lingotière.

Ce modèle a été confronté à de nombreuses validations expérimentales[70–72,74], comme illustré par la Figure 1.16. Les puits liquides marqués lors de refusions de lingots en alliage de type 718 correspondent à ceux prédits par le modèle[70,72]. L'épaisseur de peau de laitier calculée est du bon ordre de grandeur, mais s'écarte des mesures de 1 à 2 mm.

MeltFlow-ESR permet le calcul des conditions locales de solidification, pendant la croissance du lingot et son refroidissement. L'histoire thermique de chaque volume élémentaire est déterminée grâce à une formulation Lagrangienne développée spécialement pour ce modèle, mais non explicitée dans la publication de Kelkar et O'Connell[81].

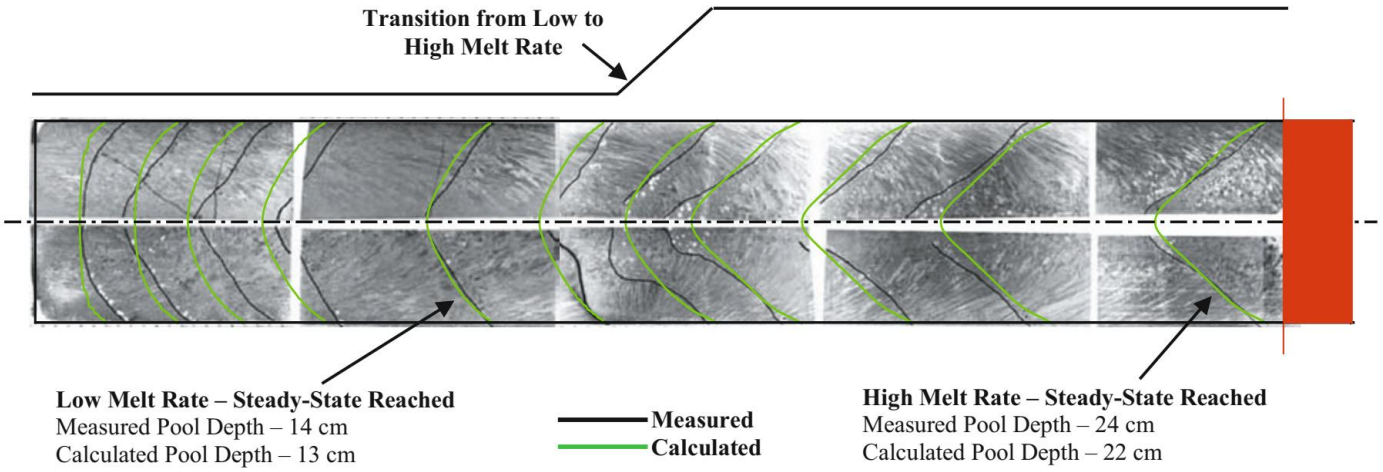


Figure 1.16 : Comparaison des puits liquides calculés et expérimentaux pour un lingot de superalliage IN718 refondu à deux vitesses de fusion[72]

Krane, Yanke et Fezi (Purdue University)[75,76,82,83] ont également développé un modèle du procédé ESR basé sur les transferts couplés de matière, de chaleur et de quantité de mouvement, en y associant des calculs électromagnétiques. Les écoulements sont considérés laminaires. Le refroidissement latéral est pris en compte par la détermination d'une résistance thermique globale.

Yanke[76] s'attache à représenter la formation de la peau de laitier, grâce à un calcul diphasique utilisant la méthode VOF (*Volume of Fluid*). Son programme comprend également un modèle 1D de fusion de l'électrode, qui est basé sur la résolution en régime transitoire de l'équation de Fourier. L'immersion de l'électrode n'est pas représentée, son extrémité est supposée plane et en contact parfait avec la surface du laitier. Le passage des gouttes dans le laitier n'est pas modélisé, et le métal liquide est réparti uniformément sur la surface métal/laitier.

Kharicha, Karimi-Sibaki *et al.*, en s'appuyant sur des logiciels commerciaux de mécanique des fluides numérique comme Calcosoft-2D ou ANSYS Fluent, ont développé de nombreux modèles de la refusion sous laitier électroconducteur, en s'intéressant au procédé complet[78–80,84,85] ou à des domaines particuliers[86–89]. En utilisant un modèle 2D axisymétrique du procédé, ils discutent l'effet de l'espacement interdendritique primaire (constant ou variable en fonction du rayon) sur la zone pâteuse[78], en utilisant la loi de perméabilité anisotropique de Heinrich et Poirier[90].

Kharicha *et al* décrivent également différents moyens de prendre en compte l'influence des gouttes sur le puits liquide. Classiquement, les gouttes peuvent simplement être considérées comme un apport de matière à l'interface entre le laitier et le puits liquide (comme dans le modèle de Dilawari et Szekely). Ils proposent d'associer une distribution gaussienne du profil de vitesse à l'interface laitier/puits liquide[80]. Toutefois, l'impact des gouttes ne se limite pas à la surface

mais influence aussi l'intérieur du puits liquide. Ainsi, Karimi-Sibaki *et al.* introduisent un nouveau paramètre dans le modèle : la profondeur d'impact des gouttes[84].

L'équipe de l'Université de Leoben a également publié des travaux concernant la modélisation de la fusion de l'électrode ESR[86,91,92]. Notamment, Karimi-Sibaki *et al.* montrent que la vitesse de fusion, la profondeur d'immersion de l'électrode et la forme de son extrémité immergée sont des paramètres interdépendants[86]. L'énergie spécifique (ratio de la puissance produite par effet Joule sur la vitesse de fusion) semble être un facteur déterminant sur la forme de l'électrode.

Des équipes de recherche de la Northeastern University de Shenyang (Chine) ont publié de multiples articles portant sur la modélisation de procédés de refusion sous laitier électroconducteur depuis une quinzaine d'années. Jiang et Dong ont développé un modèle de solidification du lingot ESR, s'intéressant particulièrement aux conditions locales de solidification pour prédire les espacements interdendritiques[93]. Les résultats de leur modèle sont en accord avec l'expérience.

Un modèle 2D axisymétrique du procédé de refusion sous laitier électroconducteur, nommé SOLECS, a été développé à l'Institut Jean Lamour (Nancy, France) grâce aux travaux de deux thèses de doctorat[7,68]. SOLECS est basé sur les travaux de Jardy[61,62] et est dérivé d'un modèle de solidification du lingot VAR, nommé SOLAR, développé dans le même laboratoire[94,95].

Comme les autres modèles décrits dans ce paragraphe, SOLECS est basé sur la résolution des équations de transferts couplés de chaleur et de quantité de mouvement dans le laitier et le lingot, associée à un calcul électromagnétique pouvant prendre en compte le passage de courant dans la lingotière. La modélisation du refroidissement latéral est améliorée par le calcul du champ de température dans la lingotière.

Ce modèle fera l'objet d'une présentation détaillée ultérieurement (Chapitre 4).

Partant du constat que la grande majorité des modèles utilisés couramment pour simuler le procédé ESR sont basés sur une géométrie 2D axisymétrique, Karimi-Sibaki *et al.* comparent les résultats d'un de ces modèles à ceux d'un modèle 3D appliqué à une refusion de taille industrielle[79]. Le domaine de calcul de ce dernier couvre le laitier, qui est décrit comme un milieu monophasique, et le lingot, dont la solidification est modélisée.

Le champ de température du laitier calculé en 3D n'est pas axisymétrique, l'écoulement du laitier étant plus complexe. Toutefois, les valeurs moyennes (prises sur 30 min), montrent une assez bonne symétrie axiale.

La forme du puits liquide simulé par le modèle 3D n'est que faiblement impactée par les phénomènes non-axisymétriques dans le laitier. Ces derniers ont une légère influence sur l'écoulement au sommet du puits liquide, mais quasiment aucune en profondeur. Comme le montre la Figure 1.17 (a), la forme prédite est axisymétrique, et très proche de celle obtenue par une simulation 2D-axisymétrique. Par ailleurs, elle est validée par confrontation avec l'observation expérimentale (Figure 1.17 (b)).

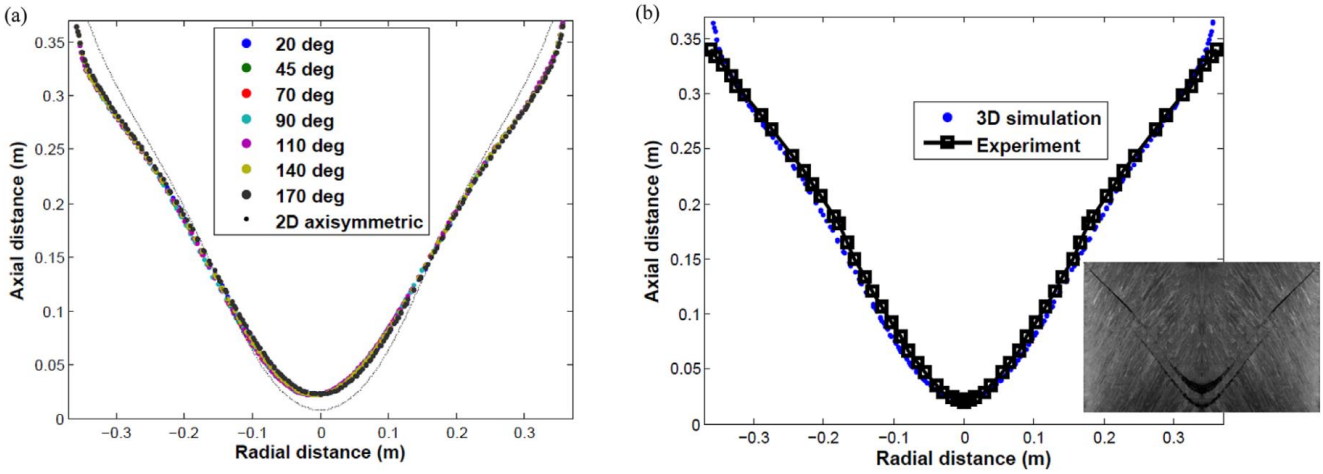


Figure 1.17 : (a) comparaison du profil du puits liquide simulé par les modèles 3D et 2D axisymétrique et (b) comparaison du profil de puits simulé en 3D avec celui marqué expérimentalement, d'après Karimi-Sibaki et al.[79]

1.2.4. Modélisation diphasique métal/laitier

La refusion sous laitier électroconducteur est par essence un procédé multiphasique. Deux phases (laitier et métal) sont en effet présentes à l'état liquide, et les interfaces sont nombreuses : film liquide/laitier, laitier/lingot et surtout gouttes/laitier.

Comme les modèles précédents l'ont prouvé, la description macroscopique du procédé peut convenablement être réalisée en considérant deux domaines monophasiques : un pour le laitier, un pour le lingot. Toutefois, l'étude de la formation des gouttes de métal liquide et leur chute à travers le film nécessite l'utilisation d'un modèle diphasique.

Parmi les techniques de modélisation multiphasique, la méthode VOF (*Volume of Fluid*) est couramment employée lorsque la connaissance de la position exacte des interfaces est nécessaire et/ou d'intérêt. En résolvant l'équation de continuité de la phase secondaire, une fraction volumique α est calculée. Dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement, les propriétés du fluide sont alors calculées en fonction de la fraction volumique, et l'effet de la

tension de surface est pris en compte via un terme source. Une méthode de reconstruction géométrique des interfaces peut être utilisée, ce qui permet notamment de limiter la diffusion numérique.

Modèles tridimensionnels

De nombreux modèles tridimensionnels de la refusion ESR utilisent cette technique pour simuler le passage des gouttes de métal liquide à travers le laitier. Par exemple, Kharicha *et al.* ont développé un modèle 3D magnétohydrodynamique en s'appuyant sur la méthode VOF pour simuler la formation et la chute des gouttes de métal liquide[96–98]. Celles-ci ont un impact hydrodynamique sur le laitier, et concentrent le courant comme illustré par la Figure 1.18.

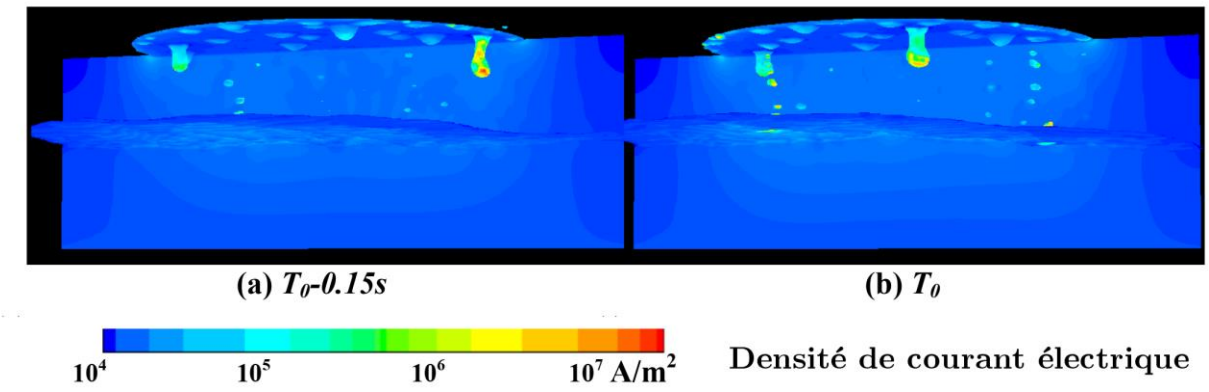


Figure 1.18 : Densité de courant lors de la formation de gouttes sous l'électrode ESR, d'après Kharicha[96] (modifié)

Wang, Li *et al.* ont développé un modèle tridimensionnel du procédé ESR en utilisant la méthode VOF pour étudier la formation des gouttes de métal liquide[99–103]. La solidification du lingot est prise en compte. Ce modèle est principalement appliqué à la simulation de lingots refondus à l'échelle du laboratoire. Les résultats du modèle en terme de solidification du lingot et de macroségrégation sont comparés aux lingots expérimentaux.

Shi *et al.* ont développé un modèle 3D similaire aux travaux de Kharicha *et al.*, et l'ont appliqué à une refusion à l'échelle industrielle[104]. L'influence des gouttes sur la répartition du courant est discutée. Le mécanisme de formation des gouttes et leur déformation sont étudiés en considérant plusieurs valeurs de tension interfaciale.

Giesselmann *et al.* proposent un modèle multiphasique tridimensionnel utilisant la méthode VOF pour décrire la formation et la chute des gouttes[105–107]. Ce modèle s'inscrit dans une approche zonale de la modélisation de la refusion sous laitier électroconducteur à l'échelle industrielle. Les résultats moyennés des simulations 3D multiphasiques alimentent ensuite un modèle 2D couvrant le lingot en cours de solidification et le laitier, qui est traité cette fois comme un milieu monophasique.

Modèles diphasiques en géométrie 2D axisymétrique

Certains modèles 2D axisymétriques utilisent également la méthode VOF pour décrire la formation des gouttes de métal liquide et leur chute à travers le laitier[43,108–110]. Par exemple, Dong *et al.* se sont intéressés à la fusion de l'électrode et à la formation des gouttes de métal liquide, en couplant un modèle en régime permanent de solidification, un modèle de fusion de l'électrode et un modèle du puits liquide et du laitier, le tout en géométrie bidimensionnelle[109]. La prise en compte des gouttes a une forte influence sur le champ de température dans le laitier, et semble également affecter la zone pâteuse.

Cependant cette méthode est uniquement valable lorsque l'axe de la goutte est confondu avec l'axe de symétrie du procédé. Cette hypothèse est acceptable pour la description de refusions à l'échelle du laboratoire[106]. Toutefois, si cette condition n'est pas remplie, la « goutte » décrite est alors de forme toroïdale. Ainsi, cette approche n'est pas pertinente pour décrire la formation et le comportement des gouttes pour des refusions à l'échelle industrielle.

Lorsqu'une des phases est plus dispersée, les interfaces sont trop nombreuses et leur suivi n'est pas nécessairement utile. Dans ce cas, une méthode eulérienne à deux fluides est plus facilement applicable. Elle est basée sur la résolution d'une équation de conservation de la quantité de mouvement par phase, couplées par un champ de pression unique. Les interfaces ne sont pas reconstruites entre ces phases considérées comme un continuum interpénétrant.

Kharicha *et al.* proposent de traiter le domaine du laitier liquide comme un milieu multiphasique par un modèle Euler-Euler[111]. Ce modèle 2D axisymétrique est applicable à l'étude du comportement des gouttes lors de la refusion sous laitier électroconducteur de taille industrielle. A partir d'une intensité électrique, d'une vitesse de fusion et d'une taille de goutte données, le modèle permet de calculer la distribution des gouttes dans la région multiphasique du laitier. On peut alors en déduire la distribution radiale des flux d'énergie et de masse en direction du puits liquide.

Les modèles multiphasiques cités dans cette section ont mis en évidence l'importance de la prise en compte des interactions entre gouttes et laitier. La connaissance de la distribution spatiale des gouttes permettrait un meilleur calcul des apports énergétiques au sommet du lingot. Les écoulements et le champ de température dans le puits liquide seraient alors calculés avec une plus grande précision. Un tel modèle pourrait alors prédire avec une plus grande précision la qualité métallurgique du lingot obtenu.

1.3. Objectifs et structure de l'étude

1.3.1. Travaux préexistants

Notre étude fait partie d'une dynamique de recherche plus large conduite par l'Institut Jean Lamour (UMR Université de Lorraine/CNRS) et la société Aubert & Duval depuis de nombreuses années. La Montanuniversität Leoben (Autriche) est également associée à cette thèse. Ce paragraphe synthétise les travaux antérieurs sur lesquels s'appuie l'étude proposée ici.

Modèle SOLECS

SOLECS, modèle 2D axisymétrique du procédé de refusion sous laitier électroconducteur déjà cité dans le paragraphe 1.2.3, a été développé grâce aux travaux de Weber[7] et de Hugo[68]. Ce modèle est basé sur la résolution des transferts couplés de chaleur et de quantité de mouvement en régime transitoire, associée à un calcul du champ électromagnétique. Les transferts de chaleur sont résolus dans l'ensemble laitier-lingot, et l'hydrodynamique est calculée dans le laitier et le puits liquide du lingot refondu.

Ce modèle sera présenté plus en détail dans le Chapitre 4.

Refusions d'essais et de validation

Pour accompagner le développement du modèle SOLECS et des connaissances du procédé, plusieurs refusions à l'échelle industrielle ont été spécifiquement réalisées en utilisant les installations de la société Aubert & Duval (aciérie des Ancizes).

L'analyse des lingots refondus a permis de valider SOLECS[7,67,69], en comparant notamment les profils de puits liquides marqués (par ajout de billes de nickel) aux profils simulés, ou encore en confrontant les paramètres électriques relevés (tension, puissance, …) aux résultats de calcul. Un exemple de comparaison entre les puits liquides marqués et simulés est donné par la Figure 1.19. Ce lingot de superalliage base nickel (Nimonic 80A) a été refondu en utilisant deux paliers de vitesse de fusion : 5,5 puis 10 $kg.min^{-1}$.

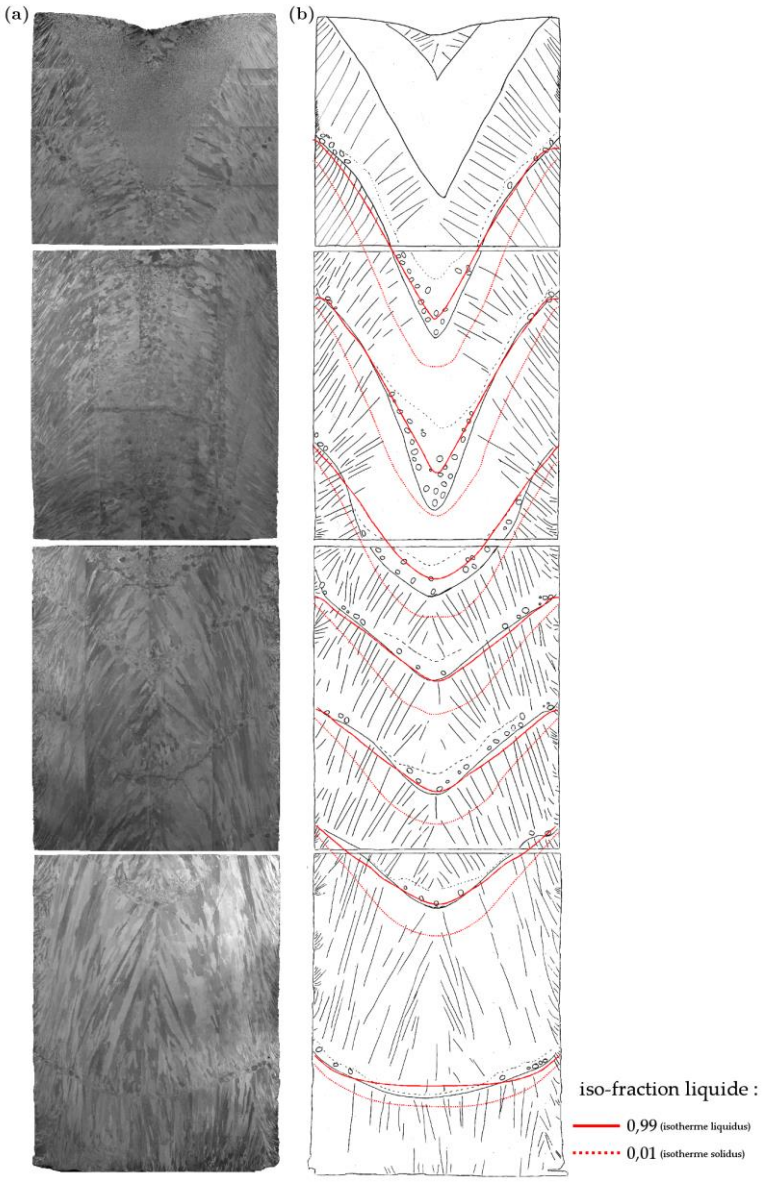


Figure 1.19 : (a) Macrostructure du lingot d'essai Nimonic 80A et (b) comparaison des puits liquides expérimentaux (noir) et calculés grâce au modèle SOLECS (en rouge : isotherme du liquidus en trait plein et isotherme du solidus en pointillés), reproduit d'après Weber[7]

Modèles développés à Leoben

Comme nous l'avons vu précédemment, le procédé ESR a été l'objet de plusieurs modèles développés dans la chaire de Simulation et Modélisation des Procédés Métallurgiques de la Montanuniversität Leoben, modèles complets ou s'intéressant à certaines parties du procédé.

Par exemple, l'état thermique de l'électrode et sa fusion ont été abordés[91,112]. Le comportement des gouttes de métal liquide chutant de l'électrode a également été étudié grâce à une première tentative de modèle diphasique en géométrie 2D axisymétrique[111], mais surtout grâce à un modèle tridimensionnel[96,98].

1.3.2. Problématique spécifique de cette étude

Les modèles 2D axisymétriques du procédé ESR sont régulièrement appliqués pour simuler des refusions industrielles. Les simulations peuvent avoir lieu *a posteriori* des opérations réelles pour mieux comprendre les phénomènes mis en jeu, mais surtout ces outils sont opportuns *a priori* pour guider le choix des conditions opératoires.

La littérature et les travaux précédents sur lesquels cette thèse s'appuie soulignent deux pistes d'amélioration pour rendre les modèles employés plus prédictifs.

Une comparaison des profils de puits liquides marqués et calculés est présentée sur la Figure 1.16 (refusion d'alliage IN718 à deux vitesses de fusion, simulation MeltFlow[72]) ou sur la Figure 1.19 (b) (refusion d'alliage Nimonic-80A à deux vitesses de fusion, simulation SOLECS[7,67]). Les profils expérimentaux et simulés sont globalement en bon accord, mais présentent des différences parfois notables à vitesse de fusion élevée ou lors des transitoires. Une meilleure description des apports énergétiques au sommet du lingot pourrait permettre de rendre la simulation du puits liquide encore plus précise. Puisque près de 80 % de l'énergie thermique reçue par le puits liquide provient du contenu enthalpique des gouttes de métal[7,51,61,63], il convient alors de s'intéresser à leur surchauffe et à leur distribution spatiale.

Les vitesses de fusion calculées et relevées lors des refusions ne sont pas toujours en très bon accord[7,68], ce qui peut être un frein à l'utilisation prédictive du modèle SOLECS. Une amélioration de l'estimation de la vitesse de fusion, basée sur l'étude du transfert thermique au sein de l'électrode, est donc souhaitable.

1.3.3. Démarche adoptée

L'objectif de ces travaux est de proposer des améliorations intégrables à des modèles 2D axisymétriques du procédé de refusion sous laitier électroconducteur – tels que le modèle SOLECS – afin de rendre ces derniers plus prédictifs.

Le premier axe de travail permettra de mieux décrire les transferts d'énergie au sommet du lingot refondu, en prenant en compte l'influence des gouttes de métal liquide sur l'électromagnétisme, l'hydrodynamique et le transfert de chaleur. Cette amélioration a pour but de renforcer le caractère prédictif de l'estimation de la qualité du lingot refondu.

Pour répondre à ce point, un modèle du comportement des gouttes de métal liquide chutant au travers du laitier doit être développé. Les différentes étapes constituant ce développement sont présentés sur la Figure 1.20. Un modèle 2D axisymétrique du comportement des gouttes de métal liquide dans le laitier sera développé, en s'appuyant sur les résultats de simulations 3D VOF de la formation et de la chute de gouttes. Le modèle diphasique 2D axisymétrique sera ensuite intégré (sous une forme simplifiée) dans un modèle 2D du procédé comportant une description de la solidification du lingot.

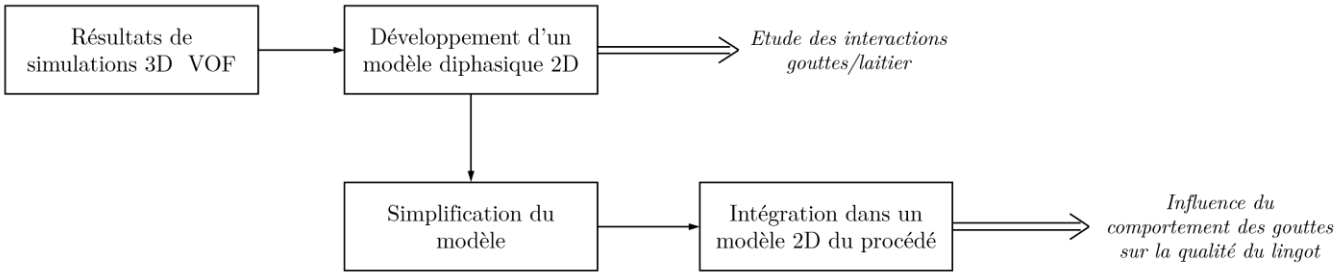


Figure 1.20 : Démarche de développement d'un modèle 2D axisymétrique du comportement des gouttes afin d'améliorer un modèle 2D axisymétrique du procédé

L'amélioration de l'estimation de la vitesse de fusion permettra également de renforcer le caractère prédictif du modèle SOLECS. Cet objectif peut être atteint grâce à la formulation d'un modèle thermique simple de l'électrode. Ainsi, grâce aux flux de chaleur calculés par le modèle thermo-hydrodynamique du laitier et à la simulation en régime transitoire de l'état thermique de l'électrode, une meilleure estimation de la vitesse de fusion pourra être proposée.

Enfin, un travail de modélisation sans part expérimentale n'est que difficilement envisageable. Une campagne d'essais permettra de mieux comprendre l'influence de certains paramètres opératoires, comme la profondeur d'immersion de l'électrode, et de soutenir le développement des modèles.

1.3.4. Plan du mémoire

Ce manuscrit est organisé en six chapitres, dont le premier, présentant une revue bibliographique concernant le procédé étudié et sa modélisation, se clôt par ce paragraphe.

Le chapitre 2 est consacré au développement d'un modèle diphasique 2D axisymétrique afin d'étudier le comportement des gouttes de métal liquide chutant à travers le laitier. Cette première approche permet de dégager des conclusions fondamentales concernant les interactions thermiques et hydrodynamiques entre les gouttes et le laitier.

Le chapitre 3 traite de l'amélioration de ce modèle diphasique 2D, en s'appuyant sur l'analyse des résultats de simulations 3D. Cette partie permet de rendre la description 2D axisymétrique

du comportement des gouttes plus spécifique au procédé de refusion sous laitier électroconducteur.

Le chapitre 4 présente l'implémentation d'un modèle simplifié des interactions gouttes/laitier dans le modèle complet du procédé SOLECS. Un modèle d'apport non-homogène d'énergie au sommet du puits liquide est également proposé pour rendre compte de l'impact des gouttes sur le lingot refondu.

Un modèle thermique monodimensionnel de l'électrode est décrit dans le chapitre 5. Ce modèle est associé à SOLECS pour améliorer l'estimation de la vitesse de fusion et amener à une meilleure compréhension du bilan thermique du procédé.

Enfin, trois refusions spécifiquement dédiées à l'étude de l'influence de l'immersion lors de la refusion sous laitier sont présentées dans le sixième et dernier chapitre. Les principaux résultats expérimentaux sont synthétisés, avant de confronter certains aspects aux résultats de simulations effectuées grâce au modèle développé dans le chapitre 4.

Ce manuscrit s'achève classiquement par une conclusion générale et la formulation de conseils pour une suite de l'étude.

Chapitre 2. **Modèle 2D diphasique du comportement du bain de laitier**

Afin de mieux comprendre le transfert d'énergie au sommet du puits liquide, nous souhaitons modéliser le comportement des gouttes de métal liquide chutant de l'électrode et traversant le laitier. L'utilisation d'un modèle diphasique est alors nécessaire, et nous souhaitons le développer en géométrie 2D axisymétrique pour intégrer directement les résultats apportés dans un modèle du procédé. Il a été proposé (paragraphe 1.2.3) de simuler le comportement des gouttes lors d'une refusion à l'échelle industrielle grâce à une méthode eulérienne à 2 fluides. Ce chapitre détaille le développement du modèle Euler-Euler du laitier ESR dans une géométrie 2D axisymétrique.

2.1. Description du modèle 41
2.1.1. Modèle électromagnétique 41
2.1.2. Equations de continuité et de fraction volumique[116,117] 44
2.1.3. Hydrodynamique[116,117] 44
2.1.4. Transferts de chaleur 45
2.1.5. Domaine de calcul et conditions aux limites 46
2.1.6. Résolution 48
2.2. Hydrodynamique des gouttes 48
2.2.1. Coefficient de traînée dans le cas idéal 48
2.2.2. Vitesse de chute et déformation 49
2.2.3. Observations expérimentales 52
2.2.4. Calcul du coefficient de traînée 53
2.3. Résultats 55
2.3.1. Cas « sans goutte » 55
2.3.2. Impact de la prise en compte des gouttes 58
2.3.3. Influence du diamètre des gouttes 60
2.4. Synthèse 66

2.1. Description du modèle

Dans ce paragraphe, les équations constitutives du modèle sont détaillées. L'indice s se réfère à la phase continue (laitier, ou *slag* en anglais) et l'indice m renvoie à la phase dispersée (métal liquide sous forme de gouttes). L'indice $mixt$ caractérise les valeurs du mélange.

2.1.1. Modèle électromagnétique

Equation de l'induction[7,68,113]

La prise en compte des phénomènes électromagnétiques est primordiale pour la compréhension des phénomènes intervenant pendant une refusion ESR : la chaleur est générée par effet Joule lors du passage du courant électrique dans le laitier, et les forces de Lorentz participent à la mise en mouvement du laitier et du métal liquide. Les phénomènes électromagnétiques sont décrits par les équations de Maxwell, rappelées ici dans leur forme différentielle : l'équation de Maxwell-Gauss (2.1), l'équation de conservation de l'induction magnétique $\vec{B}$ (2.2), la loi de Faraday (2.3) et l'équation de Maxwell-Ampère (2.4).

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho_e}{\varepsilon_0} \tag{2.1}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \tag{2.2}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \tag{2.3}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu_0 \vec{J} \tag{2.4}$$

où $\vec{E}$ représente le champ électrique, ρ_e la densité de charge, ε_0 la permittivité diélectrique du vide, μ_0 la perméabilité magnétique du vide et $\vec{J}$ la densité de courant.

La loi d'Ohm est rappelée dans sa forme locale par l'équation (2.5).

$$\vec{J} = \sigma\left(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}\right) \tag{2.5}$$

Afin de considérer l'induction électromagnétique $\vec{B}$ comme variable principale, les lois de Faraday (2.3) et d'Ohm (2.5) sont combinées. La densité de courant $\vec{J}$ est explicitée par la loi d'Ampère en négligeant le courant de déplacement $\varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ [113]. L'équation de l'induction (2.6) est ainsi obtenue.

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times \left(\vec{u} \times \vec{B}\right) - \vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\sigma \mu_0} \vec{\nabla} \times \vec{B}\right) \tag{2.6}$$

Le nombre de Reynolds magnétique $R_m = \mu_0 \sigma \|\vec{u}\| l$ est faible : il est de l'ordre de 10^{-2} pour le métal ($\sigma \sim 10^6\ \Omega^{-1}.m^{-1}$) et 10^{-5} pour le laitier ($\sigma \sim 10^2\ \Omega^{-1}.m^{-1}$), en considérant un système pour lequel $\|\vec{u}\| \sim 10^{-1}$ m.s^{-1} et $l \sim 10^{-1}$ m. Le champ d'induction magnétique n'est donc pas affecté par le déplacement du fluide : le terme convectif $\vec{u} \times \vec{B}$ est négligeable. En considérant que le procédé est parfaitement axisymétrique, le champ magnétique est purement azimutal. L'équation de l'induction (2.6) exprimée en coordonnées cylindriques (r, θ, z) se réduit alors à l'équation (2.7).

$$\frac{\partial B_\theta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{\sigma \mu_0} \frac{\partial B_\theta}{\partial z}\right) + \frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{\sigma \mu_0} \frac{1}{r} \frac{\partial (r B_\theta)}{\partial r}\right) = 0 \tag{2.7}$$

En utilisant le formalisme d'une équation de transport, l'équation (2.7) peut également s'écrire sous la forme (2.8).

$$\frac{\partial B_\theta}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot (\Gamma_m \vec{\nabla} B_\theta) = -\frac{1}{\sigma \mu_0} \frac{B_\theta}{r^2} - \frac{\partial \sigma}{\partial r} \frac{B_\theta}{\mu_0 \sigma^2 r} \tag{2.8}$$

où $\Gamma_m = \frac{1}{\sigma \mu_0}$ est la diffusivité magnétique.

Cette équation est alors utilisée pour calculer le champ d'induction magnétique B_θ dans le procédé ESR, à partir du champ de conductivité électrique du mélange σ_{mixt} et des conditions aux limites représentatives du procédé (détaillées dans le paragraphe 2.1.5)

Conductivité électrique du mélange

La conductivité électrique du mélange σ_{mixt} est calculée pour chaque cellule en utilisant les fractions volumiques de métal liquide α_m et de laitier α_s. La formule de Maxwell (2.9), dérivée pour une sphère diélectrique dans un milieu de conductivité électrique différente[114], est utilisée.

$$\sigma_{mixt} = \frac{\sigma_s \left(\frac{2}{\sigma_m} + \frac{1}{\sigma_s} - 2\alpha_m \left(\frac{1}{\sigma_m} - \frac{1}{\sigma_s}\right)\right)}{\frac{2}{\sigma_m} + \frac{1}{\sigma_s} + \alpha_m \left(\frac{1}{\sigma_m} - \frac{1}{\sigma_s}\right)} \tag{2.9}$$

dans laquelle σ_s et σ_m sont respectivement les conductivités électriques du laitier et du métal liquide.

Courant alternatif[7,61]

Le procédé ESR utilise la plupart du temps un courant de fusion alternatif, pour limiter les phénomènes de polarisation dans le laitier. On pose alors $B_\theta(t) = \bar{B}_\theta \cos(\omega t + \varphi)$, où $\bar{B}_\theta$ est l'amplitude de l'induction électromagnétique, $\omega = 2\pi f$ la pulsation et φ le déphasage. La notation en amplitude complexe est alors introduite pour s'affranchir de la dépendance temporelle des champs sinusoïdaux, cf. équation (2.10).

$$B_\theta = \tilde{B}_\theta e^{j\omega t} \tag{2.10}$$

où $j^2 = -1$, et $\tilde{B}_\theta = \bar{B}_\theta e^{j\varphi}$ est l'amplitude complexe.

En introduisant cette notation dans l'équation (2.8) et en séparant partie réelle et partie imaginaire, le couple d'équations (2.11) est obtenu. Ces équations expriment le transfert diffusif en régime permanent de $Re(\tilde{B}_\theta)$ et $Im(\tilde{B}_\theta)$, qui sont respectivement la partie réelle et la partie imaginaire de $\tilde{B}_\theta$.

$$\begin{cases} -\vec{\nabla} \cdot \left(\Gamma_m \vec{\nabla} Re\left(\tilde{B}_\theta\right) \right) = -\dfrac{1}{\sigma\mu_0} \dfrac{Re\left(\tilde{B}_\theta\right)}{r^2} - \dfrac{\partial\sigma}{\partial r} \dfrac{Re\left(\tilde{B}_\theta\right)}{\mu_0 \sigma^2 r} + 2\pi f \, Im\left(\tilde{B}_\theta\right) \\ -\vec{\nabla} \cdot \left(\Gamma_m \vec{\nabla} Im\left(\tilde{B}_\theta\right) \right) = -\dfrac{1}{\sigma\mu_0} \dfrac{Im\left(\tilde{B}_\theta\right)}{r^2} - \dfrac{\partial\sigma}{\partial r} \dfrac{Im\left(\tilde{B}_\theta\right)}{\mu_0 \sigma^2 r} - 2\pi f \, Re\left(\tilde{B}_\theta\right) \end{cases} \tag{2.11}$$

Grandeurs calculées

Une fois le champ d'induction B_θ résolu, la densité de courant $\vec{J}$ est calculée en utilisant la loi d'Ampère (2.4), pour laquelle le courant de déplacement $\varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ est négligeable. La composante radiale J_r et la composante axiale J_z de la densité de courant sont calculées suivant les relations (2.12).

$$\tilde{J}_r = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial \tilde{B}_\theta}{\partial z} \quad et \quad \tilde{J}_z = \frac{1}{r\mu_0} \frac{\partial \left(r\tilde{B}_\theta \right)}{\partial r} \tag{2.12}$$

La densité de courant permet ensuite de calculer la puissance dissipée par effet Joule Q_{Joule} (2.13) et les composantes des forces de Lorentz $\vec{F}_L$ (2.14)[61]. Ces grandeurs moyennes résultent de l'intégration des valeurs instantanées sur une période $1/f$.

$$Q_{Joule} = \frac{1}{2\sigma} Re\left(\vec{\tilde{J}} \cdot \vec{\tilde{J}}_{conjugué} \right) \tag{2.13}$$

$$F_{L,r} = -\frac{1}{2} Re\left(\tilde{B}_\theta \tilde{J}_{z\,conjugué} \right) \; et \; F_{L,z} = \frac{1}{2} Re\left(\tilde{B}_\theta \tilde{J}_{r\,conjugué} \right) \tag{2.14}$$

Leenov et Kolin ont établi le bilan des forces exercées sur une sphère immergée dans un milieu traversé par un courant électrique et un champ magnétique transverse[115]. Les gouttes subissent alors des forces magnétohydrodynamiques équivalentes aux forces de Lorentz multipliées par un facteur 3/2. Cet effet électromagnétocinétique est appliqué aux gouttes ; l'équation (2.14) reste inchangée pour le laitier et le puits liquide.

2.1.2. Equations de continuité et de fraction volumique[116,117]

L'équation de continuité de la phase dispersée (2.15) est résolue afin de calculer la fraction volumique de métal liquide α_m.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_m \rho_m) + \vec{\nabla} \cdot (\alpha_m \rho_m \vec{u}_m) = 0 \tag{2.15}$$

La fraction volumique de laitier α_s est alors déduite de la relation $\alpha_s + \alpha_m = 1$, qui est la conséquence de l'équation de continuité du mélange (2.16).

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_m \rho_m + \alpha_s \rho_s) + \vec{\nabla} \cdot (\alpha_m \rho_m \vec{u}_m + \alpha_s \rho_s \vec{u}_s) = 0 \tag{2.16}$$

2.1.3. Hydrodynamique[116,117]

Une équation de conservation de la quantité de mouvement est résolue pour chaque phase. Un champ de pression unique P est partagé par le métal liquide et le laitier. L'équation de conservation de la quantité de mouvement de la phase continue (le laitier) est donnée ci-dessous (2.17), en considérant un fluide incompressible newtonien et en négligeant la dissipation visqueuse. Dans une première approche, l'écoulement est supposé laminaire. L'équation similaire (2.18) est résolue pour la phase dispersée (le métal liquide).

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_s \rho_s \vec{u}_s) + \vec{\nabla} \cdot (\alpha_s \rho_s \vec{u}_s \cdot \vec{u}_s) \\ = -\alpha_s \vec{\nabla} \mathrm{P} + \alpha_s \rho_s \vec{g} + \vec{\nabla} \cdot \left(\alpha_s \mu_s \vec{\nabla} \cdot \vec{u}_s\right) + \vec{F}_{Bo} + \vec{R}_{ms} + \vec{F}_{L,s}\end{aligned} \tag{2.17}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_m \rho_m \vec{u}_m) + \vec{\nabla} \cdot (\alpha_m \rho_m \vec{u}_m \cdot \vec{u}_m) \\ = -\alpha_m \vec{\nabla} \mathrm{P} + \alpha_m \rho_m \vec{g} + \vec{\nabla} \cdot \left(\alpha_m \mu_m \vec{\nabla} \cdot \vec{u}_m\right) + \vec{F}_{Bo} + \vec{R}_{sm} + \vec{F}_{L,m}\end{aligned} \tag{2.18}$$

La force de convection naturelle $\vec{F}_{Bo}$ suit l'approximation de Boussinesq. La variation de densité liée à l'expansion thermique des phases est considérée uniquement comme source de mouvement. Cette approximation s'exprime dans l'équation de la quantité de mouvement axiale

$\vec{F}_{Bo} = \rho_{0,i}\left(1 - \beta_i^{th}(T_i - T_0)\right)\vec{g}$, où β_i^{th} est le coefficient d'expansion thermique du matériau i. Le terme source $\vec{R}_{ms}$ représente l'échange interphasique de quantité de mouvement, détaillé par l'équation (2.19). On note que $\vec{R}_{sm} = -\vec{R}_{ms}$ puisque seulement deux phases sont en présence.

$$\vec{R}_{ms} = \frac{C_D Re_p}{24}\frac{\rho_m A_i}{6\tau}(\vec{u}_m - \vec{u}_s) \tag{2.19}$$

où $Re_p = \frac{\rho_s|\vec{u}_m - \vec{u}_s|d_p}{\mu_s}$ est le nombre de Reynolds de la phase dispersée, μ la viscosité dynamique, A_i la concentration d'aire interfaciale et $\tau = \frac{\rho_m d_p^2}{18\mu_s}$ la constante de relaxation des gouttes. Le calcul du coefficient de traînée C_D est détaillé dans la section 2.2. La concentration d'aire interfaciale est calculée selon une formulation symétrique $A_i = \frac{6}{d_p}\alpha_m(1 - \alpha_m)$.

Pendant la fusion de l'électrode ESR, les gouttes générées ont une distribution de taille étendue. Typiquement, leur diamètre est compris entre 1 et 10 mm[13,118]. Toutefois, le modèle présenté ici ne prend en compte qu'un diamètre unique d_p pour la phase dispersée. *L'influence de ce paramètre sur les interactions métal/laitier sera discutée dans le paragraphe 2.3.3.*

2.1.4. Transferts de chaleur

Une équation de conservation d'enthalpie h est résolue pour chaque phase. Les transferts par convection et conduction sont pris en compte. L'équation (2.20) est résolue pour la phase laitier et l'équation similaire (2.21) est résolue pour calculer l'enthalpie de la phase dispersée.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_s\rho_s h_s) + \vec{\nabla}\cdot(\alpha_s\rho_s\vec{u}_s h_s) = \vec{\nabla}\cdot\left(\alpha_s\lambda_s\vec{\nabla}T_s\right) + Q_{ms} + Q_{Joule,s} \tag{2.20}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_m\rho_m h_m) + \vec{\nabla}\cdot(\alpha_m\rho_m\vec{u}_m h_m) = \vec{\nabla}\cdot\left(\alpha_m\lambda_m\vec{\nabla}T_m\right) + Q_{sm} + Q_{Joule,m} \tag{2.21}$$

où λ_i est la conductivité thermique de la phase i.

$Q_{ms} = -Q_{sm}$ comptabilise le transfert de chaleur entre les phases. Il est calculé à partir de l'équation (2.22). Le coefficient de transfert thermique à l'interface h_{ms} est estimé grâce à la corrélation de Ranz et Marshall (2.23).

$$Q_{ms} = h_{ms}A_i\,(T_m - T_s) \tag{2.22}$$

$$Nu_p = \frac{h_{ms}d_p}{\lambda_s} = 2.0 + 0.6Re_p^{1/2}Pr_s^{1/3} \tag{2.23}$$

$Nu_p = \frac{h_{ms}d_p}{\lambda_s}$ est le nombre de Nusselt et $Pr_s = \frac{c_{p_s}\mu_s}{\lambda_s}$ est le nombre de Prandtl du laitier.

2.1.5. Domaine de calcul et conditions aux limites

Le domaine de calcul de ce premier modèle est présenté sur la Figure 2.1. Ce domaine couvre le laitier, mais également le bas de l'électrode (solide) et le sommet du puits liquide. Ces zones métalliques sont notamment introduites pour le calcul du champ électromagnétique et pour simplifier le choix des conditions aux limites. Le domaine de l'électrode étant solide, $u_r = v_z = 0$ en tout point. Les transferts thermiques ne sont pas calculés dans cette zone : la température de liquidus du métal est imposée. L'extrémité immergée de l'électrode ne subit pas de déformation au cours de la simulation. La solidification du puits liquide n'est pas considérée.

Le champ de fraction volumique de métal liquide est initialisé à 0 dans la zone « laitier » et à 1 dans la zone représentant le sommet du puits liquide. On remarquera que ces deux zones sont rassemblées dans un même domaine de calcul : l'interface laitier/puits liquide n'est pas représentée.

Une source de métal liquide, calculée à partir de la vitesse de fusion, est répartie de manière homogène sous l'électrode. Ce apport de matière prend la forme d'un terme source volumique de métal liquide dans le rang de cellules du domaine laitier adjacent à l'interface h. Ce métal liquide entrant dans le domaine est supposé à la température de liquidus de l'alliage[2,7] et possède une vitesse nulle.

Les conditions aux limites sont explicitées ci-dessous et rassemblées dans le Tableau 2.1. Sauf exception soulignée, les mêmes conditions aux limites sont imposées aux deux phases.

Aux frontières horizontales $b.$ et $f.$, on considère que la composante radiale du courant électrique est nulle, ce qui donne $\partial \tilde{B}_\theta / \partial z = 0$. A la paroi verticale $c.$ ainsi qu'à la surface du laitier $d.$, l'application de la loi d'Ampère donne $\tilde{B}_\theta = \mu_0 I_{eff} / (\sqrt{2}\,\pi r)$. Cette même condition est appliquée à l'interface $e.$, qui est considérée électriquement isolée de la lingotière par le laitier solidifié. Sur l'axe de symétrie, $\tilde{B}_\theta = 0$.

Aux interfaces liquide/solide $e.$, $g.$ et $h.$, la condition de non-glissement $u_r = v_z = 0$ est appliquée. La surface libre du laitier $d.$ est considérée plane et la contrainte tangentielle entre l'air et le laitier est négligeable : la condition de glissement libre $v_z = 0$ et $\partial u_r / \partial z = 0$ est imposée. La frontière $f.$ représente la sortie de métal liquide : il est extrait à la vitesse $v_{z,m} = v_{fus} / (\rho_m S_{lingot})$ et la composante radiale $u_{r,m}$ est nulle. A cette même frontière $f.$, la condition de glissement libre est appliquée au laitier : $\partial u_{r,s} / \partial z = 0$ et $v_{z,s} = 0$. L'hypothèse d'axisymétrie impose sur l'axe $a.$ $u_r = 0$ et $\partial v_z / \partial r = 0$.

La température de liquidus de l'alliage est imposée aux interfaces *g.* et *h.* Le transfert radiatif à la surface *d.* est calculé par la loi de Stefan-Boltzmann, en fixant l'émissivité du laitier à 0,9 et la température extérieure à 1 000 K. La température de liquidus du laitier $T_{s,liquidus}$ est imposée à l'interface avec la lingotière *e.* Le métal liquide sortant du domaine par la frontière *f.* est supposé être à la température de liquidus de l'alliage $T_{m,liquidus}$. Sur l'axe de symétrie, le flux de chaleur est nul.

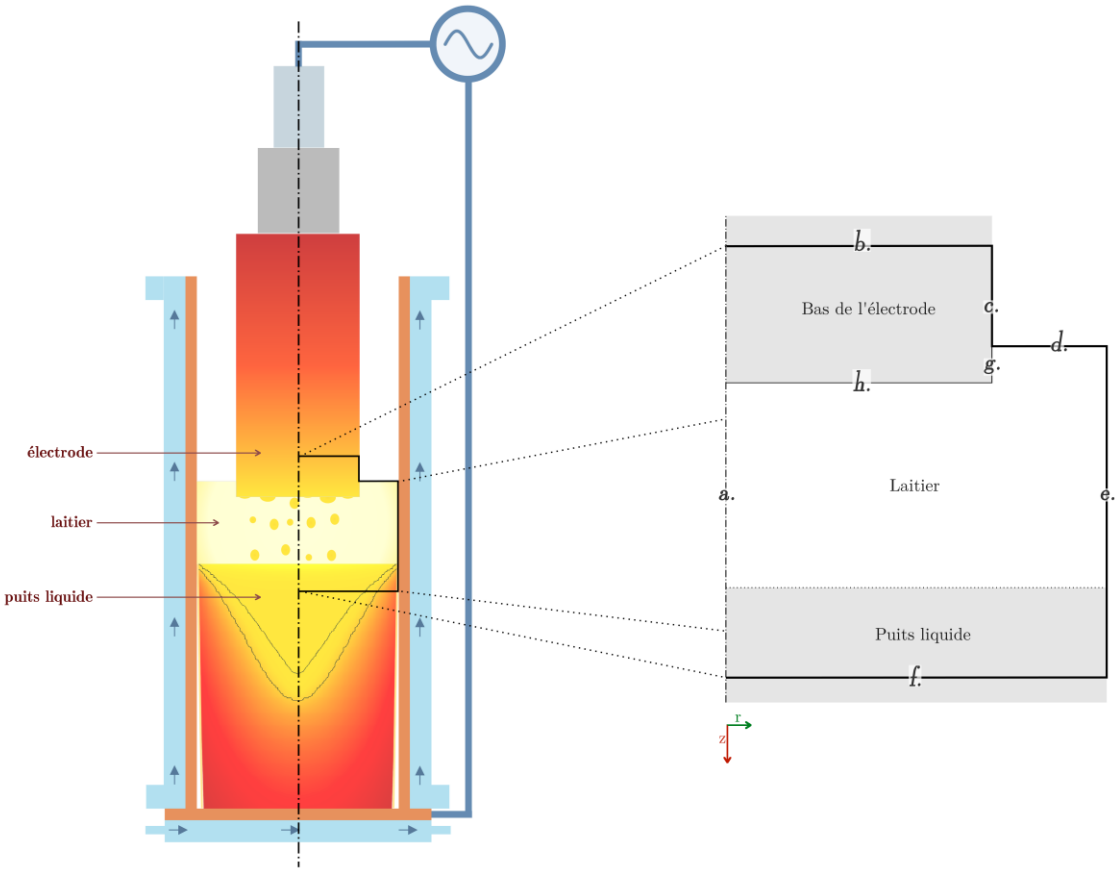


Figure 2.1 : Schéma du procédé (à gauche) et domaine de calcul du modèle diphasique (à droite)

Limite [1]	Description	Electromagnétique	Hydrodynamique	Thermique
a.	axe de symétrie	$\tilde{B}_\theta = 0$	glissement libre	flux nul
b.	haut du domaine	flux de $\tilde{B}_\theta$ nul	-	flux nul
c.	paroi verticale de l'électrode	loi d'Ampère	-	-
d.	surface du laitier	loi d'Ampère	glissement libre	transfert radiatif
e.	interface laitier/lingotière et lingot/lingotière	loi d'Ampère	non glissement	$T = T_{s,liquidus}$
f.	bas du domaine	flux de $\tilde{B}_\theta$ nul	vitesse d'extraction du métal	$T = T_{m,liquidus}$
g.	paroi verticale immergée de l'électrode	-	non glissement	$T = T_{m,liquidus}$
h.	paroi horizontale immergée de l'électrode	-	non glissement	$T = T_{m,liquidus}$

[1] Les notations renvoient à la *Figure 2.1.*

Tableau 2.1 : Résumé des conditions aux limites appliquées

2.1.6. Résolution

Le logiciel commercial de mécanique des fluides numérique ANSYS Fluent est utilisé pour résoudre les équations de transferts couplés de matière, de chaleur et de quantité de mouvement. Le champ électromagnétique est calculé en utilisant des fonctions définies par l'utilisateur (UDF) écrites en langage C et chargées par ANSYS Fluent. Le schéma multiphasique couplé est utilisé pour le couplage pression-vitesse. Les termes convectifs sont discrétisés *upwind* (différentiation amont) au premier ordre. Le schéma implicite est appliqué à la discrétisation temporelle.

Les équations sont résolues de manière transitoire. Toutefois, seuls les résultats au régime pseudo-permanent sont recherchés et sont analysés dans ce manuscrit.

2.2. Hydrodynamique des gouttes

La connaissance du coefficient de traînée de la phase dispersée est essentielle pour modéliser ses interactions avec la phase continue (équation (2.19)). La formule du calcul du coefficient de traînée dans le cas idéal (et classique) est présentée ci-dessous avant de discuter un éventuel écart à l'idéalité.

2.2.1. Coefficient de traînée dans le cas idéal

La Figure 2.2 reproduit la Courbe de Traînée Standard (*Standard Drag Curve*) pour une sphère rigide[119,120]. Lorsque le nombre de Reynolds particulaire est inférieur à 10^{-1}, la loi de Stokes s'applique et $C_D = 24/Re$. Lorsqu'il augmente, la valeur du coefficient de traînée s'éloigne de la loi de Stokes et atteint un plateau entre $Re_p = 10^3$ et $Re_p = 2\ 10^5$.

Au-delà de $Re_p = 2\ 10^5$, la transition critique et l'écoulement supercritique ne sont pas abordés ici, puisque ce régime n'est jamais atteint dans le procédé ESR.

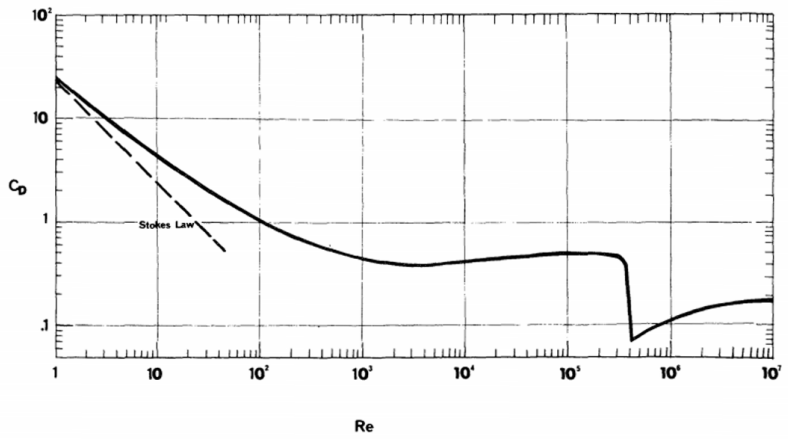


Figure 2.2 : Loi de traînée standard (sphère rigide)[120]

La courbe précédente peut être approximée en considérant que le coefficient de traînée d'une sphère rigide (hors écoulement supercritique) peut être classiquement calculé par la relation de Schiller & Naumann (2.24) lorsque le nombre de Reynolds est inférieur à 800[120,121]. Au-delà, la valeur plateau est prise égale à 0,44.

$$C_D = \frac{24}{Re_p}\left(1 + 0{,}15\, Re_p^{0.687}\right) \tag{2.24}$$

Dans la suite de ce paragraphe, nous discutons l'écart à l'idéalité des gouttes de métal liquide chutant dans le laitier ESR.

2.2.2. Vitesse de chute et déformation

Nombre de Weber

Bien que la minimisation des forces de surface impose qu'une goutte isolée et au repos soit de géométrie sphérique, elle peut subir des déformations lorsqu'elle est en mouvement dans un autre fluide. La déformation des gouttes peut être appréciée par le calcul du nombre de Weber[122], donné par la relation (2.25). Ce nombre adimensionnel représente le rapport entre les forces inertielles (qui créent la déformation) et les forces de tension superficielle (qui s'opposent à la déformation).

$$We = \rho_s v^2 d_p / \gamma_{int} \tag{2.25}$$

La valeur du nombre de Weber permet alors d'appréhender les déviations par rapport à la forme sphérique idéale :

- $We \ll 1$: les gouttes conservent une forme sphérique ;
- $We \sim 1$: les gouttes demeurent sphéroïdales ;
- $We \gg 1$: d'importantes déformations peuvent être observées.

Le Tableau 2.2 présente la valeur du nombre de Weber pour trois diamètres de gouttes, et leur vitesse estimée en considérant la chute d'une sphère métallique rigide dans un laitier, en utilisant la relation de Schiller & Naumann (2.24). Ils sont calculés en utilisant la masse volumique du laitier ρ_s = 2765 kg.m^{-3} et la tension interfaciale γ_{int} = 1,3 N.m^{-1} [111].

Diamètre goutte d_p(mm)	**1**	**5**	**10**
Vitesse de chute estimée (m/s)	0,1	0,4	0,7
Nombre de Weber	0,02	1,7	10

Tableau 2.2 : Nombre de Weber pour des gouttes de 1, 5 et 10 mm de diamètre

L'examen de ces valeurs montre que les plus petites gouttes ne sont pas déformées, tandis que les plus grandes (10 mm) seront très certainement non-sphériques. Les gouttes de diamètre 5 mm demeurent sphéroïdales.

Abaque de Clift

De manière plus précise, les nombres adimensionnels d'Eötvös et de Morton, définis par les relations (2.26) et (2.27), peuvent également être associés pour caractériser la morphologie de bulles ou gouttes se déplaçant dans un milieu continu. Différents régimes, déterminés en fonction du nombre de Reynolds, sont placés sur la Figure 2.3 proposée par Clift[120]. Le nombre d'Eötvös, appelé également nombre de Bond, caractérise le rapport entre la poussée d'Archimède et la tension superficielle. Le nombre de Morton est un nombre adimensionnel proposé par Haberman et Morton pour l'analyse de la morphologie de bulles[123].

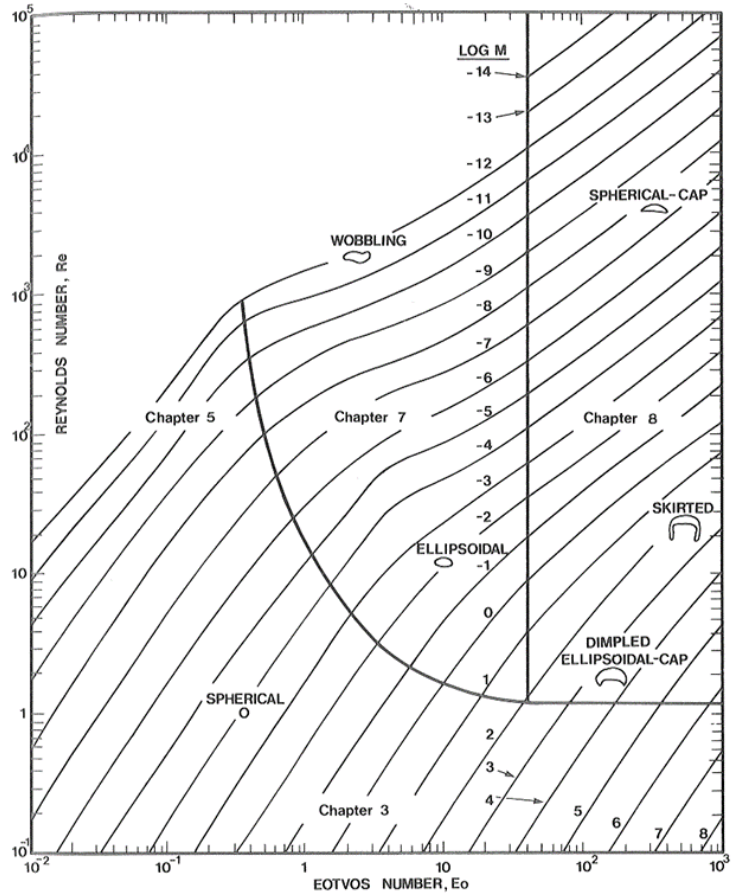


Figure 2.3 : Morphologies des gouttes et bulles en fonction des nombres d'Eötvös, de Reynolds et de Morton, d'après Clift[120]

$$Eo = g\ \Delta\rho\ d_{eq}^2/\gamma_{int} \tag{2.26}$$

$$M = g\ \mu_s^4 \Delta\rho/\rho_s^2\gamma_{int}^3 \tag{2.27}$$

Notons que les critères adimensionnels de Weber, de Morton, d'Eötvös et de Reynolds sont liés par la relation (2.28).

$$M = Eo\, We^2 / Re_p^4 \tag{2.28}$$

Dans le cas de la refusion ESR d'un acier, le nombre de Morton est de l'ordre de 1 10^{-11}. Il est calculé à partir des masses volumiques ρ_s = 2765 kg.m^{-3} pour le laitier, ρ_m = 7000 kg.m^{-3} pour le métal liquide, de la viscosité du laitier μ_s = 0,008 Pa.s et de la tension interfaciale γ_{int} = 1,3 N.m^{-1}. Ces valeurs sont représentatives de la refusion d'une électrode d'acier en utilisant un laitier de type 70/15/15.

Selon la Figure 2.3 proposée par Clift, les gouttes de métal liquide chutant dans le laitier ESR peuvent, selon leur diamètre, subir une déformation. Le Tableau 2.3 rassemble les nombres d'Eötvös calculés pour différents diamètres, et la morphologie supposée de ces gouttes.

Diamètre goutte (mm)	**1**	**5**	**10**
Nombre d'Eötvös	0,03	0,8	3,1
Morphologie attendue	Sphère ($Re_p > 100$)	Ellipsoïde oscillant	Ellipsoïde oscillant

Tableau 2.3 : Nombre d'Eötvös et morphologie attendue pour des gouttes de 1, 5 et 10 mm de diamètre

Que ce soit par le calcul du nombre de Weber ou l'utilisation de l'abaque de Clift, il apparaît que les petites gouttes devraient demeurer sphériques, les gouttes de diamètre 5 mm seraient sphéroïdales et les gouttes de diamètre 10 mm subiraient d'importantes déformations. Ainsi, le coefficient de traînée de ces gouttes non-sphériques sera plus important que celui du cas idéal calculé par la relation de Schiller et Naumann (2.24) [121]. Il est alors nécessaire de s'intéresser à l'évolution du coefficient de traînée C_D.

Pour cela, nous allons dans un premier temps nous appuyer sur quelques observations expérimentales, avant de proposer une corrélation permettant de calculer le coefficient de traînée des gouttes.

2.2.3. Observations expérimentales

Une étude expérimentale de la chute de gouttes de liquides organiques dans une eau immobile a été réalisée par Hu et Kintner[58]. Les propriétés physico-chimiques des liquides utilisés sont données dans le Tableau 2.4. Pour chaque liquide, des gouttes de différents diamètres sont formées en utilisant un capillaire, et leur vitesse terminale de chute est déterminée en chronométrant le temps de parcours sur 1 pied (30,48 cm).

Les propriétés sans indice sont celles de l'eau ; l'indice *o* fait référence à la phase organique.

Dans le cas de la refusion ESR, $\Delta\rho/\rho$ est de l'ordre de 0,6 et les viscosités du métal liquide et du laitier sont du même ordre de grandeur (10^{-3} à 10^{-2} Pa.s). Sur ces critères, les couples tétrachlorométhane/eau et tétrachloroéthylène/eau sont les plus proches du système métal/laitier.

	ρ_o	ρ	$\Delta\rho/\rho$	$\mu_o \times 10^2$	$\mu \times 10^2$	σ_i	T
Aniline	1,10176	0,9979	0,0197	3,5416	0,9471	2,8*	25,0
Tetrabromoéthane	2,9474	0,9973	1,9553	9,2888	0,8968	35,9	24,9
Dibromoéthane	2,1541	0,9966	1,1614	1,5852	0,8968	31,9	25,0
Bromoéthane	1,4478	0,9977	0,4511	0,4908	0,8814	30,0	26,2
Nitrobenzène	1,1947	0,9972	0,1981	1,7379	0,8835	24,1	25,6
Bromobenzène	1,4881	0,9971	0,4924	1,0719	0,8958	37,9	25,0
o-Nitrotoluène	1,1576	0,9970	0,1609	2,0360	0,8996	26,5	24,7
Tétrachloroéthylène	1,6143	0,9970	0,6192	0,8903	0,8946	44,4	25,1
Tétrachlorométhane	1,5770	0,9957	0,5838	0,8702	0,7797	40,6	30,4
Chlorobenzène	1,0995	0,9969	0,1029	0,7606	0,9036	36,7	24,8

*Tableau 2.4 : Propriétés physico-chimiques (unités SI) des liquides utilisés lors des expériences de Hu et Kintner[58] ; * : système instable*

La Figure 2.4 reproduit l'évolution du coefficient de traînée calculé en fonction du nombre de Reynolds pour les systèmes étudiés.

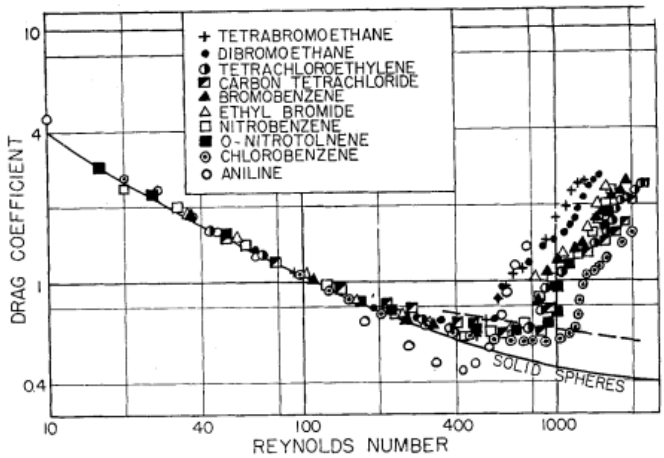


Figure 2.4 : Evolution du coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds d'après Hu et Kintner[58]

Hu et Kintner soulignent que lorsque le nombre de Reynolds est inférieur à 300, le coefficient de traînée des gouttes est assimilable à celui de sphères solides pour tous les cas étudiés. Ensuite, avec l'augmentation du nombre de Reynolds, le comportement des gouttes dévie de ce cas idéal : leur coefficient de traînée augmente fortement, de manière quasi-linéaire (Figure 2.4).

Considérant l'évolution de la vitesse terminale en fonction du diamètre des gouttes, Hu et Kintner soulignent la présence d'une vitesse maximale pour chaque liquide. Plus la différence de densité est grande, plus cette vitesse maximale est importante et est atteinte pour des diamètres plus faibles. En augmentant le diamètre des gouttes, la vitesse terminale de chute peut légèrement diminuer avant d'atteindre une valeur plateau.

2.2.4. Calcul du coefficient de traînée

Loth propose une revue de la littérature portant sur la forme et le coefficient de traînée des bulles et des gouttes[122]. Son analyse propose d'exprimer un incrément normalisé du coefficient de traînée ΔC_D^* (2.29). La normalisation s'effectue par comparaison à deux cas extrêmes : $We \to 0$ et $We \to \infty$. Le premier cas renvoie alors à une sphère idéale, le second à une goutte fortement déformée.

$$\Delta C_D^* = \frac{C_D - C_{D,We\to 0}}{C_{D,We\to\infty} - C_{D,We\to 0}} \tag{2.29}$$

Pour le cas idéal $C_{D,We\to 0}$, la corrélation de Clift et Gauvin[120] – extension de la relation de Schiller et Naumann, équation (2.30) – sera utilisée. Cette relation permet de calculer le coefficient de traînée de sphères rigides.

$$C_{D,We\to 0} = \frac{24}{Re_p}\left(1 + 0{,}15\, Re_p^{0.687}\right) + \frac{0{,}42}{1 + 4{,}25\ 10^4\ Re_p^{-1{,}16}} \qquad (Re_p < 3\ 10^5) \tag{2.30}$$

Pour le cas d'une goutte fortement déformée $C_{D,We\to\infty}$, le résultat de Davies & Taylor ($C_D = 8/3$) modifié par Joseph[124] (2.31) est utilisé.

$$C_{D,We\to\infty} = \frac{8}{3} + \frac{14{,}24}{Re_p} \tag{2.31}$$

L'incrément du coefficient de traînée ΔC_D^* utilisé sera l'ajustement proposé par Loth pour les bulles (2.32) ; aucune fonction mathématique simple ne semble pouvoir représenter la tendance exacte des données expérimentales de Hu et Kintner[122]. L'utilisation de la fonction (2.32) permet une bonne approximation, bien que le comportement des gouttes soit bien évidemment distinct de celui des bulles, notamment en raison des différences de rapport de densité et de viscosité[125].

$$\Delta C_D^* = \tanh\left(0{,}0038\left(WeRe_p^{0,2}\right)^{1,6}\right) \tag{2.32}$$

La relation (2.33) est alors utilisée pour estimer le coefficient de traînée des gouttes de métal liquide chutant à travers le laitier.

$$C_D = \tanh\left(0{,}0038\left(WeRe_p^{0,2}\right)^{1,6}\right) \times \left(C_{D,We\to\infty} - C_{D,We\to 0}\right) + C_{D,We\to 0} \tag{2.33}$$

Le coefficient de traînée ainsi calculé pour le cas de la refusion ESR est représenté en fonction du nombre de Reynolds particulaire sur la Figure 2.5 (a). La Figure 2.5 (b) (identique à la Figure 2.4) met en regard les coefficients de traînée expérimentaux de Hu et Kintner.

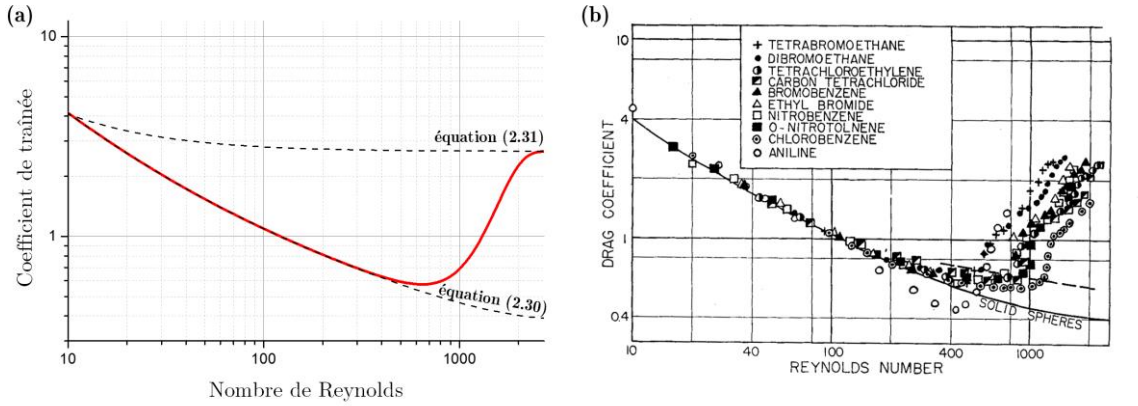


Figure 2.5 : Loi de traînée proposée pour les gouttes de métal liquide chutant au travers du laitier ESR (a) et comparaison avec les coefficients expérimentaux de Hu et Kintner[58] (b)

2.3. Résultats

Le modèle présenté dans le paragraphe 2.1 est appliqué à la refusion d'une électrode d'acier à l'échelle industrielle. Les propriétés physico-chimiques des matériaux utilisés sont listées dans le Tableau 2.5. Les propriétés de l'acier sont représentatives d'une nuance faiblement alliée, et le laitier considéré est de type 70/15/15.

Les conditions opératoires dont la connaissance est nécessaire pour la simulation sont rassemblées dans le Tableau 2.6. Elles sont inspirées des refusions d'essai qui sont détaillées dans le Chapitre 6. La conductivité électrique de l'électrode est prise égale à celle du métal liquide.

	Métal liquide	**Laitier liquide**
Viscosité dynamique μ (kg.m^{-1}.s^{-1})	0,006	0,008
Densité ρ (kg.m^{-3})	6940	2765
Température de liquidus T_{liq} (°C)	1490	1460
Coefficient d'expansion thermique β (K^{-1})	1,1 10^{-4}	7,5 10^{-5}
Conductivité thermique λ (W.m^{-1}.K^{-1})	30	35
Chaleur spécifique C_p (J.kg^{-1}.K^{-1})	690	1380
Conductivité électrique σ (Ω^{-1}.m^{-1})	10^{6}	250

Tableau 2.5 : Propriétés physico-chimiques utilisées, obtenues d'après [7,39,126] et calculs CALPHAD (Thermo-Calc, TCFE9 et MTDATA)

Rayon de l'électrode (m)	0,215
Rayon interne de la lingotière (m)	0,265
Profondeur d'immersion de l'électrode (m)	0,015
Distance électrode-lingot (m)	0,157
Diamètre des gouttes (mm)	1 ; 5 ; 10
Vitesse de fusion (kg.min^{-1})	10
Intensité du courant de fusion (kA)	15
Fréquence (Hz)	50

Tableau 2.6 : Géométrie et conditions opératoires des cas étudiés

Après avoir rappelé le comportement du laitier dans un cas type monophasique, l'influence de la prise en compte des gouttes est étudiée. Ensuite, l'impact du diamètre des gouttes sur les interactions avec le laitier sera analysé.

2.3.1. Cas « sans goutte »

En annulant la source de métal liquide dans le laitier sous l'électrode, le modèle est utilisé pour analyser le champ électromagnétique et le comportement du laitier dans un cas équivalent à ceux des modèles monophasiques « classiques » du procédé. Ce cas simple permettra de mieux comprendre l'influence des gouttes présentée par la suite.

Concernant le champ électromagnétique, un effet de peau est visible dans l'électrode et le puits liquide : la densité de courant est plus importante en périphérie (Figure 2.6). Dans le laitier, la densité de courant est maximale près du « coin » (3) de l'électrode.

Les forces de Lorentz dans le laitier sont donc dirigées vers l'axe, et sont descendantes près du coin de l'électrode (Figure 2.7 (a)). L'effet Joule suit directement la répartition du courant dans le laitier : il est maximal à proximité du coin de l'électrode (Figure 2.7 (b)). On rappelle que les forces de Lorentz et l'effet Joule présentés ici sont des effets moyennés sur une période, qui sont applicables du fait de l'inertie thermique et hydrodynamique du laitier.

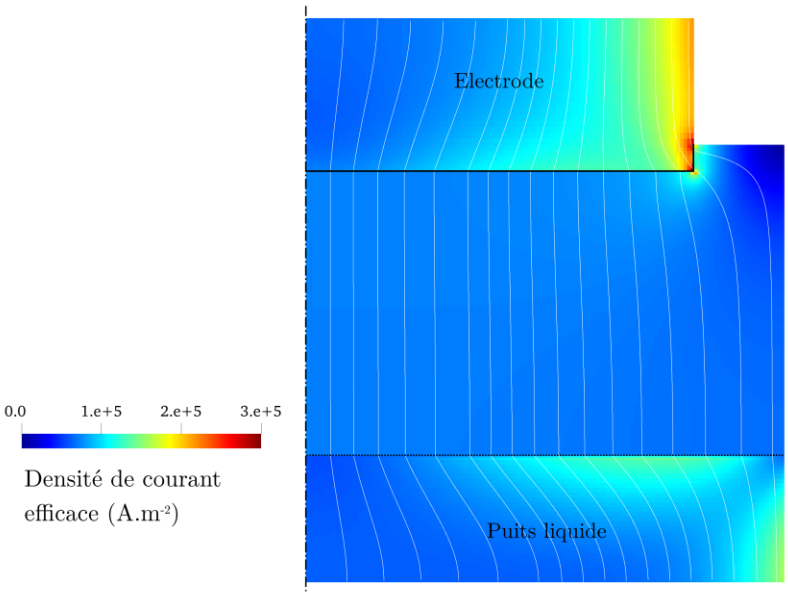


Figure 2.6 : Densité et lignes de courant dans le cas sans goutte

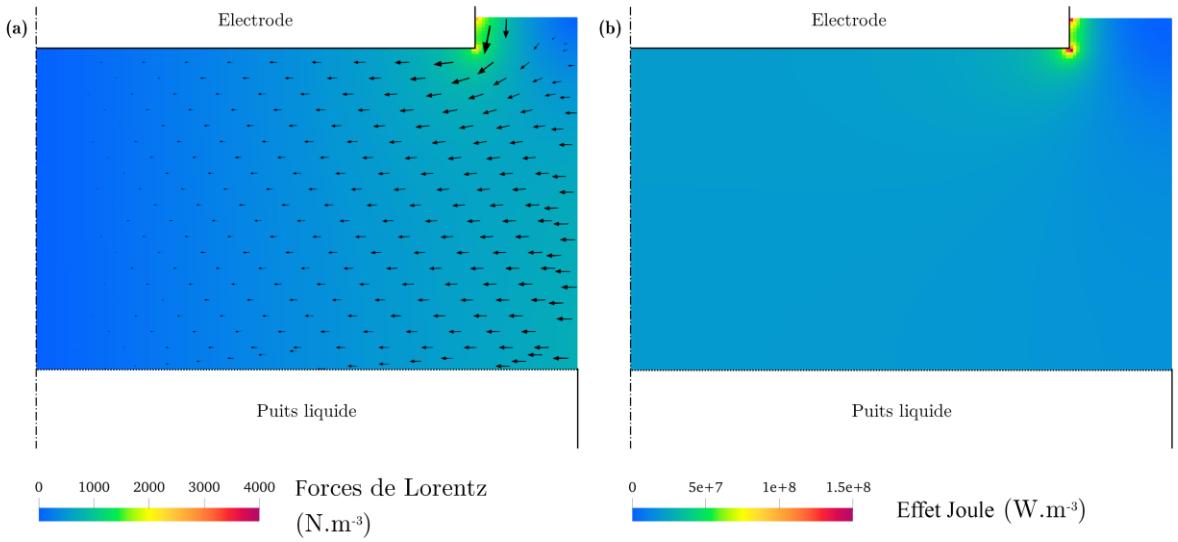


Figure 2.7 : Forces de Lorentz (a) et effet Joule (b) dans le cas sans goutte

(3) Dans l'ensemble du manuscrit, le mot « coin » sera utilisé abusivement pour désigner l'arête immergée de l'électrode.

Les modèles monophasiques du procédé ESR ont montré que l'hydrodynamique du laitier est régie par la combinaison des forces électromagnétiques de Lorentz et de la convection naturelle[7,84]. Les résultats du modèle diphasique présenté dans ce chapitre rejoignent ces affirmations. Le refroidissement latéral, à l'interface avec la lingotière, crée une boucle de recirculation visible en sens horaire (4) sur la Figure 2.8 (a). Les forces de Lorentz sont à l'origine de deux boucles de recirculation dans le sens antihoraire à proximité du « coin » de l'électrode, visibles sur la Figure 2.8 (a).

Comme l'effet Joule est plus important à proximité de l'électrode, la température est plus élevée dans la partie supérieure du laitier, comme illustré sur la Figure 2.8 (b). Un important gradient thermique vertical s'établit à proximité de l'interface avec l'électrode, qui est supposée à la température de liquidus de l'alliage. La portion inférieure du laitier est plus froide : la puissance générée par effet Joule y est plus faible, et le transfert convectif de la zone la plus chaude vers celle-ci est faible. Un important gradient thermique radial est également créé près de la périphérie, l'interface étant supposée à la température de liquidus du laitier.

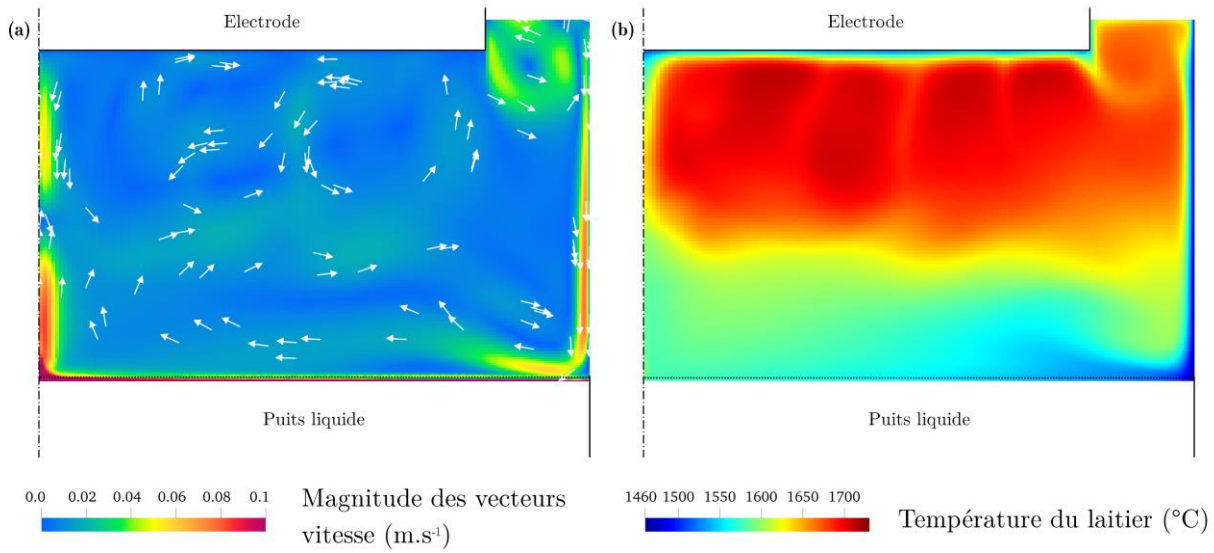


Figure 2.8 : Vitesse (a) et température (b) du laitier dans le cas sans goutte

(4) Les notions de sens « horaire » et « antihoraire » dépendent bien évidemment de la représentation choisie. Par convention, ces sens seront toujours employés en considérant l'axe de symétrie sur le bord gauche du domaine.

2.3.2. Impact de la prise en compte des gouttes

Dans ce paragraphe, le cas précédent (sans goutte) est comparé à une simulation pour laquelle la chute des gouttes est prise en compte via une source uniformément répartie sous l'électrode. Les gouttes considérées ont un diamètre unique de 5 mm.

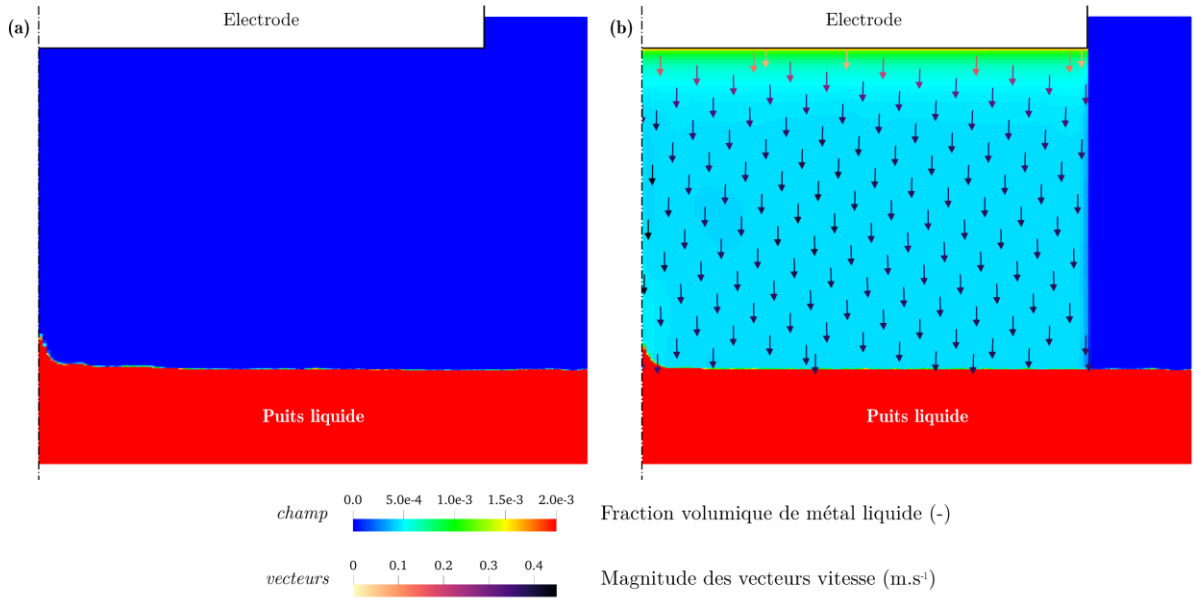


Figure 2.9 : Champs de fraction volumique de métal liquide pour le cas sans goutte (a) et en considérant des gouttes de 5 mm de diamètre (b), avec superposition du champ de vecteurs vitesse des gouttes colorés par leur magnitude

Les champs de fraction volumique de métal (i.e. la phase dispersée) sont représentés sur la Figure 2.9. Les gouttes chutant dans le laitier ne représentent qu'une faible fraction volumique : elle est d'environ 5 10^{-4} dans la plus grande partie du bain de laitier. La vitesse terminale des gouttes est de 0,38 $m.s^{-1}$, et celles-ci ont donc un temps de résidence de 0,45 s, ce qui conduit à la faible fraction volumique obtenue. *Des ordres de grandeur du nombre de gouttes transitant dans le laitier et de la fraction volumique correspondante sont donnés dans l'Annexe 3.*

La chute des gouttes ne modifie pas grandement l'hydrodynamique du laitier (Figure 2.10) ; seule la recirculation antihoraire sous l'électrode est renforcée (voir plus loin). Le mouvement du laitier dû au refroidissement latéral (convection naturelle) n'est pas impacté par la chute des gouttes.

Dans la zone annulaire, le vortex créé par les forces de Lorentz est également identique. En effet, puisque la fraction volumique de métal liquide est faible, la conductivité électrique du mélange n'est que peu modifiée : elle est de 250,3 $\Omega^{-1}.m^{-1}$ lorsque la fraction volumique de métal liquide est de 5 10^{-4}, tandis qu'elle est égale à 250 $\Omega^{-1}.m^{-1}$ pour le laitier seul. Le champ électromagnétique est donc sensiblement le même dans les deux cas, ce qui explique que les

mouvements créés uniquement par les seules forces de Lorentz (électro-vortex dans la zone annulaire) sont identiques.

La recirculation antihoraire sous l'électrode n'est par conséquent légèrement renforcée que par la traînée verticale des gouttes, et non par une amplification des forces de Lorentz. Ce même phénomène est également à l'origine du renforcement du mouvement descendant à proximité de l'axe.

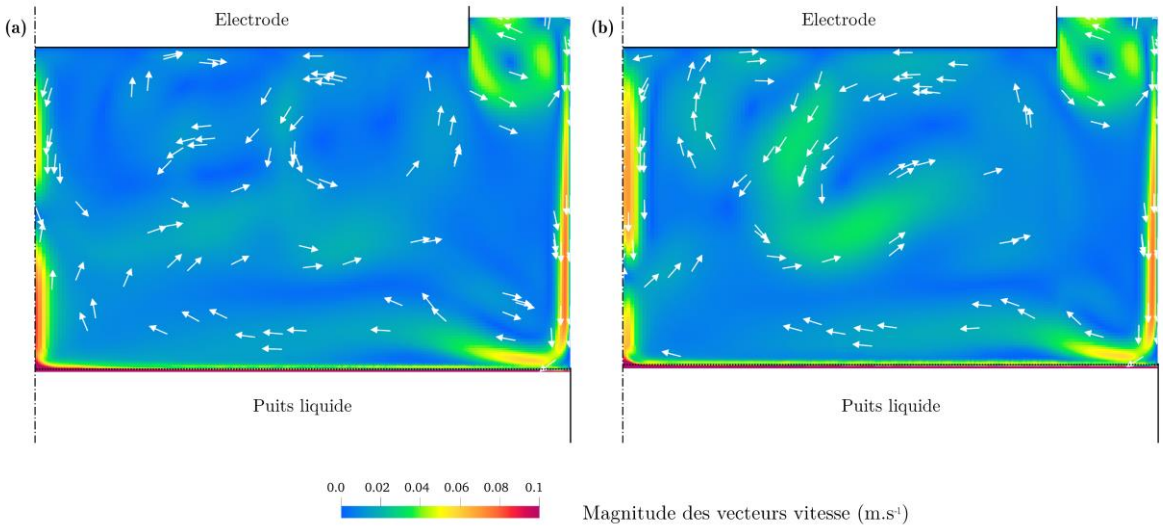


Figure 2.10 : Champs de vitesse du laitier et vecteurs vitesse normalisés pour le cas sans goutte (a) et en considérant des gouttes de 5 mm de diamètre (b)

La distribution de température au sein du laitier, représentée sur la Figure 2.11, est similaire dans les deux cas. La zone la plus chaude se situe sous l'électrode et la température est plus faible près de l'interface avec le puits liquide. La recirculation sous l'électrode et le mouvement descendant près de l'axe étant amplifiés dans le cas où les gouttes sont prises en compte, la zone plus chaude est légèrement plus étendue.

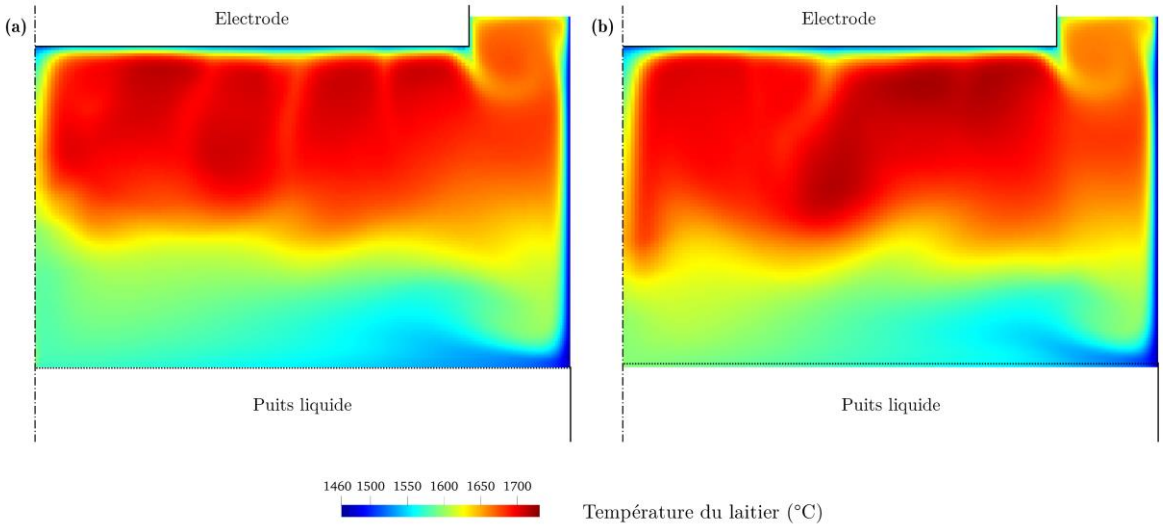


Figure 2.11 : Température du laitier pour le cas sans goutte (a) et en considérant des gouttes de 5 mm de diamètre (b)

Pour poursuivre l'analyse thermique, il est également intéressant d'examiner la différence de température entre les gouttes et le laitier et la surchauffe des gouttes, définie comme étant $T_m - T_{m,liquidus}$, qui sont présentées sur la Figure 2.12.

La surchauffe maximale des gouttes est de l'ordre de 200 °C et est atteinte à environ la moitié de leur parcours dans le laitier. Ensuite, les gouttes se refroidissent en rétrocédant de la chaleur au laitier, qui est plus froid dans la partie proche du puits liquide. Toutefois, les gouttes entrant dans le puits liquide ne sont pas en équilibre thermique avec le laitier adjacent à l'interface : leur température reste plus élevée d'environ 10 à 30 °C. Ces résultats contredisent l'hypothèse d'équilibre thermique entre gouttes et laitier qui est classiquement utilisée au sein des modèles du procédé ESR, comme par exemple SOLECS[7]. Le métal arrivant dans le puits liquide est alors surchauffé de 75 à 120 °C (valeurs à 5 mm au-dessus de l'interface) ; la surchauffe moyenne est de 99 °C.

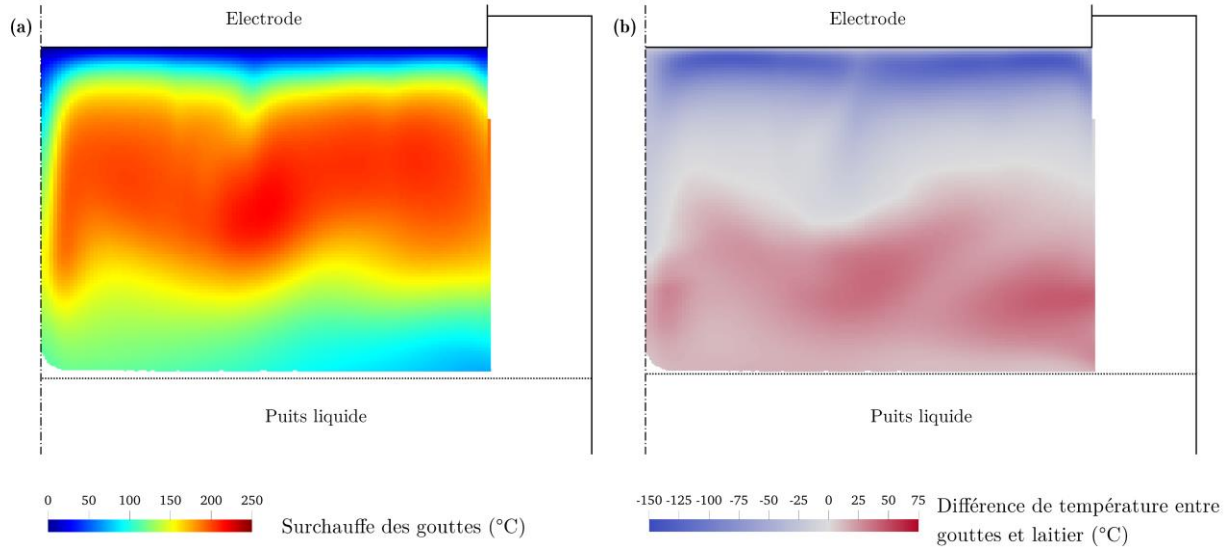


Figure 2.12 : Surchauffe des gouttes (a) et différence de température entre les gouttes et le laitier (b), en considérant des gouttes de 5 mm de diamètre

2.3.3. Influence du diamètre des gouttes

Des simulations 3D ont montré que la taille des gouttes présente une large étendue[118,127]. Typiquement, le diamètre des gouttes peut varier entre 1 et 10 mm. Cet encadrement est cohérent avec les observations expérimentales : citons par exemple un essai pour lequel une goutte de diamètre 7 mm a été retrouvée dans un prélèvement de laitier[118].

Bien qu'un diamètre unique soit imposé par l'approche diphasique utilisée, des simulations ont été effectuées pour étudier l'influence de gouttes de différentes tailles (1, 5 et 10 mm) sur l'hydrodynamique et les transferts thermiques.

La vitesse terminale des gouttes dépend de leur taille. Lorsque le diamètre est réduit, la vitesse terminale est moins importante : elle est de 0,41, 0,38 et 0,10 $m.s^{-1}$ pour des gouttes respectivement de 10, 5 et 1 mm de diamètre. Le temps de séjour des plus petites gouttes est alors assez élevé, de l'ordre de 2 s.

La faible diminution de vitesse observée lorsque le diamètre est diminué de 10 à 5 mm tire son origine dans la loi choisie pour le calcul du coefficient de traînée (paragraphe 2.2.4.). Les plus grosses gouttes, de diamètre 10 mm, sont plus déformées et ont alors un coefficient de traînée plus important. En suivant la démarche présentée dans le paragraphe 2.2.4, les gouttes de diamètre 10 mm possèdent un incrément ΔC_D^* (caractérisant l'écart au cas idéal de la sphère) de 0,29 et donc un coefficient de traînée C_D de 1,1. Les gouttes de diamètre 5 mm ont pour leur part un incrément ΔC_D^* de 0,06 soit un coefficient C_D de 0,57.

Les champs de fraction volumique de métal (Figure 2.13) sont alors sensiblement les mêmes en considérant des gouttes de 5 et 10 mm. Cette grandeur atteint respectivement 4,4 10^{-4} et 4,0 10^{-4} dès que l'accélération est négligeable. La fraction volumique moyenne est bien plus élevée pour les gouttes de 1 mm : α_m = 1,6 10^{-3}, puisqu'elles ont un temps de séjour plus élevé.

Pour ces trois cas, les vitesses du laitier sont comparées sur la Figure 2.14. Les plus grosses gouttes n'ont qu'une faible influence sur l'écoulement du laitier, malgré leur vitesse de chute élevée et leur coefficient de traînée important. Les gouttes intermédiaires modifient un peu plus l'écoulement : leur chute renforce plus encore la recirculation antihoraire sous l'électrode.

L'influence des plus petites gouttes sur l'hydrodynamique est bien plus remarquable (Figure 2.14 (a)) : le mouvement du laitier est principalement dirigé par le vortex situé sous l'électrode. Ce renforcement de l'écoulement sous l'électrode peut *a priori* tirer son origine soit d'une augmentation notable de l'intensité des forces de Lorentz, soit d'un important transfert de quantité de mouvement entre les gouttes et le laitier via les forces de traînée.

Or, malgré une fraction volumique de métal liquide plus élevée que lorsque le diamètre des gouttes est de 5 ou 10 mm, la conductivité électrique équivalente n'est que faiblement modifiée : elle est en moyenne de 251,2 $\Omega^{-1}.m^{-1}$ contre 250 $\Omega^{-1}.m^{-1}$ pour le laitier seul. Ceci ne permet pas d'engendrer une modification notable de la répartition du courant électrique : les forces de Lorentz sont donc similaires.

Par contre, le temps de séjour plus élevé de ces petites gouttes et leur faible diamètre étant à l'origine d'une concentration d'aire interfaciale plus importante, elles échangent plus de quantité de mouvement avec le laitier par traînée et participent alors à sa mise en mouvement.

Ce renforcement de l'écoulement sous l'électrode n'est donc pas un effet électromagnétique mais bien hydrodynamique.

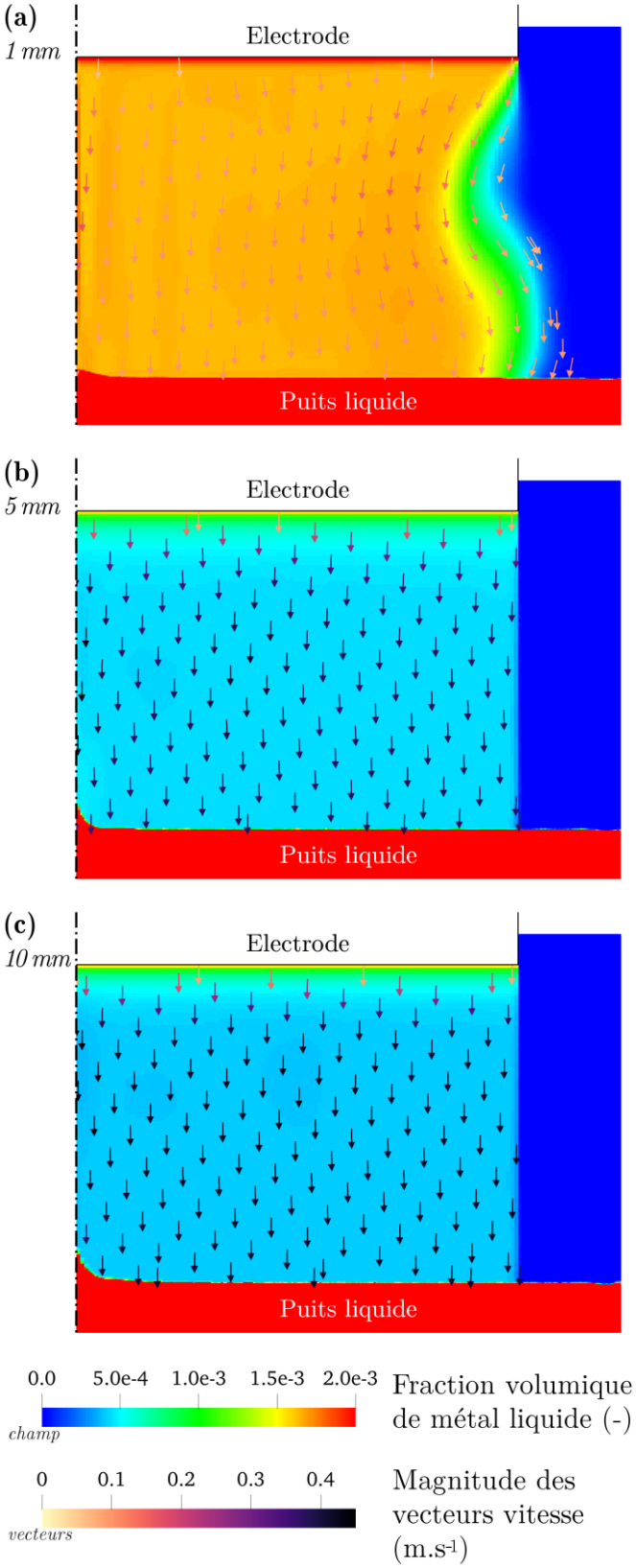


Figure 2.13 : Fraction volumique de métal liquide en considérant des gouttes de diamètre 1 mm (a), 5 mm (b) et 10 mm (c)

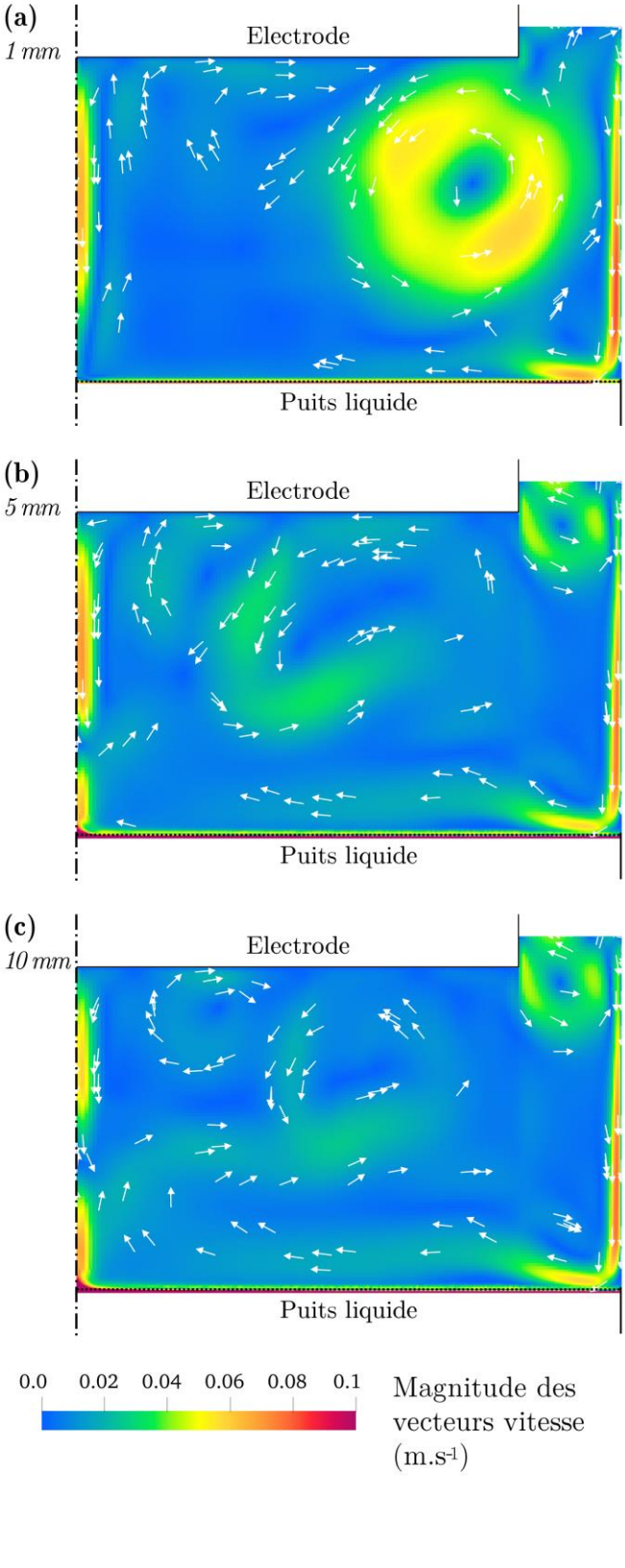


Figure 2.14 : Vitesse du laitier en considérant des gouttes de diamètre 1 mm (a), 5 mm (b) et 10 mm (c)

La modification de l'hydrodynamique du laitier se reflète alors sur le champ de température (Figure 2.15). La zone chaude est plus étendue lorsque l'hydrodynamique sous l'électrode est renforcée : le transfert convectif est plus efficace.

La Figure 2.16 présente la différence de température entre les gouttes et le laitier. On remarque que les gouttes de 1 mm sont quasiment en équilibre thermique avec le laitier. En revanche, comme nous l'avons vu précédemment, les plus grandes ne le sont pas, du fait qu'elles présentent un rapport surface/volume plus faible et ont un temps de séjour réduit.

Les surchauffes des gouttes sont comparées sur la Figure 2.17. Dans les trois cas, les gouttes sont chauffées par le laitier dans un premier temps, puis restituent de l'énergie thermique au laitier dans la seconde moitié de leur chute.

Comme elles échangent plus efficacement avec le laitier, les plus petites gouttes atteignent une surchauffe maximale plus élevée. Elle est de l'ordre de 230 °C, contre 170 °C pour les gouttes de 10 mm. En revanche, les plus grosses gouttes rétrocèdent moins de chaleur au laitier et pénètrent dans le puits liquide avec une surchauffe plus importante : en moyenne 125 °C contre 99 °C pour les gouttes de 5 mm et 103 °C pour celles de 1 mm.

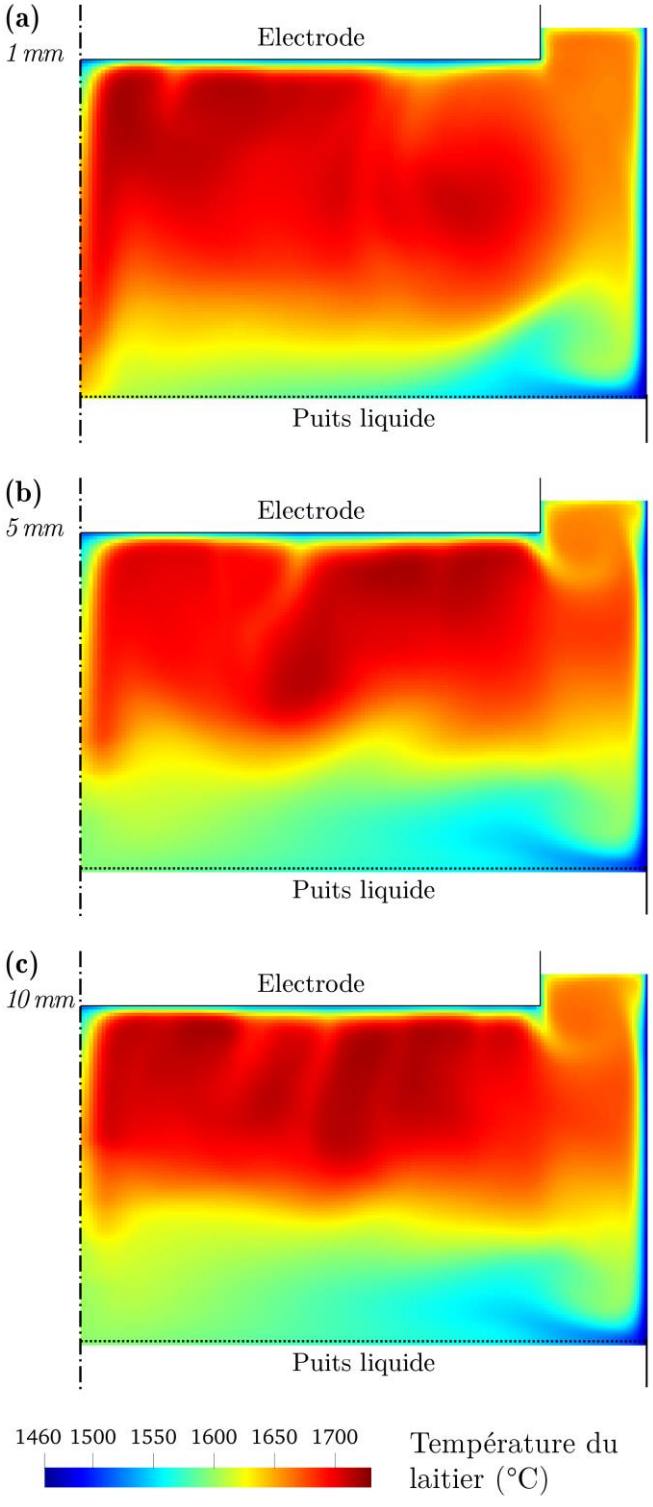


Figure 2.15 : Température du laitier en considérant des gouttes de diamètre 1 mm (a), 5 mm (b) et10 mm (c)

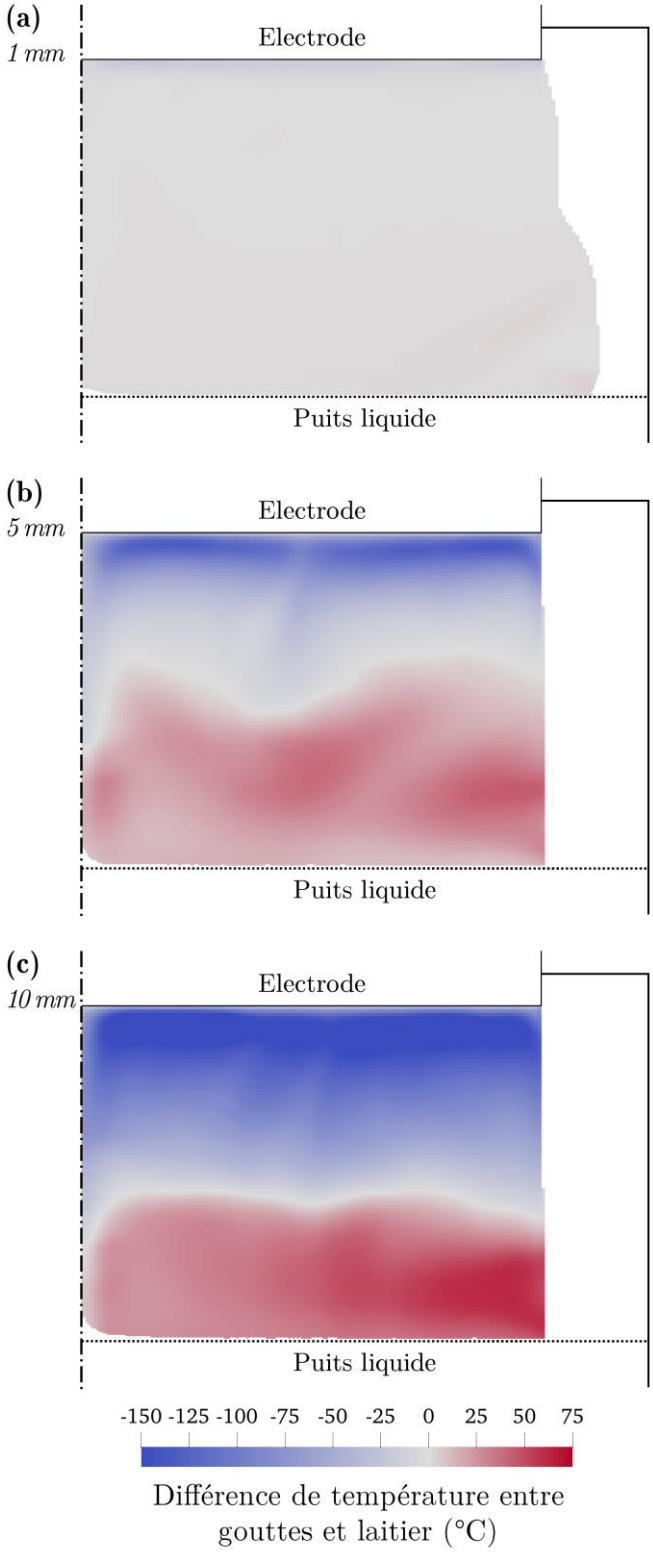


Figure 2.16 : Différence de température entre les gouttes de diamètre 1 mm (a), 5 mm (b) et 10 mm (c) et le laitier

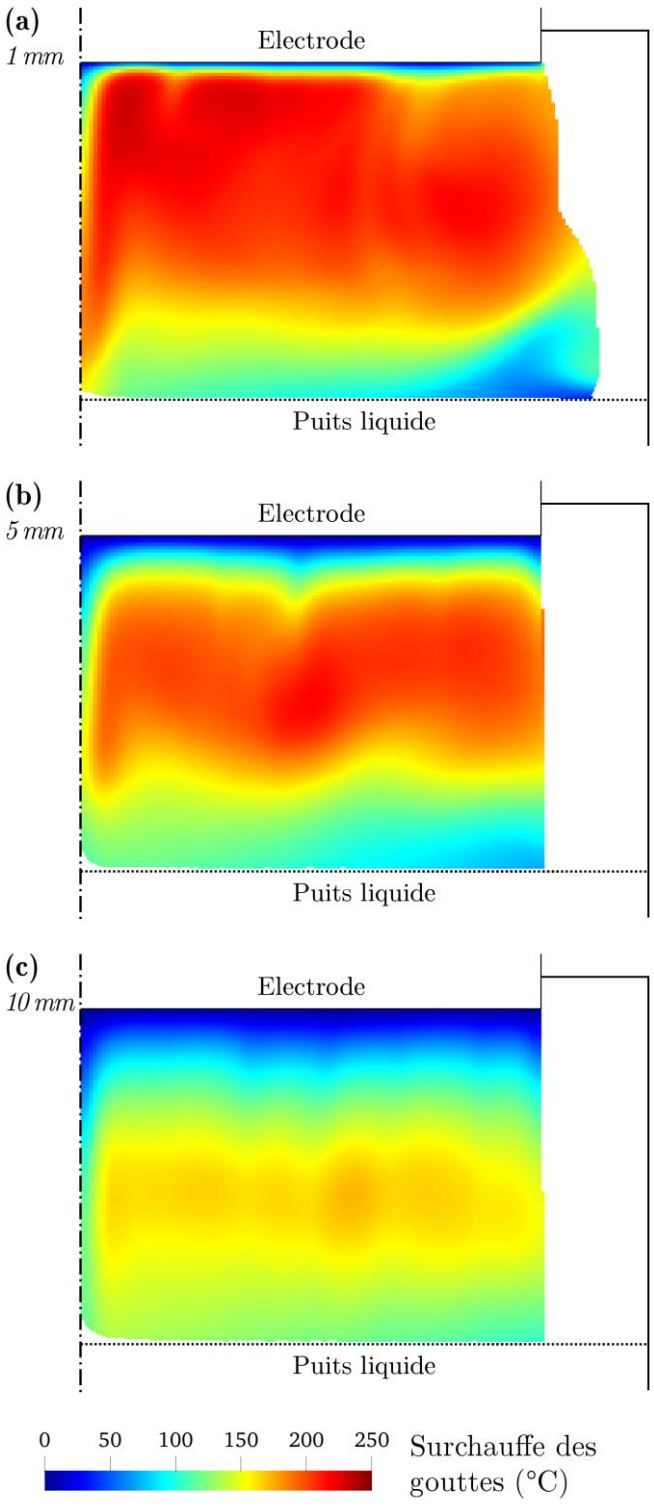


Figure 2.17 : Surchauffe des gouttes de diamètre 1 mm (a), 5 mm (b) et 10 mm (c)

2.4. Synthèse

Un modèle diphasique du domaine laitier a été développé en géométrie 2D axisymétrique. Ce modèle est basé sur la résolution des équations de transferts couplés de chaleur et de quantité de mouvement, associée à un calcul du champ électromagnétique. Appliqué à un cas « sans goutte », ce modèle donne des résultats qualitativement comparables à ceux typiquement obtenus grâce aux modèles « classiques » du procédé ESR.

Les gouttes de métal liquide ont un temps de résidence assez faible dans le laitier ESR. Il est de l'ordre de 0,4 s pour les gouttes les plus grosses, mais est notablement plus élevé pour les petites gouttes (2 s lorsque leur diamètre est de 1 mm). Ces ordres de grandeur du temps de résidence sont importants pour caractériser les capacités d'échanges (de matière et d'énergie) entre les gouttes et le laitier.

Ces cas simples ont montré que les gouttes peuvent avoir une influence non négligeable sur l'écoulement du laitier. En particulier, les petites gouttes renforcent le vortex créé sous l'électrode par les forces de Lorentz. Les plus grosses gouttes n'influencent que faiblement les mouvements du laitier. En revanche, puisqu'elles ont une vitesse terminale élevée (0,4 s), on peut supposer qu'elles auront un impact notable sur le comportement du puits liquide.

L'hypothèse d'équilibre thermique entre gouttes et laitier, souvent utilisée dans les modèles du procédé, est vérifiée pour les petites gouttes, mais est remise en cause pour celles de 5 et 10 mm. Ces dernières atteignent une surchauffe moindre pendant la première moitié de leur chute, mais rétrocèdent moins d'enthalpie au laitier par la suite. Ainsi, elles transportent plus de chaleur au puits liquide que les plus petites gouttes.

Toutefois, cette première approche suppose que les gouttes sont générées de manière homogène sous l'électrode. En analysant la formation des gouttes à partir du film liquide de l'électrode ESR – grâce à des simulations 3D par exemple – ce modèle peut être enrichi afin de le rendre plus spécifique au procédé étudié. Ce sera l'objet du Chapitre 3.

Chapitre 3. **Prise en compte détaillée de la formation des gouttes de métal**

Dans le Chapitre 2 de ce manuscrit, un modèle diphasique 2D axisymétrique du laitier ESR a été développé en utilisant une approche eulérienne à deux fluides. Ce modèle permet de décrire le comportement des gouttes de métal liquide chutant à travers le laitier.

Afin d'enrichir ce modèle, il doit prendre également en compte certains phénomènes mis en évidence par les résultats de simulations 3D diphasiques. Ces derniers sont détaillés, puis l'influence de ces améliorations sur les prédictions du comportement des gouttes de métal liquide est discutée.

3.1. Phénomènes mis en évidence par la simulation 3D 69
3.1.1. Turbulence dans le laitier ESR 69
3.1.2. Comportement du film liquide 70
3.1.3. Transport du métal liquide à travers le laitier 71
3.2. Influence de la concentration spatiale des gouttes 72
3.2.1. Cas étudié 72
3.2.2. Résultats 73
3.2.3. Impact du diamètre des gouttes 74
3.3. Prise en compte de la morphologie réelle de la phase liquide 76
3.3.1. Modèle 76
3.3.2. Exemple de résultats 77
3.4. Comportement du film liquide 83
3.4.1. Modèle 83
3.4.2. Exemple de résultats 83
3.5. Résultats du modèle détaillé 84
3.5.1. Cas de référence 85
3.5.2. Influence d'une variation de l'intensité du courant 88
3.5.3. Influence d'une variation d'immersion de l'électrode 95
3.6. Synthèse 102

3.1. Phénomènes mis en évidence par la simulation 3D

Afin de nourrir le développement du modèle diphasique 2D du laitier, les résultats de simulations tridimensionnelles de la formation des gouttes de métal liquide et de leur chute à travers le laitier sont analysés. Certains phénomènes sont ainsi mis en évidence, et doivent être pris en compte dans le modèle bidimensionnel afin de le rendre plus réaliste.

3.1.1. Turbulence dans le laitier ESR

Dans le modèle présenté dans le Chapitre 2, la turbulence de l'écoulement du laitier était négligée. Néanmoins, la littérature indique que l'écoulement du laitier peut être légèrement turbulent[62,73], mais surtout, l'entraînement des gouttes chutant à une vitesse élevée est susceptible de créer de la turbulence[120]. Des preuves expérimentales ont été apportées : dans une galette de laitier (5), des gouttelettes dispersées dont le diamètre est de l'ordre 5 à 20 µm ont été retrouvées[118]. Ces gouttes de faible diamètre ont sans doute été dispersées sous l'effet d'une turbulence intense.

Le modèle $k-\omega$, dans sa formulation SST (*Shear Stress Transport*)[128], a été choisi pour simuler la turbulence dans les deux phases. Les transferts d'énergie cinétique turbulente k et de sa vitesse de dissipation spécifique ω sont résolus. Ce modèle, adapté pour les écoulements recirculants[128], est applicable aux cas étudiés. Il combine la robustesse du modèle $k-\omega$ standard près des parois solides, et l'efficacité du modèle $k-\varepsilon$ en dehors des couches limites.

La turbulence générée par l'entraînement des gouttes est calculée en utilisant les relations de Troshko et Hassan[129], à défaut de modèle spécifique aux gouttes. Ces relations ont en effet été développées pour simuler l'impact de bulles gazeuses, mais leur approche est plus générale : la source de turbulence est calculée à partir des forces de traînée. Les termes sources d'énergie cinétique turbulente $\Pi_{k,s}$ et de sa vitesse spécifique de dissipation $\Pi_{\omega,s}$ sont donnés par les équations (3.1) et (3.2). Les coefficients $C_{ke}=0{,}75$ et $C_{td}=0{,}45$ déterminés par Troshko et Hassan sont utilisés.

$$\Pi_{k,s}=C_{ke}\alpha_s\,K_{ms}|\vec{u}_m-\vec{u}_s|^2 \tag{3.1}$$

$$\Pi_{\omega,s}=C_{td}\frac{3}{2d_p}C_D|\vec{u}_m-\vec{u}_s|\,\Pi_{k,s}/k \tag{3.2}$$

où $K_{ms}=\frac{C_D Re_p}{24}\frac{\rho_m A_i}{6\tau}$ (en kg.m^{-3}.s^{-1}).

La prise en compte du caractère turbulent des écoulements n'entraîne que des modifications mineures des résultats présentés dans le chapitre précédent.

(5) On nomme galette le bain de laitier subsistant au-dessus du lingot et solidifié à la fin d'une refusion.

3.1.2. Comportement du film liquide

Le film liquide sous la surface de l'électrode consommable joue un rôle primordial sur la génération des gouttes. En effet, s'il est localement trop fin, aucune goutte n'est susceptible d'être formée puisque les forces de tension superficielle surpassent le poids du métal liquide.

Dans des cas similaires à ceux étudiés dans le chapitre précédent, Kharicha a montré un mouvement centripète du film liquide sous l'effet des forces de Lorentz, de la tension de surface et du mouvement du laitier[98]. Drainé vers l'axe, le film reste très fin en périphérie de l'électrode. Les gouttes se développent alors préférentiellement à proximité de l'axe, comme on le voit sur la Figure 3.1. D'autres exemples montrent une aire de formation des gouttes plus étendue[104,105].

Plutôt que d'inclure explicitement le film liquide dans le domaine de calcul diphasique, nous avons préféré développer un modèle monodimensionnel du film afin d'évaluer son épaisseur en fonction du rayon, afin de déterminer les zones où les gouttes sont susceptibles d'être générées. Ce modèle sera détaillé dans le paragraphe 3.4.

Quoi qu'il en soit, ce comportement du film liquide restreint la chute des gouttes à un cylindre dont la base possède un rayon plus faible que celui de l'électrode. L'influence de cette concentration spatiale est étudiée dans le paragraphe 3.2.

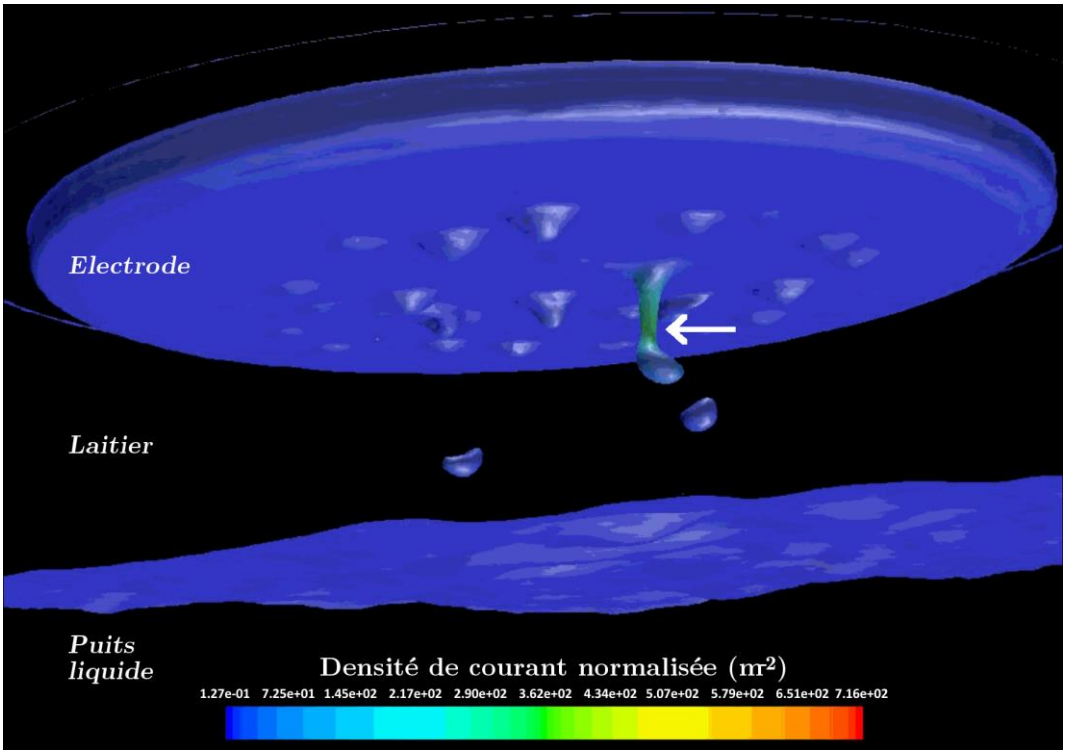


Figure 3.1 : Densité de courant normalisée, simulation 3D d'une refusion ESR de dimension industrielle[98]. La flèche blanche signale un faucet au sein duquel l'augmentation de la densité de courant est visible

3.1.3. Transport du métal liquide à travers le laitier

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, un film liquide, nourri par la fusion de l'électrode, se constitue sur la surface immergée de celle-ci. Lorsque le poids du métal liquide ne surpasse pas les forces de tension interfaciale, ce film est stable. Toutefois, lorsque la masse de métal liquide augmente, cet équilibre devient instable. A la moindre perturbation, une protubérance, ou « poche » de métal liquide, se crée. Cette poche s'étire sous l'effet combiné de la gravité et de l'apport de matière, formant ainsi une colonne, souvent dénommée *faucet* (6). A cause de la compétition entre poids et tension de surface, ce ligament subit une striction puis une goutte se détache[96,98,104,130]. La goutte formée, initialement sphérique, peut-être déformée (ce point a été discuté dans le Chapitre 2). Ce mécanisme de formation d'une goutte de métal à partir d'un film liquide est illustré par la Figure 3.2. En plus des effets hydrodynamiques, dans le cas de la refusion ESR, les forces électromagnétiques ont également une influence sur la morphologie des poches et des *faucets*[98].

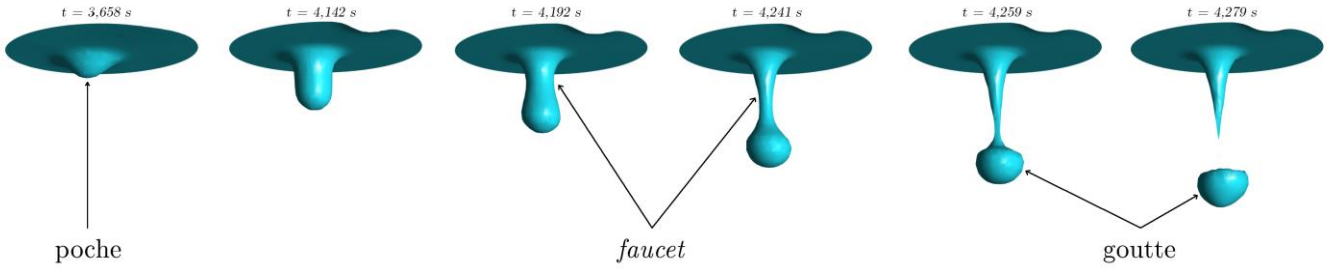


Figure 3.2 : Formation d'une goutte de métal liquide (simulation hydrodynamique 3D VOF, ANSYS Fluent, en utilisant des propriétés physiques représentatives d'un acier liquide et d'un laitier ESR)

Un tel comportement a été par ailleurs mis en évidence dans la cas de la refusion à l'arc sous vide, tant expérimentalement[131] que numériquement[132].

Le *faucet* est entouré de laitier liquide : il peut alors être inclus dans le modèle diphasique du domaine laitier. Son impact hydrodynamique est différent de celui d'une goutte ; on peut l'assimiler à un cylindre, dont le coefficient de traînée est environ trois fois plus élevé que celui d'une sphère. Mais avant tout, il a une influence notable sur le champ électromagnétique. En effet, cette colonne de métal liquide est en contact direct avec l'électrode, ce qui crée un chemin de moindre résistance pour le courant électrique. Les résultats de simulations 3D montrent que la

(6) Le nom anglais *faucet* sera utilisé dans ce manuscrit pour désigner cette morphologie du métal liquide, en alternance avec la traduction partiellement satisfaisante proposée : ligament.

densité de courant au sein du *faucet* est jusqu'à 100 fois plus élevée que dans son voisinage immédiat[98,104], comme illustré par la Figure 3.1.

L'influence de ces ligaments doit être prise en compte dans une nouvelle version du modèle diphasique bidimensionnel du laitier ESR. Sous l'électrode, le coefficient de traînée et l'aire interfaciale de la phase dispersée sont corrigés pour rendre compte de l'influence des *faucets* sur l'hydrodynamique. Mais surtout, l'impact de ces ligaments de métal liquide sur le champ électromagnétique est représenté en modifiant la méthode de calcul de la conductivité électrique du mélange. Ce point est détaillé dans le paragraphe 3.3.

3.2. Influence de la concentration spatiale des gouttes

3.2.1. Cas étudié

Pour étudier l'influence de la concentration spatiale des gouttes, une simulation a été réalisée en considérant une source de métal liquide uniformément répartie entre l'axe et le mi-rayon de l'électrode. Cette hypothèse de génération des gouttes sous une zone restreinte est soutenue par les résultats des simulations 3D[98,104,105]. Les propriétés thermo-physiques et les conditions opératoires utilisées sont précisées dans les Tableaux 3.1 et 3.2. *Le Tableau 3.1 est identique au Tableau 2.5 et la géométrie décrite par le Tableau 3.2 est similaire à celle présentée dans le Tableau 2.6.*

	Métal liquide	**Laitier liquide**
Viscosité dynamique μ (kg.m^{-1}.s^{-1})	0,006	0,008
Densité ρ (kg.m^{-3})	6940	2765
Température de liquidus T_{liq} (°C)	1490	1460
Coefficient d'expansion thermique β (K^{-1})	1,1 10^{-4}	7,5 10^{-5}
Conductivité thermique λ (W.m^{-1}.K^{-1})	30	35
Capacité calorifique C_p (J.kg^{-1}.K^{-1})	690	1380
Conductivité électrique σ (Ω^{-1}.m^{-1})	10^{6}	250

Tableau 3.1 : Propriétés physico-chimiques utilisées, obtenues d'après [7,39,126] et calculs CALPHAD (Thermo-Calc, TCFE9)

Rayon de l'électrode (m)	0,215
Rayon interne de la lingotière (m)	0,265
Profondeur d'immersion de l'électrode (m)	0,015
Distance électrode-lingot (m)	0,145
Diamètre des gouttes (mm)	5
Vitesse de fusion (kg.min^{-1})	10
Intensité du courant de fusion (kA)	15

Tableau 3.2 : Géométrie et conditions opératoires des cas étudiés

Dans les discussions suivantes, cette simulation est appelée *cas* 1, et les résultats sont confrontés aux conclusions issues du Chapitre 2. Le *cas 0* est un cas « sans goutte », obtenu en annulant la source de métal liquide sous l'électrode.

3.2.2. Résultats

Puisque seul un régime pseudo-permanent est atteint, les résultats montrés dans ce chapitre sont à nouveau issus de moyennes temporelles effectuées pendant environ 60 s d'écoulement, en s'assurant que les résultats moyennés soient stationnaires

La Figure 3.3 représente le champ de fraction volumique de métal liquide et l'écoulement du laitier pour le *cas 1*. La chute de gouttes de 5 mm de diamètre est quasiment rectiligne. La fraction volumique de métal liquide est en moyenne de 1,8 10^{-3}. Cette fraction volumique, plus élevée que celle observée dans le Chapitre 2, est simplement due au fait que les gouttes sont concentrées dans un volume 4 fois plus faible.

Dans la section 2.3.3, nous avons vu que les gouttes de diamètre 5 mm n'ont qu'un très faible effet sur l'écoulement du laitier lorsqu'elles sont uniformément réparties sous toute la surface de l'électrode. En revanche, lorsqu'elles sont concentrées dans ce volume plus faible, ces gouttes entraînent plus fortement le laitier, comme illustré par la Figure 3.3 (b). Une importante boucle de recirculation antihoraire est créée à proximité de l'axe par la traînée des gouttes.

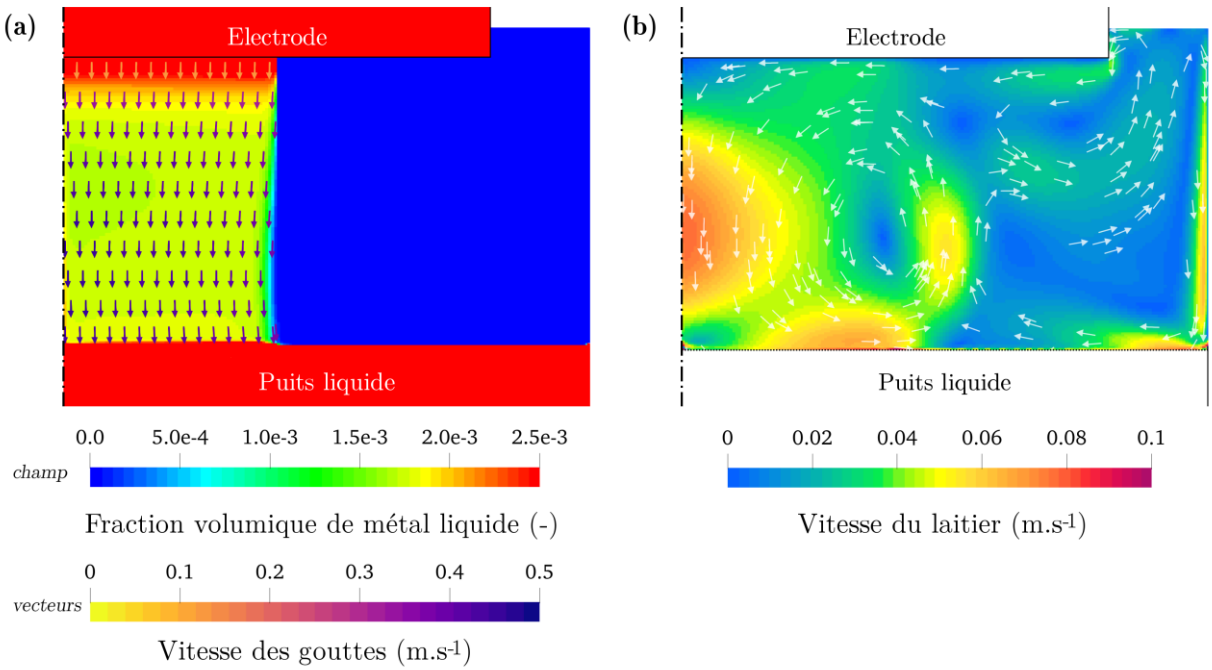


Figure 3.3 : Fraction volumique de métal liquide (a) et vitesse du laitier (b) pour le cas 1

Cette modification de l'hydrodynamique du laitier renforce les transferts thermiques par convection. Le champ de température dans le laitier est représenté sur la Figure 3.4 (a). Dans la région d'écoulement des gouttes, la température du laitier est quasiment homogène, et la zone

chaude s'étend jusqu'à l'interface laitier/puits liquide. Ainsi, puisque les gouttes sont entourées tout au long de leur chute par un milieu dont la température varie peu, elles se rapprochent de l'équilibre thermique (Figure 3.4 (b)).

Ce résultat remet tout de même en cause l'hypothèse classique d'équilibre thermique gouttes/laitier utilisée dans les modèles 2D du procédé ESR pour calculer la température du métal liquide parvenant au sommet du lingot. En effet, la température du laitier au-dessus de l'interface est ici bien plus élevée que celle prédite lors de simulations monophasiques (voir Chapitre 2). Autrement dit, en supposant l'équilibre thermique entre les gouttes et un laitier plus froid, la surchauffe estimée par ce type de modèle est alors plus faible. Dans le *cas 1* discuté ici, en pénétrant dans le puits liquide, les gouttes ont acquis une surchauffe moyenne de 165 °C.

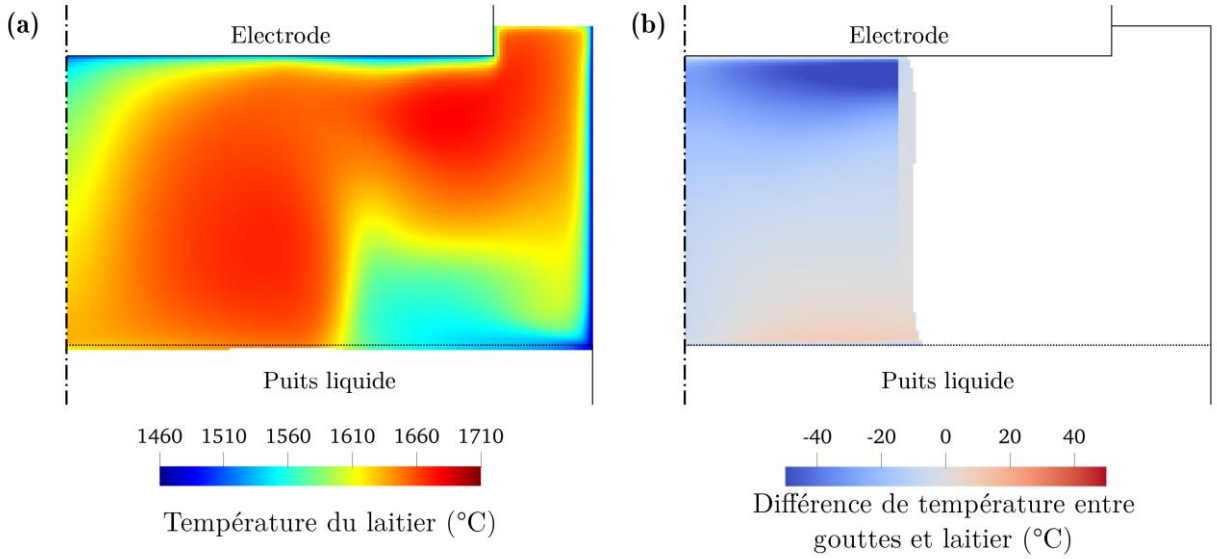


Figure 3.4 : Température du laitier et différence de température entre gouttes et laitier pour le cas 1

3.2.3. Impact du diamètre des gouttes

L'influence de la taille des gouttes a été discutée dans le chapitre précédent (§ 2.3.3), en considérant une distribution homogène du métal liquide sous l'électrode. Toutefois, si les gouttes ne chutent que dans un volume restreint du laitier, il semble pertinent de vérifier les conclusions tirées alors.

La Figure 3.5 présente l'écoulement du laitier pour le *cas 1* en considérant trois tailles de gouttes : 1, 5 et 10 mm. Dans les trois cas, les mouvements du laitier sont notablement impactés par la chute des gouttes ; rappelons que ce n'était pas toujours le cas lorsque la source de métal liquide était répartie sous toute la surface de l'électrode.

La concentration spatiale des gouttes renforce l'entraînement du laitier. Une boucle antihoraire domine alors l'écoulement sous l'électrode. Là encore, les plus petites gouttes – 1 mm (a) – ont plus d'influence sur l'écoulement que les gouttes de 5 ou 10 mm de diamètre – respectivement (b) et (c). Pour les premières, le laitier atteint des vitesses plus élevées, et l'électro-vortex semble

intégré dans la boucle principale créée par la traînée des gouttes. On notera que les vitesses plus élevées dans ce cas sont également liées à une plus faible turbulence due à l'entraînement par les gouttes (Figure 3.6).

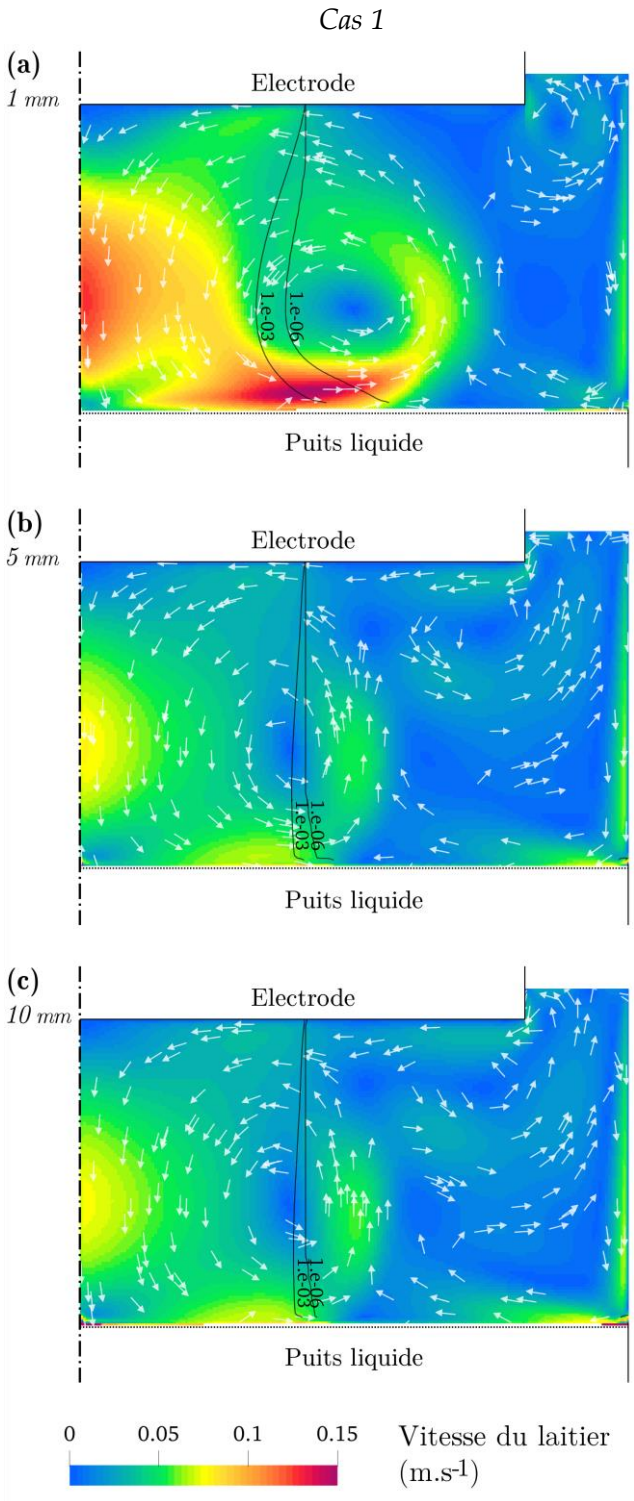


Figure 3.5 :Comparaison de la vitesse du laitier pour le cas 1 en considérant des gouttes de 1 (a), 5 (b) et 10 (c) mm de diamètre ; des lignes d'iso-fraction volumique de métal liquide sont superposées pour indiquer la localisation des gouttes

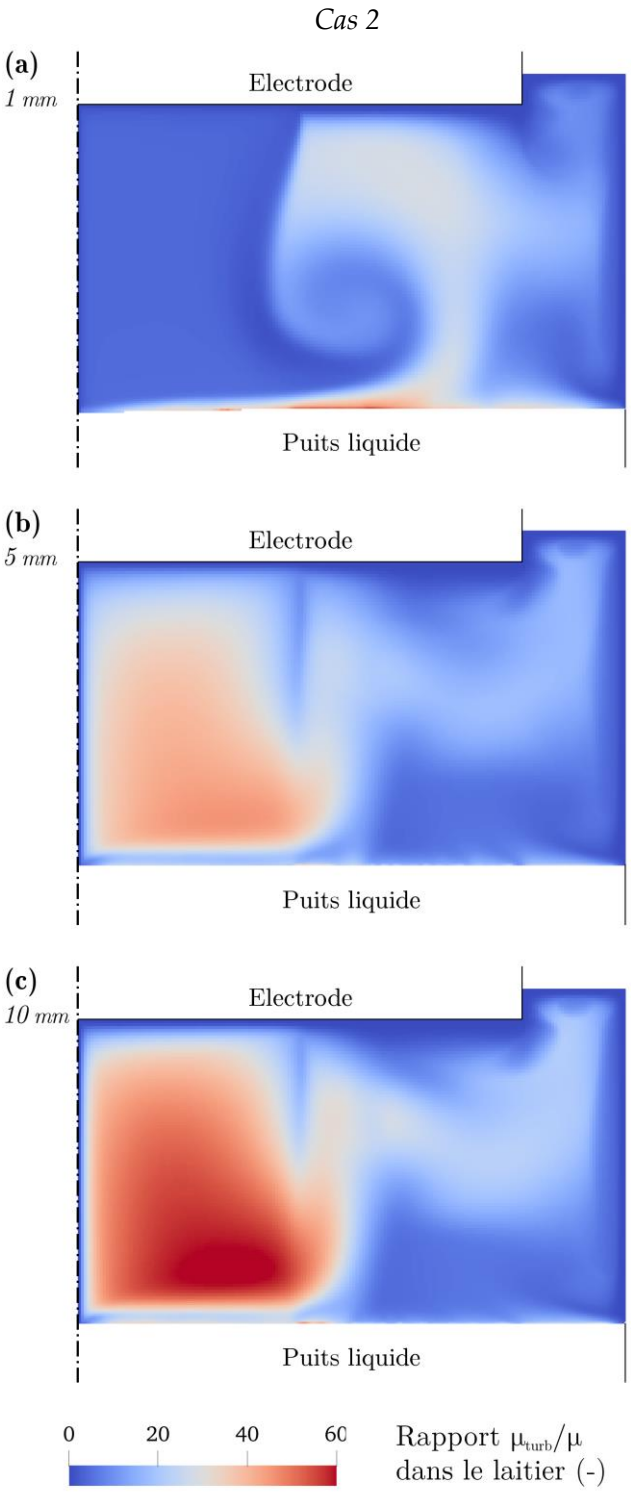


Figure 3.6 : Comparaison du rapport de viscosité μ_{turb}/μ dans le laitier pour le cas 1 en considérant des gouttes de 1 (a), 5 (b) et 10 (c) mm de diamètre.

3.3. Prise en compte de la morphologie du métal liquide

3.3.1. Modèle

Cette partie détaille la manière de considérer l'influence des *faucets* – ou ligaments de métal liquide préalables aux gouttes – sur les phénomènes électromagnétiques.

L'induction magnétique B_θ est calculée par la résolution de l'équation (2.7) à partir de la conductivité électrique du mélange σ_{mixt} en tout point (cf. paragraphe 2.2.1). Les *faucets* ont alors une importance notable comme on l'a vu plus haut : puisque ces colonnes de métal liquide sont toujours liées à l'électrode, elles forment des chemins privilégiés pour le passage du courant. Pour inclure ce phénomène dans le modèle 2D Euler-Euler, le mode de calcul de la conductivité σ_{mixt} doit être complété.

Dans la zone de formation des *faucets*, c'est-à-dire dans une zone de l'ordre du centimètre sous l'électrode immergée, la formule (3.3) est utilisée pour calculer cette conductivité électrique du mélange. Elle est dérivée en considérant un circuit électrique équivalent composé de deux résistances en parallèle : l'une modélisant la colonne de métal liquide (le *faucet*), l'autre le laitier l'entourant.

$$\sigma_{mixt} = \alpha_m \sigma_m + (1 - \alpha_m)\sigma_s \tag{3.3}$$

Le calcul de la densité de courant par phase est alors modifié pour prendre en compte ce nouveau circuit équivalent dans la zone des ligaments. La répartition par phase des forces de Lorentz et de la puissance dissipée par effet Joule est présentée dans le Tableau 3.3. Pour une même fraction volumique, les forces de Lorentz sont plus importantes en considérant des *faucets* plutôt que des gouttes. La fraction de courant traversant les *faucets* est effectivement bien plus conséquente. Par exemple, en prenant $\sigma_s = 250\ \Omega^{-1}.m^{-1}$ et $\sigma_m = 1\ 10^6\ \Omega^{-1}.m^{-1}$, et en considérant une fraction volumique $\alpha_m = 1\ 10^{-3}$, le rapport $\alpha_m\sigma_m/\sigma_{mixt}$ est égal à 4.

Zone	**Forces de Lorentz**		**Effet Joule**	
	Métal	Laitier	Métal	Laitier
Faucet	$\frac{\alpha_m\sigma_m}{\sigma_{mixt}}\vec{F}_L$	$\frac{\alpha_s\sigma_s}{\sigma_{mixt}}\vec{F}_L$	$\frac{\alpha_m\sigma_m}{\sigma_{mixt}}Q_{Joule}$	$\frac{\alpha_s\sigma_s}{\sigma_{mixt}}Q_{Joule}$
Goutte	$\frac{3}{2}\alpha_m\vec{F}_L$	$\alpha_s\vec{F}_L$	$\alpha_m Q_{Joule}$	$\alpha_s Q_{Joule}$

Tableau 3.3 : Forces de Lorentz et puissance dissipée par effet Joule par phase

3.3.2. Exemple de résultats

Pour illustrer l'influence de la prise en compte des *faucets*, une simulation a été effectuée en reprenant les conditions du *cas 1* et en considérant la nouvelle détermination de conductivité électrique du mélange. Ce calcul est appelé *cas 2*. On rappelle que la source de métal liquide est uniformément répartie entre l'axe et le mi-rayon de l'électrode.

Influence sur le champ électromagnétique

La Figure 3.7 compare les champs d'induction efficace $B_\theta = \|\tilde{B}_\theta\|/\sqrt{2}$ pour les *cas 1* et 2. La densité de courant efficace $J_{eff} = \|\tilde{J}\|/\sqrt{2}$ est présentée sur la Figure 3.8 pour ces mêmes cas.

En tenant compte de l'existence des ligaments dans le calcul de la conductivité électrique du mélange, le gradient radial $\partial\sigma_{mixt}/\partial r$ est important à mi-rayon. L'induction magnétique est alors plus élevée dans cette zone.

Cette modification du champ B_θ calculé entraîne bien une augmentation de la densité de courant dans la zone de présence des *faucets* (Figure 3.8). Les forces de Lorentz agissant sur les ligaments sont alors renforcées. La puissance dissipée par effet Joule est plus importante dans le laitier entourant les gouttes en-dessous de la zone de *faucets* car la densité de courant y est alors plus importante que dans le *cas 1*.

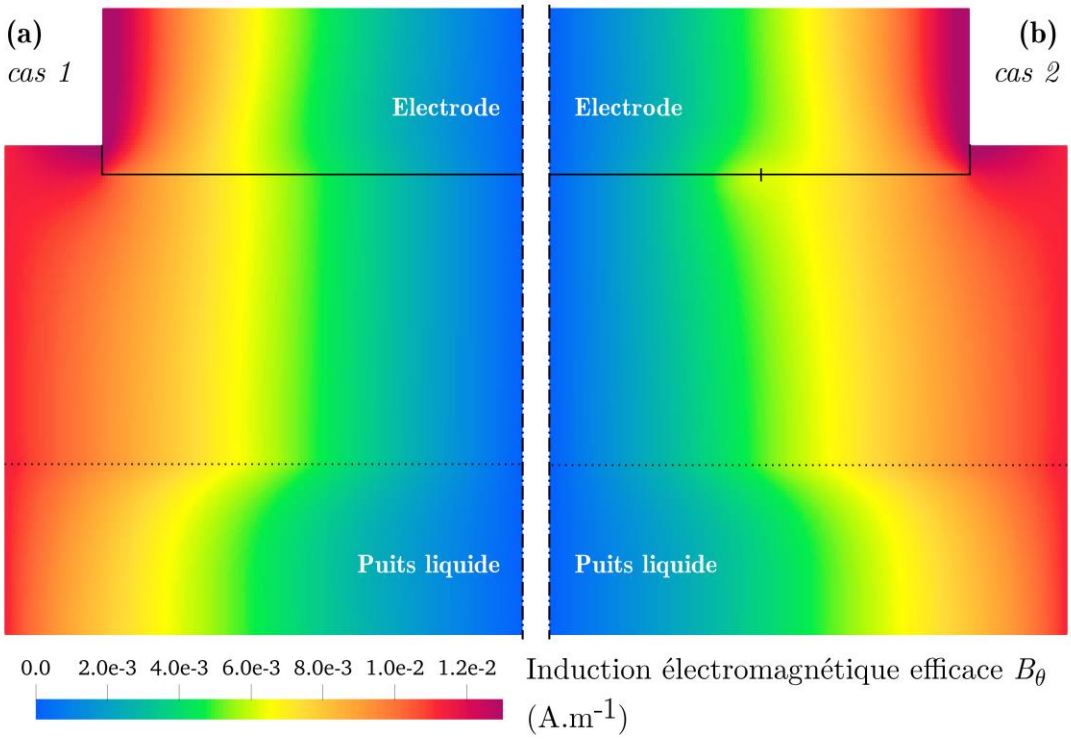


Figure 3.7 : Comparaison des champs d'induction électromagnétique pour les cas sans (a) et avec (b) prise en compte des faucets

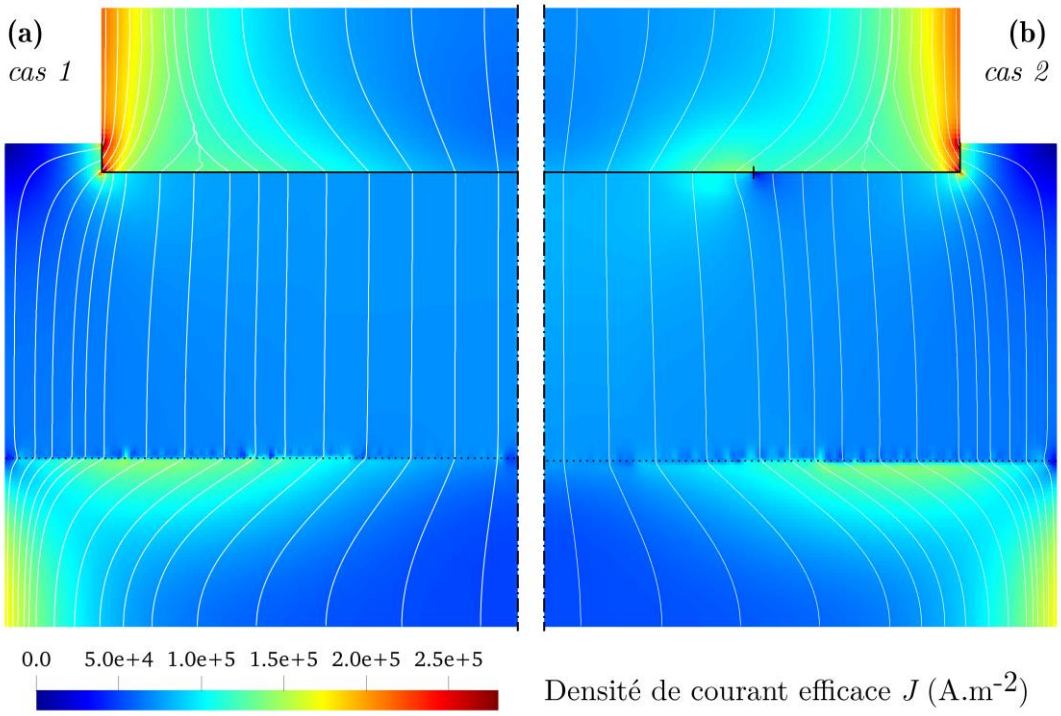


Figure 3.8 : Comparaison de la densité de courant (valeur efficace) pour les cas sans (a) et avec (b) prise en compte des faucets

Influence sur l'écoulement

La distribution de gouttes pour les *cas 1* et *2* est comparée sur la Figure 3.9. En prenant en compte les *faucets* pour le calcul de la conductivité électrique du mélange, les forces de Lorentz plus intenses sont responsables d'une déviation du métal liquide vers l'axe. Les gouttes pénètrent dans le puits liquide sur une surface plus restreinte que celle à partir de laquelle elles sont générées. Des résultats similaires sont obtenus grâce aux simulations 3D[96,98,104].

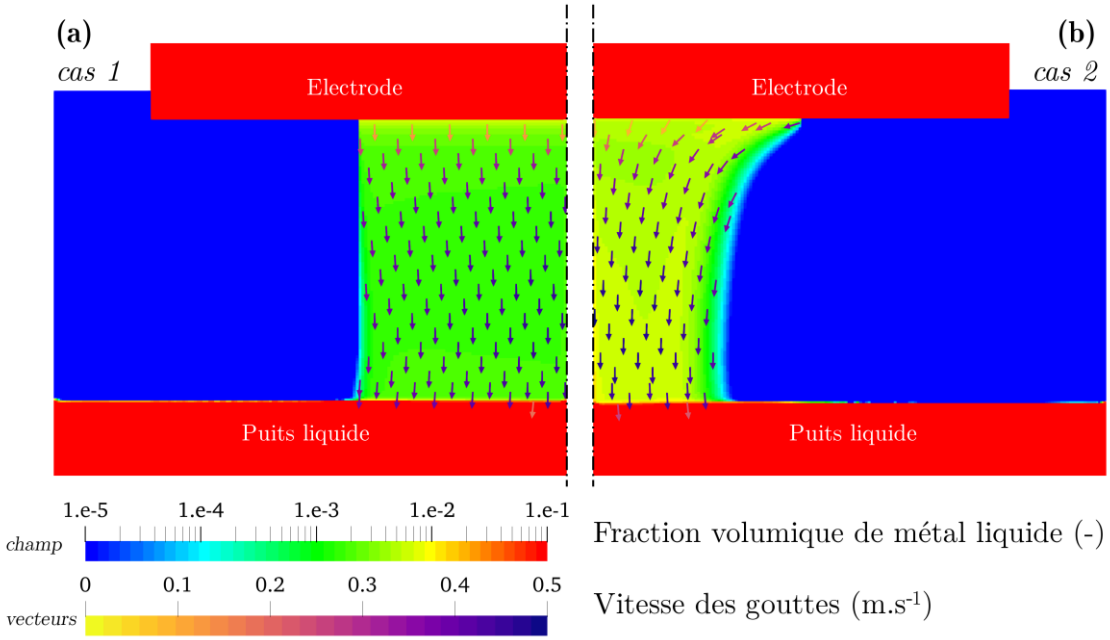


Figure 3.9 : Comparaison de la distribution du métal liquide pour les cas sans (a) et avec (b) prise en compte des faucets

La Figure 3.10 présente le champ de vitesse du laitier pour les *cas 0* (« sans goutte »), *1* et *2*. La chute de gouttes de diamètre 5 mm depuis une zone restreinte de l'électrode modifie l'écoulement du laitier. Sous l'effet de la traînée des gouttes, le laitier est entraîné dans un mouvement descendant. Une importante boucle antihoraire est ainsi créée, s'étalant entre l'électrode et le puits liquide jusqu'à environ mi-rayon. Si le modèle prend en compte les *faucets*, la vitesse du laitier dans cette recirculation est encore plus importante. Le mouvement radial du métal dispersé et la concentration spatiale plus forte des gouttes sont à l'origine de cette augmentation.

L'écoulement à proximité de la paroi de la lingotière, dû à la convection naturelle, n'est pas modifié par la chute des gouttes. Celles-ci n'ont en effet aucun impact direct dans cette zone.

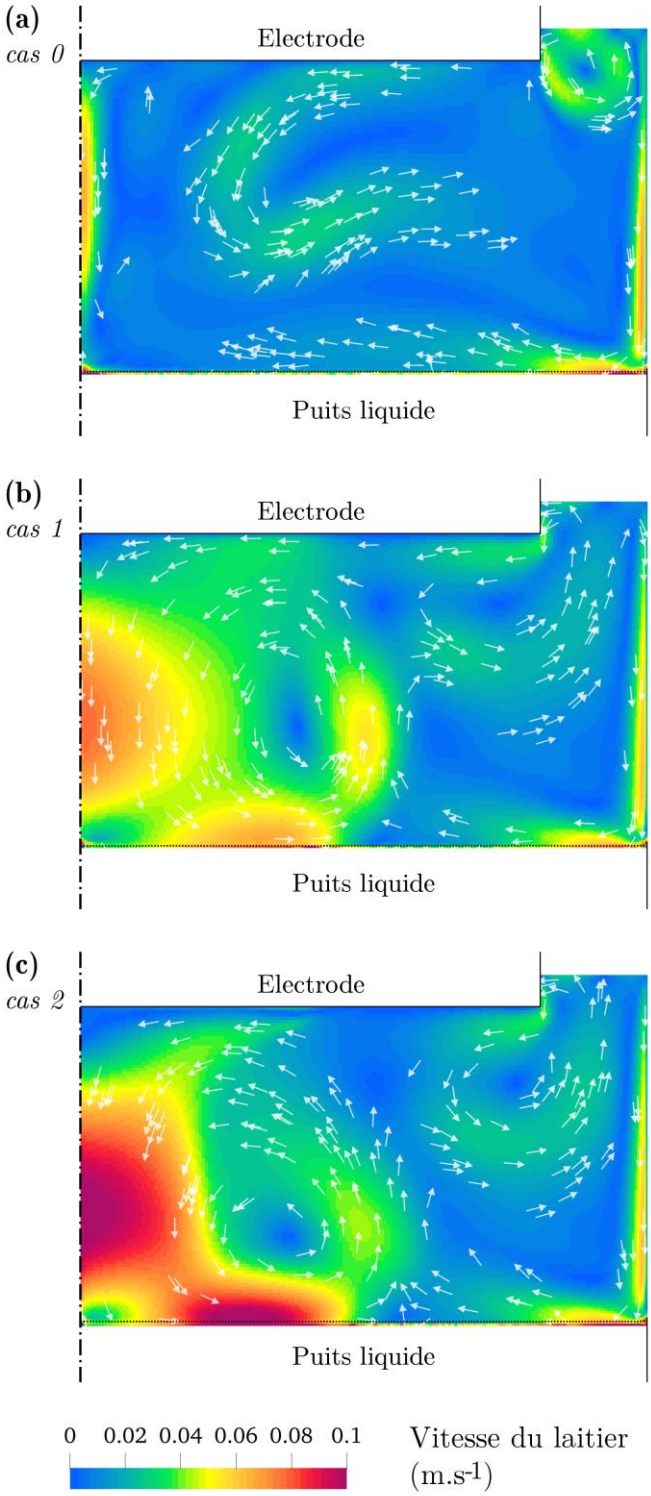


Figure 3.10 : Comparaison de la vitesse du laitier pour le cas sans goutte (a) et les cas sans (b) et avec (c) prise en compte des faucets

La Figure 3.11 présente l'hydrodynamique du laitier pour le *cas 2*, en considérant les trois diamètres de gouttes 1, 5 et 10 mm. Les conclusions sont identiques à celles du paragraphe 3.2.1. Les gouttes, puisqu'elles chutent dans un volume restreint sous l'électrode, ont une influence considérable sur les écoulements dans le laitier, quel que soit leur diamètre.

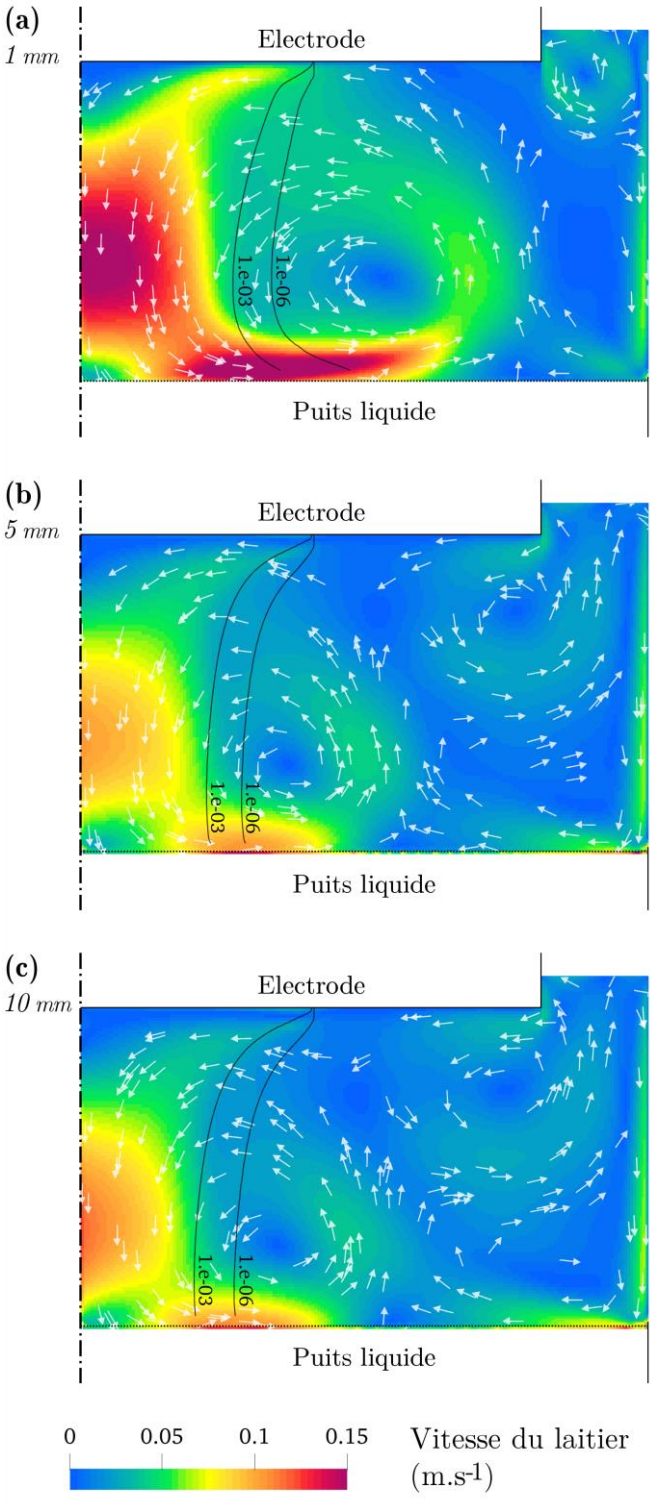


Figure 3.11 : Comparaison de la vitesse du laitier pour le cas 2 en considérant des gouttes de 1 (a), 5 (b) et 10 (c) mm de diamètre ; des lignes d'iso-fraction volumique de métal liquide sont superposées pour indiquer la localisation des gouttes

Influence sur le transfert thermique

Dans les *cas 1* et *2*, le champ de température du laitier est similaire (Figure 3.13). En effet, malgré une légère différence de distribution de l'effet Joule, le transfert convectif et la diffusion turbulente conduisent à une bonne homogénéisation de la température dans le sillage des gouttes. Le laitier est légèrement plus chaud près de l'interface avec le puits liquide dans le *cas 2*.

Les gouttes entrant dans le puits liquide sont proches de l'équilibre thermique avec le laitier (Figure 3.14). Leur surchauffe est comprise entre 157 et 177 °C pour le *cas 2* (Figure 3.15 (b)), et est en moyenne de 167 °C. Cette surchauffe moyenne est de 165 °C pour le *cas 1*. Pour mieux appréhender ces différences, la distribution radiale de température des gouttes de métal et du laitier prise à 5 mm au-dessus de l'interface laitier/puits liquide est tracée sur la Figure 3.12.

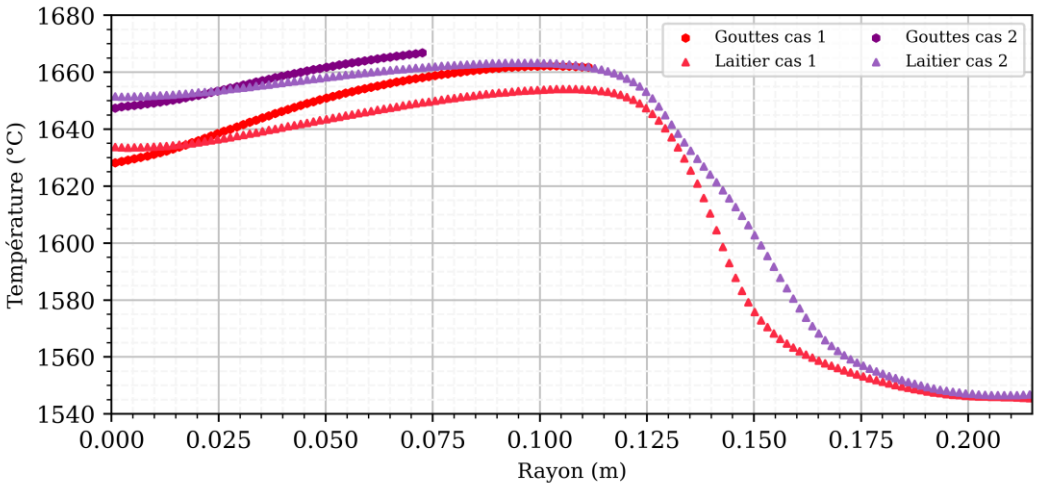


Figure 3.12 : Evolution de la température des gouttes et du laitier en fonction du rayon pour les cas 1 et 2

La prise en compte du comportement électromagnétique des *faucets* a une influence plutôt faible sur l'hydrodynamique du laitier et les transferts thermiques dans le cas étudié. L'effet de la concentration spatiale des gouttes de métal liquide reste prédominant.

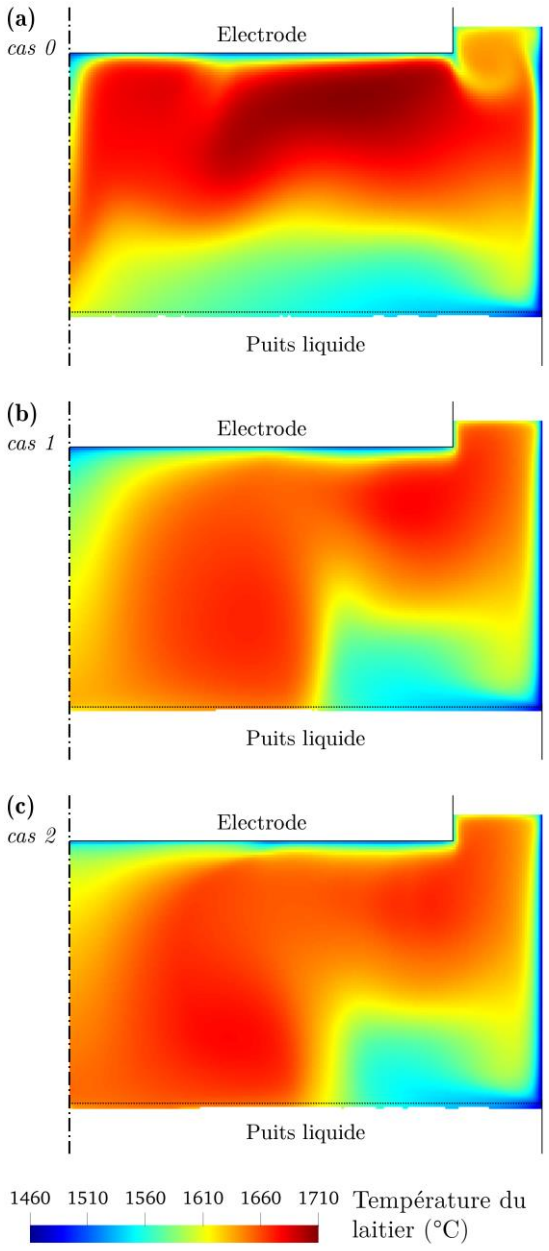


Figure 3.13 : Champs de température du laitier pour le cas sans goutte (a) et les cas sans (b) et avec (c) prise en compte des faucets

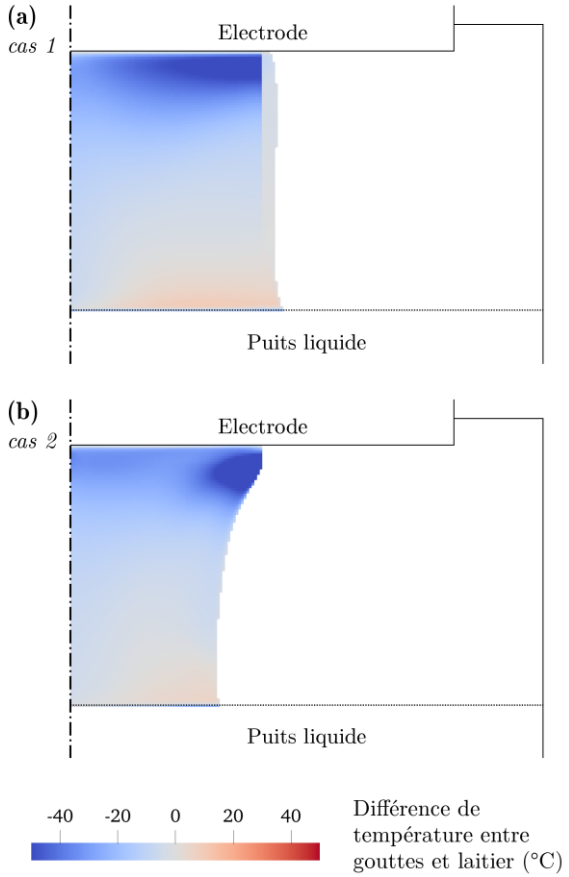


Figure 3.14 : Différence de température entre gouttes et laitier pour les cas 1 (a) et 2 (b)

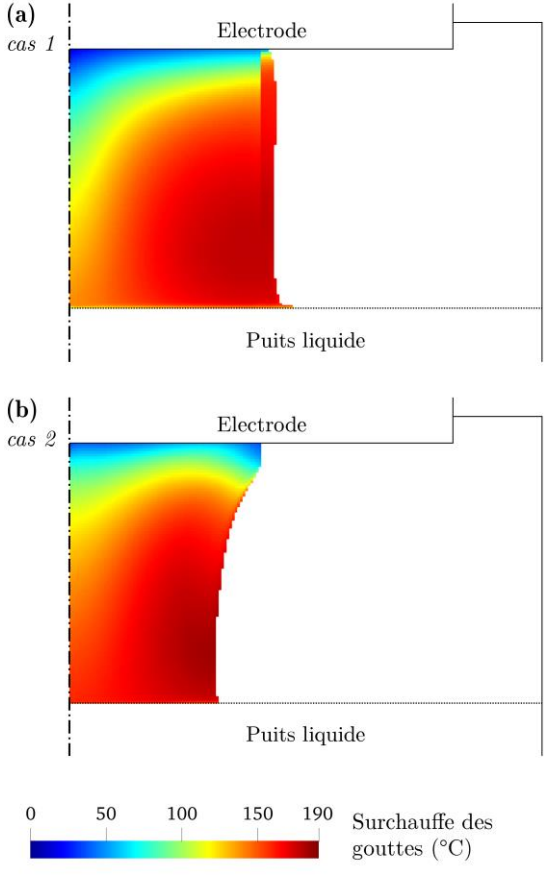


Figure 3.15 : Surchauffe des gouttes pour les cas 1 (a) et 2 (b)

3.4. Comportement du film liquide

3.4.1. Modèle

Afin de déterminer la zone de formation des gouttes – et par exemple de vérifier l'hypothèse de génération jusqu'à mi-rayon utilisée dans les paragraphes précédents – un modèle simplifié du film liquide a été développé. Il est basé sur la résolution des équations de Barré de Saint-Venant[133] et permet de prédira la hauteur du film liquide et son écoulement selon r.

Dans le modèle diphasique, le terme source de métal liquide (situé pour rappel sous l'électrode) est estimé dans chaque cellule en fonction de l'épaisseur locale calculée du film liquide.

Ce modèle est détaillé dans l'Annexe 4.

3.4.2. Exemple de résultats

La Figure 3.16 (a) présente le profil d'épaisseur et de vitesse radiale du film (exemple de résultat transitoire), en utilisant les paramètres du cas étudié dans la partie précédente. La vitesse du laitier est mise en regard sur la Figure 3.16 (b).

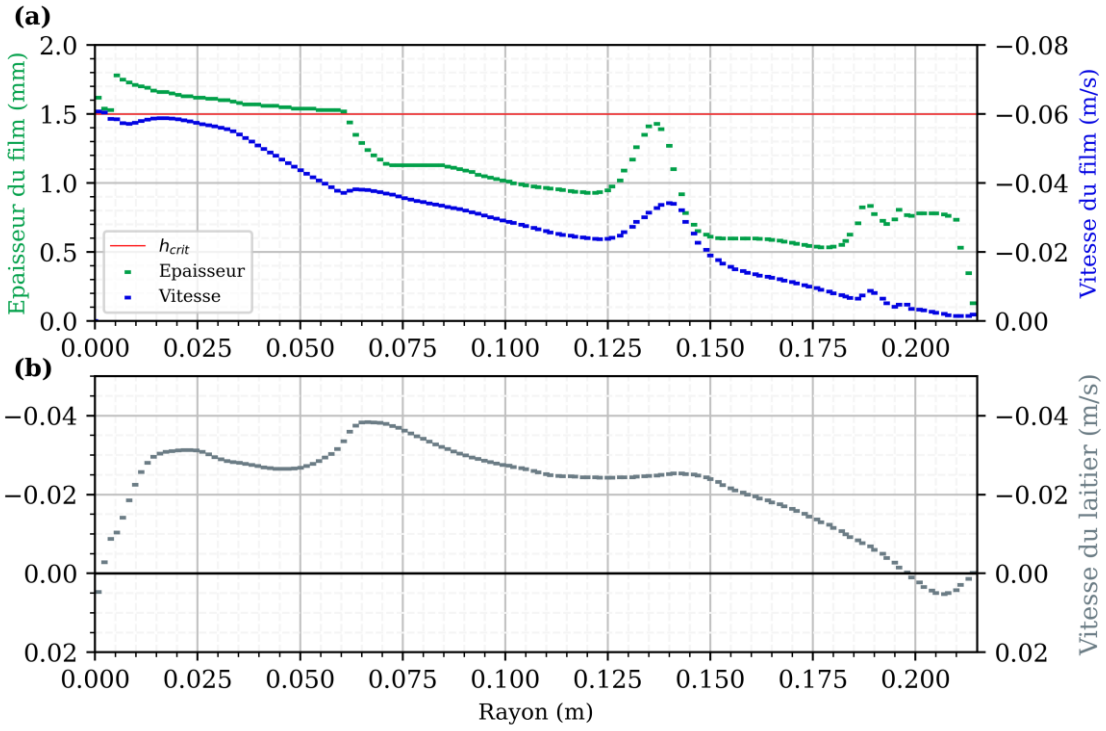


Figure 3.16 : (a) Vitesse et épaisseur du film liquide en fonction du rayon et (b) composante radiale de la vitesse du laitier adjacent

Sous l'effet principal des forces de Lorentz, le métal liquide du film a bien un mouvement centripète. Ainsi, il se concentre vers l'axe et le film reste fin en périphérie. L'effet de l'épaisseur du film liquide sur sa vitesse est bien visible.

Le profil d'épaisseur du film liquide dépend du rapport local entre l'apport de matière par la fusion de l'électrode et les transferts convectifs au sein du film. Le mouvement du film est régi par les forces de Lorentz et par l'écoulement du laitier à proximité de l'interface. Le film, selon sa vitesse relative, peut entraîner le laitier dans son mouvement centripète initié par les forces de Lorentz, ou au contraire le ralentir.

3.5. Résultats du modèle détaillé

Grâce aux améliorations présentées dans les paragraphes précédents, le modèle 2D axisymétrique Euler-Euler du domaine laitier prend en compte plus de phénomènes spécifiques à la refusion ESR. Nous pouvons alors notamment l'utiliser pour étudier l'influence de certaines conditions opératoires sur la distribution spatiale des gouttes de métal liquide et leur surchauffe.

Le cas de référence est d'abord présenté. L'impact de la variation du courant de refusion et de l'immersion de l'électrode sur la distribution des gouttes est ensuite analysé. Pour chaque paramètre, l'étude est effectuée en deux temps : dans un premier temps, seul le paramètre étudié est modifié. Dans un second temps, un autre paramètre opératoire est ajusté par ailleurs afin de se rapprocher de la pratique industrielle de la conduite du procédé dans des conditions réelles. Par exemple, en modifiant l'immersion, la résistance du laitier est impactée. La puissance dissipée par effet Joule varie, ce qui entraîne également une variation de la puissance thermique transmise à l'électrode et responsable de sa fusion. Afin de conserver une vitesse de fusion identique, il est alors nécessaire de modifier l'intensité du courant électrique.

Les simulations comparées dans ce paragraphe sont synthétisées dans le Tableau 3.4. Pour tous les cas, les résultats du cas « sans goutte » correspondant sont présentés en Annexe 5.

Simulation	**Intensité (kA)**	**Vitesse de fusion ($kg.min^{-1}$)**	**Profondeur d'immersion (mm)**
A	15	10	15
Bn 12kA	**12**	10	15
Bn 18 kA	**18**	10	15
Bi 12 kA	**12**	**5,9**	15
Bi 18 kA	**18**	**14**	15
Cn 1 mm	15	10	**1**
Cn 50 mm	15	10	**50**
Cn 100 mm	15	10	**100**
Ci 1 mm	**14,5**	10	**1**
Ci 50 mm	**15,7**	10	**50**
Ci 100 mm	**16,5**	10	**100**

Tableau 3.4 : Synthèse des simulations comparées dans le paragraphe 3.5 ; les paramètres modifiés par rapport au cas de référence A sont indiqués en gras

3.5.1. Cas de référence

Le cas de référence, noté cas *A*, reprend la géométrie et les conditions opératoires présentées dans les Tableaux 3.1 et 3.2. Le diamètre des gouttes est fixé à 5 mm.

La Figure 3.17 présente le champ de fraction volumique de métal liquide. Les gouttes ne sont générées que sous une zone restreinte de l'électrode : 95 % du métal liquide quitte le film entre $r = 0$ et $r = 0{,}10$ m. La distribution n'est pas uniforme sous cette surface restreinte. La fraction volumique est plus élevée près de l'axe et diminue quand le rayon augmente.

Comme on l'a vu précédemment, sous l'effet des forces de Lorentz agissant sur les *faucets*, le métal liquide est concentré vers l'axe. Ainsi, 95 % du débit total parvient dans le puits liquide entre $r = 0$ et $r = 0{,}062$ m.

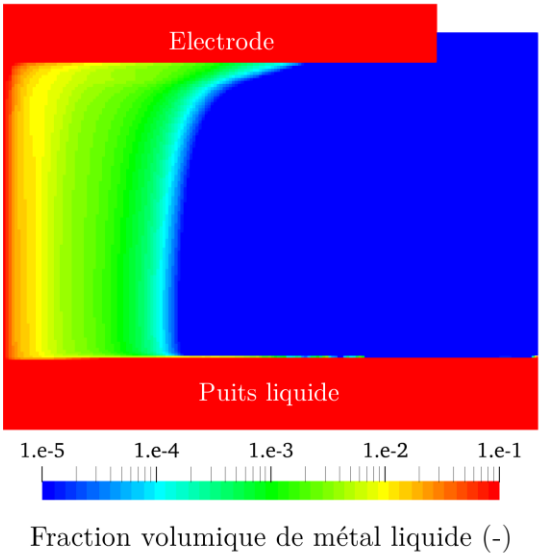


Figure 3.17 : Cas A – fraction volumique de métal liquide

Dans les paragraphes suivants les flux de matière $\varphi_{m,loc}$, calculés en utilisant la formule (3.4), sont comparés pour étudier l'influence des paramètres opératoires sur la distribution des gouttes.

$$\varphi_{m,loc} = \alpha_m v_{z,m} \rho_m \tag{3.4}$$

Sur la Figure 3.18 sont tracés les flux de métal liquide $\varphi_{m,loc}$ « électrode » (calculé 5 mm sous l'électrode) et « puits » (calculé 5 mm au-dessus de l'interface avec le puits liquide). Les débits cumulés (intégrale cumulée des flux $\int_0^r \varphi_m 2\pi r dr$ entre $r = 0$ et $r = r_{ele}$) sont également représentés sur la Figure 3.18 (b).

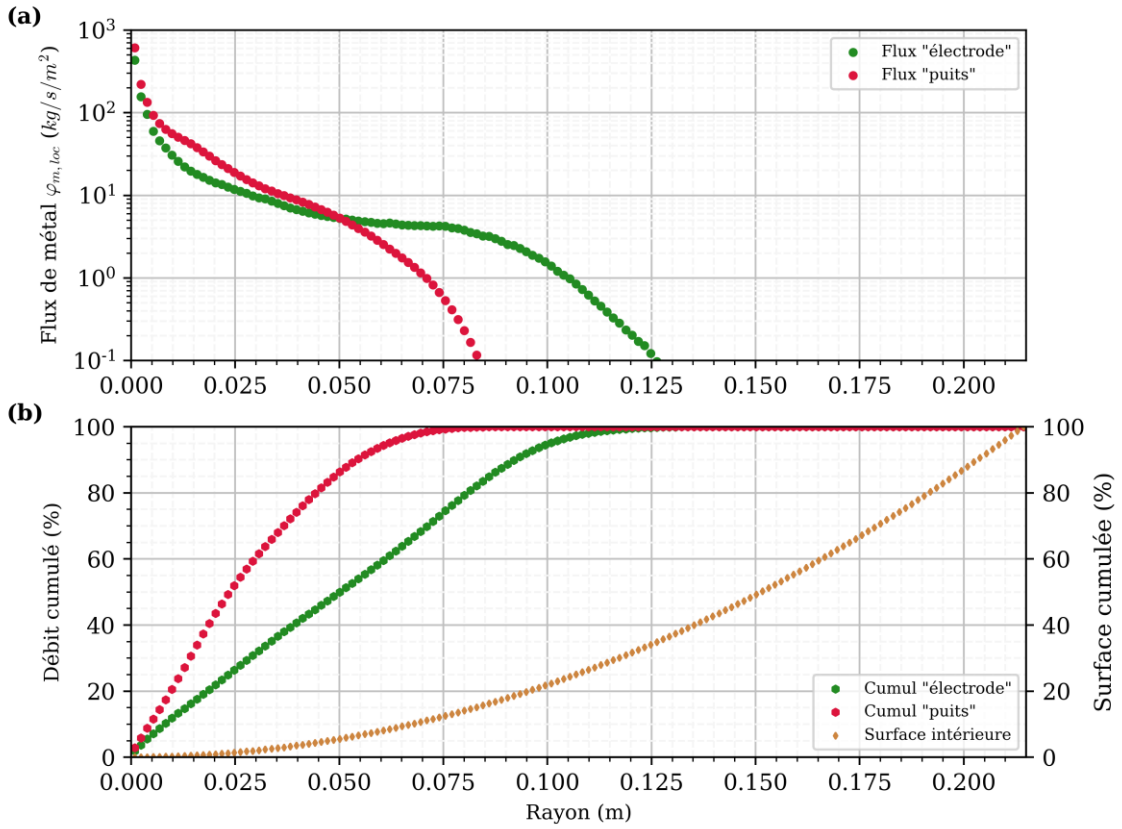


Figure 3.18 : Cas A – comparaison du flux de matière et du débit cumulé sous l'électrode et entrant dans le puits ; la surface intérieure est l'aire comprise entre $r = 0$ et r

Le métal liquide dispersé atteint sa vitesse maximale en tant que *faucet* – Figure 3.19 (a) – sous l'action des forces de Lorentz. Le mouvement des gouttes est ensuite principalement contrôlé par leur poids et les forces de traînée. Près de l'axe, la vitesse de chute des gouttes est plus élevée. En effet, dans cette zone, le laitier est également animé d'un mouvement descendant intense – Figure 3.19 (b). L'écoulement du laitier est similaire à ce qui a été observé dans le *cas 2* (§ 3.2.2). La vitesse maximale du laitier est toutefois plus élevée, puisque les gouttes sont plus concentrées spatialement.

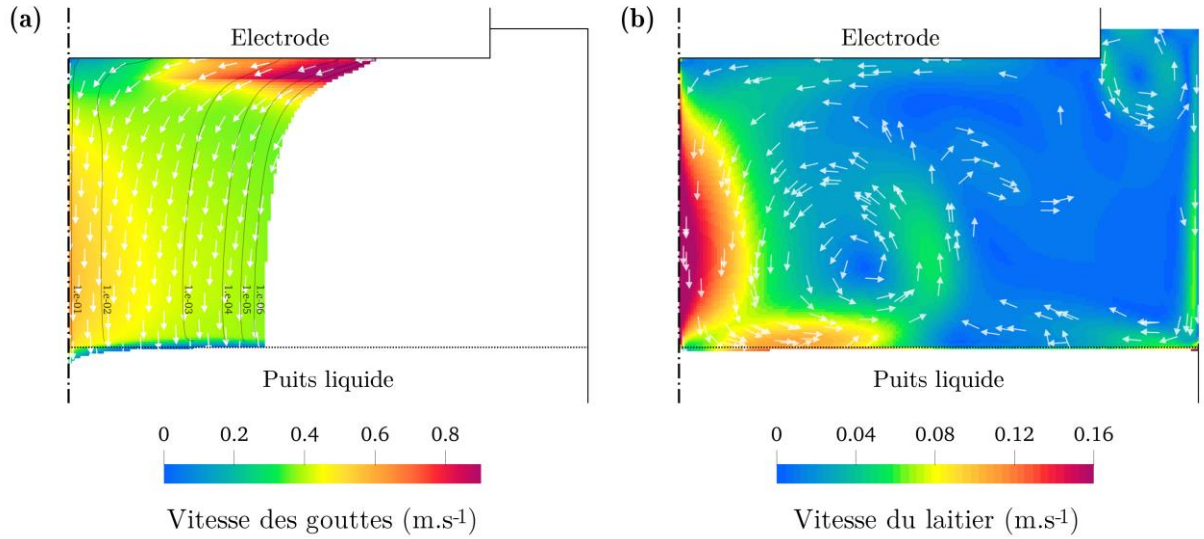


Figure 3.19 : Cas A – vitesse des gouttes (a) et du laitier (b)

La température du laitier – Figure 3.20 (a) – est homogénéisée dans le sillage des gouttes. Là encore, le métal est proche de l'équilibre thermique avec le laitier – Figure 3.20 (b). La différence de température maximale est de l'ordre de 10 °C à l'entrée du puits liquide.

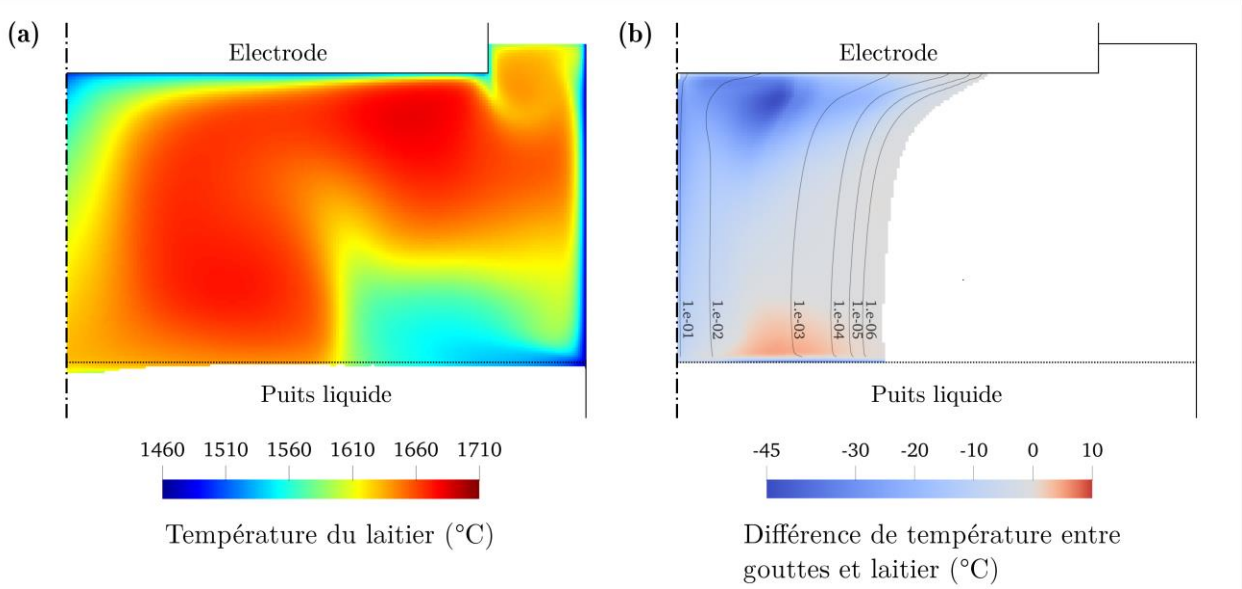


Figure 3.20 : Cas A - température du laitier (a) et différence de température entre gouttes et laitier (b)

La surchauffe moyenne des gouttes quand elles parviennent au puits liquide est de 145 °C et leur temps de séjour moyen dans le laitier de 0,38 s. Les distributions radiales de temps de séjour et de surchauffe des gouttes entrant dans le puits sont reportées sur la Figure 3.21, dans laquelle le flux de matière « puits » et la vitesse axiale sont également rappelés.

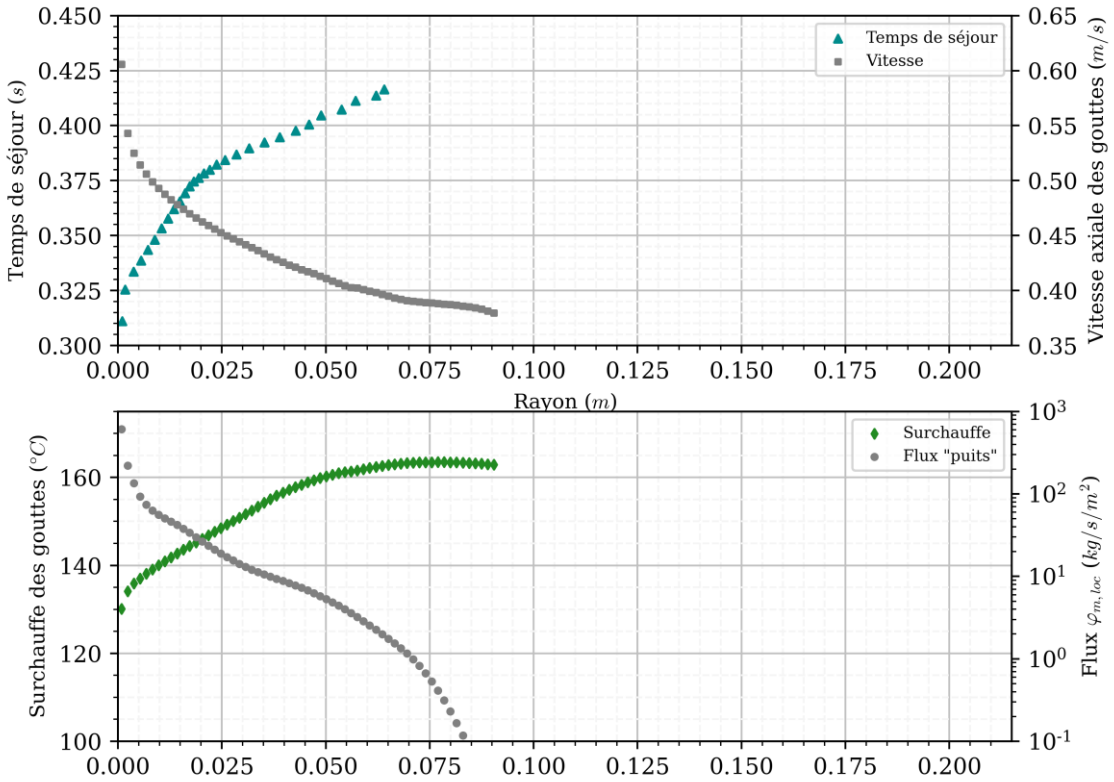


Figure 3.21 : Cas A – temps de séjour et surchauffe des gouttes entrant dans le puits liquide

Les gouttes parvenant au puits liquide ne présentent pas des caractéristiques identiques. Leur surchauffe est plus faible à proximité de l'axe, puisque la température du laitier y est moins élevée. Par ailleurs, les gouttes chutant dans cette zone ont une vitesse axiale plus élevée : leur temps de séjour dans le laitier est alors plus faible.

3.5.2. Influence d'une variation de l'intensité du courant

L'intensité du courant de refusion exerce évidemment une influence directe sur les phénomènes électromagnétiques. Lors d'une opération de refusion sous laitier électroconducteur, ce paramètre peut être ajusté pour compenser des évolutions de conductivité électrique ou de quantité de laitier, ou plus couramment afin de modifier la vitesse de fusion. Dans un premier temps, nous étudions ici l'effet d'une simple modification de l'intensité du courant électrique, la vitesse de fusion étant conservée égale à 10 kg.min^{-1}. Bien que ceci ne soit pas physique, ce cas permet de faciliter la compréhension des résultats. Dans un second temps, la vitesse de fusion est ajustée en fonction du flux de chaleur transféré à l'électrode : on suppose une variation linéaire de la vitesse de fusion en fonction de la chaleur transmise à l'électrode (cette hypothèse est raisonnable en première approximation, cf. Chapitre 5).

Modification du courant seul

Deux simulations sont comparées au cas de référence : pour la première, l'intensité du courant est diminuée à 12 kA (*cas Bn 12 kA*), quant à la seconde, l'intensité du courant est augmentée à 18 kA (*cas Bn 18 kA*).

La modification des forces électromagnétiques est directement visible sur les mouvements antihoraires créés près du *coin* de l'électrode présentés sur la Figure 3.22, ainsi que pour les cas « sans goutte » présentés en Annexe 5. L'électro-vortex sous la périphérie de l'électrode atteint des vitesses bien plus importantes lorsque l'intensité est augmentée à 18 kA.

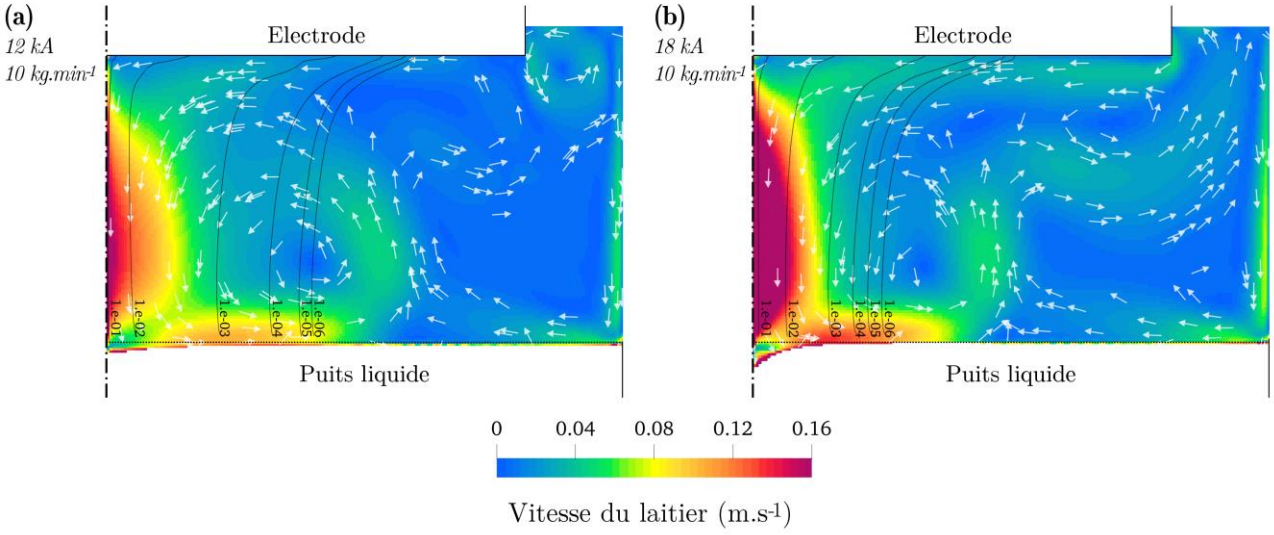


Figure 3.22 : Vitesse du laitier pour les cas Bn considérant un courant d'intensité 12 kA (a) et 18 kA (b) – des lignes d'iso-fraction volumique de métal liquide sont superposées

Le mouvement du film liquide est principalement régi par les forces de Lorentz et le cisaillement dû à l'écoulement du laitier près de l'interface laitier/électrode. En augmentant l'intensité du courant, ces deux contributions tendent à renforcer le mouvement centripète. Le film liquide atteint des vitesses plus importantes, et la zone de génération des gouttes dans le cas *Bn 18 kA* est plus faible que dans le cas *A* (15 kA) (Figure 3.23). Puisque les gouttes chutent alors dans un volume encore plus restreint, la large boucle antihoraire créée par la traînée des gouttes est renforcée, comme le montre la Figure 3.22 (b), jusqu'à fusionner avec l'électro-vortex sous la périphérie de l'électrode. Ceci tend également à entretenir le mouvement centripète du film liquide en renforçant le mouvement du laitier qui lui est adjacent.

Pour le cas *Bn 12 kA*, l'effet de la diminution de l'intensité du courant est moins marqué. La concentration du film vers l'axe crée une zone de génération des gouttes similaire à celle obtenue dans le cas *A* (15 kA), quoique légèrement plus étendue (Figure 3.23). Les forces de Lorentz agissant sur le film liquide sont moindres, mais il semble alors que l'influence de l'écoulement du laitier prédomine. En effet, dans les cas *A* et *Bn 12 kA*, le laitier adjacent à l'électrode possède des vitesses similaires, sous l'influence de la recirculation créée par la chute des gouttes.

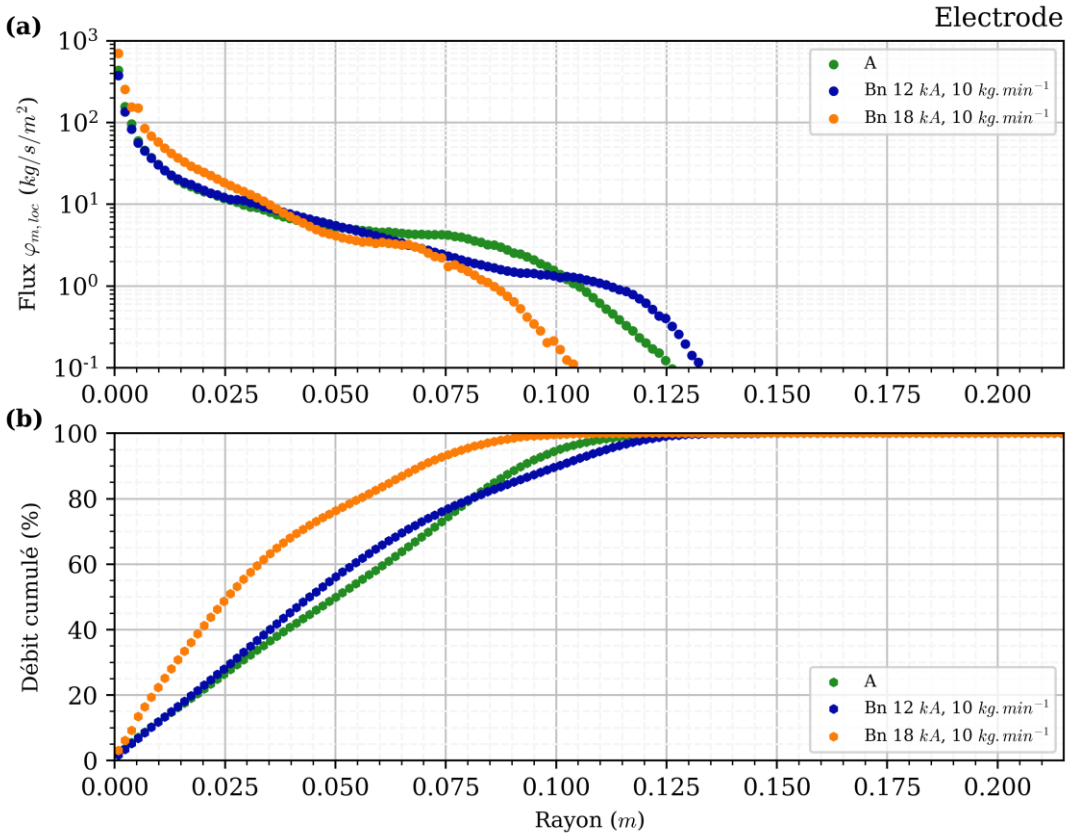


Figure 3.23 : Variation de l'intensité : flux de métal liquide (a) et débit cumulé (b) sous l'électrode (cas Bn)

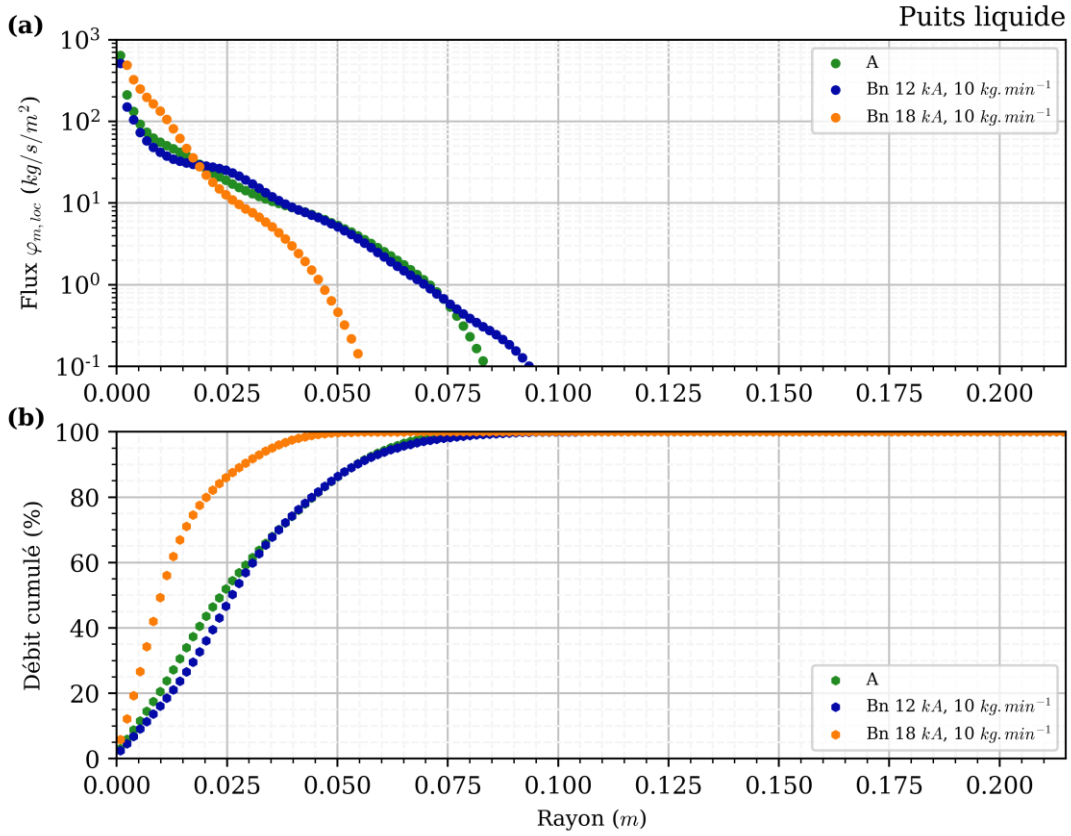


Figure 3.24 : Variation de l'intensité : flux de gouttes (a) et débit cumulé (b) entrant dans le puits liquide (Cas Bn)

L'aire de pénétration des gouttes au sommet du puits liquide suit les mêmes conclusions (Figure 3.24) : elle est bien plus faible lorsque l'intensité est augmentée à 18 kA, et est similaire pour les cas *A* et *Bn 12 kA*. En plus d'une zone de formation plus restreinte, les forces de Lorentz sont plus importantes quand l'intensité est de 18 kA, et le laitier tend à dévier davantage les gouttes.

La variation d'intensité modifie également la puissance dissipée par effet Joule. Elle est de 630 kW pour le cas *A* (15 kA), et de 405 kW et 910 kW respectivment pour les cas *Bn 12 kA* et *Bn 18 kA*. Le champ de température dans le laitier est donc fortement impacté, comme nous pouvons le voir sur la Figure 3.25. La surchauffe moyenne des gouttes entrant dans le puits liquide est de 102 °C lorsque l'intensité est diminuée à 12 kA, et de 178 °C lorsqu'elle est augmentée à 18 kA (pour rappel, la surchauffe des gouttes du cas de référence *A* est de 145 °C).

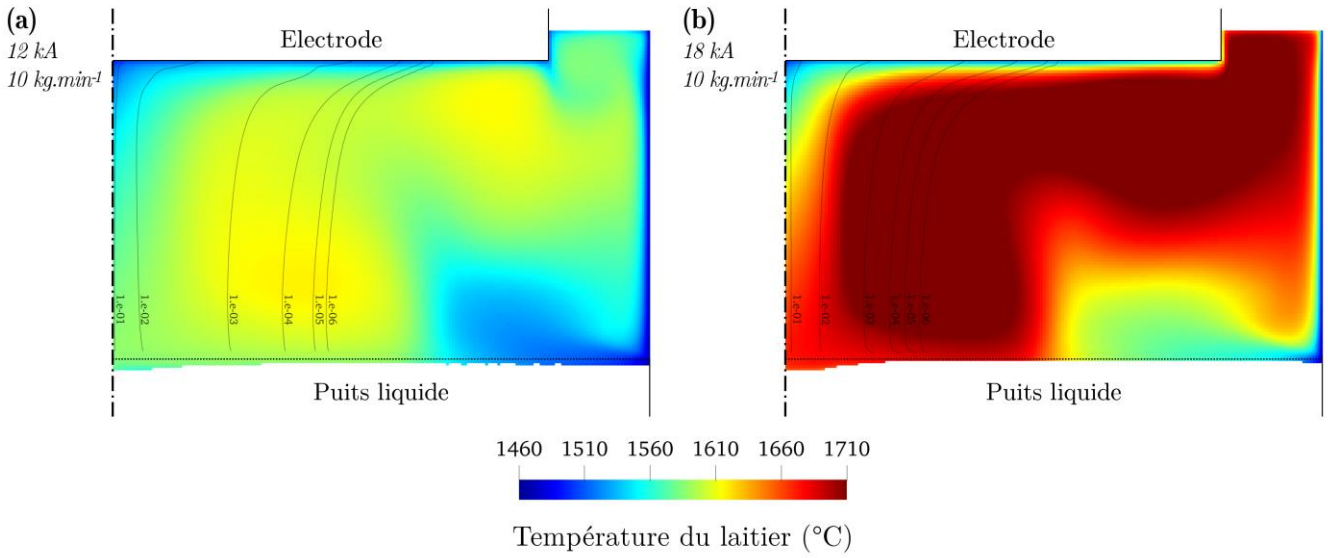


Figure 3.25 : Température du laitier pour les cas Bn 12 kA (a) et Bn 18 kA (b) – des lignes d'iso-fraction volumique de métal liquide sont superposées

Adaptation de la vitesse de fusion

Puisque la puissance dissipée par effet Joule varie avec l'intensité, la puissance thermique transmise à l'électrode suit cette variation. Dans le cas de référence *A*, l'électrode reçoit 195 kW, tandis qu'elle ne reçoit que 115 kW dans le cas *Bn 12 kA*. Dans les conditions réelles, la vitesse de fusion est alors diminuée. On peut l'estimer à 5,9 kg.min^{-1}. La simulation considérant cette diminution de la vitesse de fusion est nommée *Bi 12 kA*.

Au contraire, lorsque l'intensité du courant est portée à 18 kA, la puissance transmise à l'électrode est de 255 kW. La vitesse de fusion est alors supposée être égale à 14 kg.min^{-1} pour le cas *Bi 18 kA*.

L'écoulement du laitier dans les cas *Bi* ainsi définis est représenté sur la Figure 3.26. L'influence de la chute des gouttes sur l'hydrodynamique est bien visible. Quand la vitesse de fusion est plus faible (a), la fraction volumique de métal traversant le laitier est moins importante. Ainsi, les forces de traînée sont moindres et la boucle de recirculation créée par ces forces présente des vitesses plus faibles (en comparaison avec le cas *Bn* 12 kA, Figure 3.22 (a)).

De la même façon, l'augmentation de la vitesse de fusion entraîne une augmentation de la vitesse du laitier dans le vortex créé par la chute des gouttes (Figure 3.26 (b)).

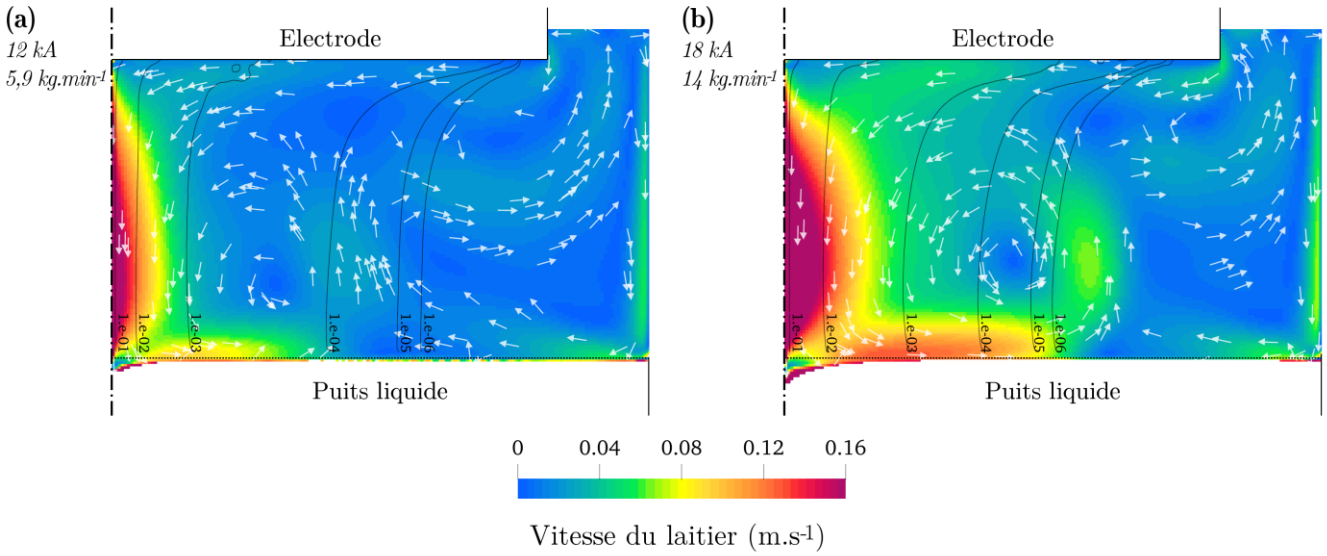


Figure 3.26 : Vitesse du laitier pour les cas Bi en considérant une vitesse de fusion de 5,9 kg.min^{-1} (a) et 14 kg.min^{-1} (b) – des lignes d'iso-fraction volumique de métal liquide sont superposées

Sur les Figures 3.27 et 3.28, qui comparent les débits pour les simulations Bn et Bi, la méthode de représentation suivante a été utilisée. Le cas A est représenté en vert, les cas Bn en gris et les cas Bi en couleur. Les cas Bn et Bi avec la même intensité sont représentés en utilisant la même forme de marqueur. L'influence de la variation de vitesse de fusion entre un cas Bn et le cas Bi correspondant se lit alors en comparant la courbe grise et la courbe colorée dont les marqueurs ont la même forme. L'influence de la variation du courant dans des conditions réelles (i.e. en prenant en compte la modification de vitesse de fusion) est réalisée par comparaison de toutes les courbes colorées.

Lorsque l'on augmente la vitesse de fusion pour la simulation *Bi 18 kA* (marqueurs ⚬ sur la Figure 3.27), les gouttes quittent le film liquide sous une aire plus importante que pour la simulation *Bn* correspondante. L'importante vitesse de fusion entraîne en effet une saturation du film liquide. Les gouttes entrent également dans le puits liquide sur une aire plus importante (Figure 3.28).

Au contraire, si l'on diminue la vitesse de fusion à 5,9 kg.min^{-1} pour le calcul *Bi 12 kA* (marqueurs ⋆ sur la Figure 3.27), l'étendue de la zone de génération des gouttes ne semble pas impactée. En revanche, leur distribution est différente, ce qui est notamment visible en observant le débit cumulé. Puisque le film liquide est alimenté moins rapidement, le temps de séjour du métal est plus élevé et les transferts convectifs peuvent avoir lieu sur une plus grande distance.

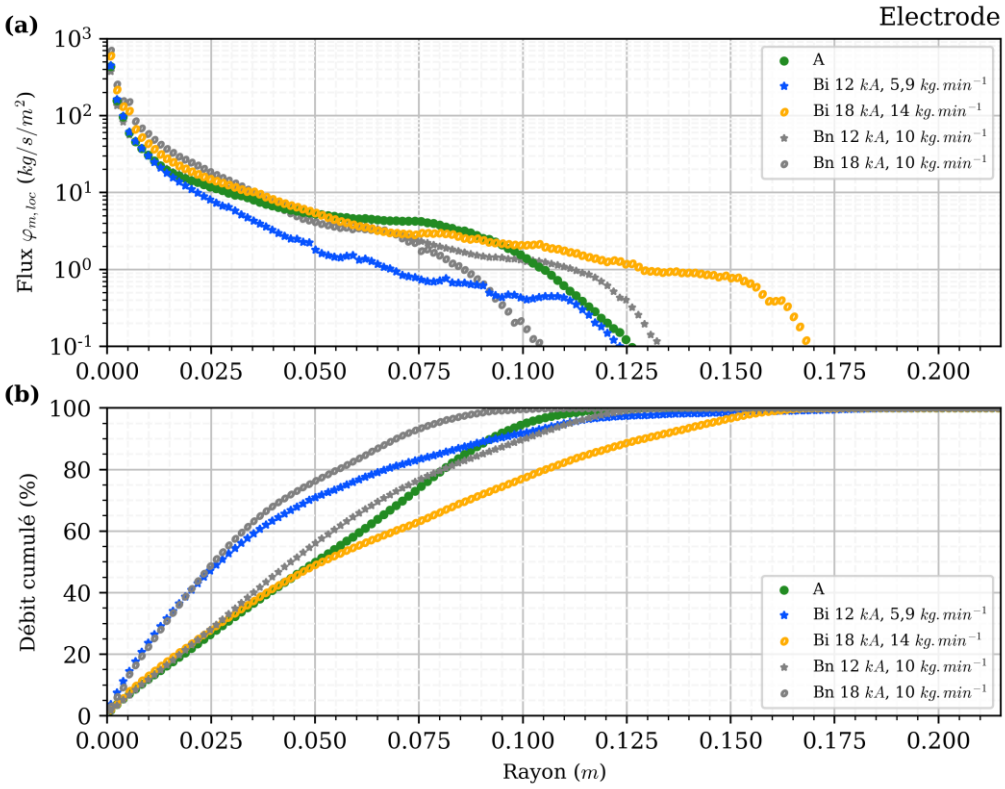


Figure 3.27 : Variation de l'intensité et de la vitesse de fusion : flux de métal liquide (a) et débit cumulé (b) sous l'électrode (comparaison des cas Bi et Bn)

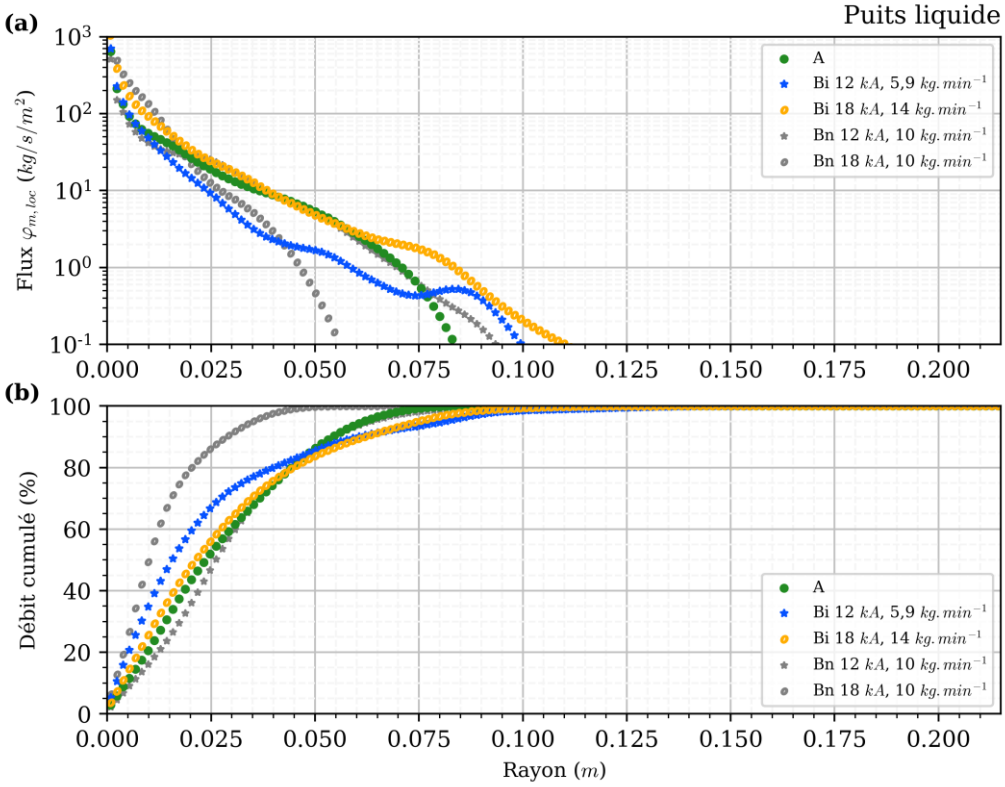


Figure 3.28 : Variation de l'intensité et de la vitesse de fusion : flux de gouttes (a) et débit cumulé (b) entrant dans le puits liquide (comparaison des cas Bi et Bn)

Les champs de température dans le laitier pour les simulations *Bi* sont représentés sur la Figure 3.29. La température du laitier est bien évidemment similaire à celle observée lors de l'analyse des cas *Bn* (Figure 3.25). La différence d'écoulement du laitier modifie légèrement l'étendue des zones chaudes.

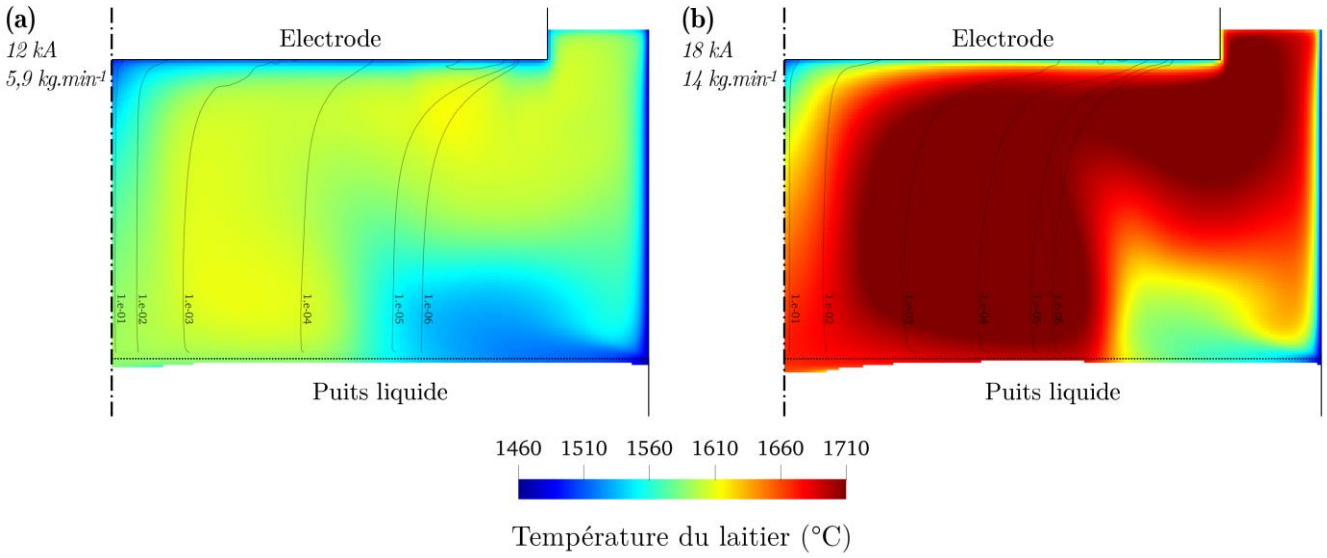


Figure 3.29 : Température du laitier pour les cas Bi en considérant une vitesse de fusion de 5,9 kg.min^{-1} (a) et 14 kg.min^{-1} (b) – des lignes d'iso-fraction volumique de métal liquide sont superposées

La surchauffe moyenne des gouttes entrant dans le puits liquide est présentée pour toutes les simulations discutées dans cette partie sur l'histogramme de la Figure 3.30. Pour les calculs à 12 kA, la surchauffe moyenne des gouttes est identique. En revanche, la surchauffe moyenne augmente lorsque la vitesse de fusion est augmentée pour les calculs à 18 kA. En effet, les gouttes chutant entre $r = 0{,}10$ et 0,15 m traversent un laitier plus chaud que celles chutant entre $r = 0$ et 0,10 m. Les premières acquièrent donc une surchauffe plus élevée, comme nous pouvons le voir sur la Figure 3.31 présentant l'évolution radiale de la surchauffe pour les simulations *A*, *Bi* et *Bn*.

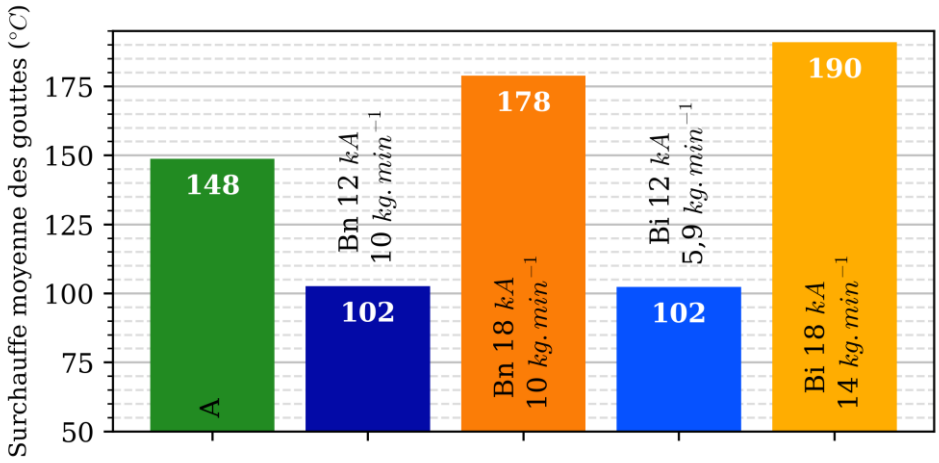


Figure 3.30 : Surchauffe moyenne des gouttes entrant dans le puits liquide pour les cas Bn et Bi

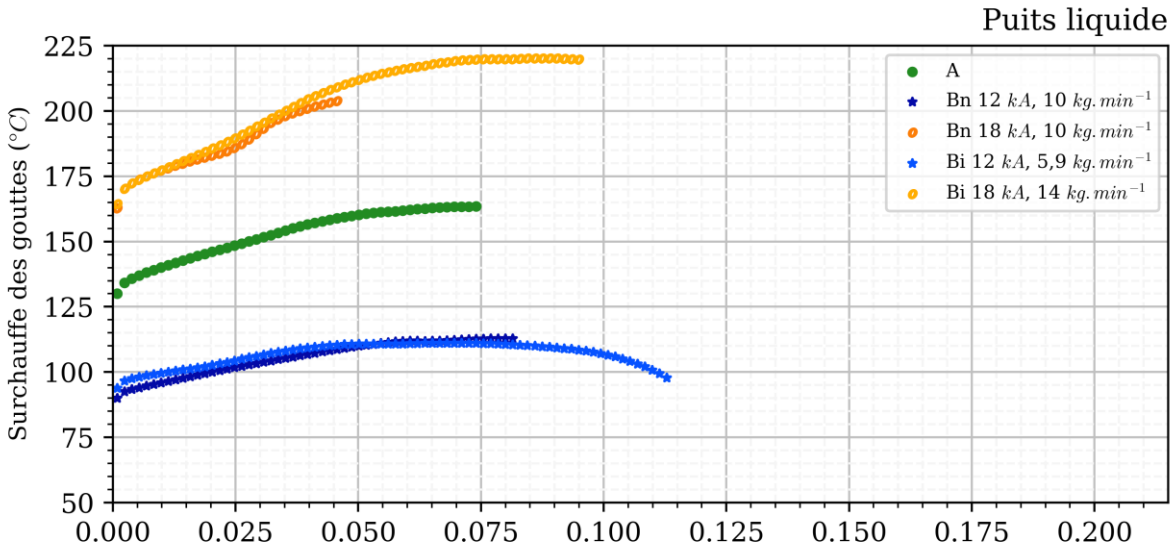


Figure 3.31 : Evolution radiale de la surchauffe des gouttes entrant dans le puits liquide pour les cas Bn et Bi

3.5.3. Influence d'une variation d'immersion de l'électrode

Une modification de la profondeur d'immersion de l'électrode a un effet notable sur le comportement électromagnétique et hydrodynamique du laitier, ce qui peut avoir des conséquences sur la qualité métallurgique du lingot à cœur et surtout en peau (voir les Chapitres 4 et 6). Etudier le lien entre l'immersion et la distribution des gouttes doit permettre de mieux comprendre l'impact de ce paramètre sur l'apport de matière et d'énergie vers le puits liquide.

Dans un premier temps, seule la profondeur d'immersion est modifiée. Ces calculs sont nommés *Cn*. Dans un second temps, l'intensité du courant est ajustée pour garantir une puissance thermique transmise à l'électrode similaire au cas de référence, et ainsi « assurer » la même vitesse de fusion. Ces simulations sont nommées *Ci*. Là encore, les cas *Cn* constituent une étape intermédiaire permettant de faciliter la compréhension des résultats.

Modification de l'immersion seule

La Figure 3.34 présente l'écoulement dans le laitier pour 3 profondeur d'immersion : 1, 50 et 100 mm en conservant l'intensité du courant égale à 15 kA. Ces cas sont nommés *Cn*. Pour rappel, dans le *cas A*, l'immersion est fixée à 15 mm.

Les simulations de type monophasique (voir Annexe 5), prédisent que l'écoulement du laitier est fortement influencé par une variation de l'immersion de l'électrode. A faible immersion, l'électro-vortex naissant en périphérie de l'électrode est très intense. Il s'étend sous toute la surface de l'électrode, et régit ainsi l'écoulement d'une grande partie du laitier. Pour une plus forte immersion, sous l'effet d'une moindre densité de courant près du « coin » de l'électrode et

également de la modification géométrique du bain de laitier, l'électro-vortex se réduit et la recirculation horaire créée par la convection naturelle s'étend.

En prenant en compte la chute des gouttes, ces conclusions concernant les mouvements du laitier sont similaires, bien que la traînée des gouttes soit à l'origine d'une importante boucle antihoraire près de l'axe.

Mais surtout, cette modification des écoulements dans le laitier et des forces électromagnétiques a un impact non-négligeable sur la distribution spatiale des gouttes. La Figure 3.32 compare les flux locaux et les débits cumulés calculés sous l'électrode pour ces trois cas *Cn* et le cas de référence *A* (immersion de 15 mm), et la Figure 3.33 compare les flux entrant dans le puits liquide pour ces mêmes cas.

Plus l'immersion est faible, plus le film liquide est rassemblé vers le centre sous l'effet des forces de Lorentz et des mouvements du laitier. La chute des gouttes se fait alors dans un volume plus restreint, ce qui renforce l'écoulement antihoraire dans le laitier et entretient le drainage du film liquide vers l'axe. Ainsi, comme nous pouvons le voir sur la Figure 3.32, plus la profondeur d'immersion augmente, plus la zone de génération des gouttes est étendue. Ceci est notamment visible en comparant les débits cumulés présentés. Par exemple, 95 % des gouttes sont générées entre $r = 0$ et $r = 0{,}055$ m pour une très faible immersion (1 mm), tandis qu'il faut atteindre $r = 0{,}167$ m pour retrouver un débit cumulé de 95 % lorsque l'immersion est très importante (100 mm).

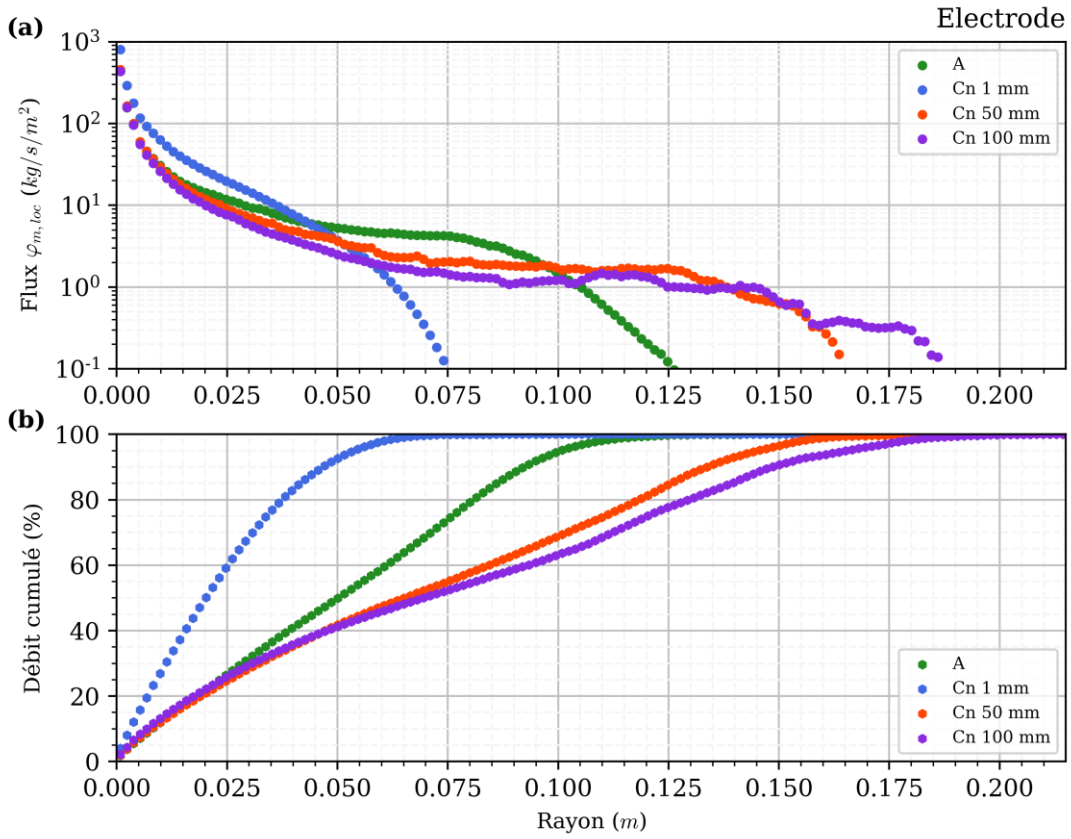


Figure 3.32 : Variation de l'immersion : flux de métal liquide (a) et débit cumulé (b) sous l'électrode (cas Cn)

Ces conclusions sont identiques si l'on s'intéresse aux débits à l'entrée du puits liquide (Figure 3.33). La concentration spatiale est encore plus importante à cause du comportement des ligaments et de la légère déviation des gouttes.

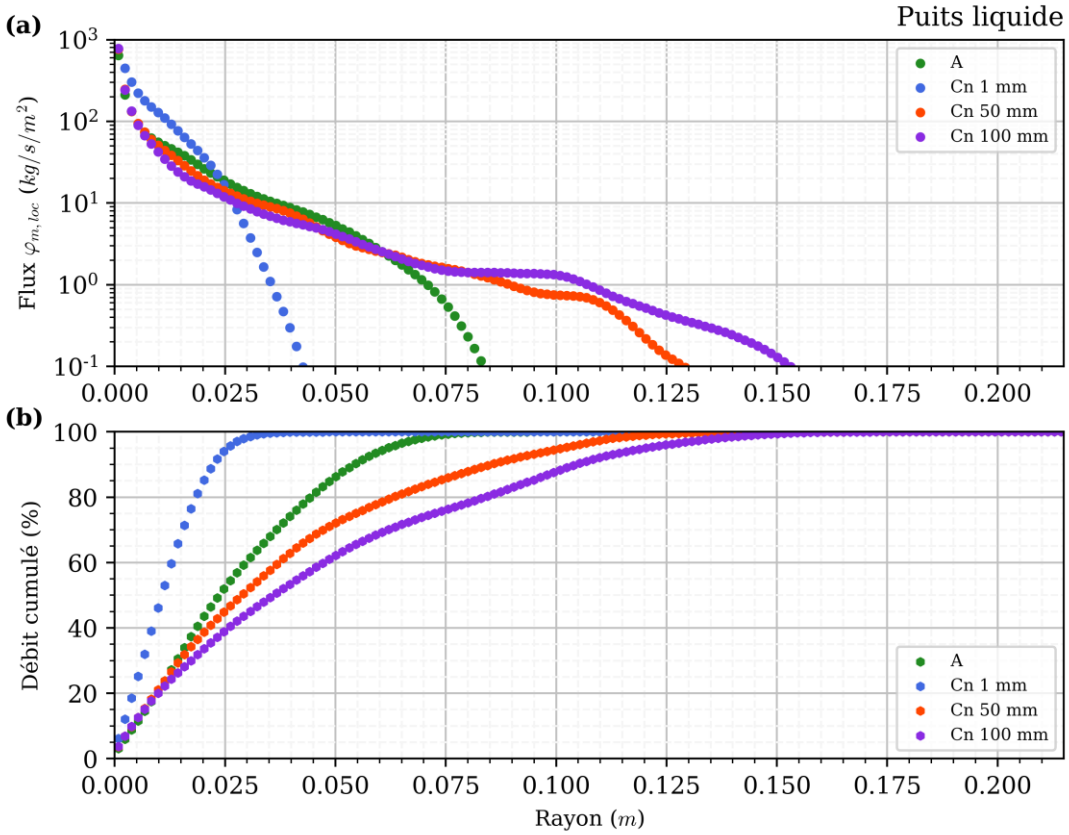


Figure 3.33 : Variation de l'immersion : flux de gouttes (a) et débit cumulé (b) parvenant au puits liquide (Cas Cn)

Par ailleurs, plus l'immersion augmente, plus la résistance globale du laitier est faible. Ainsi, la puissance dissipée par effet Joule diminue et le laitier est moins chaud. Les gouttes acquièrent donc une surchauffe moindre lors de leur chute. Elle est respectivement de 149, 135 et 115 °C lorsque la profondeur d'immersion de l'électrode est de 1, 50 et 100 mm.

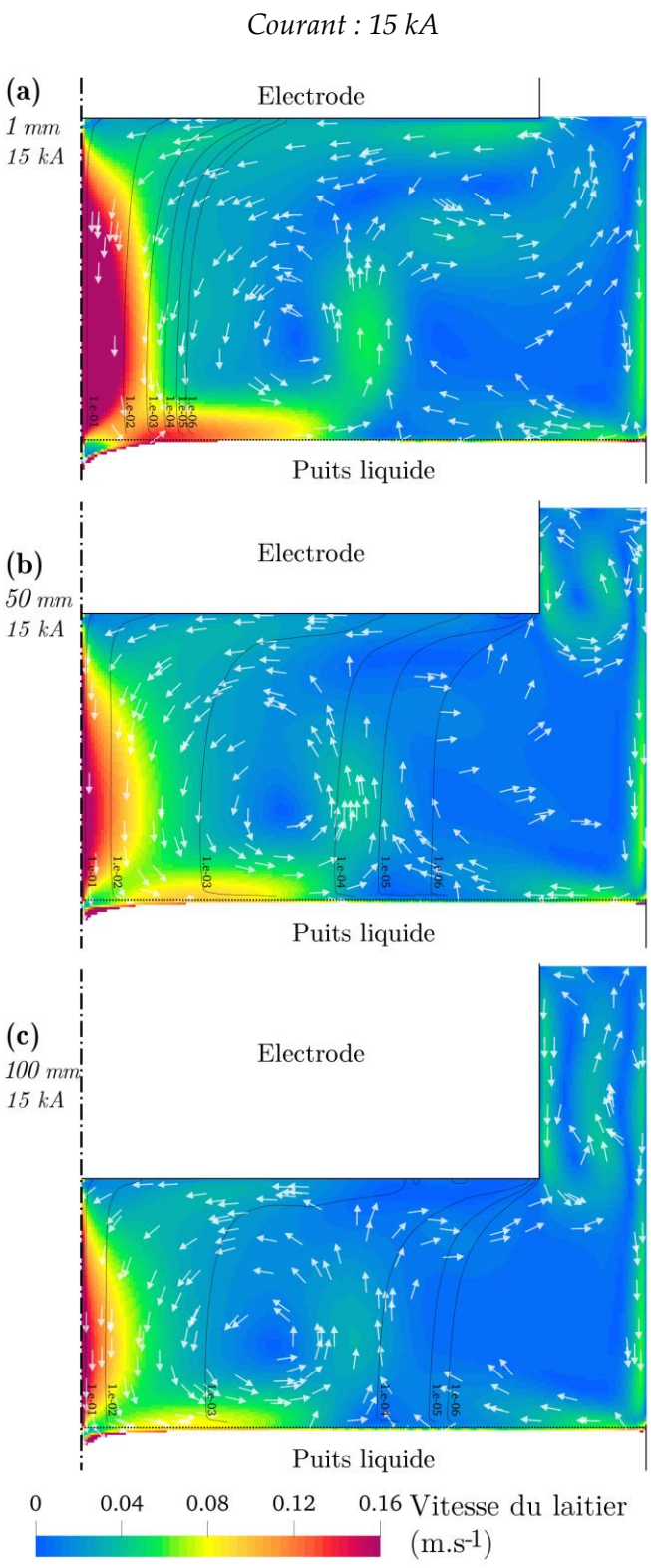


Figure 3.34 : Vitesse du laitier pour les cas d'immersion 1 (a), 50 (b) et 100 (c) mm en considérant un courant de 15 kA – des lignes d'iso-fraction volumique de métal liquide sont superposées

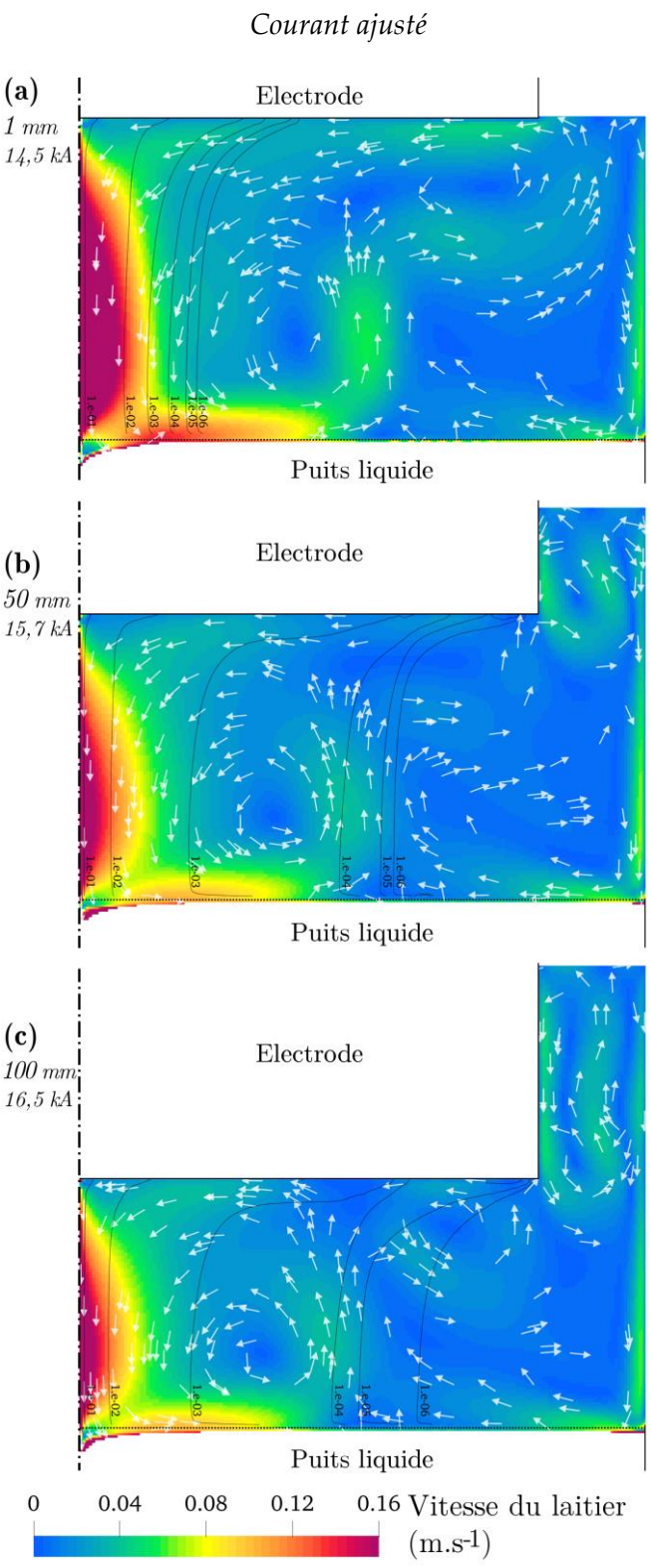


Figure 3.35 : Vitesse du laitier pour les cas d'immersion 1 (a), 50 (b) et 100 (c) mm en ajustant le courant pour conserver une vitesse de fusion de 10 kg.min^{-1} – des lignes d'iso-fraction volumique de métal liquide sont superposées

Ajustement du courant

Comme nous l'avons évoqué dans l'introduction de ce paragraphe, lorsque la profondeur d'immersion de l'électrode varie, il est nécessaire d'ajuster un autre paramètre afin de garantir une vitesse de fusion constante. Certains systèmes de régulation industriels modulent alors l'intensité du courant de refusion.

Les trois cas simulés à 1, 5 et 100 mm d'immersion sont repris en ajustant l'intensité du courant (cas *Ci*), de sorte que la chaleur transmise à l'électrode soit similaire à celle du cas *A*. Ainsi, cette variation de courant permettrait d'assurer en conditions réelles une conservation de la vitesse de fusion entre ces quatre cas.

Pour la simulation considérant une immersion de 1 mm, l'intensité (égale à 15 kA pour les *cas A* et *Cn*) est diminuée à 14,5 kA. Pour les calculs avec une immersion de 50 et de 100 mm, les intensités sont respectivement augmentées à 15,7 et 16,5 kA.

Cette modification du courant (voir le paragraphe précédent) influence l'écoulement du laitier, notamment à travers les forces de Lorentz. Cet impact sur l'écoulement reste toutefois faible pour les cas *Ci*, comme nous pouvons le voir sur les champs de vitesse présentés sur la Figure 3.35 (en comparaison avec les cas *Cn*, Figure 3.34). En effet, dans une grande partie du laitier, l'écoulement reste dominé par l'entraînement des gouttes.

Néanmoins, l'impact de l'augmentation de l'intensité du courant de refusion est visible pour la simulation considérant une immersion très importante de 100 mm, (Figure 3.35 (c)). Un électro-vortex apparaît sous la périphérie de l'électrode.

Sur les figures 3.36 et 3.37 comparant les débits locaux et cumulés pour les cas Cn et Ci, la méthode de représentation suivante a été utilisée : le cas A est toujours représenté en vert, les simulations Cn en gris et les calculs Ci en couleur. Les cas Cn et Ci avec une même immersion sont représentés en utilisant la même forme de marqueur. L'influence de la variation de courant entre un cas Cn et le cas Ci correspondant est visible en comparant la courbe grise et colorée partageant le même marqueur. L'influence de l'immersion dans des conditions réelles (i.e. en modulant l'intensité du courant) se lit en comparant toutes les courbes colorées.

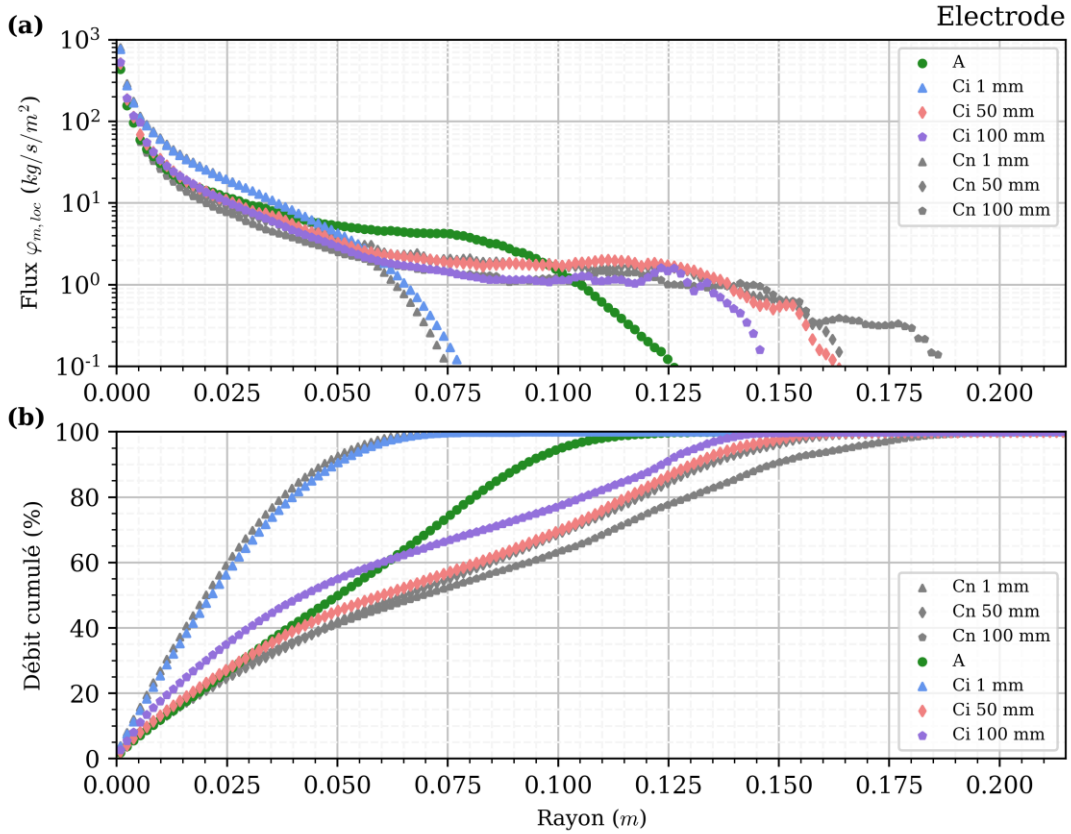


Figure 3.36 : Variation de l'immersion : flux de métal liquide (a) et débit cumulé (b) sous l'électrode en ajustant le courant (cas Ci, comparés aux cas Cn)

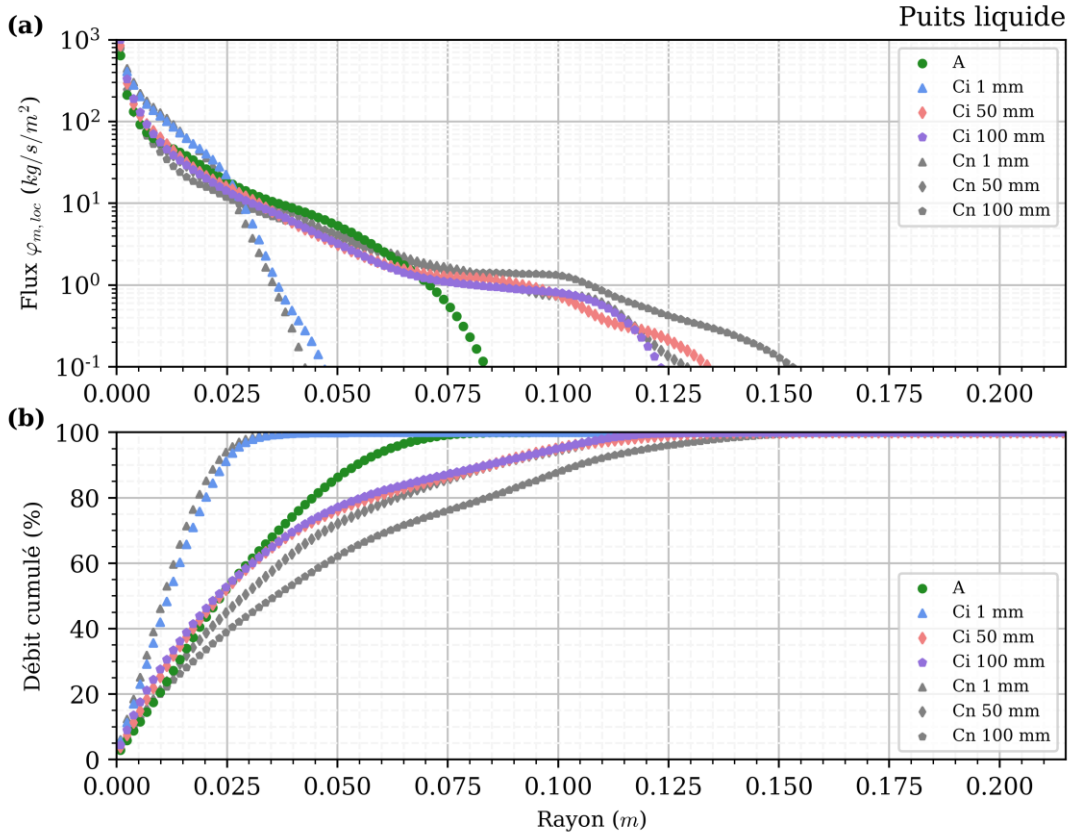


Figure 3.37 : Variation de l'immersion : flux de gouttes (a) et débit cumulé (b) entrant dans le puits liquide en ajustant le courant (cas Ci, comparés aux cas Cn)

L'aire de génération des gouttes est influencée par cette modification du courant de refusion. La distribution radiale des débits de métal liquide sous l'électrode est présentée sur la Figure 3.36. Sur cette figure, les marqueurs gris reprennent les résultats des simulation *Cn* (déjà présentés sur la Figure 3.32). Pour le cas à très faible immersion (1 mm), les gouttes sont générées sous une aire un peu plus étendue. Au contraire, lorsque l'immersion simulée augmente (50 et 100 mm), l'intensité du courant a été augmentée, ce qui entraîne une concentration spatiale des gouttes. Cet effet est encore plus visible lorsque l'immersion est de 100 mm. Ce dernier cas s'explique par des forces de Lorentz très intenses ; l'entraînement par le laitier en périphérie joue également un rôle.

Dans tous les cas discutés précédemment, la surchauffe moyenne des gouttes fait l'objet de l'histogramme de la Figure 3.38. Rappelons que pour les cas *Cn*, lorsque l'immersion augmente, l'effet Joule diminue. Le laitier est alors moins chaud, ce qui explique la diminution de la surchauffe. Pour les cas *Ci*, l'effet Joule est similaire dans les trois cas. Ici, la diminution de la surchauffe moyenne est due à un laitier un peu moins chaud sous l'électrode, ainsi qu'à une distribution spatiale plus large dans les zones les plus froides. On remarquera également que lorsque la profondeur d'immersion augmente, la surface de contact laitier-lingotière est plus importante (puisque le volume de laitier est conservé). Les pertes thermiques par refroidissement sont donc plus élevées.

Pour tous les cas, le temps de séjour moyen varie peu : il est compris entre 0,34 et 0,38 s.

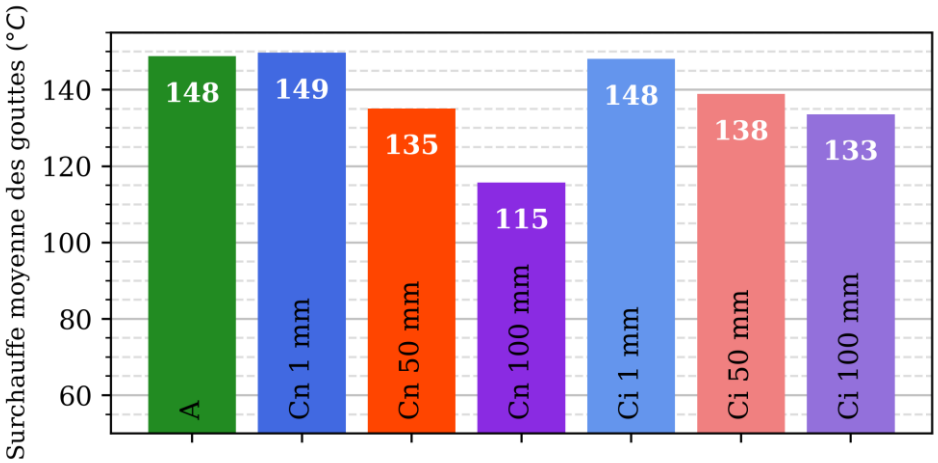


Figure 3.38 : Surchauffe moyenne des gouttes pour les cas A, Cn et Ci

3.6. Synthèse

Le modèle diphasique 2D du laitier ESR a été amélioré en se basant sur les résultats de simulations 3D de la formation des gouttes sous l'électrode ESR. Les prises en compte de la manière dont sont générées les gouttes et de l'influence de la morphologie du métal liquide sur le champ électromagnétique ont été ajoutée au modèle.

L'effet de la concentration spatiale des gouttes sur l'hydrodynamique du laitier est loin d'être négligeable. Ceci confirme la nécessité de prendre en compte la chute des gouttes comme une source de mouvement. Classiquement, l'écoulement du laitier était considéré comme une conséquence de la compétition entre les forces électromagnétiques et la convection naturelle. Il convient d'y ajouter l'entraînement par les gouttes qui peut représenter, selon les conditions, une contribution importante. L'écoulement du laitier est alors fortement modifié, et le champ de température diffère nettement de celui prédit par les modèles 2D classiques du procédé.

Une description simplifiée du comportement du film de métal liquide sous l'électrode permet de prédire la zone sous laquelle les gouttes seront générées. Ainsi, l'influence de quelques paramètres opératoires a été étudiée. On retiendra notamment que la concentration spatiale des gouttes est un phénomène auto-entretenu. L'immersion de l'électrode a une forte influence sur leur répartition spatiale.

Le modèle développé dans cette étude permet également d'estimer la surchauffe des gouttes entrant dans le puits liquide, grandeur essentielle pour un modèle de solidification du lingot ESR. Cette surchauffe varie nettement avec la profondeur d'immersion de l'électrode et avec l'intensité du courant.

La prise en compte de l'influence des gouttes de métal liquide dans un modèle du procédé ESR est donc nécessaire pour une description réaliste des apports de chaleur et de matière au sommet du lingot refondu. Ce point fait logiquement l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 4. Intégration d'une représentation simplifiée dans le modèle de procédé SOLECS

Comme les chapitres précédents l'ont mis en évidence, les gouttes de métal liquide ont une influence certaine sur l'écoulement et les transferts thermiques du laitier. Cet aspect n'est pas pris en compte dans les modèles classiques du procédé de refusion ESR. Après avoir décrit le modèle SOLECS, nous développons dans le présent chapitre la méthode choisie pour y intégrer l'influence des gouttes de métal liquide sur le laitier.

Par ailleurs, au cours de leur chute dans le laitier, ces gouttes ont acquis une vitesse et une surchauffe importantes. De plus, elles ne parviennent au sommet du lingot que sur une surface réduite. Dans un second temps, un modèle de prise en compte de l'impact des gouttes de métal sur le comportement du puits liquide est détaillé.

4.1. Le modèle SOLECS 105
4.1.1. Présentation 105
4.1.2. Modèle mathématique 106
4.1.3. Croissance du lingot 109
4.1.4. Validations antérieures du modèle 110
4.2. Prise en compte des interactions gouttes-laitier 113
4.2.1. Présentation de l'approche 113
4.2.2. Description du modèle 113
4.2.3. Exemple de résultats 117
4.3. Prise en compte des interactions gouttes-puits liquide 120
4.3.1. Présentation de l'approche 120
4.3.2. Description du modèle 121
4.3.3. Exemple de résultats 124

4.4. Etude paramétrique du modèle d'impact des gouttes 129
4.5. Validation du modèle SOLECS amélioré 135
4.5.1. Refusion A 135
4.5.1. Refusion B 136

4.1. Le modèle SOLECS

4.1.1. Présentation

Le modèle SOLECS, acronyme de SOLar-type Esr Comprehensive Simulation, est un modèle 2D axisymétrique du procédé de refusion sous laitier électroconducteur développé à l'Institut Jean Lamour (ex-LSG2M) par Weber[7,67] puis Hugo[68,69]. Il repose sur les bases des travaux de Jardy[61,62] et est proche du code SOLAR, qui simule le procédé voisin de refusion à l'arc sous vide VAR[94,95,134]. Dans cette section, SOLECS est présenté de manière très succincte ; pour plus de détails, le lecteur intéressé est invité à se référer aux travaux de Weber et de Hugo.

La simulation en régime transitoire traite la croissance complète du lingot et son refroidissement final dans la lingotière refroidie. Le laitier et le lingot sont considérés comme monophasiques.

Les domaines de résolution des équations sont illustrés sur la Figure 4.1. Le champ électromagnétique est calculé sur l'ensemble électrode-laitier-lingot, ainsi que dans la lingotière. Les écoulements, laminaires ou turbulents, sont déterminés dans le laitier, le puits liquide et la zone pâteuse. L'équation de transfert thermique est résolue dans le laitier, le lingot et la lingotière en cuivre. Le transfert de solutés est pris en compte uniquement dans le puits liquide et la zone pâteuse : les réactions chimiques métal-laitier et les transferts de matière associés ne sont pas calculés. Les équations sont résolues en régime transitoire, à l'exception du système d'équations électromagnétiques.

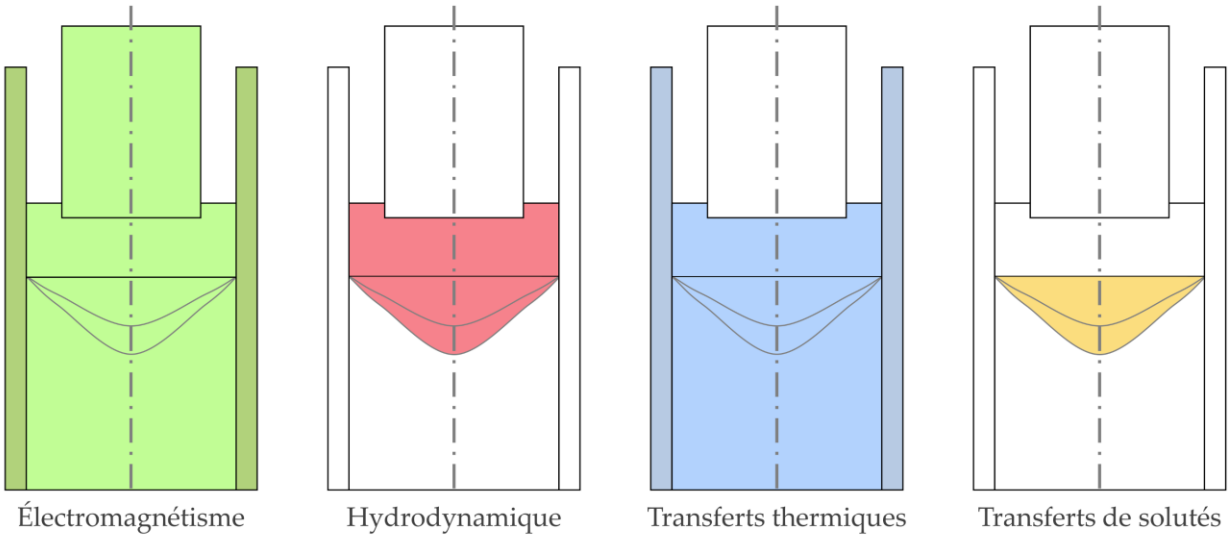


Figure 4.1 : Représentation schématique des domaines de calcul du modèle SOLECS

La profondeur d'immersion de l'électrode reste fixe tout au long du calcul. La hauteur de laitier est également constante au cours de la simulation : la masse de laitier consommée par la formation de la peau de laitier gainant le lingot est négligée.

Les équations de transfert (détaillées dans le paragraphe 4.1.2) sont discrétisées selon la méthode des volumes finis. Les termes transitoires sont exprimés de façon totalement implicite. Un schéma de différentiation hybride est utilisé. Le programme est développé en Fortran 77. Il ne fait pas appel à des bibliothèques extérieures ; les méthodes de résolution itératives employées lui sont propres (résolution ligne par ligne[135] et méthode basée sur des gradients conjugués).

Le maillage utilisé par SOLECS peut être affiné en direction du sommet du lingot, de la périphérie de l'électrode et de l'interface avec la lingotière. Par ailleurs, il est évolutif dans le lingot et dans l'électrode afin de prendre en compte la croissance du premier et la consommation de la seconde au cours de la refusion. Ce point fera l'objet du paragraphe 4.1.3.

4.1.2. Modèle mathématique

Toutes les équations exprimées ici utilisent les coordonnées cylindriques (r, θ, z). *Selon la zone considérée, les propriétés du milieu utilisées sont soit celles du laitier liquide, soit celles de l'alliage refondu. La présentation du modèle donnée dans ce paragraphe est volontairement succincte, le lecteur intéressé par plus de détails est invité à se référer aux travaux de Weber*[7,67] *et de Hugo*[68,69].

Electromagnétisme[113]

Le procédé est supposé parfaitement axisymétrique : le champ électromagnétique $\vec{H}$ (rappelons que $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$) est alors réduit à sa composante azimutale H_θ. Cette dernière est calculée grâce à la résolution de l'équation de l'induction (4.1), identique à celle utilisée pour le modèle Euler-Euler du domaine laitier présenté dans le Chapitre 2. Celle-ci remplace l'équation résolue dans la version initiale de SOLECS[7], afin de prendre en compte l'influence de la variation spatiale de conductivité électrique sur le champ magnétique H_θ.

$$-\vec{\nabla} \cdot \left(\frac{1}{\sigma} \vec{\nabla} \widetilde{H}_\theta \right) = -\frac{1}{\sigma} \frac{\widetilde{H}_\theta}{r^2} - \frac{\partial \sigma}{\partial r} \frac{\widetilde{H}_\theta}{\sigma^2 r} - j\omega\mu_0 \widetilde{H}_\theta \tag{4.1}$$

Cette équation est résolue sur l'ensemble du domaine électrode-laitier-lingot.

Au sommet de l'électrode et à la base du lingot, la composante radiale de la densité de courant est nulle, ce qui donne $\partial \widetilde{H}_\theta / \partial z = 0$. Sur l'axe de symétrie, $\widetilde{H}_\theta = 0$. La loi d'Ampère est utilisée pour calculer le champ magnétique aux parois latérales et à la surface libre du laitier.

Dans la plupart des cas, le laitier solide (qui se forme au contact des parois de la lingotière refroidie) est supposé totalement isolant : le courant électrique ne peut pas le traverser et « fuir »

dans la lingotière. Dans son travail de thèse, Hugo a développé un modèle de calcul du champ électromagnétique tenant compte du passage du courant à travers le laitier solidifié[68,69]. Ce modèle ne sera pas présenté ici ; on notera simplement qu'il repose sur la résolution d'une équation de transport de la grandeur $r\widetilde{H}_\theta$, équivalente à l'équation (4.1).

La connaissance du champ magnétique $\widetilde{H}_\theta$ permet de déduire la densité de courant, et ainsi de calculer les forces de Lorentz et la puissance dissipée par effet Joule (voir §2.1.1).

Ecoulements[94,136,137]

L'écoulement est calculé par la résolution de l'équation de transport de quantité de mouvement (4.2), en régime éventuellement turbulent.

$$\frac{\partial(\rho\vec{u})}{\partial t} + \vec{\nabla}\cdot(\rho\vec{u}\cdot\vec{u}) = \vec{\nabla}\cdot\left((\mu+\mu_{turb})\vec{\nabla}u\right) - \vec{\nabla}P - \frac{\mu}{K}\vec{u} + \overrightarrow{F_L} + \overrightarrow{F_{Bo}} \tag{4.2}$$

où $\vec{u}$ est le vecteur vitesse ayant pour composante u_r et v_z, μ_{turb} est la viscosité dynamique turbulente (voir plus loin), $\overrightarrow{F_L}$ représente les forces de Lorentz et $\overrightarrow{F_{Bo}}$ les forces de convection naturelle (thermique et solutale) en utilisant l'approximation de Boussinesq.

La perméabilité de la zone pâteuse est supposée isotrope et répond à une loi de Kozeny-Carman $K = K_0\frac{g_l^3}{(1-g_l)^2}$. La constante de perméabilité K_0 dépend de la taille des structures dendritiques.

L'algorithme SIMPLEC est utilisé pour le couplage pression/vitesse.

Sur toutes les parois solides, une condition de non glissement $u_r = v_z = 0$ est appliquée. La surface du laitier est supposée plane : $v_z = \frac{\partial u_r}{\partial z} = 0$. La continuité de la contrainte tangentielle est appliquée à l'interface laitier/puits liquide, qui demeure plane et horizontale. Sur l'axe de symétrie, on pose $u_r = \frac{\partial v_z}{\partial r} = 0$.

Turbulence[95,138]

Le modèle $k-\varepsilon$ standard, équations (4.3) et (4.4), est utilisé pour estimer la turbulence dans le laitier et le puits liquide.

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \vec{\nabla}\cdot(\rho k\vec{u}) = \vec{\nabla}\cdot\left(\left(\mu+\frac{\mu_{turb}}{\sigma_k}\right)\vec{\nabla}k\right) + P_k + G_k - \rho\varepsilon - \frac{2\mu}{K}k \tag{4.3}$$

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t} + \vec{\nabla}\cdot(\rho\varepsilon\vec{u}) = \vec{\nabla}\cdot\left(\left(\mu + \frac{\mu_{turb}}{\sigma_\varepsilon}\right)\vec{\nabla}\varepsilon\right) + \left(c_1\left(P_k + c_{\varepsilon_3}G_k\right) - c_2\rho\varepsilon - c_3\frac{2\mu}{K}k\right)\frac{\varepsilon}{k} \qquad (4.4)$$

où P_k est la source d'énergie cinétique turbulente générée par les phénomènes de cisaillement (4.5) et G_k est le terme source lié à la fluctuation des forces de convection naturelle (4.6).

$$P_k = \mu_{turb}\left[\left(\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r}\right)^2 + 2\left(\left(\frac{\partial u_r}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{u_r}{r}\right)^2 + \left(\frac{\partial v_z}{\partial z}\right)^2\right)\right] \qquad (4.5)$$

$$G_k = -\frac{\mu_{turb}}{\sigma_T}g_z\beta_T\frac{\partial T}{\partial z} \qquad (4.6)$$

La viscosité turbulente est donnée par $\mu_{turb} = \rho c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$.

Les constantes standards du modèle $k-\varepsilon$ sont utilisées : $c_1 = 1{,}44$, $c_2 = 1{,}92$, $c_3 = 1$, $\sigma_k = 1{,}0$, $\sigma_\varepsilon = 1{,}3$, $\sigma_T = 0{,}9$ et on pose $c_{\varepsilon_3} = tanh\left|\frac{v_z}{u_r}\right|$. Pour le calcul de la viscosité turbulente, $c_\mu = 0{,}09$.

Des fonctions de paroi complètent ce modèle de turbulence aux interfaces avec la lingotière. On notera toutefois que, à cause de problèmes de convergence observés lors des premières phases de développement de SOLECS, de telles fonctions de paroi n'ont pas été implémentées aux interfaces électrode/laitier ; la turbulence y est simplement annulée[7].

Transfert thermique[61,136]

L'équation de transport de chaleur (4.7) est résolue dans un domaine couvrant le lingot et le laitier et le creuset. En dehors des zones pâteuses, on a :

$$\rho C_p\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{\nabla}\cdot\left(\rho C_p T\,\vec{u}\right) = \vec{\nabla}\cdot\left((\lambda + \lambda_{turb})\vec{\nabla}T\right) + Q_{Joule} \qquad (4.7)$$

où $\lambda_{turb} = C_p\mu_{turb}/\sigma_T$ est la conductivité thermique turbulente.

Le terme convectif est bien entendu nul dans la lingotière et le lingot solidifié.

La solidification du métal et du laitier est prise en compte par l'intermédiaire d'un bilan enthalpique explicite, qui tient compte d'un chemin de solidification imposé. La simulation de la solidification du laitier permet d'estimer l'épaisseur de peau de laitier, qui peut ensuite intervenir dans le calcul du transfert thermique latéral.

La conductivité thermique du laitier λ_s est calculée en utilisant la formule (1.4), déterminée par Mitchell et Wadier pour un laitier 70/15/15[31] (plus de détail dans le Chapitre 1).

Dans la zone annulaire, la loi de Stefan est utilisée pour calculer les échanges thermiques radiatifs.

Enfin, le transfert thermique latéral est déterminé via une condition de Fourier. Une résistance thermique équivalente est calculée en prenant en compte les résistances thermiques de contact, la contribution de la peau de laitier et le cas échéant celle du retrait.

Transfert de masse[94,136]

Afin de prédire la ségrégation dans le lingot refondu, l'équation de transfert de solutés (4.8) est résolue dans le puits liquide et la zone pâteuse. Rappelons que les interactions chimiques métal/laitier ne sont pas prises en compte.

$$\frac{\partial \omega_i^l}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left(\omega_i^l \vec{u}\right) = \vec{\nabla} \cdot \left((D_i + D_{turb}) \vec{\nabla} \omega_l^i\right) + (1 - k_i) \frac{\partial}{\partial t}\left(\omega_i^l \, (1 - g_l)\right) \tag{4.8}$$

où $D_{turb} = \frac{\mu_{turb}}{\rho_m Sc_{turb}}$ est la diffusivité turbulente, en considérant le nombre de Schmidt turbulent Sc_{turb} égal à 1. Le terme source correspond à la redistribution de l'élément d'alliage lors de la solidification, selon son coefficient de partage k_i.

4.1.3. Croissance du lingot

Si le modèle SOLECS ne représente pas la chute des gouttes dans le laitier, il simule la croissance du lingot : le maillage doit donc évoluer au cours de la simulation pour suivre le développement du domaine de calcul. Le mécanisme de scission-croissance présenté par Quatravaux[95,139] est utilisé. Périodiquement, une rangée de cellules située dans le lingot est scindée en deux. Les cellules obtenues croissent jusqu'à atteindre la taille des cellules « régulières » du lingot, avant qu'une nouvelle rangée subisse une scission. La Figure 4.2 illustre schématiquement le mécanisme de croissance du maillage du lingot utilisé dans SOLECS.

De manière similaire, un mécanisme de décroissance-fusion du maillage a lieu au sein de l'électrode.

A chaque pas de temps Δt, une couche de métal liquide $h_{croiss} = \frac{v_{fus} \Delta t}{\rho_m \pi r^2}$ est apportée au sommet du lingot. L'interface horizontale laitier/puits liquide étant non-déformable, cette source est uniformément répartie. La température du métal liquide parvenant au sommet du lingot varie en fonction du rayon et est prise égale à celle du laitier juste au-dessus de l'interface en posant l'hypothèse d'équilibre thermique entre les gouttes de métal liquide et le laitier. Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, cette hypothèse semble être remise en cause par les simulations diphasiques.

Par ailleurs, le métal liquide parvenant au sommet du lingot possède la même vitesse (purement radiale) que le laitier juste au-dessus de l'interface. L'impact hydrodynamique des gouttes sur le puits liquide est alors très faible.

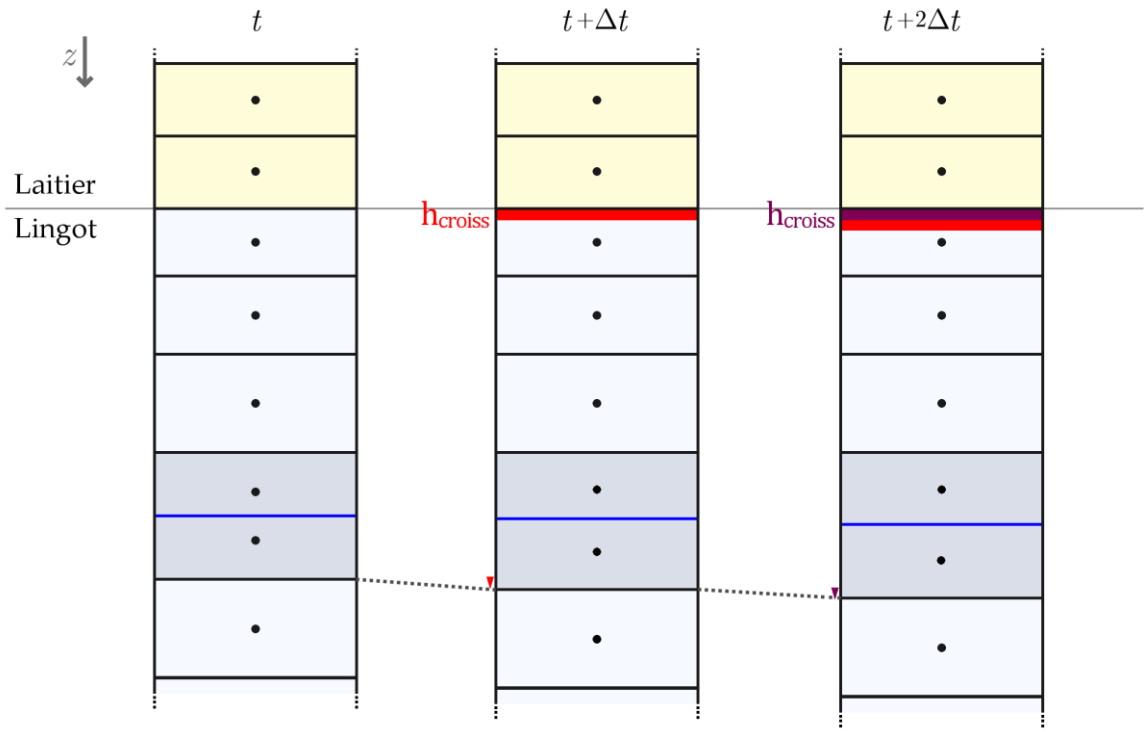


Figure 4.2 : Illustration du mécanisme de croissance du lingot SOLECS

4.1.4. Validations antérieures du modèle

Pour soutenir le développement du modèle SOLECS, plusieurs refusions de validation ont été spécifiquement réalisées dans l'atelier Aubert & Duval des Ancizes. Ces lingots ont été élaborés dans des conditions éloignées des conditions standards, afin de vérifier la validité du modèle dans des cas parfois extrêmes.

Seules deux refusions – qui seront réutilisées dans la suite de ce chapitre – sont présentées dans ce manuscrit. Le lecteur intéressé peut consulter les travaux de Weber[7,67] et de Hugo[68] pour une discussion des autres essais de validation.

Refusion A :

Une électrode de superalliage base nickel (Nimonic 80A) a été refondue dans un laitier de type 70/15/15. Deux paliers de vitesse de fusion ont composé cette opération : la première moitié de l'électrode a été refondue à une faible vitesse (de l'ordre de 5,5 $kg.min^{-1}$), puis la seconde à une vitesse beaucoup plus élevée (10 $kg.min^{-1}$). Le diamètre de l'électrode était de 432 mm, celui du lingot de 515 mm. Les évolutions temporelles de la vitesse de fusion et de l'intensité du courant de refusion sont présentées sur la Figure 4.3.

L'ajout de billes de nickel à certains instants de la refusion a permis de marquer 7 profils de puits liquide. Les moments des ajouts sont signalés sur la Figure 4.3. Les profils de puits marqués et simulés par Weber sont comparés sur la Figure 4.5 a).

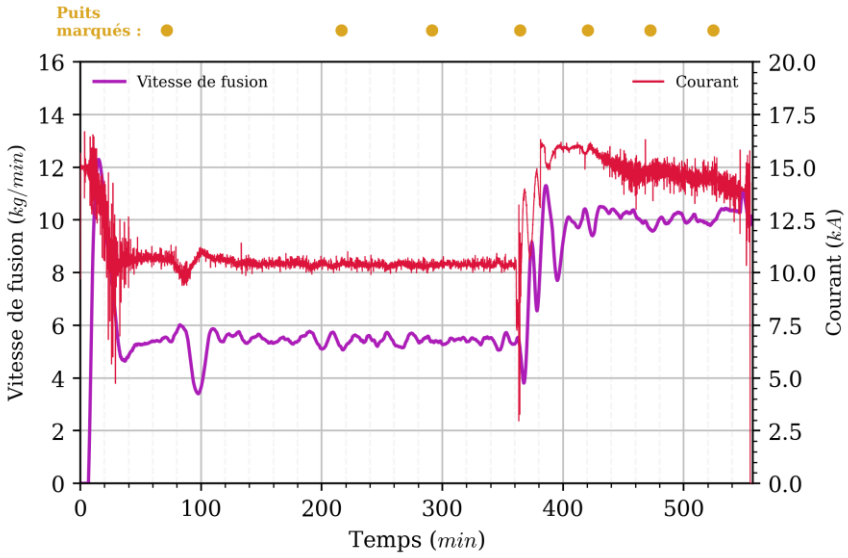


Figure 4.3 : Evolution de la vitesse de fusion et du courant pendant la refusion A – les ajouts de billes de nickel sont indiqués par les ronds jaunes

Refusion B

Une électrode d'acier inoxydable 15-5 PH a été refondue en utilisant un laitier composé de 82,5 % CaF_2, 11 % CaO et 6,5 % MgO. Les dimensions de l'électrode et du lingot sont les mêmes que pour la refusion A. Pour cet essai, la vitesse de fusion a également subi de fortes variations : la Figure 4.4 présente l'évolution temporelle de ce paramètre pendant l'essai. Des additions de billes de nickel ont de nouveau permis de marquer quatre profils de puits liquide. Les profils marqués et simulés par Weber sont comparés sur la Figure 4.5 b).

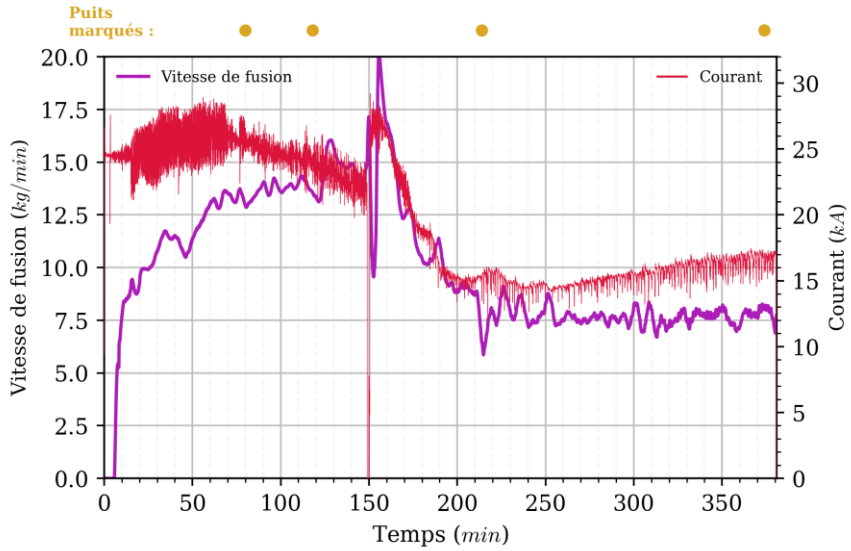


Figure 4.4 : Evolution de la vitesse de fusion et du courant pendant la refusion B – les ajouts de billes de nickel sont indiqués par les ronds jaunes

Les profils de puits liquide calculés par SOLECS sont la plupart du temps en assez bon accord avec les résultats expérimentaux (Figure 4.5). Toutefois, les morphologies des puits calculés ne sont pas entièrement respectées. Ceci souligne la possibilité d'améliorer le modèle. L'idée qui soutient cette thèse – et en particulier ce chapitre – est l'intégration dans SOLECS d'une description de l'influence des gouttes sur le comportement du laitier mais également sur celui du puits liquide, qui pourrait permettre de mieux décrire les transferts de chaleur et de matière au sommet du lingot, afin d'améliorer la simulation de sa solidification.

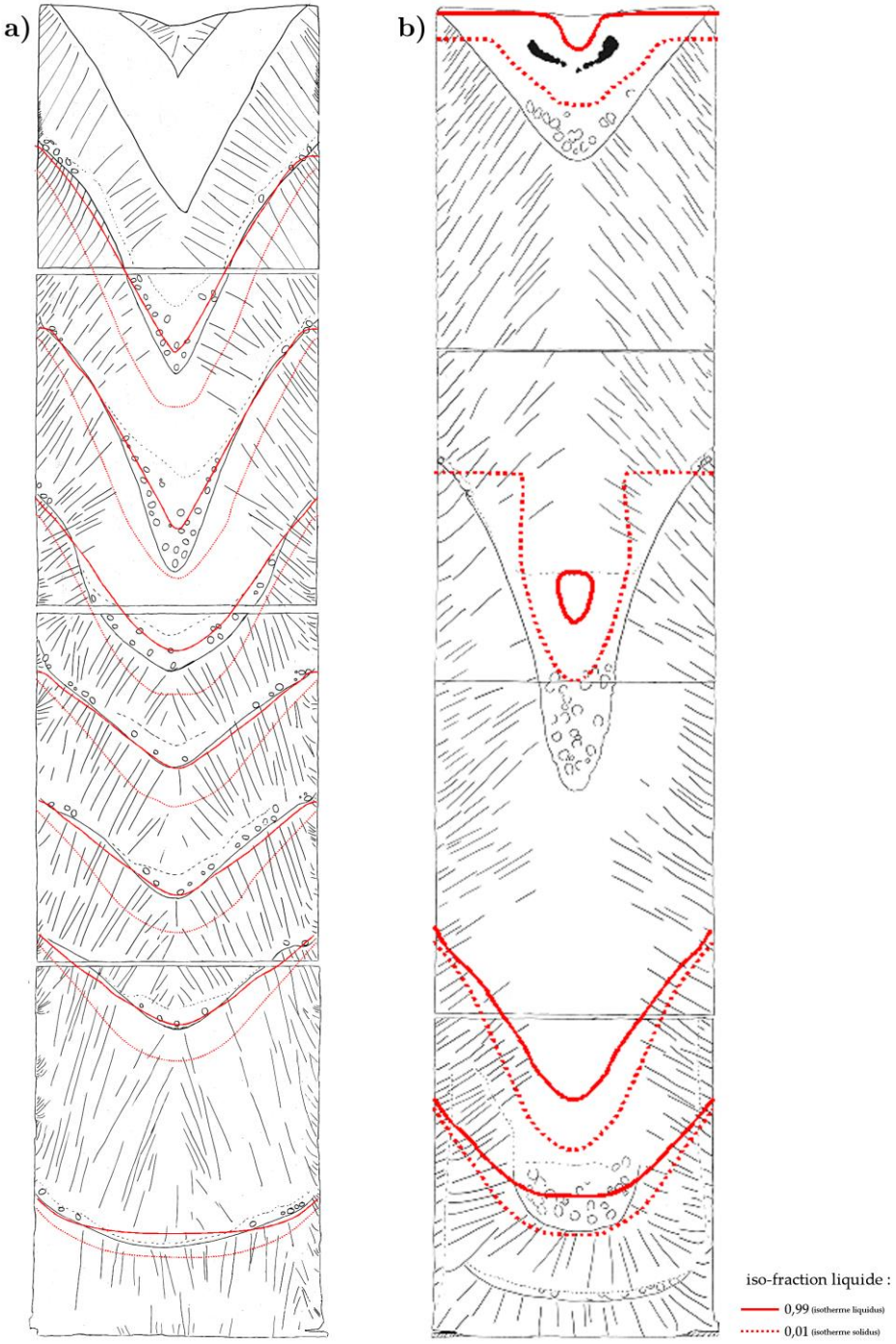


Figure 4.5 : Comparaison des profils de puits liquides marqués et calculés (en rouge) pour les lingots A et B - d'après Weber[7] ; les isothermes liquidus sont en trait plein, les isothermes solidus en pointillés

4.2. Prise en compte des interactions gouttes-laitier

4.2.1. Présentation de l'approche

SOLECS est par essence un modèle monophasique, destiné à simuler une opération complète de refusion dans un temps raisonnable (typiquement en quelques heures). Intégrer un modèle diphasique basé sur une méthode Euler-Euler (Chapitres 2 et 3) pour décrire les interactions gouttes-laitier n'est que difficilement envisageable, car le temps de calcul serait inapproprié pour simuler la totalité de la croissance du lingot. En se plaçant à l'échelle de la refusion complète, seul un comportement moyen est pertinent. L'influence des gouttes sur le laitier sera donc prise en compte grâce à un modèle fortement simplifié.

Nous souhaitons conserver le caractère monophasique du modèle SOLECS : les cellules du domaine laitier restent donc composées à 100 % de laitier. Toutefois, il est nécessaire de caractériser la distribution spatiale des gouttes de métal liquide, leur vitesse et leur température pour calculer des termes d'interactions avec le laitier. Un champ de fraction volumique de métal liquide est ainsi nécessaire, cette fraction volumique de métal liquide étant ici vue comme une propriété locale, qui est utilisée pour calculer des termes sources ajoutés aux équations de transfert afin de représenter l'influence des gouttes chutant dans le laitier. Une telle approche n'est valide que dans le cas où la fraction volumique de métal liquide dans le laitier reste faible (Chapitre 3).

Dans la suite de ce paragraphe, nous présentons le calcul d'une distribution spatiale simplifiée, avant de détailler le modèle de l'influence des gouttes sur l'hydrodynamique, la turbulence, les transferts thermiques et l'électromagnétisme dans le domaine laitier de SOLECS. Cette approche originale n'a, à notre connaissance, jamais été implémentée dans un modèle du procédé ESR.

4.2.2. Description du modèle

Vitesse et distribution spatiale

Le modèle simplifié décrivant l'influence des gouttes sur le laitier repose sur une distribution spatiale des gouttes de métal liquide dispersées dans le laitier, typiquement représentée par une fraction volumique de métal liquide pour chaque cellule.

La lecture d'un fichier de résultats d'un modèle diphasique externe – tel le modèle Euler-Euler présenté dans les Chapitres 2 et 3 – peut permettre d'apporter ce champ de fraction volumique. De manière plus simple, un modèle analytique (paramétré en partie par l'utilisateur) peut également être utilisé. Le choix d'un tel modèle repose sur les conclusions du Chapitre 3 : l'impact principal des gouttes est lié à leur concentration spatiale. Dans cette section, nous abordons uniquement l'utilisation du modèle analytique afin de montrer la pertinence des simplifications

proposées. La distribution spatiale des gouttes est établie par la conjonction d'une répartition axiale et d'une répartition radiale.

La répartition des gouttes de métal liquide suivant r est paramétrée par l'utilisateur, en choisissant une distribution type (constante, linéaire ou gaussienne) s'étalant entre $r = 0$ et $r = rdrip$. $rdrip$ est le rayon limite au-delà duquel les gouttes ne sont pas générées (également appelé rayon de *dripping*).

La distribution des gouttes de métal liquide suivant z dépend bien évidemment de leur vitesse $\vec{u}_g$, dont les composantes radiale et axiale sont respectivement $u_{r,g}$ et $v_{z,g}$. On considère que leur chute est purement axiale, et leur vitesse $v_{z,g}$ est calculée grâce aux relations (4.9) et (4.10), où $v_{z,g}^{\infty}$ est la vitesse terminale de chute[61].

$$v_{z,g}^{\infty} = \sqrt{\frac{(\rho_m - \rho_s)g + F_{Lo}^{ax}/V_p}{\frac{1}{2}C_D A_p/V_p \rho_s}} \tag{4.9}$$

$$v_{z,g} = v_{z,g}^{\infty} th\left(\mathcal{K} v_{z,g}^{\infty} t\right) \tag{4.10}$$

où $\mathcal{K} = \frac{1}{2}C_D A_p/V_p \;\; \rho_s/\rho_m$

La corrélation (2.33) proposée dans le Chapitre 2 est utilisée pour calculer le coefficient de traînée C_D des gouttes.

Le temps de séjour des gouttes τ_{sj} suivent un parcours de longueur $\mathcal{L}$ est calculé grâce à la relation (4.11)[61].

$$\tau_{sj} = \frac{1}{\mathcal{K} v_{z,g}^{\infty}} \ln\left(e^{\mathcal{K}\mathcal{L}} + \sqrt{e^{2\mathcal{K}\mathcal{L}} - 1}\right) \tag{4.11}$$

La quantité totale de métal liquide présente dans le laitier à chaque instant est alors déduite de la vitesse de fusion et du temps de séjour τ_{sj}. L'accumulation liée à la variation temporelle de vitesse de fusion n'est pas considérée, puisque le temps de séjour des gouttes est faible par rapport au temps typiquement nécessaire pour observer une variation notable de vitesse de fusion.

Le calcul du temps de séjour local pour chaque ligne du maillage permet alors de distribuer la masse totale de métal liquide. La masse par cellule est ensuite déterminée en appliquant la distribution paramétrée suivant r, et la fraction volumique de métal liquide peut enfin être calculée.

Interactions hydrodynamiques avec le laitier

La traînée des gouttes est alors ajoutée en tant que terme source de l'équation (4.2). Il ne s'agit pas d'un couplage fort : les mouvements du laitier n'ont pas d'influence sur la vitesse et la distribution spatiale des gouttes. Le terme d'interaction hydrodynamique gouttes-laitier $\vec{R}_g$ (force volumique) est explicité par la relation (4.12)

$$\vec{R}_g = \frac{3}{4}\alpha_m C_D \frac{\rho_s}{d_g}|\overrightarrow{u_g} - \vec{u}|(\overrightarrow{u_g} - \vec{u}) \tag{4.12}$$

Influence sur la turbulence

Comme dans le modèle Euler-Euler (Chapitre 3), la turbulence générée par la traînée des gouttes est ajoutée sous la forme d'un terme source calculé grâce au modèle de Troshko et Hassan[129]. Les termes sources supplémentaires dans les équations de transport de l'énergie cinétique turbulente k et de sa vitesse de dissipation ε sont donnés par les équations (4.13) et (4.14) (identiques aux équations (3.1) et (3.2)). Les coefficients $C_{ke} = 0{,}75$ et $C_{td} = 0{,}45$ déterminés par Troshko et Hassan sont utilisés.

$$\Pi_k = C_{ke}(1-\alpha_m)\,\frac{C_D Re_p}{24}\frac{\rho_m A_i}{6\tau}|\vec{u}_m - \vec{u}|^2 \tag{4.13}$$

$$\Pi_\varepsilon = C_{td}\frac{3}{2d_p}C_D|\vec{u}_m - \vec{u}_s|\,\Pi_{k,s} \tag{4.14}$$

Transferts thermiques

La chaleur extraite du laitier (ou rétrocédée) par les gouttes dépend bien évidemment de la température de ces dernières. Ainsi, nous avons choisi de calculer la température des gouttes T_g traversant le laitier, de la même façon que dans le modèle Euler-Euler, par résolution de l'équation (4.15).

$$\rho_m C_{p,m}\frac{\partial(\alpha_m T_g)}{\partial t} + \vec{\nabla}\cdot\left(\alpha_m\rho_m C_{p,m}\vec{u}_g T_g\right) = \vec{\nabla}\cdot\left(\alpha_m\rho_m C_{p,m}\vec{\nabla}T_g\right) + q_{sg} \tag{4.15}$$

Le terme d'échange de chaleur laitier – gouttes q_{sg} est calculé de la même façon que le terme d'échange de chaleur Q_{sm} du modèle Euler-Euler (Equation (2.22)) : $q_{sg} = A_i h_{sg}(T_s - T_g)$. Le coefficient de transfert est estimé par la relation de Ranz-Marshall (2.23).

Les gouttes entrant dans le domaine de calcul (sous l'électrode) sont considérées à la température de liquidus de l'alliage.

L'équation (4.15) est résolue en utilisant un pas de temps Δt_g plus faible que celui utilisé par SOLECS, puisque la vitesse maximale des gouttes est bien souvent plus élevée que la vitesse

maximale du laitier. Δt_g est déterminé automatiquement afin de respecter un critère de Courant de 0,25.

Le terme source représentant l'échange de chaleur entre gouttes et laitier ajouté à l'équation (4.7) ne peut pas être calculé par une relation du même type $A_i h_{gs}(T_g - T_s)$. En effet, le champ de fraction volumique de métal liquide ne respecte pas rigoureusement l'équation de continuité, puisque les effets d'accumulation liée à une variation temporelle de vitesse de fusion ne sont pas pris en compte (7). Le champ de température des gouttes et le calcul des termes q_{sg} permet simplement de déterminer une répartition adimensionnée des transferts thermiques entre gouttes et laitier. A chaque cellule du laitier est alors assigné un coefficient $\xi = q_{sg}/\sum q_{sg}$. Le terme source supplémentaire de l'équation (4.7) est ainsi $\xi P_{g,surch}$, où $P_{g,surch}$ est la puissance thermique correspondant à la surchauffe portée par les gouttes quittant le laitier à l'instant t.

Influence sur le champ électromagnétique

Comme pour le modèle Euler-Euler, une conductivité électrique de mélange est calculée dans le domaine laitier en se basant sur le champ de fraction volumique de métal liquide. La conductivité du mélange est alors utilisée dans l'équation (4.1). La distinction gouttes/*faucets* est également reprise, pour tenir compte de l'influence de ces derniers sur la répartition du courant.

Résumé

Le modèle d'interaction gouttes/laitier présenté ci-dessus est synthétisé schématiquement sur la Figure 4.6.

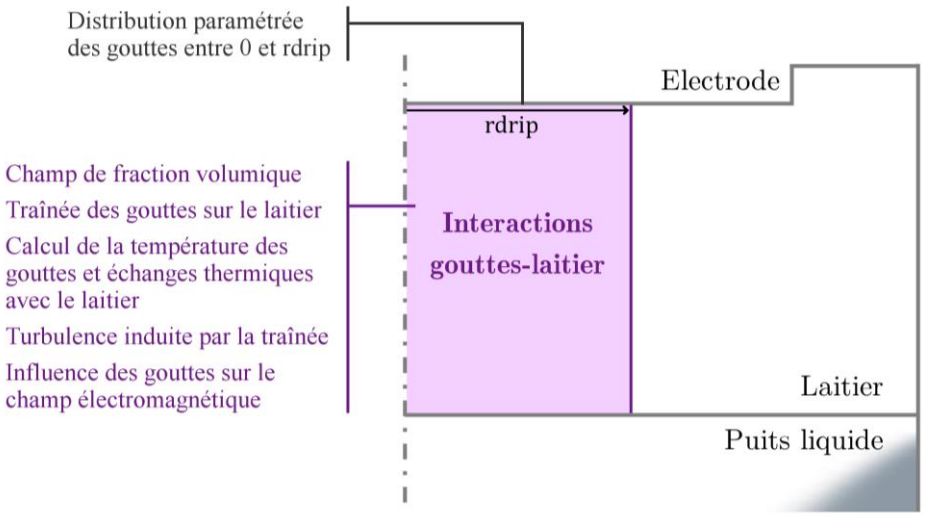


Figure 4.6 : Représentation synthétique du modèle d'interactions gouttes/laitier

(7) On notera toutefois que la divergence du flux de métal liquide dispersé est bien égale à 0 : la distribution de gouttes est simplement supposée en régime permanent.

4.2.3. Exemple de résultats

Reprenons le point de fonctionnement représentatif de la refusion d'une électrode d'acier à une vitesse de 10 kg.min^{-1} utilisé comme simulation de référence dans les Chapitres 2 et 3. La vitesse de fusion est supposée constante.

Le champ de fraction volumique calculé selon le modèle paramétrique défini dans le paragraphe précédent est représenté sur la Figure 4.7, accompagné de l'évolution axiale de la vitesse des gouttes. Cette distribution est réalisée en fixant $rdrip$ = 10 cm et en utilisant une distribution radiale gaussienne, dont l'espérance et l'écart-type ont été déterminés de sorte à représenter au mieux la distribution calculée par le modèle Euler-Euler pour le *cas A* (Chapitre 3). La vitesse terminale de chute des gouttes, dont le diamètre est fixé à 5 mm, est de 0,38 m.s^{-1}, identique à celle calculée dans le modèle diphasique du laitier. Ainsi, le champ de fraction volumique calculé par le modèle simplifié implémenté dans SOLECS (Figure 4.7) est similaire à celui obtenu grâce au modèle Euler-Euler (Figure 3.17).

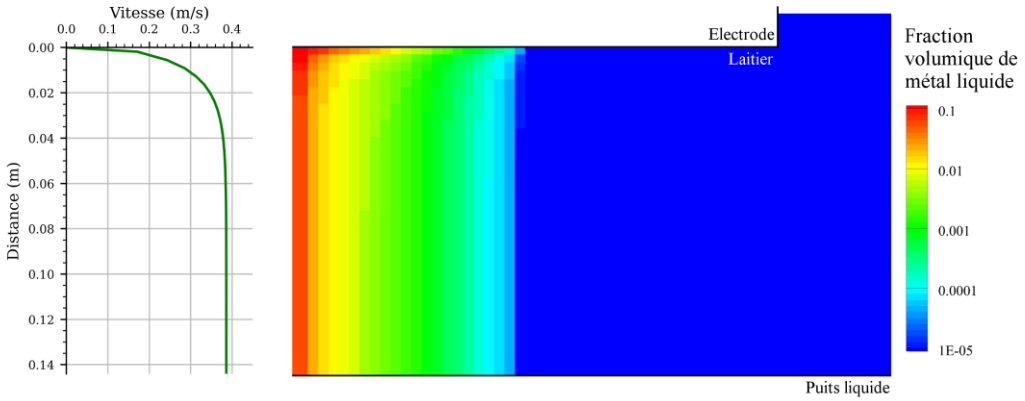


Figure 4.7 : Champ de fraction volumique de métal liquide obtenu grâce au modèle analytique de SOLECS

L'influence de la chute des gouttes sur l'écoulement du laitier est bien visible : la Figure 4.8 compare la vitesse du laitier en utilisant la version « classique » de SOLECS et en appliquant le modèle d'interactions gouttes-laitier.

On remarquera toutefois que la différence n'est pas aussi remarquable que ce qui avait été observé dans le Chapitre 3 avec le modèle diphasique Euler-Euler. Dans le cas « classique » sans prise en compte de l'influence des gouttes, une turbulence de l'écoulement non-négligeable était déjà prédite par le modèle $k-\varepsilon$ implémenté dans SOLECS (Figure 4.9). L'intensité de la turbulence de l'écoulement est définie comme étant égale au rapport μ_{turb}/μ.

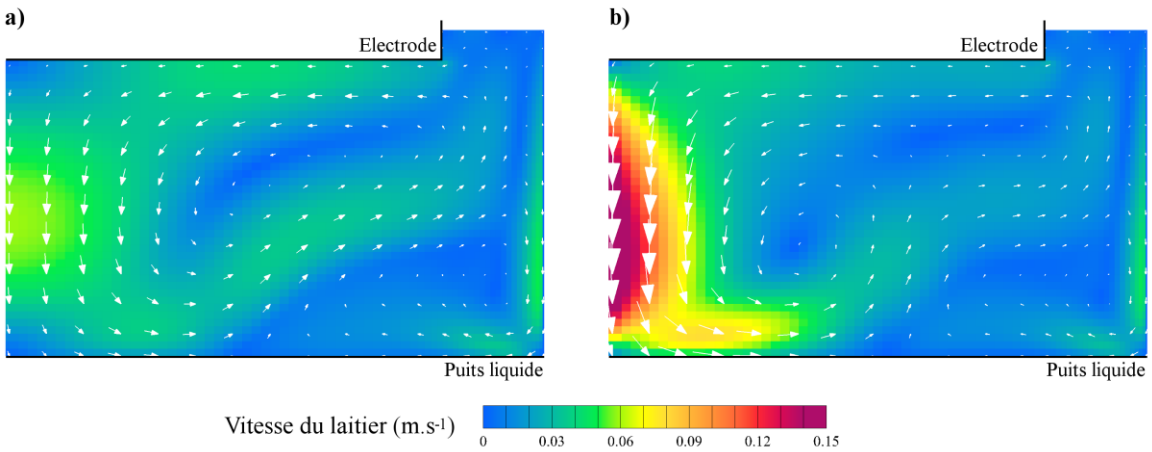


Figure 4.8 : Comparaison de l'écoulement du laitier calculé par SOLECS pour a) le cas sans prise en compte des gouttes et b) en appliquant le modèle d'interactions gouttes-laitier

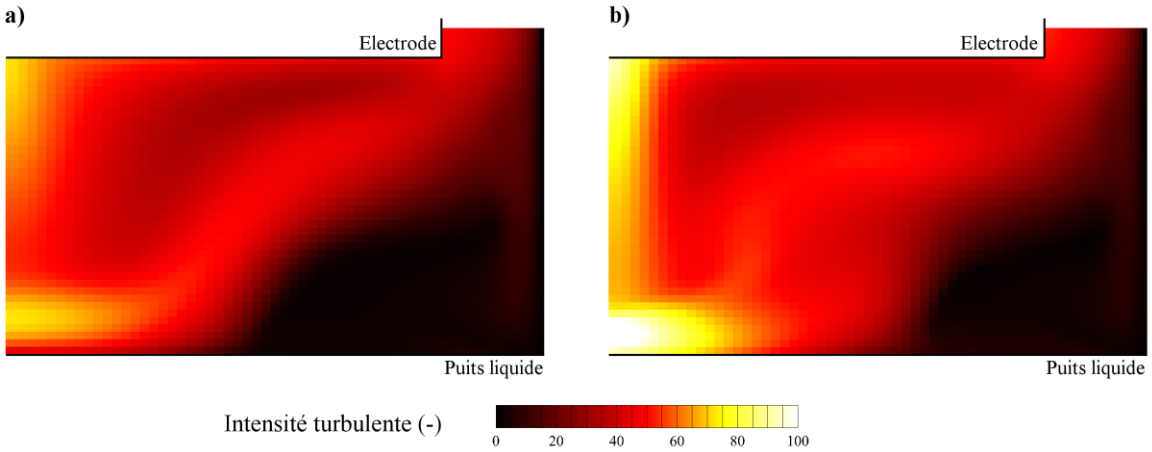


Figure 4.9 : Comparaison de l'intensité de la turbulence de l'écoulement du laitier calculée par SOLECS pour a) le cas sans prise en compte des gouttes et b) en appliquant le modèle d'interactions gouttes-laitier

Notons aussi que les résultats présentés ici ne résultent pas de moyennes temporelles, mais sont bien des résultats transitoires observés pendant le palier de vitesse de fusion (à $t = 307$ min). Lorsque l'influence des gouttes est prise en compte, un régime stationnaire est effectivement atteint. En revanche, seul un régime pseudo-permanent est obtenu dans le cas « classique » (sans prise en compte des interactions gouttes-laitier), comme illustré par la Figure 4.10.

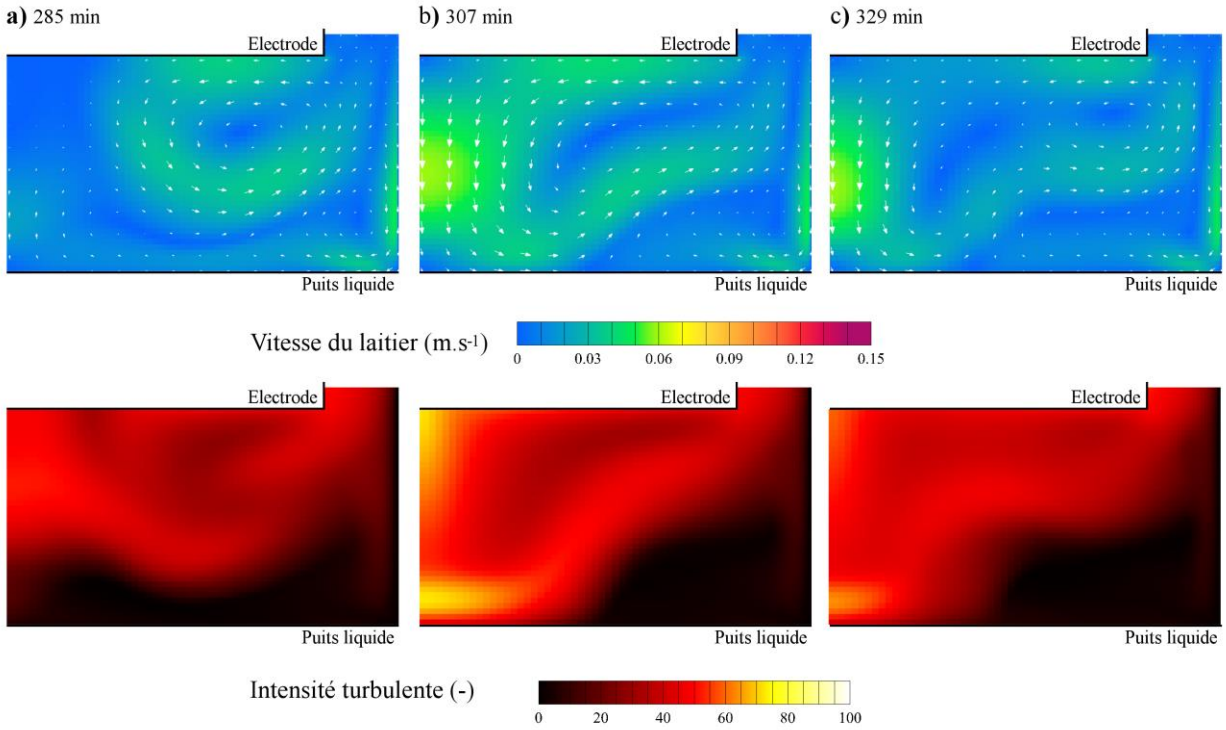


Figure 4.10 : Ecoulement du laitier et intensité de la turbulence à trois instants du régime pseudo-permanent dans le calcul « classique »

Les transferts thermiques au sein du laitier sont dominés par les phénomènes convectifs. Ainsi, la conclusion est la même que celle du Chapitre 3 : comme le montre la Figure 4.11, la boucle de recirculation créée par la traînée des gouttes permet une extension de la zone chaude sous l'électrode jusqu'au puits liquide. Deux différences sont toutefois notables par rapport à la simulation *A* présentée dans le Chapitre 3. La température du laitier est un peu plus homogène – donc les zones les plus chaudes le sont moins – et surtout, le laitier est plus froid à proximité de l'interface avec le puits liquide. La forte turbulence prédite par SOLECS est à l'origine de ce phénomène.

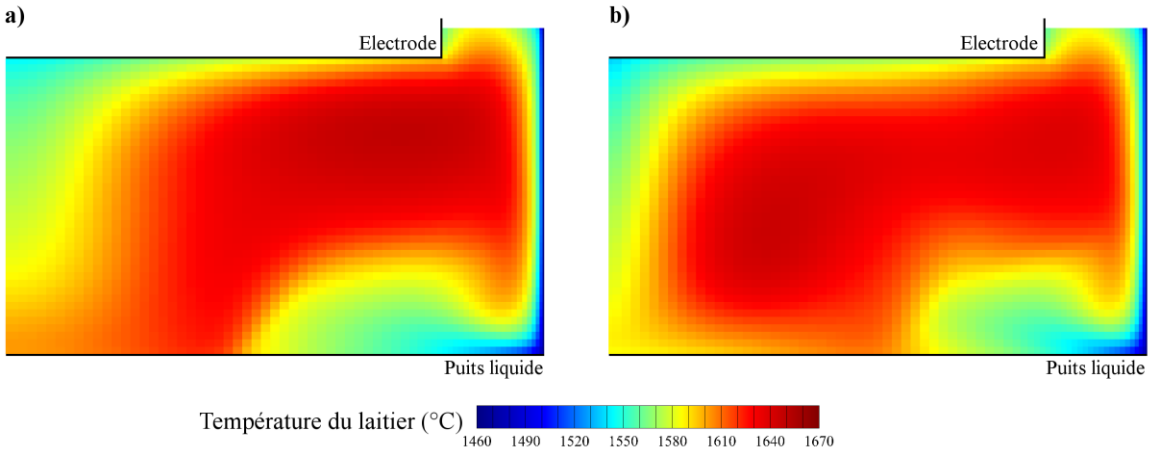


Figure 4.11 : Comparaison de la température du laitier calculée par SOLECS pour a) le cas sans prise en compte des gouttes et b) en appliquant le modèle d'interactions gouttes-laitier

La surchauffe moyenne des gouttes quittant le laitier est d'environ 110 °C. Pour les raisons expliquées ci-dessus, cette surchauffe est plus faible que celle calculée par le modèle Euler-Euler.

Globalement, les résultats du modèle Euler-Euler et ceux de SOLECS complété par le modèle d'interactions gouttes-laitier présenté dans ce paragraphe sont en bon accord, malgré les quelques différences soulignées. Le modèle simplifié est donc une solution appropriée pour représenter l'influence des gouttes sur le laitier lors de la simulation complète d'une refusion ESR.

Ce point ayant été vérifié, il est maintenant pertinent d'étendre le modèle d'interactions afin de prendre en compte l'impact des gouttes sur le puits liquide.

4.3. Prise en compte des interactions gouttes-puits liquide

4.3.1. Présentation de l'approche

Pour être intégré à SOLECS, un modèle d'interactions gouttes-puits doit répondre aux deux critères suivants :

1. gérer l'apport de matière de hauteur h_{croiss} au sommet du lingot, nécessaire pour conserver l'interface laitier-lingot plane (voir paragraphe 4.1.3) ;
2. rendre compte de la répartition spatiale des gouttes de métal liquide et de leur éventuelle pénétration dans le puits liquide (c'est à dire ne pas limiter leur influence à la seule surface du puits).

En effet, nous supposons que les gouttes de métal liquide – qui ont acquis une quantité de mouvement importante pendant leur chute – peuvent pénétrer dans le puits liquide avant de s'y « dissoudre ». Ce phénomène a été caractérisé expérimentalement par Peck et Sigurdson[140,141] (Figure 4.12), qui ont étudié la pénétration d'une goutte d'eau colorée dans un volume d'eau immobile.

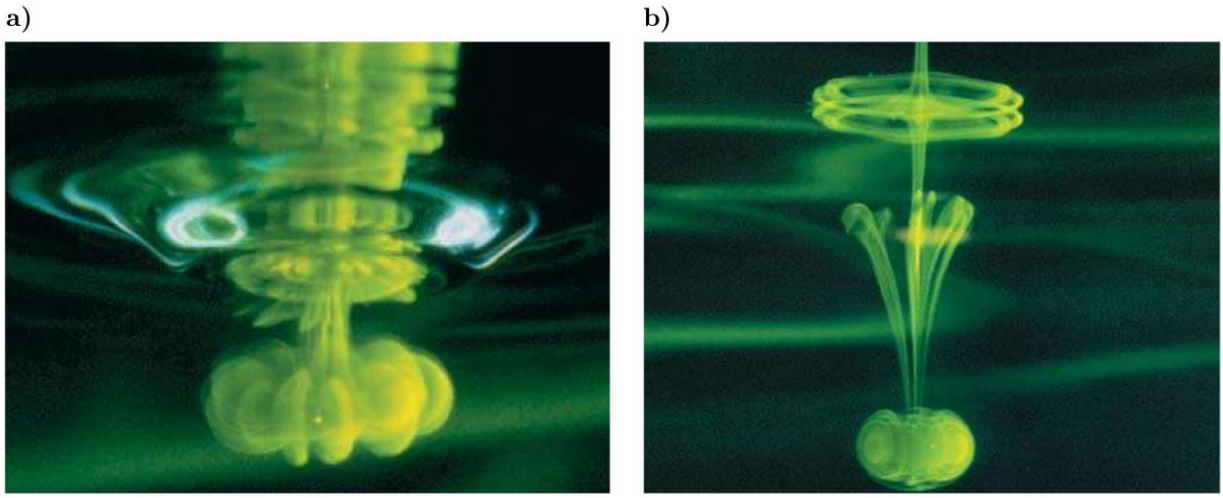


Figure 4.12 : Morphologie d'une goutte pénétrant dans un volume d'eau immobile, d'après Peck et Sigurdson[140,141]

Rappelons que, dans le modèle SOLECS, l'apport de matière qui conduit à la croissance progressive du lingot s'effectue sur l'ensemble de l'interface indéformable laitier/puits liquide. Tout en conservant ces bases du modèle, les sources de quantité de mouvement, d'enthalpie et de solutés liées à cet apport de matière au sommet du lingot doivent être modifiées et complétées par de nouveaux termes sources, afin de rendre compte de la localisation réelle des gouttes et de la libération en profondeur de leur contenu. En d'autres termes, l'apport du contenu enthalpique et solutal des gouttes sera traité de manière différente de l'apport de matière au sommet du lingot.

Dans la suite de ce paragraphe, un modèle d'influence des gouttes sur le puits liquide est proposé. La prise en compte de la pénétration des gouttes est tout d'abord présentée, puis la méthode de distribution de leur contenu enthalpique et solutal est décrite.

4.3.2. Description du modèle

« Fraction volumique de gouttes »

Afin de calculer l'influence de la pénétration des gouttes sur l'écoulement dans le puits liquide, le concept de « fraction volumique de gouttes » au sein du puits est introduit. L'utilisation de cette grandeur permettra notamment de calculer les forces de traînée, dans la continuité du modèle d'interactions gouttes/laitier.

La *fraction volumique de gouttes* est déterminée à partir du débit de métal liquide traversant l'interface laitier/puits liquide. Si les gouttes ont atteint à cet endroit leur vitesse terminale, leur fraction volumique au sommet du puits est égale à celle des cellules du laitier adjacentes à l'interface.

La profondeur maximale de pénétration des gouttes $profimp$ est une donnée du modèle imposée par l'utilisateur. A notre connaissance, il n'existe pas à l'heure actuelle de détermination de cette grandeur, qui reste donc un paramètre ajustable.

Comme l'ont illustré les observations expérimentales de Peck et Sigurdson, les gouttes pénétrant le puits ne gardent pas leur intégrité : elles se déforment et ralentissent. Plutôt que d'évaluer une évolution de leur diamètre équivalent et leur ralentissement pour représenter leur érosion progressive, nous supposons plutôt que le nombre de gouttes diminue jusqu'à la profondeur $profimp$. De manière plus illustrée, cela revient à considérer que les gouttes gardent les mêmes propriétés jusqu'à une certaine profondeur, puis se mélangent instantanément dans le puits liquide. La réduction progressive de l'impact des gouttes est alors représentée par une diminution de la *fraction volumique de gouttes* entre la surface du puits et la profondeur $profimp$. Arbitrairement, cette diminution est calculée par une loi en puissance 2.

La *fraction volumique de gouttes* ainsi calculée pour le cas illustrant le paragraphe précédent est présentée sur la Figure 4.13.

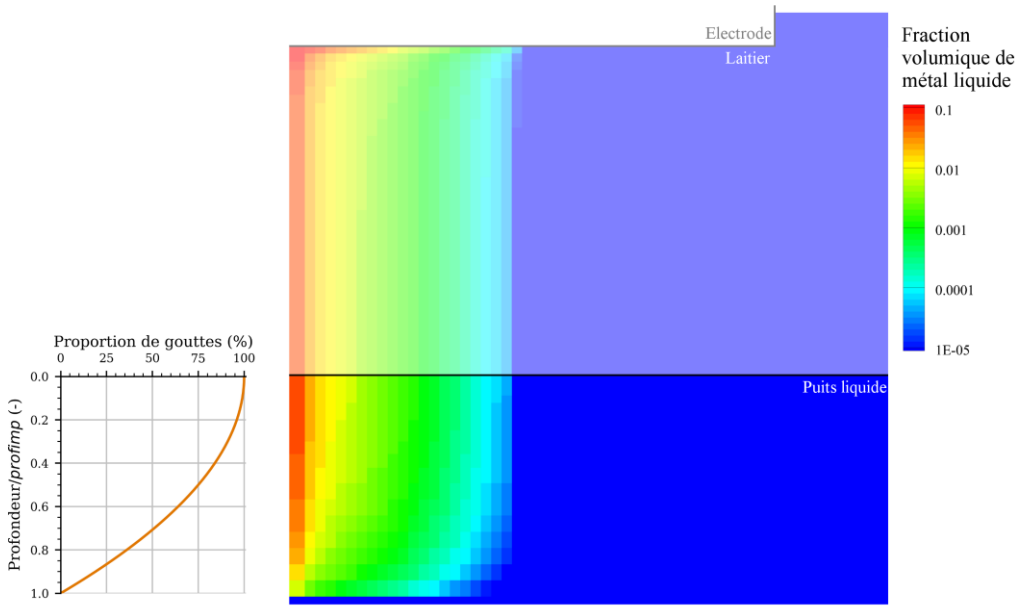


Figure 4.13 : Fraction volumique de gouttes dans le puits liquide ; la fraction volumique de métal liquide dans le laitier (Figure 4.7) est rappelée

Impact hydrodynamique

Cette notion de fraction volumique permet ainsi de calculer une force de traînée, rendant compte de l'influence de la pénétration des gouttes sur l'écoulement du puits liquide. Le terme source ajouté à l'équation de quantité de mouvement est donné par la relation (4.16).

$$\vec{R}_g = \frac{3}{4}\alpha_m C_D \frac{\rho_s}{d_g}\left|\overrightarrow{u_g} - \vec{u}\right|\left(\overrightarrow{u_g} - \vec{u}\right) \tag{4.16}$$

où $\overrightarrow{u_g}$ est la vitesse des gouttes pénétrant dans le puits liquide.

On notera qu'aucune source n'est ajoutée aux équations du modèle $k-\varepsilon$: la turbulence induite par les gouttes pénétrant le puits liquide n'est pas prise en compte.

Libération du contenu enthalpique

La puissance thermique portée par les gouttes entrant dans le puits liquide est répartie via deux types de termes source :

1. Source inhérente à la croissance du lingot (hauteur h_{croiss} pendant le pas de temps) ;
2. Impact des gouttes jusqu'à la profondeur $profimp$.

Le premier terme source est appliqué dans la première rangée de cellules sous l'interface laitier/puits liquide. Il est calculé en utilisant la température du métal liquide dans ces mêmes cellules au pas de temps précédent. Cette formulation repose sur l'hypothèse que, sous l'effet de la pénétration des gouttes, le métal présent sous l'interface n'est pas renouvelé. En d'autres termes, le métal liquide « remonte » puisque les gouttes apportent leur matière en profondeur. La somme de ces termes sources est égale à la puissance $P_{g,croiss}$.

L'impact des gouttes en profondeur est simulé en respectant la logique exprimée lors de l'introduction du concept de *fraction volumique de gouttes*. Le modèle considère qu'une goutte libère son contenu enthalpique au moment où elle n'a plus d'impact hydrodynamique et se « dissout » instantanément dans le puits liquide. Introduisons alors la *fraction complémentaire*, qui est la différence de *fraction volumique de gouttes* entre la cellule considérée et la cellule située sous l'interface à la même position radiale. Cette *fraction complémentaire* représente alors les gouttes dissoutes dans le puits liquide.

La puissance thermique $P_{g,prof}$, qui représente la libération de l'enthalpie des gouttes en profondeur, est égale à la différence entre la puissance thermique totale apportée par les gouttes $P_{g,pool}$ et $P_{g,croiss}$. $P_{g,prof}$ est répartie dans le volume d'interactions gouttes-puits en fonction de la fraction volumique complémentaire.

Libération du contenu solutal

La distribution du contenu solutal des gouttes entrant dans le puits liquide est déterminée de la même façon que celle de l'enthalpie.

Synthèse

Le modèle représentant l'influence des gouttes du métal laitier sur le puits liquide est synthétisé sur la Figure 4.14.

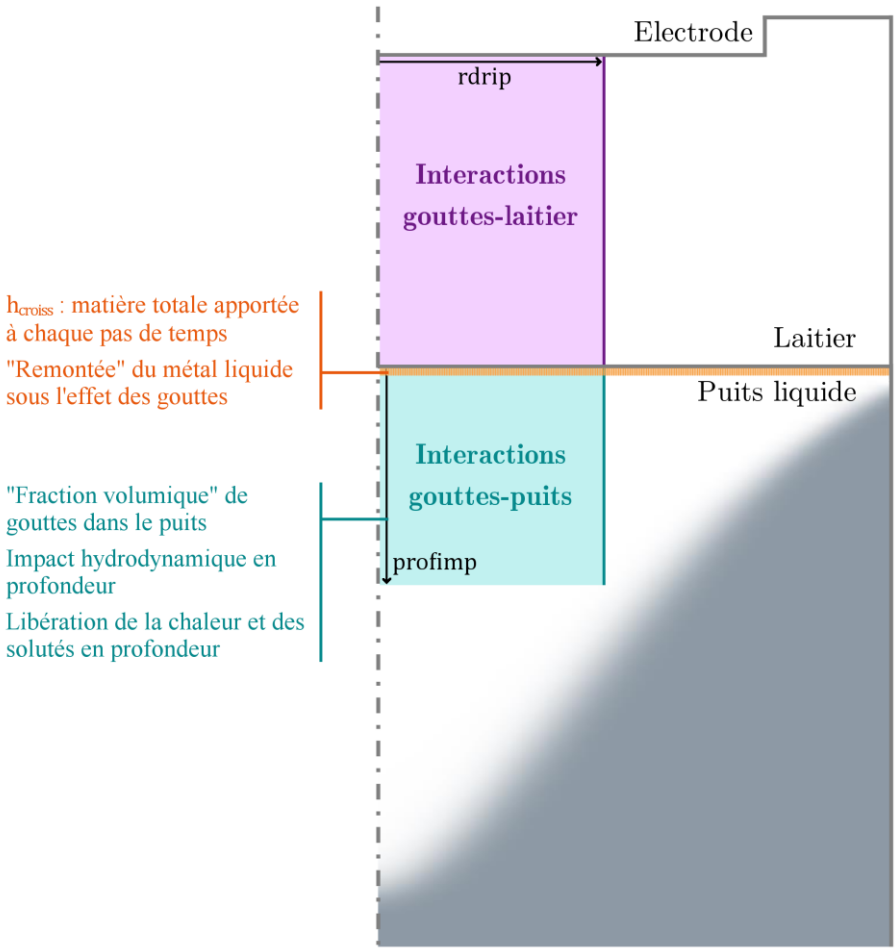


Figure 4.14 : Représentation synthétique du modèle d'interactions gouttes/puits liquide

4.3.3. Exemple de résultats

Poursuivons l'analyse du cas représentatif de la refusion d'une électrode d'acier à 10 kg.min[1]. La Figure 4.15 présente l'écoulement calculé au sein du puits liquide en considérant un impact des gouttes jusqu'à une profondeur $profimp$ égale à 10 cm, en la comparant à une simulation sans prise en compte de l'influence des gouttes. Les forces de traînée ajoutées entraînent bien un écoulement descendant à proximité de l'axe : une boucle antihoraire est créée sous l'influence de la traînée. Le sommet du puits liquide, dont le mouvement radial résulte de l'entraînement tangentiel à l'interface, atteint des vitesses légèrement plus rapides.

Malgré d'importantes forces de traînée, les vitesses atteintes dans le puits liquide sont relativement faibles. Une forte turbulence est calculée par le modèle $k-\varepsilon$ dans la zone d'interactions gouttes puits (μ_{turb}/μ_m supérieur à 100 et atteignant localement 400). En effet, la compétition entre le mouvement centrifuge de la surface du puits liquide (entraînée par le laitier) et la recirculation antihoraire est à l'origine d'importants gradients de vitesse. Une forte énergie cinétique turbulente est créée, qui se propage dans tout le « cylindre d'interaction ». En dehors de cette zone, l'écoulement du puits liquide reste laminaire.

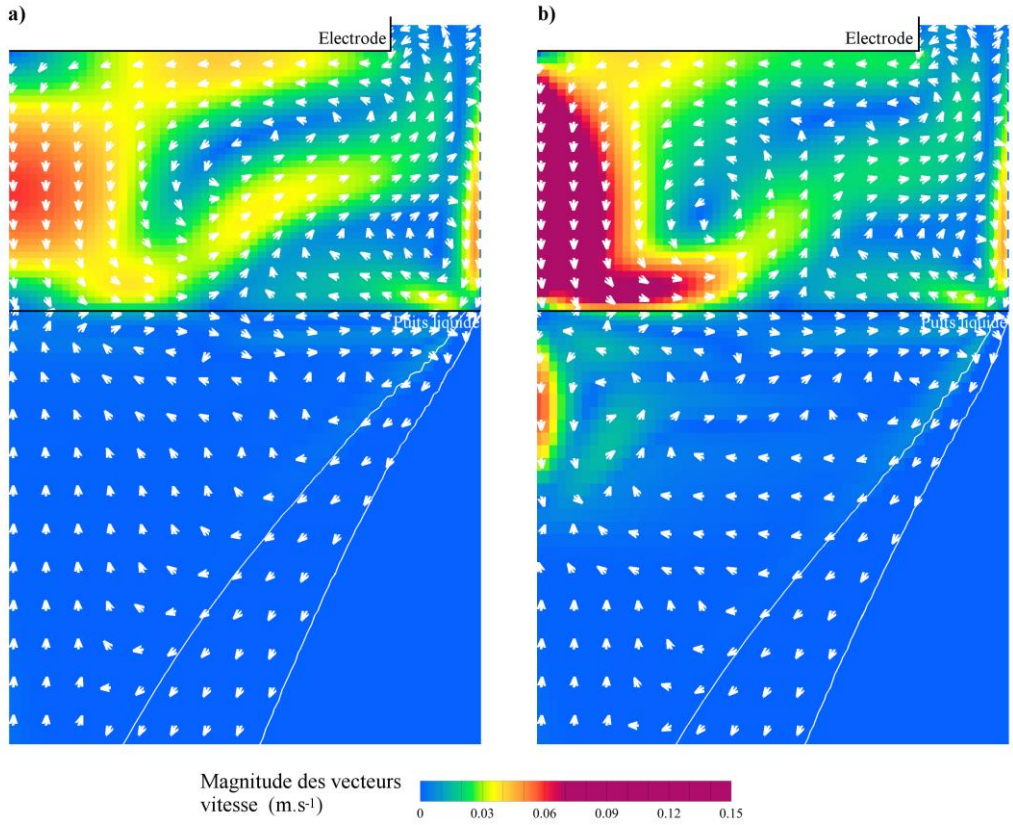


Figure 4.15 : Ecoulements dans le laitier et le puits liquide pour a) le cas classique sans prise en compte des gouttes et b) en utilisant les modèles d'interactions gouttes-laitier et gouttes-puits

La libération de l'enthalpie des gouttes en profondeur entraîne une augmentation notable de la température du puits liquide dans la zone impactée (Figure 4.16).

Rappelons que la surchauffe moyenne des gouttes entrant dans le puits liquide est de 110 °C lorsque le modèle d'interactions gouttes-laitier est utilisé, tandis qu'elle est seulement de 70 °C dans le cas sans prise en compte de l'influence des gouttes (équilibre thermique entre couche h_{croiss} et laitier adjacent). Cette différence de surchauffe est à l'origine de l'augmentation de la profondeur du puits liquide lorsque le modèle d'interactions est utilisé. L'impact direct des gouttes modifie uniquement l'inclinaison du puits liquide en périphérie.

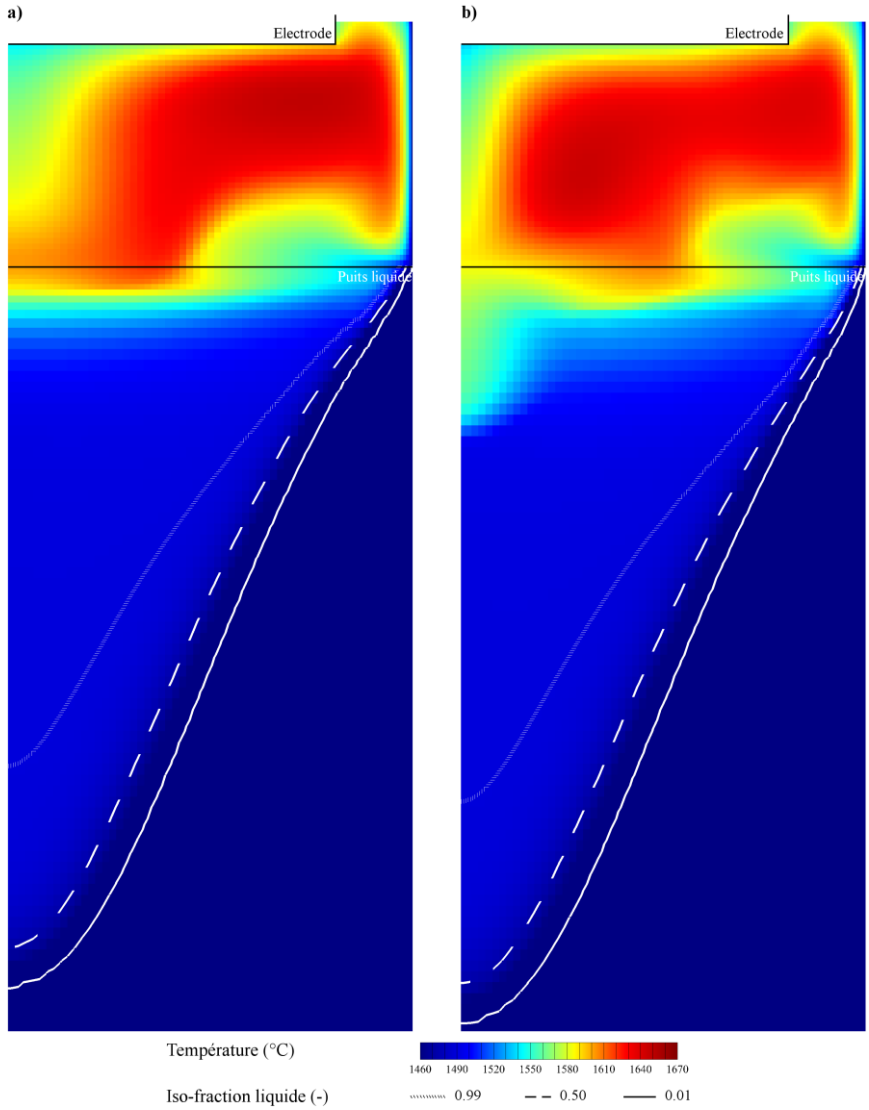
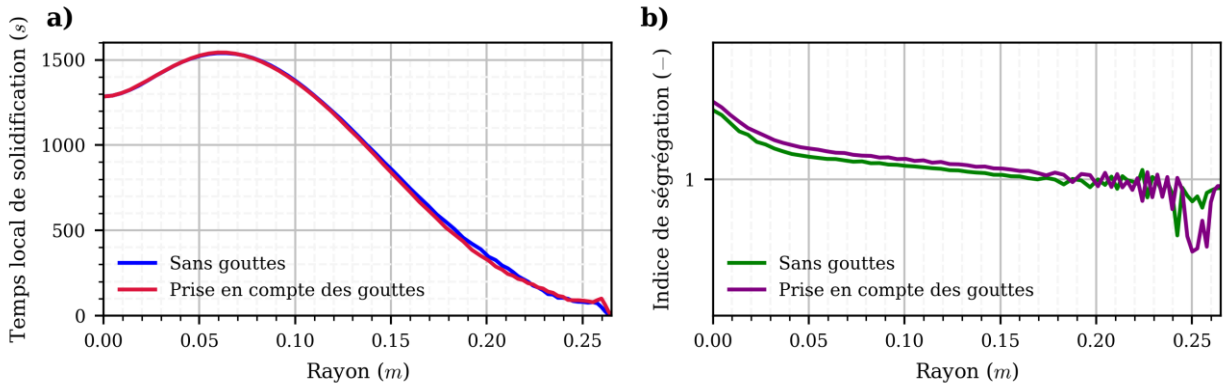


Figure 4.16 : Température dans le laitier et le puits liquide et profil du puits pour a) le cas classique sans prise en compte des gouttes et b) en utilisant les modèles d'interactions gouttes-laitier et gouttes-puits

Figure 4.17 : a) Temps local de solidification et b) profil radial de ségrégation pour les cas sans et avec



prise en compte des gouttes - valeurs représentatives du régime pseudo-permanent

La faible influence de la prise en compte des gouttes sur le temps local de solidification et sur le profil radial de ségrégation d'un élément ségrégeant « normalement » ($k = 0{,}16$) fait l'objet de la Figure 4.17. Le volume du puits liquide calculé pour cette refusion de référence est tel que, malgré une profondeur d'impact de 10 cm, aucun effet notable n'est visible. La ségrégation est légèrement renforcée, la vitesse du métal longeant la zone pâteuse étant un peu plus élevée

Dans ce cas de référence, l'inertie du puits liquide est telle que l'impact de la prise en compte des gouttes sur les conditions de solidification est négligeable. La profondeur du puits liquide étant liée à la vitesse de fusion, nous avons également appliqué le modèle d'interactions gouttes/laitier et gouttes/puits au *cas Bi 12kA* du Chapitre 3 : refusion d'une électrode d'acier avec une intensité de courant égale à 12 kA, soit une vitesse de fusion résultante de 5,9 kg.min^{-1}. Les paramètres spécifiques du modèle d'interactions gouttes-laitier et gouttes-puits sont inchangés : une distribution gaussienne est supposée entre $r = 0$ et $r = rdrip = 10\ cm$. Les gouttes ont un diamètre de 5 mm et une profondeur d'impact `profimp` de 10 cm dans le puits liquide.

La Figure 4.18 compare les écoulements calculés par SOLECS avec et sans prise en compte de l'impact des gouttes sur le laitier et le puits liquide.

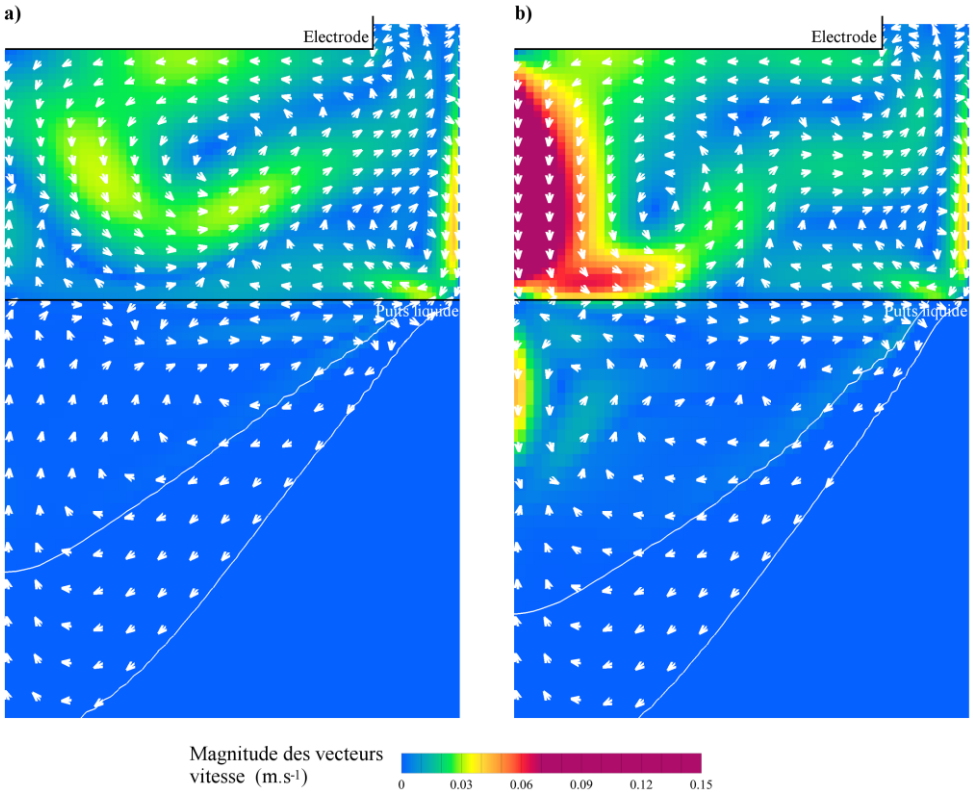


Figure 4.18 : Ecoulements dans le laitier et le puits liquide pour a) le cas classique sans prise en compte des gouttes et b) en utilisant les modèles d'interactions gouttes-laitier et gouttes-puits (cas Bi 12 kA)

Les conclusions sont identiques à celles exposées pour le cas A : les forces de traînée des gouttes pénétrant dans le puits liquide créent une recirculation antihoraire à proximité de l'axe.

Toutefois, les vitesses atteintes sont relativement faibles, puisque là encore le rapport de viscosité turbulente est supérieur à 100. On notera tout de même une légère augmentation des vitesses en périphérie du puits liquide (passant d'environ 4 $mm.s^{-1}$ à 7 $mm.s^{-1}$), dans le mouvement descendant le long de la zone pâteuse.

Concernant l'impact sur les transferts thermiques dans le puits liquide (Figure 4.19), les conclusions demeurent inchangées. La différence de surchauffe moyenne des gouttes (33°C contre 72°C dans le cas où le modèle d'interactions est utilisé) est à l'origine de l'augmentation de la profondeur du puits liquide.

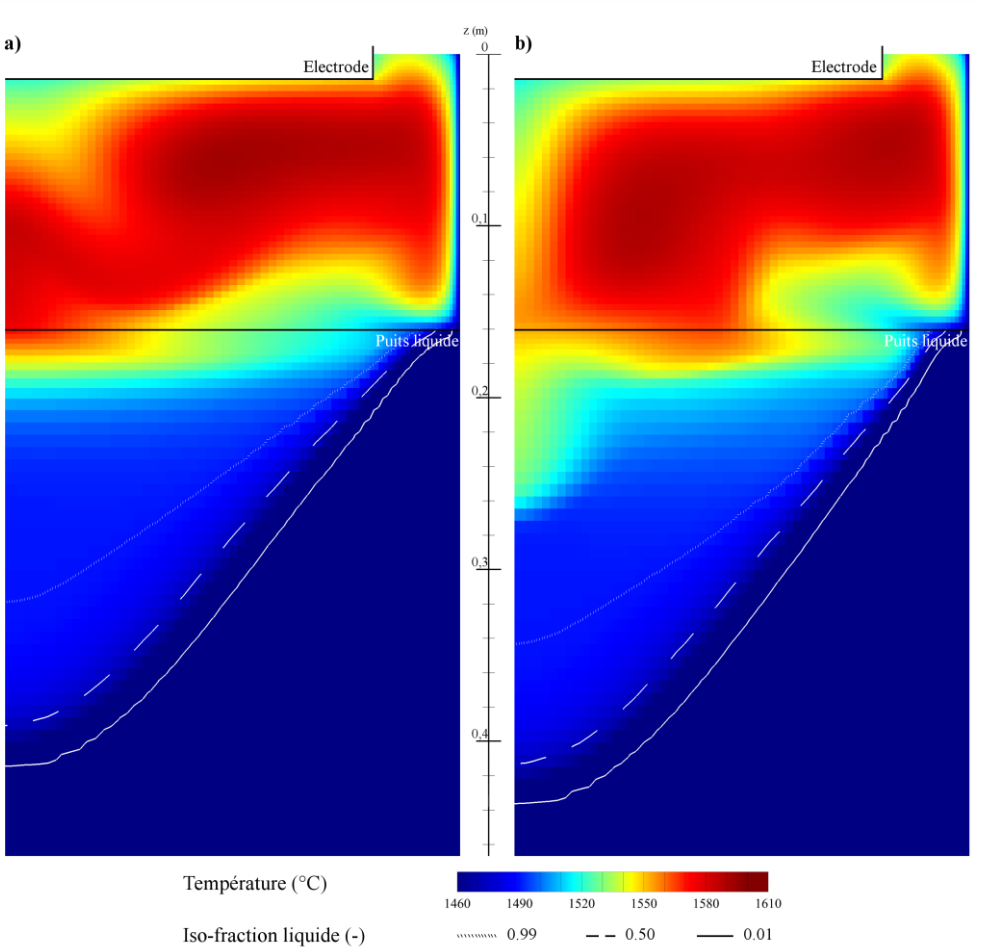


Figure 4.19 : Température dans le laitier et le puits liquide et du profil de puits liquide pour a) le cas classique sans prise en compte des gouttes et b) en utilisant les modèles d'interactions gouttes-laitier et gouttes-puits (cas Bi 12 kA)

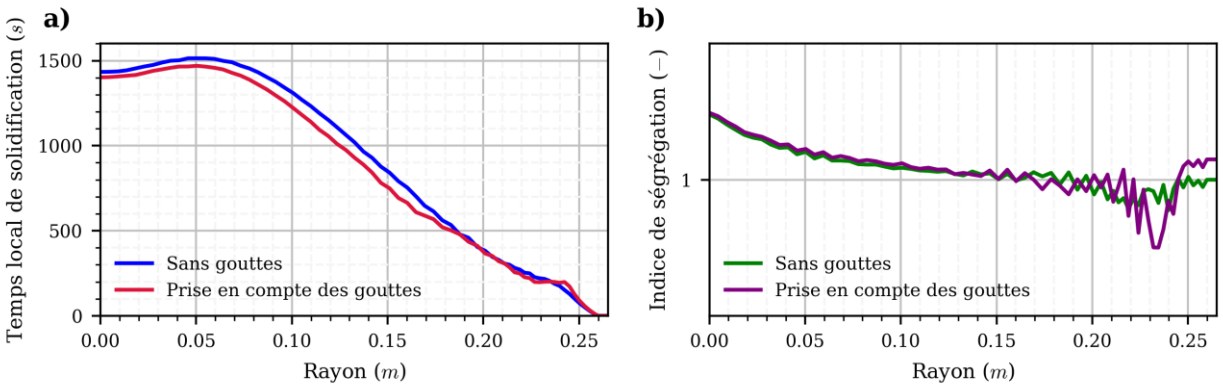


Figure 4.20 : a) Temps local de solidification et b) profil radial de ségrégation pour les cas sans et avec prise en compte des gouttes - résultats représentatifs du régime pseudo-permanent (cas Bi 12 kA)

Lorsque l'impact des gouttes est considéré, le métal liquide descendant le long de la zone pâteuse a une vitesse un peu plus élevée, et les temps locaux de solidification calculés (Figure 4.20) sont légèrement réduits.

4.4. Etude paramétrique du modèle d'impact des gouttes

Influence du rayon de dripping

Deux simulations ont été effectuées en reprenant le cas *Bi 12 kA* (refusion d'une électrode d'acier à 5,9 kg.min^{-1}), en conservant $profimp$ égal à 10 cm mais en modifiant la valeur du rayon $rdrip$ pour étudier l'influence de ce paramètre.

La Figure 4.21 présente les écoulements calculés en considérant un rayon de *dripping* de 5, 10 et 21,5 cm. Dans ce dernier cas, $rdrip$ est égal au rayon de l'électrode. Une distribution radiale gaussienne est dans chaque cas supposée pour le calcul de la fraction volumique de métal liquide.

Dans le laitier, la recirculation antihoraire amplifiée par la traînée des gouttes prédomine toujours au sein de l'écoulement. Elle est renforcée lorsque $rdrip$ diminue. Au niveau du puits liquide, la recirculation créée par l'impact de gouttes en profondeur disparaît si $rdrip$ est augmenté à 21,5 cm, et elle est renforcée quand ce rayon est diminué à 5 cm et que les forces de traînées sont alors plus concentrées.

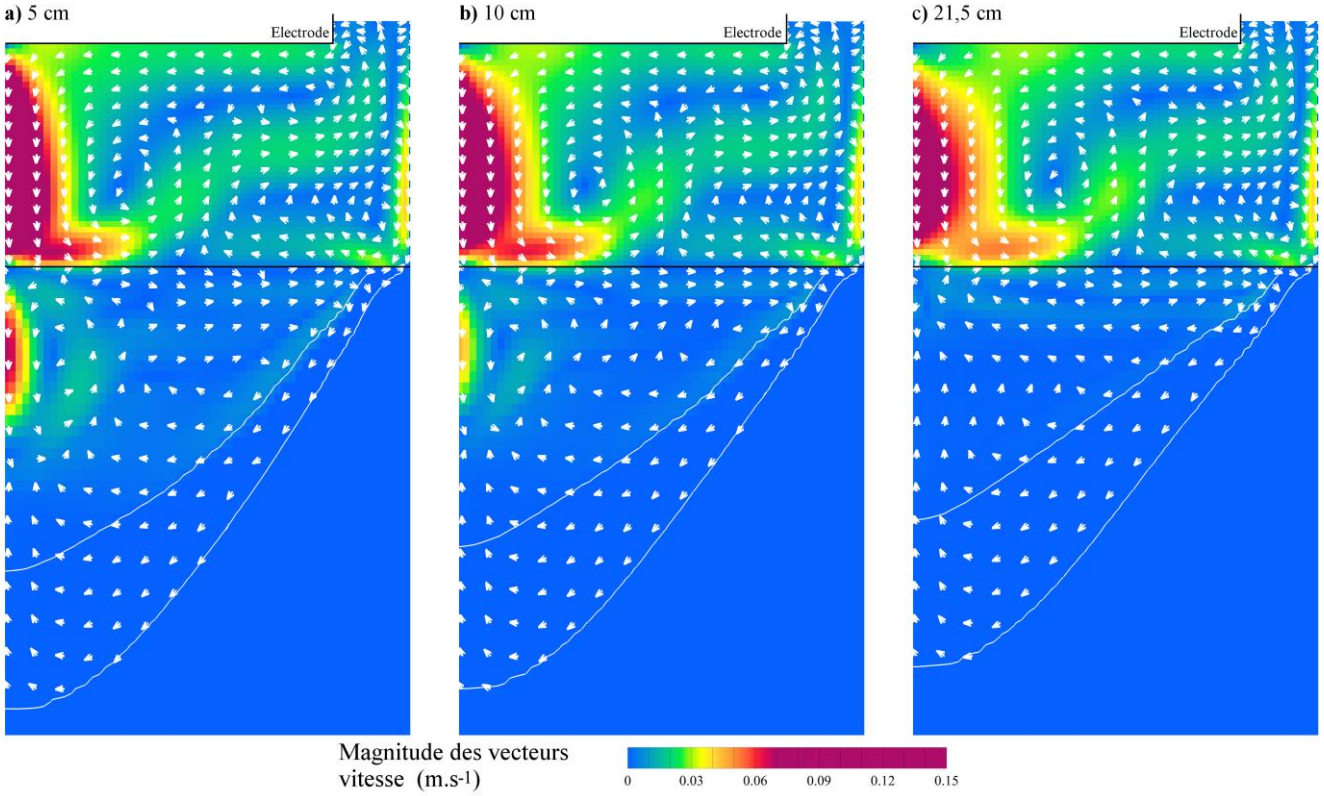


Figure 4.21 : Effet de la variation de `rdrip` sur les écoulements

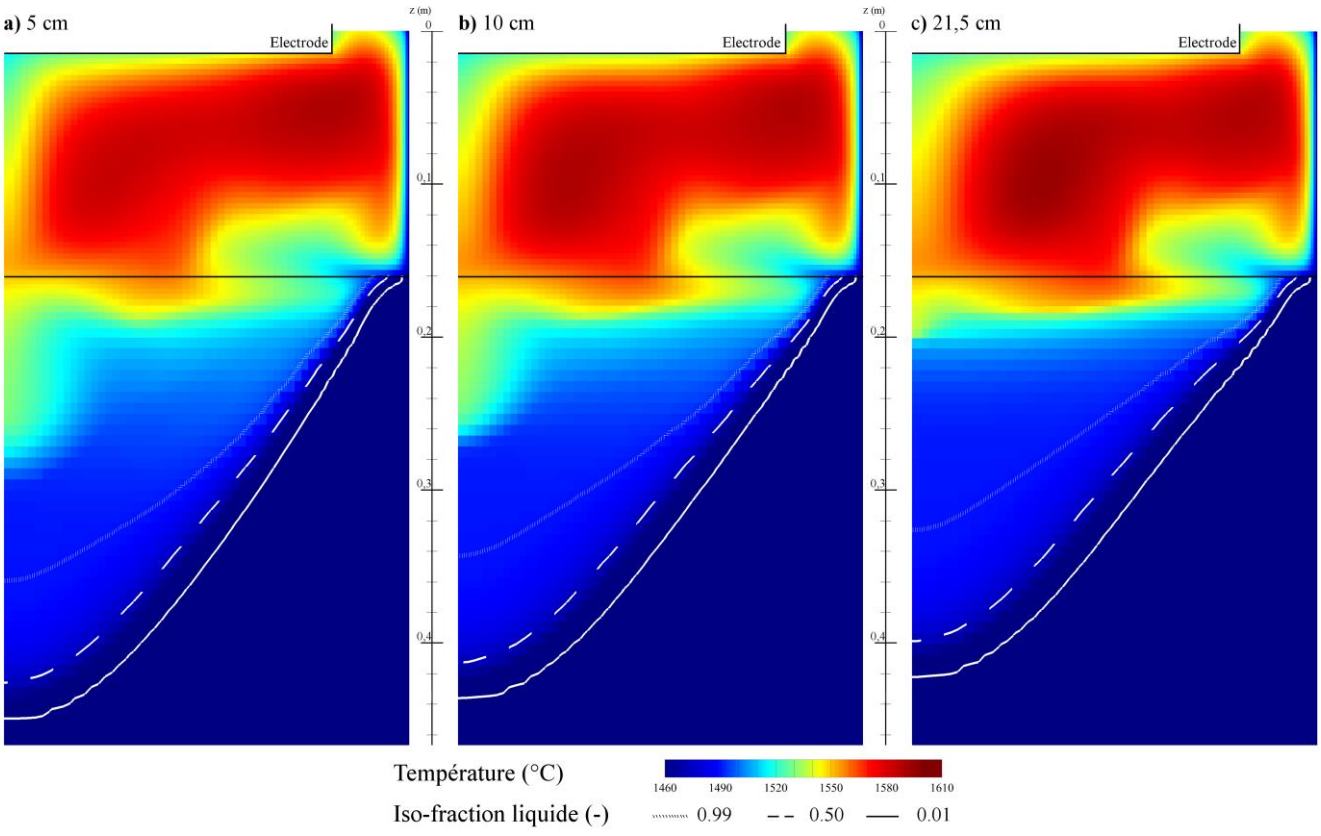


Figure 4.22 : Effet de la variation de `rdrip` sur le champ de température et le profil de puits liquide

Plus *rdrip* est faible, plus les gouttes ont un impact important sur la morphologie et la profondeur du puits liquide (Figure 4.22). Le puits se creuse légèrement quand les gouttes sont plus concentrées. La surchauffe moyenne des gouttes est de 65, 72 et 76 °C lorsque *rdrip* est fixé respectivement à 5, 10 et 21,5 cm. En effet, lorsque le rayon de *dripping* est important, un flux plus élevé de gouttes traverse la zone chaude du laitier. Cette augmentation de la profondeur du puits liquide ne semble donc pas liée à une modification de la surchauffe, mais bien à une modification de l'écoulement et du champ de température du puits liquide sous l'effet de l'impact des gouttes en profondeur.

Ces conclusions sont confirmées par l'évolution du temps local de solidification (Figure 4.23), qui diminue lorsque l'impact des gouttes sur le puits liquide est renforcé.

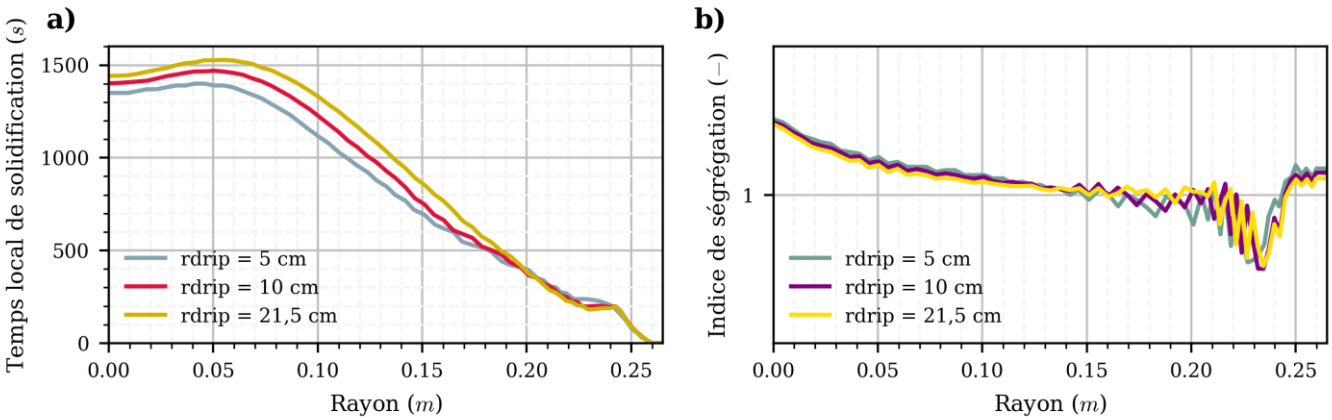


Figure 4.23 : Effet de la variation de rdrip sur le TLS et le profil de ségrégation

Influence de la profondeur d'impact

Deux simulations ont été effectuées en reprenant les données du cas *Bi 12kA* (refusion d'une électrode d'acier à 5,9 kg.min^{-1}), en conservant *rdrip* = 10 cm, mais en modifiant cette fois la profondeur d'impact *profimp*.

Plus la profondeur maximale de pénétration des gouttes dans le puits liquide augmente, plus les écoulements dans le puits sont modifiés (Figure 4.24). Lorsque cette profondeur est fixée à 15 cm, les gouttes ont un impact sur l'hydrodynamique de la quasi-totalité du puits liquide.

Ainsi, le champ de température dans le puits liquide est alors nettement modifié (Figure 4.25). Plus la profondeur d'impact augmente, plus le puits liquide se creuse sous l'effet de la modification des écoulements et de la répartition de l'enthalpie des gouttes.

Cette modification de l'écoulement et de champ de température dans le puits liquide se reflète sur l'évolution du temps local de solidification et du profil radial de ségrégation (Figure 4.26). Plus la profondeur maximale d'impact des gouttes est importante, plus les TLS sont réduits (les gradients thermiques dans la zone pâteuse et à sa proximité sont augmentés).

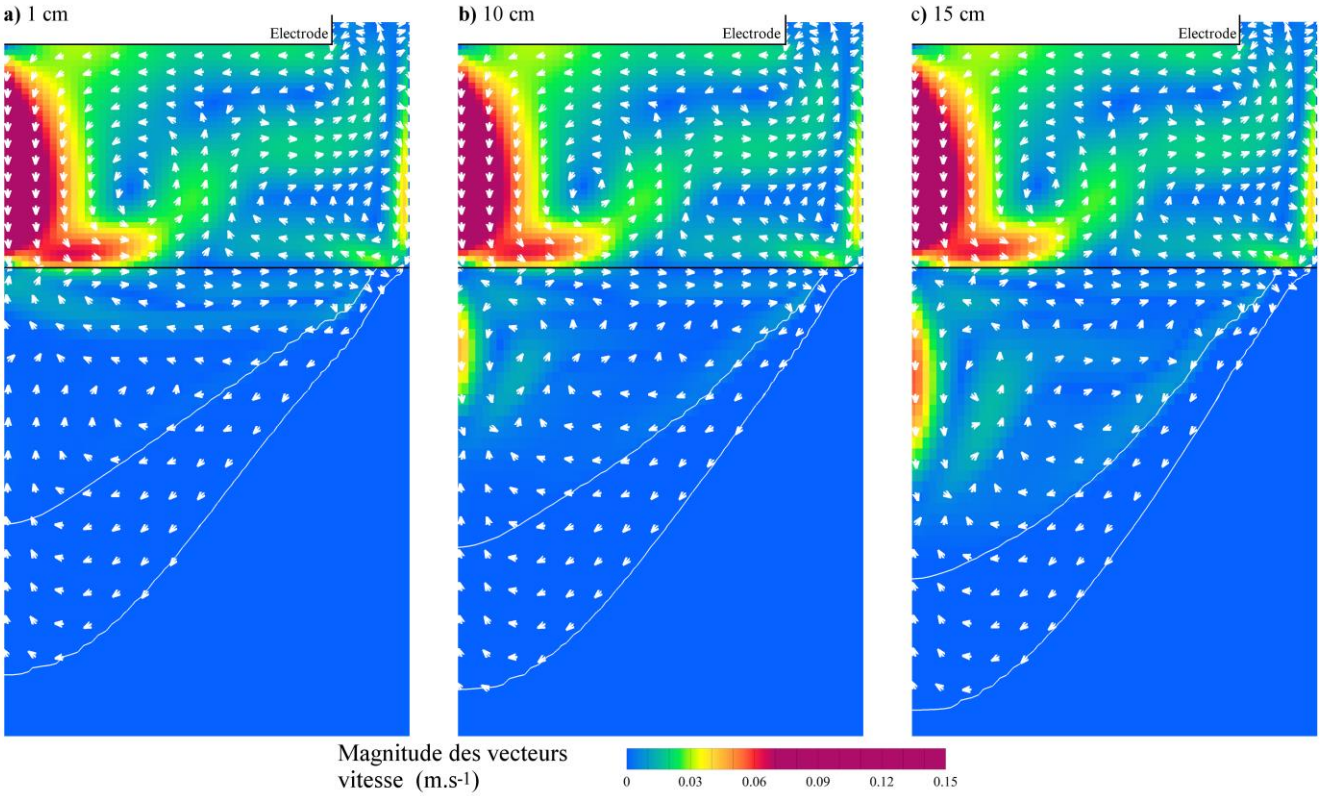


Figure 4.24 : Effet de la profondeur maximale d'impact sur l'hydrodynamique du puits liquide

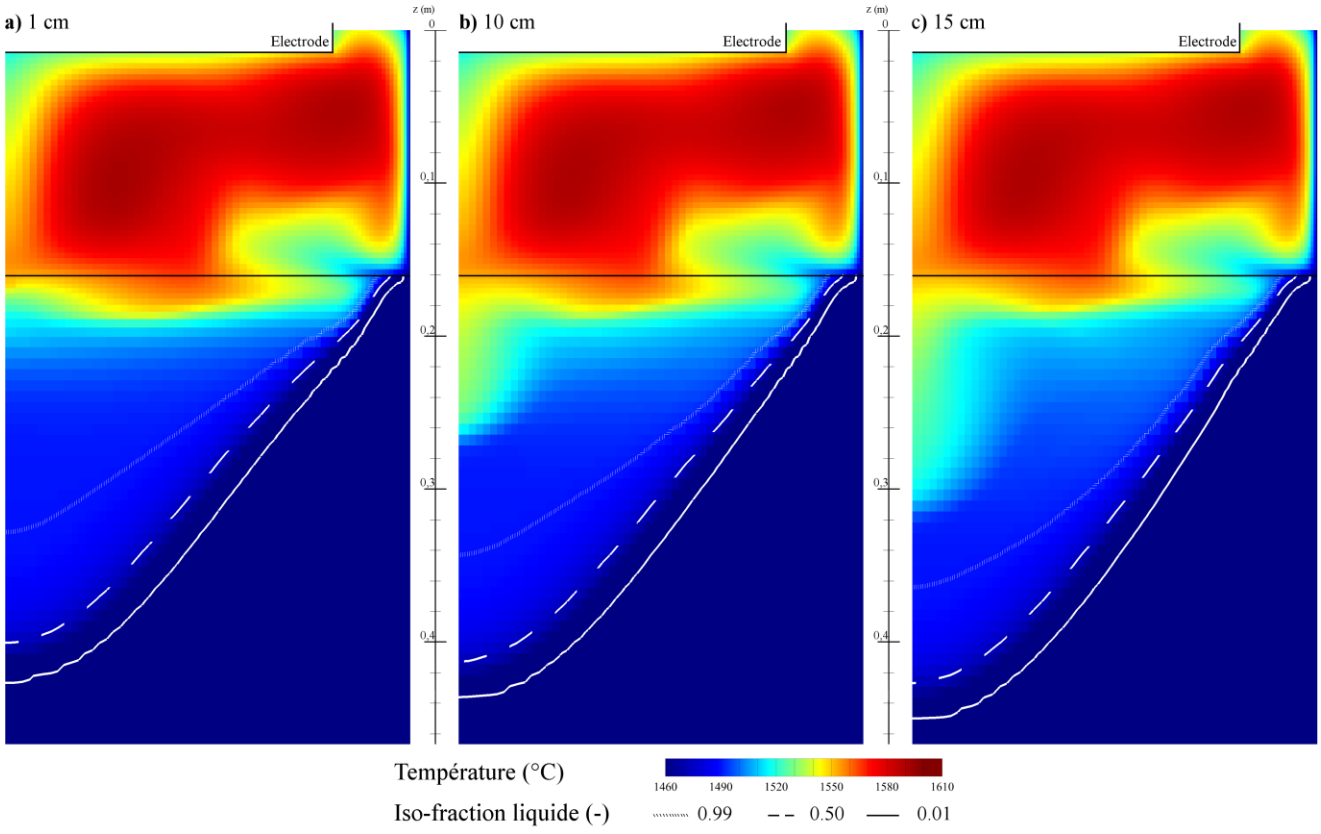


Figure 4.25 : Effet de la profondeur maximale d'impact sur le champ de température et le profil de puits liquide

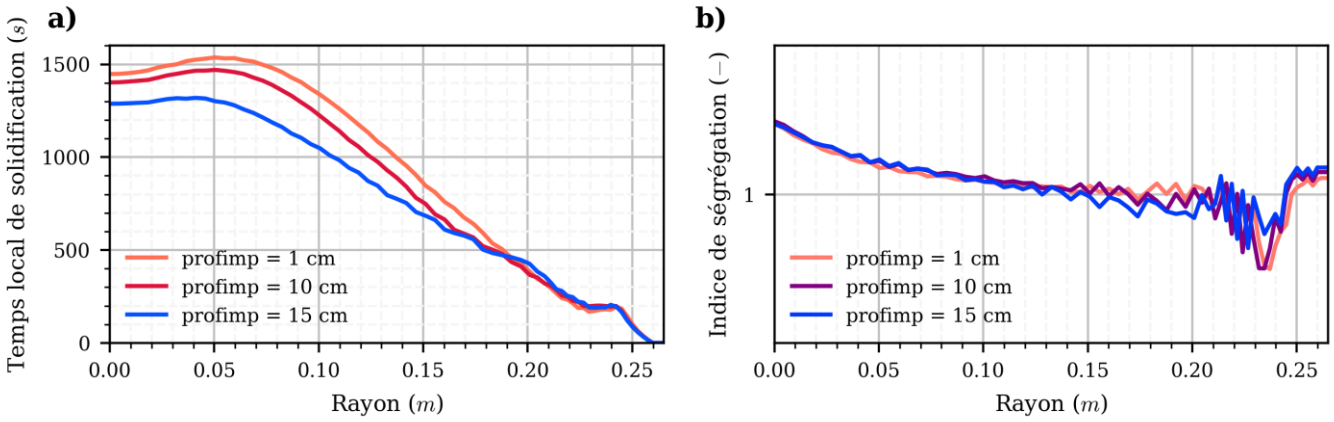


Figure 4.26 : Effet de la profondeur maximale d'impact sur le TLS et le profil de ségrégation

Synthèse

En synthèse, l'étude paramétrique présentée dans ce paragraphe montre que – dans le modèle d'interactions proposé – plus l'impact des gouttes est concentré près de l'axe, plus le puits liquide se creuse, et la concentration spatiale des forces de traînée modifie d'autant plus l'écoulement que la profondeur maximale d'impact est importante. La Figure 4.27 montre l'écoulement obtenu pour une simulation considérant $rdrip$ = 5 cm et $profimp$ = 15 cm, et le compare avec celle de référence (rdrip = 10 cm et profimp = 10 cm). Sur la Figure 4.28 sont tracés les temps locaux de solidification et l'indice de ségrégation pour ces mêmes simulations.

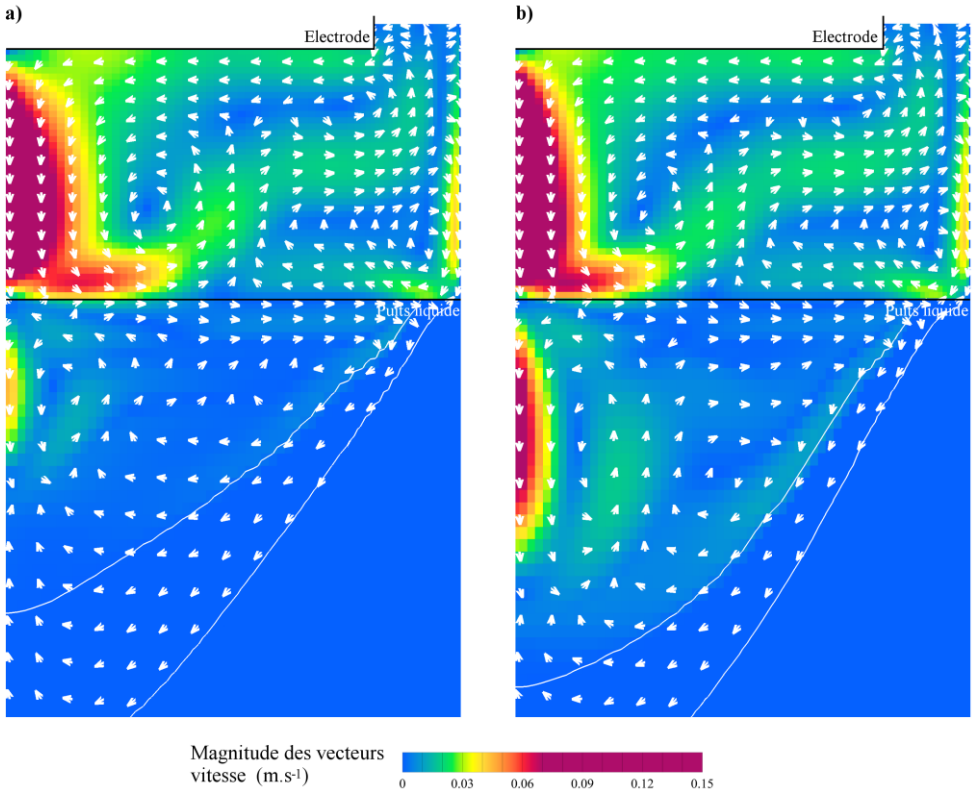


Figure 4.27 : Effet conjugué de de la profondeur maximale d'impact et du rayon de dripping sur l'hydrodynamique du puits liquide – a) $rdrip$ = 10 cm et $profimp$ = 10 cm ; b) $rdrip$ = 5 cm et $profimp$ = 15 cm

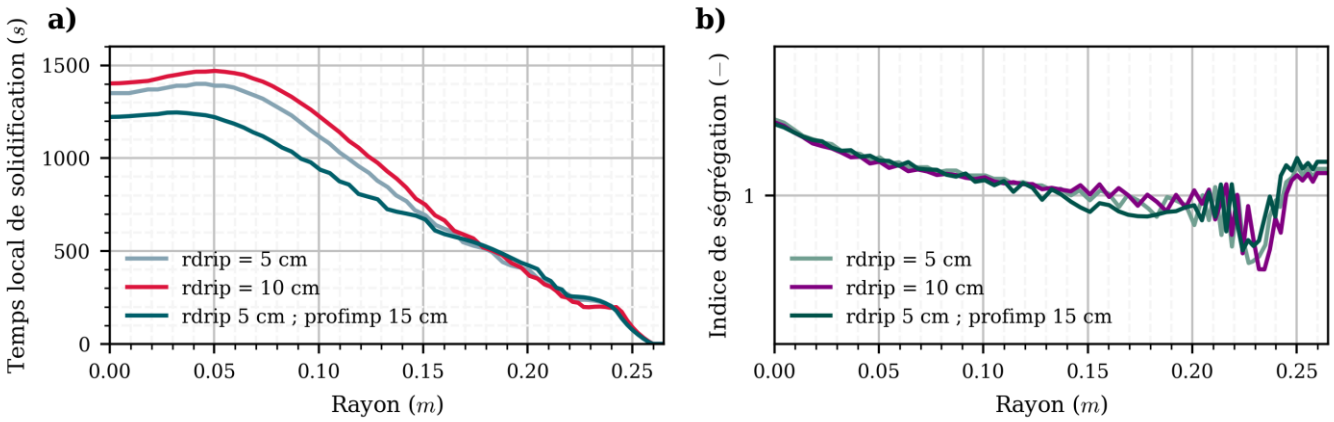


Figure 4.28 : Effet de de la profondeur maximale d'impact et du rayon de dripping sur les TLS et l'indice de ségrégation

L'influence de la prise en compte de l'impact des gouttes sur le puits liquide est donc bien visible, mais demeure relativement faible. Pour toutes les simulations présentées, une forte intensité turbulente est calculée dans la zone d'interactions gouttes-puits, ce qui tend à les contenir. Bien que la pénétration des gouttes de métal liquide soit sans doute une réelle source de turbulence, le rapport de viscosité calculé par SOLECS dans cette zone – entre 100 et 200 pour les simulations *Bi 12kA* – semble exagérément élevé. L'utilisation du modèle $k-\varepsilon$ et le traitement de l'interface laitier-puits en sont sans doute à l'origine. L'amélioration de ce modèle d'interactions gouttes-puits liquide passera nécessairement par une modification du modèle de turbulence.

Pour illustre l'importance de l'estimation de l'intensité turbulente, les résultats de deux simulations réalisées en imposant une viscosité turbulente nulle dans le puits liquide sont présentés ci-après (Figure 4.29). Dans cette configuration ($rdrip$ = 10 cm), en supposant l'écoulement laminaire dans le puits, les temps locaux de solidification sont fortement diminués, et le profil de ségrégation est également modifié. De grandes différences apparaissent à proximité de l'axe, c'est-à-dire sous la zone de pénétration des gouttes.

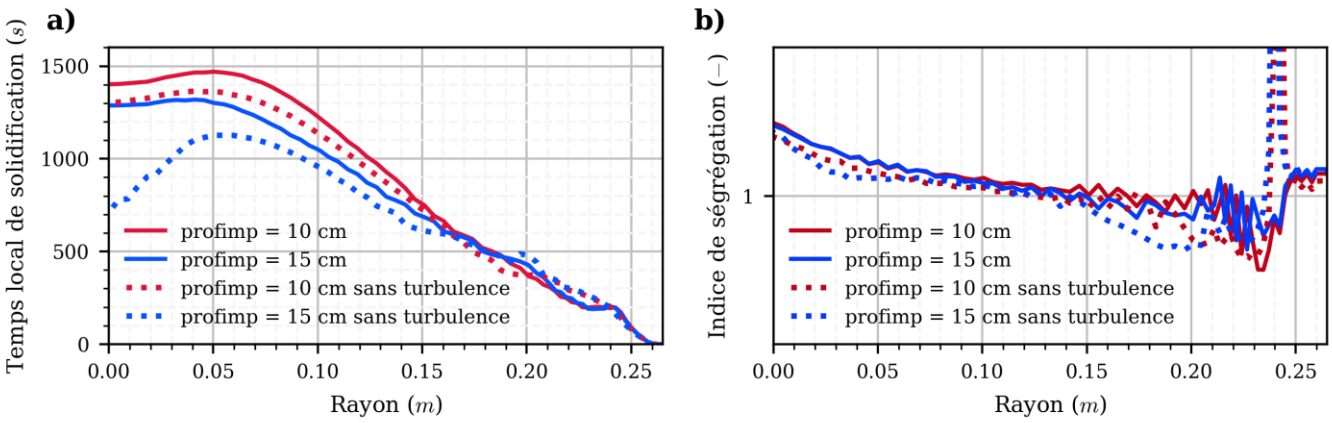


Figure 4.29 : TLS et profil de ségrégation en considérant que l'écoulement du puits liquide peut être laminaire

4.5. Validation du modèle SOLECS amélioré

Nous proposons dans cette section d'appliquer le modèle SOLECS, complété par la prise en compte de l'influence des gouttes de métal liquide, aux refusions de validations présentées dans le paragraphe 4.1.4. Ceci permet de confirmer la validité du modèle – qui a subi des corrections et modifications depuis les travaux de Weber et Hugo – et les améliorations apportées par la description du comportement des gouttes de métal liquide et la modification de l'apport de chaleur lors de la croissance du lingot.

4.5.1. Refusion A

La modèle SOLECS amélioré est appliqué à la refusion A (Nimonic 80), en imposant un rayon de *dripping* de 10 cm et une profondeur maximale d'impact dans le puits liquide de 15 cm. Ces valeurs sont fixes tout au long de la simulation, bien qu'en réalité, la zone de génération des gouttes évolue tout au long de la refusion en fonction de la vitesse de fusion et de l'intensité du courant.

Les profils de puits liquide ainsi calculés sont reportés sur la macrographie du lingot présentée sur la Figure 4.30. Les résultats de simulation sont similaires à ceux obtenus par Weber, et sont en bon accord avec les profils marqués par l'ajout de billes de nickel.

L'accord entre les puits liquides calculés et marqués lors de la deuxième partie de la refusion (vitesse de fusion élevée) est moins bon. Lors de cette partie de l'essai, l'évolution d'un paramètre opératoire – par exemple une diminution de la profondeur d'immersion – a peut-être entraîné une concentration plus importante des gouttes, ce qui pourrait être à l'origine d'un puits liquide plus creusé.

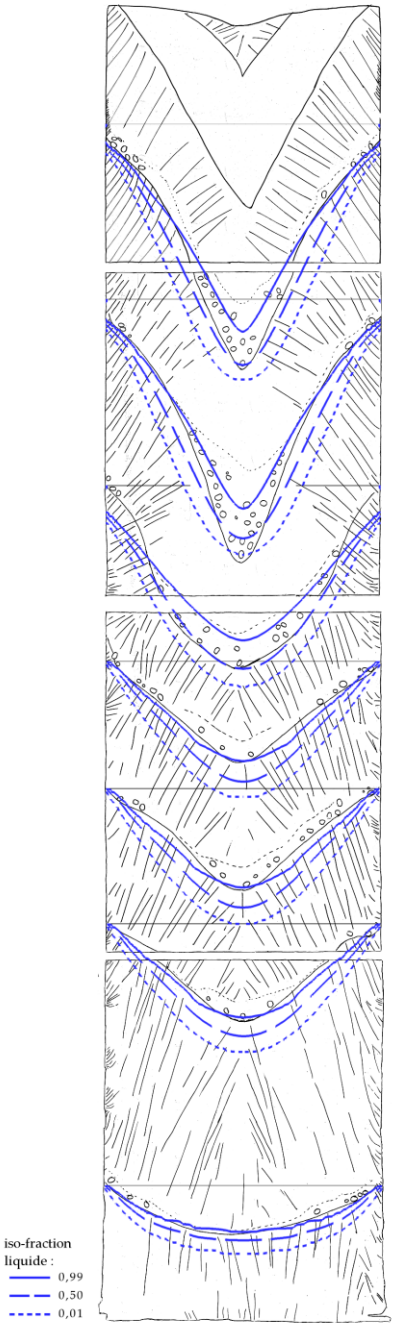


Figure 4.30 : Comparaison des profils de puits liquides marqués lors de la refusion A et de ceux simulés par SOLECS amélioré

4.5.1. Refusion B

La modèle SOLECS amélioré est appliqué à la refusion B, en conservant un rayon de *dripping* de 10 cm et une profondeur maximale d'impact dans le puits liquide de 15 cm.

Les profils de puits liquide ainsi calculés sont reportés sur la macrographie du lingot présentée sur la Figure 4.31. Les résultats de simulation sont en plutôt bon accord avec les profils marqués par l'ajout de billes de nickel. On notera qu'ils sont plus proches des profils marqués que ne l'étaient ceux simulés par Weber (§ 4.1.4). Ces améliorations sont dues en partie aux corrections effectuées depuis lors, mais surtout à l'amélioration de la description du transfert de métal liquide au sommet du lingot.

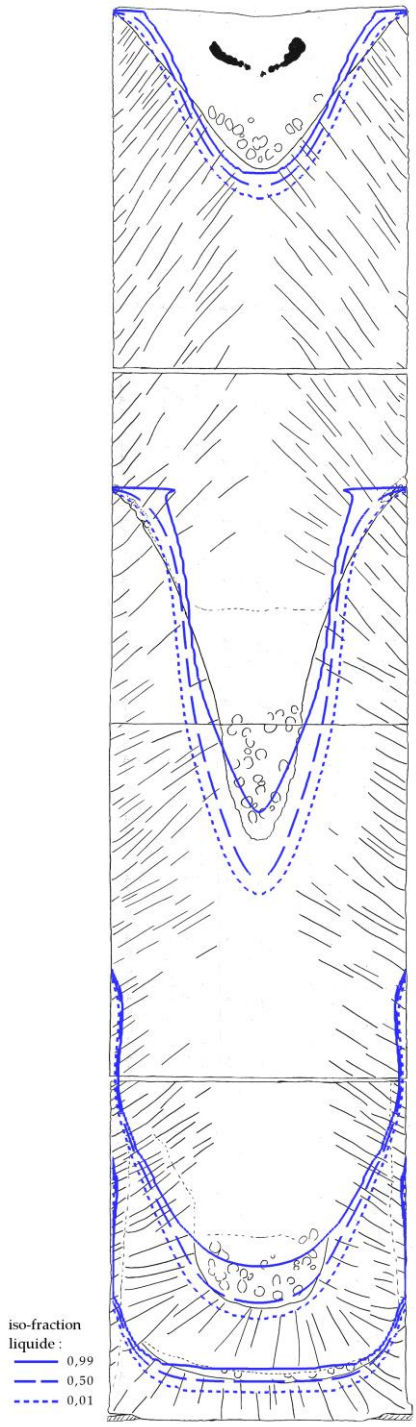


Figure 4.31 : Comparaison des profils de puits liquides marqués lors de la refusion B et de ceux simulés par SOLECS amélioré

Chapitre 5. **Processus de fusion de l'électrode consommable**

Le modèle SOLECS n'intègre pas l'électrode dans le domaine de calcul des transferts thermiques. L'étude du transfert de chaleur au sein de celle-ci doit permettre de mieux comprendre le lien entre puissance fournie et vitesse de fusion, et ainsi de mieux caractériser l'efficacité du procédé. Ce chapitre décrit le développement d'un modèle thermique simple de l'électrode ESR, puis son association à SOLECS.

5.1. Description du modèle EleMaF-3T 139
5.1.1. Hypothèse principale : modèle monodimensionnel 139
5.1.2. Formulation du modèle 140
5.1.3. Comparaison du modèle aux valeurs théoriques 141
5.1.4. Adaptation à l'électrode ESR 144
5.1.5. Comparaison à des mesures expérimentales 148
5.2. Association au modèle SOLECS 150
5.2.1. Objectifs 150
5.2.2. Principe de l'association 151
5.2.3. Exemple de résultats 152
5.2.4. Evolution du courant au cours d'une refusion industrielle 153
5.3. Couplage entre SOLECS et EleMaF-3T 158

5.1. Description du modèle EleMaF-3T

5.1.1. Hypothèse principale : modèle monodimensionnel

L'étude de l'état thermique de l'électrode consommable a été l'objet de nombreux modèles, que ce soit pour les procédés ESR[45,49,50,75,86,91,112] ou VAR[132,142–145].

Dans le cas d'un apport enthalpique sensiblement uniforme, et afin de soutenir le choix d'un modèle thermique monodimensionnel pour l'électrode VAR, Falk[142] s'appuie sur une analyse thermique simple en calculant le nombre adimensionnel de Biot $Bi = h_{ext}L_c/\lambda_m$, où h_{ext} représente le coefficient de transfert thermique avec l'extérieur. Ce critère caractérise le rapport entre la résistance thermique interne par conduction et la résistance thermique externe. La longueur caractéristique L_c peut être prise égale au rapport du volume de l'électrode sur sa surface latérale, soit $L_c = r_{ele}/2$.

Les précédentes études montrent que la hauteur de la zone affectée thermiquement (ZAT) dans la partie basse de l'électrode est de l'ordre de 10 cm[45,49,91,92]. Pendant une grande partie de la refusion, la majorité de l'électrode reste à basse température. Seule la ZAT est réellement susceptible d'échanger avec l'extérieur. Le coefficient de transfert radiatif peut être estimé par la relation (5.1), dérivée de la loi de Stefan. Les transferts convectifs avec l'atmosphère entourant l'électrode sont négligés ($h_{ext} = h_{ray}$).

$$h_{ray} = \frac{\sigma_{SB}\left(T_{ele}^4 - T_{lingotière}^4\right)}{\left(\frac{1}{\varepsilon_{ele}} + \frac{1}{\varepsilon_{lingotière}} - 1\right)\left(T_{ele} - T_{lingotière}\right)} \tag{5.1}$$

Considérons que la surface interne de la lingotière est à la température uniforme de 100 °C et possède une émissivité $\varepsilon_{lingotière}$ fixée à 1. Pour une électrode de diamètre 430 mm, de conductivité thermique moyenne λ_m = 30 W.m^{-1}.K^{-1} et d'émissivité $\varepsilon_{ele} = 0{,}7$, le calcul du nombre de Biot conduit à une valeur égale à 0,86 près de l'extrémité de l'électrode à 1400 °C ($h_{ray} = 239$ W.m^{-2}.K^{-1}), et à environ 0,12 lorsque la température de l'électrode est de 500 °C ($h_{ray} = 34$ W.m^{-2}.K^{-1}). Les gradients thermiques radiaux sont donc faibles face aux gradients thermiques axiaux, ce qui justifie l'utilisation d'un modèle thermique monodimensionnel. Ce type de modèle a également été choisi dans plusieurs études précédentes[50,75,76,91].

5.1.2. Formulation du modèle

Equation de transfert thermique

La loi de Fourier, traduisant le transfert thermique purement conductif, est rappelée dans sa forme monodimensionnelle suivant x par l'équation (5.2).

$$\frac{\partial(\rho C_p T)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x}\right) \tag{5.2}$$

Par ailleurs, l'électrode est progressivement consommée au cours de l'opération de refusion : sa longueur totale $L_{ele}(t)$ diminue au fil du temps. Le domaine considéré pour la résolution numérique de l'équation (5.2) doit suivre cette diminution ; l'utilisation d'un maillage dynamique encadré par $x = 0$ et $x = L_{ele}(t)$ est alors nécessaire.

Pour s'affranchir de l'emploi d'un maillage évolutif, il est possible de modifier cette équation par un changement de variables, en suivant une méthode d'ablation de type Landau[91,146,147].

Posons $x^* = x/L_{ele}(t)$ et $t^* = t$. A tout instant, x^* est compris entre 0 et 1. L'équation (5.2) s'écrit alors sous la formulation (5.3).

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t^*} - \rho C_p \frac{x^*}{L_{ele}} \frac{dL_{ele}(t)}{dt^*} \frac{\partial T}{\partial x^*} = \frac{1}{L_{ele}(t)^2} \frac{\partial}{\partial x^*}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x^*}\right) \tag{5.3}$$

Cette équation est ensuite réécrite sous la forme (5.4), pour pouvoir être résolue de manière numérique en appliquant une méthode de volumes finis, méthode identique à celle utilisée dans SOLECS. *Plus de détails concernant l'obtention de cette équation et l'expression de chacun des termes sont donnés dans l'Annexe 6.*

$$\frac{\partial}{\partial t^*}\left(\rho L_{ele}(t) C_p T\right) - \frac{\partial}{\partial x^*}\left(U_{ele} x^* \rho C_p T\right) = \frac{\partial}{\partial x^*}\left(\lambda / L_{ele}(t) \frac{\partial T}{\partial x^*}\right) \tag{5.4}$$

où $U_{ele} = \frac{dL_{ele}(t)}{dt^*}$ est la vitesse de consommation de l'électrode (en m.s^{-1}).

Cette équation représente le transfert thermique monodimensionnel dans un domaine fixe. L'évolution de la quantité de matière est caractérisée par l'évolution des « propriétés thermo-physiques » au cours du temps, associée à une translation de vitesse $u^* = U_{ele} x^* / L_{ele}(t)$.

Conditions initiales et aux limites

A $t = t_0$ (début de la fusion), l'électrode est supposée à la température T_{ini}, excepté au point $x^* = 1$.

En $x^* = 0$ (contact avec le stub), la paroi est supposée adiabatique. En $x^* = 1$, une condition de Dirichlet $T = T_{m,liquidus}$ est appliquée à l'extrémité de l'électrode, $T_{m,liquidus}$ étant la température de liquidus de l'alliage.

Résolution numérique

L'équation (5.4) est discrétisée selon la méthode des volumes finis. Une loi de variation locale linéaire est utilisée pour le transport conductif, alors que le terme transitoire est discrétisé de manière implicite. Le terme pseudo-convectif est traité comme une source de chaleur (advection explicite liée au déplacement de la matière sur le maillage fixe).

Grâce au changement de variable, le domaine de simulation est compris entre $x^* = 0$ et $x^* = 1$ à tout instant de la simulation et quelle que soit la longueur de l'électrode. Le maillage utilisé est régulier et est typiquement composé de 1001 cellules. Le pas de temps utilisé est de l'ordre de 0,1 s, et peut être diminué en fin de simulation pour respecter un critère de Courant de 0,25 (ce critère est lié au terme pseudo-convectif).

Un programme, nommé EleMaF-3T (acronyme de « Electrode sur Maillage Fixe – Transfert Thermique Transitoire »), a été développé en utilisant le langage Fortran pour résoudre l'équation (5.4) avec les conditions aux limites appropriées. La résolution du système d'équations discrétisées est directe, en utilisant l'algorithme de Thomas (également appelé TDMA : *TriDiagonal Matrix Algorithm*)[135].

5.1.3. Comparaison du modèle aux valeurs théoriques

Dans une première approche de validation, des résultats du programme EleMaF-3T ont été comparés à une solution analytique. Les simulations ont été effectuées en utilisant les propriétés thermo-physiques rassemblées dans le Tableau 5.1.

Masse volumique (kg.m^{-3})	6 850
Conductivité thermique (W.m^{-1}.K^{-1})	26
Chaleur spécifique massique (J.kg^{-1}.K^{-1})	750
Température de liquidus (K)	1750
Chaleur latente de fusion (J.kg^{-1})	2,75 10^5

Tableau 5.1 : Propriétés thermo-physiques représentatives d'un acier utilisées pour la comparaison

La où x' est la distance à l'extrémité en fusion (i.e. à la température de liquidus).

Figure 5.1 compare les profils de température calculés par le modèle EleMaF-3T et la résolution analytique pour trois vitesses de consommation de l'électrode constantes : 0,035, 0,014 et 0,088 mm.s^{-1}. Les résultats tracés à l'instant où environ 50 % de l'électrode ont été consommés sont représentatifs du régime stationnaire. Le profil théorique en régime permanent est calculé grâce à la formule (5.5)[142,147]. En tout point, les températures fournies par les deux approches sont identiques.

$$T(x') = \left(T_{m,liquidus} - T_{ini}\right) \exp\left(-\frac{U_{ele}x'}{\alpha_{th}}\right) + T_{ini} \tag{5.5}$$

où x' est la distance à l'extrémité en fusion (i.e. à la température de liquidus).

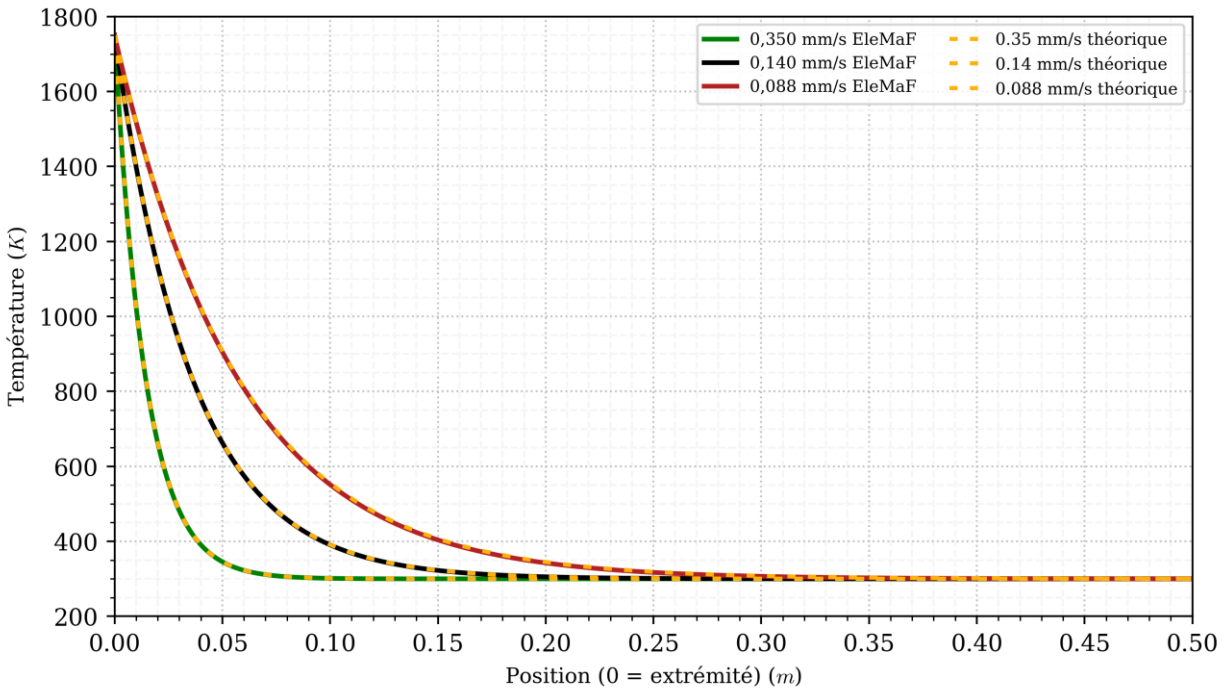


Figure 5.1 : Comparaison des profils de température simulés par EleMaF-3T (traits pleins) et des profils analytiques

L'analyse de ces résultats permet également de commenter l'effet de la vitesse de consommation de l'électrode sur les gradients thermiques. Plus la vitesse est élevée, moins la ZAT est étendue. Cette conclusion a déjà été apportée par de nombreux auteurs pour les procédés ESR et VAR[45,50,91,144].

Le profil de température qui s'établit dans l'électrode résulte de l'équilibre entre la fusion et la diffusion dans le solide. Cette compétition peut s'illustrer par la formulation d'un nombre de Péclet $Pe = \frac{U_{ele}L_{ele}}{\alpha_{th}}$, caractérisant le rapport entre le transfert convectif (ici par consommation) et le transfert diffusif. Plus simplement, lorsque la consommation de l'électrode est plus rapide, la chaleur a moins de temps pour diffuser dans l'électrode solide, et donc le profil de température s'éloigne davantage du profil linéaire.

Les résultats de ces modèles thermiques permettent également de déduire le flux de chaleur nécessaire pour assurer la fusion de l'électrode à une vitesse donnée. La densité de flux thermique $\varphi_{s\to e}$ à la pointe de l'électrode est donnée par l'équation (5.6).

$$\varphi_{s\to e} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x}\bigg|_{extrémité} \tag{5.6}$$

La Figure 5.2 compare les densités de flux thermiques calculées par le modèle EleMaF-3T aux plateaux théoriques de densité de flux thermique $\varphi_{s\to e}^{th}$, calculés grâce à la formule (5.7). Le plateau représente l'énergie nécessaire pour porter la partie consommée à la température de liquidus. En effet, lorsque le régime permanent est établi, $\partial\vec{\nabla}T/\partial t = 0$ et le profil de température à l'extrémité de l'électrode est stationnaire et est simplement « translaté ».

$$\varphi_{s\to e}^{th} = U_{ele}\rho C_p\left(T_{m,liquidus} - T_{ini}\right) \tag{5.7}$$

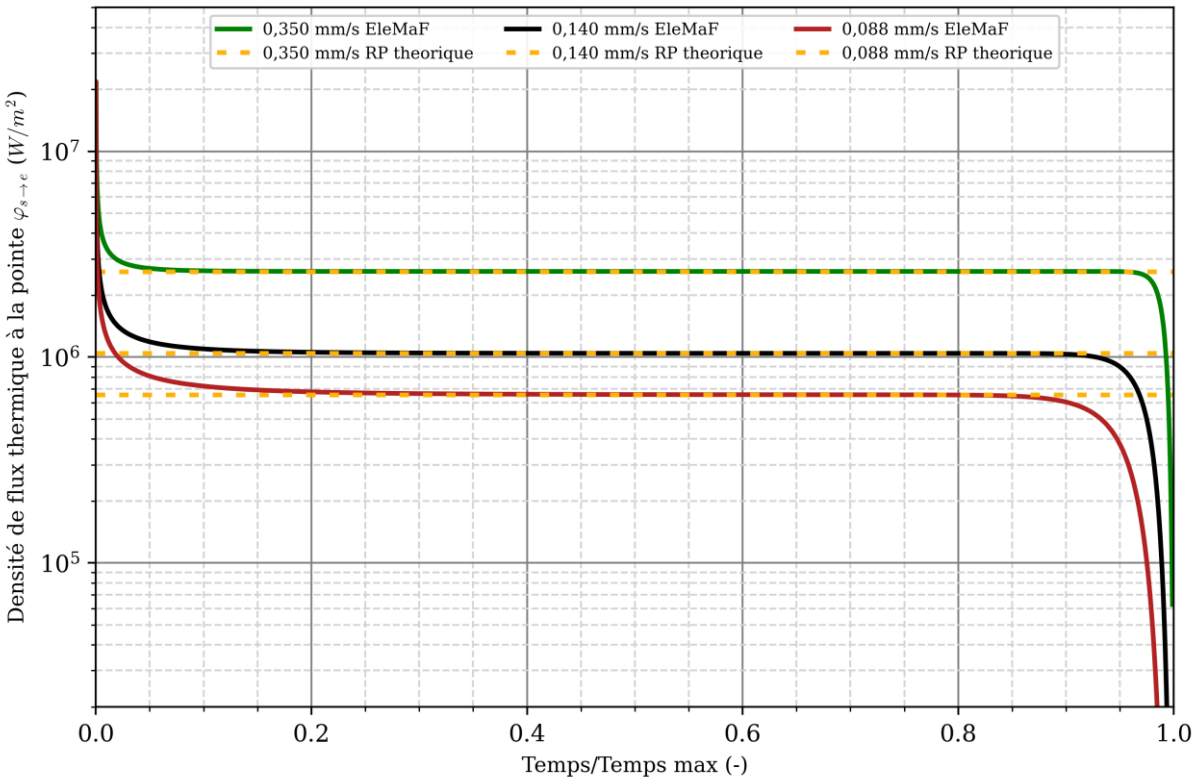


Figure 5.2 : Comparaison des densités de flux thermiques déduites des résultats du modèle EleMaF-3T et des valeurs analytiques

Puisque les profils de température calculés par les deux modèles sont identiques, l'évolution de la densité de flux thermique l'est également. De plus, les plateaux calculés et théoriques sont confondus. L'intégrale de la densité de flux thermique, donnant l'énergie requise par unité de surface, est comparée pour les trois cas dans le Tableau 5.2. Cette comparaison renforce la confiance dans le programme EleMaF-3T.

Vitesse (mm.s^{-1})	**0,350**	**0,140**	**0,088**
Energie théorique (J.m^{-2})	7,449 10^9	7,449 10^9	7,449 10^9
Simulation EleMaF-3T (J.m^{-2})	7,450 10^9	7,450 10^9	7,450 10^9

Tableau 5.2 : Comparaison de l'énergie requise par unité de surface , résultats EleMaF-3T et valeurs analytiques

Puisqu'une vitesse de fusion constante est imposée dès le début du calcul, un flux thermique infiniment grand est nécessaire initialement. Ensuite, il diminue progressivement au fur et à mesure que le profil thermique de l'électrode s'établit, puis atteint la valeur plateau. En fin de simulation, la consommation de l'électrode a lieu au sein de la ZAT. Moins d'énergie est donc nécessaire pour porter le métal à la température de liquidus.

5.1.4. Adaptation à l'électrode ESR

La formulation du modèle présenté dans la partie 5.1.2 le rend applicable à un grand nombre de procédés. Pour le rendre spécifique à la refusion sous laitier électroconducteur, des termes sources sont ajoutés pour prendre en compte l'effet Joule au sein de l'électrode et l'influence de sa profondeur d'immersion.

Les simulations illustrant ce paragraphe sont toutes effectuées en utilisant les données présentées dans le paragraphe 5.1.3, pour le cas U_{ele} = 0,140 mm.s^{-1}.

Effet Joule

La puissance thermique dissipée par effet Joule (5.8) est ajoutée à l'équation résolue par EleMaF-3T via un terme source.

$$P_{Joule} = J^2/\sigma_m(T) \tag{5.8}$$

où $J = \|\vec{J}\|$ est la densité de courant. Puisque les variations de conductivité électrique de l'alliage σ_m ne sont pas négligeables dans l'intervalle de température considéré, l'évolution de σ_m en fonction de la température doit être prise en compte.

La Figure 5.3 présente deux évolutions de la température du point situé initialement à 50 cm de l'extrémité immergée de l'électrode, pour une consommation de 0,140 mm.s^{-1} en considérant l'effet Joule. La première est calculée avec une densité de courant J de 1 10^6 A.m^{-2} (ordre de grandeur pour une refusion à l'échelle du laboratoire) et la seconde avec une densité de courant J de 1 10^5 A.m^{-2} (se rapprochant d'une refusion industrielle). La conductivité électrique suit une variation linéaire entre 5 10^6 Ω^{-1}.m^{-1} à 273 K et 7 10^5 Ω^{-1}.m^{-1} à 1773 K.

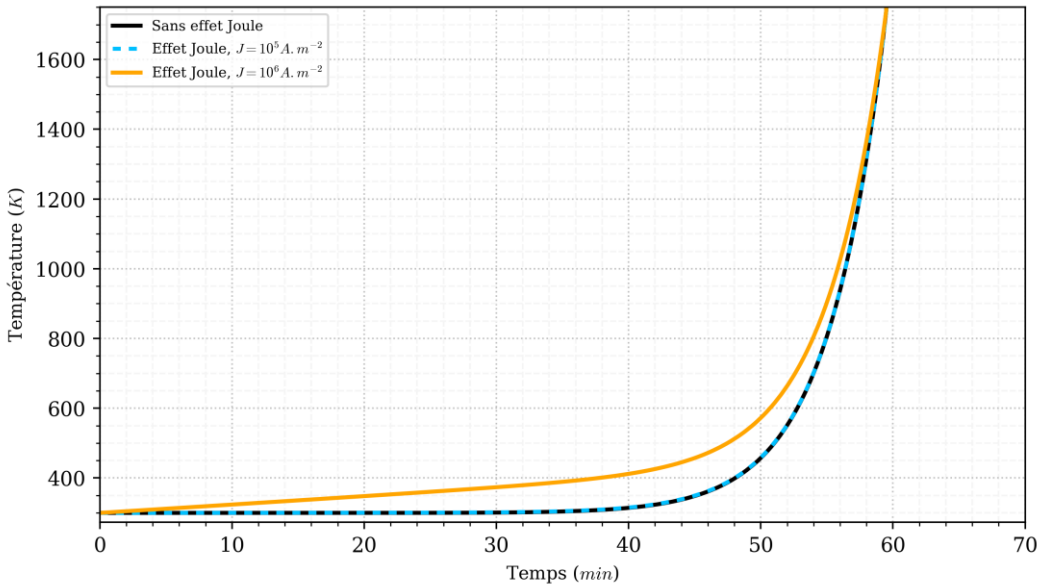


Figure 5.3 : Histoire thermique du point situé initialement à 50 cm de l'extrémité de l'électrode avec et sans prise en compte de l'effet Joule

Les histoires thermiques simulées sans considérer la production de chaleur par effet Joule et en la prenant en compte avec une densité de courant de 1 10^5 A.m^{-2} sont superposées. Lorsque la densité de courant est de 1 10^6 A.m^{-2} (cas d'une refusion à l'échelle du laboratoire), l'effet Joule est suffisamment important pour accroître sensiblement la température de l'électrode. Les bilans thermiques illustrent également l'influence de la densité de courant : l'effet Joule représente moins de 0,1 % de l'énergie nécessaire à la fusion d'une électrode de longueur initiale 1 m lorsque J = 1 10^5 A.m^{-2}, tandis qu'il fournit 10 % de l'énergie nécessaire lorsque J = 1 10^6 A.m^{-2}.

Même en considérant une longueur initiale de 4 m, l'utilisation d'une densité de courant de 1 10^5 A.m^{-2} ne fournit que 0,32 % de l'énergie nécessaire à la fusion. Pour les refusions à l'échelle industrielle, la chaleur produite au sein de l'électrode par effet Joule est donc négligeable.

Immersion de l'électrode

La prise en compte de l'immersion de l'électrode (profondeur d'immersion notée h_{imm}) sur la répartition du flux de chaleur est également considérée via un terme source. La densité de flux thermique transmis par le laitier à la paroi verticale immergée de l'électrode est supposée égale à celle calculée sur la paroi horizontale. Un terme source, dont l'intégrale sur la partie immergée du domaine est égale au flux (5.9), est alors ajouté à l'équation (5.4) résolue par EleMaF-3T.

$$\varphi_{s\to e}^{imm,v} = \lambda^* \left.\frac{\partial T}{\partial x^*}\right|_{x^*=1} 2\pi r_{ele} h_{imm} \tag{5.9}$$

La Figure 5.4 présente la comparaison des profils thermiques à mi-fusion (représentatifs du régime permanent) en considérant une immersion nulle et une immersion de 3 cm.

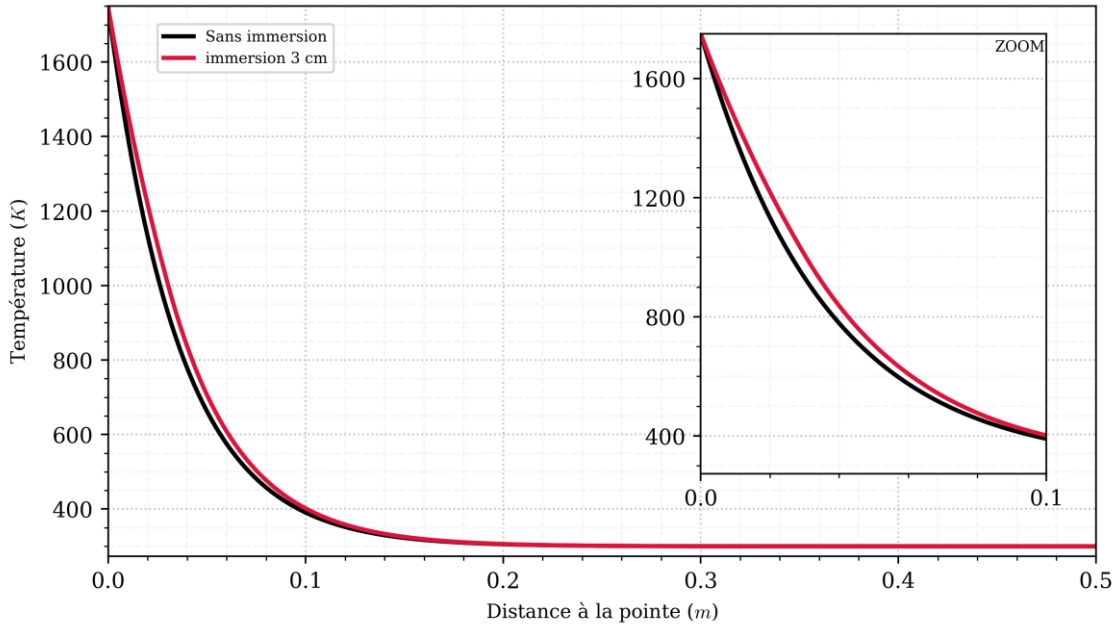


Figure 5.4 : Profils de température à mi-fusion avec et sans prise en compte de l'immersion de l'électrode

Puisque une fraction de la chaleur est apportée latéralement sur h_{imm} = 3 cm, les gradients thermiques à proximité de l'extrémité immergée sont légèrement plus faibles lorsque l'immersion est prise en compte.

Notons que les non-linéarités engendrées par l'ajout de ces termes sources ont nécessité l'implémentation d'une méthode de résolution itérative, restant basée sur l'algorithme TDMA.

Transferts latéraux dans l'atmosphère

Certains travaux précédents ont montré que l'énergie transférée par rayonnement en particulier est négligeable dans le bilan thermique global de l'électrode[50]. Le transfert latéral dans l'atmosphère n'est donc pas pris en compte dans le modèle EleMaF-3T.

On remarquera toutefois qu'un modèle plus complet de calcul des transferts convectifs et surtout radiatifs entre laitier, électrode et lingotière[50,148] est tout à fait envisageable.

A titre d'illustration, une simulation a été réalisée avec une hypothèse forte : l'électrode reçoit sur une hauteur fixe $h_{e,lat}$ 50% du rayonnement thermique dégagé à la surface du laitier $P_{s,ray}$.

On fixe $h_{e,lat}$ = 100 mm et $P_{s,ray}$ = 15 kW (puissance estimée grâce au modèle SOLECS). La Figure 5.5 montre l'évolution de la puissance transférée à l'interface électrode/laitier pour assurer la fusion de l'électrode. Puisque 15 kW sont apportés par transfert latéral, le plateau d'énergie nécessaire à la fusion au régime est diminué de 15 kW. Le régime reste stationnaire : l'accumulation de chaleur dans l'électrode est nulle durant la majorité de la refusion.

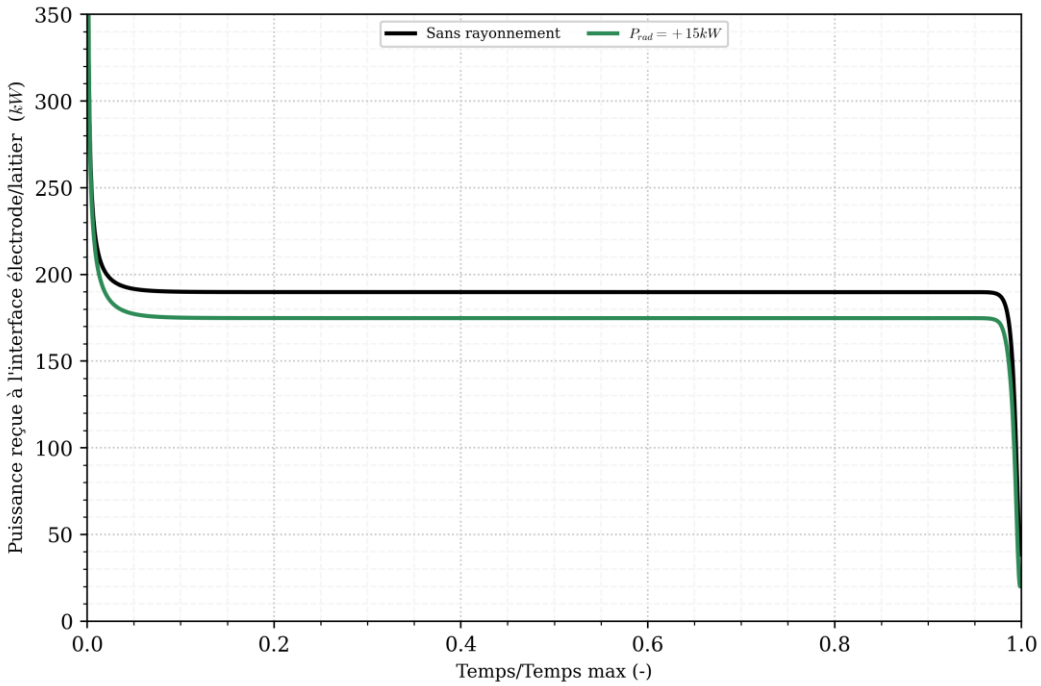


Figure 5.5 : Evolution de l'énergie nécessaire à la fusion calculée sans et avec prise en compte d'un apport de chaleur latéral

La Figure 5.6 compare alors le profil de température obtenu avec celui du cas de référence. Les gradients de température sont un peu plus faibles lorsque 15 kW sont apportés latéralement.

De façon symétrique, un comportement opposé est attendu si l'électrode cède (par convection et rayonnement) de l'énergie au milieu environnant par sa paroi latérale.

L'effet de tels transferts sur le comportement thermique de l'électrode semble donc faible et sera négligé dans la suite de l'étude.

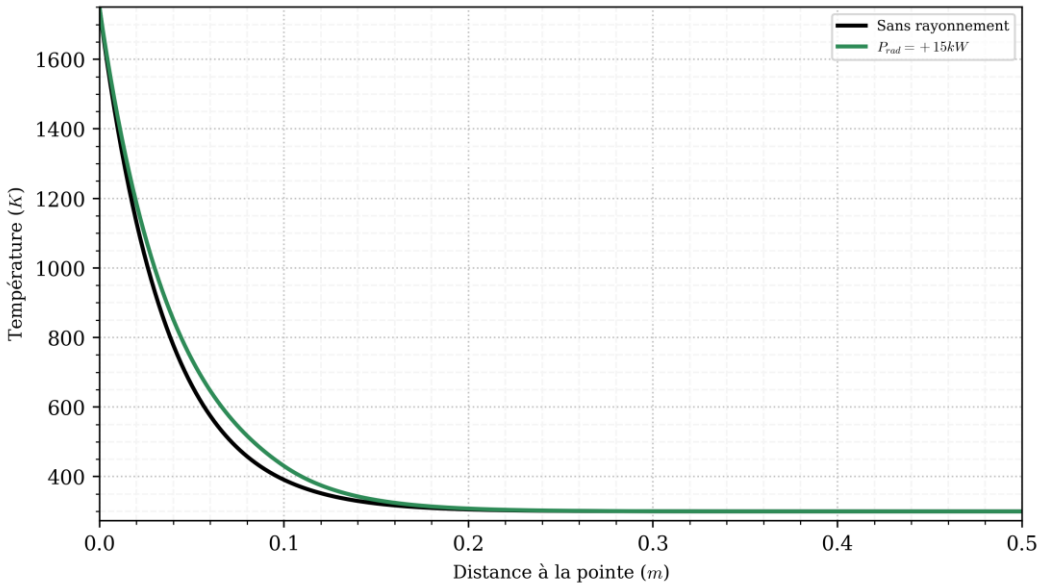


Figure 5.6 : Profils de température calculés sans considérer le transfert radiatif et en imposant un transfert radiatif de + 15 kW

5.1.5. Comparaison à des mesures expérimentales

Les résultats du modèle EleMaF-3T sont ici comparés à quelques mesures effectuées par Maulvault au sein d'électrodes ESR pendant des refusions à l'échelle du laboratoire[45]. Les propriétés des matériaux et les conditions opératoires utilisées pour la simulation de ces expériences sont rassemblées respectivement dans les Tableaux 5.3 et 5.4.

Densité ($kg.m^{-3}$)	7 860
Conductivité thermique ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	*Voir Figure 5.7*
Chaleur spécifique massique ($J.kg^{-1}.K^{-1}$)	700
Résistivité électrique (Ω.cm)	$(20 + 0{,}08\ T)\ 10^{-6}$ *Voir Figure 5.7*

Tableau 5.3 :Propriétés thermo-physiques de l'alliage AISI 1020 utilisées, approximées d'après Maulvault[45] et ASM Metals Handbook[149]

Nuance électrode	**AISI1020**			
Diamètre électrode (m)	0,0254			
Diamètre lingotière (m)	0,0508			
Longueur initiale de l'électrode (m)	1,0			
Température de liquidus (°C)	1460			
Cas	1	2	3	4
Intensité du courant (A)	750	750	580	800
Vitesse de fusion ($cm.min^{-1}$)	4,3	3,5	2,2	5,4
Prof. d'immersion effective (cm)	0,4	1,4	0,3	1,0

Tableau 5.4 : Données opératoires des cas expérimentaux de Maulvault[45]

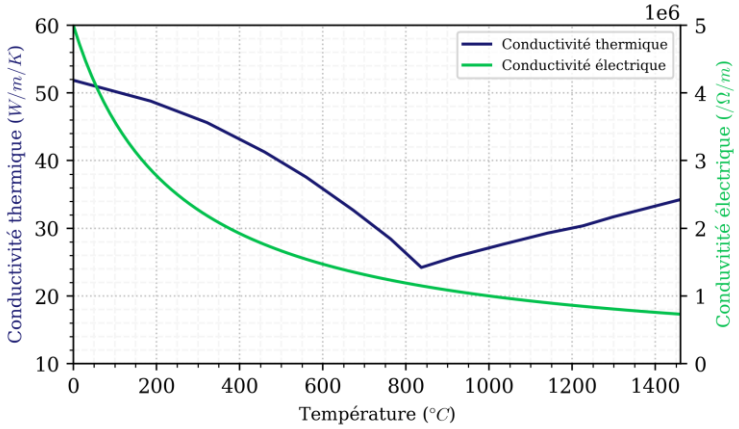


Figure 5.7 : Evolution de la conductivité électrique et de la conductivité thermique de l'alliage AISI1020 en fonction de la température[45,149]

La Figure 5.8 représente les évolutions expérimentales (selon Maulvault) et simulées par EleMaF-3T de la température au point initialement situé à 50 cm de l'extrémité immergée pour les 4 cas présentés dans le Tableau 5.4.

L'accord entre résultats expérimentaux et calculés par EleMaF-3T n'est pas très bon. Toutefois, la tendance entre les différents cas est conservée.

Les différences peuvent s'expliquer par les hypothèses du modèle. Une modélisation 1D est bien adaptée pour les géométries industrielles, pour lesquelles le diamètre de l'électrode est en général de quelques dizaines de centimètres. Pour une électrode de diamètre 2,54 cm, les pertes thermiques latérales (échanges avec l'air ou rayonnement) ne sont pas aussi négligeables que pour une électrode de dimension industrielle. Ceci pourrait expliquer le moindre réchauffement observé expérimentalement.

Par ailleurs, puisque le diamètre de l'électrode est faible, la profondeur d'immersion peut jouer un rôle important dans la répartition spatiale de la chaleur apportée par le laitier. Les électrodes de cette dimension ont une extrémité immergée « en crayon » ou hémisphérique (voir paragraphe 1.2.2). Un modèle monodimensionnel peut donc difficilement être appliqué.

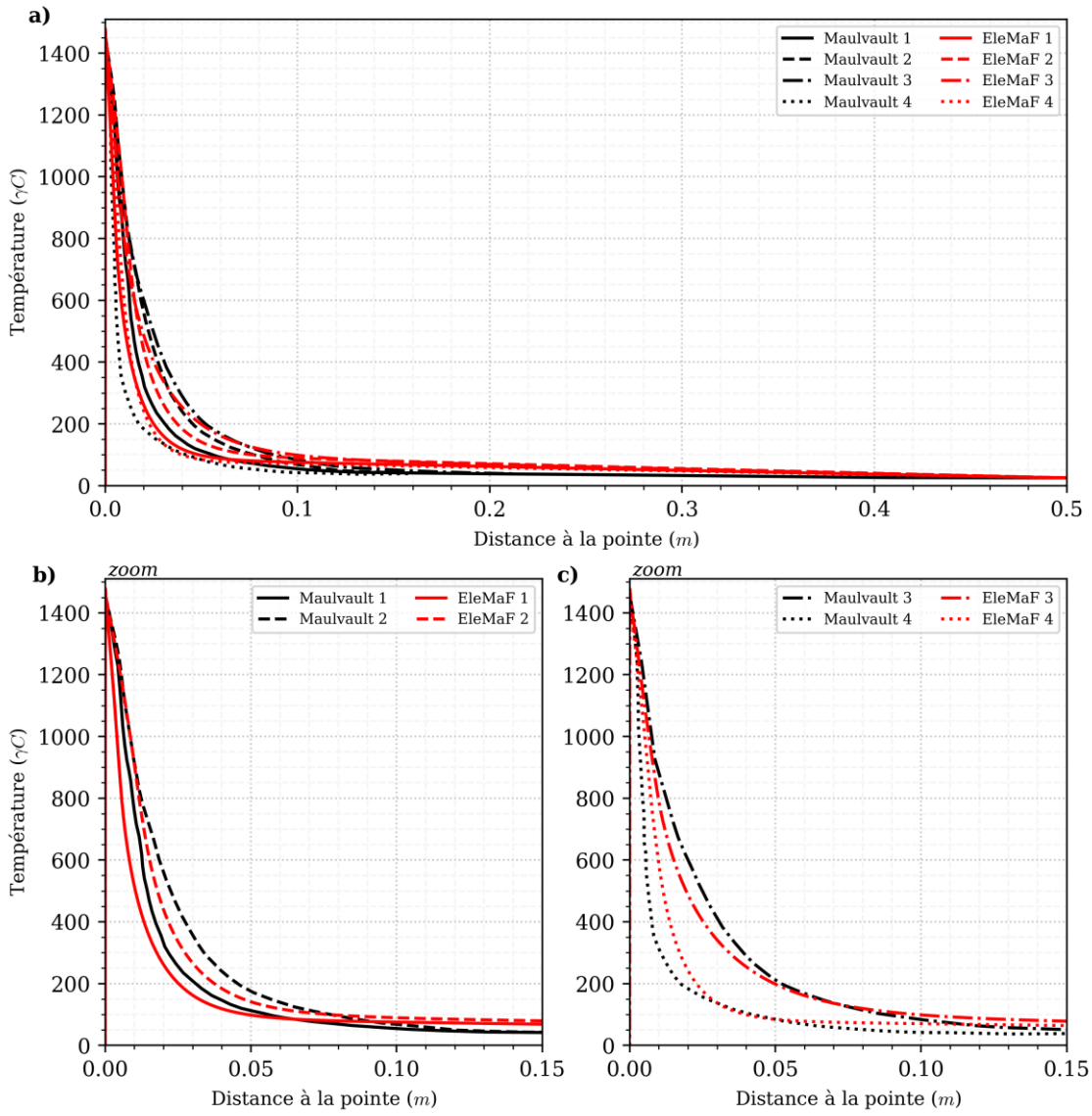


Figure 5.8 : Evolutions expérimentales et simulées de la température au point initialement situé à 50 cm de l'extrémité de l'électrode

Il serait intéressant (voire nécessaire à ce stade) de comparer les résultats du modèle à des mesures de température effectuées au sein d'électrodes de dimensions industrielles. Toutefois, à notre connaissance, aucune mesure n'a été publiée dans la littérature.

5.2. Association au modèle SOLECS

5.2.1. Objectifs

Les modèles 2D axisymétriques de l'ensemble du procédé ESR tels SOLECS peuvent être utilisés pour modéliser *a posteriori* une opération de refusion et ainsi mieux comprendre les phénomènes mis en jeu. Ils peuvent également être utilisés *a priori* afin de guider le choix des paramètres opératoires (courant, puissance, vitesse de fusion, et.) pour élaborer un lingot répondant aux caractéristiques demandées.

Dans la version actuelle de SOLECS, la vitesse de fusion de l'électrode est imposée par l'utilisateur. Elle peut également être estimée à partir de la formule (5.10), formulée en régime stationnaire[7].

$$v_{fus,calc} = \frac{P_{s\to e}}{T_{m,liq}C_{p,m} + Q_{l,m}} \tag{5.10}$$

où $v_{fus,calc}$ est la vitesse de fusion estimée et $P_{s\to e}$ la puissance thermique transmise par le laitier à l'électrode.

L'influence des régimes transitoires ou des événements de refusion ne peut pas être prise en compte par un tel calcul. C'est pourquoi l'intégration d'un modèle de transfert thermique dans l'électrode permettrait d'améliorer l'estimation de la vitesse de fusion instantanée par SOLECS.

Par ailleurs, lors de refusions industrielles pilotées à vitesse de fusion constante, une diminution de la puissance requise au cours du temps est généralement constatée. La Figure 5.9 illustre ce phénomène. On remarquera que la résistance électrique totale demeure, quant à elle, quasiment constante. Cette diminution d'énergie requise pour fondre l'électrode provient-elle par exemple d'une accumulation de chaleur dans l'électrode ou d'une évolution continue de la puissance thermique fournie par le laitier ? L'association d'un modèle thermique de l'électrode à SOLECS doit permettre également d'apporter des éléments à cette réflexion.

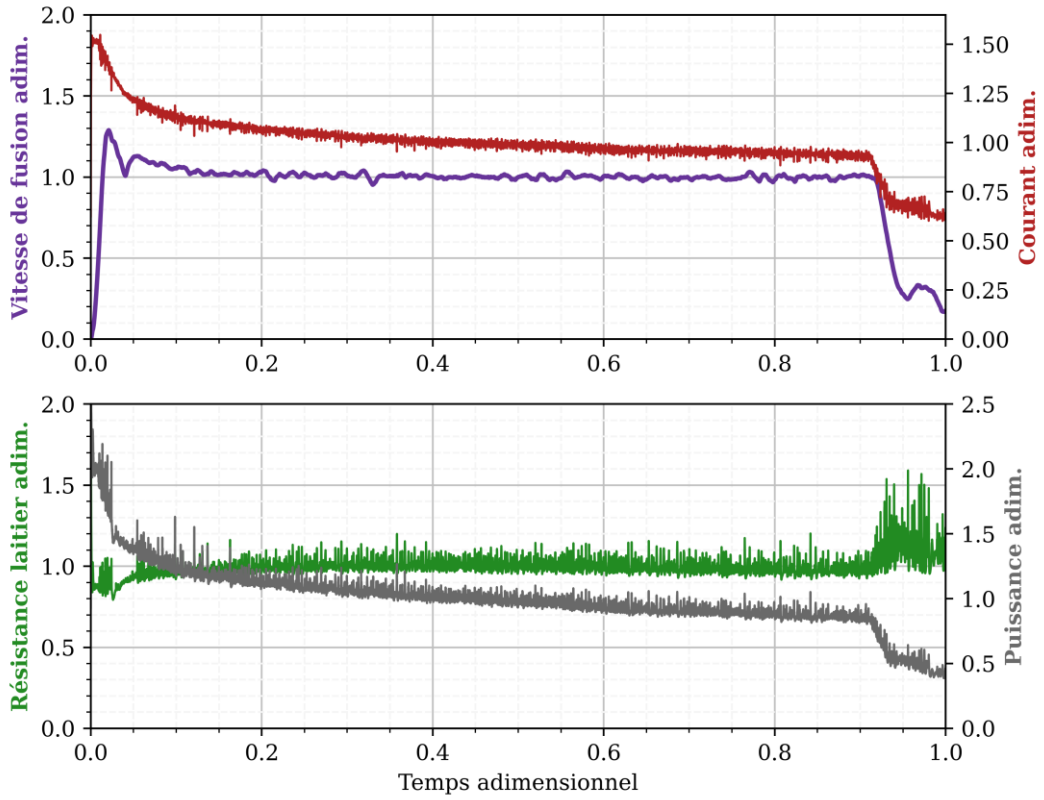


Figure 5.9 : Evolution du courant, de la résistance du laitier et de la puissance au cours d'un refusion ESR industrielle pilotée à vitesse de fusion constante

5.2.2. Principe de l'association

Le processus d'association entre le modèle SOLECS et le programme EleMaF-3T est illustré par la Figure 5.10.

SOLECS calcule la valeur de la puissance thermique transmise par le laitier à l'électrode `Pelec`. Cette dernière est transmise au modèle EleMaF-3T. L'équation de transfert thermique dans l'électrode (5.4) est résolue en supposant une vitesse de fusion `vfuscalc`, et la puissance thermique requise `Pcalc` est alors déduite. La valeur de `vfuscalc` est ajustée à chaque itération jusqu'à ce que la condition `Pelec` = `Pcalc` soit réalisée. On notera que la vitesse de fusion reste une donnée nécessaire au fonctionnement du modèle : la vitesse estimée `vfuscalc` n'est pas réutilisée par le modèle.

Par ailleurs, le modèle EleMaF-3T est associé à SOLECS dans une version légèrement modifiée. Lorsque la température en $x^* = 1$ (extrémité immergée de l'électrode) est inférieure à la température de liquidus (préchauffage, amorçage, interruption de fusion), la condition de Dirichlet $T = T_{m,liquidus}$ est remplacée par une condition de Neumann dépendant de `Pelec`.

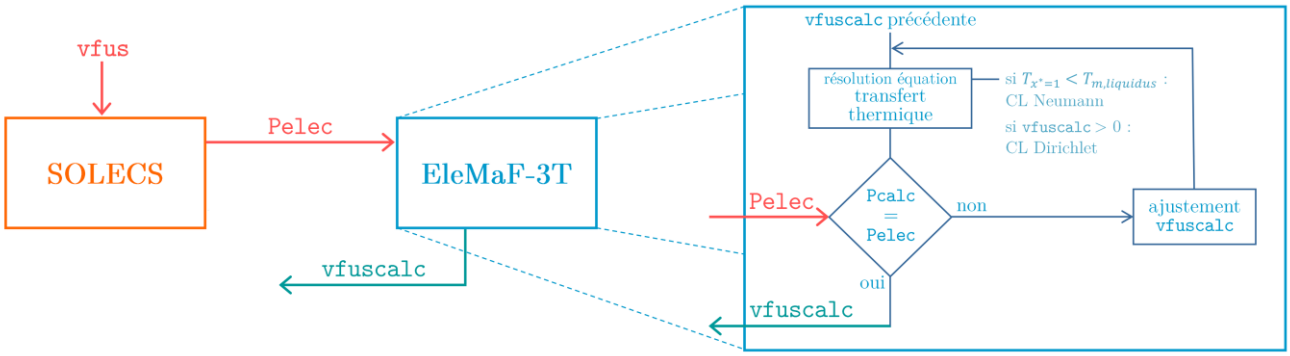


Figure 5.10 : Organigramme schématique illustrant l'association entre SOLECS et EleMaF-3T

5.2.3. Exemple de résultats

Pour illustrer l'association de SOLECS et EleMaF-3T, nous avons repris la refusion de validation d'une électrode d'alliage Nimonic-80A, utilisée par Weber[7], et présentée sous le nom de *Refusion A* dans le Chapitre 4. Pour rappel, cette refusion est composée de deux segments : la première moitié du lingot a été refondue à 5,5 kg.min^{-1}, et la seconde à 10 kg.min^{-1}. Pendant ces paliers, la puissance a été modulée pour assurer la vitesse de fusion visée.

La Figure 5.11 (a) compare l'évolution de la puissance réelle pendant la fusion (« puissance four ») et celle du calcul SOLECS (puissance dissipée par effet Joule). La puissance transmise à l'électrode calculée par SOLECS est également indiquée. Le second graphe (b) montre l'évolution de la vitesse de fusion mesurée et de celle calculée par le modèle EleMaF-3T associé à SOLECS (moyenne glissante sur 10 minutes).

Concernant le début de la fusion et le palier à 5,5 kg.min^{-1}, les résultats sont en très bon accord. En revanche, bien que les puissances mesurée et calculée par SOLECS soient similaires pour le second palier, la vitesse de fusion `vfuscalc` estimée par EleMaF-3T s'éloigne alors de celle relevée lors de l'essai. La consommation calculée est bien plus élevée au début de ce segment (15 kg.min^{-1} au lieu de 10 kg.min^{-1}) puis diminue progressivement, en suivant la baisse de la puissance thermique transmise à l'électrode. Lors de l'essai, le changement de point de fonctionnement a sans doute été accompagné d'une modification de la profondeur d'immersion de l'électrode et d'autres perturbations. Ces phénomènes ne sont pas pris en compte par la simulation SOLECS, ce qui peut expliquer – au moins en partie – la surestimation de la vitesse de fusion au début du second palier.

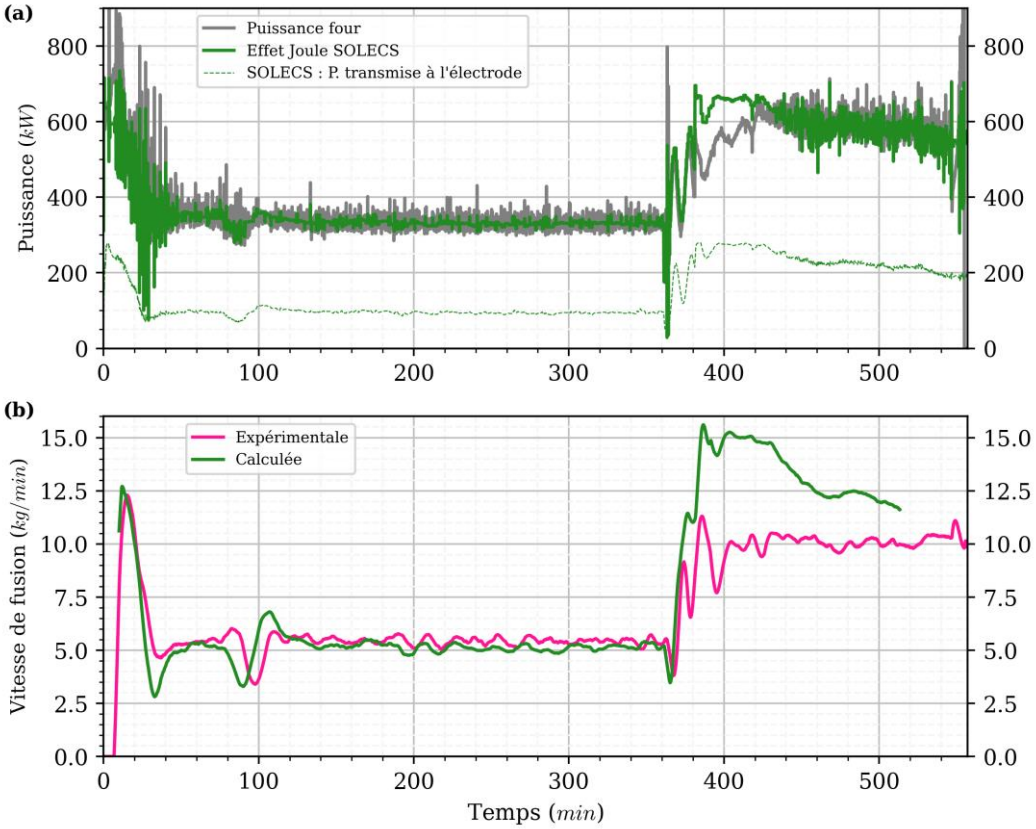


Figure 5.11 : (a) Comparaison de la puissance électrique requise (four) et de la puissance dissipée par effet Joule calculée par SOLECS ; (b) comparaison de la vitesse de fusion expérimentale et calculée par EleMaF-3T associé à SOLECS

5.2.4. Evolution du courant au cours d'une refusion industrielle

Comme évoqué dans le paragraphe 5.2.1, une diminution notable de la puissance fournie est généralement observée lors d'une refusion ESR. On se propose ici d'étudier ce phénomène grâce à l'association du modèle EleMaF-3T avec SOLECS.

Présentation du cas étudié

La Figure 5.9 présente l'évolution temporelle de la vitesse de fusion, de l'intensité du courant électrique, de la résistance du laitier et de la puissance consommée au cours d'une refusion industrielle réalisée par Aubert & Duval. Le cas présenté ici est représentatif des refusions d'acier. Pour respecter la confidentialité des normes de refusion, toutes ces grandeurs sont normées par leur valeur à $t = 0{,}16$ (où t est le temps divisé par le temps total de la refusion).

Lors du régime à vitesse de fusion constante, la puissance électrique consommée diminue progressivement. La résistance du laitier demeure quant à elle plutôt constante.

Simulation SOLECS & EleMaF-3T

Les modèles SOLECS et EleMaF-3T sont appliqués pour simuler cette refusion. La Figure 5.12 (a) montre la comparaison de l'évolution de la puissance totale mesurée et de celle calculée par SOLECS (puissance dissipée par effet Joule). La diminution de la puissance au cours du régime, qui est principalement corrélée à la diminution progressive de l'intensité du courant, est bien reproduite par SOLECS. On remarquera toutefois que la diminution « expérimentale » est légèrement plus importante. Cet effet sera discuté dans la suite de ce paragraphe. La puissance thermique transmise à l'électrode (calculée par SOLECS, en pointillés) suit la même tendance que la puissance dissipée par effet Joule : elle diminue progressivement tout au long de la refusion.

La vitesse de fusion calculée par le modèle EleMaF-3T associé à SOLECS est comparée à la valeur mesurée sur la Figure 5.12 (b). Puisqu'aucune accumulation notable de chaleur n'a lieu dans l'électrode pendant la phase de régime, l'évolution de la vitesse de fusion calculée suit l'évolution de la puissance thermique transmise à l'électrode. Le plateau de vitesse de fusion n'est ainsi pas prédit par les modèles.

La diminution de la puissance requise au cours de la refusion pour entretenir une vitesse de fusion constante ne semble donc pas liée à un phénomène se produisant au sein de l'électrode.

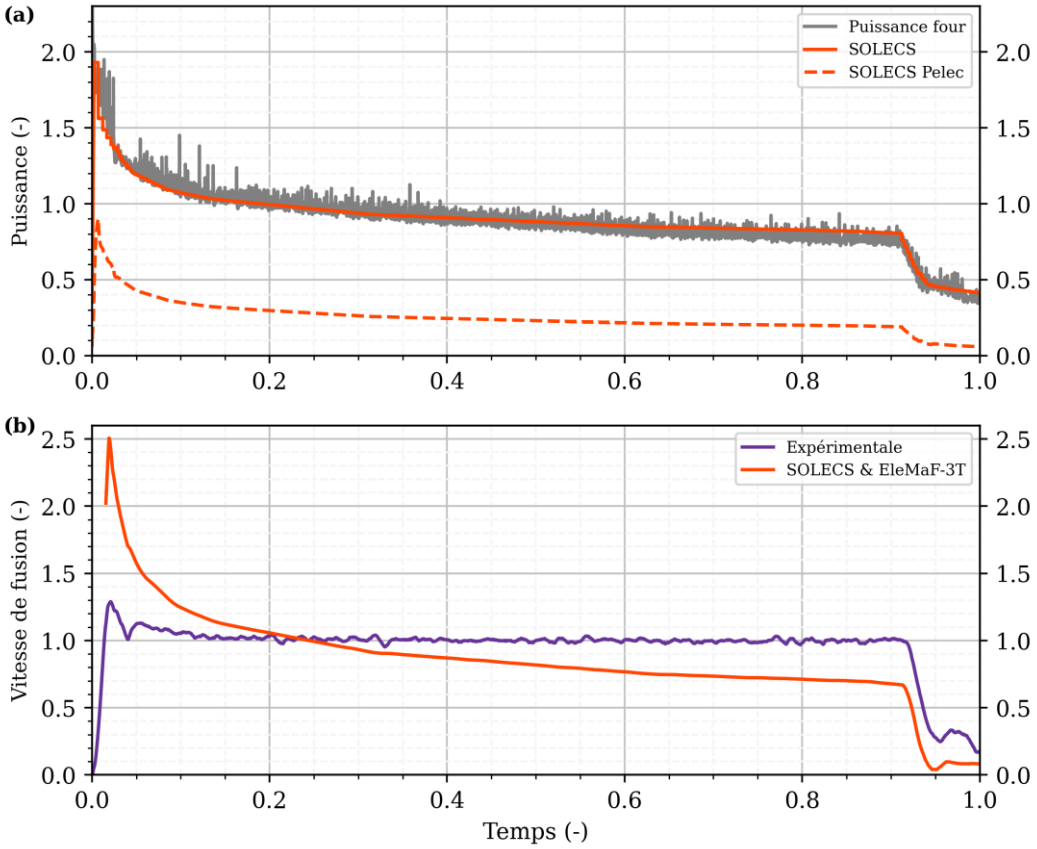


Figure 5.12 : Comparaisons de la puissance et de la vitesse de fusion expérimentales et calculées

Influence de l'évolution de la quantité de laitier et de sa conductivité

Puisqu'une partie du laitier est consommée sous forme d'une peau de laitier solidifié, la distance électrode-lingot diminue au cours du temps (en considérant que la profondeur d'immersion de l'électrode reste constante). L'évolution de cette distance et de la composition chimique du laitier pourraient impacter l'efficacité thermique du laitier (définie comme le rapport entre la puissance thermique transmise à l'électrode et celle dissipée par effet Joule).

La résistance du laitier R_s peut être approchée par la résistance d'un cylindre de conductivité électrique σ_s, de base S et de longueur l (5.11).

$$R_s = \frac{l}{S\sigma_s} \tag{5.11}$$

La variation de résistance au cours du temps peut ainsi être calculée par la relation (5.12). On voit donc que l'évolution de la résistance peut être liée à la fois à la perte de laitier et à la variation de sa conductivité électrique.

$$\frac{dR_s}{dt} = \frac{1}{S\sigma_s^2}\left(\sigma_s \frac{dl}{dt} - l\frac{d\sigma_s}{dt}\right) \tag{5.12}$$

Une variation de résistance continue et très faible est mesurée au cours du régime, de l'ordre de - 0,015 mΩ.h^{-1} (cf. Figure 5.9). En supposant une perte de laitier de l'ordre de 1 kg.h^{-1}, ce qui correspond à dl/dt = - 1,65 mm.h^{-1} (et en prenant $S = \pi r_{lingotière}^2$), la variation requise pour la conductivité électrique du laitier est de - 1,4 Ω^{-1}.m^{1}.h^{-1}.

Une telle variation de la conductivité électrique semble possible, puisque la composition du laitier évolue tout au long de la refusion. Les autres propriétés du laitier (conductivité thermique, viscosité, chaleur spécifique …) évoluent sans doute au cours de l'essai, mais dans cette approche nous considérons que leurs évolutions sont négligeables.

Le modèle SOLECS conserve une quantité de laitier fixe tout au long de la simulation. Pour étudier l'influence de la variation de la hauteur de laitier, il faut donc réaliser plusieurs simulations. Cinq points de fonctionnement, représentant 0, 25, 50, 75 et 100 % du régime et nommés Points 1 à 5, sont ainsi choisis. Pour chacun de ces points, la distance électrode-lingot, la conductivité du laitier (via le facteur N_x de la loi d'Ogino (1.5)) et l'intensité du courant utilisées sont présentées dans le Tableau 5.5. Toutes les valeurs sont normées par celle du cas 1.

Simulation	**1**	**2**	**3**	**4**	**5**
Temps (-)	**0,16**	**0,33**	**0,51**	**0,69**	**0,86**
Distance électrode-lingot (-)	1	0,978	0,956	0,934	0,912
N_x (-)	1	1,008	1,017	1,025	1,034
Intensité du courant (-)	1	0,931	0,896	0,878	0,863

Tableau 5.5 : Principaux paramètres des cas étudiés

Pour chaque simulation définie par les paramètres rassemblés dans le Tableau 5.5, la puissance dissipée par effet Joule, la résistance du laitier et la vitesse de fusion sont relevés au temps indiqué. Ces résultats sont comparés aux données expérimentales et à la simulation ne considérant pas l'évolution de la quantité et de la conductivité du laitier sur la Figure 5.13.

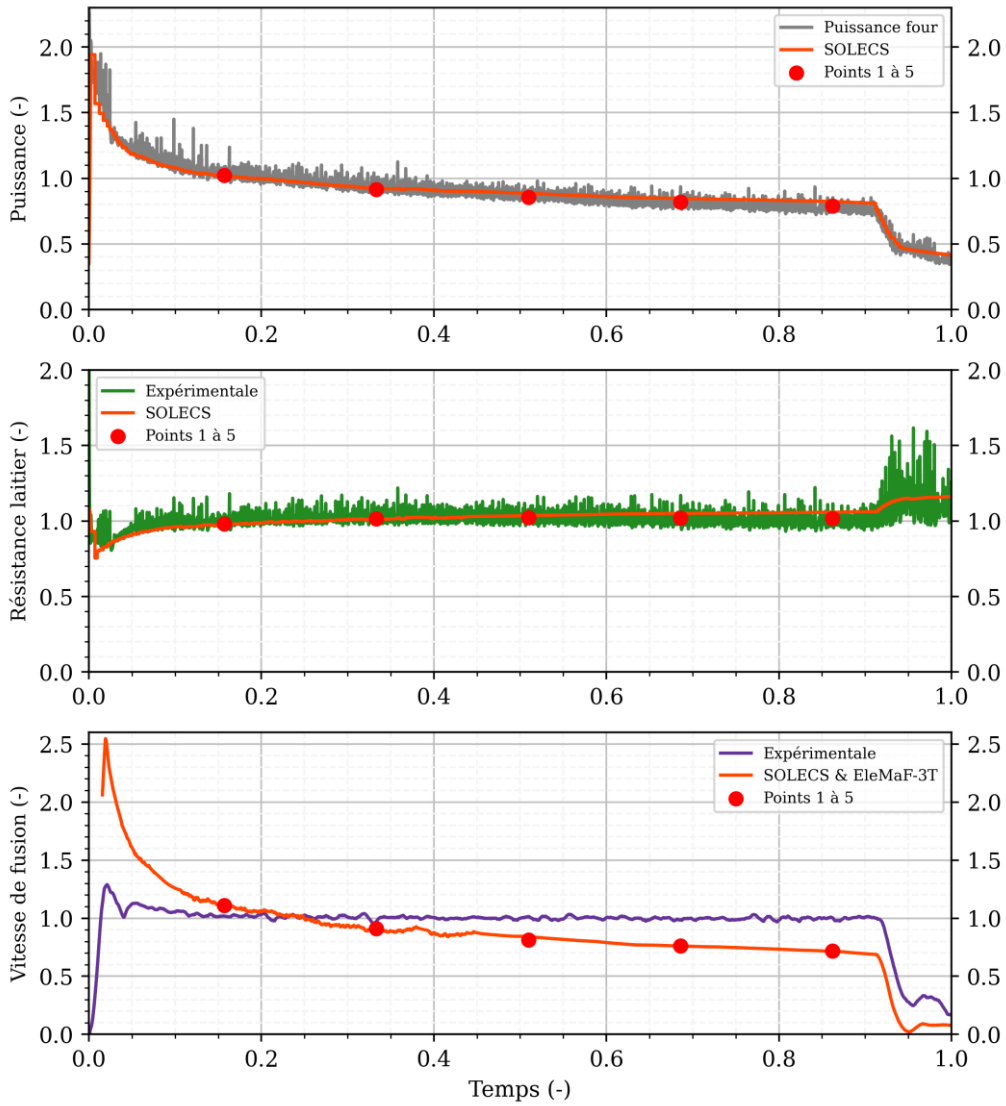


Figure 5.13 : Comparaison des résultats des simulations à 0, 25, 50, 75 et 100 % du régime (points 1 à 5) aux données expérimentales et à la simulation avec une hauteur de laitier constante (traits rouge)

La prise en compte de la diminution de la distance électrode-lingot et de la conductivité du laitier permet de mieux simuler l'évolution de la puissance et de la résistance au cours du temps. En revanche, aucun impact notable n'est visible sur la vitesse de fusion calculée par EleMaF-3T :

le plateau de vitesse de fusion n'est toujours pas prédit par le modèle. L'efficacité thermique est similaire à celle obtenue lors de la simulation considérant une quantité de laitier constante : elle varie entre 30 % (début du régime) et 25 % (fin du régime).

Perspectives

Au vu des résultats précédents, il semblerait que la diminution continue de la puissance requise pour assurer une vitesse de fusion constante doit tirer son origine d'un phénomène non encore pris en compte dans le modèle de l'électrode, ou d'une estimation quantitativement insuffisante de la puissance thermique transmise par le laitier à l'électrode.

La grande différence entre les vitesses de fusion calculée et expérimentale au début de la refusion pourrait pour sa part s'expliquer par une diffusion rapide de la chaleur dans l'électrode. Cette hypothèse s'inspire d'une proposition de Kharicha[150]. La Figure 5.14 montre l'évolution de la vitesse de fusion calculée lorsque la conductivité thermique de l'électrode est exagérément augmentée à 250 et 500 $W.m^{-1}.K^{-1}$. L'important transfert diffusif qui a lieu au sein de l'électrode permet alors de diminuer la vitesse de fusion calculée à l'amorçage. En revanche, pendant le régime, la vitesse de fusion calculée poursuit sa diminution. A la fin du régime, l'accumulation de chaleur (la jonction avec le stub étant supposée adiabatique dans le modèle EleMaF-3T) entraîne un plateau puis une augmentation de la vitesse de fusion. Cette hypothèse ne permet pas non plus de retrouver totalement la tendance observée industriellement.

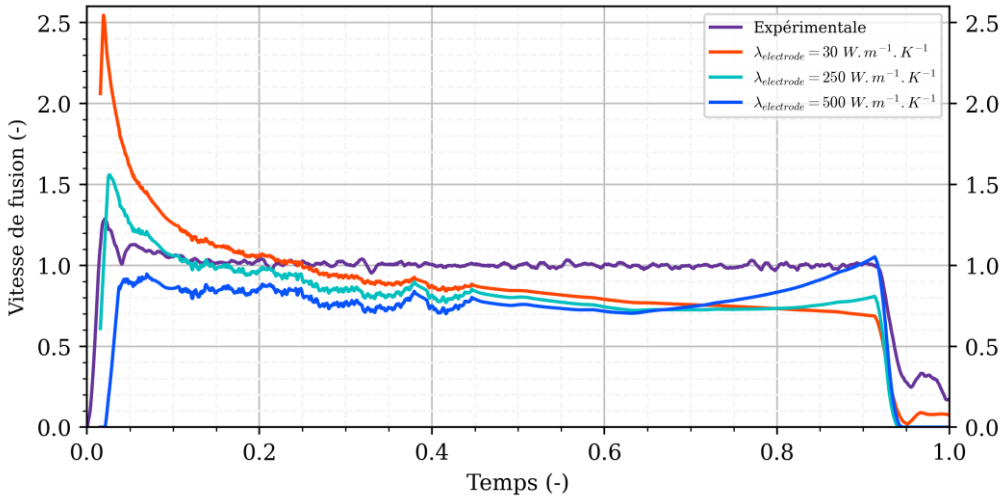


Figure 5.14 : Comparaison des vitesses de fusion calculées en considérant $\lambda_{électrode}$ = 30, 250 et 500 $W.m^{-1}.K^{-1}$ et de la vitesse de fusion mesurée

Les conclusions exposées dans cette section semblent alors supporter l'hypothèse que la différence entre l'évolution de la vitesse de fusion mesurée et le calcul tire son origine d'une mauvaise estimation de la puissance thermique transmise à l'électrode. Celle-ci pourrait être liée à une évolution de certaines propriétés du laitier (viscosité, conductivité thermique) ou de l'interface laitier/électrode au cours de la refusion.

5.3. Couplage entre SOLECS et EleMaF-3T

Dans le paragraphe précédent, l'association du modèle EleMaF-3T à SOLECS permettait d'estimer la vitesse de fusion à partir de la puissance thermique transmise à l'électrode calculée par SOLECS. La vitesse de fusion utilisée pour décrire la croissance du lingot demeurait toutefois celle donnée par l'utilisateur.

Dans ce paragraphe, nous illustrons la possibilité de réaliser un couplage entre les modèles EleMaF-3T et SOLECS : la vitesse de fusion `vfuscalc` estimée par le modèle EleMaF-3T est utilisée (de manière explicite) par le modèle SOLECS pour déterminer la croissance du lingot. La vitesse de fusion n'est alors plus une donnée nécessaire, mais bien un résultat du modèle.

Pour illustrer la possibilité de ce couplage, reprenons la refusion de validation d'une électrode d'alliage Nimonic-80A abordée dans le paragraphe 5.2.3. La Figure 5.15 (a) compare la puissance électrique requise lors de l'essai et la puissance dissipée par effet Joule calculée par SOLECS. La Figure 5.15 (b) compare la vitesse de fusion expérimentale et celles calculées lorsque EleMaF-3T est associé à SOLECS (paragraphe 5.2) ou lui est couplé.

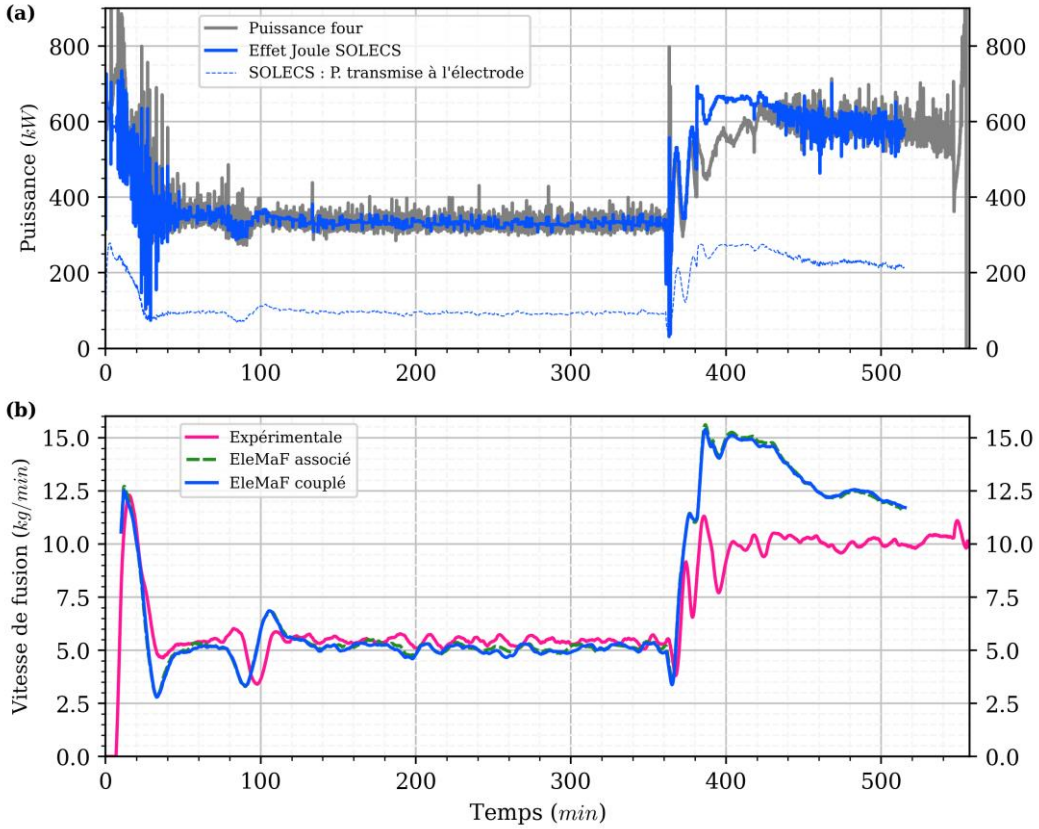


Figure 5.15 : (a) Comparaison de la puissance électrique requise (four) et de la puissance dissipée par effet Joule calculée par SOLECS ; (b) comparaison de la viesse de fusion expérimentale et calculée par EleMaF-3T associé et couplé à SOLECS

La puissance dissipée par effet Joule et la vitesse de fusion calculée sont des résultats dépendant de l'intensité du courant et du comportement du laitier. Puisque le comportement du laitier n'est que faiblement impacté par la vitesse de fusion utilisée, les résultats obtenus par le modèle couplé sont similaires à ceux présentés sur la Figure 5.11 (association entre SOLECS et EleMaF-3T).

La Figure 5.16 représente l'évolution de la profondeur du puits liquide – résultat typique permettant une première estimation de la qualité du lingot refondu – pour les simulations discutées ci-dessus. Les profondeurs mesurées[7] sont superposées. Ces mesures correspondent aux puits liquide marqués par l'ajout de billes de nickel (voir paragraphe 4.1.4).

Le volume du puits liquide calculé dépend de la vitesse de fusion utilisée. Ainsi, pour le premier segment, la profondeur calculée est plus faible pour le modèle couplé, puisque la vitesse de fusion calculée par EleMaF-3T est légèrement plus faible que celle mesurée lors de l'essai (environ 5,1 $kg.min^{-1}$ contre 5,5 $kg.min^{-1}$). Quant au second segment, EleMaF-3T estime une vitesse bien plus élevée que celle mesurée (jusqu'à 15 $kg.min^{-1}$ au lieu de 10 $kg.min^{-1}$). Le puits liquide prédit par le calcul couplé est alors bien plus profond (jusqu'à 62 cm au lieu de 44 cm).

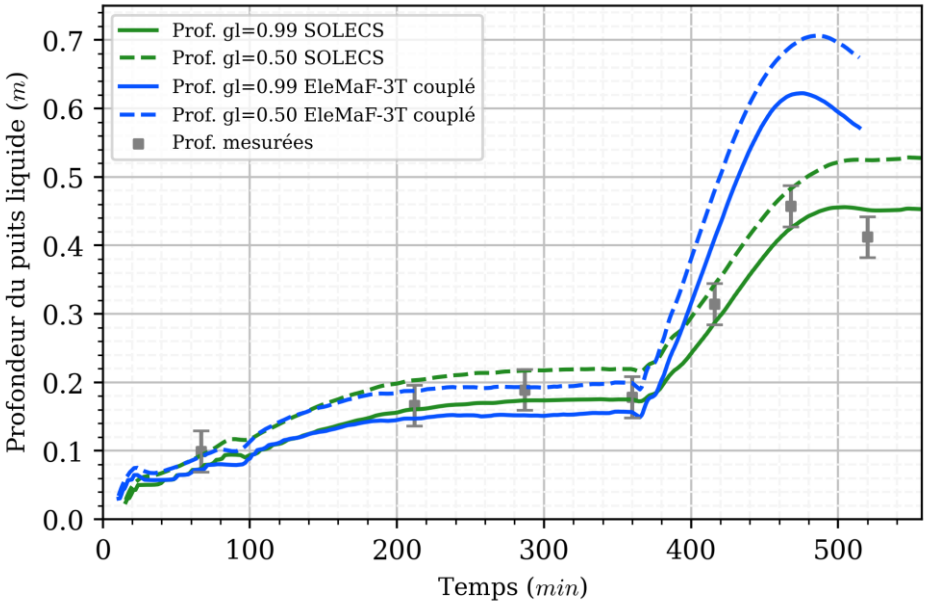


Figure 5.16 : Evolution de la profondeur du puits liquide calculée par SOLECS et par le couplage SOLECS + EleMaF-3T

Chapitre 6. Refusions industrielles : influence de l'immersion de l'électrode

Trois refusions ESR ont été spécifiquement réalisées aux Ancizes afin de soutenir le développement des modèles et acquérir de nouvelles connaissances. En effet, peu d'études expérimentales ont été rapportées dans la littérature concernant l'influence de la profondeur d'immersion de l'électrode dans le laitier. Ce paramètre opératoire peut pourtant revêtir une importance certaine, puisqu'il affecte directement le champ électromagnétique et les phénomènes de transfert.

Après avoir présenté les essais industriels, nous discutons les mesures d'immersion effectuées. L'influence de l'immersion sur les signaux électriques est analysée, puis le lien entre puissance et vitesse de fusion ainsi que la solidification du lingot sont abordés.

6.1. Présentation des essais 163
6.1.1. Principe de l'étude expérimentale 163
6.1.2. Refusion 1 164
6.1.3. Refusion 2 165
6.1.4. Refusion 3 166
6.1.5. Propriétés thermo-physiques utilisées pour les simulations 167
6.2. Evolution de la profondeur d'immersion 168
6.2.1. Refusion 1 168
6.2.2. Refusion 2 173
6.2.3. Refusion 3 176
6.2.4. Synthèse 177
6.3. Immersion et résistance 178
6.4. Immersion, puissance et vitesse de fusion 182
6.5. Solidification du lingot 184

6.1. Présentation des essais

Les refusions de trois électrodes d'acier avaient pour but de soutenir les travaux de cette thèse. En plus de fournir des points de fonctionnement utiles pour le développement et l'utilisation des modèles, ces essais ont permis de mieux appréhender certains aspects de la refusion ESR. Nous nous sommes notamment attachés à mettre en lumière l'influence de la profondeur d'immersion de l'électrode dans le laitier.

Les caractéristiques communes aux trois essais sont rassemblées dans le premier paragraphe, puis chaque refusion est présentée de manière plus détaillée.

6.1.1. Principe de l'étude expérimentale

Les refusions décrites dans ce chapitre ont été réalisées en utilisant une installation industrielle de la société Aubert & Duval (aciérie des Ancizes). Les deux premiers essais ont consisté à refondre une électrode de diamètre 430 mm afin d'obtenir un lingot de diamètre 515 mm (dimensions similaires à la majorité des refusions discutées dans les travaux de Weber et Hugo[7,68]). L'étude de l'impact du taux de remplissage a été l'objet de la troisième refusion, pendant laquelle une électrode de plus petit diamètre (370 mm) a été refondue dans une lingotière de même dimension que lors des essais précédents. Le laitier choisi pour ces trois essais était de type 70/15/15, amendé par une addition initiale de silice.

La profondeur d'immersion de l'électrode est le paramètre principal étudié lors de ces essais. Ainsi, afin de mieux maîtriser les mouvements de l'électrode et la distance électrode-laitier, un système de régulation différent de celui utilisé pour les refusions industrielles a été mis en œuvre. *Plus de détails concernant la régulation de la refusion ESR sont présentés dans l'Annexe 1.* Un courant constant était visé, et la descente de l'électrode (i.e. le contrôle de l'immersion) était asservie par une visée tension. Ce type de régulation a notamment été discuté par Schlienger[151].

Les points de fonctionnement choisis pour ces essais sont fortement éloignés des conditions industrielles standard.

Dans la suite de ce chapitre, l'étude des signaux électriques enregistrés lors des essais permet de discuter l'influence de la profondeur d'immersion sur la résistance équivalente du laitier. La découpe et l'expertise des lingots refondus permettent de caractériser leur solidification, et de comparer les résultats obtenus à ceux des simulations SOLECS.

Dans les fours industriels, la profondeur d'immersion de l'électrode n'est malheureusement pas mesurable directement. Dans le cadre de cette étude, cette grandeur est estimée de trois façons différentes :

1. Mesure indirecte par consommation du volume immergé : *tandis qu'un courant électrique circule toujours afin d'entretenir la fusion, les mouvements de l'électrode sont stoppés jusqu'à ce que tout le volume immergé soit consommé ;*
2. Calcul de la variation de l'immersion (au cours de la refusion) : *en comparant la descente de l'électrode à la variation de sa masse (engendrée par la fusion et mesurée en continu), une immersion relative peut être calculée ;*
3. Estimation visuelle après retrait : *en retirant rapidement l'électrode (en particulier à la fin de la refusion), la hauteur de la zone immergée peut être estimée.*

La mesure indirecte par consommation (méthode 1.) et le calcul de la variation de l'immersion (méthode 2.) sont présentés en détails dans l'Annexe 7.

6.1.2. Refusion 1

La refusion d'une électrode d'acier faiblement allié (40CrMoV13-9), à intensité de courant de fusion constante (voir ci-dessus) a été séparée en trois segments principaux, caractérisés par des visées tension distinctes afin d'opérer à des profondeurs d'immersion différentes. Les évolutions de la tension et de l'intensité du courant relevé sont présentées sur la Figure 6.1.

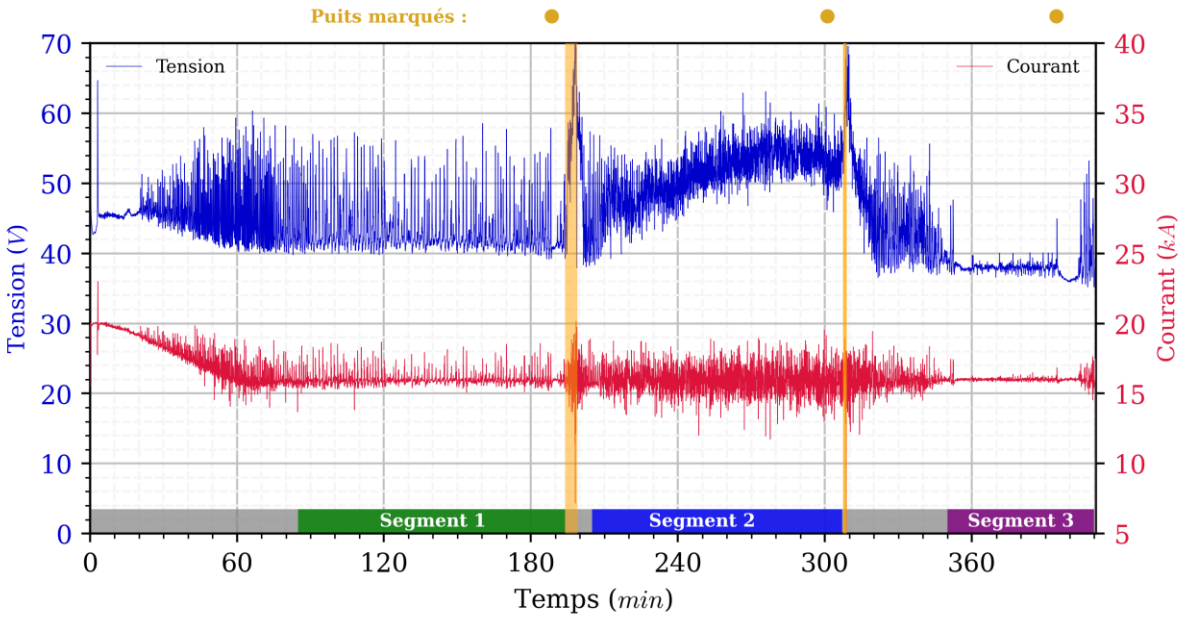


Figure 6.1 : Evolution de la tension et de l'intensité du courant pendant la Refusion 1 ; les différents segments sont indiqués sur la frise, les mesures d'immersion par les étendues orange et les ajouts de palets de nickel par les disques jaunes

Durant le premier palier (nommé Segment 1, et signalé en vert sur la frise de la Figure 6.1), une immersion *moyenne* était souhaitée en visant une tension de 48 V. La visée tension a ensuite été augmentée à 54 V, correspondant à une immersion plus faible (Segment 2, en bleu). Enfin,

l'électrode a été immergée profondément dans le laitier lors de la dernière partie de l'essai, d'où une diminution de la tension jusqu'à 38 V (Segment 3, en violet).

La profondeur d'immersion de l'électrode a été mesurée ou estimée à la fin des trois segments. Pour les deux premiers, une mesure indirecte par consommation du volume immergé (méthode 1.) a été réalisée. L'immersion finale a été estimée en retirant rapidement l'électrode (méthode 3.).

Le profil du puits liquide a été marqué par ajout de palets de nickel à différents moments proches de la fin de ces trois segments. Ces ajouts sont signalés par des disques jaunes sur le haut de la Figure 6.1.

6.1.3. Refusion 2

L'étude de l'influence de l'immersion de l'électrode a été poursuivie lors de la Refusion 2, qui a utilisé une électrode de même nuance et de même dimension que celle du premier essai.

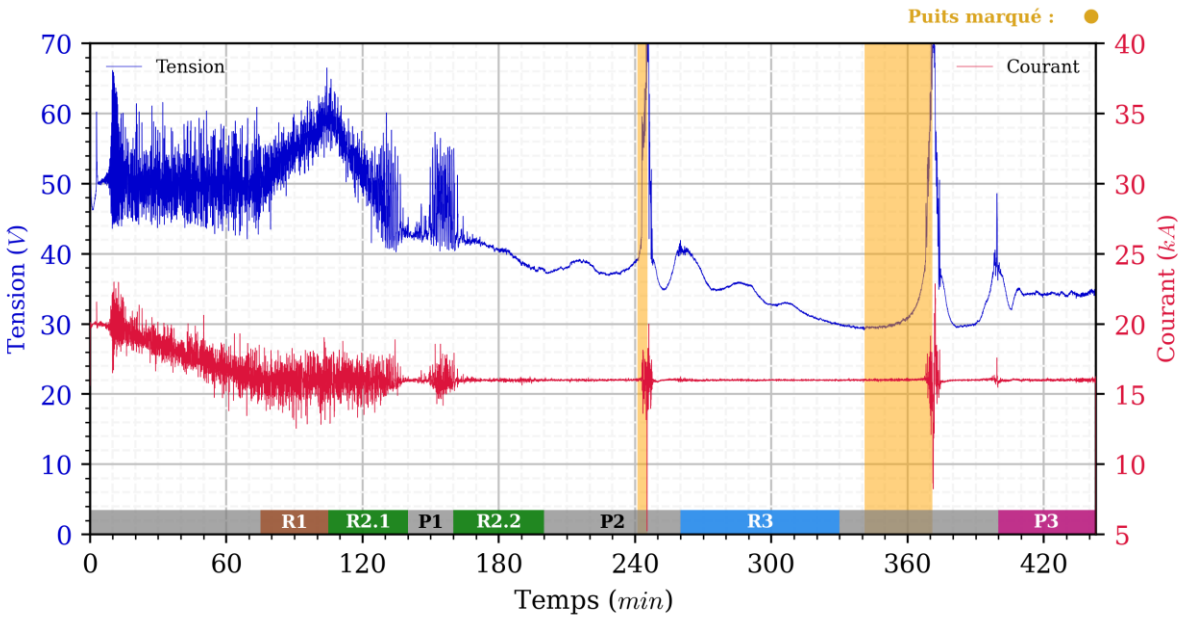


Figure 6.2 : Evolution de la tension et de l'intensité du courant pendant la refusion 2 ; les différents segments sont indiqués sur la frise, les mesures d'immersion par les étendues orange et l'ajout de nickel par les disques jaunes

Des rampes de tension ont été cette fois imposées afin de modifier continuellement la profondeur d'immersion de l'électrode. L'évolution de la tension au cours de la refusion est visible sur la Figure 6.2. La première rampe (nommée R1 et identifiée en marron sur la frise de la Figure 6.2) est croissante, de 50 à 59 V, et correspond à une réduction de l'immersion. Ensuite, les autres rampes de tension sont décroissantes (augmentation progressive de l'immersion de l'électrode) tout au long de l'essai. La rampe R2 (en vert) avait pour but de retrouver une immersion similaire à celle du Segment 3 de la Refusion 1 (tension d'environ 38 V, prolongée lors

du palier P2). Ensuite, la troisième rampe (en bleu) a permis d'immerger plus encore l'électrode. La tension minimale atteinte est de 29 V.

Deux mesures d'immersion par consommation de la partie immergée de l'électrode (méthode 1.) ont été effectuées pendant cet essai (signalées par les étendues orange sur la Figure 6.2). L'électrode a été finalement retirée rapidement du laitier afin d'estimer la profondeur d'immersion réalisée lors du palier P3. Le puits liquide final a été marqué par addition de nickel.

6.1.4. Refusion 3

Une électrode de plus petit diamètre (370 mm) d'acier inoxydable martensitique à l'azote (nuance X40CrMoVN16-2) a été refondue dans une lingotière de même dimension que lors des essais précédents. La Figure 6.3 présente l'évolution temporelle de la tension et de l'intensité du courant.

Là encore, les conditions opératoires ont été choisies pour observer l'impact de la profondeur d'immersion. Le premier segment principal de cet essai (signalé par l'étendue bleue sur la Figure 6.3) est composé d'une alternance de plongées et retraits relativement rapides de l'électrode. Un palier à visée tension élevée de 58 V – afin de conserver l'électrode à fleur de laitier – termine cette refusion (ce palier est indiqué en vert sur la frise de la Figure 6.3).

L'électrode a été alors rapidement retirée du laitier pour estimer la hauteur immergée (méthode 3.). L'ajout de palets de nickel et de sulfure de fer a permis de marquer le profil du puits liquide final.

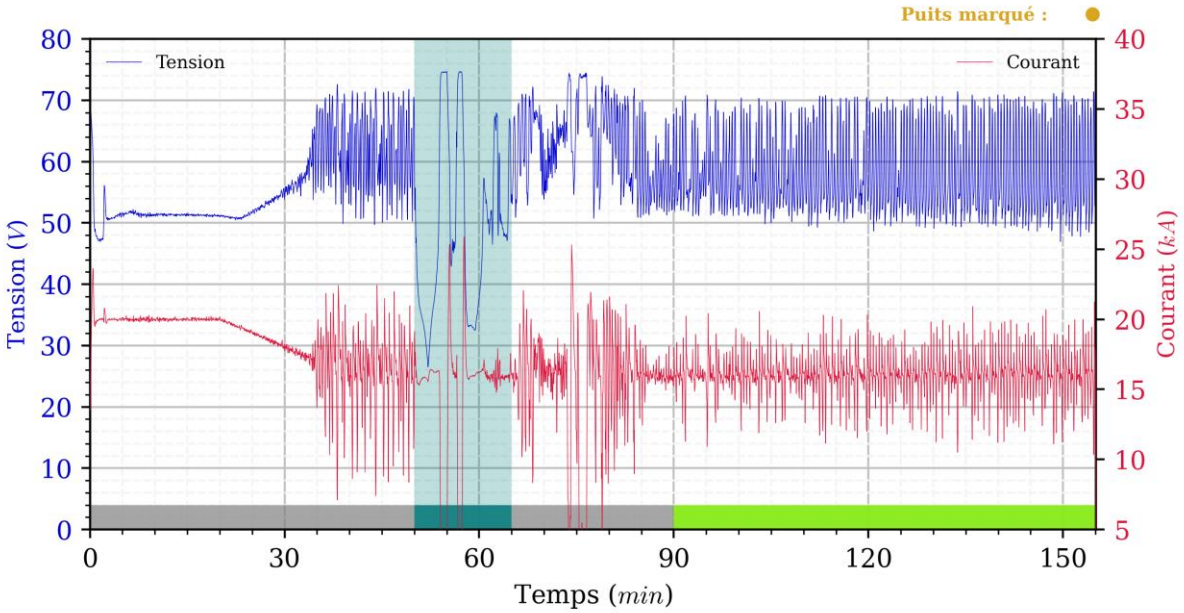


Figure 6.3 : Evolution de la tension et de l'intensité du courant pendant la Refusion 3

Le déroulement des trois refusions d'essai qui viennent d'être présentées est synthétisé dans le Tableau 6.1.

Essai n°	Intensité visée (kA)	Tensions visées (V)	Mesures d'immersion
1	16 (hors amorçage)	Segment 1 : 48 V Segment 2 : 54 V Segment 3 : 38 V	Méthode 1. à la fin des segments 1 et 2 Méthode 3. à la fin de la refusion
2	16 (hors amorçage)	Rampe 1 de 50 à 59 V Rampe 2 de 59 à 38 V Palier 2 à 38V Rampe 3 jusqu'à 29 V Palier final à 34 V	Méthode 1. à la fin du palier 2 et de la rampe 3 Méthode 3. à la fin de la refusion
3	16 (hors amorçage)	Palier final à 58 V	Méthode 3. à la fin de la refusion

Tableau 6.1 : Synthèse des refusions d'essai

6.1.5. Propriétés thermo-physiques utilisées pour les simulations

Ce paragraphe rassemble les propriétés thermo-physiques du laitier et des nuances mis en œuvre lors des essais présentés dans les paragraphes précédents. Ces propriétés sont notamment nécessaires pour mener des simulations en utilisant le modèle SOLECS.

Laitier

Un même laitier, 70/15/15 avec addition de silice, a été utilisé pour les Refusions 1, 2 et 3. Les propriétés caractéristiques de ce laitier sont présentées dans le Tableau 6.2. En se basant sur les conclusions de Yanagase *et al.*[36] (§ 1.1.3), on estime que l'ajout de silice a un impact négligeable sur la viscosité du laitier.

Masse volumique ($kg.m^{-3}$)	2 765
Viscosité (Pa.s)	0,008
Conductivité thermique ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	*Equation (1.4)* *ex : 29 à 1500 °C*
Coefficient d'expansion thermique (K^{-1})	$7{,}5\ 10^{-5}$
Chaleur spécifique massique ($J.kg^{-1}.K^{-1}$)	1 380
Chaleur latente de fusion ($J.kg^{-1}$)	$5{,}1\ 10^{5}$
Température de liquidus (°C)	1 460
Conductivité électrique ($\Omega^{-1}.m^{1}$)	*Equation (1.5),* $N_x = 0{,}25$ *ex : 258 à 1500 °C*

Tableau 6.2 : Propriétés thermo-physiques du laitier, d'après [7,36,39,126] et simulation thermodynamique (MTDATA, base MTOX, Eramet Research)

Alliages

Des électrodes d'acier 40CrMoV13-9 (dénomination commerciale GH4) ont été utilisées pour les refusions 1 et 2, tandis que le troisième essai a consisté à refondre une électrode d'acier X40CrMoVN16-2 (dénomination commerciale XD15N). Le Tableau 6.3 précise la composition typique de ces nuances. Les propriétés thermo-physiques de ces deux aciers sont rassemblées dans le Tableau 6.4.

Teneur (%m)	**C**	**Cr**	**Mo**	**V**	**N**
40CrMoV13-9	0,40	3,25	0,9	0,2	-
X40CrMoVN16-2	0,42	15,5	1,75	0,3	0,2

Tableau 6.3 : Composition des nuances d'acier refondues

	40CrMoV13-9	**X40CrMoVN16-2**
Masse volumique ($kg.m^{-3}$)	7 000	6 900
Viscosité (Pa.s)	0,004	0,004
Conductivité thermique ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	30	30
Coefficient d'expansion thermique (K^{-1})	$9{,}2\ 10^{-5}$	$9{,}2\ 10^{-5}$
Chaleur spécifique massique ($J.kg^{-1}.K^{-1}$)	810	810
Chaleur latente de fusion ($J.kg^{-1}$)	$2{,}80\ 10^{5}$	$2{,}67\ 10^{5}$
Température de liquidus (°C)	1 492	1 460
Température de solidus (°C)	1 432	1 362
Conductivité électrique ($\Omega^{-1}.m^{1}$)	$1\ 10^{6}$	$1\ 10^{6}$

Tableau 6.4 : Propriétés thermo-physiques des nuances d'acier refondues, d'après [7] et simulations thermodynamiques (ThermoCalc, base TCFE9)

6.2. Evolution de la profondeur d'immersion

Comme indiqué dans le paragraphe 6.1, différentes mesures indirectes ou estimations de la profondeur d'immersion de l'électrode ont été réalisées lors des Refusions 1 à 3. Dans ce paragraphe, ces mesures sont détaillées pour chaque essai.

6.2.1. Refusion 1

La Figure 6.4 représente l'évolution de la résistance équivalente du laitier (rapport U/I instantanées) et de la variation de masse de l'électrode au cours de la première mesure d'immersion par consommation de la Refusion 1 (méthode 1.). Cette manipulation a été effectuée à la fin du Segment 1, lorsqu'une immersion *moyenne* était visée (tension moyenne de 43 V). Le temps $t = 0$ s représente l'instant où l'électrode est immobilisée. Le dernier point tracé sur cette figure est caractérisé par une résistance mesurée de 7 mΩ : on considère alors qu'à cet instant,

l'électrode et le laitier ne sont plus en contact. *Les prises de masse visibles sur la Figure 6.4 ne sont que du bruit de mesure et ne correspondent bien évidemment pas à une augmentation de la masse de l'électrode.*

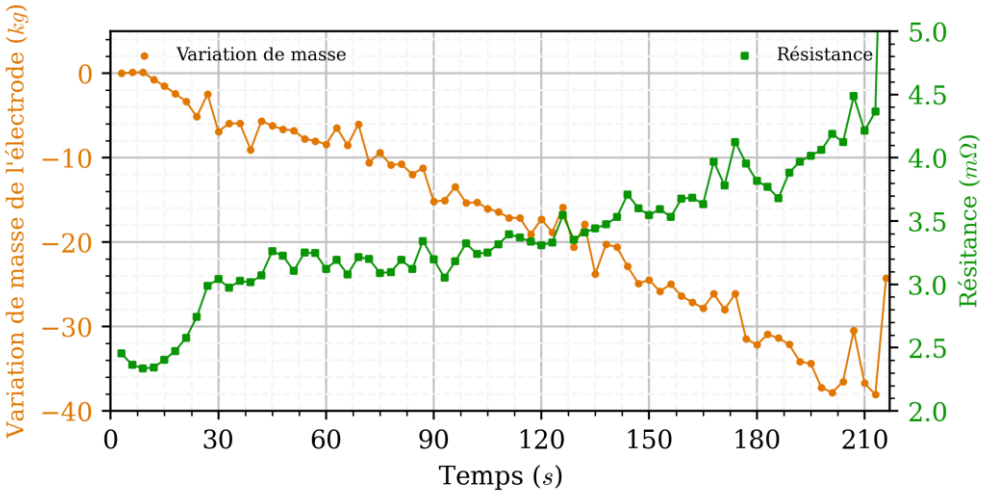


Figure 6.4 : Variation de la masse de l'électrode et évolution de la résistance pendant la première mesure d'immersion de la Refusion 1

La perte de masse entre $t = 0$ et l'instant où la profondeur d'immersion devient nulle permet de calculer le volume de la portion initialement immergée de l'électrode (*la méthode de calcul est détaillée en Annexe 7*). On suppose pour ce calcul que l'extrémité immergée de l'électrode est parfaitement plane, et que la surface du laitier est également plane et immobile. Cette représentation de l'immersion est analogue à celle du modèle SOLECS.

Une première hypothèse consiste à considérer que l'immersion est nulle juste avant que le contact électrique entre électrode et laitier ne soit rompu. Pour la mesure d'immersion discutée ici, ce point est situé à $t = 213$ s.

Toutefois, concernant l'évolution de la résistance, deux comportements distincts se dessinent. Dans un premier temps, elle n'évolue que faiblement et les signaux suivent une variation régulière. Dans un second temps, après $t = 27$ s, la résistance mesurée poursuit son augmentation mais est nettement plus oscillante. La transition entre ces deux régimes, pendant laquelle une forte augmentation de la résistance est visible, pourrait correspondre au point d'immersion nulle. Au-delà de cet instant, le courant électrique continue à circuler bien que l'électrode ne soit plus réellement immergée, si l'on suppose que certaines portions de l'extrémité de l'électrode restent en contact avec le laitier, soit parce qu'elle n'est pas complétement plane, soit grâce aux *faucets* en formation ou encore aux mouvements ondulatoires de la surface libre du laitier.

Nous nous retrouvons donc avec deux hypothèses concernant l'instant d'immersion nulle. Ces deux hypothèses conduisent bien évidemment à des profondeurs d'immersions initiales (à $t = 0$ s) très différentes. En suivant la première hypothèse, l'immersion serait de près de 50 mm, tandis que la seconde hypothèse conduit à une profondeur immergée de l'ordre de 7 à 8 mm.

Dans la suite de ce paragraphe, l'association d'observations complémentaires et de simulations a pour but de trancher entre ces deux hypothèses.

L'évolution de la résistance équivalente du laitier calculée en fonction de la profondeur d'immersion de l'électrode est présentée sur la Figure 6.5. Ces valeurs de résistance sont les résultats d'une simulation électromagnétique du procédé ESR, correspondant au modèle électromagnétique de SOLECS (Chapitre 4, équation 4.1). Le volume de laitier est conservé pour chaque calcul (il est représentatif de la quantité utilisée lors des Refusions 1 et 2). La conductivité électrique du laitier est fixée à 250 $\Omega^{-1}.m^{-1}$, et le laitier solidifié formé entre le bain de laitier et la lingotière est considéré comme parfaitement isolant.

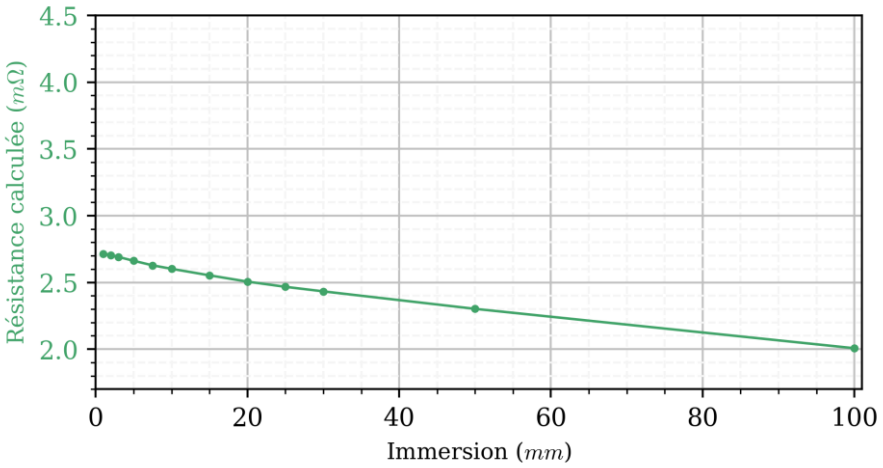


Figure 6.5 : Evolution de la résistance calculée en fonction de l'immersion pour un cas représentatif des Refusions 1 et 2

Lorsque la profondeur d'immersion diminue, l'augmentation de la résistance n'est pas tout à fait linéaire. En effet, la trajectoire du courant électrique n'est pas rectiligne : le diamètre de l'électrode est inférieur à celui du bain de laitier, et la proportion de courant traversant la paroi verticale immergée de l'électrode varie avec la profondeur d'immersion.

Pour la plus faible immersion (1 mm), la résistance calculée est d'environ 2,7 mΩ. En extrapolant à immersion nulle, il semble vraisemblable que la résistance du laitier soit de l'ordre de 2,8 mΩ.

Or, lors de la première mesure d'immersion effectuée au cours de la Refusion 1, la résistance équivalente du laitier dépasse 3 mΩ après 27 s, et atteint environ 4,5 mΩ à la fin de la manipulation (Figure 6.4). Seul un contact partiel entre l'électrode et le laitier peut expliquer ces valeurs élevées. Ceci supporte la seconde hypothèse relative à la localisation du point d'immersion nulle.

Par ailleurs, la première refusion s'était terminée par un palier (Segment 3), caractérisé par une tension visée plus faible que lors du Segment 1, c'est-à-dire avec une profondeur d'immersion plus importante que celle mesurée à la fin du Segment 1. L'électrode a été retirée rapidement du laitier à la fin de cet essai. Les photographies de la Figure 6.6 montrent son aspect. Les traces blanches visibles sont constituées de laitier solidifié, projections résultant de l'addition des palets de nickel.

La surface horizontale de la partie immergée était relativement plane. Un examen de la périphérie de l'électrode (photographie (b)) montre que sa profondeur d'immersion semblait de l'ordre de 10 mm, voire 15 mm à certaines positions.

On notera toutefois qu'à l'instant où l'électrode a été retirée du laitier, la tension était de 42 V (le système ayant été légèrement déstabilisé par l'ajout de palets de nickel 15 minutes plus tôt). L'électrode était donc moins immergée qu'au cours du Segment 3, pour lequel la tension moyenne était de 38 V. L'immersion ainsi estimée est donc très probablement proche de celle obtenue lors du Segment 1 (tension moyenne de 43 V).

Il semble peu probable que l'électrode était beaucoup plus immergée lors du Segment 1 qu'à la fin de l'essai. En conséquence, nous avons décidé d'adopter la seconde hypothèse concernant l'instant où l'immersion devient nulle.

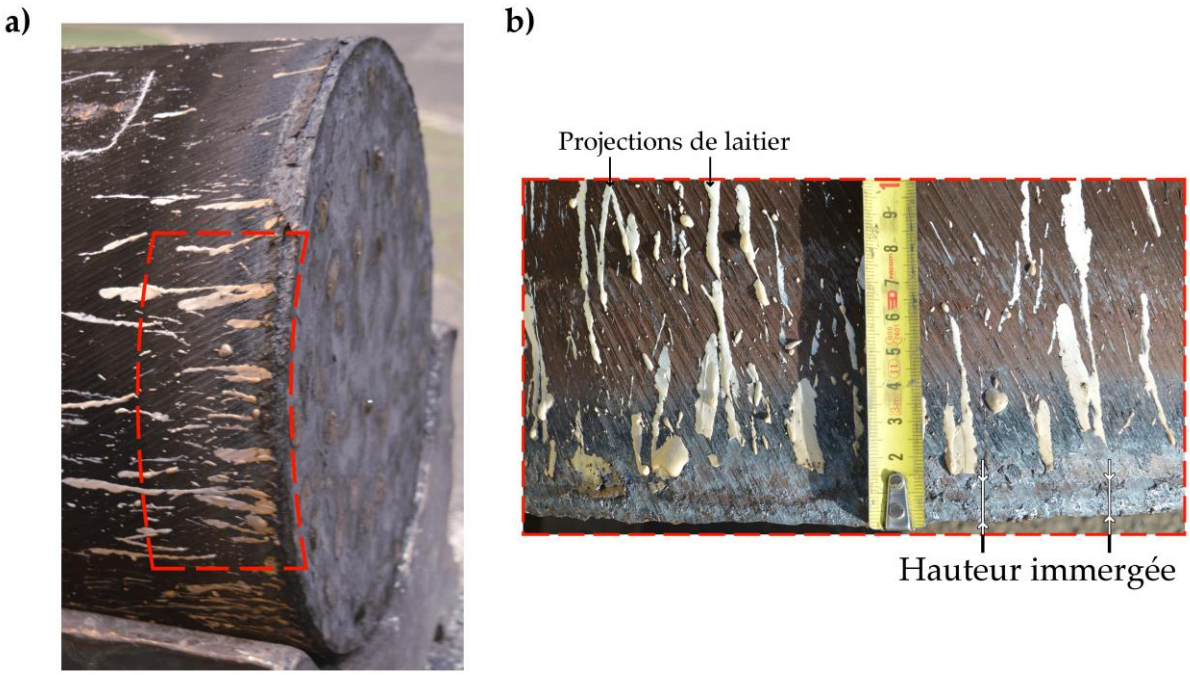


Figure 6.6 : Aspect de l'électrode retirée du laitier à la fin de la refusion 1, a) vue générale et b) détail

Nous considérons donc que, au cours des mesures d'immersion par consommation, l'électrode affleure la surface du laitier à l'instant où la résistance mesurée augmente fortement (et dépasse 2,8 mΩ dans la configuration des essais 1 et 2). En suivant cette hypothèse, l'évolution de l'immersion calculée (méthode 2.) – puis de la distance entre l'électrode et la surface supposée plane du laitier [8] – tout au long de la première mesure par consommation (fin du Segment 1) est présentée sur la Figure 6.7.

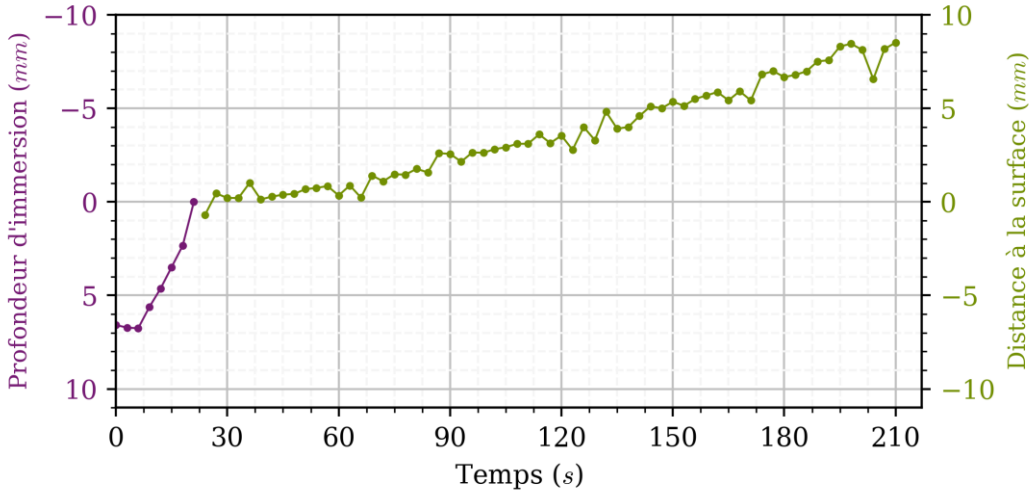


Figure 6.7 : Evolution de la profondeur d'immersion puis de la distance entre l'électrode et la surface du laitier au cours de la première mesure d'immersion de la Refusion 1

Au moment où l'électrode a été immobilisée ($t = 0$ s), elle était immergée d'environ 7 mm. La fusion s'est poursuivie jusqu'à ce que l'immersion soit nulle (autour de $t = 21$ s). L'électrode est ensuite restée en contact partiel avec le laitier, jusqu'à ce que la distance moyenne électrode-laitier atteigne environ 8 mm.

Une seconde mesure d'immersion a été effectuée à la fin du Segment 2 (tension visée 54 V, immersion *a priori faible*). L'évolution de la résistance et de la perte de masse de l'électrode pendant cette manipulation est présentée sur la Figure 6.8. Cette mesure a été bien plus rapide que la précédente : la perte de contact électrique est intervenue après moins d'une minute.

A $t = 0$ s, la résistance mesurée était déjà égale à 3,4 mΩ : l'électrode n'était donc pas immergée dans le laitier, mais affleurait seulement à sa surface.

[8] La distance entre l'électrode et la surface du laitier correspond à l'éloignement de l'électrode de la surface du laitier (supposée plane) après que le point d'immersion nulle soit atteint. Elle est calculée de façon similaire à la variation d'immersion (méthode 2.), en supprimant le terme lié à la poussée d'Archimède et sans prendre en compte le facteur géométrique Γ (voir Annexe 7).

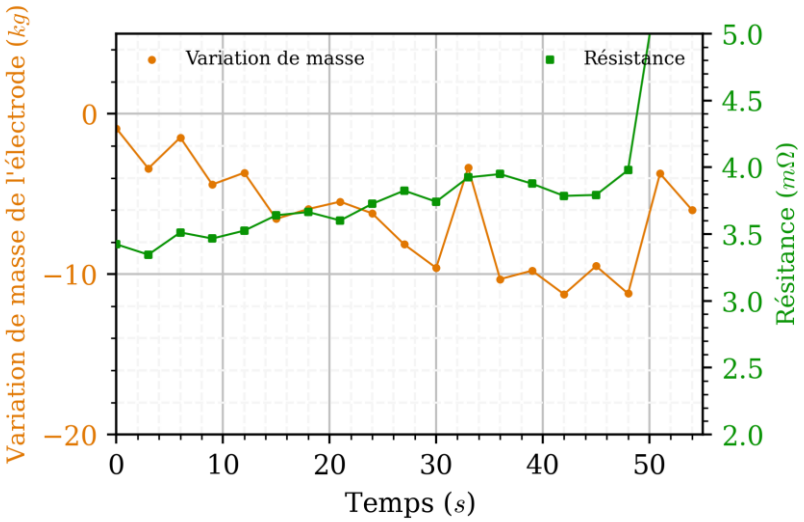


Figure 6.8 : Evolution de la résistance du laitier et de la variation de masse de l'électrode au cours de la mesure d'immersion effectuée à la fin du Segment 2 de la Refusion 1

6.2.2. Refusion 2

Deux mesures d'immersion ont été effectuées lors du deuxième essai : une à la fin du palier P2 (dont la visée tension était similaire à celle du Segment 3 de la refusion 1), l'autre à la fin de la rampe de tension R3 (visée tension très faible ; forte immersion de l'électrode). Les évolutions de résistance mesurée et de perte de masse sont tracées sur les Figures 6.9 et 6.10.

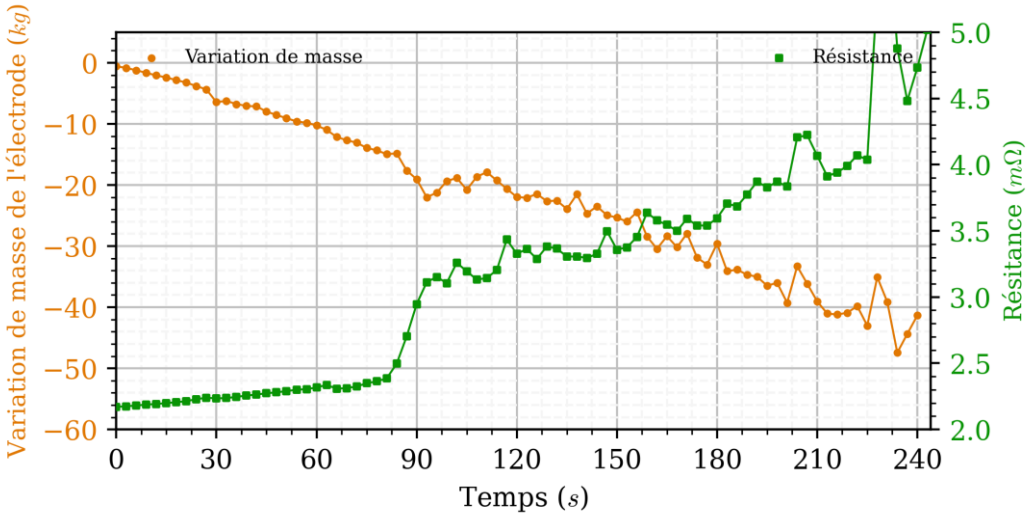


Figure 6.9 : Evolution de la résistance mesurée et de la variation de masse de l'électrode pendant la première mesure d'immersion de la Refusion 2

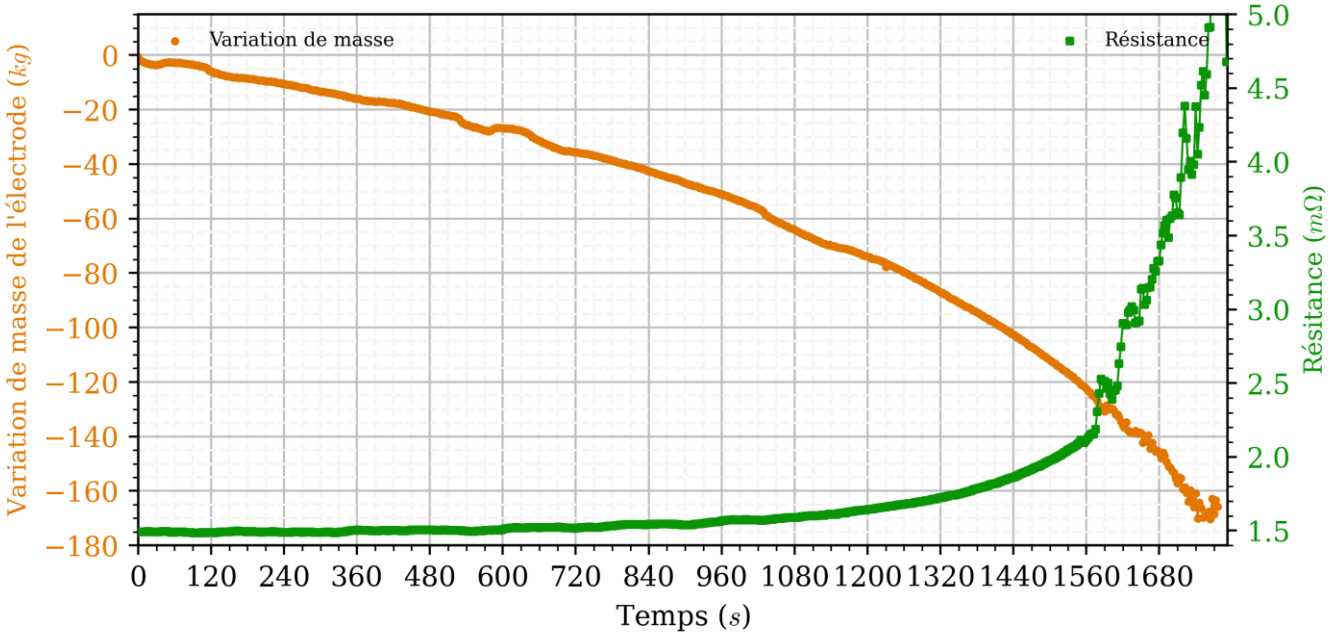


Figure 6.10 : Evolution de la résistance mesurée et de la variation de masse de l'électrode pendant la seconde mesure d'immersion de la Refusion 2

Pour la première mesure (Figure 6.9), le point d'immersion nulle (brusque augmentation de la résistance) est supposé être à $t = 90$ s. Lors de la deuxième mesure (Figure 6.10), il est placé à $t = 1650$ s. L'épaulement visible à partir de 1575 s pourrait être causé par l'excursion d'une portion non-plane de l'électrode.

L'évolution de la profondeur d'immersion puis de la distance entre l'électrode et la surface du laitier est présentée sur la Figure 6.11 pour la première mesure, et sur la Figure 6.12 pour la seconde mesure. L'immersion à l'instant où l'électrode a été immobilisée était respectivement de 24 et 180 mm. Ces valeurs sont cohérentes avec les niveaux de tension visés.

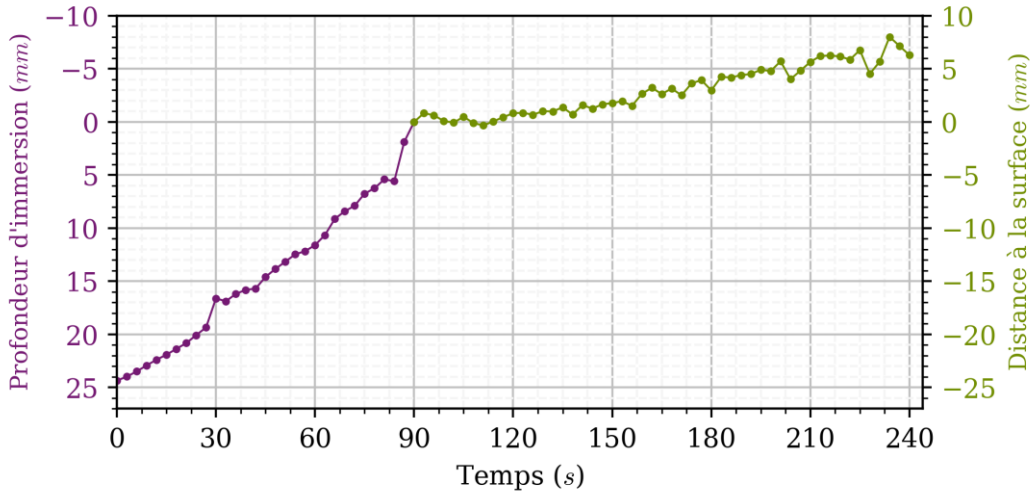


Figure 6.11 : Evolution de la profondeur d'immersion puis de la distance entre l'électrode et la surface du laitier au cours de la mesure effectuée à la fin du palier P2 de la Refusion 2

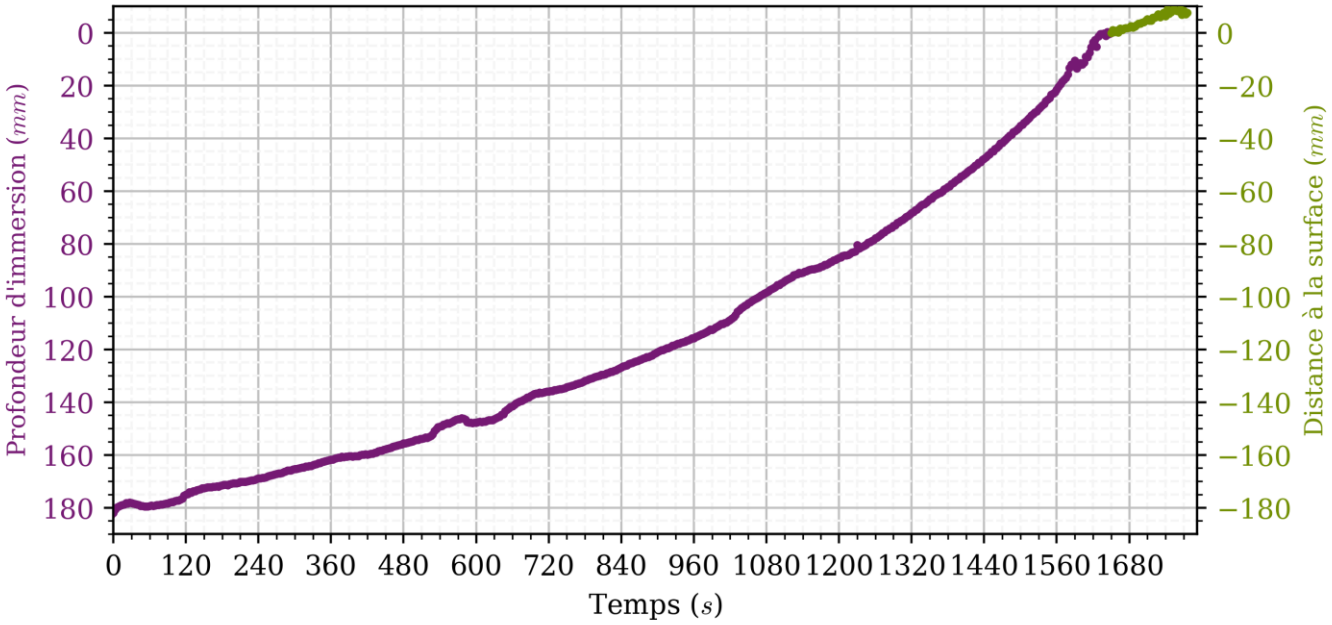


Figure 6.12 : Evolution de la profondeur d'immersion puis de la distance entre l'électrode et la surface du laitiera u cours de la mesure effectuée à la fin de la rampe R3 de la Refusion 2

A la fin de l'essai (après le palier P3) l'électrode a été subitement retirée du laitier. Les photographies présentées sur la Figure 6.13 montrent son profil. On remarque tout d'abord que l'extrémité immergée n'est pas parfaitement plane : les arêtes en périphérie ne sont pas franches et la surface est légèrement concave au centre. Ce profil se rapproche du type IV proposé par Tacke et Schwerdtfeger[52] (§ 1.2.2). La profondeur d'immersion semble être de 2 à 3 cm, mais il est difficile de l'évaluer précisément compte tenu de la morphologie de l'électrode.

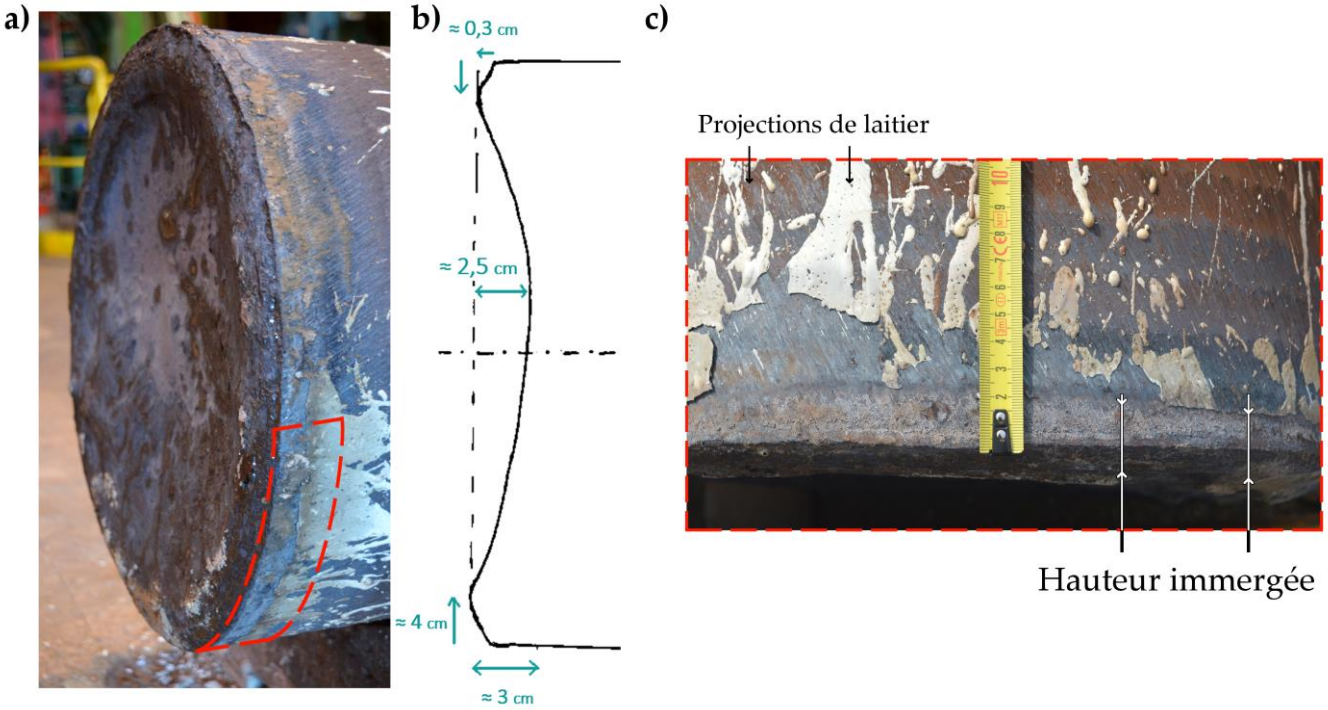


Figure 6.13 : Aspect de l'électrode retirée du laitier à la fin de la Refusion 2, a) vue générale, b) allure de l'extrémité et c) détail

6.2.3. Refusion 3

Lors du troisième essai, aucune mesure d'immersion n'a été effectuée. Les plongées et remontées rapides (segment bleu de la Figure 6.3) ne sont pas abordées ici.

A la fin de la refusion, l'électrode a été retirée rapidement du laitier (Figure 6.14). La surface est plane, et la profondeur d'immersion semble pratiquement nulle. Une visée tension élevée était en effet imposée durant le palier occupant la fin de cet essai, et une résistance moyenne de 3,55 mΩ a été relevée. Pour la géométrie de cet essai, la résistance calculée en considérant une immersion de 1 mm est de l'ordre de 3,2 mΩ.

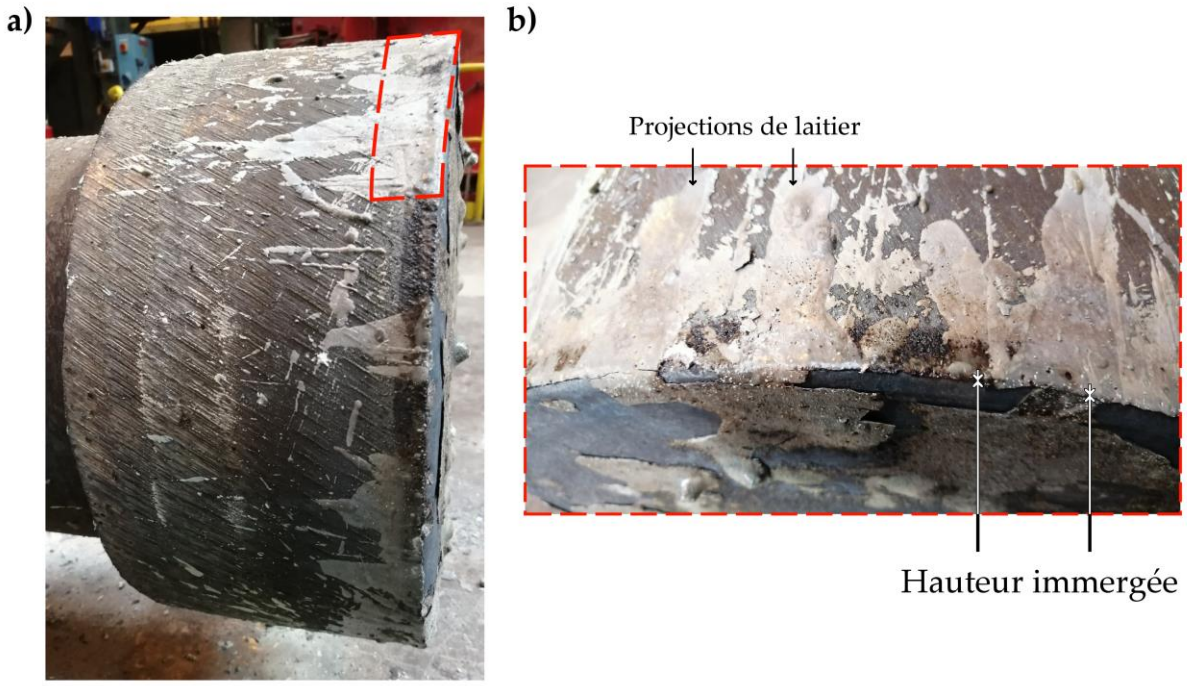


Figure 6.14 : Aspect de l'électrode retirée du laitier à la fin de la Refusion 3, a) vue générale et b) détail

6.2.4. Synthèse

Les Figures 6.15 et 6.16 présentent les mesures d'immersion effectuées lors des Refusions 1 et 2, mises en regard de l'évolution temporelle de la tension (moyenne glissante sur 2 minutes). L'évolution de la profondeur d'immersion entre chaque point de mesure est estimée en suivant les variations de résistance mesurée.

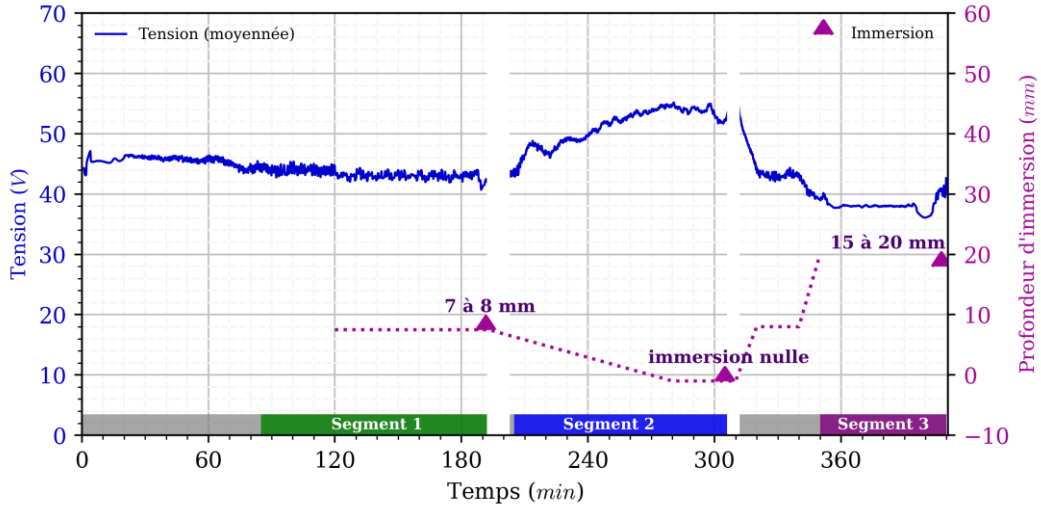


Figure 6.15 : Evolution supposée de la profondeur d'immersion au cours de la Refusion 1

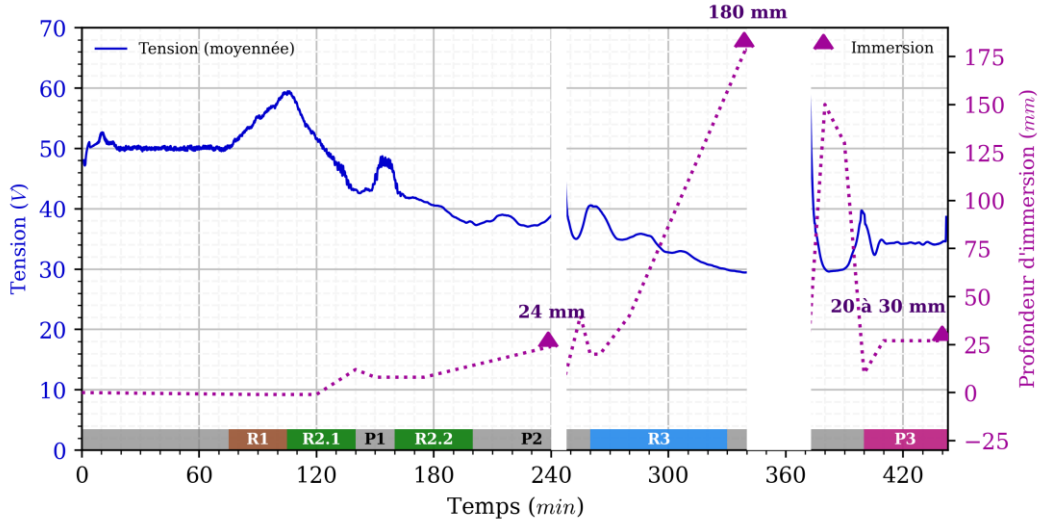


Figure 6.16 : Evolution supposée de la profondeur d'immersion au cours de la Refusion 2

En ce qui concerne la Refusion 3, l'immersion est supposée quasi-nulle pendant le segment final à tension élevée (segment en bleu sur la Figure 6.3).

6.3. Immersion et résistance

Comme nous l'avons présenté dans les paragraphes précédents, une modification de l'immersion entraîne une variation de la distance entre électrode et sommet du lingot, ce qui affecte la « résistance équivalente » du laitier. Dans ce paragraphe, l'influence de la hauteur immergée de l'électrode sur la résistance (ou la tension) est discutée, en soulignant notamment la modification de l'allure des signaux électriques.

Electrode affleurante

Lorsque l'électrode n'est pas immergée, mais affleure seulement à la surface du laitier, la résistance mesurée est relativement élevée, et devient supérieure à celle calculée par un modèle électromagnétique du procédé ESR en considérant une très faible immersion (voir paragraphe précédent).

Ce régime a notamment été observé pendant le Segment 2 de la Refusion 1, à la jonction entre les rampes R1 et R2 de la Refusion 2 et pendant le palier final de la Refusion 3. L'évolution temporelle de la résistance mesurée sur des plages sélectionnées au cours de ces segments est représentée sur la Figure 6.17. Pour chacun de ces cas, la résistance moyenne est plus élevée que la résistance maximale déterminée par les modèles (pour rappel, environ 2,8 mΩ pour les Refusions 1 et 2 et 3,2 mΩ pour la Refusion 3). Les signaux de résistance sont marqués par une forte oscillation au cours du temps : l'écart-type est respectivement de 0,08, 0,10 et 0,80 mΩ. Les oscillations sont plutôt symétriques pour les exemples a) et b) : le rapport entre la médiane et la moyenne est compris entre 0,995 et 1. Le signal c) est quant à lui plus asymétrique : le rapport entre la médiane et la moyenne est de l'ordre de 0,9.

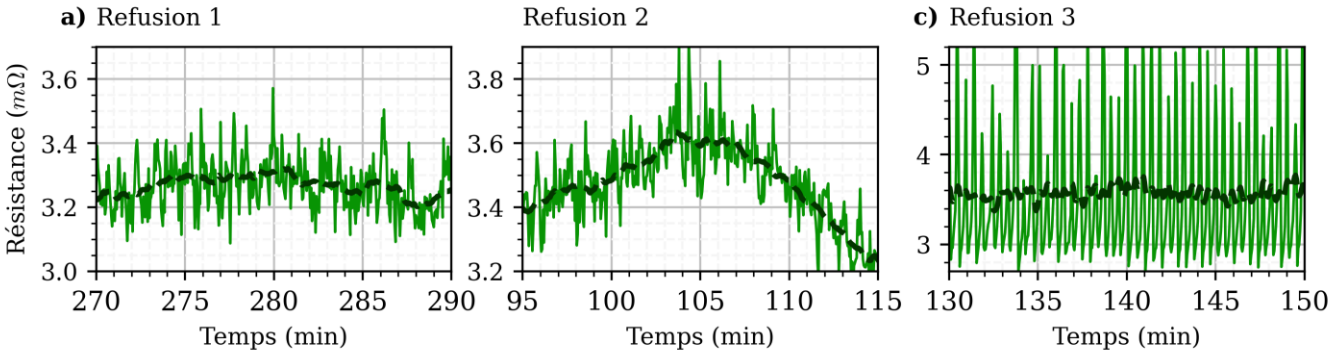


Figure 6.17 : Evolution temporelle de la résistance mesurée lorsque l'électrode affleure à la surface du laitier, détails pris lors a) du Palier 2 de la Refusion 1, b) des rampes R1 et R2 de la Refusion 2 et c) du palier de la Refusion 3

Pour analyser ces signaux, il faut bien évidemment mettre en regard les mouvements de l'électrode. La Figure 6.18 représente l'évolution de l'avance de l'électrode, c'est-à-dire sa vitesse de descente, aux mêmes instants que ceux représentés sur la Figure 6.17. L'avance de référence représente la différence entre la vitesse de consommation de l'électrode et la vitesse de croissance

du lingot : $\frac{v_{fus}}{\rho}\left(\frac{1}{\pi r_{ele}^2}-\frac{1}{\pi r_{mold}^2}\right)$. Les variations d'avance autour de cette valeur moyenne permettent d'évaluer les mouvements de l'électrode.

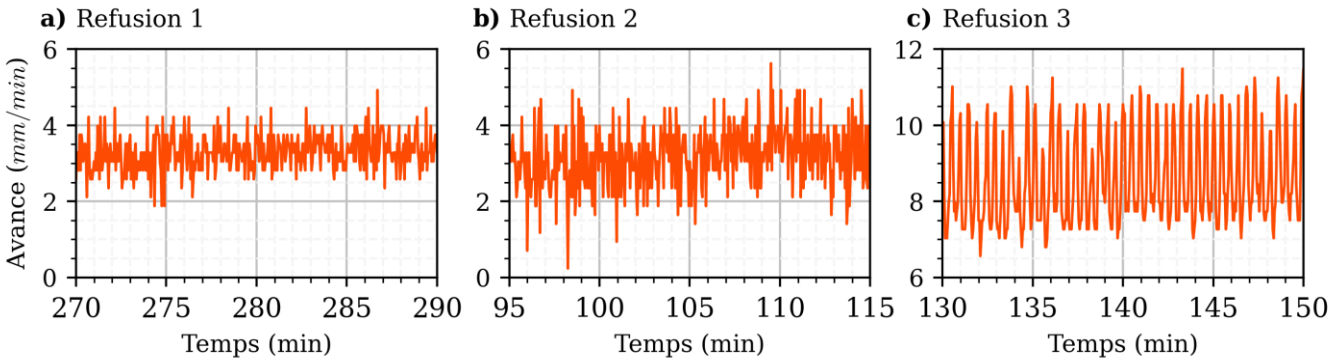


Figure 6.18 : Variations de l'avance lorsque l'électrode affleure à la surface du laitier (mêmes cas que la Figure 6.17)

Concernant les cas a) et b), les variations d'avance sont centrées autour de la valeur moyenne et symétriques. La variation de résistance peut être liée à ces mouvements, mais seulement en partie. Il y a sans doute une contribution plus « naturelle », liée à la variation de surface de contact. Pour le cas c), on remarque que les variations d'avance sont bien en phase avec les variations de résistance. La résistance instantanée est alors liée principalement aux mouvements de l'électrode, qui permettent de rétablir périodiquement le contact électrique : en effet, les valeurs de résistance les plus basses indiquent que l'électrode est faiblement immergée. L'écart-type de la variation de résistance, dont l'origine est liée aux mouvements de l'électrode, est similaire au *swing* tel que défini par Damkroger[152], Schlienger[151] et Melgaard *et al.*[153]. Cette valeur de *swing* est souvent utilisée comme indicateur de la profondeur d'immersion – notamment pour les systèmes de régulation. Mais on remarque ici que – en plus des variations liées aux mouvements imposés à l'électrode – il semble également y avoir une contribution naturelle à faible immersion.

On notera aussi que les variations d'avance, et donc leur influence sur les variations de résistance – dépendent fortement des coefficients utilisés pour les régulations de type PID. Par exemple, le cas c) utilise un jeu qui rend la régulation plus « dynamique » que les autres cas.

Forte immersion

Au cours des Refusions 1 et 2, l'électrode a été par moments fortement immergée dans le laitier. L'évolution de la résistance mesurée au cours d'instants sélectionnés lors de ces essais est présentée sur la Figure 6.19. La vitesse de descente de l'électrode aux mêmes instants est présentée sur la Figure 6.20.

On notera que, malgré des variations de la profondeur d'immersion de l'ordre de 4 mm liés aux mouvements de l'électrode, l'impact sur la résistance mesurée est assez faible. L'écart-type

est de l'ordre de 0,015, 0,01 et 0,005 mΩ. En effet, lorsque l'électrode est fortement immergée, la variation d'aire de contact en fonction de l'immersion est relativement faible.

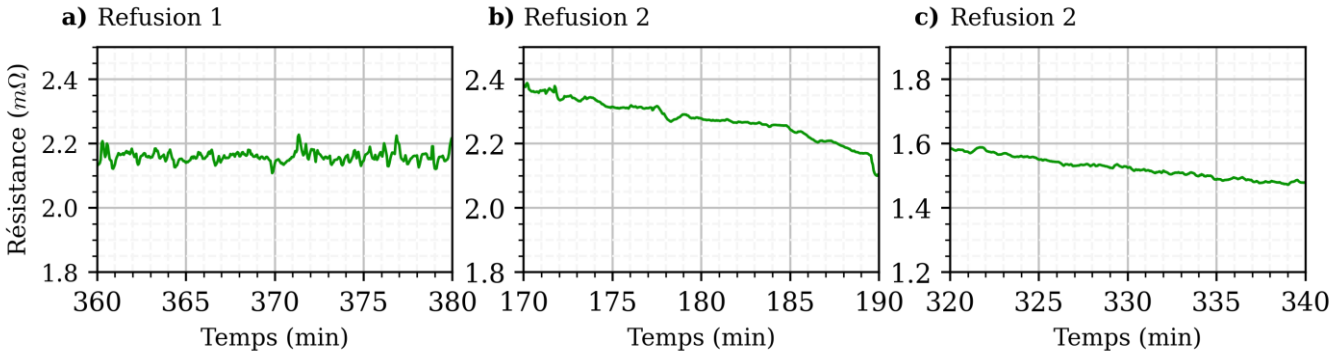


Figure 6.19 : Evolution temporelle de la résistance mesurée lorsque l'électrode est fortement immergée, détails pris lors a) du Segment 3 de la Refusion 1, b) du palier P2 et c) de la rampe R3 de la Refusion 2

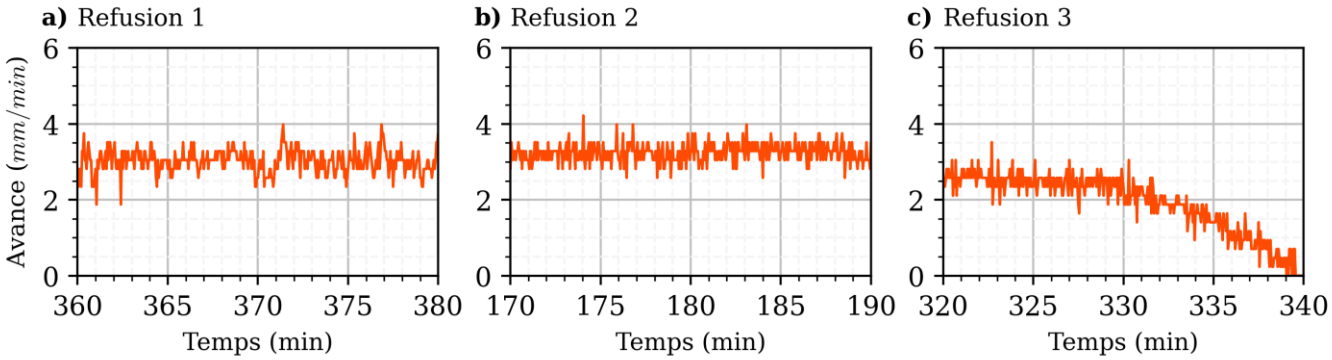


Figure 6.20 : Evolution de l'avance de l'électrode lorsque celle-ci est fortement immergée (mêmes cas que la Figure 6.19)

Immersion faible et instabilités

Au cours du Segment 1 de la Refusion 1, un comportement particulier a été observé : des pics de tension et de résistance étaient périodiquement produits. Ce régime a été reproduit lors du transitoire avant le Segment 3 de ce même essai, puis lors du palier P1 de la Refusion 2. L'évolution de la résistance sur des plages temporelles sélectionnées lors de ces segments est tracée sur la Figure 6.21, et l'avance de l'électrode à ces mêmes instants est représentée sur la Figure 6.22.

Ces signaux de résistance sont caractérisés par des instants où la valeur est basse et évolue faiblement, puis d'autres où elle augmente subitement. Face à cette augmentation, la régulation agit en augmentant la vitesse de descente de l'électrode afin d'augmenter la profondeur d'immersion.

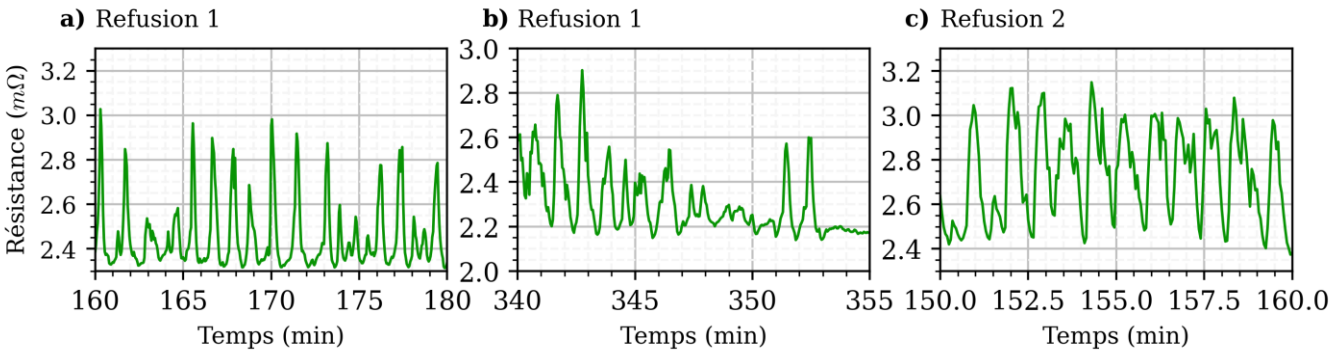


Figure 6.21 : Evolution temporelle de la résistance mesurée lorsque l'immersion est relativement faible, détails pris lors a) du Segment 1 et b) du transitoire avant le Segment 3 de la Refusion 1 et c) du palier P1 de la Refusion 2

Ces instabilités ont été également rapportées par Melgaard et Shelmidine[154], lors de refusions pour lesquelles la descente de l'électrode était asservie par la tension. Selon ces auteurs, ce régime est provoqué par la fusion inhomogène de la portion immergée de l'électrode. Lors des portions où la résistance augmente doucement, la profondeur d'immersion diminue progressivement. La fusion de l'électrode est plus importante au centre et une crête se forme alors en périphérie. Lorsque l'immersion est quasi-nulle, cette crête est consommée est la résistance mesurée augmente subitement. La hauteur du pic dépend du fait que le contact électrique soit partiellement perdu ou non. Melgaard et Shelmidine remarquent en effet une alternance entre deux niveaux d'impédance maximale.

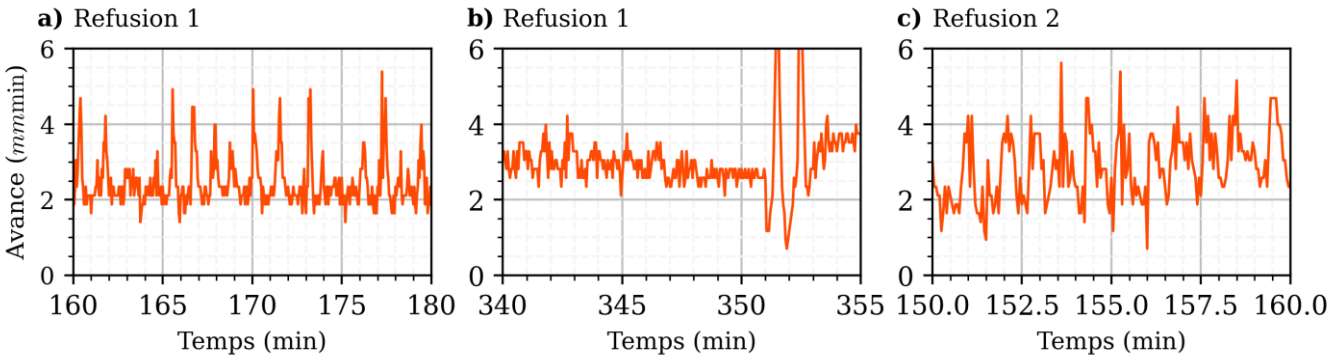


Figure 6.22 : Evolution temporelle de la vitesse d'avance de l'électrode lorsque l'immersion est relativement faible (mêmes cas que la Figure 6.21)

Pour soutenir cette hypothèse, nous pouvons calculer la variation de la profondeur d'immersion de l'électrode lorsque ces pics sont observés (*méthode de calcul présentée en Annexe 7*). Sur la Figure 6.23, l'évolution de l'immersion ainsi calculée est mise en regard de l'évolution de la résistance, sur la même plage que celle des Figures 6.21 et 6.22 a).

En considérant que l'immersion maximale est de l'ordre de 8 mm (mesure d'immersion par consommation effectuée à la fin de ce segment de la Refusion 1, voir § 6.2), on peut affirmer que les pics de résistance ont bien lieu à chaque fois que l'immersion devient nulle ou quasi-nulle.

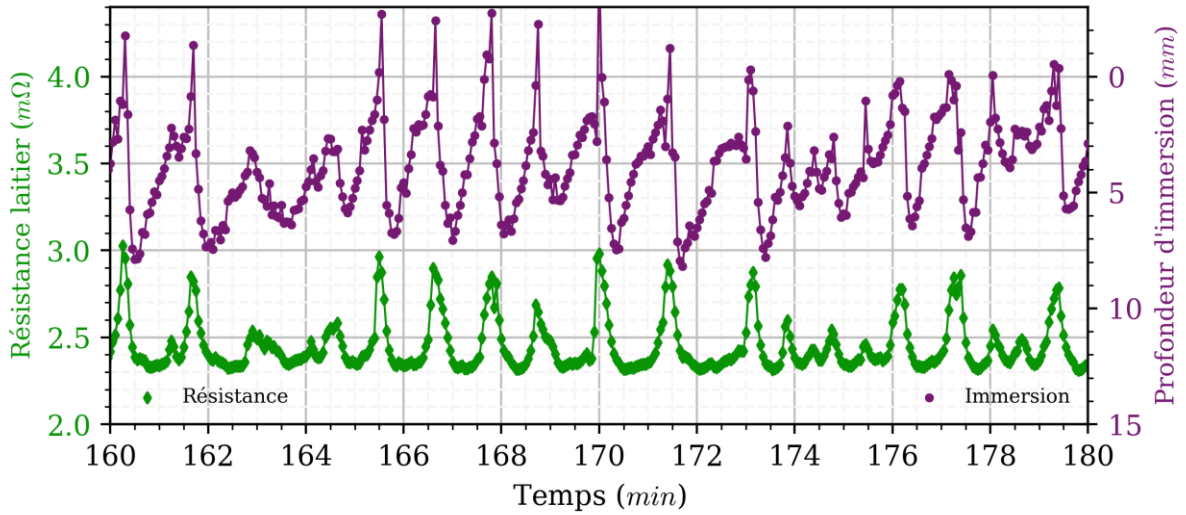


Figure 6.23 : Evolution de la profondeur d'immersion pendant des pics de résistance (Refusion 1)

Ce régime particulier est donc bien la conséquence d'un couplage entre la fusion de l'électrode et le système de régulation utilisé. Notons que Melgaard et Shelmidine[154] proposent d'utiliser ces pics caractéristiques dans le cadre d'un système de contrôle de la profondeur d'immersion de l'électrode.

6.4. Immersion, puissance et vitesse de fusion

La puissance électrique consommée par le procédé – en majorité dissipée par effet Joule dans le laitier – varie évidemment en fonction de l'immersion, puisque les essais étaient conduits en visant une intensité du courant constante et que la résistance est liée à la profondeur d'immersion. Une variation de la profondeur d'immersion aura donc une influence sur la puissance thermique transmise à l'électrode, et par conséquent sur la vitesse de fusion.

Sur la Figure 6.24 est tracée la vitesse de fusion en fonction de la puissance totale consommée, mesurée à des instants représentatifs de paliers ou segments des Refusions 1 à 3 (*NB : l'étiquette associée à chaque point indique le numéro de l'essai et le moment des mesures ; les marqueurs rouges correspondent à une immersion supérieure à 50 mm, respectivement de 100 et 180 mm pour les points 2 : 310 min et 2 : 335 min*).

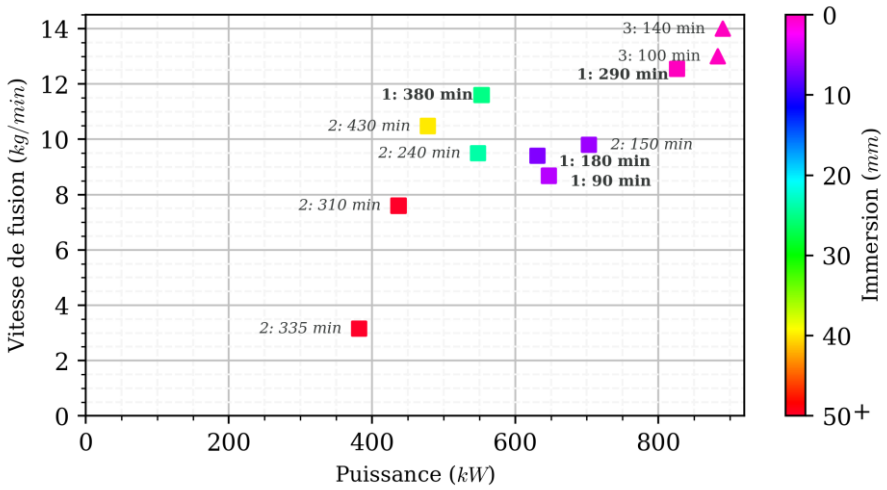


Figure 6.24 : Vitesse de fusion mesurée en fonction de la puissance consommée, points sélectionnés au cours des 3 refusions d'essai – les marqueurs carrés signent les essais réalisés avec une électrode de diamètre 430 mm et les marqueurs triangulaires l'essai avec une électrode de diamètre 370 mm ; la couleur des marqueurs est fonction de la profondeur d'immersion calculée

Puisque la quantité de laitier est similaire pour tous les points tracés, une profondeur d'immersion faible conduit à une résistance équivalente du laitier, et donc une puissance consommée, importante. La vitesse de fusion augmente également avec la puissance consommée, mais la relation entre ces deux grandeurs n'est pas strictement linéaire. En effet, lorsque la puissance dissipée est importante, les pertes thermiques (par refroidissement latéral et rayonnement) sont relativement plus importantes.

Comme évoqué dans le chapitre précédent, il est fréquent de noter une diminution de la puissance au cours de refusions industrielles conduites en contrôlant la vitesse de fusion. Ici, puisque la puissance est maintenue constante lors des segments de refusion, la vitesse de fusion augmente progressivement. Sur la Figure 6.24, ce phénomène est notamment visible pour les relevés à 100 et 140 minutes lors de la refusion 3, ou encore les points à 90 et 180 minutes mesurés lors de l'essai 1. Pour cette même refusion, la vitesse de fusion maximale (de l'ordre de 12,5 kg.min^{-1}) est bien atteinte lorsque l'électrode affleure à la surface du laitier (point 1 : 290 min). L'augmentation de la vitesse de fusion est particulièrement remarquable lors du segment final de ce premier essai : à 380 minutes, cette vitesse atteint 11,5 kg.min^{-1} malgré une puissance consommée de 550 kW.

La Figure 6.25 reprend ces mêmes données, en traçant cette fois en fonction de la profondeur d'immersion la consommation énergétique spécifique, c'est-à-dire l'énergie consommée par tonne de métal refondue (*rapport entre la puissance et la vitesse de fusion*). Là encore, l'évolution de l'efficacité thermique au cours des essais est visible, une interprétation quantitative de la figure est complexe, notamment pour les points à faible immersion. Toutefois, il apparaît que l'énergie spécifique est plus faible lorsque l'électrode est nettement immergée dans le laitier.

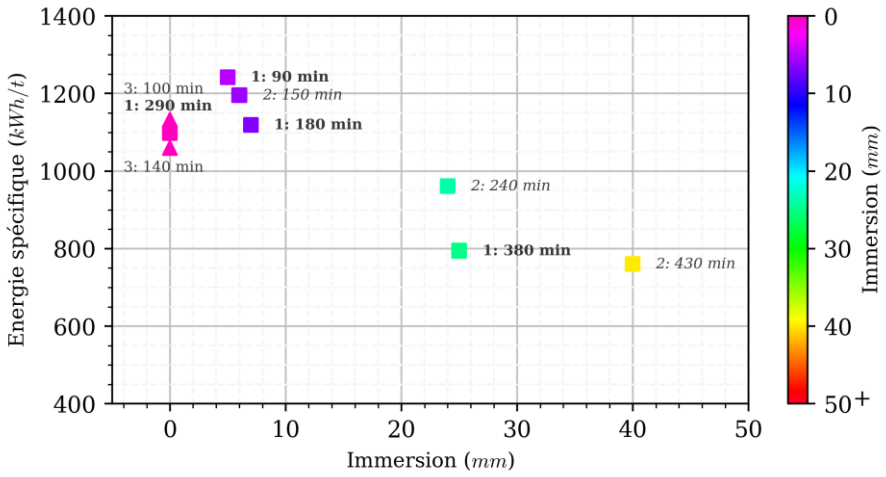


Figure 6.25 : Energie spécifique en fonction de la profondeur d'immersion calculée

6.5. Solidification du lingot

Immersion et qualité de peau de lingot

Un des premiers critères de qualité du lingot est l'aspect de sa « peau », c'est-à-dire sa surface latérale. Pour obtenir une peau de lingot satisfaisante – c'est-à-dire sans coulures ni rides – il faut que le métal se solidifie sur une peau de laitier fine, homogène et régulière[155]. Il a également été observé que la présence d'une hauteur de métal liquide (pouvant atteindre quelques centimètres) en contact avec la peau de laitier – dénommée *liquid head* ou *standing height* dans la littérature – participe à la formation d'une peau de lingot de bonne qualité[155,156]. Pour obtenir une surface lisse, on considère souvent que le point de fusion du laitier doit être plus élevé que celui du métal (cf. Chapitre 1). On remarquera toutefois que la température de liquidus du laitier utilisé pour les Refusions 1 à 3 est de l'ordre de 1460°C, température proche des points de fusion des aciers GH4 et XD15N.

Plus globalement, la qualité de peau de lingot est déterminée par la température du laitier et les transferts thermiques à proximité de la lingotière. Une modification des paramètres opératoires (entraînant alors une modification de la puissance dissipée par effet Joule ou de sa répartition dans le laitier) peut ainsi avoir un impact sur la formation de la peau du lingot, comme cela a par exemple été illustré par Hoyle[2].

Nous discuterons dans ce paragraphe l'influence observée de la profondeur d'immersion sur la qualité de peau du lingot. *On notera également que le passage d'une portion du courant électrique à travers le laitier solidifié et la peau de laitier peut avoir une influence mais n'est pas abordé ici*[68].

La Figure 6.26 présente l'apparence des 3 lingots obtenus grâce aux Refusions 1 à 3 : nous pouvons remarquer une grande variété d'aspect de peau, de la plus lisse à des structures de type *piles d'assiettes* (ou *pancakes*).

Si l'on met en regard le type de peau formé et les segments des essais – i.e. les différentes profondeurs d'immersion – les trois régimes évoqués en terme de résistance (§ 6.3) se dégagent nettement.

Lorsque l'électrode affleure à la surface du laitier, la surface du lingot est très lisse. En effet, dans ce cas, la puissance dissipée par effet Joule dans le laitier est maximale, et la température y est alors élevée. L'augmentation de la vitesse de fusion ainsi engendrée permet aussi d'obtenir une *liquid head* plus importante.

Lorsque l'immersion est importante, des rides marquées apparaissent régulièrement. Ces rides sont de plus en plus marquées, jusqu'à former des structures plus grossières similaires à des empilements de *pancakes* (lingot 2). Dans ces cas, le laitier est en effet plus froid, surtout en périphérie, ce qui entraîne un épaississement de l'épaisseur de la peau de laitier formée. Le mécanisme de formation des rides ou structures de type *piles d'assiettes* n'est toutefois pas totalement expliqué. Hoyle[2] propose que c'est la solidification du métal dans le ménisque qui est à l'origine de ces structures.

Les plongées brutales de l'électrode, bien que rapides, ont un impact non-négligeable sur la peau du lingot. Ceci est notamment visible près du pied du lingot 3, ou de la tête du lingot 2.

Enfin, pour les segments pour lesquels l'immersion était faible et instable (pics de résistance, § 6.3), des fines rides sont régulièrement observées. La distance entre ces rides semble correspondre à la quantité de métal refondue entre deux pics de résistance. On peut alors supposer que ces rides signent l'immersion brutale de l'électrode après chaque excursion.

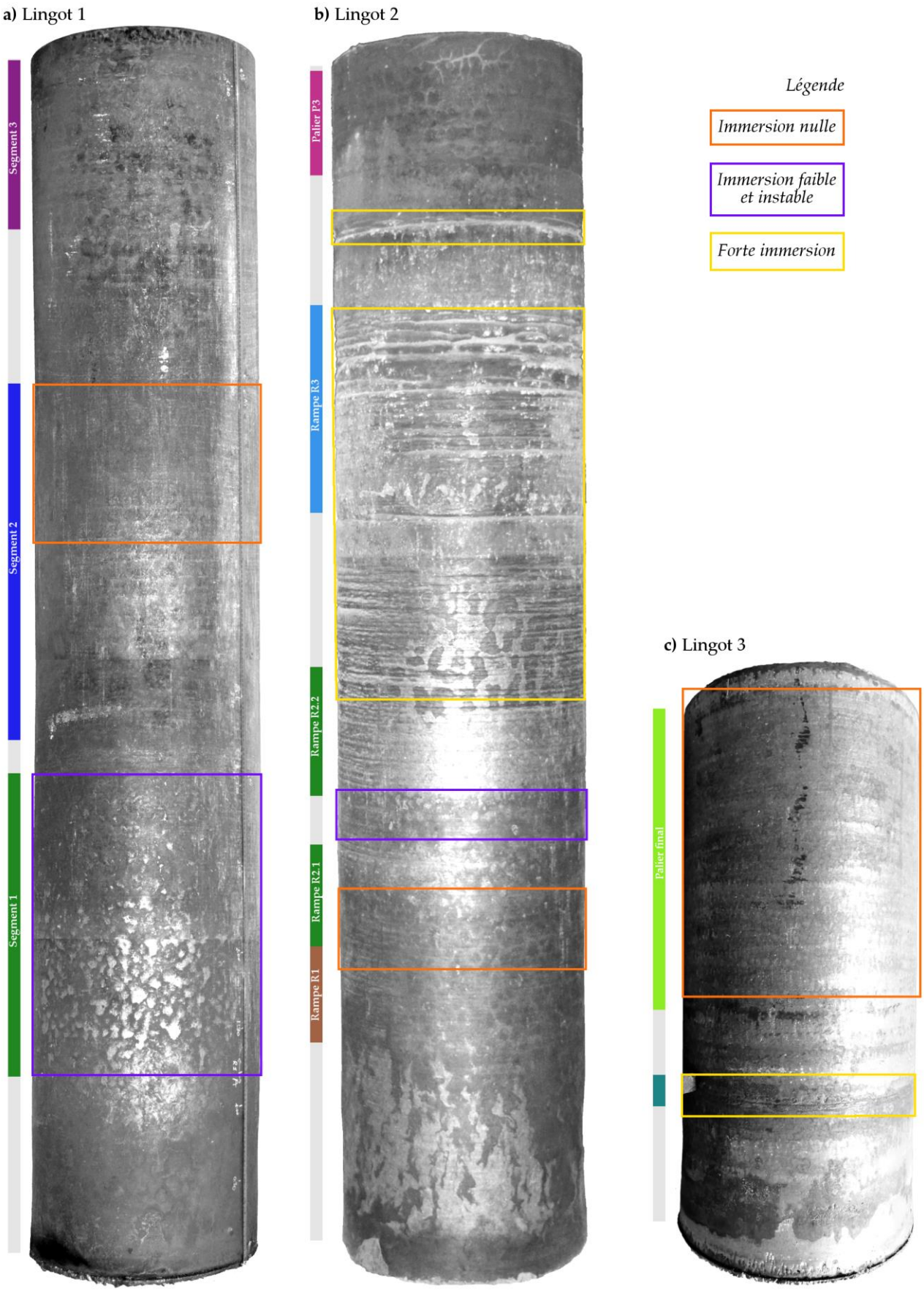


Figure 6.26 : Aspect des lingots 1 à 3 démoulés et débarrassés de leur peau de laitier – les frises des Figures 6.1 à 6.3 sont rappelées ; les cadres de couleur soulignent des aspects de peau particuliers en fonction de la profondeur d'immersion

Profils de puits liquide

Afin de comparer facilement les refusions d'essai aux résultats de simulations par SOLECS, certains profils de puits liquide ont été marqués en ajoutant des palets de nickel (§ 6.1). Le point de fusion du nickel pur étant égal à 1455 °C[157], les palets fondent (totalement ou partiellement) durant leur chute. Après découpe du lingot, une attaque macrographique permet de révéler les profils des puits enrichis en nickel.

Compte tenu de la grande variété de profondeurs d'immersions réalisées au sein d'un même essai, la simulation par SOLECS d'une refusion complète n'est pas réalisable (*rappelons que la profondeur d'immersion est fixée pour toute la durée de la refusion dans ce modèle*). Chaque profil de puits liquide sera donc comparé à une simulation effectuée en considérant la profondeur d'immersion adéquate. De plus, lorsque l'électrode affleure à la surface du laitier, la résistance équivalente calculée par le modèle électromagnétique de SOLECS (en considérant une immersion de 1 mm) est plus faible que la résistance mesurée. Dans ce cas, la résistivité du laitier est artificiellement augmentée pour annuler et écart. Bien évidemment, cet artifice ne reflète pas la réalité de l'opération, mais une résistance électrique de contact ne peut être prise en compte dans le modèle actuel. Notons toutefois que la modification de la densité de courant ainsi engendrée sera négligeable au sein du puits liquide.

La Figure 6.27 superpose les profils de puits liquide calculés par SOLECS (aux instants où du nickel a été introduit) à ceux révélés par attaque macrographique. Pour ces derniers, les photographies des plaquettes attaquées ont subi un seuillage pour mettre en valeur l'enrichissement en nickel (zones sombres). Notons que pour le lingot 1, un mauvais contraste a nécessité de ne conserver que les zones proches du fond du puits, contrairement aux lingots 2 et 3 pour lesquels le reste du puits liquide n'a pas été effacé.

Les paramètres modifiés pour chaque simulation sont rassemblés dans le Tableau 6.5. Notons que le rayon de *dripping* a été adapté en s'inspirant des résultats des simulations Euler-Euler présentés dans le Chapitre 3. La profondeur maximale d'impact est de 10 cm pour tous les calculs.

Puits marqué				***Paramètres de la simulation correspondante***		
Puits	**Refusion N°**	**Temps (min)**	**Vitesse de fusion (kg.min^{-1})**	**Immersion (mm)**	**Nx (-)**	**Rayon de *dripping* (m)**
1.1	1	168	9,8	8	0,25	0,10
1.2	1	301	12,6	1	0,33	0,05
1.3	1	394	11,5	25	0,25	0,14
2.1	2	443	10,4	35	0,25	0,15
3.1	3	155	14,3	1	0,33	0,10

Tableau 6.5 : Caractéristiques des puits liquides marqués lors des refusions d'essais et paramètres des simulations correspondantes

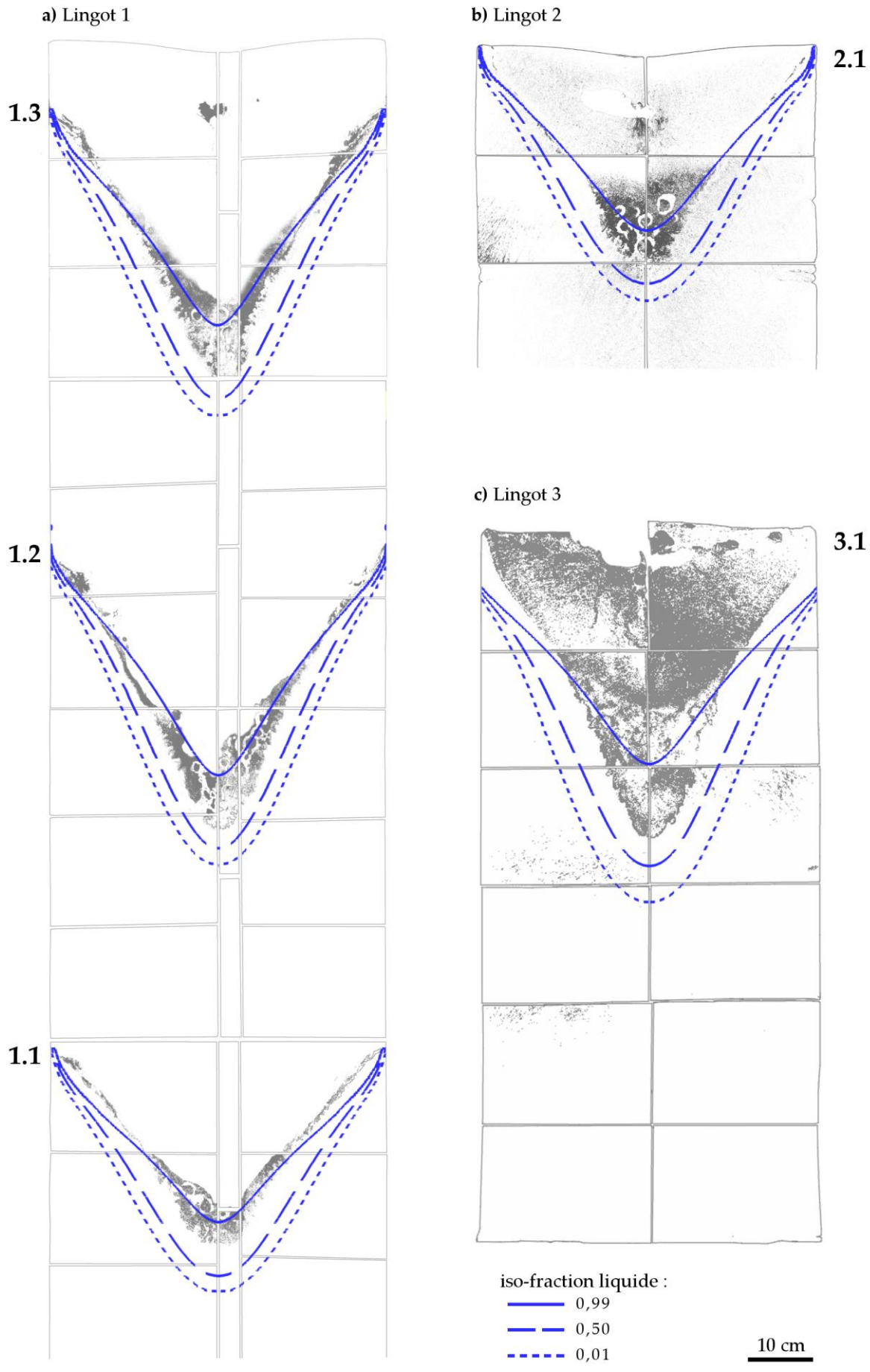


Figure 6.27 : Comparaison des profils de puits liquide marqués au cours des Refusion 1 à 3 (en grisé) et des simulations par SOLECS (lignes bleues)

Tout d'abord, nous pouvons remarquer que les puits marqués affichent des formes relativement similaires, mais que leur profondeur maximale (localisée sur l'axe) diffère. Cette profondeur augmente avec la vitesse de fusion (Tableau 6.5). Rappelons que dans les conditions de ces refusions d'essai, plus l'immersion est faible, plus la vitesse de fusion est élevée. La profondeur d'immersion – dans la gamme réalisée – ne semble toutefois pas avoir d'effet autre sur la morphologie du puits liquide.

Puisque la majorité des palets de nickel ont fondu, les profils de puits liquide ne sont pas nettement marqués. Pour les refusions de validation détaillées dans la thèse de Weber[7] présentées succinctement dans le Chapitre 4, les lignes d'iso-fraction liquide à 99 % simulés par SOLECS, c'est-à-dire les isothermes à la température de liquidus, se rapprochaient des profils expérimentaux. Si l'on compare les lignes d'iso-fraction liquide présentées sur la Figure 6.27 aux empreintes révélées par les attaques macrographiques, ces dernières sembles plutôt situées entre les iso-fraction 99 % et 50 % dans tous les cas.

Deux hypothèses peuvent expliquer ceci. Premièrement, on peut considérer que le nickel, puisqu'il a en partie fondu, pénètre dans la zone pâteuse et marque le puits plus en profondeur. Cette première proposition s'entend facilement : le nickel s'étant dissous dans l'acier liquide, il a pu être transporté dans la zone pâteuse. Toutefois, si l'on examine attentivement les structures marquées, quelques palets ou résidus de palets sont toujours observables, et devraient plutôt se situer près de l'isotherme correspondant à la température de liquidus (*à moins qu'une refusion des dendrites n'ait lieu à cause de l'enrichissement en nickel, ces éléments relativement massifs ne peuvent pénétrer dans la zone pâteuse*).

La seconde hypothèse est que l'impact des gouttes sur le puits liquide simulé est contenu par la forte turbulence calculée dans la zone d'interaction gouttes-puits (cf. Chapitre 4), ce qui ne permet pas de creuser davantage le puits liquide. On remarquera que tous les puits présentés sur la Figure 6.27 correspondent à une vitesse de fusion élevée (supérieure à 10 $kg.min^{-1}$). Dans le Chapitre 4, pour les refusions de validation A et B (Figures 4.3 et 4.31), les puits liquides formés à une vitesse de fusion élevée étaient également plus profonds que les lignes d'iso-fraction liquide 99 % calculés par SOLECS. Or, plus la vitesse de fusion est élevée, plus le nombre de gouttes générées est important, et donc plus elles sont susceptibles d'avoir un impact notable sur le puits liquide.

A titre illustratif, des simulations SOLECS ont été effectuées en annulant la turbulence dans le puits liquide. Les iso-fractions liquides ainsi calculées sont comparées aux profils marqués pour les lingots 1 à 3 sur la Figure 6.28. Bien évidemment, cette hypothèse forte conduit à des morphologies différentes qui s'éloignent des résultats expérimentaux. On notera toutefois que la profondeur maximale de l'iso-fraction liquide 99 % est alors similaire à celle des profils marqués pour tous les cas.

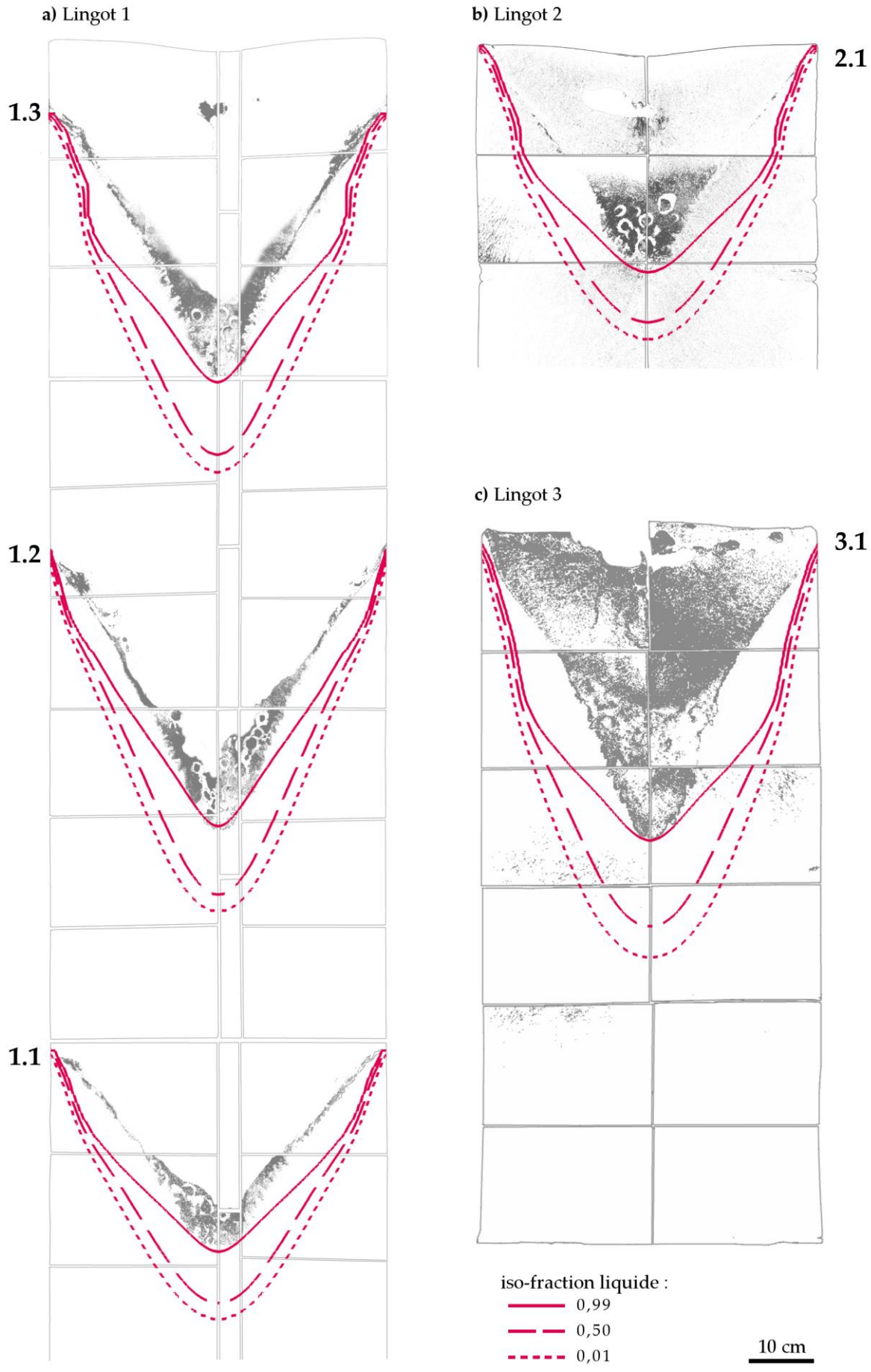


Figure 6.28 : Comparaison des profils de puits liquide marqués au cours des refusions 1 à 3 (grisé) aux iso-fraction liquide calculées par SOLECS en annulant la turbulence dans le puits liquide (lignes)

Macroségrégation

L'homogénéité chimique du lingot est également un critère de qualité important, car l'élaboration d'un lingot homogène permet d'assurer aux pièces finales les propriétés souhaitées. Les transferts de solutés sont calculés par SOLECS (§ 4.1) afin d'évaluer la macroségrégation dans le lingot, qui s'établit par la combinaison de l'enrichissement (ou de l'appauvrissement) du liquide interdendritique lors de la solidification et du transport de ce liquide à plus grande distance.

La distribution du carbone modélisée pour le lingot issu de la Refusion 3 est présentée sur la Figure 6.29, sous la forme d'un indice de macroségrégation en carbone $(\omega_C - \omega_C^0)/\omega_C^0$. Puisque le coefficient de partage du carbone dans cette nuance est de 0,17 et que l'écoulement le long de la zone pâteuse est descendant et centripète, le carbone rejeté lors de la solidification est transporté en direction de l'axe. Une macroségrégation « normale » s'établit alors dans le lingot, qui est enrichi en carbone près de l'axe et appauvri en direction de la périphérie.

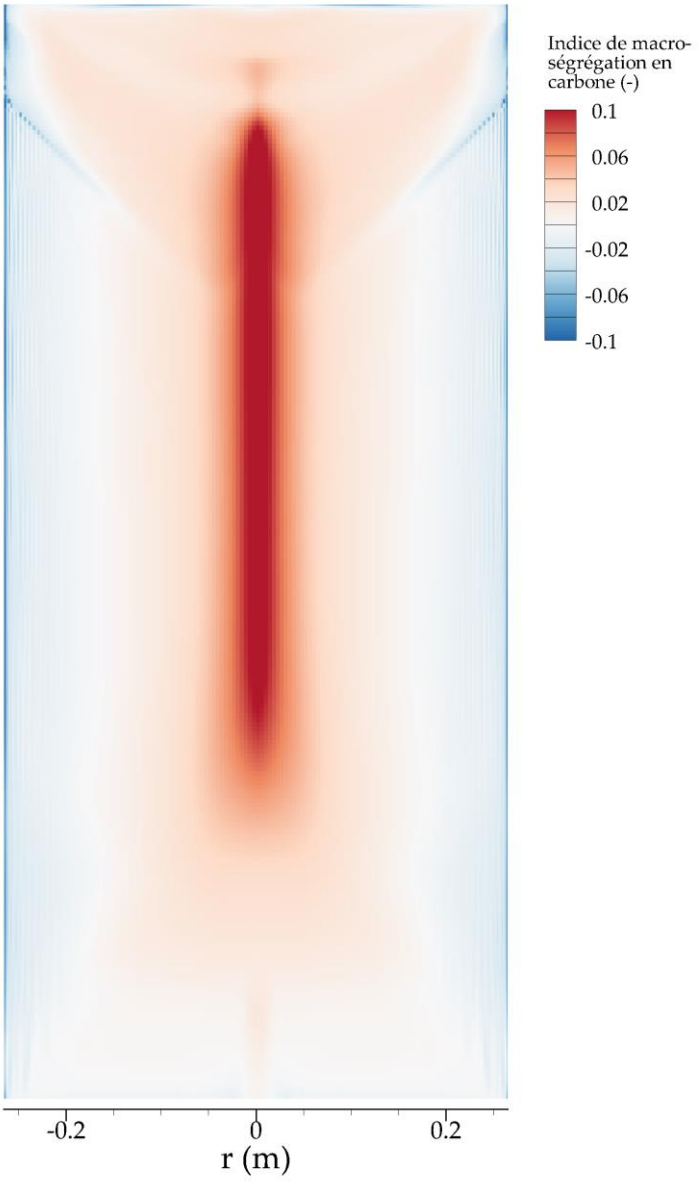


Figure 6.29 : Macroségrégation en carbone calculée pour le lingot issu de la Refusion 3

La Figure 6.30 représente un indice de macroségrégation en carbone en fonction de la position radiale pour des mesures effectuées sur le lingot 3 après découpe, et les compare aux résultats de la simulation (§ 3.1, paramètres rappelés dans le Tableau 6.5).

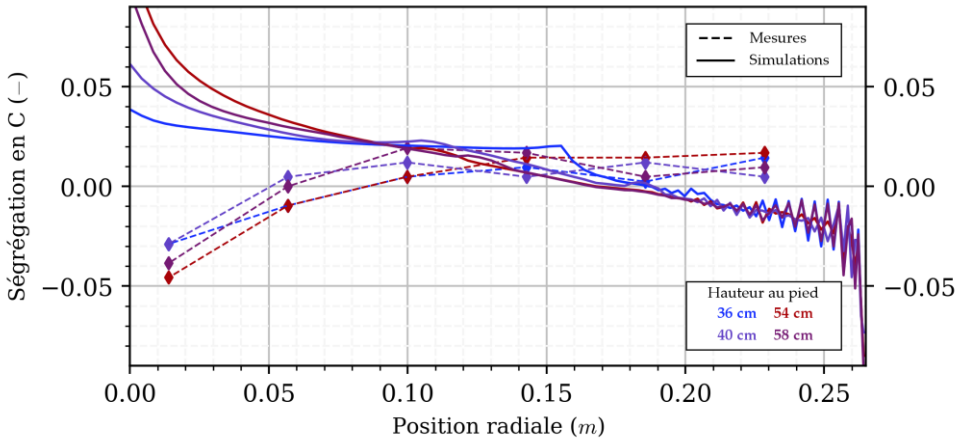


Figure 6.30 : Ségrégation radiale en carbone dans le lingot 3, comparaison de mesures et des résultats de simulation

Nous remarquons immédiatement que les macroségrégations radiales mesurées et simulées sont différentes : un enrichissement est prédit sur l'axe par le modèle SOLECS, tandis que la teneur en carbone mesurée y est plus faible. Cette tendance a également été fréquemment remarquée sur certaines portions des deux autres lingots d'essai. *On notera que les simulations SOLECS ont été effectuées sans considérer l'influence de la teneur en solutés sur la masse volumique.*

D'autres auteurs ont également reporté dans la littérature des prédictions ne correspondant pas aux mesures. Par exemple O'Connell *et al.*[74] ont déterminé la composition en niobium d'un lingot de superalliage IN718 (k_{Nb} = 0,35). Là encore, le lingot est appauvri près de l'axe, notamment dans la portion refondue à vitesse élevée. Yanke[82] rapporte un profil radial de teneur en Nb mesuré sur un autre lingot de IN718 (diamètre 510 mm, portion refondue à 8,5kg.min^{-1}) . ce profil est relativement plat (l'indice de ségrégation $(\omega_{Nb} - \omega_{Nb}^0)/\omega_{Nb}^0$ est inférieur à 0,5 %), tandis que la simulation par son modèle prédit là encore un enrichissement plus important près de l'axe.

Comme pour les cas détaillés dans le Chapitre 4, l'écoulement longeant la zone pâteuse est descendant centripète. Cette différence de comportement visible en particulier sur la Figure 6.30 pourrait tirer son origine d'une inversion de l'écoulement adjacent à la zone pâteuse entre $r = 0$ et 0,10 m. La modification des écoulements engendrés par la pénétration des gouttes pourrait se traduire par la formation d'une boucle de recirculation antihoraire au fond du puits liquide. Ceci souligne, malgré la première approche présentée dans ce manuscrit, la nécessité de mieux caractériser l'impact hydrodynamique des gouttes dans le puits liquide, leur « dissolution » ainsi que la turbulence induite par leur sillage.

Conclusion générale

Conclusions

Ce travail avait pour objet de proposer des améliorations intégrables à un modèle 2D axisymétrique du procédé de refusion sous laitier électroconducteur.

Le premier axe concernait la description du transfert de métal liquide au sommet du lingot refondu, en prenant en compte le comportement des gouttes du métal liquide. Pour cela, un modèle 2D diphasique décrivant la formation et la chute des gouttes à travers le bain de laitier a été développé, en s'inspirant de résultats de simulations tridimensionnelles détaillées. Une version simplifiée de ce modèle a ensuite été intégrée dans le code SOLECS, afin de prendre en compte l'impact des gouttes sur le laitier mais également sur le puits liquide.

Le second axe concernait la formulation d'un modèle thermique simple de l'électrode ESR. Ce dernier a été associé au modèle SOLECS afin d'améliorer la prédiction de la vitesse de fusion, mais également d'examiner le lien entre puissance consommée et vitesse de fusion.

Au terme de ces travaux, le modèle SOLECS a été amélioré, et le programme associé est fonctionnel. Dans sa nouvelle version, SOLECS a été validé par comparaison à des refusions industrielles. *On notera également qu'en parallèle des améliorations décrites dans ce manuscrit, des actions de débogage ont été réalisées pour le rendre plus robuste, et des modifications ont été apportées pour le rendre plus rigoureux*.

Dans les Chapitres 2 et 3, l'influence des gouttes sur l'écoulement de laitier et les transferts thermiques a été mis en évidence. Dans les cas étudiés, la traînée des gouttes peut modifier sensiblement l'écoulement du laitier, ce qui influence alors le champ de température. Cette influence diffère selon la taille des gouttes considérées : les petites gouttes ont une influence plus forte sur l'écoulement du laitier mais se retrouvent rapidement à l'équilibre thermique, tandis que les plus grosses peuvent exercer une influence hydrodynamique moindre et s'éloigner de l'équilibre thermique. Il est donc nécessaire de prendre en compte les forces de traînée des gouttes comme source de mouvement du laitier.

Le comportement du film liquide doit par ailleurs être décrit pour déterminer la zone de formation des gouttes, la concentration spatiale de ces dernières lors de leur chute dans le laitier étant en effet du premier ordre.

L'influence de certains paramètres opératoires a été étudiée. Par exemple, une augmentation de l'intensité du courant diminue la zone de génération des gouttes, alors qu'une augmentation de la vitesse de fusion crée un effet de saturation du film liquide, ce qui étend la surface sous laquelle les gouttes sont formées. Enfin, lorsque la profondeur d'immersion est augmentée, la zone de génération des gouttes est étendue, ce qui est en accord avec les résultats de simulations 3D.

Le modèle simplifié d'interactions gouttes-laitier implémenté dans SOLECS permet de retrouver qualitativement les résultats issus des simulations Euler-Euler. Il permet également d'améliorer la description du transport de métal liquide au sommet du lingot, et de tenir compte de l'impact des gouttes sur le puits liquide, y compris en profondeur. Il a alors été montré que la pénétration des gouttes peut exercer une influence sur l'écoulement du puits liquide, ce qui entraîne alors une modification de sa morphologie et des conditions locales de solidification.

La formation des gouttes est causée par la fusion de l'électrode. Grâce à un modèle thermique monodimensionnel de cette dernière, la vitesse de fusion peut être calculée par SOLECS, qui peut éventuellement utiliser ce résultat comme donnée d'entrée (couplage fort). Ce modèle a été appliqué à une refusion industrielle standard, pour discuter le lien entre puissance consommée et vitesse de fusion.

Enfin, des refusions d'essais ont été effectuées, en se concentrant sur l'influence de la profondeur d'immersion de l'électrode. Différents régimes d'immersion, distingués par des niveaux de résistance distincts et des signaux aux allures caractéristiques, ont été dégagés. L'immersion a un impact sur la solidification du lingot, notamment concernant la qualité de sa surface latérale. Cette étude est ainsi un exemple supplémentaire de l'intérêt du lien entre modélisation et expérience : la compréhension des phénomènes liées à l'immersion a été nourrie par cette double approche.

Perspectives

Tout au long de l'exposé de ces travaux, les améliorations des modèles et les conclusions apportées ont soulevé des pistes de réflexion.

Afin de rendre le modèle 2D diphasique du bain de laitier plus précis et prédictif, la description du comportement du film liquide pourrait être complétée. Il s'agirait notamment de prendre en compte l'effet de la tension interfaciale, ainsi que d'enrichir la représentation de la génération des gouttes en estimant la valeur de la hauteur critique en fonction des propriétés physico-chimiques et de la température. Par ailleurs, la description de la phase dispersée – et

notamment la formulation des interactions gouttes-laitier – pourrait être modifiée afin de prendre en compte une distribution de diamètres plutôt qu'une valeur unique.

Afin d'améliorer la description de l'impact des gouttes sur le puits liquide implémentée dans le modèle SOLECS, il serait nécessaire de mieux caractériser la pénétration d'une goutte dans un bain composé du même matériau. Des lois de comportement pourraient être dégagées par la réalisation d'expériences (via des alliages modèles aux propriétés similaires à celles du métal liquide) et/ou des simulations 3D VOF. La nécessité d'une telle étude a également été soulignée par la comparaison entre les résultats des refusions d'essais et des simulations SOLECS.

Un travail pourra également porter sur le modèle de turbulence actuellement utilisé dans SOLECS. Outre la nécessaire formulation d'une source de turbulence spécifique générée par la pénétration des gouttes dans le puits liquide, le modèle $k-\varepsilon$ pourrait être remplacé par un modèle plus adapté aux écoulements recirculants calculés, comme par exemple le modèle $k-\omega$ dans sa formulation SST.

Certaines questions relatives au lien entre puissance et vitesse de fusion demeurent. Un modèle 2D de l'électrode associé à SOLECS, comprenant un calcul précis de la température de l'atmosphère et des échanges thermiques entre l'électrode et son environnement, pourrait permettre d'y répondre, ou *a minima* d'éliminer certaines pistes.

D'un point de vue expérimental, il serait judicieux d'effectuer des mesures de température au sein d'une électrode pendant une refusion industrielle pour valider le modèle thermique. La réalisation de refusions d'essai complémentaires permettrait également de conforter les conclusions dégagées dans ce manuscrit quant à l'impact de l'immersion sur la solidification du lingot.

En terme de solidification du laitier, un modèle plus complet de la formation et de l'éventuelle refusion de la peau pourrait être développé et implémenté dans le modèle général. Enfin, plus globalement, cette étude n'a pas considéré les fuites de courant à travers le laitier solidifié. Ce phénomène peut toutefois avoir un impact important, notamment lorsque l'on s'attache à l'étude de la qualité de peau du lingot.

A plus long terme, il pourrait être envisagé d'intégrer dans le modèle une description des phénomènes électrochimiques et des transferts de matière entre le métal liquide et le laitier. Ceci pourrait aussi inclure une description du comportement des inclusions, en incluant leur évolution chimique.

Bibliographie

[1] W.E. Duckworth, G. Hoyle, *Electro-slag refining*, Chapman and Hall, London (1969).

[2] G. Hoyle, *Electroslag processes: principles and practice*, Applied Science Publishers, London (1983).

[3] H.A. Johnson, G.K. Bhat, *Electroslag Remelted Superalloys for Gas Turbine Engines*, Gas Turbine Conference & Products Show, American Society of Mechanical Engineers, Washington D.C. (1968).

[4] B.E. Paton, L.B. Medovar, *Improving the electroslag remelting of steel and alloys*, Steel in Translation. 38 (2008) 1028–1032.

[5] B.I. Medovar, G.A. Boko, *Electroslag technology*, Springer-Verlag, (1991).

[6] A. Jardy, S. Hans, S. Charmond, A. Devaux, *Procédé de refusion sous laitier électroconducteur (ESR)*, Techniques de l'ingénieur. (2019).

[7] V. Weber, *Simulation numérique du procédé de refusion sous laitier électroconducteur*, Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine, Nancy, France (2008).

[8] H. Holzgruber, *ESRR- Electro Slag Rapid Remelting*, Thèse de Doctorat, Montanuniversität, Leoben, Autriche (2005).

[9] H. Holzgruber, W. Holzgruber, *New ESR Concepts for Improved Control of Solidification*, International Symposium on Liquid Metal Processing and Casting, Nancy, France (2003), pp. 121–129.

[10] L. Medovar, B. Fedorovskii, A. Stovpchenko, V. Juravel, D. Bogachev, *ESR of hollow ingots: new approaches to a traditional problem*, Proceedings of 18th International Forgemasters Meeting, USA, (2001), pp. 183–188.

[11] B.I. Medovar, V. Ya Saenko, G.M. Grigorenko, Y.M. Pomarin, V.I. Kumysh, *Arc-Slag Remelting of Steel and Alloys*, Cambridge International Science Publishing, Cambridge (1996).

[12] B.E. Paton, V.Y. Saenko, Y.M. Pomarin, L.B. Medovar, G.M. Grigorenko, B.B. Fedorovskii, V.L. Petrenko, A.V. Chernets, *Arc slag remelting for high strength steel & various alloys*, Journal of Materials Science. 39 (2004) 7269–7274.

[13] K. Narita, T. Onoye, K. Iwamoto, *On Electro-slag Remelting of Steels*, Tetsu-to-Hagane. 55 (1969) 981–1006.

[14] M.E. Fraser, A. Mitchell, *Mass transfer in the electroslag process: Part 1 mass-transfer model*, Ironmaking & Steelmaking. 3 (1976) 279.

[15] S. Michelic, *Modification of oxide inclusions due to steel-slag interactions with special focus on the electroslag remelting process*, Thèse de Doctorat, Montanuniversität, Leoben, Autriche (2011).

[16] J.C. Korp, *Einfluss der Schmelzrate auf die Charakteristiken nichtmetallischer Einschlüsse beim Elektroschlacke-Umschmelzen unter Schutzgas*, BHM Berg- und Hüttenmännische Monatshefte. 157 (2012) 174–180.

[17] J.A. Dantzig, M. Rappaz, *Solidification*, Second Edition, EPFL Press, Lausanne (2016).

[18] K.D. Carlson, C. Beckermann, *Prediction of shrinkage pore volume fraction using a dimensionless Niyama criterion*, Metallurgical and Materials Transactions A. 40 (2009) 163–175.

[19] K. Suzuki, T. Miyamoto, *Formation Condition of "A" Segregation*, Tetsu-to-Hagane. 63 (1977) 53–62.

[20] K. Kajikawa, M. Tanaka, S. Suzuki, H. Yamada, *Assessment of Test Methods for Freckle Formation in Ni-Base Superalloy Ingots*, Superalloy 718 and Derivatives. (2010) 95–106.

[21] P. Auburtin, T. Wang, S.L. Cockcroft, A. Mitchell, *Freckle formation and freckle criterion in superalloy castings*, Metallurgical and Materials Transactions B. 31 (2000) 801–811.

[22] C. Beckermann, J.P. Gu, W.J. Boettinger, *Development of a freckle predictor via rayleigh number method for single-crystal nickel-base superalloy castings*, Metallurgical and Materials Transactions A. 31 (2000) 2545–2557.

[23] J. Valdés, P. King, X. Liu, *On the Formulation of a Freckling Criterion for Ni-Based Superalloy Vacuum Arc Remelting Ingots*, Metallurgical and Materials Transactions A. 41 (2010) 2408–2416.

[24] K.C. Mills, B.J. Keene, *Physicochemical properties of molten CaF2 -based slags*, International Metals Reviews. 26 (1981) 21–69.

[25] K.C. Mills, *The estimation of slag properties*, Southern African Pyrometallurgy, (2011).

[26] M. Allibert, H. Gaye, *Slag atlas*, Verlag Stahleisen GmbH, Düsseldorf (1995).

[27] K.C. Mills, M. Allibert, H. Gaye, *1. Structure of liquid slags*, Slag Atlas, Verlag Stahleisen GmbH, Düsseldorf (1995), pp. 1–8.

[28] Y. Liu, Z. Zhang, G. Li, Y. Wu, D. Xu, B. Li, *Investigation of fluoride vaporization from CaF2CaOAl2O3 slag for vacuum electroslag remelting*, Vacuum. 158 (2018) 6–13.

[29] M. Shinmei, T. Machida, *Vaporization of AlF3 from the slag CaF2−Al2O3*, Metallurgical Transactions. 4 (1973) 1996–1997.

[30] A. Mitchell, *The Chemistry of ESR Slags*, Canadian Metallurgical Quarterly. 20 (1981) 101–112.

[31] A. Mitchell, J.-F. Wadier, *Some Observations on the Radiative Properties of ESR Slags*, Canadian Metallurgical Quarterly. 20 (1981) 373–386.

[32] R. Gardon, *A Review of Radiant Heat Transfer in Glass*, Journal of the American Ceramic Society. 44 (1961) 305–312.

[33] K.C. Mills, M. Allibert, H. Gaye, *14. Electrical conductivities of molten slags*, Slag Atlas, Verlag Stahleisen GmbH, Düsseldorf (1995), pp. 349–403.

[34] S. Hara, H. Hashimoto, K. Ogino, *Electrical Conductivity of Molten Slags for Electro-slag Remelting*, Transactions of the Iron and Steel Institute of Japan. 23 (1983) 1053–1058.

[35] F. Shahbazian, *Experimental studies of the viscosities in the CaO-FeO-SiO2-CaF2 slags*, Scandinavian Journal of Metallurgy. 30 (2001) 302–308.

[36] T. Yanagase, K. Morinaga, Y. Ohta, T. Aiura, *Physical Properties of CaO-Al2O3-CaF2 Melts*, Proceedings of the Second International Symposium on Metallurgical Slags and Fluxes, (1984), pp. 995–1004.

[37] S. Wright, K. Wan-Yi, *Viscosity measurement at the International Conference on Molten Slags and Fluxes from 1980 to the present*, 10th International Conference on Molten Slags, Fluxes and Salt, TMS, (2016), pp. 369–395.

[38] K.C. Mills, M. Allibert, H. Gaye, *9. Viscosities of molten slags*, Slag Atlas, Verlag Stahleisen GmbH, Düsseldorf (1995), pp. 349–403.

[39] M.W. Davies, F.A. Wright, *The viscosities of calcium fluoride based-slags*, Chemistry and Industry. 11 (1970) 359–363.

[40] Z. Li, *Electroslag Metallurgy theory and practice (In Chinese)*, Metallurgical Industry Press, Beijing (2010).

[41] B. Hernandez-Morales, A. Mitchell, *Review of mathematical models of fluid flow, heat transfer, and mass transfer in electroslag remelting process*, Ironmaking & Steelmaking. 26 (1999) 423–438.

[42] A. Kharicha, E. Karimi-Sibaki, M. Wu, A. Ludwig, J. Boháček, *Review on Modeling and Simulation of Electroslag Remelting*, Steel Research International. 87 (2017).

[43] C. Schubert, A. Rückert, H. Pfeifer, *State of the Art: Macroscopic modelling Approaches for the Description of multiphysics Phenomena within the Electroslag Remelting Process*, 12th International Conference on CFD in Oil & Gas, Metallurgical and Process Industries, Trondheim, Norway (2017).

[44] S. Viswanathan, D. Melgaard, A.D. Patel, D.G. Evans, *Effect of Processing Parameters on Temperature Profiles, Fluid Flow and Pool Shape in the ESR Process*, International Symposium on Liquid Metal Processing and Casting, Santa Fe (2005), pp. 145–154.

[45] M.A. Maulvault, *Temperature and heat flow in the electroslag remelting process.*, Thèse de Doctorat, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge (MA), Etats-Unis (1971).

[46] L.F. Carvajal, G.E. Geiger, *An analysis of the temperature distribution and the location of the solidus, mushy, and liquidus zones for binary alloys in remelting processes*, Metallurgical and Materials Transactions B. 2 (1971) 2087.

[47] C.L. Jeanfils, J.H. Chen, H.J. Klein, *Modeling of macrosegregation in electroslag remelting of superalloys*, Superalloys 1980. (1980) 119.

[48] S.D. Ridder, F.C. Reyes, S. Chakravorty, R. Mehrabian, J.D. Nauman, J.H. Chen, H.J. Klein, *Steady state segregation and heat flow in ESR*, Metallurgical Transactions B. 9 (1978) 415–425.

[49] A. Mitchell, S. Joshi, J. Cameron, *Electrode temperature gradients in the electroslag process*, Metallurgical Transactions. 2 (1971) 561–567.

[50] J. Mendrykowski, J.J. Poveromo, J. Szekely, A. Mitchell, *Heat transfer and the melting process in electroslag remelting: Part I. The behavior of small electrodes*, Metallurgical Transactions. 3 (1972) 1761–1768.

[51] A.S. Ballantyne, *Heat flow in consumable electrode remelted ingots*, Thèse de Doctorat, University of British Columbia, Vancouver, Canada (1978).

[52] K.-H. Tacke, K. Schwerdtfeger, *Melting of ESR electrodes*, Archiv Für Das Eisenhüttenwesen. 52 (1981) 137–142.

[53] A. Mitchell, S. Joshi, *The thermal characteristics of the electroslag process*, Metallurgical Transactions. 4 (1973) 631–642.

[54] A.H. Dilawari, J. Szekely, *A mathematical model of slag and metal flow in the ESR Process*, Metallurgical Transactions B. 8 (1977) 227–236.

[55] A.H. Dilawari, J. Szekely, *Heat transfer and fluid flow phenomena in electroslag refining*, Metallurgical Transactions B. 9 (1978) 77–87.

[56] M. Choudhary, J. Szekely, *The modeling of pool profiles, temperature profiles and velocity fields in ESR systems*, Metallurgical Transactions B. 11 (1980) 439–453.

[57] M.K. Choudhary, *A study of heat transfer and fluid flow in the electroslag refining process*, Thesis, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge (MA), Etats-Unis (1980).

[58] S. Hu, R.C. Kintner, *The fall of single liquid drops through water*, AIChE Journal. 1 (1955) 42–48.

[59] J. Kreyenberg, K. Schwerdtfeger, *Stirring velocities and temperature field in the slag during electroslag remelting*, Archiv Für Das Eisenhüttenwesen. 50 (1979) 1–6.

[60] Y.M. Ferng, C.C. Chieng, C. Pan, *Numerical Simulations of Electro-Slag Remelting Process*, Numerical Heat Transfer, Part A: Applications. 16 (1989) 429–449.

[61] A. Jardy, *Modélisation des procédés de refusion à électrode consommable : Application à l'inconel 718*, Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine, Nancy, France (1984).

[62] A. Jardy, D. Ablitzer, J.F. Wadier, *Magnetohydronamic and thermal behavior of electroslag remelting slags*, Metallurgical Transactions B. 22 (1991) 111–120.

[63] A. Jardy, D. Ablitzer, J.F. Wadier, *Modeling of Movements and Heat Transfer in ESR Slags*, International Conference on Vacuum Metallurgy, Linz, Austria (1985), pp. 1152–1173.

[64] A.D. Patel, *Analytical Model for Electromagnetic Fields in ESR and VAR Processes*, International Symposium on Liquid Metal Processing and Casting, Nancy (2003), pp. 205–214.

[65] A.D. Patel, *Effect of Electrode Pipe and Mold Current on Electromagnetic Fields in ESR*, International Symposium on Liquid Metal Processing and Casting, Nancy, France (2007), pp. 95–100.

[66] A.D. Patel, *Electrode Immersion Depth Effects in the ESR process*, International Symposium on Liquid Metal Processing and Casting, Nancy, France (2011), pp. 49–56.

[67] V. Weber, A. Jardy, B. Dussoubs, D. Ablitzer, S. Rybéron, V. Schmitt, S. Hans, H. Poisson, *A Comprehensive Model of the Electroslag Remelting Process: Description and Validation*, Metallurgical and Materials Transactions B. 40 (2009) 271–280.

[68] M. Hugo, *Contribution à la modélisation du procédé de refusion sous laitier électroconducteur*, Thèse de Doctorat, Université de Lorraine, Nancy, France (2014).

[69] M. Hugo, B. Dussoubs, A. Jardy, J. Escaffre, H. Poisson, *Influence of the Mold Current on the Electroslag Remelting Process*, Metallurgical and Materials Transactions B. 47 (2016) 2607–2622.

[70] K.M. Kelkar, S.V. Patankar, A. Mitchell, *Computational Modeling of the Electroslag Remelting (ESR) Process Used for the Production of Ingots of High-Performance Alloys*, International Symposium on Liquid Metal Processing and Casting, Santa Fe (2005).

[71] A.D. Patel, K.M. Kelkar, *New Insights into the Electro-Slag Remelting Process using Mathematical Modeling*, Modelling of Casting Welding and Advanced Solidification Processes XII, (2009).

[72] K.M. Kelkar, S.V. Patankar, S.K. Srivatsa, R.S. Minisandram, D.G. Evans, J.J. deBarbadillo, R.H. Smith, R.C. Helmink, A. Mitchell, H.A. Sizek, *Computational Modeling of Electroslag Remelting (ESR) Process Used for the Production of High-Performance Alloys*, International Symposium on Liquid Metal Processing and Casting, Austin (2013), pp. 3–12.

[73] K.M. Kelkar, J. Mok, S.V. Patankar, A. Mitchell, *Computational modeling of electroslag remelting processes*, Journal de Physique IV (Proceedings). 120 (2004) 421–428.

[74] C.J. O'Connell, J.J. deBarbadillo, D.G. Evans, R.S. Minisandram, R.H. Smith, J.M. Yanke, E.M. Taleff, T.A. Ivanoff, K.M. Kelkar, W. Hutchinson, M. Benedict, *Industrial-scale validation of a transient computatinal model for electro-slag remelting*, Proceedings of the Liquid Metal Processing & Casting Conference 2017. (2017) 93–102.

[75] J. Yanke, K. Fezi, M. Fahrmann, M.J.M. Krane, *Predicting Melting Behavior of an Industrial Electroslag Remelting Ingot*, International Symposium on Liquid Metal Processing and Casting, Austin (2013), pp. 47–55.

[76] J. Yanke, K. Fezi, R.W. Trice, M.J.M. Krane, *Simulation of Slag-Skin Formation in Electroslag Remelting Using a Volume-of-Fluid Method*, Numerical Heat Transfer, Part A: Applications. 67 (2015) 268–292.

[77] K. Fezi, J. Yanke, M.J.M. Krane, *Macrosegregation During Electroslag Remelting of Alloy 625*, Metallurgical and Materials Transactions B. 46 (2015) 766–779.

[78] E. Karimi-Sibaki, A. Kharicha, J. Korp, M. Wu, A. Ludwig, *Influence of Crystal Morphological Parameters on the Solidification of ESR Ingot*, Materials Science Forum. 790 (2014) 396.

[79] E. Karimi-Sibaki, A. Kharicha, J. Bohacek, M. Wu, A. Ludwig, *On Validity of Axisymmetric Assumption for Modeling an Industrial Scale Electroslag Remelting Process*, Advanced Engineering Materials. (2016) 224.

[80] A. Kharicha, A. Mackenbrock, A. Ludwig, W. Schuetzenhoefer, V. Maronnier, M. Wu, O. Köser, R. Tanzer, *Selected Numerical Investigations on ESR Process*, International Symposium on Liquid Metal Processing and Casting, Nancy, France (2007).

[81] K.M. Kelkar, C.J. O'Connell, *A Computational Model of the Electroslag Remelting (ESR) Process and Its Application to an Industrial Process for a Large Diameter Superalloy Ingot*, 9th International Symposium on Superalloy 718 & Derivatives: Energy, Aerospace, and Industrial Applications, (2018), pp. 243–261.

[82] J.M. Yanke, *Numerical Modeling of Materials Processes with Fluid-Fluid Interfaces*, PhD Thesis, Purdue University, West Lafayette, Indiana (2013).

[83] K. Fezi, *Modeling transport phenomena during electroslag remelting of alloy 625*, MS Thesis, Purdue University, West Lafayette, Indiana (2013).

[84] E. Karimi-Sibaki, A. Kharicha, M. Wu, A. Ludwig, H. Holzgruber, B. Ofner, M. Ramprecht, *A Numerical Study on the Influence of the Frequency of the Applied AC Current on the Electroslag Remelting Process*, International Symposium on Liquid Metal Processing and Casting, Austin (2013), pp. 13–19.

[85] E. Karimi-Sibaki, A. Kharicha, M. Wu, A. Ludwig, H. Holzgruber, B. Ofner, M. Ramprecht, *A parameter study on the effect of slag electric conductivity on the solidification of a large scale ESR ingot*, International Conference on Ingot Casting Rolling and Forging, Milan (2014).

[86] E. Karimi-Sibaki, A. Kharicha, J. Bohacek, M. Wu, A. Ludwig, *A Dynamic Mesh-Based Approach to Model Melting and Shape of an ESR Electrode*, Metallurgical and Materials Transactions B. 46B (2015) 2049–61.

[87] A. Kharicha, A. Ludwig, M. Wu, *Shape and stability of the slag/melt interface in a small dc ESR process*, Materials Science & Engineering A. 413 (2005) 129–134.

[88] A. Kharicha, A. Ludwig, M. Wu, *Droplet Formation in Small Electroslag Remlting Processes*, International Symposium on Liquid Metal Processing and Casting, Nancy, France (2011).

[89] A. Kharicha, A. Ludwig, *Liquid-Liquid Interface Instability in the Electro-Slag Remelting Process*, (2010).

[90] J.C. Heinrich, D.R. Poirier, *Convection modeling in directional solidification*, Comptes Rendus Mecanique. 332 (2004) 429–445.

[91] A. Kharicha, A. Ludwig, M. Wu, *On Melting of Electrodes during Electro-Slag Remelting*, ISIJ International. 54 (2014) 1621–1628.

[92] A. Kharicha, A. Ludwig, M. Wu, *Thermal State of the Electrode During the Electroslag Remelting Process*, International Symposium on Liquid Metal Processing and Casting, Nancy, France (2011), pp. 73–80.

[93] Z. Jiang, Y. Dong, *Solidification Model for Electroslag Remelting Process*, International Symposium on Liquid Metal Processing and Casting, Nancy (2007).

[94] S. Hans, *Modélisation des transferts couplés de chaleur, de soluté et de quantité de mouvement lors de la refusion à l'arc sous vide (VAR) : application aux alliages de titane*, Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine, Nancy, France (1995).

[95] T. Quatravaux, *Évolution 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 Doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine, Nancy, France (2004).

[96] A. Kharicha, A. Ludwig, M. Wu, *3D Simulation of the Melting during an industrial scale Electro-slag remelting process*, International Symposium on Liquid Metal Processing and Casting, Nancy, France (2011), pp. 41–48.

[97] A. Kharicha, A. Ludwig, M. Wu, *3D Simulation of the Melting during an Electro-slag remelting process*, EPD Congress TMS, San Diego (2011).

[98] A. Kharicha, J. Chaulet, S. Charmond, B. Dussoubs, S. Hans, M. Wu, A. Ludwig, A. Jardy, *Dripping Regimes in the Electroslag Remelting Process Sensitivity of the Electrode Immersion*, A Paraître. (2021).

[99] Q. Wang, F. Wang, B. Li, F. Tsukihashi, *A Three-Dimensional Comprehensive Model for Prediction of Macrosegregation in Electroslag Remelting Ingot*, ISIJ International. 55 (2015) 1010–1016.

[100] Q. Wang, R. Zhao, M. Fafard, B. Li, *Three-dimensional magnetohydrodynamic two-phase flow and heat transfer analysis in electroslag remelting process*, Applied Thermal Engineering. 80 (2015) 178–186.

[101] Q. Wang, B. Li, *Numerical investigation on the effect of fill ratio on macrosegregation in electroslag remelting ingot*, Applied Thermal Engineering. 91 (2015) 116–125.

[102] S. Liu, Z. He, C. Hui, Q. Wang, B. Li, *Numerical simulation of the formation and the dripping of droplet in the Electroslag Remelting process*, Thermal Science. 21 (2017) 1241–1250.

[103] Q. Wang, Z. He, B. Li, F. Tsukihashi, *A General Coupled Mathematical Model of Electromagnetic Phenomena, Two-Phase Flow, and Heat Transfer in Electroslag Remelting Process Including Conducting in the Mold*, Metallurgical and Materials Transactions B. 45 (2014) 2425–2441.

[104] H. Shi, M. Tu, Q. Chen, H. Shen, *Insight into droplet formation in electroslag remelting process by numerical simulation*, International Journal of Heat and Mass Transfer. 158 (2020) 119713.

[105] N. Giesselmann, *Numerische Untersuchungen des Elektroschlacke-Umschmelzprozesses für Alloy 718*, Ph.D. thesis, RWTH Aachen University, (2014).

[106] N. Giesselmann, A. Rückert, M. Eickhoff, H. Pfeifer, J. Tewes, J. Klöwer, *Coupling of Multiple Numerical Models to Simulate Electroslag Remelting Process for Alloy 718*, ISIJ International. 55 (2015) 1408–1415.

[107] N. Giesselmann, A. Rückert, H. Pfeifer, J. Tewes, J. Klöwer, *Numerical Simulation of the Electroslag Remelting Process in Order to Determine Influencing Parameters on Ingot Defects*, The Iron and Steel Institute of Japan, Tokyo (2013).

[108] J. Yu, Z. Jiang, F. Liu, K. Chen, H. Li, X. Geng, *Effects of Metal Droplets on Electromagnetic Field, Fluid Flow and Temperature Field in Electroslag Remelting Process*, ISIJ International. 57 (2017) 1205–1212.

[109] Y.-W. Dong, Z.-H. Jiang, J.-X. Fan, Y.-L. Cao, D. Hou, H.-B. Cao, *Comprehensive Mathematical Model for Simulating Electroslag Remelting*, Metallurgical and Materials Transactions B. 47 (2016) 1475–1488.

[110] N. Giesselmann, A. Rückert, H. Pfeifer, *Mathematical modeling of the influence of process parameters on the solidification in the electroslag remelting process*, (2011).

[111] A. Kharicha, W. Schützenhöfer, A. Ludwig, R. Tanzer, *Multiphase Modelling of the Slag Region in ESR process*, International Symposium on Liquid Metal Processing and Casting, Nancy, France (2007), pp. 107–111.

[112] A. Kharicha, E. Karimi-Sibaki, J. Bohacek, M. Wu, A. Ludwig, *Transient melting of an ESR electrode*, International Symposium on Liquid Metal Processing and Casting, Leoben (2015).

[113] R. Moreau, *The equations of magnetohydrodynamics*, Magnetohydrodynamics, Springer, Dordrecht, (1990), pp. 1–31.

[114] J.C. Maxwell, *A Treatise on Electricity and Magnetism*, Clarendon Press, Oxford (1873).

[115] D. Leenov, A. Kolin, *Theory of Electromagnetophoresis. I. Magnetohydrodynamic Forces Experienced by Spherical and Symmetrically Oriented Cylindrical Particles*, The Journal of Chemical Physics. 22 (1954) 683–688.

[116] N.I. Kolev, *Multiphase Flow Dynamics 1: Fundamentals*, 3rd ed., Springer-Verlag, Berlin Heidelberg (2007).

[117] Coll., *17. Multiphase flows*, Fluent 17.1 Theory Guide, (n.d.).

[118] A. Kharicha, W. Schützenhöfer, A. Ludwig, R. Tanzer, *Numerical and Experimental Investigations on the ESR Process of the Hot Work Tool Steel H11*, International Symposium on Liquid Metal Processing and Casting, Santa Fe (2009), pp. 235–242.

[119] C.E. Lapple, C.B. Shepherd, *Calculation of Particle Trajectories*, Industrial & Engineering Chemistry. 32 (1940) 605–617.

[120] R. Clift, J.R. Grace, M.E. Weber, *Bubbles, Drops, and Particles*, Academic Press, (1978).

[121] L. Schiller, A. Naumann, *A drag coefficient correlation*, Zeitschrift Des Vereins Deutscher Ingenieure. 77 (1935) 318–320.

[122] E. Loth, *Quasi-steady shape and drag of deformable bubbles and drops*, International Journal of Multiphase Flow. 34 (2008) 523–546.

[123] W.L. Haberman, R.K. Morton, *An experimental investigation of the drag and shape of air bubbles rising in various liquids*, Armed Services Technical Information Agency, Washington D.C. (1953).

[124] D.D. Joseph, *Rise velocity of a spherical cap bubble*, Journal of Fluid Mechanics. 488 (2003) 213–223.

[125] M.K. Tripathi, K.C. Sahu, R. Govindarajan, *Why a falling drop does not in general behave like a rising bubble*, Scientific Reports. 4 (2014) 4771.

[126] K. Ogino, S. Hara, *Density, Surface Tension and Electrical Conductivity of Calcium Fluoride Based Fluxes for Electroslag Remelting*, Tetsu-to-Hagane. 63 (1977) 2141–2151.

[127] B. Li, R. Li, B. Wang, *Formation and Drop of Metal Droplets in Slag Bath of Electroslag Remelting Processes*, Materials Processing Fundamentals, Springer, Cham, (2013), pp. 39–44.

[128] F.R. Menter, *Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications*, AIAA Journal. 32 (1994) 1598–1605.

[129] A.A. Troshko, Y.A. Hassan, *A two-equation turbulence model of turbulent bubbly flows*, International Journal of Multiphase Flow. 27 (2001) 1965–2000.

[130] J. Campbell, *Fluid Flow and Droplet Formation in the Electroslag Remelting Process*, JOM. 22 (1970) 23–35.

[131] P. Chapelle, C. Noël, A. Risacher, J. Jourdan, A. Jardy, J. Jourdan, *Optical investigation of the behavior of the electric arc and the metal transfer during vacuum remelting of a Ti alloy*, Journal of Materials Processing Technology. 214 (2014) 2268–2275.

[132] R. Bhar, A. Jardy, P. Chapelle, V. Descotes, *3D numerical simulation of the VAR consumable electrode melting process*, Metallurgical and Materials Transactions B. 51 (2020) 2492–2503.

[133] H. Chanson, *Hydraulics of Open Channel Flow*, Elsevier, (2004).

[134] A. Soller, *Refusion à l'arc sous vide du superalliage 718 : modélisation du procédé et étude de la formation des "white spots,"* Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine, Nancy, France (2006).

[135] S.V. Patankar, *Numerical heat transfer and fluid flow*, New York : Taylor & Francis, (1980).

[136] Szekely Julian, *Fluid flow phenomena in metals processing*, Academic Press, New York (1979).

[137] T. Holzmann, *Mathematics, Numerics, Derivations and OpenFoam®*, Self Publishing, (2018).

[138] B.E. Launder, D.B. Spalding, *The numerical computation of turbulent flows*, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering. 3 (1974) 269–289.

[139] T. Quatravaux, S. Ryberon, S. Hans, A. Jardy, B. Lusson, P.E. Richy, D. Ablitzer, *Transient VAR ingot growth modelling: application to specialty steels*, Journal of Materials Science. 39 (2004) 7183–7191.

[140] M. Samimy, K.S. Breuer, L.G. Leal, P.H. Steen, *A gallery of fluid motion*, Cambridge University Press, (2003).

[141] B. Peck, L. Sigurdson, *The three-dimensional vortex structure of an impacting water drop*, Physics of Fluids. 6 (1994) 564–576.

[142] L. Falk, *Modélisation du procédé de refusion à l'arc sous vide (VAR) : application aux alliages de titane ou de zirconium*, Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine, Nancy, France (1989).

[143] A. Jardy, L. Falk, D. Ablitzer, *Energy exchanges during vacuum arc remelting*, Ironmaking & Steelmaking. 19 (1992) 226–232.

[144] H.E. Mir, *Comportement de l'arc électrique et fusion de l'électrode consommable dans un four de refusion VAR*, (2005).

[145] H.E. Mir, A. Jardy, J.-P. Bellot, P. Chapelle, D. Lasalmonie, J. Senevat, *Thermal behaviour of the consumable electrode in the vacuum arc remelting process*, Journal of Materials Processing Technology. 210 (2010) 564–572.

[146] H.G. Landau, *Heat conduction in a melting solid*, Quarterly of Applied Mathematics. 8 (1950) 81–94.

[147] B.F. Blackwell, *Numerical Prediction of One-Dimensional Ablation Using a Finite Control Volume Procedure with Exponential Differencing*, Numerical Heat Transfer. 14 (1988) 17–34.

[148] P.-O. Delzant, B. Baqué, P. Chapelle, A. Jardy, *On the Modeling of Thermal Radiation at the Top Surface of a Vacuum Arc Remelting Ingot*, Metallurgical and Materials Transactions B. 49 (2018) 958–968.

[149] Coll., *ASM Metals Handbook, Volume 1, Properties and Selection: Irons Steels and High Performance Alloys*, (1990).

[150] Kharicha, Abdellah, *Communication privée*, (n.d.).

[151] E. Schlienger, *ESR Melting Under Constant Voltage Conditions*, Proceedings of the International Symposium on Liquid Metal Processing & Casting, AVS, Santa Fe (1997), pp. 303–309.

[152] B. Damkroger, *Directly induced swing for closed loop control of electroslag remelting furnace*, Brevet US5737355A, (1998).

[153] D.K. Melgaard, G.J. Shelmidine, B.K. Damkroger, *Control of electrode depth in electroslag remelting*, Brevet US6496530B2, (2002).

[154] D.K. Melgaard, G.J. Shelmidine, *Elestroslag Remelting Immersion Depth Control using Characteristic Voltage Signatures*, International Symposium on Liquid Metal Processing and Casting, American Vacuum Society, Santa Fe (2001), pp. 148–160.

[155] A. Kharicha, E. Karimi-Sibaki, M. Wu, A. Ludwig, *How to get a smooth ESR Ingot surface?*, (2014).

[156] M. Bell, A. Mitchell, *Some observations on the surface quality of Electroslag ingots*, Journal of the Iron and Steel Institute. 209 (1971) 658–670.

[157] D.R. Lide, G. Baysinger, L.I. Berger, R.N. Goldberg, H.V. Kehiaian, K. Kuchitsu, G. Rosenblatt, D.L. Roth, D. Zwillinger, *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, (2003).

[158] E. Herbst, *Données thermodynamiques et thermophysiques des laitiers ESR - étude bibliographique (Rapport Interne)*, Centre de Recherche de Trappes, Trappes (2007).

Liste des annexes

Annexe 1 : Régulation des fours ESR 207

Annexe 2 : Viscosité des laitiers du sytème ternaire CaF_2–CaO–Al_2O_3 209

Annexe 3 : Fraction volumique et nombre de gouttes 213

Annexe 4 : Modèle du film liquide 215

Annexe 5 : Simulations « sans goutte » (modèle Euler-Euler) 221

Annexe 6 : Développement de l'équation de transfert thermique dans l'électrode 231

Annexe 7 : Mesures d'immersion, principe et méthode de calcul 233

Annexe 1 : Régulation des fours ESR

Bien que la compréhension de la régulation des fours de refusion sous laitier électroconducteur ne soit pas au cœur de cette étude, la présentation de son principe et de ses différents modes permet de mieux comprendre la conduite d'une refusion. Ce point est notamment essentiel afin d'interpréter avec justesse les résultats des refusions d'essais (Chapitre 6).

A1.1. Principes de la régulation de la refusion ESR

La refusion ESR est intrinsèquement instable. Par exemple, considérons une refusion à intensité du courant constante et avec une vitesse de descente de l'électrode constante permettant de compenser la différence de diamètre entre le lingot et l'électrode. Si la profondeur d'immersion diminue légèrement, la résistance équivalente du laitier, et donc la puissance dissipée par effet Joule augmentent. Plus de chaleur est alors transmise à l'électrode, ce qui accélère sa fusion. La profondeur d'immersion diminue ainsi petit à petit jusqu'à ce que l'électrode « sorte » du laitier. Cet exemple illustra la nécessité d'un système de régulation de la refusion ESR.

Sur les fours industriels, deux boucles de régulation entrent en jeu :

- la régulation de la fusion, qui influe via la modification de paramètres électriques sur la fusion de l'électrode ;
- la régulation de l'immersion, qui en modulant la vitesse de descente (ou de remontée) de la tige de l'électrode permet de maîtriser la profondeur d'immersion de l'électrode.

A1.2. Régulation de la fusion de l'électrode

La première boucle de régulation concerne l'intensité du courant de fusion (ou la puissance consommée, selon les systèmes). Cette régulation concerne alors la vitesse de fusion, qui est liée à la puissance dissipée par effet Joule dans le laitier.

Pendant nos essais, une intensité constante était visée. Bien évidemment, la régulation est fonction de l'erreur – un niveau constant d'intensité était visé, et non imposé – ce qui provoque des écarts à la visée aux courtes échelles temporelles. Ce mode de régulation n'est pas traditionnellement utilisé, puisque la vitesse de fusion est alors une résultante de la puissance consommée, et non un paramètre maîtrisé.

Afin de garantir la qualité du lingot refondu, la plupart des industriels utilisent un asservissement du courant (ou de la puissance) par la vitesse de fusion. Classiquement, une vitesse de fusion constante est visée pendant la phase de régime, et le système de régulation module le courant en fonction de l'erreur mesurée.

A1.3. Régulation de l'immersion

La profondeur d'immersion de l'électrode dans le laitier dépend de l'avance (i.e. la vitesse de descente) de la tige la supportant. Le système de régulation agit sur cette vitesse de descente (ou de remontée) afin de conserver un même niveau d'immersion tout au long de la refusion.

Dans le cadre des essais présentés dans le Chapitre 6, l'avance de l'électrode était asservie par une visée tension. La vitesse de descente de l'électrode est alors modulée par l'erreur entre la tension mesurée et celle visée. Ce système permet de conserver une immersion relativement constante sur des courts segments seulement, puisque les pertes de laitier (par formation de la « peau ») ne sont pas prises en compte. En visant une même tension sur une longue période, l'immersion diminuerait progressivement

Ce mode de régulation n'est pas le plus courant dans la pratique industrielle. Nous l'avions choisi dans le cadre des refusions d'essai afin de maîtriser davantage l'immersion en contrôlant sur une grandeur non interprétée. Afin de conserver une profondeur d'immersion constante lors de l'intégralité d'une refusion, les systèmes industriels s'appuient souvent sur le balayage de la tension (ou de la résistance), également appelé *swing* dans la littérature anglophone. Cette notion renvoie aux fluctuations – « naturelles » ou induites par les mouvements de l'électrode – du niveau de tension (ou de résistance) qui peuvent être reliées à la profondeur d'immersion.

Annexe 2 : Viscosité des laitiers du sytème ternaire CaF_2–CaO–Al_2O_3

Cet annexe complète la section « Viscosité » du paragraphe 1.1.3 en présentant un plus grand nombre de mesures expérimentales de cette propriété dans le système ternaire CaF_2-CaO-Al_2O_3.

La Figure A2.1 reproduit les lignes d'iso-viscosité publiées par Yanagase *et al*, d'après des mesures effectuées à 1580 °C sous argon[36]. Les Figures A2.2 et A2.3 reprennent les valeurs conseillées par Mills[38]. Les Figures A2.4 et A2.5 reprennent d'autres valeurs publiées dans la littérature pour des laitiers contenant plus de 50 % de CaF_2[158], dont notamment celles de Davies et Wright[39] ou encore Li[40] (cf. §1.1).

Globalement, toutes ces mesures ne sont pas en très bon accord, mais restent du même ordre de grandeur. Entre autres, les valeurs de viscosité conseillées par Mills pour les laitiers à forte teneur en CaF_2 (> 50 %) sont deux à trois fois plus importantes que celles conseillées par Yanagase. Les valeurs de Davies et celles de Li sont plus proches de ces dernières.

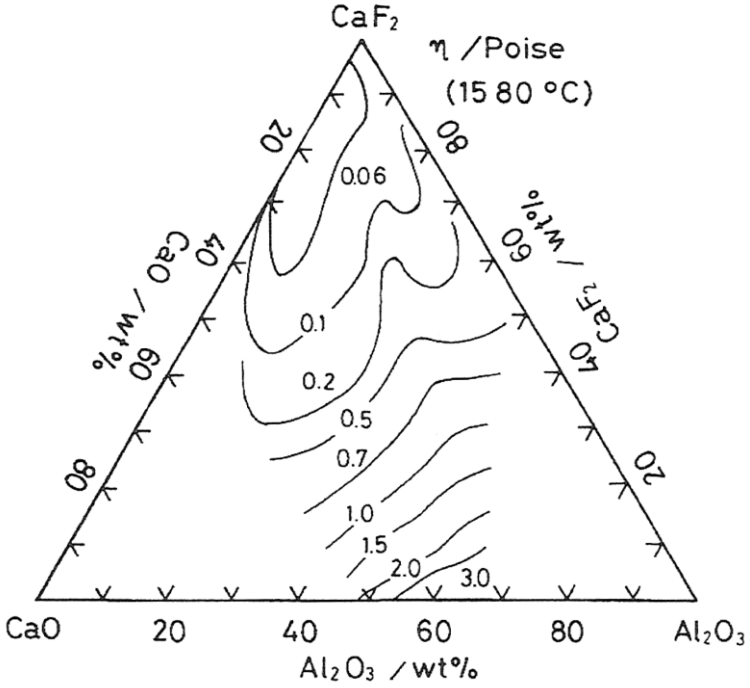


Figure A2.1 : Lignes d'iso-viscosité dans le ternaire CaF_2-CaO-Al_2O_3 proposées par Yanagase et al.[36]

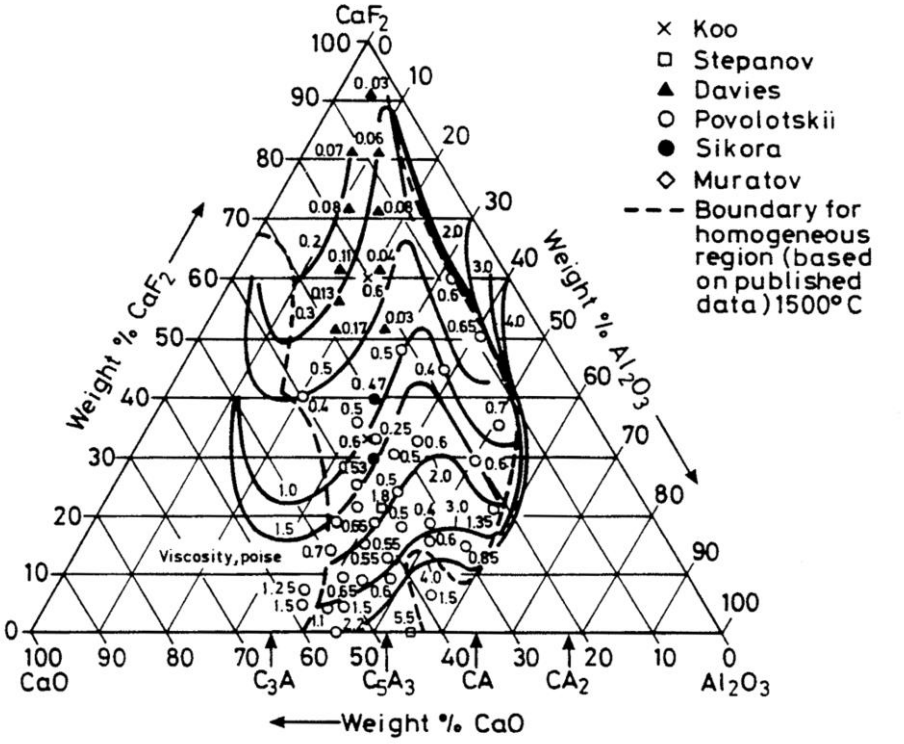


Figure A2.2 : Valeurs de viscosité à 1500°C de laitiers CaF_2-CaO-Al_2O_3 rassemblées par Mills[38]

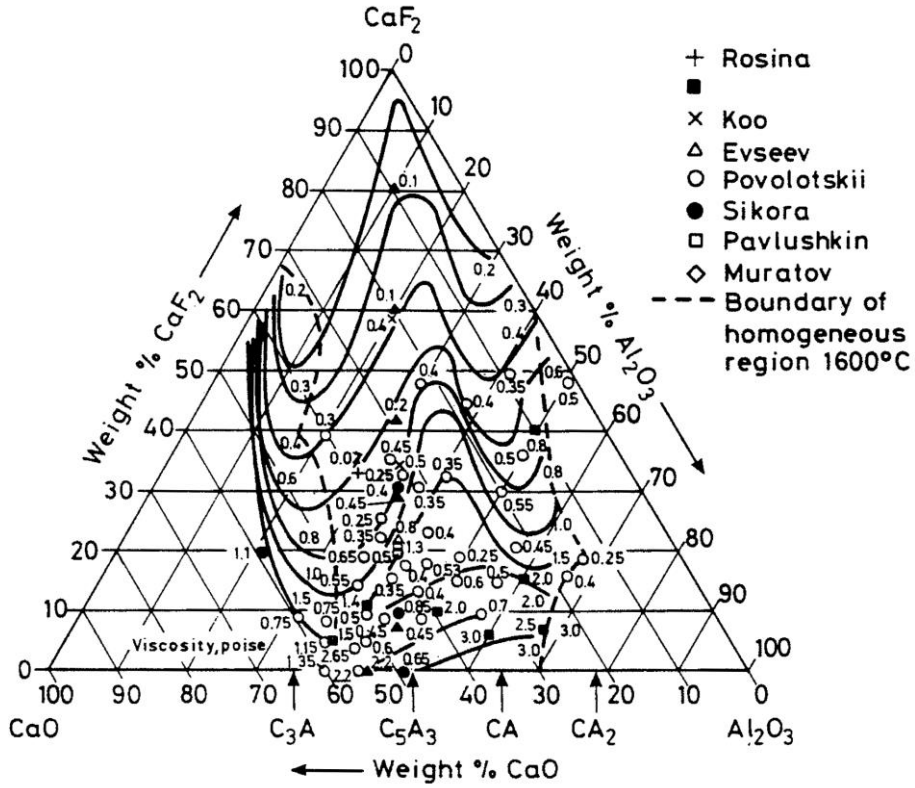


Figure A2.3 : Valeurs de viscosité à 1600°C de laitiers CaF_2-CaO-Al_2O_3 rassemblées par Mills[38]

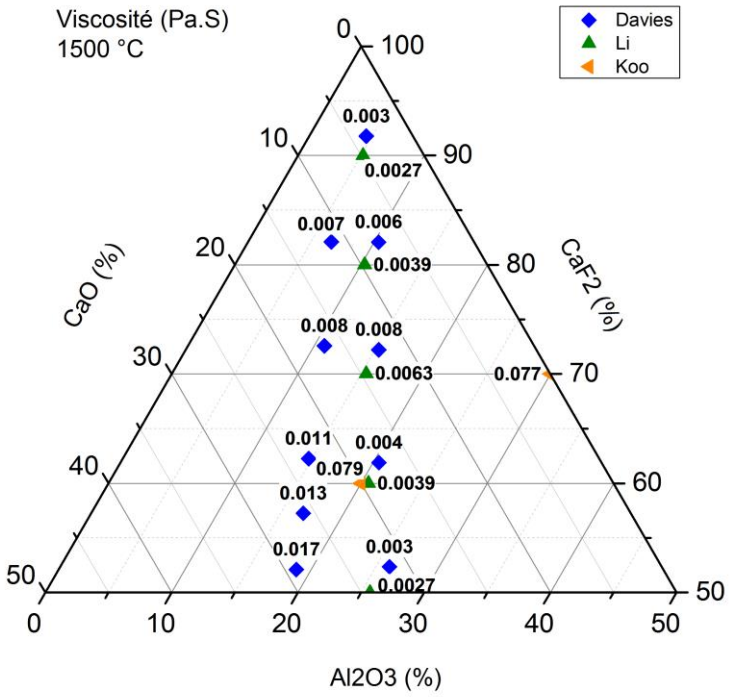


Figure A2.4 : Viscosité à 1500°C de laitiers contenant plus de 50 % de CaF_2

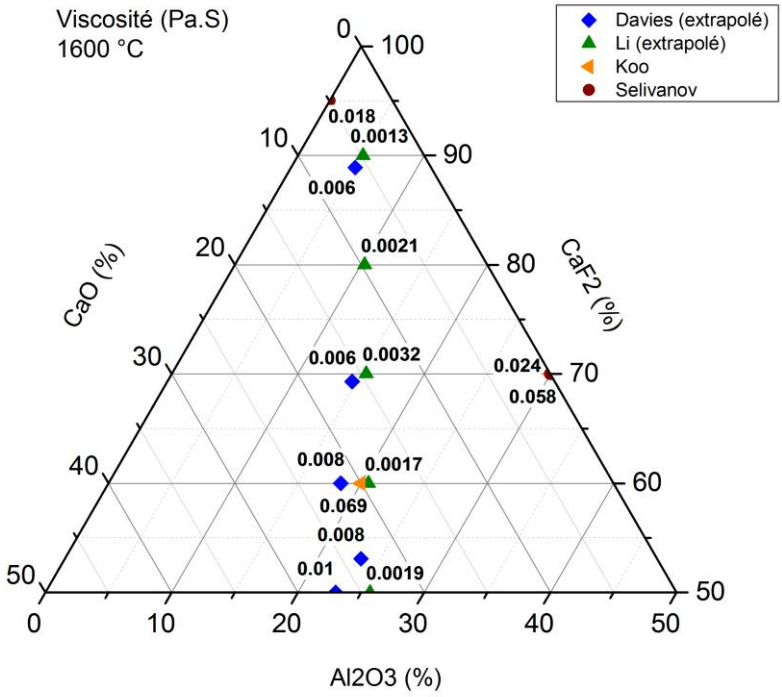


Figure A2.5 : Viscosité à 1600°C de laitiers contenant plus de 50 % de CaF_2

Annexe 3 : Fraction volumique et nombre de gouttes

Dans cette annexe, des ordres de grandeur du nombre de gouttes transitant dans le laitier et de la fraction volumique correspondante sont posés.

A3.1 – Nombre de gouttes en transit

On considère les cas présentés dans le Chapitre 3, avec une vitesse de fusion de 10 $kg.min^{-1}$. En considérant un temps de séjour de l'ordre de 0,4 s, à chaque instant 66,7 g de métal dispersé est en transit dans le laitier, d'où (pour une masse volumique de 6 940 $kg.m^{-3}$) un volume d'environ 9,61 mL.

Les volumes des gouttes de 1, 5 et 10 mm de diamètre sont rassemblés dans le tableau A3.1 avec le nombre de gouttes correspondant au volume en transit (dans l'hypothèse où toutes les gouttes sont de même diamètre).

Diamètre de la goutte (mm)	**Volume d'une goutte (mL)**	**Nombre de gouttes en transit**
1	$5{,}24\ 10^{-4}$	1 835
5	$6{,}55\ 10^{-2}$	147
10	$5{,}24\ 10^{-1}$	18

Tableau A3.1 : Volume d'une goutte et nombre de gouttes en transit en considérant une vitesse de fusion de 10 $kg.min^{-1}$ pour 3 diamètres de goutte

A3.2 – Nombre de gouttes par cellule du maillage

La Figure A3.1 présente le nombre de gouttes présentes dans chaque cellule du maillage en considérant des gouttes de 5 mm de diamètre pour la distribution calculée du cas de référence du Chapitre 3 (cas *A*).

Bien évidemment, puisque les cellules sont de faible dimension, aucune ne contient plus de 0,1 goutte. La fraction volumique doit bien être interprétée comme une probabilité de présence.

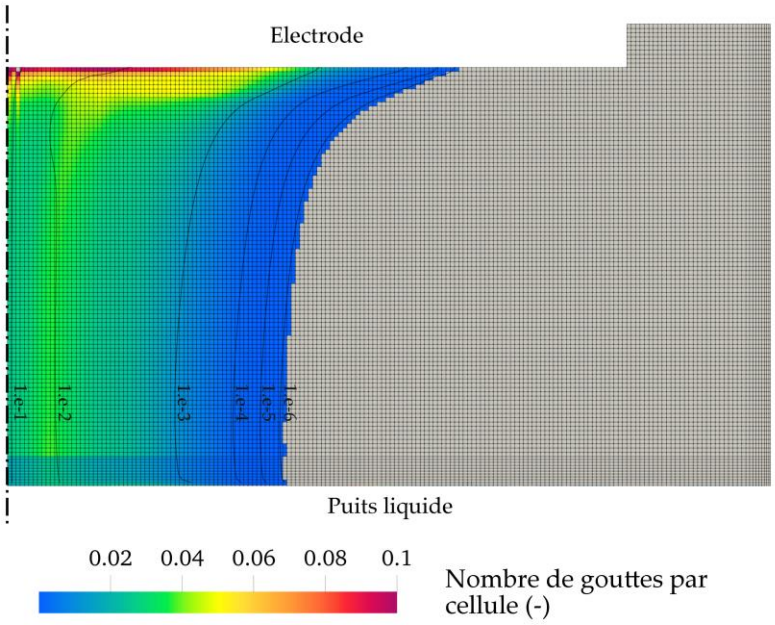


Figure A3.1 : Nombre de gouttes par cellule pour le cas de référence A du Chapitre 3

A3.3 – Débit de gouttes

La Figure A3.2 reprend le flux de métal liquide entrant dans le puits liquide pour ce même cas *A*, et met en regard le débit de gouttes cumulé (en nombre de gouttes par seconde), en considérant des gouttes de 5 mm de diamètre. La vitesse de fusion étant de 10 kg.min^{-1}, 367 gouttes de 5 mm traversent l'interface laitier/puits liquide par seconde.

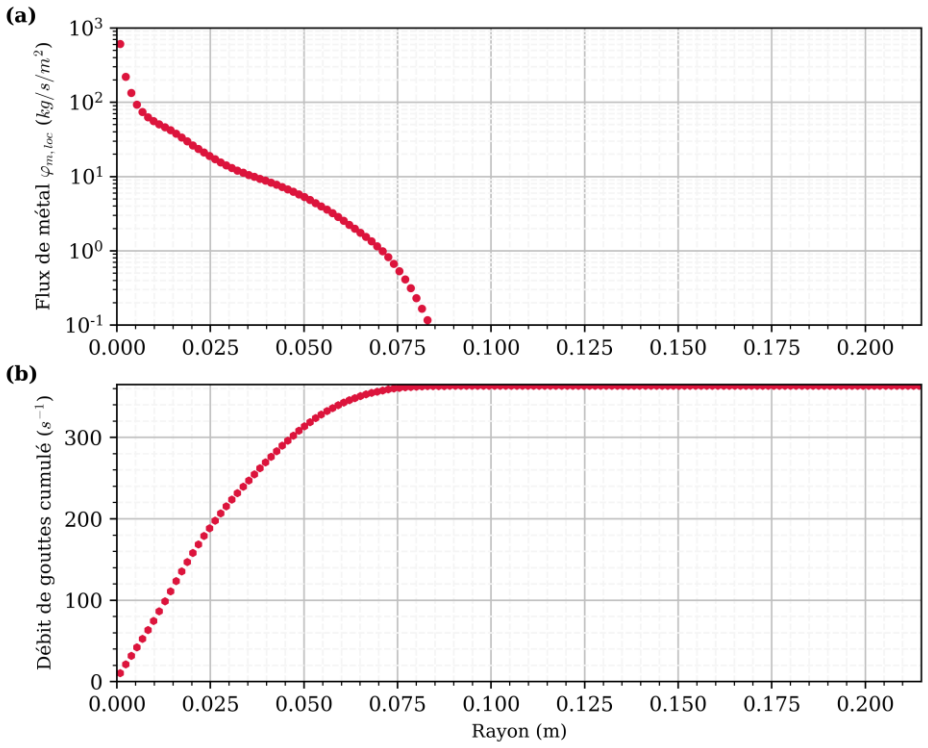


Figure A3.2 : Flux de métal liquide et débit de gouttes cumulé entrant dans le puits liquide

Annexe 4 : Modèle du film liquide

A4.1 – Description du modèle du film liquide

Equations de Barré de Saint-Venant

En calculant l'évolution radiale de l'épaisseur du film liquide, il est possible de déterminer la zone où les gouttes sont susceptibles d'être générées.

Le film liquide est peu épais comparé à son étendue : il peut alors être décrit en utilisant les équations de Barré de Saint-Venant pour les écoulements en eau peu profonde (également désignées sous le terme *Shallow Water Equations* dans la littérature anglophone)[133]. Ce système se compose d'une équation de continuité et d'une équation de transport de quantité de mouvement.

L'équation de continuité du film liquide (A4.1) représente le transport purement convectif de la hauteur du film liquide h_{film}. Le terme source traduit la fusion homogène de l'électrode de surface S_{ele} à la vitesse de fusion v_{fus}.

$$\frac{\partial(h_{film})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{u}_{film} h_{film}) = \frac{v_{fus}}{\rho_m S_{ele}} + S_g \tag{A4.1}$$

Le terme S_g représente la perte de masse liée à la formation de gouttes ; il est explicité à la fin de cette section.

L'équation de transport de quantité de mouvement radiale (A4.2) est obtenue par intégration de l'équation du mouvement sur la hauteur du film.

$$\begin{aligned} &\frac{\partial(h_{film}\rho_m \vec{u}_{film})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (h_{film}\rho_m \vec{u}_{film} u_{film}) \\ &\qquad = -h_{film}\vec{\nabla}\mathrm{P} + h_{film}\kappa\vec{F}_{L,film} + \left(\mu_s \frac{\vec{u}_s - \vec{u}_{film}}{h_{film}} - \mu_m \frac{\vec{u}_{film}}{h_{film}}\right) \end{aligned} \tag{A4.2}$$

Les forces interfaciales radiales créées par la courbure du film liquide sont négligées : la courbure globale est faible, et les courbures locales des poches de métal liquide ne sont pas représentées en géométrie monodimensionnelle.

Le gradient de pression $\vec{\nabla}P$ dans le film est supposé égal à celui dans le laitier adjacent au film.

Les forces de Lorentz agissant sur le film $\vec{F}_{L,film}$ sont calculées à partir de la densité de courant à l'extrémité immergée de l'électrode. Les simulations 3D ont montré que cette densité de courant est plus importante dans les poches de métal liquide se déplaçant sur le film. Celles-ci ont alors un mouvement plus rapide, puisque les forces de Lorentz agissant sur ces structures sont plus intenses[98]. Ces poches n'étant pas représentées dans le modèle monodimensionnel du film, leur effet est pris en compte en multipliant les forces de Lorentz par un coefficient κ. Ce dernier est calculé en considérant un circuit électrique équivalent constitué de deux résistances en parallèle (métal et laitier) de sorte que 10 % du courant traverse la poche de métal liquide. Cette répartition du courant est soutenue par des résultats de simulation 3D[98]. Le coefficient κ est fonction de la hauteur du film (Figure A4.1). En effet, lorsque le film est peu épais, il est peu probable que des poches soient formées.

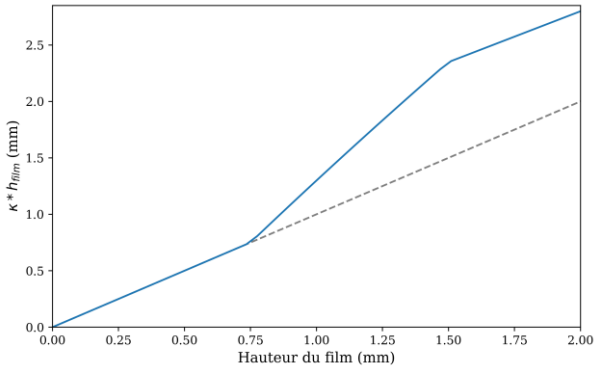


Figure A4.1 : Evolution du coefficient κ en fonction de la hauteur du film liquide

Résolution

Le modèle de film liquide présenté ici est résolu en utilisant le logiciel ANSYS Fluent, et est couplé au domaine diphasique du laitier. L'utilisation d'UDS (*User Defined Scalars*) permet le calcul des quantités transportées (h_{film} et u_{film}). Les termes convectifs sont calculés en utilisant une différenciation amont, et la discrétisation temporelle suit un schéma implicite. Pour les équations (A4.1) et (A4.2), les conditions aux limites $\frac{\partial h_{film}}{\partial r} = 0$ et $v_{film} = 0$ sont appliquées sur l'axe et en $r = r_{ele}$. Le film liquide est initialisé avec une vitesse nulle et une épaisseur de 0,1 mm.

Du film aux gouttes

La connaissance du profil radial d'épaisseur du film liquide permet de déterminer les zones où les gouttes sont susceptibles de se former. Nous définissons ces zones en comparant l'épaisseur du film à une épaisseur critique h_{crit}. Lorsque l'épaisseur du film h_{film} dépasse cette épaisseur critique, une portion du film $\frac{h_{film}-h_{crit}}{3\,h_{crit}}$ est retranchée. La masse de métal liquide

correspondant est transformée en terme source dans la cellule adjacente du domaine diphasique. A proximité de l'axe (jusqu'à $r = 4{,}5$ mm), pour éviter une accumulation de matière liée à l'hypothèse d'axisymétrie, la totalité de $h_{film} - h_{crit}$ est retranchée.

La valeur de h_{crit} est prise égale à 1,5 mm dans l'étude présentée ici. Cette valeur a été adoptée grâce aux résultats des simulations 3D de Kharicha[98]. Elle est plus faible que la longueur capillaire $\sqrt{\gamma/(\Delta\rho g)}$, qui est de l'ordre de 5,6 mm pour le système étudié (γ = 1,3 N.m^{-1}, $\Delta\rho$ = 4175 kg et g = 9,81 m.s^{-2}). Cette différence s'explique par le fait que le système est dynamique, et que les phénomènes électromagnétiques jouent également un rôle sur la formation de poches et de gouttes. La valeur de h_{crit} correspond plutôt à une épaisseur moyenne à partir de laquelle les poches se forment.

Cette hauteur critique varie certainement avec les conditions opératoires et les propriétés des matériaux, en particulier le rapport de viscosités entre les deux phases et la tension interfaciale. Toutefois, pour les cas étudiés dans le paragraphe suivant, cette valeur ne sera pas modifiée puisque les conditions demeurent proches. La définition exacte de cette hauteur critique et l'étude de ses variations en fonction des systèmes étudiés constituerait une étude bien trop conséquente pour être envisagée dans ce travail.

Bien évidemment, du strict point de vue du modèle, la valeur de h_{crit} choisie a également une influence sur les résultats. Plus h_{crit} sera faible, plus la zone de génération des gouttes sera étendue.

Puisque ce modèle de film liquide comprend plusieurs paramètres ajustés, leur validité peut être remise en cause, notamment pour des cas s'éloignant de celui utilisé. Le paragraphe suivant présente l'influence des paramètres du modèle du film liquide h_{crit} et κ sur les résultats obtenus pour quelques cas étudiés dans le paragraphe 3.5. Cette étude supplémentaire est réalisée afin de s'assurer que les résultats qualitatifs présentés dans le paragraphe 3.5 ne sont pas altérés par les incertitudes du modèle.

A4.2 – Courte étude paramétrique du modèle du film liquide

Influence de la hauteur critique

La Figure A4.2 présente le débit cumulé (sous l'électrode) pour une simulation utilisant une hauteur critique de film h_{crit} de 1,5 mm (cas de référence *A*) et pour une simulation considérant h_{crit} = 2 mm. Lorsque la hauteur critique est augmentée, le film sous l'effet de son mouvement centripète a davantage de temps pour se concentrer en direction de l'axe. La distribution spatiale des gouttes générées sous l'électrode se resserre donc.

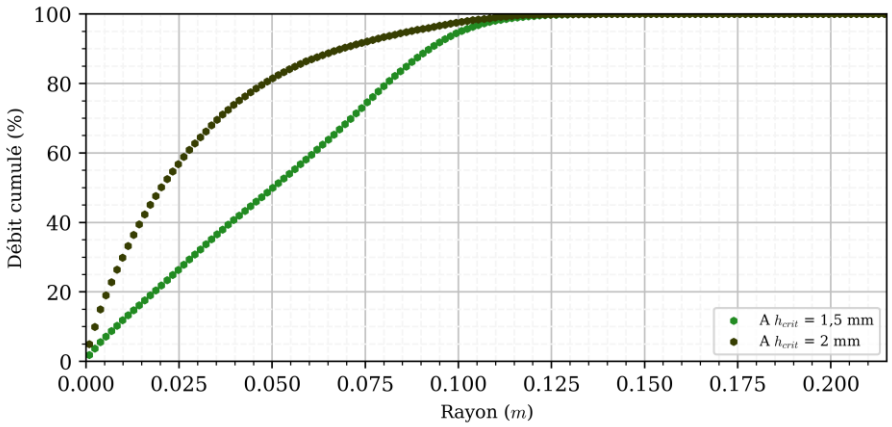


Figure A4.2 : Débit cumulé de métal liquide sous l'électrode pour deux simulations considérant différentes valeurs de hauteur critique

Influence du coefficient modificateur des forces de Lorentz

Sur la Figure A4.3, les débits cumulés sous l'électrode sont comparés pour la simulation de référence (cas *A*) et pour le même cas mais sans appliquer le coefficient modificateur des forces de Lorentz κ. Pour ce dernier calcul, puisque le film liquide est animé d'une vitesse moindre, la distribution spatiale des gouttes générées s'étend.

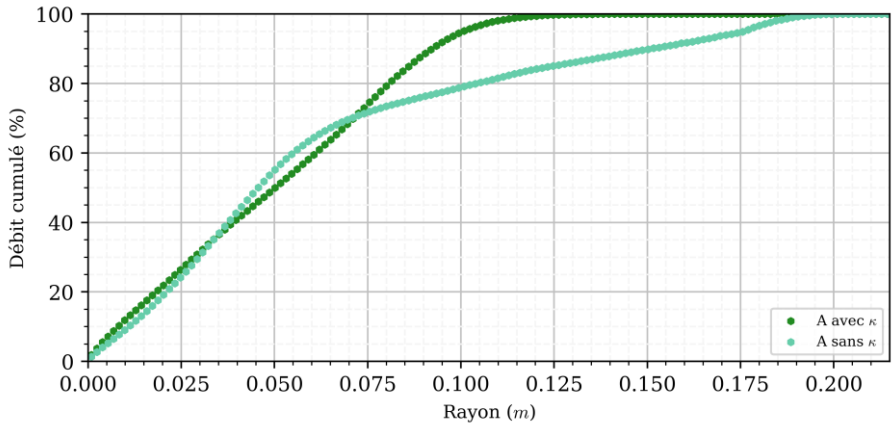


Figure A4.3 : Débit cumulé de métal liquide sous l'électrode avec et sans application du coefficient κ

Influence de la fraction retranchée

La Figure A4.4 présente les débits cumulés sous l'électrode pour les cas *A*, *Cn 1mm* et *Cn 50 mm*. Pour chaque cas, trois calculs sont comparés, en modifiant le coefficient χ de la portion du film $\frac{h_{film}-h_{crit}}{\chi\, h_{crit}}$ retranchée lorsque le film dépasse la hauteur critique h_{crit} (système de génération des gouttes).

Pour chaque cas, les débits sont bien évidemment impactés lorsque le coefficient χ est modifié. On remarquera toutefois que ceci ne modifie pas le classement des différents cas : lorsque la profondeur d'immersion est augmentée, la distribution spatiale des gouttes s'étend.

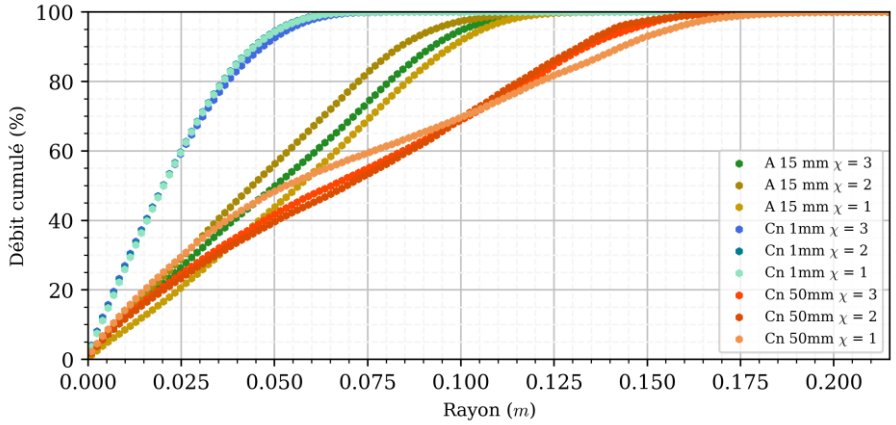


Figure A4.4 : Débit cumulé de métal liquide sous l'électrode en modifiant le coefficient κ

Annexe 5 : Simulations « sans goutte » (modèle Euler-Euler)

Cette annexe présente les résultats des simulations de type monophasique – c'est-à-dire en annulant la source de métal liquide sous l'électrode – pour les cas étudiés dans l'étude paramétrique du Chapitre 3.

A5.1. Cas de référence

Les principaux paramètres du cas de référence sont rappelés dans le Tableau A2.1.

Rayon de l'électrode (m)	0,215
Rayon interne de la lingotière (m)	0,265
Profondeur d'immersion de l'électrode (m)	0,015
Distance électrode-lingot (m)	0,145
Diamètre des gouttes (mm)	5
Vitesse de fusion ($kg.min^{-1}$)	10
Intensité du courant de fusion (kA)	15
Fréquence (Hz)	50

Tableau A2.1 : Géométrie et conditions opératoires du cas de référence

La densité de courant calculée est maximale près du « coin » de l'électrode – Figure A2.1 (a). L'effet de peau, dû au caractère alternatif du courant, est visible dans les zones métalliques (électrode et puits liquide). La densité de courant dans le laitier sous l'électrode est relativement homogène.

Cette distribution du courant crée d'importantes forces de Lorentz dans la partie haute du laitier près du coin de l'électrode. Ces forces sont responsables des deux boucles de recirculation visibles dans le sens antihoraire sur la Figure A2.1 (b). Du fait du refroidissement latéral, un fort mouvement descendant est visible en périphérie, ce qui crée une large recirculation dans le sens horaire.

La puissance totale dissipée par effet Joule est égale à 638 kW. La zone la plus chaude du laitier est située sous l'électrode – Figure A2.1 (c) – alors que la partie basse du laitier est comparativement plus froide.

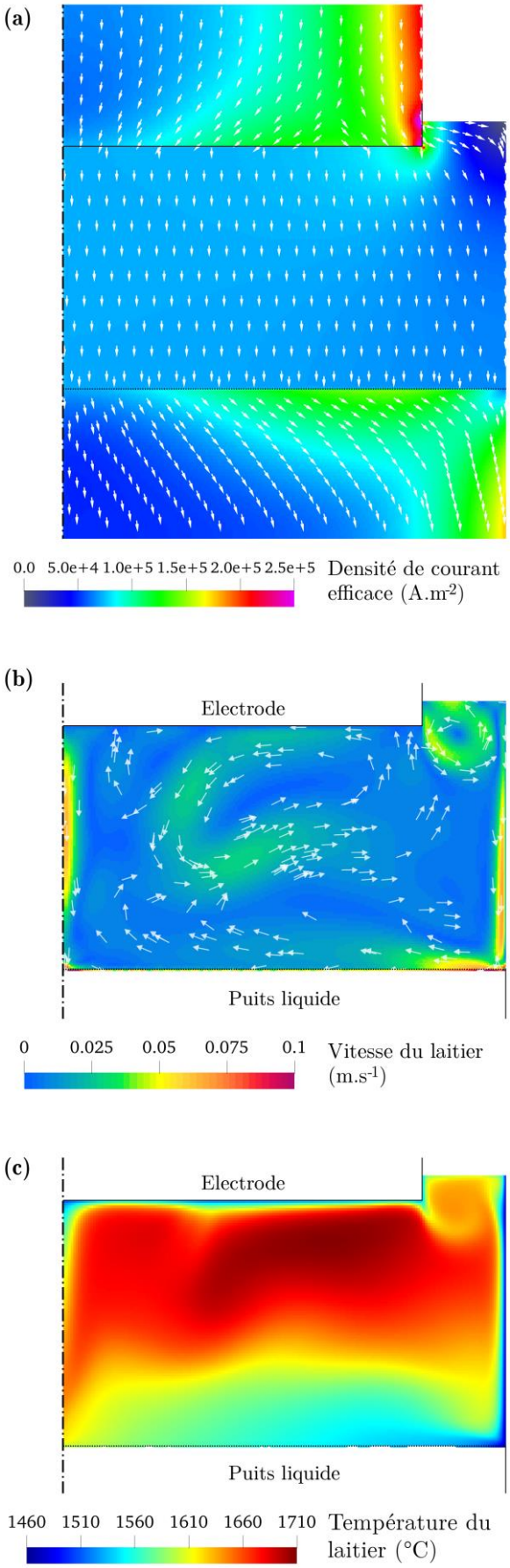


Figure A2.1 : Densité de courant (a), vitesse (b) et température du laitier (c) pour le cas de référence

A5.2. Variation du courant

En diminuant le courant de refusion à 12 kA (Figure A2.2), les forces de Lorentz ont une intensité moindre. La vitesse du laitier au sein des boucles de recirculation dirigées par ces forces électromagnétiques est alors plus faible, notamment pour celle de la zone annulaire.

Au contraire, en augmentant le courant de refusion à 18 kA (Figure A2.3), les forces de Lorentz sont plus importantes. Un seul électro-vortex est alors visible, caractérisé par un mouvement descendant de plus forte amplitude. La vitesse du laitier est notablement augmentée près du « coin » de l'électrode, là où la densité de courant est maximale.

L'effet Joule suit les mêmes tendances : il est moindre pour l'essai à 12 kA (405 kW) et plus important pour celui à 18 kA (929 kW). La conséquence de ces modifications de l'effet Joule est directement visible sur les champs de température présentés.

La convection naturelle est également impactée par cette différence de niveau thermique du laitier. En périphérie, la vitesse du mouvement descendant du laitier est plus faible pour le cas utilisant un courant de 12 kA, et plus importante pour le cas à 18 kA.

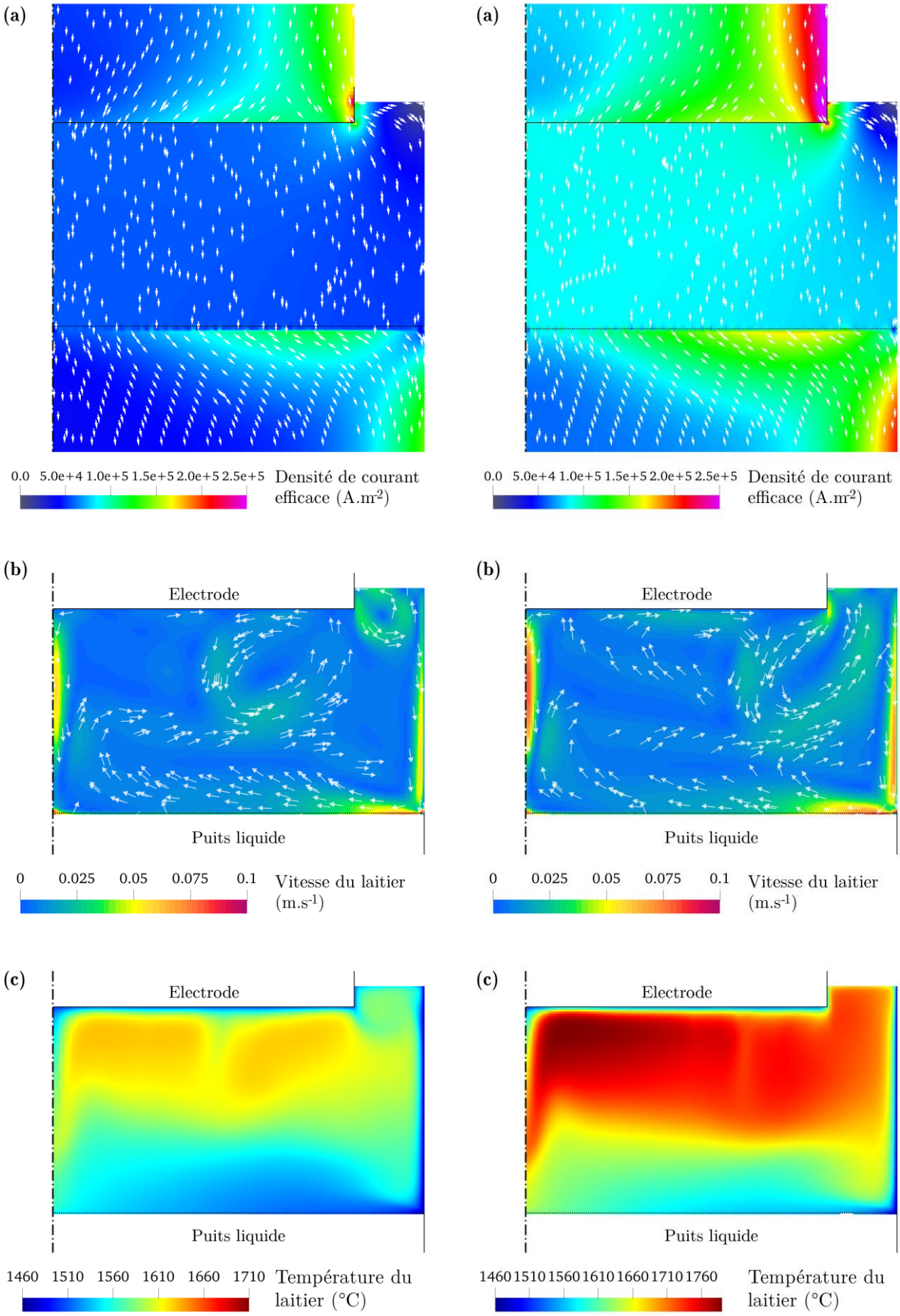


Figure A2.2 : Densité de courant (a), vitesse (b) et température du laitier (c) pour le cas I = 12 kA

Figure A2.3 : Densité de courant (a), vitesse (b) et température du laitier (c) pour le cas I = 18 kA

A5.3. Variation de l'immersion

Si l'on fait varier la profondeur d'immersion de l'électrode, la distribution du courant est modifiée. Quand l'électrode est moins immergée, la portion du courant quittant l'électrode par sa paroi latérale est diminuée. Dans le cas où l'immersion est de 1 mm – Figure A2.4 (a) – la densité de courant dans le laitier près du « coin » de l'électrode est plus importante que dans le cas de référence (immersion de 15 mm). Ainsi, des forces électromagnétiques de plus grande magnitude sont responsables de l'important électro-vortex localisé sous l'électrode (Figure A2.4 (b)). Cette recirculation, visible dans le sens antihoraire, s'étend jusqu'à l'axe de symétrie et présente des vitesses élevées.

Au contraire, en augmentant l'immersion à 50 puis 100 mm – Figures A2.5 et A2.6 – l'électro-vortex devient bien plus modeste et les vitesses du laitier sous l'électrode sont moindres.

La résistance équivalente du laitier est évidemment impactée par une modification de l'immersion. Ainsi, l'effet Joule est augmenté à 675 kW lorsque l'immersion est de 1 mm, et est diminué à 590 et 542 kW pour les immersions de 50 et 100 mm respectivement. Ces modifications de l'effet Joule sont directement visibles sur le champ de température du laitier, qui devient plus froid lorsque l'immersion augmente.

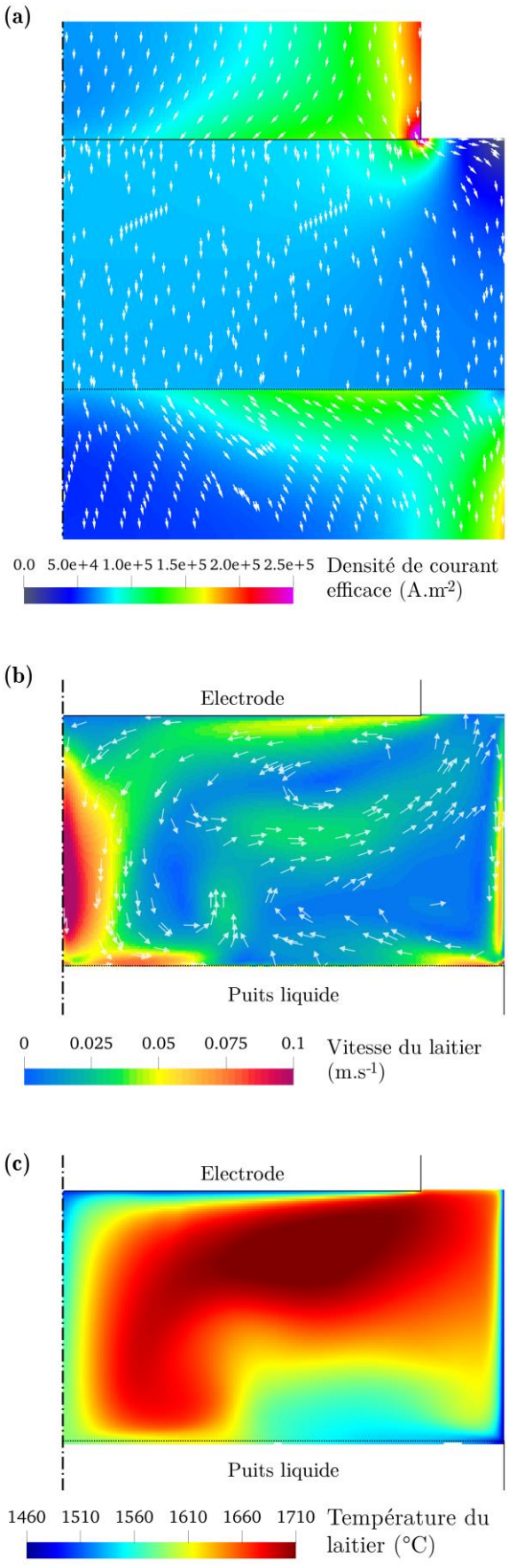


Figure A2.4 : Densité de courant (a), vitesse (b) et température du laitier (c) pour le cas à 1 mm d'immersion

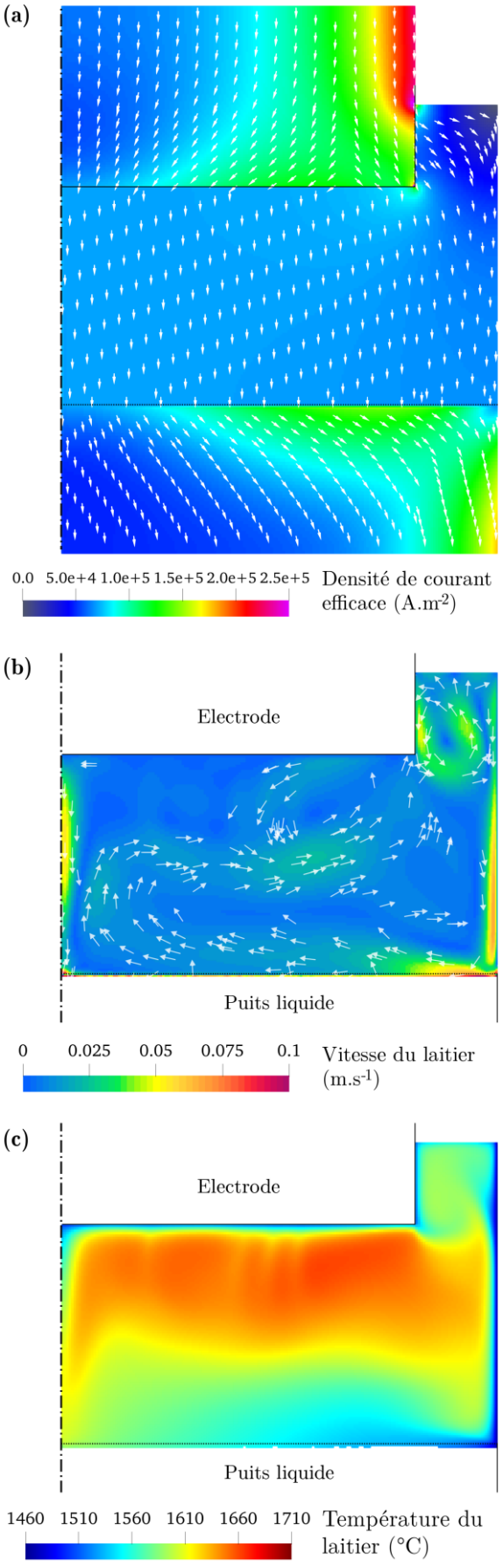


Figure A2.5 : Densité de courant (a), vitesse (b) et température du laitier (c) pour le cas à 50 mm d'immersion

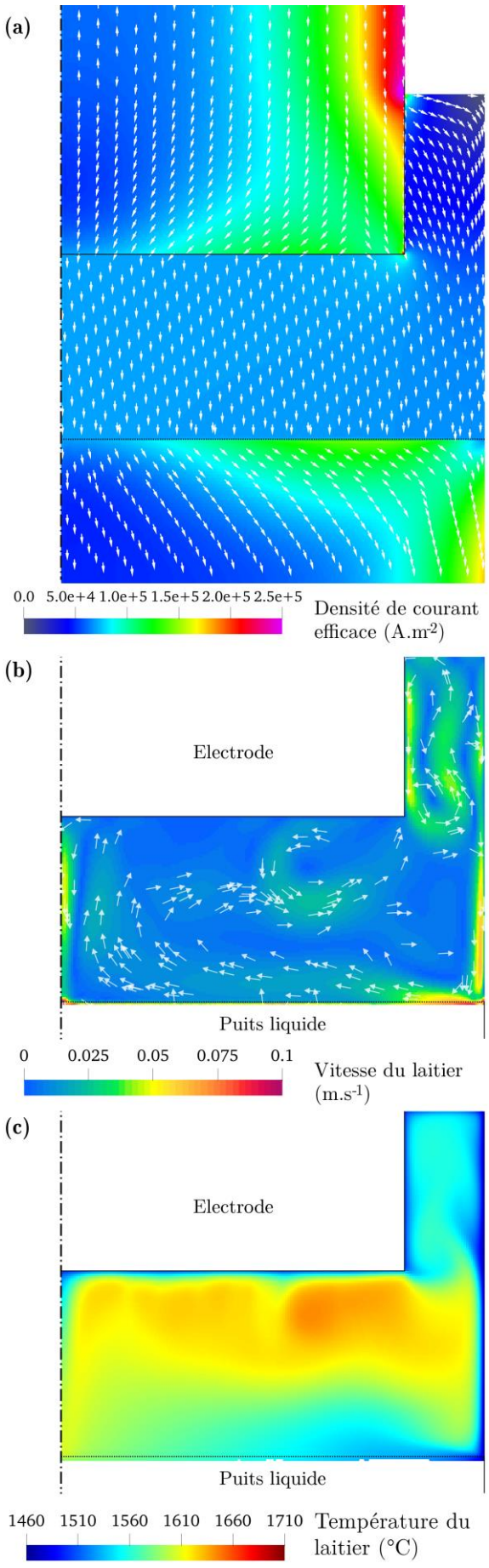


Figure A2.6 : Densité de courant (a), vitesse (b) et température du laitier (c) pour le cas à 100 mm d'immersion

A5.4. Variation du taux de remplissage

Une diminution du taux de remplissage – ici en diminuant le rayon de l'électrode – implique nécessairement une modification de la densité de courant et de sa répartition.

Les Figures A2.7 et A2.8 montrent que lorsque le rayon de l'électrode est diminué, la densité de courant dans le laitier sous l'électrode – et notamment à proximité du « coin » de l'électrode – est notablement augmentée. Des forces de Lorentz de plus grande amplitude sont ainsi créées. Les électro-vortex sont alors plus étendus, et le laitier atteint des vitesses plus importantes.

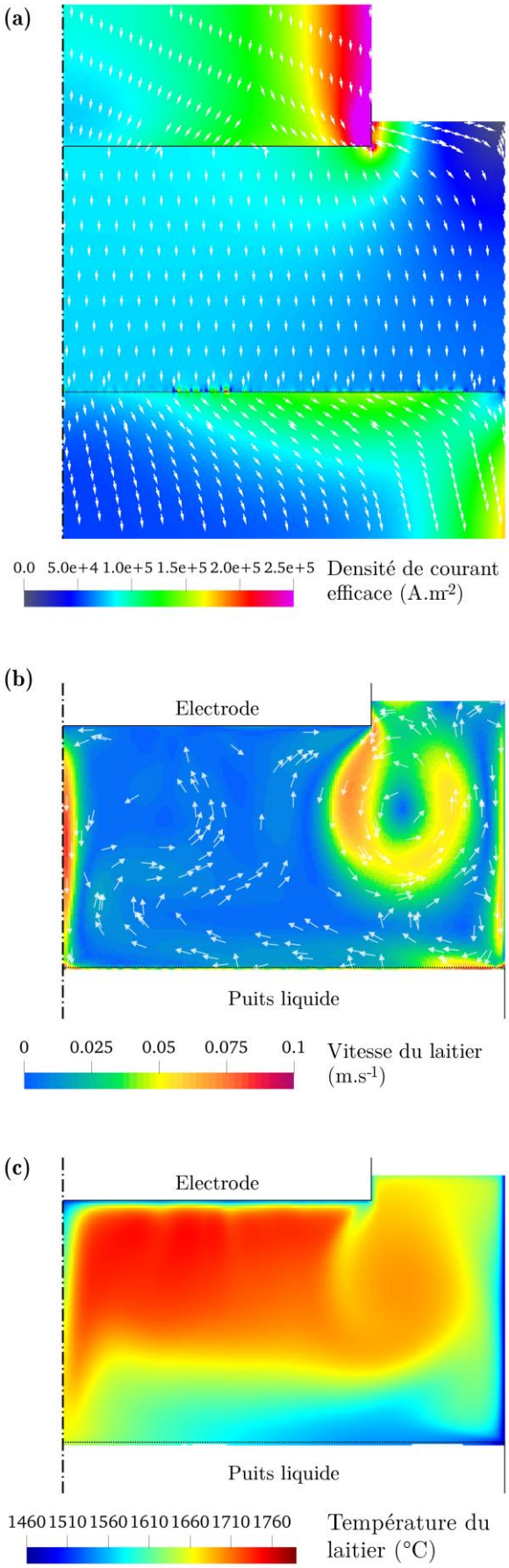


Figure A2.7 : Densité de courant (a), vitesse (b) et température du laitier (c) en considérant une électrode de rayon 185 mm

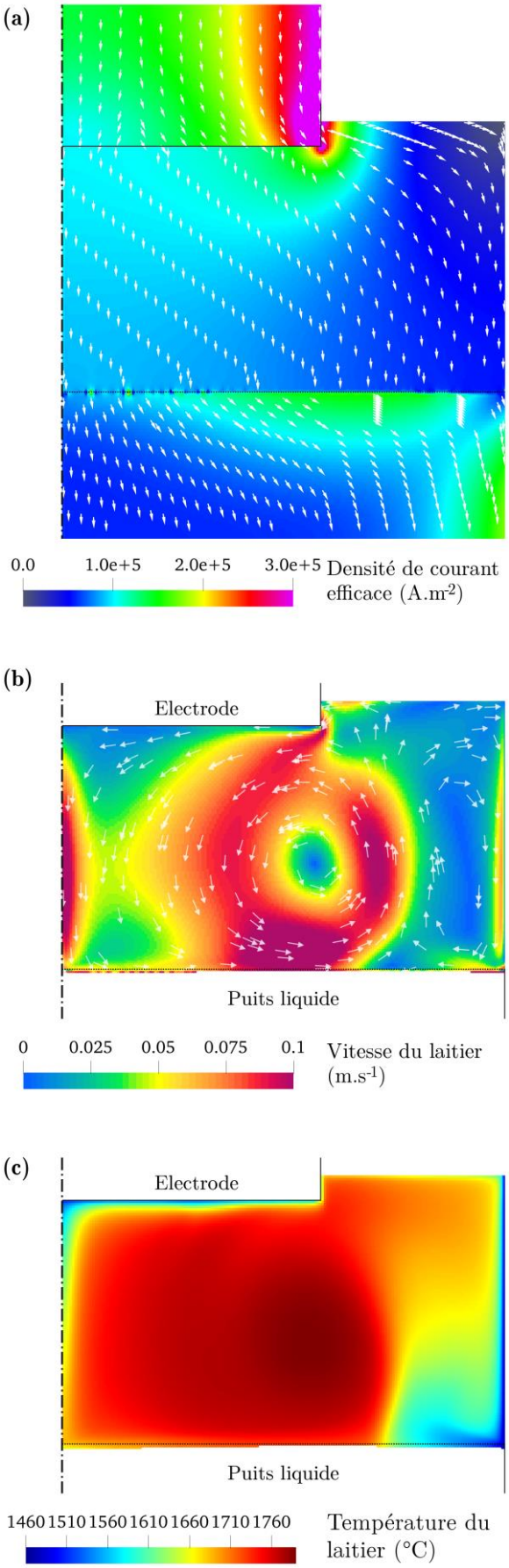


Figure A2.8 : Densité de courant (a), vitesse (b) et température du laitier (c) en considérant une électrode de rayon 155 mm

Annexe 6 : Développement de l'équation de transfert thermique dans l'électrode

En complément du Chapitre 5, cette courte annexe détaille l'obtention – à partir de l'équation de Fourier ayant subi l'ablation de type Landau – de l'équation de transport pseudo-convective résolue dans le programme EleMaF-3T.

Rappelons la loi de Fourier, traduisant le transfert thermique purement conductif, dans sa forme monodimensionnelle (A6.1).

$$\frac{\partial(\rho C_p T)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x}\right) \tag{A6.1}$$

Une ablation de type Landau[91,146,147] permet de la réécrire, en posant $x^* = x/L_{ele}(t)$ et $t^* = t$, sous la forme (A6.2).

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t^*} - \rho C_p \frac{x^*}{L_{ele}} \frac{dL_{ele}(t)}{dt^*} \frac{\partial T}{\partial x^*} = \frac{1}{L_{ele}(t)^2} \frac{\partial}{\partial x^*}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x^*}\right) \tag{A6.2}$$

En multipliant l'expression par $L_{ele}(t)$ et en posant $\frac{dL_{ele}(t)}{dt^*} = U_{ele}$, l'expression (A6.2) devient :

$$\rho C_p L_{ele}(t) \frac{\partial T}{\partial t^*} - \rho C_p x^* U_{ele} \frac{\partial T}{\partial x^*} = \frac{1}{L_{ele}(t)} \frac{\partial}{\partial x^*}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x^*}\right) \tag{A6.3}$$

Afin de la discrétiser plus facilement en utilisant la méthode des volumes finis, nous souhaitons la mettre sous la forme d'une équation de transport conservative en transformant le second terme du membre de gauche de l'équation (A6.3).

On a :

$$\rho C_p L_{ele}(t) \frac{\partial T}{\partial t^*} = \frac{\partial}{\partial t^*}\left(\rho L_{ele}(t) C_p T\right) - \rho C_p T \frac{\partial L_{ele}(t)}{\partial t^*} \tag{A6.4}$$

et

$$\rho C_p x^* U_{ele} \frac{\partial T}{\partial x^*} = \frac{\partial}{\partial t^*}\left(U_{ele} x^* \rho C_p T\right) - \rho C_p T U_{ele} \tag{A6.5}$$

Ainsi, le terme de gauche de la formulation (A6.3) peut être transformé pour devenir :

$$\frac{\partial}{\partial t^*}\left(\rho L_{ele}(t) C_p T\right) - \frac{\partial}{\partial x^*}\left(U_{ele} x^* \rho C_p T\right) = \frac{\partial}{\partial x^*}\left(\lambda / L_{ele}(t) \frac{\partial T}{\partial x^*}\right) \tag{A6.6}$$

Cette équation pseudo-convecto-diffusive peut également se mettre sous la forme d'une équation de transport (A6.7) faisant intervenir la vitesse $u^* = x^* U_{ele}/L_{ele}(t)$ et les propriétés équivalentes $\rho^* = \rho L_{ele}(t)$ et $\lambda^* = \lambda/L_{ele}(t)$.

$$\frac{\partial}{\partial t^*}\left(\rho^* C_p T\right) - \frac{\partial}{\partial x^*}\left(u^* \rho^* C_p T\right) = \frac{\partial}{\partial x^*}\left(\lambda^* \frac{\partial T}{\partial x^*}\right) \tag{A6.7}$$

L'évolution de la quantité de matière « présente » dans chaque cellule du domaine de calcul est caractérisée par l'évolution au cours de la simulation des propriétés équivalentes ρ^* et λ^* alors que le maillage est déplacé à la vitesse u^*.

Annexe 7 : Mesures d'immersion, principe et méthode de calcul

Comme évoqué dans le Chapitre 6, différents moyens ont été mis en œuvre pour estimer la profondeur d'immersion de l'électrode pendant les refusions d'essai. Cette annexe détaille le calcul de l'immersion par consommation de l'électrode immergée, ainsi que le suivi de l'immersion au cours d'un segment.

A9.1. Consommation de l'électrode immergée (Méthode 1.)

Tout mouvement de l'électrode est bloqué tandis que le courant électrique est toujours fourni. Ainsi, l'électrode continue de fondre : sa profondeur d'immersion diminue jusqu'à devenir nulle. Le suivi de la masse de l'électrode pendant cette manipulation permet alors de calculer le volume initialement immergé, et donc la profondeur d'immersion.

La variation de la distance électrode-lingot (nommée également *gap*) résulte de la différence entre la consommation de l'électrode et l'évolution de la hauteur du lingot. Ces manipulations étant de courte durée, les pertes de laitier (par formation de la peau solidifiée) sont négligées, ainsi que tout variation du volume de métal liquide dispersé dans le laitier, engendrée par une évolution de la vitesse de fusion.

Posons Δm_{ele} la variation de masse de l'électrode entre deux instants t et $t + \Delta t$ ($\Delta m_{ele} < 0$). La variation de *gap* est donnée par la relation (A9.1).

$$\Delta gap = -(\Delta h_{ele} + \Delta h_{lin}) = -\Delta m_{ele}\left(\frac{1}{\rho_{ele} S_{ele}} - \frac{1}{\rho_{lin} S_{lin}}\right) \quad \text{(A9.1)}$$

Nous supposons que la dimension de la ZAT au sein de l'électrode n'est pas modifiée pendant la mesure : la variation de hauteur d'électrode a donc lieu dans la partie « froide » de l'électrode. De manière similaire, le puits liquide, ainsi que le profil axial de température dans le lingot, sont supposés invariants pendant la manipulation. La variation de hauteur du lingot est donc également calculée dans la partie « froide ». Ces deux hypothèses se traduisent par $\rho_{ele} = \rho_{lin} = \rho_m^{25°C}$.

Néanmoins, les surfaces S_{ele} et S_{lin} sont celles directement en contact avec le laitier. Ainsi, S_{ele} est calculée à partir du rayon de la partie immergée de l'électrode $r_{ele,imm}$ (rayon plus grand que celui mesuré à 25°C du fait de l'expansion thermique), et S_{lin} est calculée à partir du rayon interne de la lingotière r_{mold}. La relation (A9.1) devient alors :

$$\Delta gap = -\frac{\Delta m_{ele}}{\pi \rho_m^{25°C}} \left(\frac{1}{r_{ele,imm}^{\ 2}} - \frac{1}{r_{mold}^{\ 2}} \right) \tag{A9.2}$$

Lorsque l'électrode est immergée, la variation d'immersion Δh_{imm}est liée à la variation de distance électrode-lingot par la relation (A9.3).

$$\Delta h_{imm} = -\frac{r_{mold}^{\ 2}}{r_{mold}^{\ 2} - r_{ele,imm}^{\ 2}} \Delta gap = -\Gamma \Delta gap \tag{A9.3}$$

Notons que la variation de masse réelle de l'électrode Δm n'est pas celle mesurée par les capteurs Δm_{mes}. La variation de profondeur d'immersion entraîne en effet une variation de la poussée d'Archimède. La variation de masse réelle de l'électrode est donnée par :

$$\Delta m_{ele} = \Delta m_{mes} + \Delta h_{imm} S_{ele} \rho_s \tag{A9.4}$$

En notant $\Xi = \left(\frac{1}{r_{ele,imm}^{\ 2}} - \frac{1}{r_{mold}^{\ 2}} \right)$, la variation d'immersion au cours de la mesure par consommation est donnée par l'expression (A9.5).

$$\Delta h_{imm} = \frac{\Gamma \Xi \Delta m_{mes}}{\pi \rho_{ele}^{25°C} - \Gamma \Xi \pi r_{ele,imm}^{\ 2} \rho_s} \tag{A9.5}$$

A9.2. Calcul de la distance électrode-laitier

Au cours des mesures indirectes par consommation du volume immergé de l'électrode, l'expression (A9.5) ne peut être appliquée que lorsque l'extrémité de l'électrode est totalement immergée dans le laitier. Lorsque l'électrode affleure seulement la surface (en fin de mesure, lorsque le contact électrique est partiel), nous calculons alors un éloignement Δd_{e-l} par rapport à la surface (supposée plane) du laitier grâce à la formule (A9.6).

$$\Delta d_{e-l} = \frac{\Xi \Delta m_{mes}}{\pi \rho_{ele}^{25°C}} \tag{A9.6}$$

A9.3. Suivi de l'immersion au cours de la refusion (Méthode 2.)

Une variation de profondeur d'immersion peut être calculée pendant certains segments d'une refusion. La démarche suivie est similaire à celle présentée dans le paragraphe précédent, et nous supposons également que les dimensions du puits liquide et de la ZAT de l'électrode ne sont pas modifiées au cours des segments de suivi. L'évolution de la profondeur d'immersion pendant les transitoires sera donc sujette à d'importantes incertitudes. La variation de position de l'électrode $\Delta course$ (positive lorsque l'électrode suit un mouvement descendant) et la perte de laitier Δm_s (négative) contribuent à l'évolution de l'immersion :

$$\Delta h_{imm} = \Gamma(\ (\Delta h_{ele} + \Delta h_{lin}) + \Delta course + \Delta m_s/\rho_s S_{lin}) \tag{A9.7}$$

En tenant compte de la poussée d'Archimède, la variation d'immersion est alors calculée grâce à l'expression (A9.8).

$$\Delta h_{imm} = \frac{\Gamma \Xi \Delta m_{mes} + \Gamma\, \pi \rho_{ele}^{25°C} (\Delta course + \Delta m_s/\rho_s S_{lin})}{\pi \rho_{ele}^{25°C} - \Gamma \Xi \pi r_{ele,imm}{}^2 \rho_s} \tag{A9.8}$$

Modélisation du Procédé de Refusion sous Laitier Electroconducteur : Représentation des transferts énergétiques métal-laitier

Le procédé de refusion sous laitier électroconducteur (ESR) permet d'élaborer des alliages à haute valeur ajoutée caractérisés par une qualité métallurgique améliorée. Ces alliages sont notamment destinés aux industries de pointe, comme l'aéronautique ou l'énergie. La simulation de ce procédé est un outil essentiel afin d'améliorer la compréhension des phénomènes mis en jeu lors des refusions et d'optimiser la conduite du procédé. Afin d'améliorer un modèle 2D axisymétrique du procédé ESR développé par l'Institut Jean Lamour en collaboration avec la société Aubert & Duval, une description précise du transfert de métal liquide via les gouttes a été développée.

Dans un premier temps, le comportement des gouttes chutant dans le laitier a été analysé grâce à un modèle diphasique 2D axisymétrique spécifiquement développé. Celui-ci a été nourri par les résultats de simulations tridimensionnelles détaillées de la formation et de la chute des gouttes pendant la refusion ESR, réalisées dans le cadre d'un partenariat avec la Montanuniversität Leoben (Autriche). L'influence que peuvent exercer les gouttes sur l'écoulement du laitier, les transferts thermiques et les phénomènes électromagnétiques a été mise en évidence.

Un modèle simplifié d'interactions gouttes-laitier a été implémenté dans le modèle global du procédé ESR. La description du transport de métal liquide au sommet du lingot en cours de croissance a alors été améliorée, et tient notamment compte de l'influence en profondeur des gouttes sur le puits liquide. La nouvelle version du modèle a été validée par comparaison à des lingots de taille industrielle.

Afin de discuter du lien entre puissance consommée et vitesse de fusion, un modèle thermique monodimensionnel de l'électrode consommable a été développé. Ce dernier a également été implémenté dans le modèle global du procédé afin d'estimer la vitesse de fusion.

Enfin, des refusions à l'échelle industrielle ont été spécifiquement effectuées pour étudier l'influence de la profondeur d'immersion de l'électrode. En associant observations expérimentales et résultats de simulations, trois régimes d'immersion ont été différenciés, en particulier en terme de résistance équivalente du laitier. L'impact de l'immersion sur la solidification du lingot a été discuté.

Mots-clés : Refusion sous laitier électroconducteur (ESR), modélisation, magnétohydrodynamique, transferts couplés, gouttes, laitier

Numerical Modeling of Electroslag Remelting Process: Representation of energy transfers between slag and metal

The electroslag remelting process (ESR) is used to produce high added value alloys characterized by a higher metallurgical quality. These alloys are reserved for specific industries, such as aeronautics or energy. Numerical modeling of the ESR process is a tool-of-choice to gain a better understanding of the phenomena occurring during the remelting and optimize the operation. In order to improve a 2D axisymmetric model of the ESR process, previously developed at the Jean Lamour Institute in close collaboration with Aubert & Duval company, an accurate description of the metal transfers to the ingot via the liquid metal droplets has been developed.

First of all, liquid metal droplets behavior has been investigated using a specifically developed 2D diphasic model of the slag bath. This model has been supported by 3D detailed simulations of dripping phenomena during electroslag remelting, performed at Montanuniversitaet Leoben (Austria). The influence of falling drops on the slag hydrodynamics, heat tranfer and electromagnetic phenomena has been highlighted.

Afterwards, a simplified model of drops-slag interactions has been implemented into the global ESR model. The liquid metal transfer representation at the top of the ingot has then been enhanced, and considers the in-depth impact on the melt pool. The newly developed version of the global model has been validated by comparing results to industrial-sized remelted ingots.

In order to discuss the relationship between power consumed and melt rate, a 1D thermal model of the consumable electrode has been set-up. The latter has been implemented into the global ESR model to estimate the melt rate.

Finally, industrial-scale ingots have been specially remelted to study the influence of electrode immersion depth. Associating experimental observations and simulation results, three immersion regimes have been distinguished, especially regarding to the slag equivalent resistance. The impact of immersion depth on ingot solidification have been discussed.

Keywords: Electroslag Remelting (ESR), numerical modeling, magnetohydrodynamics, coupled transfers, droplets, slag