



HAL
open science

Refusion sous vide d'alliages de titane : comportement de l'arc électrique et conditions aux limites

Pierre-Olivier Delzant

► **To cite this version:**

Pierre-Olivier Delzant. Refusion sous vide d'alliages de titane : comportement de l'arc électrique et conditions aux limites. Matériaux. Université de Lorraine, 2018. Français. NNT : 2018LORR0020 . tel-01877392

HAL Id: tel-01877392

<https://theses.hal.science/tel-01877392>

Submitted on 19 Sep 2018

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

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



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>

Refusion sous vide d'alliages de titane : Comportement de l'arc électrique et conditions aux limites

THESE

Présentée et soutenue publiquement le 27 février 2018

pour l'obtention du titre de

Docteur de l'Université de Lorraine

en

Science des Matériaux

par

Pierre-Olivier DELZANT

Composition du jury :

Pascal ANDRE	Rapporteurs
Abdellah KHARICHA	
Isabelle CRASSOUS	Examineurs
Gérard HENRION	
Julien JOURDAN	Invité
Pierre CHAPELLE	Directeur de thèse
Alain JARDY	Co-directeur de thèse

Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé au sein de l'équipe « Procédé d'élaboration », dirigé par A. Jardy, à l'Institut Jean Lamour (IJL) dans le cadre d'une collaboration entre ce dernier et la société TIMET Savoie.

Je remercie chaleureusement toutes les personnes qui m'ont aidé durant cette thèse, en commençant par P. Chapelle, mon directeur de thèse, et A. Jardy, mon co-directeur de thèse, pour leur intérêt et leur soutien, leur grande disponibilité et leurs conseils. Leur implication et leur bienveillance ont été tout au long de ces trois années un facteur primordial dans l'aboutissement de ce travail de recherche.

Pour ces mêmes raisons et leurs grandes compréhensions, que ce soit face à nos besoins de données expérimentales, ou que ce soit dans notre nécessité de publier des données issues de refusions industrielles, j'adresse mes plus vifs remerciements à Y. Millet J. Jourdan, nos contacts à TIMET Savoie.

Merci aux membres du jury d'avoir accepté de juger ce travail, et plus particulièrement P. André et A. Kharicha pour avoir consacré une partie de leur temps à l'examen de ce mémoire et avoir accepté d'en être les rapporteurs.

Je suis très reconnaissant à J. Jourdan, de l'Institut Jean Lamour, à A. Matveichev, à l'atelier technique de l'Institut Jean Lamour, et plus à largement l'atelier technique de l'ensemble de l'université de Lorraine, aux équipes techniques de TIMET Savoie et d'AREVA NP. Ce travail n'aurait pu être mené à bien sans leur disponibilité et l'accueil chaleureux qu'ils m'ont témoigné.

Je remercie également mes collègues de laboratoire, Benoit, Mathieu, Hélène, et tous les autres, pour leur sympathie, leur soutien et leur bonne humeur.

Enfin, je remercie mes parents pour leur soutien moral et les nombreuses heures passées à jouer les correcteurs orthographiques.

Table des matières

Nomenclature	7
Introduction générale	11
Chapitre I : Revue bibliographique.....	15
<i>I.1 Comportement de l'arc électrique</i>	<i>15</i>
I.1.1 Généralités sur l'arc électrique sous vide	16
I.1.1.1 Le spot cathodique	16
I.1.1.2 Mouvement du spot cathodique	17
I.1.1.3 Influence d'un champ magnétique axial sur la distribution des spots	19
I.1.1.4 Influence d'un champ magnétique axial sur les jets de plasma émis par les spots	20
I.1.2 Procédé VAR : études aux courtes échelles de temps	20
I.1.2.1 Instrumentation pour observer l'arc	21
I.1.2.2 Structure de l'arc	22
I.1.2.3 Transfert de matière et interaction avec l'arc	22
I.1.2.4 Analyse spectroscopique du plasma d'arc	24
I.1.3 Procédé VAR : études aux longues échelles de temps	25
I.1.3.1 Techniques de mesures utilisées	25
I.1.3.2 Principaux résultats de la littérature	30
I.1.4 Bilan et limites des travaux actuels	33
<i>I.2 Modèles de simulation du procédé VAR</i>	<i>34</i>
I.2.1 Simulation de la croissance du lingot	34
I.2.1.1 Modèles uniquement macroscopique	35
I.2.1.2 Modèles associant des descriptions macroscopique et méso ou microscopique	37
I.2.2 Application de modèles numériques pour simuler l'impact d'un mouvement d'ensemble de l'arc sur la solidification du lingot	38
I.2.2.1 Etude de Shevchenko et al.	38
I.2.2.2 Etude de Woodside et al.	39
I.2.2.3 Etude de Pericleous et al.	40
Chapitre II : Analyse de la dynamique de l'arc à partir d'enregistrements vidéo	41
<i>II.1 Refusions analysées et traitement d'images effectué</i>	<i>41</i>
<i>II.2 Résultats</i>	<i>44</i>
II.2.1 Brassage de forte intensité	45
II.2.1.1 Dynamique observée pendant le palier de fusion	47
II.2.1.2 Dynamique observée pendant le hot-topping	52
II.2.1.3 Récapitulatif : patterns observés pour un brassage de forte intensité	53
II.2.2 Brassage d'intensité intermédiaire	56
II.2.3 Brassage de faible intensité	57
II.2.3.1 Dynamique observée pendant le palier de fusion	58
II.2.3.2 Dynamique observée pendant le hot-topping	60
II.2.3.3 Récapitulatif : patterns observés pour un brassage de faible intensité	62
II.2.4 Brassage de très faible intensité	63
II.2.4.1 Dynamique observée pendant le palier de fusion	64
II.2.4.2 Dynamique observée pendant le hot-topping	65
II.2.4.3 Récapitulatif : patterns observés pour un brassage de très faible intensité	66
<i>II.3 Synthèse des patterns d'évolution de la luminosité observés</i>	<i>67</i>
Chapitre III : Analyse de la dynamique de l'arc avec une instrumentation à base de photodiodes	71
<i>III.1 Dispositif expérimental utilisé</i>	<i>71</i>
<i>III.2 Procédure de traitement des données post-enregistrement</i>	<i>75</i>
<i>III.3 Déroulement de la campagne de mesures</i>	<i>76</i>
<i>III.4 Résultats</i>	<i>77</i>
III.4.1 Cohérence des données mesurées	77
III.4.2 Périodicité des tensions délivrées par les photodiodes	78

III.4.3	Patterns décrits par le barycentre lumineux de l'arc.....	79
III.4.3.1	Pattern A	80
III.4.3.2	Pattern B	82
III.4.3.3	Pattern C	85
III.4.4	Evolution de la position des zones stables pendant les plateaux de brassage	86
III.4.5	Comparaison de nos résultats avec ceux de l'équipe de Birmingham	87
III.5	<i>Conclusions</i>	90
Chapitre IV : Discussion sur la dynamique de l'arc observée		91
IV.1	<i>Mise en relation des patterns issus des mesures par photodiodes avec ceux issus des enregistrements vidéo</i>	91
IV.2	<i>Comparaison de nos résultats avec ceux de la littérature</i>	93
IV.3	<i>Dynamique probable de l'arc dans des conditions non étudiées</i>	94
IV.3.1	Palier de fusion	95
IV.3.1.1	Brassage de forte intensité	95
IV.3.1.2	Brassage d'intensité intermédiaire	95
IV.3.1.3	Brassage de faible intensité.....	95
IV.3.1.4	Brassage de très faible intensité	96
IV.3.2	Hot-topping	96
IV.3.3	Conclusions	97
IV.4	<i>Origines possibles du mouvement d'ensemble de l'arc électrique</i>	98
IV.4.1	Dynamique rotationnelle de l'arc	99
IV.4.1.1	Existence de la dynamique	99
IV.4.1.2	Origines possibles de la dynamique.....	99
IV.4.1.3	Influence du champ magnétique	101
IV.4.2	Dynamique translationnelle de l'arc	101
IV.4.2.1	Positions des zones stables	101
IV.4.2.2	Mouvement de l'arc	103
IV.5	<i>Conclusions</i>	103
Chapitre V : Impact de la dynamique asymétrique de l'arc sur la solidification du lingot.....		105
V.1	<i>Modélisation des patterns décrits par l'arc</i>	105
V.1.1	Principe de la modélisation.....	105
V.1.2	Evolution temporelle de la position des centres de gravité des arcs U, T et R	106
V.1.2.1	Arc U.....	106
V.1.2.2	Arc T	106
V.1.2.3	Arc R.....	107
V.1.3	Modélisation du pattern B/ γ	108
V.2	<i>Impact du pattern B/γ sur la solidification d'un lingot VAR</i>	109
V.3	<i>Conclusions</i>	113
Chapitre VI : Rayonnement thermique du sommet du lingot.....		115
VI.1	<i>Introduction</i>	115
VI.2	<i>Modèles de rayonnement thermique</i>	115
VI.2.1	Modèle « simplifié ».....	116
VI.2.2	Modèle « détaillé »	116
VI.2.2.1	Méthode des radiosités.....	116
VI.2.2.2	Géométrie des surfaces rayonnantes	117
VI.2.2.3	Calcul des facteurs de forme.....	118
VI.3	<i>Vérification des approximations effectuées</i>	119
VI.3.1	Lancer de rayons par la méthode de Monte-Carlo.....	119
VI.3.2	Test de la méthode de lancer de rayons	120
VI.3.3	Comparaison des facteurs de forme.....	121
VI.4	<i>Résultats</i>	123
VI.4.1	Impact des paramètres géométriques sur le rayonnement au sommet du lingot	124
VI.4.2	Impact du modèle radiatif sur les résultats de simulation de la refusion d'un lingot de Ti-6Al-4V	125
VI.5	<i>Conclusions</i>	131
Conclusion générale et perspectives		133

Bibliographie	135
Annexe A : Modélisation du plasma généré par un cluster de spots dans la refusion par arc sous vide... 139	
<i>A.1 Modèles de Chapelle et de Langlois et objectifs du présent travail.....</i>	<i>140</i>
A.1.1 Description des modèles de Chapelle et de Langlois.....	140
A.1.1.1 Equations descriptives du plasma dans les deux modèles.....	140
A.1.1.2 Hypothèses effectuées par les deux modèles.....	141
A.1.1.3 Systèmes d'équations résolus.....	142
A.1.1.4 Domaines de calcul et conditions aux limites.....	144
A.1.2 Objectifs du présent travail.....	146
<i>A.2 Modèle à la date de fin de ces travaux.....</i>	<i>146</i>
A.2.1 Equations résolues.....	146
A.2.2 Conditions aux limites appliquées.....	147
<i>A.3 Comparaison du modèle modifié avec le modèle de Chapelle.....</i>	<i>148</i>
A.3.1 Paramètres des simulations.....	148
A.3.2 Comparaison des résultats des deux modèles.....	148
A.3.2.1 Ecoulement des ions.....	148
A.3.2.2 Ecoulement des électrons.....	150
A.3.2.3 Densité de courant, champ magnétique induit azimutal et chute de potentiel anodique.....	152
<i>A.4 Futur travail sur le modèle.....</i>	<i>154</i>
Annexe B : Cohérence des mesures par photodiodes avec celles tirées des enregistrements vidéo 155	
<i>B.1 Comparaison de la luminosité de l'arc selon la méthode d'enregistrement durant la séquence 2...155</i>	<i>155</i>
<i>B.2 Comparaison de la luminosité de l'arc selon la méthode d'enregistrement durant la séquence 3...156</i>	<i>156</i>
<i>B.3 Comparaison de la luminosité de l'arc selon la méthode d'enregistrement durant la séquence 4...157</i>	<i>157</i>
Annexe C : Corrélation entre la tension d'arc et l'intensité du champ magnétique de brassage..... 159	
<i>C.1 Introduction.....</i>	<i>159</i>
<i>C.2 Pattern 1 : pic de tension.....</i>	<i>160</i>
<i>C.3 Pattern 2 : chute de tension.....</i>	<i>162</i>
<i>C.4 Possible origine physique des patterns observés.....</i>	<i>163</i>
Annexe D : Modélisation des patterns de mouvement du centre de gravité lumineux de l'arc 165	
<i>D.1 Constructions des arcs T et R.....</i>	<i>165</i>
D.1.1 Arc T.....	165
D.1.1.1 Modélisation de la trajectoire du barycentre lumineux de l'arc lors du pattern A/ α 1.....	165
D.1.1.2 Construction de l'arc T.....	167
D.1.2 Arc R.....	168
<i>D.2 Création du pattern γ.....</i>	<i>169</i>
D.2.1 Adaptation de la trajectoire du centre de gravité de l'arc T pour la modélisation du pattern B/ γ	169
D.2.2 Définition de l'intensité du courant normalisée des arcs U, T et R.....	170

Nomenclature

Lettres romaines :

A	: Pattern d'évolution de la position du barycentre lumineux de l'arc	(-)
\vec{A}	: Potentiel vecteur magnétique	T.m
B	: Pattern d'évolution de la position du barycentre lumineux de l'arc	(-)
\vec{B}	: Induction magnétique	T
B_{r-ind}	: Induction magnétique induite radiale	T
$B_{\theta-ind}$: Induction magnétique induite azimutale	T
B_{z-ind}	: Induction magnétique induite axiale	T
B_{AMF}	: Induction magnétique axiale externe	T
B_{max}	: Induction magnétique axiale externe maximale	T
C	: Pattern d'évolution de la position du barycentre lumineux de l'arc	(-)
C_i	: Constante n°i	(-)
c_i	: Constante n°i	(-)
cen	: Région centrale de la surface supérieure du lingot	(-)
cen _i	: Surface i de la région centrale de la surface supérieure du lingot	(-)
d _{arc}	: Distance interélectrode	m
D_i	: Différence entre la position radiale du centre de gravité de l'arc et celle de la photodiode i	m
\vec{E}	: Champ électrique	V.m ⁻¹
e	: Charge électrique élémentaire (= 1,602.10 ⁻¹⁹ C)	C
ext	: Région extérieure de la surface supérieure du lingot	(-)
ext _i	: Surface i de la région extérieure de la surface supérieure du lingot	(-)
F_{ij}	: Facteur de forme entre la surface i et la surface j	(-)
$F_{i,j+k}$: Facteur de forme entre la surface i et l'union des surfaces j et k	(-)
h _{elec}	: Hauteur de l'électrode	m
I_i	: Intensité du courant normalisé de l'arc i avec i = {U ; T ; R}	(-)
int	: Région intermédiaire de la surface supérieure du lingot	(-)
int _i	: Surface i de la région intermédiaire de la surface supérieure du lingot	(-)
J_i	: Radiosité de la surface i	W.m ⁻²
\vec{j}	: Densité de courant électrique	A.m ⁻²
\vec{J}_e	: Densité de courant électronique	A.m ⁻²
\vec{J}_i	: Densité de courant ionique	A.m ⁻²
J_{th}	: Densité de courant due à l'agitation thermique des électrons	A.m ⁻²
k	: Constante de Boltzmann (= 1,38.10 ⁻²³ J.K ⁻¹)	J.K ⁻¹
M_i^{net}	: Densité de flux d'énergie nette rayonnée par la surface i	W.m ⁻²
m_e	: Masse d'un électron	kg
m_i	: Masse d'un ion	kg
n_e	: Densité électronique	m ⁻³
n_i	: Densité ionique	m ⁻³
p_e	: Pression partielle électronique	Pa
p_i	: Pression partielle ionique	Pa
Q_i	: Puissance volumique échangée au cours des collisions ions-électrons	W.m ⁻³
\vec{q}_e	: Densité de flux de chaleur électronique	W.m ⁻²
\vec{q}_i	: Densité de flux de chaleur ionique	W.m ⁻²
R	: Rayon de la position de lancer du rayon	m
\vec{R}	: Force volumique de friction ions-électrons	N.m ⁻³
rand _i	: Nombre aléatoire n°i compris entre 0 et 1	(-)

r_{elec}	: Rayon moyen de l'électrode	m
r_{exter}	: Rayon extérieur d'une couronne	m
r_i	: Position radiale de l'arc i si $i = \{U ; T ; R\}$ (Annexe D)	m
r_{inter}	: Rayon intérieur d'une couronne	m
r_{lingot}	: Rayon moyen du lingot	m
r_{mc}	: Rayon minimal du creuset	m
r_{Me}	: Rayon maximal de l'électrode	m
r_p	: Rayon du cercle sur lequel sont positionnées les photodiodes	m
S_i	: Aire de la surface i	m ²
T_e	: Température électronique	K
T_i	: Température de la surface i (Chap. VI) Température ionique (Annexe A)	K
T_{elec}	: Température de l'électrode	K
t	: Temps	s
V_i	: Tension délivrée par la photodiode i , avec $i = \{A ; B ; C ; D\}$	V
\vec{v}_e	: Vitesse électronique	m.s ⁻¹
\vec{v}_i	: Vitesse ionique	m.s ⁻¹
ver	: Région verticale inférieure de la surface latérale de l'électrode	(-)
ver _{i}	: Surface i de la région verticale inférieure de la surface latérale de l'électrode	(-)
x_i	: Abscisse de la photodiode i si $i = \{A ; B ; C ; D\}$ (Chap. III) Abscisse du barycentre lumineux de l'arc si $i = \{G\}$ (Chap. III) Abscisse de l'arc i si $i = \{U ; T ; R\}$ (Chap. V et Annexe D)	m
y_i	: Ordonnée de la photodiode i si $i = \{A ; B ; C ; D\}$ (Chap. III) Ordonnée du barycentre lumineux de l'arc si $i = \{G\}$ (Chap. III) Ordonnée de l'arc i si $i = \{U ; T ; R\}$ (Chap. V et Annexe D)	m
Z_i	: Charge ionique moyenne	(-)
z_{inf}	: Hauteur inférieure de la surface cylindrique	m
z_{sup}	: Hauteur supérieure de la surface cylindrique	m

Lettres grecques :

α	: Azimut de la position de lancer du rayon	rad
α_1	: Pattern d'évolution de la luminosité de l'arc	(-)
α_2	: Pattern d'évolution de la luminosité de l'arc	(-)
γ	: Pattern d'évolution de la luminosité de l'arc	(-)
δ_1	: Pattern d'évolution de la luminosité de l'arc	(-)
δ_2	: Pattern d'évolution de la luminosité de l'arc	(-)
ε_1	: Pattern d'évolution de la luminosité de l'arc	(-)
ε_2	: Pattern d'évolution de la luminosité de l'arc	(-)
ε_0	: Permittivité diélectrique du vide (=8,854.10 ⁻¹² F.m ⁻¹)	F.m ⁻¹
ε_i	: Emissivité de la surface i	(-)
θ	: Longitude de la trajectoire du rayon	rad
$\text{Ln } \Lambda$: Logarithme coulombien	(-)
μ_0	: Perméabilité magnétique du vide (= 4 π .10 ⁻⁷ H.m ⁻¹)	H.m ⁻¹
$\bar{\pi}_e$: Tenseur des contraintes visqueuses électroniques	Pa
$\bar{\pi}_i$: Tenseur des contraintes visqueuses ioniques	Pa
σ	: Constante de Stefan-Boltzmann (= 5,670373.10 ⁻⁸ W.m ⁻² .K ⁻⁴) (Chap. VI) Conductivité électrique du plasma (Annexe A)	W.m ⁻² .K ⁻⁴ Ω^{-1} .m ⁻¹
τ_e	: Temps moyen entre deux collisions élastiques électron-électron	s
τ_i	: Temps moyen entre deux collisions élastiques ion-ion	s
φ	: Latitude de la trajectoire du rayon (Chap. VI)	rad
ω_i	: Vitesse angulaire moyenne de l'arc dans la zone i	rad.s ⁻¹
Ω	: Vitesse angulaire moyenne de l'arc durant une rotation	rad.s ⁻¹

Opérateur mathématique :

$[\vec{X}]_r$: Coordonnée radiale de \vec{X}
$[\vec{X}]_\theta$: Coordonnée azimutale de \vec{X}
$[\vec{X}]_z$: Coordonnée axiale de \vec{X}
X_r	: Coordonnée radiale de \vec{X}
X_θ	: Coordonnée azimutale de \vec{X}
X_z	: Coordonnée axiale de \vec{X}
∇	: Gradient
$\nabla \cdot$: Divergence
$\nabla \times$: Rotationnel
∇^2	: Laplacien

Autres :

n/a	: Impossibilité de conclure sur la présence d'un pattern d'évolution de la luminosité de l'arc
\emptyset	: Pas de pattern d'évolution de la luminosité de l'arc identifié

Introduction générale

Les propriétés du titane et de ses alliages associent de hautes performances mécaniques conservées à températures élevées, à une bonne résistance à la corrosion et une faible densité (masse volumique égale à environ 60 % de celle de l'acier). Cela en fait des matériaux de choix pour plusieurs secteurs d'activités. Citons notamment les industries aéronautique, aérospatiale, navale, automobile, chimique, mais aussi l'industrie militaire. Leur biocompatibilité permet aussi leur utilisation dans le domaine médical. Les difficultés posées par l'élaboration de ces matériaux les rendent cependant coûteux, poussant les industriels à optimiser les procédés d'élaboration utilisés.

La métallurgie primaire (ou extractive) du titane n'a débuté réellement qu'à partir de 1949 avec la mise au point du procédé Kroll, qui permet une haute purification des oxydes de titane. Elle comporte tout d'abord une étape de carbochloration du dioxyde de titane à une température d'environ 800°C, pour former un tétrachlorure. Ce tétrachlorure est ensuite réduit dans le procédé Kroll par du magnésium liquide, ce qui aboutit, après dissolution sous vide, à la formation d'un solide poreux appelé éponge de titane. La métallurgie secondaire du titane emploie cette éponge après broyage et utilise des traitements d'affinage incorporant obligatoirement un traitement sous vide du métal liquide. La fusion sous vide permet de favoriser la vaporisation des éléments indésirables et d'éviter une contamination du métal fondu par l'environnement gazeux. Un des procédés les plus utilisés est le procédé de refusion par arc sous vide (VAR pour *Vacuum Arc Remelting*).

Le procédé de refusion par arc sous vide

La refusion par arc sous vide est un procédé métallurgique sous vide à creuset froid. Le procédé est schématisé sur la figure 1. Cette technique de refusion est utilisée pour la production de lingots d'alliages de titane, d'alliages de zirconium, de superalliages base nickel et d'aciers spéciaux [1, 2], et permet un bon contrôle non seulement de la pureté et de l'homogénéité chimique du lingot mais aussi de sa structure de solidification.

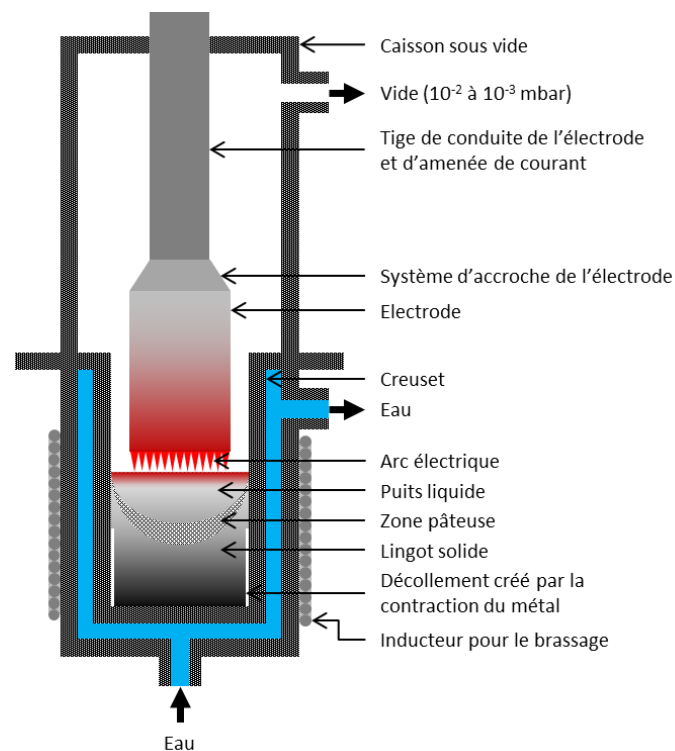


Figure 1 : Schéma d'un four de refusion par arc sous vide.

Principe du procédé

Une refusion VAR s'effectue sous vide secondaire avec une pression résiduelle de l'ordre de 10^{-2} à 10^{-3} mbar. L'opération consiste à fondre une électrode consommable grâce à un arc électrique en courant continu. Dans le cas des alliages de titane, l'intensité du courant d'arc est comprise entre 10 kA et 40 kA, la tension d'arc est de l'ordre de quelques dizaines de volts et la vitesse de fusion peut atteindre plusieurs centaines de kilogramme par heure. L'arc est entretenu au début de la fusion entre l'électrode et le fond du creuset en cuivre puis, une fois que la fusion a lieu, entre l'électrode et le lingot secondaire qui se solidifie dans le creuset refroidi par une circulation d'eau. En cours d'opération, la différence des diamètres de l'électrode et du lingot secondaire conduit à imposer un mouvement vertical descendant à l'électrode pour conserver une distance interélectrode sensiblement constante. Cette dernière n'est pas connue avec exactitude mais est, dans le cas de la refusion d'alliages de titane, de l'ordre de quelques centimètres. Les paramètres opératoires sont choisis de manière à garantir entre autres un comportement stable de l'arc dans un régime diffus et le non amorçage d'un arc entre la surface latérale de l'électrode et le creuset. Afin d'aider à la maîtrise du procédé, les fours de refusion par arc sous vide intègrent le plus souvent des caméras, souvent au nombre de deux, filmant l'entrefer entre l'électrode et le creuset.

Sous l'effet de la gravité, le métal liquide à l'extrémité de l'électrode forme des gouttes qui sont transférées au lingot. Si la distance interélectrode est faible, ces gouttes peuvent former pendant un court instant un pont métallique reliant l'électrode et le lingot, ce qui produit une signature électrique particulière. On parle de court-circuit "fantôme" (ou en anglais *drip-short*). La fréquence des drip-shorts est utilisée par les élaborateurs de superalliages base nickel et d'aciers spéciaux pour estimer la distance interélectrode à partir de corrélations empiriques et piloter la refusion. Dans le cas des refusions d'alliages de titane, où ces drip-short ne sont pas observés, la refusion est pilotée par la tension d'arc.

En cours de refusion, le lingot est composé de trois parties, une partie solide en pied de lingot, une zone liquide en tête de lingot et une zone intermédiaire, mi-liquide mi-solide, dite zone pâteuse. L'utilisation d'un creuset froid permet d'éviter l'utilisation de réfractaires et d'éliminer ainsi les réactions entre ces derniers et le métal liquide. Du fait de la contraction du lingot lors du refroidissement du métal, une zone de retrait est créée entre la surface latérale du lingot et le creuset, ce qui limite les échanges thermiques.

Enfin, lors de la refusion d'alliages réactifs (titane et zirconium), un champ magnétique externe est généralement imposé grâce à des bobines placées autour du creuset. Ce champ a deux effets. Premièrement, il permet un meilleur confinement de l'arc sous l'électrode et diminue le risque d'amorçage d'un arc à travers l'espace annulaire entre l'électrode et le creuset. Deuxièmement, en raison des forces de Lorentz qu'il engendre, le champ magnétique provoque un brassage du métal liquide, et permet donc une meilleure homogénéité du bain. Notons que deux modes de brassage sont courants : continu ou alterné. Le brassage influence la taille et la forme géométrique du bain liquide, et donc la solidification du lingot. Un mode de brassage alterné permet, à intensité du champ magnétique égale, de limiter la taille du bain liquide et d'obtenir une solidification du lingot plus homogène.

Dans le cas des alliages de titane, les lingots produits pèsent plusieurs tonnes et ont un diamètre de plusieurs dizaines de centimètres (de l'ordre de 5 tonnes avec un diamètre de l'ordre de 70 cm à 90 cm chez TIMET Savoie à Ugine). Industriellement, une seule refusion VAR n'est généralement pas suffisante pour obtenir un lingot compatible avec les critères de qualité requis. Ainsi, deux ou trois refusions par arc sous vide, selon la qualité du produit final recherchée, peuvent être effectuées successivement en utilisant comme électrode consommable le lingot secondaire de la refusion précédente. Une refusion par arc sous vide peut aussi être effectuée sur des lingots obtenus par fusion par bombardement d'électrons ou par plasma, pour leur faire bénéficier des effets de la refusion par arc sous vide.

Importance de l'arc électrique

L'arc électrique exerce une influence directe sur le comportement du bain de métal liquide et les conditions de solidification du métal. Cette influence est liée aux distributions de puissance et de densité de courant électrique apportées par l'arc à la surface du bain, qui impactent le champ de température du métal liquide ainsi que l'écoulement dû en partie aux forces de Lorentz. Le transport thermique et l'hydrodynamique au sein du bain liquide et de la zone pâteuse affectent directement la solidification du lingot et la ségrégation en éléments d'alliage liée au processus de solidification [3].

L'arc est également responsable de l'état de surface du lingot (i.e. la qualité de peau). En effet, au cours de la refusion, on observe quasi-systématiquement la formation d'une collerette de métal solidifié sur la paroi du creuset, au-dessus du bain liquide. L'évolution de cette collerette, partiellement refondue, au cours de la croissance du lingot peut conduire à une mauvaise qualité de peau [4]. L'arc a aussi un impact sur le devenir des défauts inclusionnaires, tels que les particules « hard- α »¹, dont l'élimination dépend du champ de température et de la dynamique du métal liquide [5].

L'arc électrique contrôle de plus l'ampleur de la volatilisation de certains éléments d'alliage et des réactions d'affinage par le vide. Toutes deux dépendent des distributions de température du métal à la base de l'électrode consommable et à la surface du bain liquide [6] et peuvent entraîner une modification de la composition du lingot par rapport à celle de l'électrode. L'arc électrique va de plus conditionner le transport des espèces gazeuses issues du dégazage du métal dans l'espace interélectrode [7].

A l'exception de l'observation partielle réalisée par les caméras de sécurité, il n'est pas possible industriellement d'accéder directement à l'arc et en particulier de le visualiser. Le comportement de l'arc ne peut donc, hors instrumentation spécifique, être analysé qu'à travers des mesures de la tension d'arc et de l'intensité du courant.

Problématique et objectifs de l'étude

Une étroite collaboration a lieu depuis plusieurs années entre l'Institut Jean Lamour (IJL) et plusieurs utilisateurs industriels du procédé VAR, dont TIMET Savoie, dans le but d'une meilleure compréhension des divers processus ayant lieu lors de la refusion par arc sous vide avec pour perspective d'optimiser la qualité des lingots produits. Cette collaboration a notamment permis le développement de logiciels de simulation permettant la modélisation bidimensionnelle (SOLAR) [8] ou tridimensionnelle (RAVEL) [9] de la croissance et de la solidification du lingot, la modélisation des transferts thermiques dans l'électrode au cours de sa fusion [10], la simulation du devenir de divers types d'inclusions dans le lingot [5], ou encore une meilleure caractérisation expérimentale de l'arc électrique aux courtes échelles de temps (de la nanoseconde à la seconde) [7].

Des études récentes ont montré l'existence dans certains cas d'une distribution asymétrique de l'arc électrique et d'une dynamique périodique de l'arc caractérisée par de longues échelles de temps (de l'ordre de la dizaine de secondes) [11], alors que l'hypothèse d'axisymétrie était jusqu'alors couramment posée. Ces études montrent que la physique de l'arc aux différentes échelles de temps reste encore mal comprise. Or, un tel comportement peut directement impacter la modélisation du procédé VAR [12]. Il y a donc association de questions académiques sur la nature de cette dynamique et de questions industrielles sur les effets de cette dernière sur la solidification du lingot.

¹ Aussi appelé HID (pour *High Interstitial Defects*), ces défauts prennent la forme de petits volumes de métal enrichis en éléments interstitiels alphas, notamment l'azote, stabilisant le matériau en phase α . Caractérisés par une dureté supérieure à celle de l'alliage, ils peuvent provoquer la formation de microfissures lors des opérations de mise en forme, pouvant ainsi entraîner des ruptures de pièces catastrophiques [5].

Notre étude vise ainsi à une meilleure compréhension de la dynamique de l'arc électrique aux longues échelles de temps, tout d'abord en identifiant sa nature, puis en tentant de déterminer les phénomènes physiques qui en sont l'origine. Le but final est d'améliorer la définition des conditions aux limites utilisées dans les logiciels modélisant la croissance et la solidification d'un lingot VAR en se basant sur les dynamiques de l'arc électrique observées expérimentalement. Cette étude, issue d'une collaboration entre l'IJL et TIMET Savoie, se concentrera sur l'analyse de la dynamique de l'arc pendant la refusion d'alliages de titane.

Le travail présenté dans ce manuscrit a consisté principalement en une analyse expérimentale de la dynamique de l'arc lors de refusions industrielles. Elle a été effectuée grâce à des mesures optiques de la luminosité de l'arc exécutées, soit grâce aux caméras vidéo intégrées au four, soit avec une instrumentation à base de photodiodes spécifiquement développée pour la présente étude. Nous proposons également une première modélisation numérique de l'impact des comportements d'arc observés sur la croissance et la solidification du lingot.

En marge de ce sujet principal de recherche, deux autres tâches ont été abordées au cours de ce travail de thèse. La première concerne le développement d'un modèle bidimensionnel détaillé du rayonnement thermique émis au sommet du lingot pendant une refusion VAR. La seconde tâche, qui fait l'objet de l'annexe A du manuscrit, est une progression dans la modélisation du comportement du plasma interélectrode.

Plan du mémoire

Ce mémoire est divisé en 6 chapitres. Le chapitre I développe une synthèse bibliographique axée sur le comportement de l'arc électrique dans le procédé VAR et sur les modèles de croissance et de solidification d'un lingot VAR. L'étude de la dynamique de l'arc électrique aux longues échelles de temps lors de refusions industrielles d'alliages de titane est développée dans les chapitres II et III. Le chapitre II présente les mesures réalisées à partir d'enregistrements vidéo, tandis que le chapitre III détaille le développement et la mise en œuvre d'une nouvelle instrumentation à base de photodiodes. Le chapitre IV synthétise l'ensemble des résultats obtenus et présente une tentative d'interprétation de ces résultats. Le chapitre V montre la possibilité de modéliser les différentes dynamiques de l'arc observées et d'étudier leur impact sur le comportement du lingot. Le chapitre VI développe une modélisation bidimensionnelle détaillée des rayonnements thermiques émis au sommet du lingot lors d'une refusion par arc sous vide.

Chapitre I : Revue bibliographique

Le principal objectif de ce travail de thèse étant la compréhension de la dynamique de l'arc électrique sur de longues échelles de temps pendant une refusion VAR, la revue bibliographique développée dans ce chapitre est principalement une synthèse des études du comportement de l'arc électrique dans ce procédé.

La première étude de la refusion par arc sous vide date du début du siècle dernier, en 1905, par von Bolton [13]. Elle était consacrée à la fusion et à l'extraction de gaz d'une électrode de tantale. Les processus de solidification du lingot et de transfert de métal de l'électrode vers le lingot restèrent pendant longtemps les deux principaux champs d'étude. Dans la seconde moitié des années 50, une interaction complexe de l'arc avec le transfert de métal liquide fut mise en évidence par Beall et al. [14], Wodd et Lowery [15] et Bulter et Morgan [16]. Ces différents auteurs observèrent des courts-circuits intermittents sur les enregistrements de la tension d'arc durant des refusions avec des paramètres variés. Ces courts-circuits furent attribués à la formation de ponts de métal liquide entre l'électrode et le lingot. L'étude du transfert de métal liquide et de ses interactions avec l'arc électrique fut poursuivie notamment par Zanner [17] qui montra expérimentalement, durant la refusion de superalliages base nickel, l'existence de plusieurs modes de transfert du métal dépendant de la distance interélectrode. Des travaux similaires, appliqués à la refusion d'un alliage de zirconium [7] et à la refusion d'un alliage de titane [18], ont été réalisés récemment à l'IJL.

L'arc électrique du procédé de refusion par arc sous vide fut étudié dès les années 40. Ces études avaient pour but de mieux comprendre sa structure et sa dynamique, ainsi que l'influence de paramètres opératoires, comme la composition de l'alliage, l'intensité du courant d'arc et la longueur d'arc sur ces deux aspects, structure et dynamique. Des travaux furent menés, entre les années 40 et 70, par Wood et Beall, dont l'article [19] présente une bibliographie des travaux publiés avant 1965, au Bureau of Mines à Albany, Oregon puis, à partir des années 80, aux Sandia National Laboratories à Albuquerque, par l'équipe de recherche de Zanner, dont plusieurs synthèses peuvent être trouvées dans les articles [20-22], et enfin au début des années 2000 à l'IJL [7, 18, 23] à Nancy.

L'étude de la refusion par arc sous vide n'a pas été qu'expérimentale. Les premiers travaux de modélisation numérique de ce procédé ont été présentés dès la fin des années 70, avec des modélisations des transferts de chaleur dans le lingot. Le manuscrit de doctorat de Hans [8] recense ces travaux, qui se continuèrent au cours des années 80 et 90 avec la prise en compte du comportement hydrodynamique du puits liquide et des phénomènes de ségrégation des éléments d'alliages. La présente revue bibliographique s'attachera dans une seconde partie aux modèles numériques « modernes » du procédé VAR.

I.1 Comportement de l'arc électrique

Si le comportement de l'arc électrique dans le procédé VAR a fait l'objet d'un nombre d'études limité, une littérature bien plus large concerne l'étude d'arcs électriques sous vide dans d'autres applications plus classiques, comme le traitement de surface ou les disjoncteurs sous vide. Dans ces applications, les arcs électriques sous vide sont créés entre des électrodes solides de faible diamètre (quelques cm). Les intensités de courant peuvent aller de quelques dizaines d'ampères à plusieurs dizaines de kiloampères. Souvent, un courant alternatif est utilisé. L'arc est généralement de très courte durée (de la nanoseconde à plusieurs secondes [7]). Dans le cas du procédé VAR, les conditions d'existence de l'arc sont sensiblement différentes. Le diamètre des électrodes est plus important (plusieurs dizaines de cm) et leur température est supérieure à la température de fusion du métal. Le vide créé dans l'espace interélectrode (10^{-2} - 10^{-3} mbar) n'est pas aussi poussé que dans les applications précédentes. La densité de courant utilisée lors des refusions VAR est en général de l'ordre de 10 kA/m^2 , ce qui correspond à la fourchette basse de la gamme des densités de courant mises en jeu dans les autres applications des arcs sous vide.

Cette section commence par une présentation des propriétés générales d'un arc électrique sous vide qui s'appuie sur des travaux relatifs aux applications classiques de ces arcs. Nous décrivons ensuite les travaux traitant spécifiquement de l'arc dans la refusion par arc sous vide. La présentation de ces travaux distinguera les « courtes » échelles de temps des « longues » échelles de temps. Les courtes échelles vont de la nanoseconde à la seconde et correspondent aux échelles de temps utilisées dans les études des arcs classiques. Les longues échelles correspondent à plusieurs dizaines de secondes et sont introduites par la durée du maintien de l'arc durant une refusion par arc sous vide.

I.1.1 Généralités sur l'arc électrique sous vide

Les arcs électriques sont des décharges dans des gaz et vapeurs avec des intensités de courant supérieures à 1 A et une faible tension, en général inférieure à 100 V. Ces conditions impliquent que la continuité du courant à la cathode n'est pas assurée par les particules chargées appartenant à la colonne de plasma et que l'émission secondaire d'électrons est négligeable [24]. L'arc est dit sous vide lorsque ce dernier fonctionne dans la vapeur métallique issue des électrodes. La notion de vide sous-entend qu'avant l'amorçage de la décharge, les électrodes étaient situées dans un tel milieu [25].

La forme adoptée par l'arc dépend fortement de la densité de courant [26]. Aux faibles densités de courant, typiquement entre 10^6 A/m² et 10^7 A/m² [7], on observe la présence simultanée de plusieurs spots cathodiques. Ils délivrent chacun un jet de plasma de vapeurs métalliques, formant un plasma interélectrode diffus et peu lumineux. Un spot supporte l'émission d'une quantité limitée de courant (de l'ordre de l'ampère à la centaine d'ampères [10]). Le régime de l'arc est dit diffus.

Lorsque la densité de courant augmente, on assiste à un changement de régime de l'arc électrique. L'arc fonctionne alors en régime concentré, caractérisé par une concentration des spots cathodiques dans une portion réduite de la surface de la cathode et la formation d'une colonne de plasma de faible diamètre et extrêmement lumineuse [26]. Il présente alors un comportement similaire à celui d'un arc à haute pression [7]. Dans ce mode, l'anode est très active. Un spot anodique de grande taille, qui constitue une source de vapeur métallique supplémentaire, est présent à sa surface.

Cette section décrit tout d'abord les propriétés des spots cathodiques, puis détaille les différents phénomènes régissant leur mouvement. Elle s'appuie largement sur les synthèses bibliographiques présentées dans les thèses de Chapelle [7] et El Mir [10]. Nous décrivons ensuite l'effet d'un champ magnétique axial sur la distribution des spots et sur l'expansion des jets de plasma.

I.1.1.1 Le spot cathodique

Le spot cathodique, site d'émission du courant électronique et de création du plasma de vapeur métallique, se distingue par sa forte luminosité. La densité de courant au niveau du spot est très élevée (entre 10^8 A/m² et 10^{14} A/m² [26]). Le spot n'est pas statique et son déplacement sera abordé dans la section I.1.1.2. Sa dynamique rapide, couplée à sa petite taille [24, 26] (de l'ordre de quelques centaines de micromètres), le rend très difficile à étudier expérimentalement.

La formation d'un spot dépend des conditions locales, notamment la composition de l'électrode, la présence d'impuretés à sa surface, la densité du plasma proche de la cathode, la distance interélectrode ou encore le champ magnétique local [27]. Il existe différents types de spot selon que la surface de l'électrode est propre ou polluée [7, 10]. Pendant les premiers instants de la décharge, l'arc est composé de spots spécifiques aux surfaces polluées, puis contient une proportion de plus en plus importante de spots spécifiques aux surfaces propres pour des temps de fonctionnement de l'arc supérieurs à 100 μ s, cette dernière valeur diminuant avec l'augmentation de l'intensité de l'arc. Ce second type de spot a une durée de vie comprise entre 500 μ s et 1500 μ s pour un diamètre compris entre 200 μ m et 400 μ m [10].

La quantité de courant émise par un spot est limitée et varie de 0,4 A à 300 A selon les matériaux [10]. Pour le titane, les estimations vont de 33,5 A à 100 A [7, 18]. Si l'intensité du courant d'arc est

supérieure à l'intensité maximale possiblement portée par un spot, on assiste à la formation simultanée de plusieurs spots cathodiques qui se réunissent en clusters [10]. De même que pour les spots, on observe que ces clusters ne supportent qu'une quantité limitée de courant. Les observations expérimentales montrent que l'augmentation du champ magnétique externe favorise le regroupement des spots en cluster, mais parallèlement diminue le nombre de spots par cluster [10].

Différents auteurs ont mis en évidence une structure multi-échelle du spot cathodique [24], constituée d'une dizaine de micro-spots ou fragments, d'une taille de l'ordre de $10\ \mu\text{m}$ à $20\ \mu\text{m}$ de diamètre, qui portent une intensité de courant de 2 à 10 A [24]. Ces micro-spots ont une durée de vie de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes [7, 10]. Leur étude a mis en évidence l'existence d'une sous structure nommée cellule, d'un diamètre inférieur à $5\ \mu\text{m}$ [10].

L'émission d'électrons au niveau du spot cathodique se fait par un processus dit *thermo-field* (TF), combinaison d'une émission par effet thermique et d'une émission par effet de champ [7]. Une densité électronique supérieure à $6.10^{26}\ \text{m}^{-3}$ a été mesurée dans le plasma adjacent à la surface de la cathode, qui est soumis dans la zone interélectrode à une expansion sous vide conduisant à la formation d'un jet supersonique [7]. Au cours de l'expansion du plasma, un régime d'écoulement s'établit, caractérisé par de très faibles probabilités de collisions au fur et à mesure de la raréfaction du plasma [26]. Le jet de plasma est très fortement ionisé (à plus de 96% pour le cuivre) et les ions qui s'écoulent vers l'anode sont en moyenne chargés électriquement de une à trois fois, bien que des ions chargés jusqu'à cinq fois soient parfois observés [7].

Enfin, le spot cathodique n'est pas seulement un site d'émission du plasma de vapeur métallique. Il est aussi un site de production de gouttelettes de métal liquide de taille micrométrique. Ces gouttelettes peuvent être éjectées à des vitesses proches de 100 m/s et constituer selon leur devenir dans le plasma interélectrode une source additionnelle de vapeurs métalliques pour le plasma [7].

I.1.1.2 Mouvement du spot cathodique

Le mouvement d'un spot cathodique est complexe. Il dépend entre autres du nombre de spots présents à la surface de la cathode et du champ magnétique éventuellement présent [27].

Mouvement d'un spot unique sans champ magnétique

Un spot ne suit pas un mouvement continu sur la surface de la cathode, mais a un déplacement discret, qui s'effectue par sauts successifs [10]. En l'absence de champ magnétique, ce déplacement chaotique peut être décrit par une marche aléatoire bidimensionnelle [27]. La nature du déplacement implique des mécanismes physiques complexes, qui sont encore débattus. Ainsi, selon Hantzsche [28], le spot a besoin pour exister de conditions extrêmes, c'est-à-dire une température de surface importante, un champ électrique très élevé et un plasma dense à proximité de la cathode. Le déclenchement d'un saut du spot vers un autre site d'attachement se produirait lorsque les conditions d'existence du spot ne sont plus remplies sur son site, ou si des conditions plus favorables existent sur un nouveau site à proximité.

Mouvement rétrograde

En présence d'un champ magnétique parallèle à la surface de la cathode, le mouvement d'un spot s'oriente dans la direction opposée à la direction de la force de Lorentz ($-\vec{j} \times \vec{B}$) [10, 24, 27]. Ce mouvement est dit rétrograde. La vitesse apparente de ce mouvement dépend des conditions expérimentales. Elle va du mètre par seconde à la centaine de mètres par seconde et augmente avec la présence d'irrégularités à la surface de l'électrode [10]. Elle dépend par ailleurs linéairement de l'intensité du champ magnétique à faible intensité de ce dernier puis montre une saturation à forte intensité [27]. Il n'y a pas de consensus sur l'explication de ce mouvement rétrograde, mais on peut noter la théorie de Kesaev [29], soutenue par des observations expérimentales. Cette théorie se base sur l'asymétrie du champ magnétique au niveau du spot, causée par la superposition du champ

magnétique induit par le spot avec le champ magnétique externe à ce dernier, comme le montre la figure I.1.a [10]. Cette configuration du champ est à l'origine d'une asymétrie du jet de plasma par rapport à l'axe du spot [30]. Cela est confirmé par Jüttner [24] qui a observé des jets de plasma orientés dans la direction rétrograde de part et d'autre de la zone de forte pression magnétique (cf. figure I.1.b). Le nouveau site d'attachement du spot se situe préférentiellement dans la direction des jets, induisant un mouvement rétrograde du spot (cf. figure I.2).

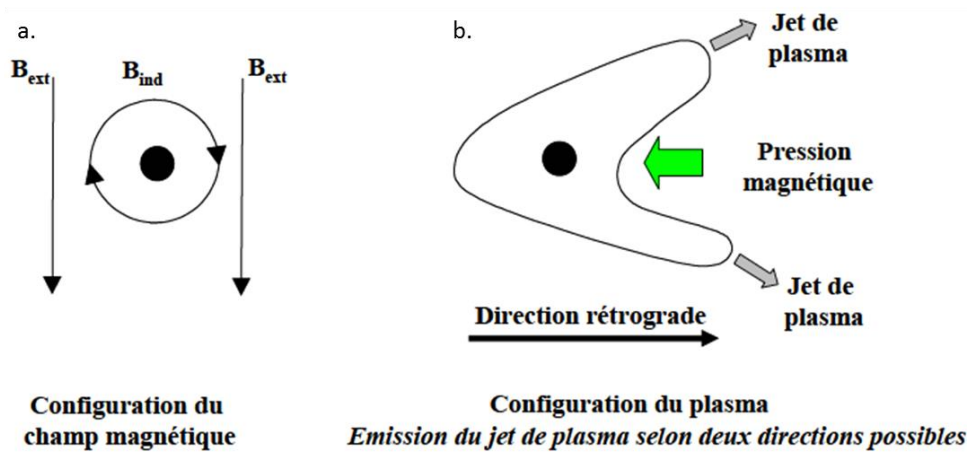


Figure I. 1 : Schéma de la configuration du champ magnétique (a) et de la configuration du plasma (b) au niveau du spot [10, 24].

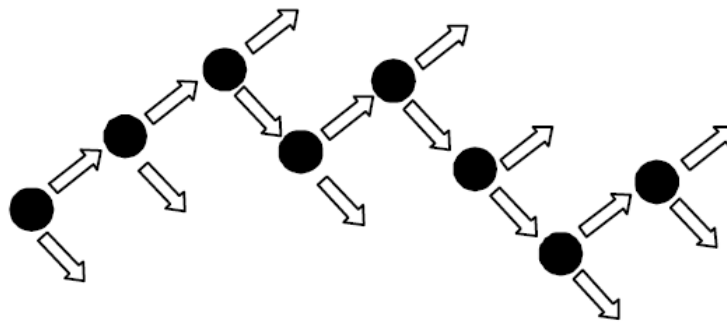


Figure I. 2 : Schéma du mouvement rétrograde des spots cathodiques avec indication de la direction des jets de plasma par des flèches [10, 24].

Mouvement répulsif

Dans le cas d'un arc composé de plusieurs spots, le champ magnétique tangentiel induit par chaque spot impacte les mouvements des autres spots. Il en résulte un effet de répulsion mutuelle entre spots, qui est une conséquence du mouvement rétrograde décrit dans la section précédente. Les spots s'organisent en anneau centré sur le point d'amorçage de l'arc, avec une augmentation du rayon de cet anneau au cours du temps du fait des forces répulsives entre les spots (voir figure I.3).

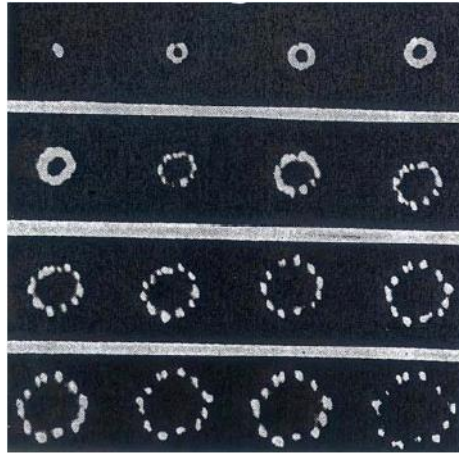


Figure I. 3 : Cliché (de gauche à droite et de haut en bas) du mouvement répulsif des spots cathodiques constitutifs d'un cluster dû au champ magnétique induit de la décharge [31].

Déviaton Robson

L'application d'un champ magnétique axial en conjugaison d'un champ magnétique transverse va provoquer une déviation du mouvement du spot (dite déviation Robson) par rapport à la direction purement rétrograde (cf. figure I.4). La direction de la déviation dépend de la polarité du champ magnétique axial. D'après Robson [32], elle est provoquée par l'interaction entre le jet de plasma et la composante axiale du champ magnétique. L'angle de Robson est fortement dépendant du niveau de vide, des conditions de surface, du matériau de la cathode, de la distance interélectrode et naturellement du champ magnétique appliqué [27].

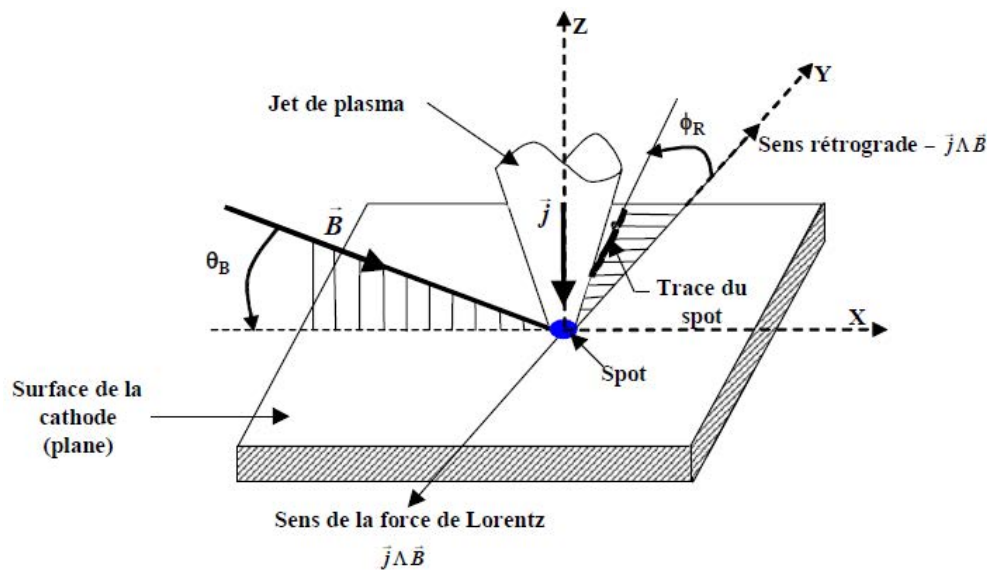


Figure I. 4 : Déviation Robson d'un angle Φ_R par rapport au sens rétrograde du mouvement du spot cathodique en présence d'un champ magnétique appliqué incliné d'un angle θ_B par rapport à la surface de la cathode [10].

I.1.1.3 Influence d'un champ magnétique axial sur la distribution des spots

L'application d'un champ magnétique axial a un effet important sur la distribution des spots à la surface de la cathode. Elle entraîne une tendance des spots cathodiques à apparaître à l'intérieur de la région délimitée par l'anneau formé par les spots durant leur expansion initiale à la surface de la cathode (cf. figure I.5) [33] et une diminution du taux d'expansion des spots sur la surface de la cathode [27]. Pour de fortes intensités du champ magnétique, le diamètre de la région maximale

occupée par les spots peut rester inférieur au diamètre de la cathode [34]. Enfin, ce champ tend à prévenir la formation de spots cathodiques sur la surface latérale de la cathode [35].

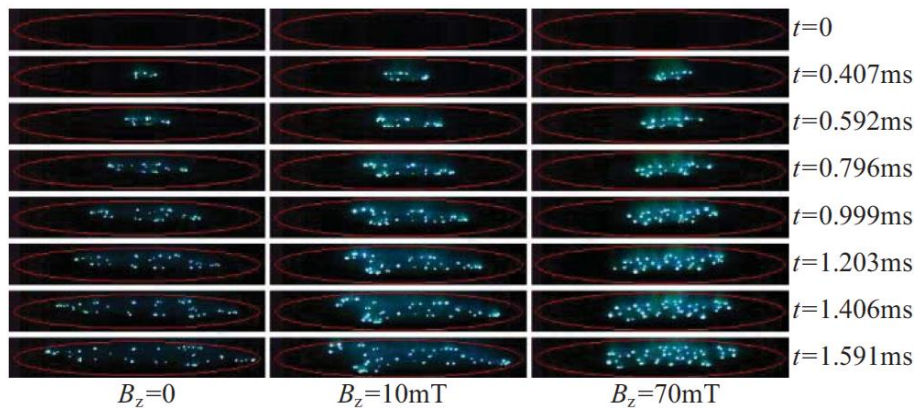


Figure I. 5 : Expansion initiale des spots cathodiques après l'amorçage de l'arc dans le cas d'une cathode en cuivre pour un courant de 7 kA, une distance interélectrode de 6 mm et des électrodes de 40 mm de diamètre [33].

La tendance des spots à apparaître à l'intérieur de la région délimitée par l'anneau peut être analysée d'un point de vue statistique. La diminution du taux d'expansion des spots à la surface de la cathode entraîne une augmentation de la densité du plasma au niveau de la région délimitée par l'anneau de par la plus longue présence des spots dans cette région. L'apparition de nouveaux spots à l'intérieur de l'anneau en expansion serait alors favorisée par cette plus haute concentration du plasma [27].

I.1.1.4 Influence d'un champ magnétique axial sur les jets de plasma émis par les spots

Les effets d'un champ magnétique axial sur l'expansion des jets de plasma émis par les spots sont bien connus. Expérimentalement, on observe une restriction de l'expansion en présence d'un champ magnétique axial [27]. Ce confinement a aussi été étudié numériquement en se basant sur des modèles hydrodynamiques, qui montrent une contraction importante des jets de plasma à faible intensité du champ magnétique, dès 0,07 T [36]. Il est observé expérimentalement que le jet de plasma prend la forme d'un cône, dans le cas d'un arc libre, alors qu'il prend la forme d'un cylindre à une courte distance de la cathode s'il y a application d'un champ axial. Ce changement de forme du jet est couplé à une augmentation de la température électronique [27].

Le champ magnétique axial influence de plus la direction d'émission des jets de plasma. Il a été observé que ces derniers s'orientent dans la direction du champ magnétique global, résultant de la superposition du champ magnétique axial imposé et du champ magnétique tangential induit par la décharge [27].

I.1.2 Procédé VAR : études aux courtes échelles de temps

Cette section présente une synthèse des résultats d'expériences de visualisation de l'arc électrique spécifiques au procédé VAR. Elle est divisée en plusieurs sous sections. La première décrit les montages expérimentaux mis en place. La seconde traite de la structure de l'arc observée, la troisième expose les différents modes de transferts de matière entre les électrodes et la quatrième décrit les analyses spectroscopiques du plasma lors de la refusion VAR.

Les travaux sur le comportement de l'arc électrique aux temps courts dans le procédé VAR ne sont pas nombreux ; citons les études de Zanner et de son équipe aux Sandia National Laboratories à Albuquerque, qui ont travaillé sur des alliages base nickel et des aciers spéciaux, et les travaux de l'IJL sur des alliages de zirconium et des alliages de titane.

I.1.2.1 Instrumentation pour observer l'arc

Un four VAR ne permet pas la vision directe de l'arc. Les caméras de contrôle ne visent qu'une partie de la surface du bain liquide à travers l'espace annulaire compris entre l'électrode et le creuset. L'arc est caché du hublot par la partie non consommée de l'électrode. De plus, il n'est pas possible de placer des instruments de mesure dans le four au niveau de l'arc lui-même. Une instrumentation spécifique doit donc être utilisée lorsque l'on veut observer l'arc durant une refusion VAR. Nous décrirons l'instrumentation développée sur un four industriel et utilisée lors des travaux menés par l'IJL. Un montage du même type a été utilisé par Zanner et al. dans un four VAR de laboratoire, équipé par ailleurs d'un dispositif de tirage du lingot, permettant ainsi une position verticale constante de la zone d'arc au cours de la refusion et donc de réaliser des expériences plus longues que celles de l'IJL.

Lors des travaux menés par l'IJL, un four d'AREVA NP a été équipé d'un module d'observation constitué d'un corps cylindrique refroidi par eau, positionné entre la lingotière en cuivre et l'enceinte sous vide du four (cf. figure I.6). Ce module est équipé, comme l'ensemble de la lingotière, d'un bobinage coaxial pour créer un champ magnétique axial dans l'espace interélectrode, ainsi que de trois tubes de visée latéraux ou obliques pour observer l'arc ou l'extrémité de la cathode. Les hublots de visualisation à l'extrémité des tubes de visée sont protégés à l'aide d'obturateurs [7, 10]. Pendant une expérience, un arc était créé entre une électrode et un lingot initial de hauteur suffisante pour que la zone d'arc soit alignée avec les hublots d'observation. Du fait de cette configuration de travail particulière et de l'absence de système d'extraction de lingot en continu, la durée d'une expérience était limitée à quelques minutes. Enfin, dans ce montage, le coefficient de remplissage était inférieur à l'habitude industrielle, permettant l'augmentation de la distance interélectrode sans risquer d'amorcer un arc parasite entre l'électrode et la paroi du module.

Dans le cas des travaux de l'IJL d'analyses des propriétés de l'arc aux courtes échelles de temps, quatre types de mesures ont été effectués :

- des enregistrements vidéo par caméra rapide de l'arc.
- des enregistrements à haute fréquence de la différence de potentiel électrique entre le sommet de la tige de déplacement de l'électrode et la lingotière en cuivre, synchronisés avec les enregistrements vidéo.
- une analyse du rayonnement du plasma par spectrométrie d'émission optique.
- des analyses du plasma par spectroscopie de masse.

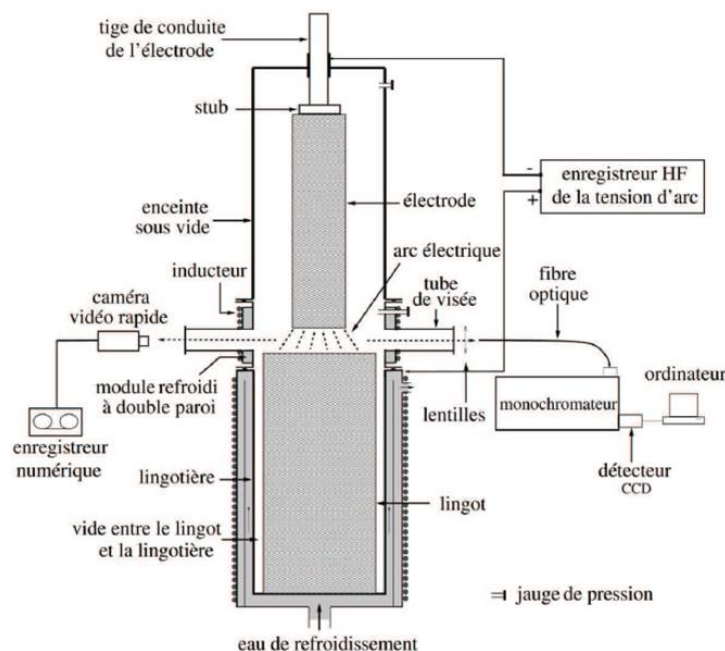


Figure I. 6 : Schéma de l'instrumentation du four VAR utilisée lors des travaux de l'IJL [7].

I.1.2.2 Structure de l'arc

Comme nous l'avons vu précédemment, un arc sous vide présente deux modes de fonctionnements principaux : le mode diffus et le mode concentré. Dans le cas du procédé VAR, il a été observé que pour des conditions de refusion standards, l'arc adopte le mode diffus, et ce quelle que soit la nature de l'alliage refondu (base nickel, zirconium ou titane).

Toutefois, la présence éventuelle de gaz dans l'espace interélectrode peut exercer une influence sur le régime d'arc. Ce gaz peut être issu du métal liquide ou injecté volontairement dans la zone de retrait entre le lingot et le creuset pour favoriser les échanges thermiques. Zanner a observé que la présence de gaz (Ar, He, N₂ ou CO) peut conduire à la génération d'un arc entre l'électrode et la paroi latérale du creuset. Il a observé aussi que la présence d'azote ou de monoxyde de carbone favorise l'apparition d'un régime d'arc concentré, avec un arc totalement concentré en cas de forte concentration du gaz et la présence simultanée d'arcs diffus et d'arcs concentrés à plus faible concentration de gaz [17].

Les spots cathodiques ont un diamètre de l'ordre de quelques centaines de μm et une vitesse allant d'un mètre par seconde à une dizaine de mètres par seconde [7, 18]. La formation de clusters de spots cathodiques a été observée. Il a été dénombré, dans le cas d'électrodes en alliage de zirconium, entre 5 et 20 spots par cluster, avec une intensité du courant par cluster comprise entre 200 A et 500 A [7], et dans le cas d'électrodes en alliage de titane, entre 2 et 13 spots par cluster, avec une valeur moyenne de 3,9 spots [18]. Les travaux d'El Mir [10] ont mis en évidence le mouvement répulsif entre les clusters ainsi que la déviation Robson en présence d'un champ magnétique axial.

I.1.2.3 Transfert de matière et interaction avec l'arc

Le transfert de matière entre l'électrode et le lingot peut s'effectuer selon trois modes différents [7]. Les deux premiers sont communs aux arcs sous vide « standards » et à l'arc d'une refusion VAR. Il s'agit de l'émission de vapeur métallique et de l'éjection de fines gouttelettes de métal liquide au niveau des spots cathodiques. Dans le cas de la refusion VAR, ces deux modes de transfert sont minoritaires. Le mode prépondérant est le transfert entre l'électrode et le lingot de gouttes de métal de taille centimétrique, alimentées par le film liquide recouvrant l'extrémité de l'électrode [7].

Le développement et le comportement de ces gouttes varient selon la distance interélectrode [7, 17, 18]. Un premier régime (cf. figure I.7) est observé aux faibles distances interélectrode (comprises entre 2 et 6 cm durant les expériences effectuées sur un alliage de titane [18]). Dans ce régime, les gouttes forment au cours de leur croissance un pont de métal liquide entre l'électrode et le lingot, causant un court-circuit qui provoque l'extinction transitoire de l'arc. Le réamorçage de l'arc se fait lors de la rupture du pont liquide, qui se produit généralement au voisinage de la surface du lingot. On assiste alors à une concentration des spots cathodiques sous la goutte qui est finalement transférée au lingot peu après le réamorçage de l'arc. L'ensemble du phénomène est appelé « drip-short ». Il produit une signature électrique caractéristique sur l'enregistrement de la tension d'arc. La durée de cette signature est variable. Elle est comprise pour un alliage de zirconium, entre quelques dixièmes de millisecondes et quelques millisecondes, selon la distance interélectrode et l'intensité du courant utilisé [7]. Le transfert final du métal peut avoir deux causes : soit l'érosion progressive de la goutte du fait de l'activité des spots cathodiques sur sa surface, soit la rupture et le détachement de la goutte dans une zone de striction qui apparaît en raison des forces électromagnétiques produites par le passage d'une fraction du courant d'arc à travers la goutte de métal.

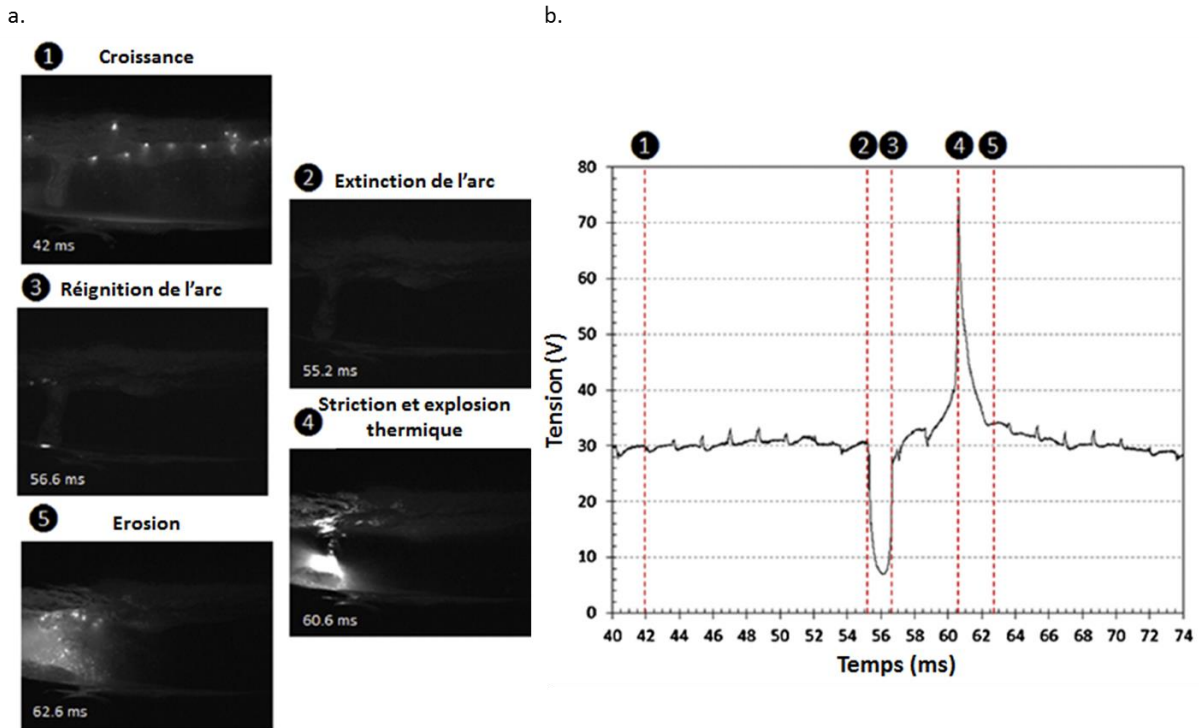


Figure I. 7 : Transfert de métal avec drip-short (a) et signature électrique associée (b) pour une distance interélectrode de 3,6 cm [18].

Un second régime de transfert est observé aux grandes distances interélectrode (supérieures à 6 cm dans le cas d'un alliage de titane [18]). Il est présenté sur la figure I.8. Le transfert de métal peut se diviser en trois étapes. La première étape est la croissance d'une protubérance de métal, dans un premier temps en volume, puis dans un second temps, en longueur à volume constant. L'activité des spots cathodiques sur la protubérance est généralement négligeable durant cette étape. Dans une deuxième étape, on assiste à une rupture de la protubérance avant que cette dernière ne puisse constituer un pont liquide entre les électrodes. Immédiatement après cette rupture, il y a formation de nombreux spots sur le filament de métal issu de la protubérance restant suspendu sous l'électrode. La troisième étape est la consommation progressive et totale de ce filament par les spots cathodiques. Le phénomène a une durée totale d'une centaine de millisecondes dans le cas d'un alliage de titane et n'a pas de signature électrique associée.

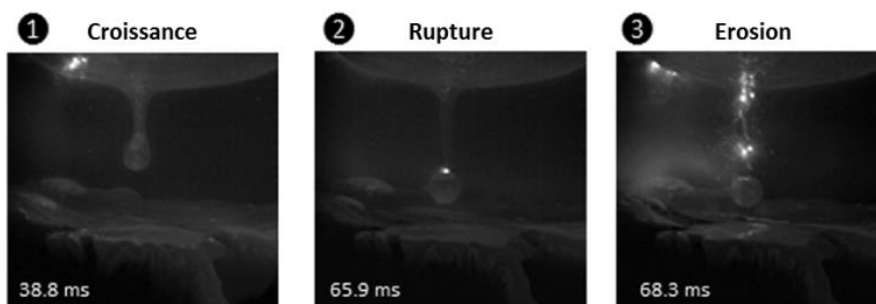


Figure I. 8 : Transfert d'une goutte de métal liquide à grandes distance interélectrode (6,6 cm) [18].

Pour une distance interélectrode égale à 2 cm, un régime de transfert spécifique a été observé dans les expériences menées par l'IJL sur un alliage de titane [18]. Il n'implique pas de drip-short. A cette distance, le transfert de métal est fortement affecté par l'arc électrique et on observe la consommation progressive par les spots cathodiques des protubérances de métal en formation. Ce régime de transfert de métal n'a pas de signature électrique.

Sans surprise, la fréquence d'apparition des drip-shorts est inversement proportionnelle à la longueur d'arc [7]. Ce phénomène est lié à la rupture des protubérances avant l'établissement d'un pont liquide lorsque la distance interélectrode augmente. De plus, l'augmentation de l'intensité de l'arc ou de la distance interélectrode provoque une diminution de la durée des drip-shorts [7, 17, 18]. Zanner observe de plus que la masse de métal transférée par chaque drip-short est inversement proportionnelle à leur fréquence, et il note une tendance à l'augmentation de cette masse transférée avec la densité de courant [17]. Enfin, la durée totale d'extinction de l'arc causée par les drip-shorts durant une refusion n'excède pas quelques pourcents de la durée totale de la refusion [7, 17].

I.1.2.4 Analyse spectroscopique du plasma d'arc

Le tableau suivant présente cinq études spectroscopiques du plasma d'arc effectuées durant une refusion VAR.

Références	Nature du métal	Diamètre de l'électrode et du lingot	Courant, tension et distance interélectrode
Williamson et al., 1987 [37]	Base nickel (Inconel 718)	Electrode : 165 mm Lingot : n/a	2,2 kA n/a 1,9 cm
Williamson et Schlienger, 1996 [38]	Fe	Electrode : 150 mm Lingot : 200 mm	3,1 kA n/a n/a
Chapelle, 2001 [7]	Base zirconium (Zy4)	Electrode : 150 mm Lingot : 430 mm	1,8 kA à 4,3 kA 26 V à 34,3 V 1,7 cm à 7 cm
El Mir, 2005 [10]	Base zirconium (Zy2)	Electrode : 200 mm ou 100 mm Lingot : 300 mm	1,6 kA à 7 kA 21 V à 39 V 1,5 cm à 10 cm
Chapelle et al., 2014 [18]	Base titane (Ti-6Al-4V ou Ti-10V-2Fe-3Al)	Electrode : 160 mm Lingot : 280 mm	2 kA à 6,1 kA 27 V à 37,1 V 2,1 cm à 7 cm

Tableau I. 1 : Etudes spectroscopiques du plasma d'arc durant une refusion VAR.

Il sera utilisé par la suite les notations spectroscopiques. Ainsi, X I fait référence à l'espèce X neutre, X II fait référence à l'espèce X ionisée une fois et X III fait référence à l'espèce X ionisée deux fois.

Durant l'étude de Williamson et al. [37], les émissions de Cr I, Cr II, Fe I, Fe II, Mn I et Mn II ont été relevées. Certaines espèces, comme Mn I, ont une importance disproportionnée dans le spectre d'émission du plasma par rapport à leurs concentrations dans l'alliage, ce qui suggère que des éléments d'alliage peuvent avoir une influence non négligeable sur les propriétés de l'arc. Durant les travaux de Williamson et Schlienger [38], seules les émissions de Fe I et Fe II ont été suivies. L'émission de Fe I est relativement homogène dans l'ensemble de l'espace interélectrode, alors que celle de Fe II a été détectée préférentiellement au centre de l'arc.

Durant les travaux de Chapelle sur l'alliage Zy4 [7], les espèces Zr I et Zr II étaient majoritaires dans le plasma. La présence de Zr III a été remarquée pour des intensités de courant d'arc supérieures à 2 kA. Alors que Cr I a été détecté dans le plasma, Fe et Sn ne l'ont pas été, quel que soit le degré d'ionisation considéré, alors qu'ils sont avec le chrome les trois principaux éléments d'alliage du Zy4. Ce résultat a été attribué à une activité dans le zirconium liquide plus faible du fer et de l'étain par rapport à celle du chrome. Durant les travaux de l'IJL sur du Ti-6Al-4V [18], les émissions de Ti I et Ti II étaient dominantes. Les auteurs ont aussi détecté la présence d'Al I, Al II, V I, V II, Fe I, Fe II, ainsi que des traces de Cr I, Cr II, et Ti III. Les mesures effectuées dans le cas de l'alliage Ti-10V-2Fe-3Al se sont avérées similaires hormis pour les émissions de vanadium et de fer, mais

l'évolution de ces émissions est cohérente avec les différences de teneur de ces éléments dans les deux alliages.

Dans plusieurs cas, les études spectroscopiques ont permis de déterminer la température d'excitation de certaines des espèces observées. Ces résultats sont présentés dans le tableau I.2. On remarque dans tous les cas une différence marquée entre les températures des espèces neutres et les températures des espèces ionisées. Signalons que l'analyse des mesures spectroscopiques réalisées lors de refusions de Zy4 et d'alliages de titane a permis d'établir que le taux d'ionisation du plasma d'arc est très élevé.

Travaux	Température espèces neutres	Température espèces ionisées
Williamson et al., 1987 [37]	Cr I : 6500 (\pm 400) K Fe I : 5400 (\pm 300) K Mn I : 8200 (\pm 500) K	Cr II : 12200 (\pm 800) K Fe II : 17500 (\pm 1500) K Ni II : 16300 (\pm 1700) K
Chapelle, 2001 [7]	Zr I : 4642 (\pm 1160) K à 12185 (\pm 2321) K Cr I : 8123 (\pm 1160) K à 11605 (\pm 2321) K	Zr II : 8123 (\pm 1160) K à 14506 (\pm 2321) K
Chapelle et al., 2014 [18]	Ti I : 5454 (\pm 464) K à 6263 (\pm 1741) K	Ti II : 11256 (\pm 1509) K à 13461 (\pm 2437) K

Tableau I. 2 : Température d'excitation des espèces présentes dans le plasma d'arc lors de refusions VAR.

I.1.3 Procédé VAR : études aux longues échelles de temps

Cette section présente une synthèse des travaux s'intéressant à la dynamique de l'arc électrique à des échelles de temps allant de plusieurs dizaines de secondes à plusieurs minutes. L'intérêt pour ce type d'étude fait suite aux travaux de Ward et al. [11], à l'Université de Birmingham, qui ont montré en 2005 l'existence d'un mouvement d'ensemble de l'arc électrique au cours de la refusion d'Inconel 718. D'autres équipes ont depuis travaillé sur ce sujet : Jardy et al. [23] à l'IJL, Woodside et al. [39-41] au National Energy Technology Laboratory (NETL) à Albany, ainsi qu'Aikin et Williamson [42] au Los Alamos National Laboratory. L'équipe de Birmingham a également continué de travailler sur ce sujet [43-46].

Les instrumentations décrites dans la section précédente ne sont pas utilisables pour l'analyse de la dynamique de l'arc aux longues échelles de temps pour plusieurs raisons :

- le mouvement vertical de la région interélectrode au cours de la refusion ;
- les capacités actuelles de stockage des caméras rapides, très insuffisantes pour permettre d'analyser l'arc durant plusieurs heures.

Ainsi, des instrumentations spécifiques ont été développées pour ce type d'analyse. Cette section présentera tout d'abord ces différentes instrumentations pour ensuite détailler les principaux résultats des travaux publiés.

I.1.3.1 Techniques de mesures utilisées

La dynamique de l'arc aux longues échelles de temps a été mesurée indirectement par analyse, soit de la luminosité émise par l'arc, soit du champ magnétique créé. La luminosité de l'arc a été analysée soit à partir des enregistrements des caméras vidéo de supervision présentes sur le four (Ward et al. [11] et Jardy et al. [23]), soit à partir d'enregistrements effectués à l'aide de photodiodes, cette méthode ayant été développée par Aikin et Williamson [42]. Le champ magnétique créé par l'arc électrique a été utilisé pour analyser sa dynamique par Ward et l'équipe de Birmingham [11, 43-46], ainsi que par Woodside et al. [39-41].

Mesures optiques par caméras vidéo

Ce type de mesures utilise les enregistrements vidéo effectués par les caméras de supervision du four (cf. figure I.9). Les caméras sont, selon les fours, au nombre de une ou deux et sont positionnées à

l'extérieur du four. Elles permettent de visualiser la surface du bain liquide à travers l'entrefer formé par l'électrode et le creuset.

Les résultats obtenus par cette analyse sont limités par la faible résolution des caméras de supervision et l'absence de calibration d'une caméra par rapport à l'autre. Compte tenu par ailleurs de l'angle de vision limité des caméras, cette méthode ne permet qu'une analyse qualitative de la dynamique de l'arc, et ce contrairement aux méthodes de mesures par photodiodes et par capteurs magnétiques.

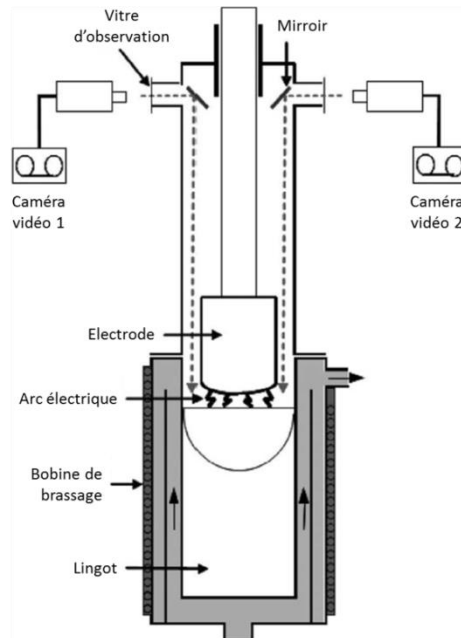


Figure I. 9 : Schéma d'un four VAR équipé de deux caméras de supervision utilisées pour l'analyse optique par caméra vidéo de la dynamique de l'arc [23].

Les traitements des enregistrements vidéo effectués par Ward et al. [11] et par Jardy et al. [23] sont similaires. Ce traitement en plusieurs étapes consiste tout d'abord à appliquer une moyenne mobile de 2 s sur le film dans le but d'éliminer les fluctuations à hautes fréquences de l'intensité lumineuse. Ensuite, des régions d'intérêt sont extraites des films obtenus. Les images de ces régions sont juxtaposées de façon à créer des séquences temporelles permettant de suivre l'évolution spatiale et temporelle de l'intensité lumineuse dans les régions choisies (cf. figure I.10.a). L'intensité lumineuse moyenne dans les différentes régions au cours du temps est alors calculée (cf. figure I.10.b).

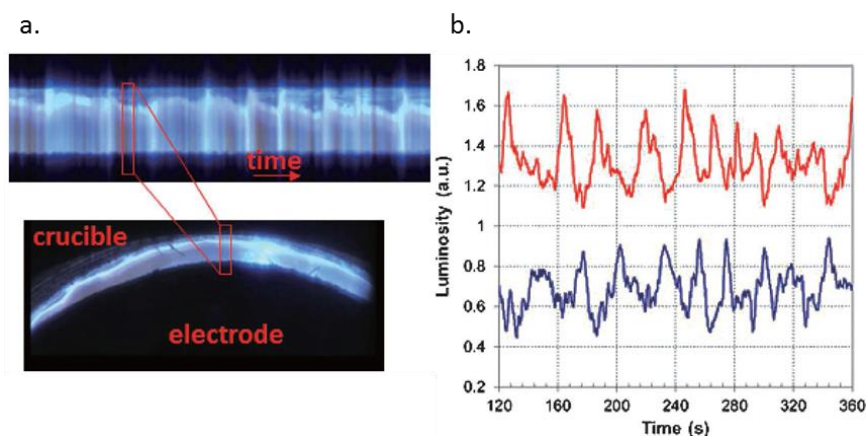


Figure I. 10 : Séquence temporelle utilisée pour étudier les fluctuations lumineuses induites par l'arc au sommet du lingot (a) et luminosité moyenne dans deux régions d'intérêt (b) [23].

Les périodes caractéristiques de cette évolution sont ensuite déterminées par une analyse de Fourier. Les chercheurs se sont aussi intéressés à la présence éventuelle d'un déphasage temporel dans l'évolution de la luminosité dans les différentes régions d'intérêt, signe d'un possible mouvement d'ensemble de l'arc. Enfin, les séquences temporelles ont été aussi utilisées pour analyser la variation de l'épaisseur de la collerette de métal solidifié se formant en périphérie du bain liquide.

Mesures optiques par photodiodes

Comme pour les enregistrements vidéo, la mesure optique par photodiodes a pour but de suivre la variation de l'intensité lumineuse émise par l'arc et réfléchi par la surface du bain liquide vers le sommet du four. L'objectif est cette fois de disposer d'une instrumentation calibrée et d'un nombre suffisant de capteurs pour pouvoir calculer ce qui est désigné par les auteurs comme « l'emplacement moyen » de l'arc. Cette méthode de mesure, développée par Aikin et Williamson [42], est schématisée sur la figure I.11.a. Ces auteurs ont utilisé une instrumentation fixe de quatre photodiodes positionnées à 90° les unes des autres et installées à l'intérieur du four, au sommet de ce dernier.

Le principal intérêt de cette instrumentation est l'analyse quantitative de la luminosité, qui a permis aux auteurs de mesurer « l'emplacement moyen » de l'arc. La méthode de calcul, présentée sur la figure I.11.b, consiste à soustraire la valeur des signaux des photodiodes diamétralement opposées et à traiter les deux valeurs obtenues comme les composantes du vecteur indiquant la position de « l'emplacement moyen » de l'arc, défini par une magnitude et une position angulaire. De plus, les auteurs se sont aussi intéressés à la luminosité moyenne de l'arc en calculant la moyenne des quatre signaux enregistrés.

Cependant, la mise en œuvre de cette méthode est rendue difficile par la nécessité de développer une instrumentation spécifique placée à l'intérieur du four. Les capteurs doivent pouvoir supporter des températures élevées ainsi que la présence éventuelle de vapeurs métalliques. Le positionnement de l'instrumentation dans le four présente des risques de sécurité, comme le risque de création d'un arc direct entre la tige de l'électrode et l'instrumentation, ou, dans le cas des refusions industrielles, un risque sur la qualité du lingot final lié à l'introduction d'éléments étrangers dans le four.

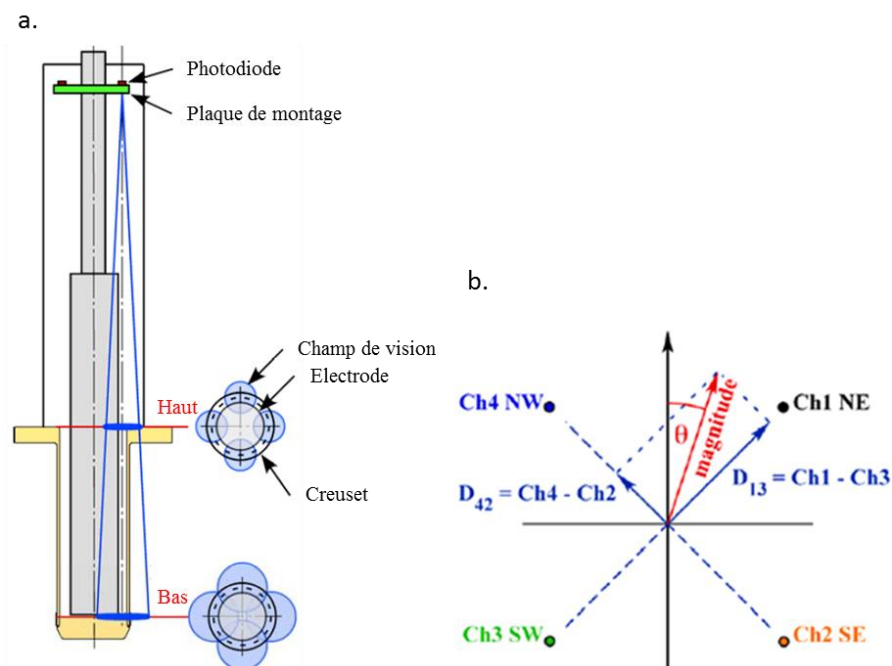


Figure I. 11 : Schéma de l'instrumentation d'un four VAR pour l'étude de l'arc par analyse optique par photodiode (a) et principe de détermination de « l'emplacement moyen » de l'arc utilisé par Aikin et Williamson (b) [42].

Mesures de champ magnétiques

Le principe de cette méthode est de mesurer le champ magnétique généré par l'arc à l'extérieur du four, pour ensuite calculer, grâce à un traitement relativement complexe des données enregistrées, la position du "centre" de la distribution de courant de l'arc électrique. Cette méthode de mesure a été utilisée à l'Université de Birmingham [11, 43-47] et au National Energy Technology Laboratory (NETL) [39-41].

Les fours VAR modernes sont construits de manière à ce que le passage du courant s'effectue de manière coaxiale, afin de minimiser le champ magnétique parasite créé par ce dernier, qui pourrait affecter l'écoulement du métal dans le puits liquide. Ainsi, dans un cas idéalisé, le passage du courant se fait de manière axisymétrique et ne crée pas de champ magnétique à l'extérieur du four. Tout champ magnétique détecté est donc soit le champ magnétique créé par le brassage électromagnétique, soit le champ magnétique terrestre, soit un champ magnétique parasite créé dans l'environnement proche, soit le signe d'un passage asymétrique du courant dans le four. La figure I.12 présente le principe de cette mesure, avec une représentation du courant selon le champ magnétique extérieur au creuset. D-E représente le courant du creuset. A-D et B-E ne créent pas de champ magnétique extérieur au creuset, contrairement à la boucle A-B-C qui produit le champ magnétique mesuré.

Dans tous les travaux reportés dans la littérature, des capteurs magnétiques sont positionnés de manière équidistante et organisés en une ou plusieurs ceintures. Le tableau I.3 présente la nature, le nombre de capteurs utilisés ainsi que leur répartition.

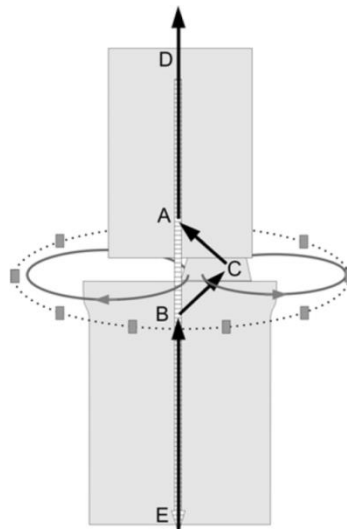


Figure I. 12 : Passage du courant durant une refusion par arc sous vide schématisé selon le champ magnétique extérieur au creuset dans le cas d'un arc décentré [44].

Travaux	Nature des capteurs	Nombre de ceintures	Nombre de capteurs par ceinture
Ward et Jacobs, 2004 [47]	Capteurs à effet Hall	1	12
Ward et al., 2005 [11]	Boîte de trois capteurs à effet Hall	1	12
Woodside et King, 2009 [39] Woodside et King, 2010 [40] Woodside et al., 2013 [41]	Capteurs à effet Hall tri-axe	2	4
Nair et al., 2015 [45]	Boîte de trois capteurs à effet Hall	1 2	12 10
Nair et al., 2017 [46]	Boîte de trois capteurs à effet Hall	2	5

Tableau I. 3 : Nature, nombre et répartition des capteurs de mesure du champ magnétique des différents travaux utilisant ces mesures.

Les méthodes de traitement des mesures développées à l'Université de Birmingham et au NETL pour calculer la position du "centre" de la distribution de courant de l'arc diffèrent notablement par les approximations effectuées et la durée qu'elles requièrent. Le traitement développé à Birmingham s'effectue post-enregistrement, alors que celui du NETL a lieu en temps réel.

La technique de Birmingham, dénommée par les auteurs « Magnetic Source Tomography », est décrite dans sa version initiale par Nair et Ward [43, 44]. Le système électromagnétique, comprenant le lingot, l'électrode, l'arc, le creuset et les capteurs virtuels, a tout d'abord été modélisé sous le logiciel « Opera 3D ». En utilisant la loi de Biot et Savart, une banque de données du champ magnétique créé à l'emplacement des différents capteurs de mesure a été constituée en faisant varier la localisation d'une source de courant à la surface de l'électrode. Cette opération a été répétée pour différentes hauteurs de lingot et d'électrode et la banque de données a ensuite été étendue avec l'ajout d'une variation du courant pouvant être porté par l'arc électrique. En utilisant cette banque de données, un algorithme d'optimisation détermine pour une valeur d'intensité du champ magnétique mesurée par un capteur donné la position du "centre" de l'arc ayant généré ce champ. L'algorithme fait deux hypothèses principales. Premièrement, il considère que le champ magnétique créé par plusieurs sources de courant peut être calculé comme la somme des champs créés par chacune des sources. La deuxième hypothèse est que, contrairement à ce qu'établit la loi de Biot et Savart, une interpolation bi-linéaire peut être utilisée pour calculer le champ magnétique créé par une source de courant localisée sur une position proche de celles présentes dans la banque de données.

Les travaux de Nair et al. [45] proposent deux algorithmes différents, non basés sur la loi de Biot et Savart. Le premier est basé sur la loi de Maxwell-Ampere et utilise une modélisation bidimensionnelle simplifiée du four. Chaque capteur est utilisé pour estimer la position du « centre » de l'arc et l'algorithme minimise les différences entre les positions déterminées. Le second est basé sur un réseau neuronal utilisant une régularisation bayésienne. Si ces algorithmes permettent des temps de calculs de 2 à 4 ordres de grandeur inférieurs à celui basé sur la loi de Biot et Savart, la qualité de leurs résultats peut varier. Le premier ne fournit des résultats satisfaisants que lorsque l'arc est à la même hauteur que les capteurs (alors que l'algorithme d'origine fonctionne jusqu'à des distances verticales de 35 cm entre l'arc et les capteurs). Le second algorithme est raisonnablement précis quelle que soit la distance verticale. Les auteurs pensent pouvoir améliorer cette précision en faisant varier la méthode d'apprentissage de l'algorithme ou les données utilisées pour alimenter cette méthode.

Le traitement développé au NETL se base sur une détermination de coefficients de réponse spécifiques au four étudié et sur l'inversion d'une formulation approchée de la loi de Biot et Savart. Les coefficients de réponse du four sont d'abord déterminés grâce à une modélisation de ce dernier sous le logiciel COMSOL Multiphysics. La formulation approchée de l'équation de Biot et Savart permet aux auteurs de calculer directement les coordonnées de la position du centre de gravité « moyen » de l'arc à partir des mesures du champ magnétique radial et azimutal effectuées par chaque capteur. L'utilisation de plusieurs capteurs aboutissant au calcul de plusieurs positions, la moyenne de ces différentes localisations est retenue comme position finale du centre de l'arc. Les auteurs n'utilisent pas dans leur traitement les mesures de la composante axiale du champ magnétique, la plus sensible à la position verticale de l'arc, ce qui limite l'utilisation de leur méthode de mesure à des situations où l'espace interélectrode est situé verticalement à moins de 7,5 cm de la position des capteurs [41].

Les mesures de champ magnétique ont l'avantage de permettre une analyse quantitative de la dynamique de l'arc, tout en étant basées sur une instrumentation plus simple que la méthode de mesure optique par photodiode. Cependant, le traitement des données est très complexe et la mesure est extrêmement sensible à la distance verticale entre l'arc et les capteurs, avec de fortes incidences sur le rapport signal sur bruit et sur les résultats des calculs. Cela implique que cette méthode d'analyse ne peut être utilisée que si l'espace interélectrode est assez proche de la ceinture de capteurs [39, 45].

I.1.3.2 Principaux résultats de la littérature

Dans cette section, nous détaillerons selon leur provenance les principaux résultats sur la dynamique de l'arc dans la refusion par arc sous vide.

Travaux de l'Université de Birmingham

Ward et al. ont été les premiers, en 2005 [11], à détecter le mouvement d'ensemble de l'arc dans la refusion par arc sous vide d'une électrode en Inconel 718 de 0,42 m de diamètre en un lingot de 0,5 m de diamètre, avec un courant de 6 kA. Les auteurs ont analysé la dynamique de l'arc à partir de mesures magnétiques ainsi que des enregistrements vidéo.

Les mesures magnétiques ont mis en évidence une évolution périodique du champ magnétique externe au creuset créé par la distribution de courant avec une période d'environ 20 s, tandis que les enregistrements vidéo ont permis d'observer une évolution périodique de l'épaisseur de la collerette, avec une période comprise entre 30 et 40 s. Les auteurs associent l'évolution de cette épaisseur à des phénomènes de fusion/solidification de la collerette liés au mouvement d'ensemble de l'arc. Les auteurs concluent sur l'existence d'un mouvement d'ensemble périodique de l'arc électrique avec une périodicité comprise entre 20 et 40 s. Ce mouvement s'apparente selon les auteurs à un mouvement rotatif régulier présent sur de longues périodes de temps. Les auteurs ont observé un mouvement dans le sens horaire durant une centaine de secondes, suivi par un mouvement dans le sens antihoraire durant 80 s.

Le travail de Nair et al. [45], publié en 2015, compare les mesures discutées au paragraphe précédent avec les enregistrements d'une refusion industrielle de Ti-6Al-4V, pour des lingots de 0,66 m de diamètre. Si un courant de 6 kA avait été appliqué lors des refusions d'Inconel 718, un courant notablement supérieur l'était lors de la refusion de Ti-6Al-4V. Par ailleurs, un brassage électromagnétique alterné a été appliqué lors de la refusion de titane. L'étude met en évidence un mouvement d'ensemble de la distribution de courant, avec une différence notable selon la refusion. Pendant la refusion de Ti-6Al-4V, la distribution de courant dépend de la polarité du courant de brassage, avec la définition de deux positions préférentielles diamétralement opposées, qui évoluent durant la refusion. Une comparaison des distributions spatiales du centre de la distribution de courant observé au cours de la refusion est présentée sur la figure I.13. Les auteurs font l'hypothèse que l'occurrence fréquente de drip-shorts pendant la refusion d'Inconel 718 (contrairement à la refusion de l'alliage de titane) pourrait être, au moins en partie, à l'origine de cette différence. Enfin, l'observation de la collerette montre une corrélation entre son épaisseur et la luminosité locale dans le cas de la refusion d'Inconel 718 mais pas dans celle de Ti-6Al-4V.

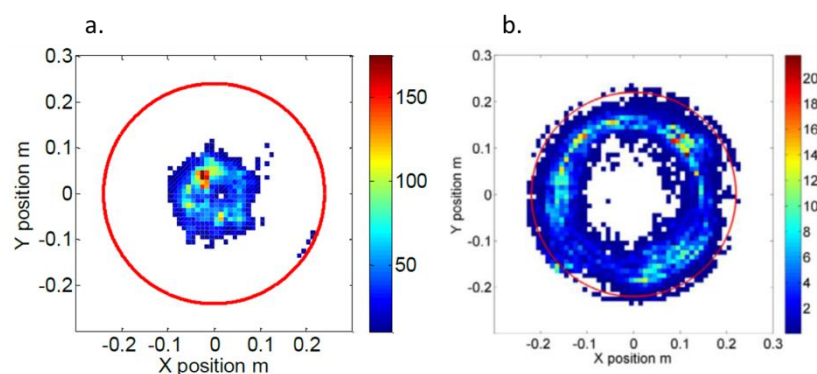


Figure I. 13 : Distribution spatiale du centre de la distribution de courant en A/m² au cours de la refusion de Ti-6Al-4V (a) et d'Inconel 718 (b) [45].

Dans les travaux récents publiés en 2017, Nair et al. [46] ont réalisé des mesures magnétiques au cours d'une refusion d'un lingot de Ti-6Al-4V de 0,72 m de diamètre, caractérisée par l'application de

plusieurs séquences de brassage successives. Ces travaux montrent tout d'abord une évolution de la dynamique de l'arc selon l'intensité du brassage. Aux fortes intensités de brassage, le centre de gravité de l'arc occupe principalement deux positions angulaires privilégiées, diamétralement opposées, dépendant de la polarité du brassage avec un mouvement entre ces deux positions durant les inversions de polarité. A intensité de brassage intermédiaire, des positions angulaires privilégiées sont toujours décrites, mais plus éloignées de l'axe de symétrie du lingot. Aux plus faibles intensités de brassage, une dynamique rotationnelle de l'arc est observée avec un sens de rotation aléatoire. Durant ces rotations, quelques positions angulaires privilégiées sont observées.

En considérant la distribution de courant de l'arc comme la superposition d'une distribution centrée et d'une distribution décentrée, les auteurs ont déduit de l'analyse de leurs mesures de champs magnétiques que c'est la distribution décentrée qui porte la majorité du courant de l'arc (entre 60 % et 97 %).

Travaux d'Aikin et Williamson

Aikin et Williamson ont analysé [42] la dynamique de l'arc électrique lors d'une refusion VAR d'Inconel 718 dans un four de laboratoire (diamètre de lingot de 0,216 m et diamètre d'électrode de 0,152 m), à l'aide de mesures optiques par photodiodes. L'objectif de cette étude était de montrer que cette instrumentation polyvalente pouvait avoir de larges applications.

La première application est l'analyse quantitative de la dynamique de l'arc sur de longues échelles de temps, avec le calcul de « l'emplacement moyen » de l'arc.

La seconde application est la détection des drip-shorts et l'analyse de la dynamique de l'arc lors de ces derniers. Les auteurs ont montré qu'après un drip-short, l'arc commençait par s'établir préférentiellement d'un côté de l'électrode avant de retrouver une distribution plus axisymétrique. Une troisième application est la détection de défauts dans l'électrode. Ces défauts avaient été introduits artificiellement sous forme de poudre de CaF_2 et l'arrivée de cette poudre dans l'espace interélectrode a été marquée par la localisation prolongée de l'arc sur une portion limitée de l'électrode.

Cette analyse montre une augmentation progressive de la luminosité moyenne captée, qui s'explique par le rapprochement entre l'arc et les photodiodes au cours de la refusion. La magnitude de « l'emplacement moyen » de l'arc est restée relativement faible tout au long de la refusion, hormis lors d'événements transitoires. Sa position angulaire a en revanche fortement évolué au cours de la refusion, avec soit une position relativement aléatoire soit une position angulaire localisée sur une partie de l'électrode pendant une durée prolongée. Sans mettre en évidence un mouvement d'ensemble périodique de l'arc électrique, ces travaux démontrent le décentrement de ce dernier.

Travaux du NETL

Les travaux de Woodside et King sur la dynamique de l'arc dans le procédé VAR ont été publiés entre 2009 et 2012. Ils concernent la refusion d'un alliage de titane dans un four industriel, avec application d'un brassage électromagnétique alterné de période modérée et de faible intensité. Le tableau I.4 présente les caractéristiques de cette refusion.

Nature de la refusion et du métal	Refusion finale de Ti-6Al-4V
Courant	Plus de 30 kA
Tension	Entre 30 V et 50 V
Diamètre du lingot	0,9144 m
Diamètre de l'électrode	0,762 m

Tableau I. 4 : Caractéristiques de la refusion analysée par l'équipe du NETL [39-41].

Comme on l'a vu précédemment, les analyses de mesures magnétiques utilisent un traitement des données en temps réel. Les auteurs présentent en 2009 l'instrumentation utilisée et décrivent l'observation d'un mouvement de l'arc périodique [39]. Les travaux publiés en 2010 concluent à la présence de différents modes de déplacement de l'arc [40] et ceux de 2012 confirment ces résultats en utilisant une instrumentation et un traitement des mesures plus précis [41].

Les articles [39-41] montrent que le centre de gravité « moyen » de la distribution de courant d'arc est animé d'un mouvement périodique caractérisé par des périodes comprises entre 1 s et 20 s, plus courtes donc que celles observées par l'équipe de Birmingham pour la refusion d'Inconel 718 (comprises entre 20 s et 40 s). La publication de 2009 précise que trois périodes d'évolution de la position du centre de gravité (1 s, 5 s et 20 s) sont caractéristiques, et également présentes sur les enregistrements du courant et de la tension du four. Les auteurs suggèrent comme origine soit la physique de l'arc lui-même, soit une possible influence de l'alimentation électrique du four. La plus haute vitesse de fusion utilisée dans la refusion d'alliage de titane, la nature de l'alliage refondu, les caractéristiques d'alimentation du four, ou l'utilisation d'un brassage électromagnétique sont proposées comme origines aux périodes plus courtes mesurées, comparées à celles observées à Birmingham dans le cas de l'Inconel 718.

Les publications de 2010 et de 2012 précisent l'existence de plusieurs types de mouvements caractéristiques (ou patterns) décrits par le centre de gravité moyen de l'arc. Ces patterns sont présentés sur la figure I.14. Dans le cas du pattern 1, le centre de gravité de l'arc est très faiblement décentré et a un mouvement de rotation qui n'est pas lié à l'alternance du brassage électromagnétique. Dans le cas du pattern 2, le centre de gravité évolue sur un cercle centré sur l'axe de symétrie du lingot avec une vitesse relativement régulière. Cela implique en particulier que plus d'énergie est apportée sur les bords du lingot qu'au centre de celui-ci. Le pattern 3 est moins fréquent que les deux premiers. Dans ce dernier, le centre de gravité décrit une moitié de rotation autour de l'axe du lingot pendant une alternance du brassage électromagnétique, et alterne entre deux positions opposées par rapport à l'axe du lingot. L'alternance du brassage électromagnétique conduit à un changement du sens de rotation dans les cas des patterns 2 et 3. Un quatrième pattern, non présenté sur la figure I.14, a été observé durant des refusions primaires effectuées dans des creusets plus petits, avec un courant d'arc inférieur de moitié à celui utilisé lors de la refusion finale présentée. Ce pattern pourrait conduire à une distribution d'énergie similaire à celle du pattern 1 mais, selon les auteurs, apparaitre magnétiquement différent en raison du courant plus faible causant une diminution du nombre de spots ou du diamètre des clusters.

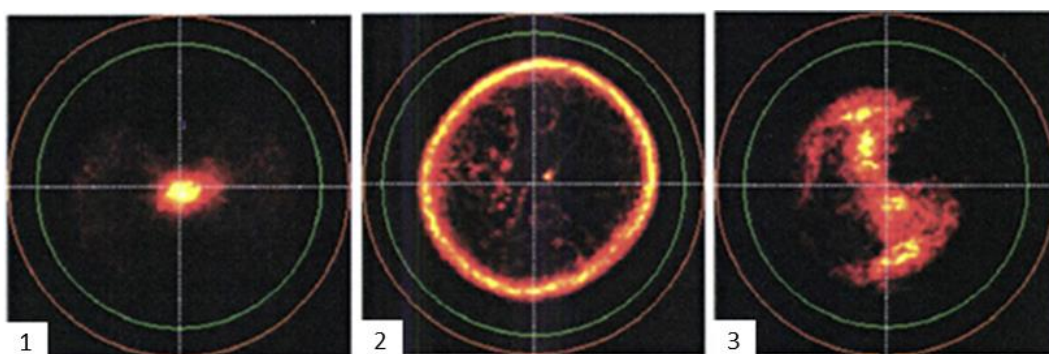


Figure I. 14 : Trois types de distribution temporelle du centre de gravité « moyen » de la distribution de courant d'arc observée durant une refusion finale VAR avec représentation du lingot (rouge) et de l'électrode (vert) [41].

Travaux de l'IJL

L'étude publiée en 2003 [23] présente l'analyse de la dynamique de l'arc lors de refusions industrielles d'un alliage de zirconium (Zy2) à l'aide d'enregistrements vidéo. Plusieurs refusions ont été analysées avec des séquences de brassage différentes. Lors des refusions avec brassage, ce dernier

était soit continu à très faible intensité, soit alterné à courte période à faible ou forte intensité, ou enfin alterné à longue période et faible intensité.

Une évolution périodique de la luminosité de l'arc a été observée, avec une période d'environ 30 s dans la majorité des cas, sauf dans le cas du brassage alterné à forte intensité où la période était de 43,5 s. Il a de plus été observé que l'évolution de la luminosité avait tendance à être en opposition de phase dans les régions diamétralement opposées. L'ensemble de ces résultats suggère ainsi l'existence d'un mouvement d'ensemble périodique de l'arc électrique sur de longues échelles de temps. Il a de plus été observé une corrélation entre la régularité de l'évolution lumineuse de l'arc et l'intensité du brassage utilisé, qui pourrait être causée par un meilleur confinement des spots cathodiques sous l'électrode en présence d'un champ magnétique externe. Les résultats obtenus ne permettent cependant pas de conclure sur la nature du mouvement de l'arc. Les auteurs considèrent que leurs résultats pourraient aussi bien être provoqués par une rotation de l'arc que par un mouvement de translation de ce dernier.

I.1.4 Bilan et limites des travaux actuels

Le mouvement des spots cathodiques aux courtes échelles de temps dans la refusion par arc sous vide est bien compris : le comportement des spots est similaire à celui observé dans les arcs sous vides classiques. La nature liquide de la surface des électrodes et le transfert de métal entre ces dernières provoquent cependant une complexification de la dynamique des spots qui reste un sujet d'étude.

Les premières études sur la dynamique de l'arc aux longues échelles de temps ont été effectuées à l'Université de Birmingham par Ward et al. en 2005. Depuis, Aikin et Williamson ainsi que les équipes de recherches du NETL et de l'IJL se sont intéressées à ce sujet. Un résumé des conclusions des différentes équipes est présenté dans le tableau I.5.

Travaux	Paramètres opératoires	Techniques de mesure	Conclusions
Ward et al., 2005 [11]	Inconel 718 Lingot : 500 mm Electrode : 420 mm	Mesures du champ magnétique + Mesures optiques par caméra vidéo	Mouvement d'ensemble rotatif périodique (périodes de 20 à 40 s)
Nair et al., 2015 [45]	Inconel 718 Lingot : 508 mm Electrode : 220 mm ou 420 mm	Mesures du champ magnétique + Mesures optiques par caméra vidéo	Mouvement d'ensemble rotatif périodique fortement décentré avec inversion du sens de rotation occasionnel
	Ti-6Al-4V Lingot : 660 mm	Mesures du champ magnétique + Mesures optiques par caméra vidéo	Mouvement d'ensemble périodique avec deux positions stables diamétralement opposées
Nair et al., 2017 [46]	Ti-6Al-4V Lingot : 720 mm	Mesures du champ magnétique	Mouvement d'ensemble périodique variant selon la séquence de brassage
Aikin et Williamson, 2009 [42]	Inconel 718 Lingot : 216 mm Electrode : 152 mm	Mesures optiques par photodiode	Distribution non centrée sans tendance générale identifiée
Woodside et King, 2009 [39] et 2010 [40] et Woodside et al., 2013 [41]	Ti-6Al-4V Four industriel	Mesures du champ magnétique + Mesures optiques par caméra vidéo	Mouvement d'ensemble périodique (périodes de 1 à 20 s). Trois modes de mouvement principaux identifiés
Jardy et al., 2013 [23]	Zy2 Four industriel	Mesures optiques par caméra vidéo	Mouvement d'ensemble périodique (périodes de 30 à 40 s)

Tableau I. 5 : Résumé des conclusions des travaux relatifs à la dynamique de l'arc durant une refusion VAR.

Les travaux de Ward et al. appliqués à la refusion d'Inconel 718 montrent un mouvement d'ensemble périodique de l'arc sur des échelles de temps comprises entre 20 s et 40 s, avec un mouvement rotatif du centre de gravité de la distribution de courant autour de l'axe du lingot. Nair et al. ont publié une comparaison des travaux précédents et de nouveaux travaux sur Ti-6Al-4V. Dans les deux cas, un mouvement d'ensemble périodique de l'arc est observé, mais le mouvement d'ensemble et la distribution temporelle du centre de la distribution de courant varient selon la refusion. Nair et al. montrent, dans le cas de refusion de Ti-6Al-4V, une variation du mouvement d'ensemble de l'arc selon la séquence de brassage. Woodside et King ont observé lors de la refusion de Ti-6Al-4V, avec un brassage de faible intensité et de période intermédiaire, divers patterns décrits par l'arc, avec des périodes principales comprises entre 1 et 20 secondes. Les travaux de l'IJL lors de la refusion de Zy2 montrent également la présence d'un mouvement d'ensemble périodique de l'arc avec une période principale de l'ordre de 30 secondes. Enfin, Aikin et Williamson, pour une refusion en four pilote, observent un décentrement du centre de gravité lumineux de l'arc évoluant dans le temps mais ne remarquent pas de périodicité. Aucun auteur ne se prononce définitivement sur les raisons d'un mouvement d'ensemble de l'arc.

Notons que, aux longues échelles de temps, le comportement observé résulte de la dynamique moyennée spatialement et temporellement des spots cathodiques. Enfin, s'agissant des mesures en tant que telles, Nair et al. [45] s'interrogent sur la compatibilité entre la position du « centre » de la distribution de courant tel que déterminée par les mesures magnétiques et les fortes variations de luminosité observées sur les enregistrements vidéo correspondants.

I.2 Modèles de simulation du procédé VAR

Cette section est divisée en deux parties. La première présente différents modèles de simulation de la solidification d'un lingot VAR. La seconde présente les résultats de travaux numériques étudiant spécifiquement l'impact d'un mouvement d'ensemble de l'arc sur la formation du lingot.

I.2.1 Simulation de la croissance du lingot

Le procédé VAR est un procédé métallurgique complexe, siège de nombreux phénomènes physiques couplés. Depuis plusieurs décennies, la simulation numérique est utilisée majoritairement pour mieux comprendre la croissance et la solidification du lingot refondu en fonction de la nature de l'alliage et des paramètres opératoires. De manière plus minoritaire, quelques travaux se sont intéressés à la simulation de la fusion de l'électrode consommable. Cette étude bibliographique s'intéresse principalement aux modèles numériques récents de solidification du lingot (cf. tableau I.6).

A la base, les modèles macroscopiques présentés dans ce chapitre intègrent tous une simulation du comportement hydrodynamique et thermique du métal au sein du puits liquide, basée sur la résolution des équations de conservation couplées de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Ce sont des modèles de mécanique des fluides numériques (CFD pour *Computational Fluid Dynamics*), qui impliquent également la résolution des équations électromagnétiques de Maxwell pour tenir compte des forces de brassage électromagnétique générées par la circulation du courant d'arc au sein du bain de métal. La complexification des modèles vient ensuite de l'intégration de différents phénomènes physiques supplémentaires (tels que la solidification et la croissance du lingot) et du type de géométrie considérée (2D axisymétrique ou 3D). Le développement de modèles 3D est une évolution récente motivée pour partie par les observations de Ward et al. en 2005 (voir plus haut). Enfin, plusieurs des modèles macroscopiques de solidification du lingot ont été couplés à des modèles mésoscopiques (ou microscopiques selon l'échelle) visant à simuler la solidification dendritique.

Dans la suite de ce chapitre, nous présentons plus en détail chacun des modèles listés dans le tableau I.6 en séparant les modèles uniquement macroscopiques des modèles utilisant de manière couplée une simulation macro et une simulation méso / micro.

Modèles	Type du modèle	Principaux phénomènes pris en compte	Evolution du maillage
Krane [48, 49]	Macroscopique 2D axisymétrique	-Magnétisme induit, thermique et hydrodynamique du puits liquide -Solidification du métal -Croissance du lingot -Transfert de soluté	Méthode scission/croissance en partie basse du puits liquide
Code BAR [50, 51]	Macroscopique 2D axisymétrique	-Magnétisme, thermique et hydrodynamique du puits liquide -Solidification du métal -Croissance du lingot -Transfert de soluté	Maillage mobile simulant le haut du lingot
Code MeltFlow-VAR [52, 53]	Macroscopique 2D axisymétrique	-Magnétisme, thermique et hydrodynamique du puits liquide -Solidification du métal -Croissance du lingot -Transfert de soluté -Transport d'inclusions	Méthode scission/croissance en partie basse du lingot
Code SOLAR [8, 54-57]	Macroscopique 2D axisymétrique	-Magnétisme, thermique et hydrodynamique du puits liquide -Solidification du métal -Croissance du lingot -Transfert de soluté -Transport d'inclusions	Méthode scission/croissance en-dessous du puits liquide
Lee (2002) [58]	Macroscopique 2D axisymétrique	-Magnétisme, thermique et hydrodynamique du puits liquide -Solidification du métal -Croissance du lingot	Addition de métal à chaque pas de temps avec remaillage
	Mésoscopique 2D	-Nucléation et croissance des grains	Maillage cellules cubiques (4500*3000*3 cellules)
Pericleous (2013) [12, 59-61]	Macroscopique 3D	-Magnétisme, thermique et hydrodynamique du puits liquide -Solidification du métal -Croissance du lingot -Transport des inclusions	Maillage mobile simulant le haut du lingot et le bas de l'électrode
	Microscopique 3D	-Nucléation et croissance des dendrites	100*50*200 cellules
Zhou (2014) [62]	Macroscopique 2D	-Hydro et thermodynamique du puits liquide -Solidification du métal -Croissance du lingot	non renseigné
	Mésoscopique 2D	-Nucléation et croissance des grains	non renseigné

Tableau I. 6 : Propriétés des différents modèles de simulation d'un lingot VAR présentés dans ce chapitre.

I.2.1.1 Modèles uniquement macroscopique

Modèle de Krane

Le modèle de Krane a été développé à l'Université de Purdue (Indiana, U.S.A.) et simule la croissance et la solidification d'un lingot VAR dans une géométrie 2D axisymétrique [48]. Ce code résout les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie, mais ne tient pas compte du brassage électromagnétique causé par un champ magnétique externe. L'équation de conservation de quantité de mouvement utilisée diffère selon la fraction solide de la cellule et permet de représenter deux comportements de la zone pâteuse : un solide rigide stationnaire ou un système biphasé avec des particules solides flottant librement [48]. Ce dernier cas est indiqué dans le manuscrit de doctorat de Zagrebelnyy comme correspondant à un modèle de transport de particules [48]. La modélisation des phénomènes de transport est basée sur le modèle de mélange continu de Bennon et Incropera en l'étendant aux alliages à plusieurs composants [49].

L'évolution du maillage du lingot est gérée par une méthode de scission-croissance, appliquée au niveau de la ligne juste en dessous du puits liquide [48]. Au cours de la simulation, les cellules appartenant à cette ligne du maillage voient leur hauteur augmenter en fonction de la croissance du lingot. Une fois que les cellules ont atteint une taille critique, définie à partir d'un critère dépendant du

rapport de la hauteur de la cellule sur sa largeur, les cellules sont divisées en deux parties non égales, et le processus de croissance redémarre.

Un modèle simulant les transferts de chaleur par conduction et rayonnement dans l'électrode a aussi été développé par ces auteurs. Ce modèle a été utilisé pour relier l'évolution du courant d'arc à la vitesse de fusion et au flux de chaleur provenant de l'arc [49].

Code BAR (Basic Axisymmetric Remelting)

Le code BAR est un code de calcul développé initialement aux Sandia National Laboratories aux USA, simulant la croissance et la solidification d'un lingot VAR dans une géométrie 2D axisymétrique [50]. Ce code résout les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie couplées aux équations électromagnétiques, en tenant compte des phénomènes de turbulence. L'équation de conservation de l'énergie est formulée en fonction de l'enthalpie, et non de la température, avec une hypothèse de variation linéaire de l'enthalpie avec la température [50]. L'équation de conservation de la quantité de mouvement diffère selon l'état du métal, solide ou liquide. Le transport de soluté dans le puits liquide est intégré dans le modèle à l'aide d'une équation de convection-diffusion. La diffusion de soluté dans le solide ainsi que d'éventuelles réactions chimiques ayant lieu dans le puits liquide sont négligées. La solidification du lingot est simulée en émettant l'hypothèse d'une solidification lente du métal, ce qui permet de considérer l'établissement d'un équilibre thermodynamique local. Enfin, le code simule la croissance du lingot à l'aide d'un maillage évolutif. Il est à noter que le code BAR peut être couplé avec le code ELL, code de simulation de la fusion de l'électrode développé par Zanner, ou avec des modèles de fusion de l'électrode d'ordre réduit [50]. Il peut également utiliser comme paramètre d'entrée des enregistrements de la vitesse de fusion de l'électrode mesurée expérimentalement pendant des refusions réelles [50]. Enfin, il est possible de simuler la dynamique et la vitesse de solidification grâce à l'utilisation du code MUSH en tant que post-traitement au code BAR. L'arc et le creuset sont pris en compte par l'intermédiaire des conditions aux limites imposées, et le maillage ne simule que la partie haute du lingot [51].

Code MeltFlow-VAR

Le code MeltFlow-VAR, précédemment appelé COMPACT-VAR, est un code de calcul commercialisé par la société Innovative Research, Inc., fondée par Patankar [52]. Comme les codes précédents, il décrit dans une géométrie 2D axisymétrique la croissance et la solidification d'un lingot VAR. Le modèle intègre la simulation du transport de solutés à l'aide d'équations de convection-diffusion, et représente la croissance du lingot au moyen d'un maillage évolutif. Enfin, le modèle est aussi capable de calculer la trajectoire et la dissolution d'inclusions dans le puits liquide. Leur trajectoire est simulée avec une approche lagrangienne, basée sur la seconde loi de Newton. Leur dissolution dépend de la température locale du métal liquide. Il est à noter que le temps caractéristique d'évolution des inclusions étant beaucoup plus court que le temps caractéristique d'évolution du métal liquide, le pas de temps de calcul de la dynamique des inclusions doit être inférieur à celui utilisé pour simuler l'hydrodynamique du métal liquide. Enfin, parmi les différentes grandeurs calculées par le modèle on peut citer les distributions du temps de solidification local, de la taille des dendrites et du nombre de Rayleigh², ce dernier pouvant être utilisé pour quantifier la probabilité de formation de défauts de type *freckle*³ dans le lingot [52].

Tout comme le code BAR, le code MeltFlow-VAR simule le lingot avec une prise en compte du creuset et de l'arc par les conditions aux limites [53]. L'évolution du maillage est à nouveau gérée par une méthode de scission-croissance, appliquée au niveau de l'extrémité inférieure du lingot en contact avec le creuset.

² Le nombre de Rayleigh est un nombre sans dimension caractérisant le transfert de chaleur au sein d'un fluide.

³ Les défauts de type freckle, ou canaux ségrégués, apparaissent lorsqu'à la solidification, le liquide interdendritique s'enrichit en éléments légers ou s'appauvrit en éléments lourds, conduisant à une différence de composition entre les canaux et le reste du lingot [8].

Code SOLAR

Le code SOLAR, très similaire aux codes BAR et MeltFlow-VAR décrits ci-dessus, a été développé à l'Institut Jean Lamour depuis le début des années 90 [8]. Le modèle considère trois zones dans le lingot : le puits liquide, la zone pâteuse, et la zone solide. Il est à noter que la zone pâteuse est modélisée comme un milieu poreux. Dans le puits liquide et la zone pâteuse, le code résout les équations de transport de masse, de quantité de mouvement et d'énergie couplées aux équations électromagnétiques, avec un modèle de turbulence k- ϵ adapté pour la zone pâteuse. Dans la zone solide, seule l'équation de conduction de la chaleur est résolue. Parmi les autres phénomènes principaux pris en compte par SOLAR, citons le transport de solutés, la solidification du métal et la croissance du lingot. Comme le code MeltFlow-VAR, SOLAR intègre un calcul de la trajectoire et de la dissolution d'inclusions dans le puits liquide. Ce type de calcul est plus particulièrement décrit dans la thèse de Ghazal [5]. Les inclusions prises en compte sont sphériques et à densité constante. La simulation de la dynamique de l'inclusion s'arrête dès que la particule est piégée dans la partie solide du lingot. Concernant l'influence du caractère turbulent de l'écoulement du métal, deux cas se présentent selon la taille de l'inclusion par rapport à l'échelle de Kolmogorov (la dimension des plus petits tourbillons). Si la taille de l'inclusion est plus faible que l'échelle de Kolmogorov, une dispersion stochastique est imposée à la trajectoire de l'inclusion. Si l'inclusion est plus grande que l'échelle de Kolmogorov, la force de trainée que subit l'inclusion est adaptée.

Le maillage est un maillage évolutif utilisant une méthode de scission-croissance qui peut se faire au choix dans deux régions : soit à l'intérieur du puits liquide, soit juste en-dessous de ce dernier. L'arc et le creuset sont représentés par l'intermédiaire des conditions aux limites. Un programme de simulation de la fusion de l'électrode consommable a de plus été développé [23].

I.2.1.2 Modèles associant des descriptions macroscopique et méso ou microscopique

Modèle de Lee

Le modèle de Lee a été développé à l'Université de Sheffield. Il est basé sur l'association d'un modèle macroscopique 2D et d'un modèle mésoscopique 3D [58]. Le modèle macroscopique est un modèle de type CFD qui décrit le lingot grâce aux équations de transport de masse, de quantité de mouvement et d'énergie couplées aux équations électromagnétiques. Contrairement aux modèles précédents, le modèle de Lee considère que le régime d'écoulement du métal est laminaire, car les auteurs ont constaté que la prise en compte de la turbulence dans leur application (refusion d'Inconel 718) n'a qu'une influence mineure sur le champ de température calculé. De plus, la densité de flux de chaleur provenant de l'arc est simplifiée suivant un profil gaussien. Le modèle macroscopique ne décrit pas le transport de solutés. Les propriétés thermodynamiques du métal sont considérées indépendantes de la température, à l'exception de sa densité. La croissance du lingot est prise en compte grâce à un maillage évolutif non uniforme, mis à jour à chaque pas de temps en considérant que la quantité de mouvement apportée au système par l'adjonction de masse est négligeable. L'arc et le creuset sont modélisés par l'intermédiaire des conditions aux limites.

Le modèle mésoscopique utilise comme données d'entrée le champ de température provenant du modèle macroscopique, interpolé sur le maillage utilisé par le modèle mésoscopique. Ce dernier simule la nucléation des grains par un modèle CA (*Cellular Automaton*)⁴, en posant l'hypothèse que la nucléation est fonction seulement de la température. La croissance des grains est simulée par le

⁴ Un modèle CA est une idéalisation mathématique du système physique dans lequel l'état de chaque cellule est calculé à chaque pas de temps selon les conditions locales. Dans la plupart des modèles CA, un algorithme déterministe de croissance est utilisé, et la position et l'orientation des nucléi sont choisies de manière aléatoire [63].

modèle Kurz-Giovanola-Trivedi ⁵ (KGT) [58]. Le modèle mésoscopique utilise un maillage cubique, qui est composé de 3000x4500x3 cellules.

Modèle de Péricleous

Les travaux de Pericleous et al. à l'Université de Greenwich combinent deux modèles cette fois-ci 3D : un modèle microscopique [59] et un modèle macroscopique [60]. Le macro-modèle est développé au sein du logiciel de simulation multi-physique PHYSICA et utilise un couplage simplifié entre la dynamique du métal dans le puits liquide et les forces électromagnétiques [61]. Il permet entre autres le calcul du champ électromagnétique dans un domaine de simulation qui inclut la partie supérieure du lingot, la partie inférieure de l'électrode et une partie du creuset [12]. Dans la zone solide, un terme de Darcy est ajouté à l'équation de transport de quantité de mouvement pour décrire l'écoulement du métal dans cette région. Le domaine de simulation pour le comportement hydrodynamique du lingot suit la croissance de ce dernier. Le modèle intègre de plus une possibilité de simuler la trajectoire et la dissolution d'inclusions dans le puits liquide, en tenant compte de leur conductivité électrique.

Le micro-modèle est utilisé pour simuler la croissance des dendrites à partir des champs de température et de vitesse fournis par le macro-modèle. Il tient compte du transport de solutés, et utilise un algorithme imposant l'anisotropie dans le développement des dendrites. Le modèle intègre quatre parties : une simulation de la nucléation, une simulation du transport de solutés, un calcul de la fraction solide, et enfin un calcul de la croissance des dendrites. Un maillage de 100x50x200 cellules est utilisé, correspondant à une zone simulée de quelques millimètres [59]. Cette zone est positionnée à proximité du front de solidification du métal.

Modèle de Kou

Ce modèle, développé récemment à la Northwestern Polytechnical University à Xi'an, n'est que peu détaillé dans l'article de Kou et al. [62]. Un macro-modèle utilise les logiciels ANSYS et ProCAST pour calculer le champ de température dans l'ensemble du lingot, ainsi que le champ de vitesse dans le puits liquide. Concernant ce dernier, seules les forces de convection naturelle sont considérées, et les forces de Lorentz ne sont pas prises en compte. Par ailleurs, le modèle néglige le transport de soluté et d'éventuelles réactions chimiques dans le puits liquide. Le modèle mésoscopique utilise une simulation CA pour représenter la nucléation hétérogène décrite en utilisant une distribution gaussienne. La vitesse de croissance des dendrites dépend uniquement de la température locale. Le modèle est appliqué à la simulation d'une refusion d'un lingot de Ti-6Al-4V ayant un diamètre de 100 mm et une hauteur de 180 mm.

I.2.2 Application de modèles numériques pour simuler l'impact d'un mouvement d'ensemble de l'arc sur la solidification du lingot

Depuis l'observation d'une possible distribution asymétrique de la distribution de l'arc durant la refusion, plusieurs modèles numériques ont été utilisés pour simuler les impacts de cette asymétrie sur la solidification du lingot.

I.2.2.1 Etude de Shevchenko et al.

La première de ces études a été effectuée par Shevchenko et Ward à l'Université de Birmingham, en utilisant un modèle simplifié du bain liquide simulant l'écoulement du métal et les transferts thermiques [3], sans prendre en compte la solidification du métal, le flux de masse provenant de l'électrode, ainsi que les forces de Marangoni présentes à la surface du puits liquide. Les forces de Lorentz sont calculées séparément grâce au logiciel Vector Fields Opera 3d, qui simule la circulation du courant électrique dans l'ensemble du four. Ce logiciel ne pouvant simuler un plasma d'arc, l'arc

⁵ Le modèle KGT est un modèle de croissance de grains ou de dendrites où cette croissance est considérée avec un gradient de température positif à l'interface solide/liquide [63].

est modélisé comme un volume solide de métal ayant les propriétés électriques du matériau de l'électrode. La densité de flux de chaleur de l'arc transmis au lingot est calculée en faisant l'hypothèse d'une distribution gaussienne. Le champ de forces de Lorentz ainsi que la densité de flux de chaleur provenant de l'arc sont ensuite importés dans le logiciel CFD ANSYS CFX 5.6 pour calculer le champ de vitesse du métal dans le puits liquide, à l'aide d'un modèle de turbulence k- ϵ . La forme géométrique du puits liquide est fixe et définie à partir de mesures effectuées par Wang [64].

Ce modèle a été utilisé pour simuler l'impact de la distribution de la densité de courant d'arc sur l'hydrodynamique du métal dans le puits liquide, lors d'une refusion industrielle d'Inconel 718 [3]. Les auteurs comparent les mouvements du métal liquide engendrés par une distribution axisymétrique centrée, avec ceux engendrés par une distribution non axisymétrique, dont le maximum de la distribution est localisé à 100 mm de l'axe du lingot et décrit une rotation autour de cet axe avec une période de 36 s (cf. section I.1.3.2). Les champs de température et de vitesse du métal au sein du puits liquide calculés pour les deux types de distribution sont présentés sur la figure I.15. Dans le cas d'une distribution axisymétrique, les mouvements du métal liquide sont dominés par les forces de convection naturelle liées aux gradients de température, alors que dans le cas d'une distribution non axisymétrique, ils sont principalement causés par les forces de Lorentz.

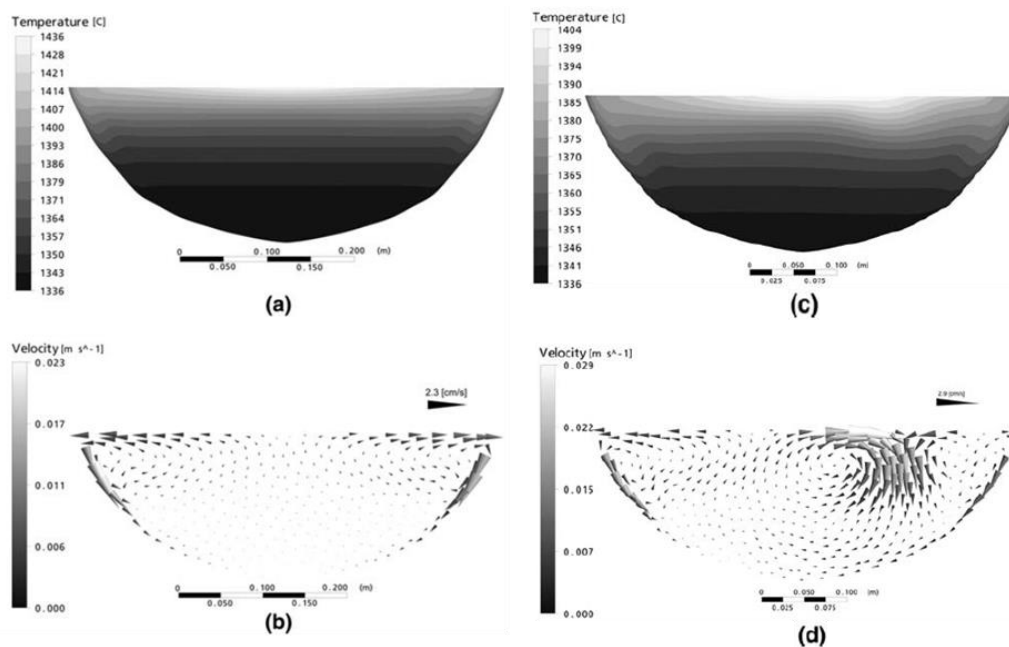


Figure I. 15 : Champs de température et de vitesse du métal au sein du puits liquide pour une distribution d'arc axisymétrique (a et b) et une distribution d'arc non axisymétrique (c et d) [3].

I.2.2.2 Etude de Woodside et al.

Woodside et al. [41] ont étudié l'impact de la dynamique de l'arc sur l'hydrodynamique du métal dans le puits liquide et sur la solidification du lingot à l'aide du code BAR. Ce code étant basé sur une géométrie 2D axisymétrique (voir plus haut), les auteurs ont été contraints de considérer dans leurs simulations uniquement des distributions d'arc axisymétriques, alors même qu'ils ont observé expérimentalement des distributions non axisymétriques (cf. section I.1.3.2). Deux distributions de la densité de courant d'arc ont été étudiées : une distribution dont le maximum est centré sur l'axe du lingot, et une distribution dont le maximum est décentré. Les résultats de ces simulations, correspondant à des refusions industrielles de Ti-6Al-4V, sont présentés sur la figure I.16.

Deux observations sont à tirer de ces simulations. Premièrement, il est remarqué une variation de la température du métal liquide en fonction de la distribution de l'arc considérée, ce qui est en accord avec les résultats obtenus par Shevchenko et Ward [3]. Deuxièmement, il est constaté une variation de

la forme du profil du front de solidification du lingot en fonction de la distribution de l'arc. Selon les auteurs, cela est le signe que la solidification du lingot et la qualité de peau du lingot peuvent être influencées par la distribution de l'arc.

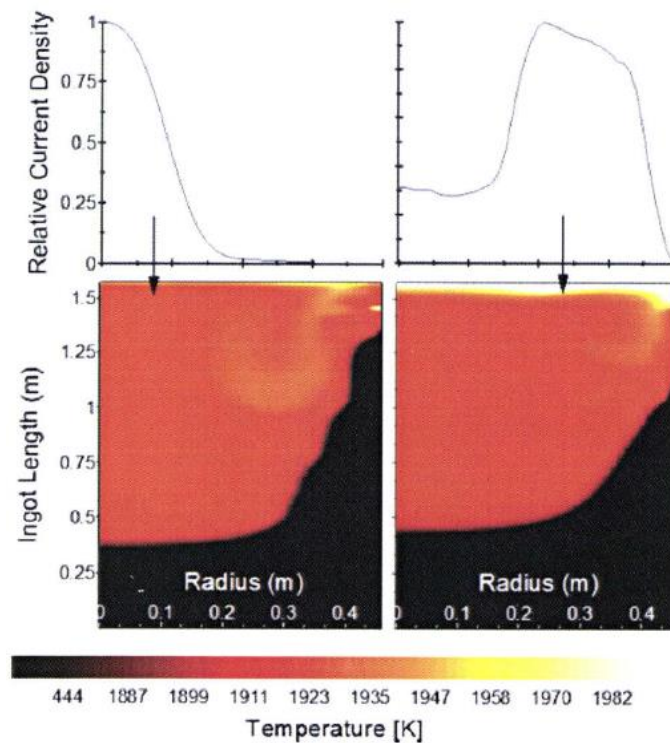


Figure I. 16 : Champ de température dans la zone supérieure du lingot durant deux refusions VAR, simulées en considérant deux distributions d'arc axisymétriques différentes. La simulation de gauche correspond à une distribution centrée et la simulation de droite à une distribution décentrée [41].

I.2.2.3 Etude de Pericleous et al.

En relation avec les travaux expérimentaux de Ward et al. sur la dynamique de l'arc décrits précédemment, les modèles macro [60] et micro [59] ont été appliqués pour étudier l'impact de la dynamique de l'arc sur la température, le comportement du métal liquide, la solidification du lingot, et l'apparition de défauts dans le lingot (plus spécifiquement ceux du type *freckles*), pendant la croissance d'un lingot d'Inconel 718 de 510 mm de diamètre. Cette étude conclut, tout comme celle de Shevchenko et Ward [3], que la présence d'un arc électrique mobile et décentré a un impact sur le champ de température du lingot, sur la distribution de courant dans le four, et sur la dynamique du métal liquide dans le puits liquide. Cette étude montre de plus une modification de la forme du puits liquide [12], provoquée par des fluctuations thermiques dans la zone pâteuse conduisant à des refusions locales. Le modèle prédit une forte variation (multiplication par plus de 300) du nombre de Rayleigh au cours de la refusion.

Chapitre II : Analyse de la dynamique de l'arc à partir d'enregistrements vidéo

Ce chapitre détaille les résultats de l'étude de la dynamique de l'arc effectuée grâce à l'analyse d'enregistrements vidéo de refusions industrielles. Ces enregistrements proviennent des caméras de supervision des fours, qui permettent de visualiser, à travers l'entrefer formé par l'électrode et le creuset, la lumière émise par l'arc et réfléchi par le bain liquide, comme le montre la figure I.9. Les fours dont proviennent les enregistrements analysés dans ce travail étaient équipés de deux caméras diamétralement opposées.

Le chapitre se divise en trois sections. La première section expose les caractéristiques des différentes refusions analysées et détaille le traitement d'images utilisé pour caractériser le comportement de l'arc. La seconde section développe les résultats obtenus en discriminant les analyses effectuées en différentes sous-sections selon la séquence de brassage et le moment au cours de la refusion. Enfin, la troisième section synthétise les différentes dynamiques observées.

II.1 Refusions analysées et traitement d'images effectué

Le tableau II.1 présente les principaux paramètres opératoires des 7 refusions analysées. A l'exception de la refusion 7 menée avec des paramètres opératoires non standard, les conditions opératoires utilisées lors de toutes les refusions correspondent à des paramètres industriels de production. Elles varient principalement par le brassage électromagnétique appliqué. Le tableau présente l'alliage fondu, les conditions de brassage, la tension et l'intensité du courant d'arc ainsi que la vitesse de fusion de l'électrode au cours du palier de fusion principal de la refusion. La refusion 7 est une refusion d'essai au cours de laquelle différents types de brassage ont été appliqués successivement, comme détaillé dans le tableau II.2. Pour des raisons de confidentialité, les paramètres opératoires sont exprimés dans un système d'unités arbitraires (temps, intensité de courant, tension d'arc, vitesse de fusion et intensité maximale de brassage).

Les enregistrements vidéo ont tous été traités de manière similaire. La méthode utilisée s'inspire très fortement des travaux de Ward et al. [11] et est détaillée par Jardy et al. [23]. Elle comporte plusieurs étapes. La première consiste à séparer le film en une série d'images et à appliquer sur ces images une moyenne mobile de deux secondes dans le but d'éliminer les variations rapides de luminosité de l'arc dues au comportement individuel des spots cathodiques et aux déformations rapides de la surface du bain liquide. L'étape suivante consiste à extraire une « région d'intérêt » sur chaque image, puis à construire une séquence temporelle permettant de suivre l'évolution de la luminosité de l'arc dans cette région d'intérêt en fonction du temps. Nous avons choisi d'utiliser trois régions d'intérêt (généralement séparées entre elles de trente degrés) sur les images de chaque caméra, ce qui conduit donc à six régions d'intérêt pour l'ensemble des deux caméras. Du fait de l'opposition des caméras, on obtient trois couples de deux régions opposées l'une à l'autre. Les régions d'intérêt ont une largeur couvrant cinq pixels de l'image et une longueur couvrant entre vingt et cinquante pixels de l'image selon les refusions. La figure II.1 schématise la répartition des six régions d'intérêt sur les films analysés. La figure II.2 présente un exemple d'images extraites des enregistrements vidéo et montre l'évolution au cours du temps de la luminosité moyenne dans l'une des six régions.

Refusion	1	2	3	4	5	6	7
Référence TIMET	613701	901792	901793	901801	901482	614002	901795
Four utilisé	6	9	9	9	9	6	9
Alliage	Ti-6Al-4V	Ti-6Al-4V	TA3V2,5	Ti-6Al-4V	Ti-6Al-4V	Ti-6Al-4V	Ti-6-8-5
Type de brassage	Fort B_{max} / Courte période	Fort B_{max} / Courte période	Fort B_{max} / Courte période	Fort B_{max} / Courte période	Faible B_{max} / Longue période	Très faible B_{max} / Brassage continu	Plusieurs brassages testés
Intensité max. de B (uab)	0,944	0,825	0,825	1,000	0,289	0,081	cf. tableau II.2
Période du brassage (uat)	0,174	0,153	0,153	0,398	0,958	Brassage continu	
Durée de la phase avec B constant (uat)	0,038	0,034	0,034	0,034	0,377		
Durée de la phase d'inversion de B (uat)	0,049	0,042	0,042	0,161	0,102		
Tension d'arc (uav)	0,993	0,993	0,991	0,990	0,991	1,003	
Intensité du courant d'arc (uac)	0,999	0,998	0,998	0,999	0,997	0,999	
Vitesse de fusion (uaf)	1,000	0,994	0,950	0,981	0,969	1,000	
Diamètre moyen du lingot (mm)	830	830	830	830	830	830	720
Diamètre moyen de l'électrode (mm)	750	750	750	750	750	750	660
Commentaires							Refusion test

Tableau II. 1 : Principaux paramètres opératoires des refusions VAR analysées.

Section	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Type de brassage	Fort B_{max} / Longue période	B_{max} intermédiaire/ Courte période	Faible B_{max} / Brassage continu	Brassage unidirectionnel variable	B_{max} intermédiaire/ Courte période	Fort B_{max} / Longue période	Faible B_{max} / Brassage continu	Brassage unidirectionnel variable	Faible B_{max} / Longue période	Faible B_{max} / Longue période
Intensité max. de B (uab)	0,824	0,407	0,201	0,201 à 0	0,407	0,824	0,201	0,201 à 0	0,201	0,160
Période du brassage (uat)	1,000	0,220	Brassage continu	n/a	0,220	1,000	Brassage continu	n/a	1,017	1,000
Durée de la phase avec B constant (uat)	0,419	0,068			0,068	0,419			0,424	0,419
Durée de la phase d'inversion de B (uat)	0,081	0,042			0,042	0,081			0,0845	0,081
Tension d'arc (uav)	0,826 à 0,964	0,967 à 0,982	0,976 à 0,920	0,927 à 0,879	0,905 à 0,990	0,924 à 1,022	1,215 à 0,884	0,890	0,925 à 0,796	0,769 à 0,982
Intensité du courant d'arc (uac)	0,775 à 0,922	0,914	0,914	0,914	0,914	0,914	0,914	0,914	0,914 à 0,330	0,330 à 0,121
Vitesse de fusion (uaf)	0 à 0,903	0,869 à 0,906	0,895 à 0,807	0,803 à 0,747	0,791 à 0,936	0,892 à 0,965	0,976 à 0,822	0,871 à 0,728	0,744 à 0,256	0,256 à 0
Commentaires				Mesure de la distance interélectrode				Mesure de la distance interélectrode		

Tableau II. 2 : Principaux paramètres opératoires des sections composant la refusion 7.

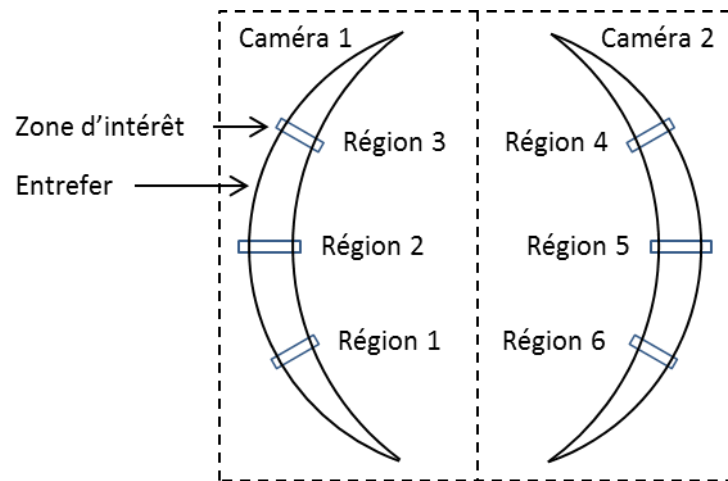


Figure II. 1 : Répartition des six régions d'intérêt sur les images des deux caméras.

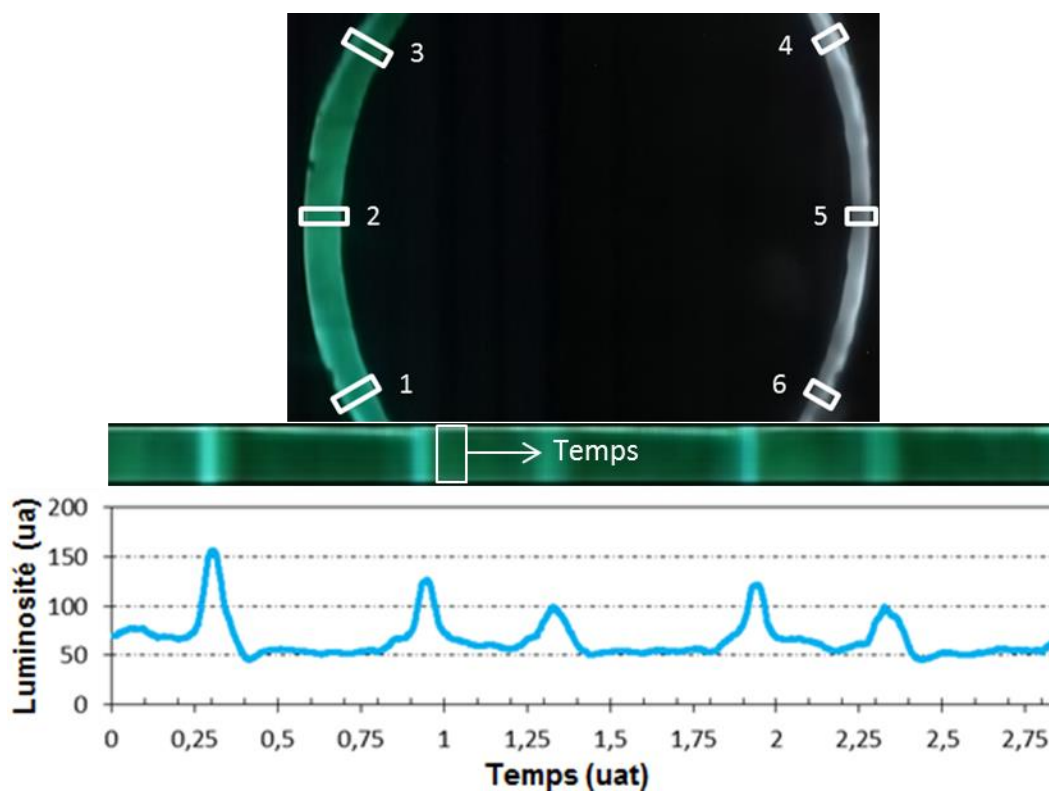


Figure II. 2 : Exemple de séquence temporelle et d'évolution de la luminosité moyenne durant la séquence.

Du fait de l'absence de calibration des caméras et d'un réglage précis de leur orientation, il est impossible d'effectuer une comparaison quantitative de la luminosité de l'arc entre deux régions d'intérêt, que celles-ci soient réparties sur une seule ou sur les deux caméras. Seule une analyse qualitative de la luminosité de l'arc est possible. Ainsi, lorsque nous présenterons nos résultats, la luminosité de l'arc mesurée dans chaque région pourra être modifiée avec un « delta » positif ou négatif, afin de faciliter la lecture des graphiques.

Dans la suite de ce chapitre, nous étudierons tout d'abord les éventuelles périodes caractéristiques d'évolution de la luminosité de l'arc à l'aide d'une analyse de Fourier, puis nous focaliserons plus particulièrement notre attention sur les pics de luminosité apparaissant dans les différentes régions d'intérêt et les éventuels déphasages temporels entre ces pics.

Le traitement des vidéos est effectué grâce à des programmes informatiques précédemment développés à l'IJL [65], légèrement modifiés pour diminuer le nombre d'interventions nécessaires à l'exécution de l'intégralité de l'analyse souhaitée.

II.2 Résultats

Nous exposons ici les résultats de l'analyse de l'évolution de la luminosité de l'arc au cours des différentes refusions présentées dans le tableau II.1. Dans cette étude, nous avons choisi de regrouper les refusions en fonction de l'intensité maximale du champ magnétique de brassage. Ainsi, les différentes sections composant la refusion 7 ont été traitées séparément en fonction de l'intensité maximale du brassage appliqué. Nous avons défini quatre types de brassage :

- Brassage de forte intensité : $B_{\max} \geq 0,8$ uab (refusions 1 à 4 et sections 1 et 6 de la refusion 7) ;
- Brassage d'intensité intermédiaire : $B_{\max} \sim 0,4$ uab (sections 2 et 5 de la refusion 7) ;
- Brassage de faible intensité : $0,2 \text{ uab} \leq B_{\max} \leq 0,3$ uab (refusion 5 jusqu'au premier tiers du hot-topping et sections 3, 7, 9 et 10 de la refusion 7) ;
- Brassage de très faible intensité : $B_{\max} \leq 0,2$ uab (refusion 6 et seconde moitié du hot-topping de la refusion 5).

Les sections 4 et 8 de la refusion 7 menées avec un brassage unidirectionnel variant entre 0,201 uab et 0 seront traitées avec les refusions à brassage de très faible intensité.

Le hot-topping, dans l'ensemble des refusions analysées, se déroule en trois phases illustrées sur la figure II.3. La première phase, de longue durée, est une baisse du courant d'arc avec une vitesse de fusion diminuant au cours du temps. Durant la seconde phase, le courant d'arc reste stable pour une courte durée, en général entre 5 uat et 10 uat. La troisième et dernière phase est marquée, dans sa majorité, par un courant d'arc notablement inférieur à celui des phases précédentes. Notre analyse de la dynamique de l'arc pendant le hot-topping s'est focalisée sur les première et seconde phases. La dynamique de l'arc n'a pas été analysée lors de la troisième phase (section 10 de la refusion 7, par exemple) car le rayonnement thermique provenant de l'électrode et du bain liquide prédomine alors sur le rayonnement émis par l'arc sur les images vidéo.

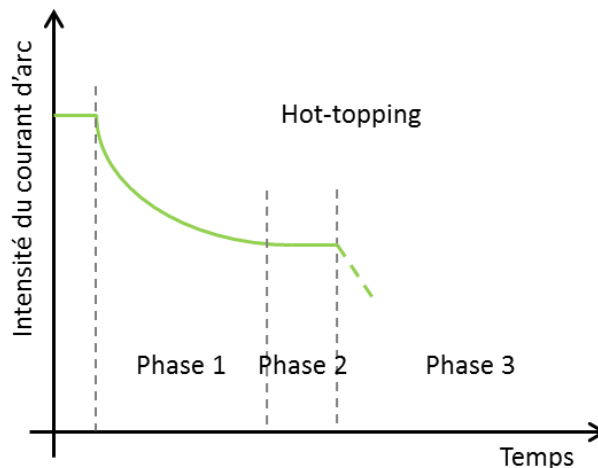


Figure II. 3 : Illustration des différentes phases du hot-topping.

Il est à noter que, si la dynamique de l'arc a été étudiée durant les paliers de fusion et durant les hot-toppings, elle ne l'a pas été lors des séquences précédant les paliers de fusion. Ces dernières sont caractérisées par de fortes variations des paramètres opératoires ainsi que des conditions thermiques de l'électrode et du lingot susceptibles d'influencer le comportement de l'arc.

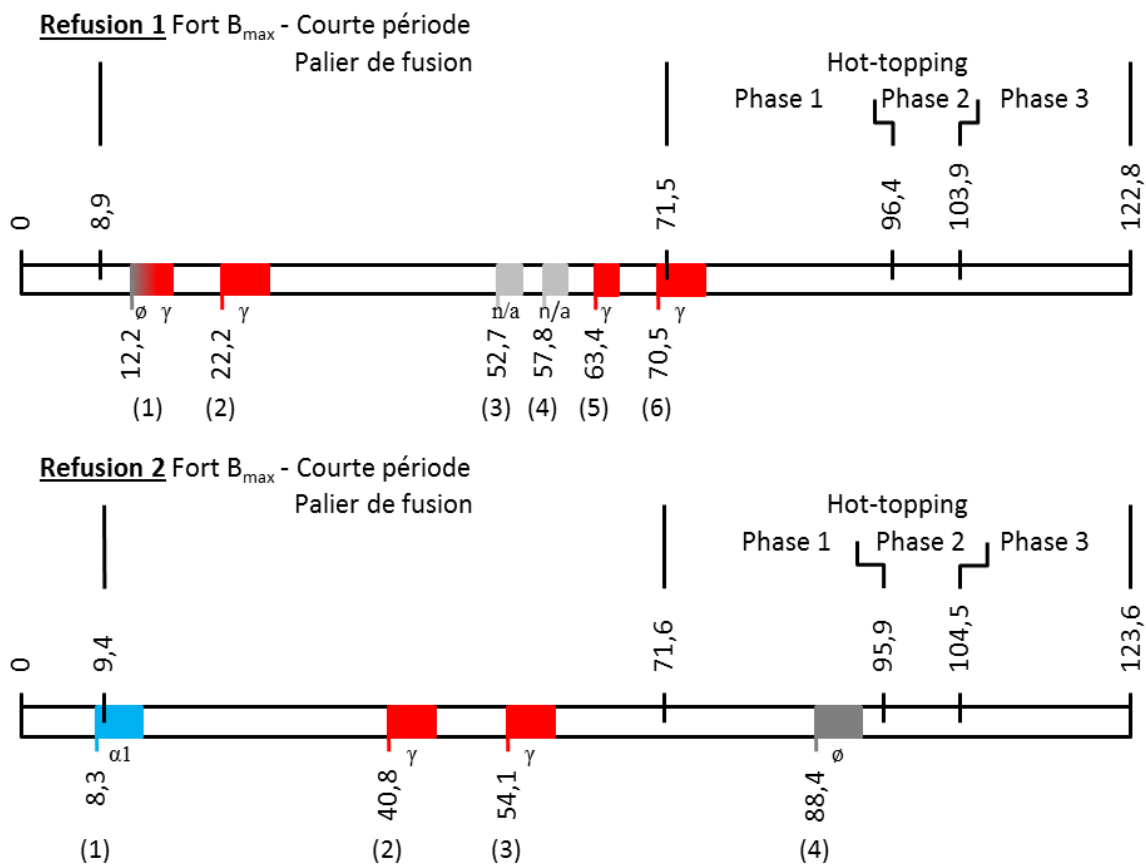
Dans la suite de ce manuscrit, quatre terminologies particulières seront employées dans le cadre des brassages alternés. Nous utiliserons les termes de :

- « plateau positif » pour décrire la phase de la séquence du brassage lorsque le champ magnétique est d'intensité constante et de polarité positive ;
- « plateau négatif » pour décrire la phase de la séquence du brassage lorsque le champ magnétique est d'intensité constante et de polarité négative ;
- « rampe positive » pour décrire la phase de la séquence du brassage lorsque l'intensité du champ magnétique diminue puis ré-augmente pour passer d'une polarité négative à une polarité positive ;
- « rampe négative » pour décrire la phase de la séquence du brassage lorsque l'intensité du champ magnétique diminue puis ré-augmente pour passer d'une polarité positive à une polarité négative.

La terminologie de « plateaux de brassage » (respectivement « rampes de brassage ») sera utilisée pour désigner indistinctement les plateaux (respectivement les rampes) positifs et négatifs.

II.2.1 Brassage de forte intensité

Cette section décrit l'analyse de la dynamique de l'arc lors des refusions à forte intensité de brassage, c'est-à-dire les refusions 1, 2, 3 et 4 et les sections 1 et 6 de la refusion 7. La figure II.4 présente, pour chaque refusion, sa durée totale, ses différentes phases (palier de fusion et hot-topping) ainsi que la localisation des séquences temporelles sélectionnées pour analyser l'évolution de la luminosité. Toutes les séquences durent 5,07 uat, à l'exception de la séquence 1 de la refusion 1 qui dure 4,50 uat, des séquences 3, 4 et 5 de la refusion 1 et des séquences 1 et 6 de la refusion 7 qui durent 2,53 uat. Du fait de la grande différence d'intensité du courant d'arc entre le palier de fusion et le hot-topping, nous étudierons séparément le comportement de l'arc durant ces deux phases.



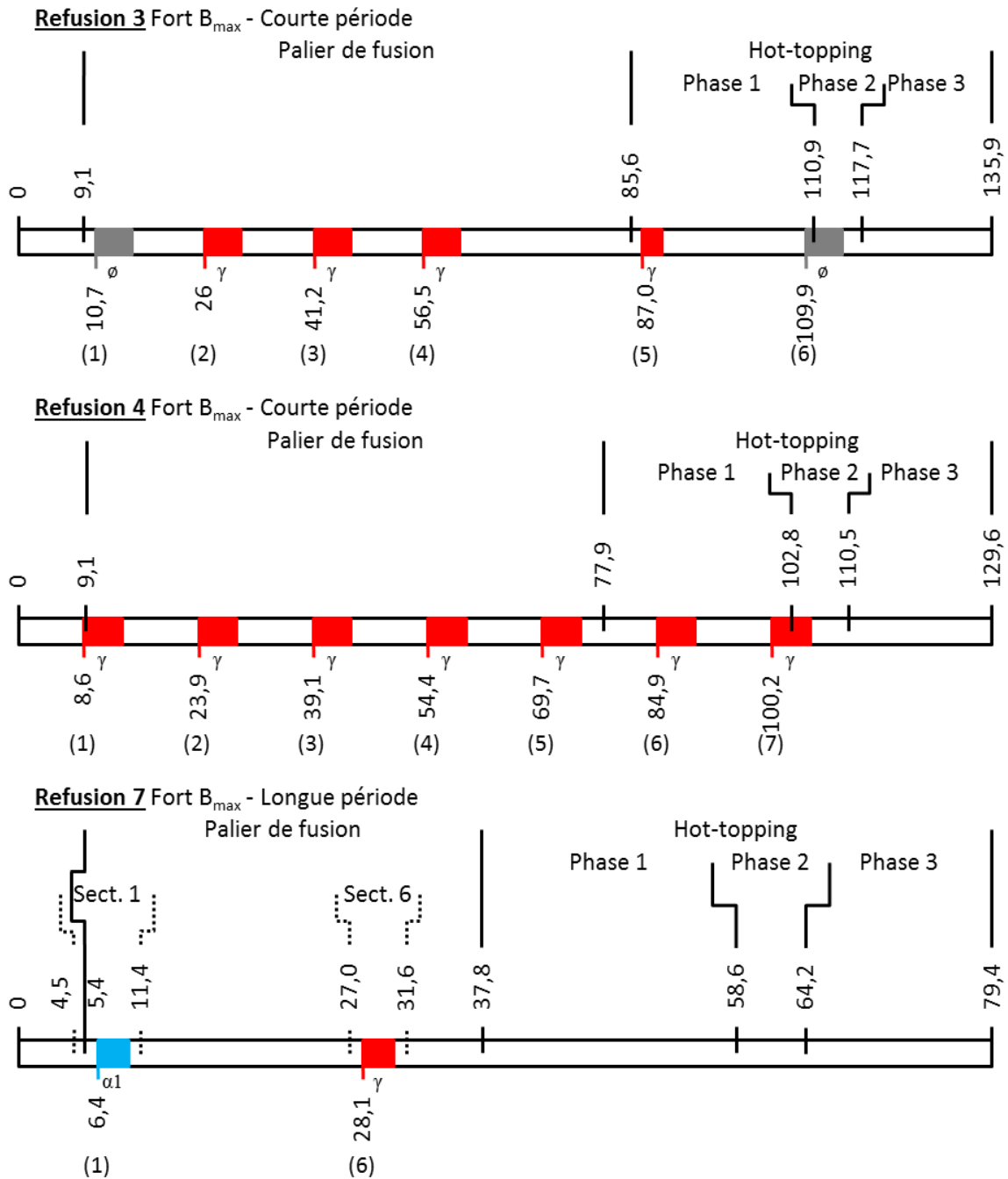


Figure II. 4 : Analyse de la dynamique de l'arc dans le cas d'un brassage de forte intensité. Définition des séquences temporelles analysées. La légende sous chaque séquence indique le type de « pattern » observé. Le code couleur utilisé est défini dans le tableau II.3. Toutes les valeurs données sur la figure sont exprimées en uat.

Couleur	Pattern	Couleur	Pattern
	$\alpha 1$		$\alpha 2$
	γ		$\delta 1$
	$\delta 2$		$\epsilon 1, \epsilon 2$
	$\epsilon 1, \epsilon 2$		Impossibilité de conclure (n/a)
	Séquence non analysée		

Tableau II. 3 : Code couleur utilisé pour indiquer le type de pattern lumineux observé.

II.2.1.1 Dynamique observée pendant le palier de fusion

Les analyses de la luminosité de l'arc durant le palier de fusion sont exposées selon le type de brassage appliqué. Nous commençons par étudier les cas de brassages alternés de courte période en séparant les refusions selon la rapidité de l'inversion de polarité. L'inversion rapide de polarité concerne les refusions 1, 2 et 3, tandis que l'inversion lente concerne la refusion 4. Enfin, nous étudions le cas d'un brassage à longs plateaux de brassage, correspondant aux sections 1 et 6 de la refusion 7.

Brassage alterné à courte période avec une inversion rapide de la polarité

Deux schémas répétitifs (appelés « patterns » dans la suite de ce manuscrit) d'évolution de la luminosité de l'arc ont été constatés lors des séquences analysées. Le premier pattern (α_1) a été identifié au début du palier de fusion de la refusion 2. Le second pattern (γ) a été observé lors de la majorité des séquences analysées au cours du palier de fusion des refusions 1 à 3.

Les figures II.5 et II.6, qui présentent l'évolution de la luminosité de l'arc durant la première séquence de la refusion 2, illustrent le pattern α_1 . La première observation est l'évolution périodique de la luminosité. Une analyse spectrale montre que la période caractéristique primaire est égale à la période du brassage, hormis pour la région 2 où elle est égale à la demi-période de brassage. Cela suggère l'existence d'une forte corrélation entre l'évolution de la luminosité de l'arc et le cycle de brassage.

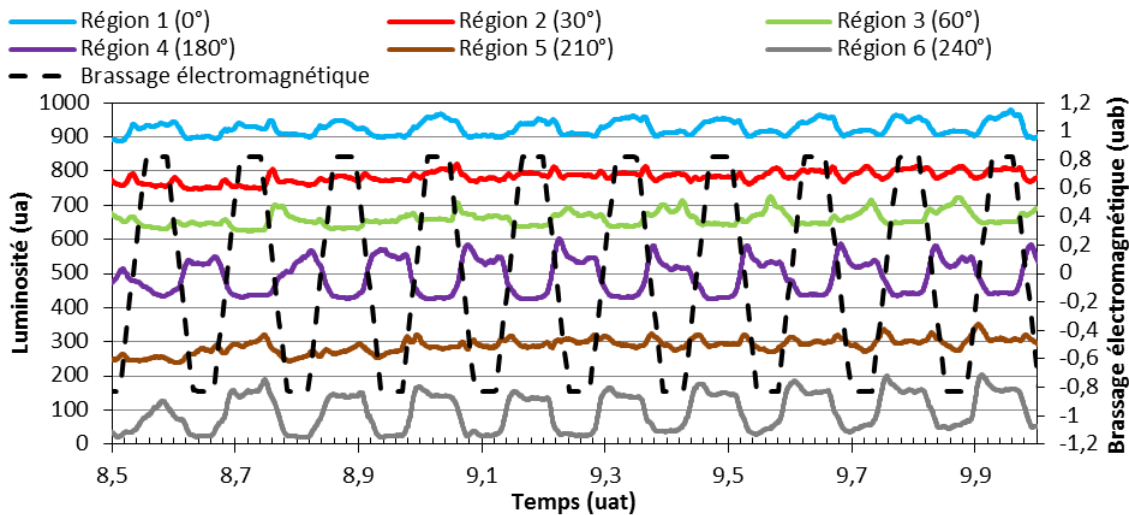


Figure II. 5 : Evolution de la luminosité au cours de la séquence 1 de la refusion 2 (pattern α_1).

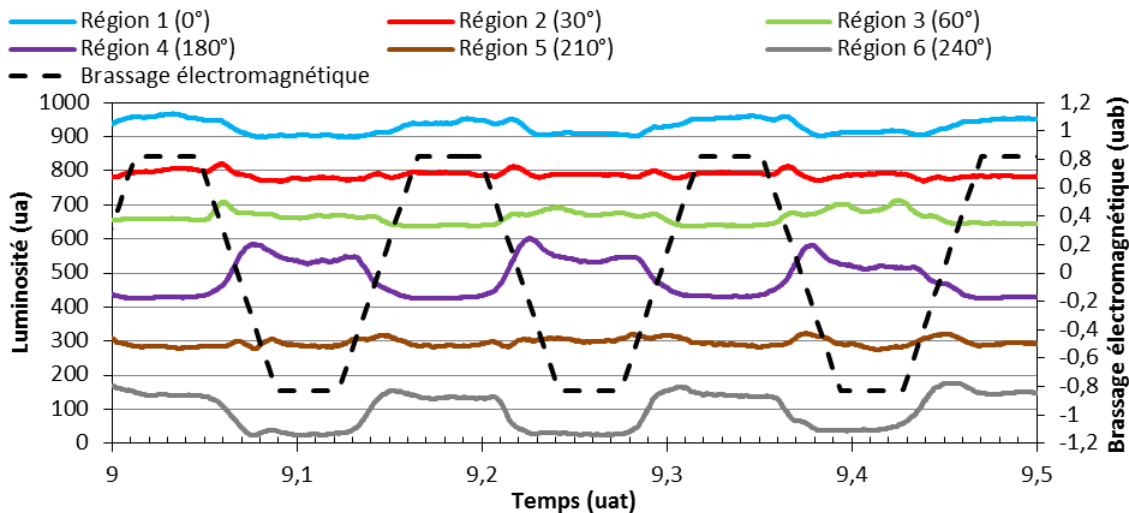


Figure II. 6 : Extrait de la figure II.5 avec une échelle temporelle dilatée (pattern α_1).

Le pattern $\alpha 1$ se caractérise d'une part par une relative stabilité de la luminosité de l'arc lors des plateaux de brassage, avec un plateau de forte luminosité dans certaines zones et, d'autre part, par une forte évolution pendant les rampes de brassage. La position des zones à forte luminosité dépend de la polarité du brassage. Elles sont situées au niveau des régions 1 et 6 lors des plateaux positifs et au niveau des régions 3 et 4 lors des plateaux négatifs. Lors des rampes positives, la luminosité chute au niveau des régions 3 et 4 et augmente pratiquement simultanément au niveau des régions 1 et 6. Lors des rampes négatives, la luminosité chute au niveau des régions 1 et 6 tout en augmentant quasiment en même temps au niveau des régions 3 et 4. Elle n'évolue que très faiblement dans les régions 2 et 5.

Les figures II.7 et II.8 illustrent le pattern γ en présentant l'évolution de la luminosité de l'arc au cours de la troisième séquence de la refusion 3. Ce pattern est présent au cours des séquences 1, 2, 5 et 6 de la refusion 1, des séquences 2 et 3 de la refusion 2 et des séquences 2, 3 et 4 de la refusion 3. Remarquons que les séquences 3 et 4 de la refusion 1 ne sont pas concluantes en raison de la mauvaise qualité du film d'une des deux caméras. Toutefois la seconde caméra montre pour ces deux séquences une évolution de la luminosité compatible avec le pattern γ .

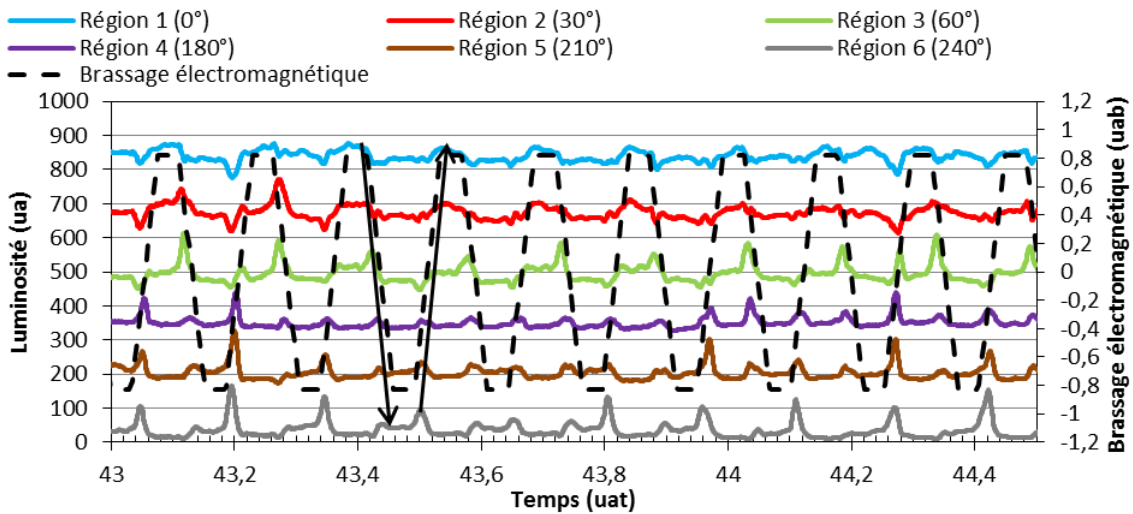


Figure II. 7 : Evolution de la luminosité au cours de la séquence 3 de la refusion 3 (pattern γ). Les flèches montantes et descendantes indiquent le sens d'apparition des pics de luminosité.

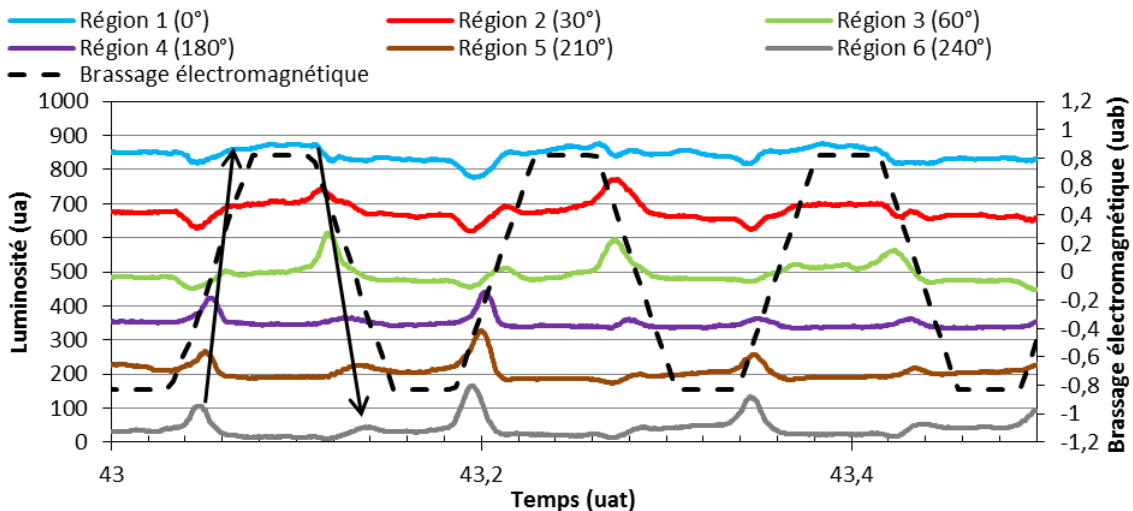


Figure II. 8 : Extrait de la figure II.7 avec une échelle temporelle dilatée (pattern γ). Les flèches montantes et descendantes indiquent le sens d'apparition des pics de luminosité.

L'évolution de la luminosité est à nouveau périodique et une analyse spectrale montre que la luminosité de l'arc évolue dans chaque région d'intérêt selon une période caractéristique principale qui est égale, soit à la période de brassage, soit à la demi-période de brassage.

Comme le pattern $\alpha 1$, le pattern γ se caractérise par une relative stabilité de la luminosité de l'arc lors des plateaux de brassage et par une forte variation de la luminosité durant les rampes de brassage. En revanche, à la différence du pattern $\alpha 1$, il n'est généralement pas observé de différence du niveau de la luminosité de l'arc dans une région d'intérêt donnée en fonction de la polarité lors des plateaux de brassage. Durant les rampes de brassage, on constate l'apparition de pics de luminosité, qui apparaissent de façon organisée en suivant un ordre dépendant généralement du signe de la rampe (cf. tableau II.4). Notons que l'amplitude des pics est fortement variable d'une région d'intérêt à l'autre. Lors de la refusion 1, les pics apparaissent dans la majorité des cas dans le sens horaire lors des rampes positives en commençant par la région 4 et en finissant par la région 3. Ils surviennent dans le sens antihoraire lors des rampes négatives en commençant par la région 2 et en finissant par la région 3 ou 4. Lors de la refusion 2, ils se manifestent le plus souvent dans le sens antihoraire lors des rampes positives en commençant par la région 1 et en finissant par la région 3, et dans le sens horaire lors des rampes négatives en commençant par la région 3 et en finissant par la région 1. Lors de la refusion 3, ils apparaissent dans le sens antihoraire lors des rampes positives (de la région 6 à la région 1) et dans le sens horaire lors des rampes négatives (de la région 1 à la région 6). Dans tous les cas, les pics de luminosité ne décrivent pas une rotation complète autour de l'axe de symétrie de l'électrode.

Refusion	1	2	3
Rampe positive			
Rampe négative			

Tableau II. 4 : Points de départ et d'arrivée de l'arc d'après les pics de luminosité observés la plupart du temps lors de l'inversion de la polarité du brassage dans le cas des refusions 1, 2 et 3.

Si nous venons de décrire les caractéristiques les plus fréquentes du pattern γ , nous avons aussi observé plusieurs variations de ce pattern d'une refusion à l'autre ou d'une séquence à l'autre, voire au cours d'une séquence. Durant la séquence 1 de la refusion 1 et la séquence 4 de la refusion 3, nous avons observé des zones à forte luminosité lors des plateaux de brassage, au niveau des régions 2 et 3 quand la polarité était positive et au niveau de la région 6 quand elle était négative. De plus, le mouvement de l'arc décrit lors des rampes de brassage peut varier. Si dans la majorité des cas, le sens de rotation des pics s'inverse d'une rampe de brassage à l'autre, il arrive que pendant de courts intervalles de temps, environ une dizaine de périodes de brassage, le sens de rotation ne change pas d'une rampe de brassage à l'autre. Cela est observé, entre autres, lors de la première partie de la séquence 5 de la refusion 1. Ensuite, le nombre de pics de luminosité observé peut varier, de trois pics (séquence 2 de la refusion 3) à six pics (séquence 3 de la refusion 3). Enfin, le déphasage entre ces pics de luminosité peut fluctuer sur une même séquence, du simple au double (séquence 6 de la refusion 7).

Brassage alterné à courte période avec une inversion lente de la polarité

Les figures II.9 et II.10 présentent à titre d'exemple l'évolution de la luminosité de l'arc pendant les séquences 3 et 4 de la refusion 4.

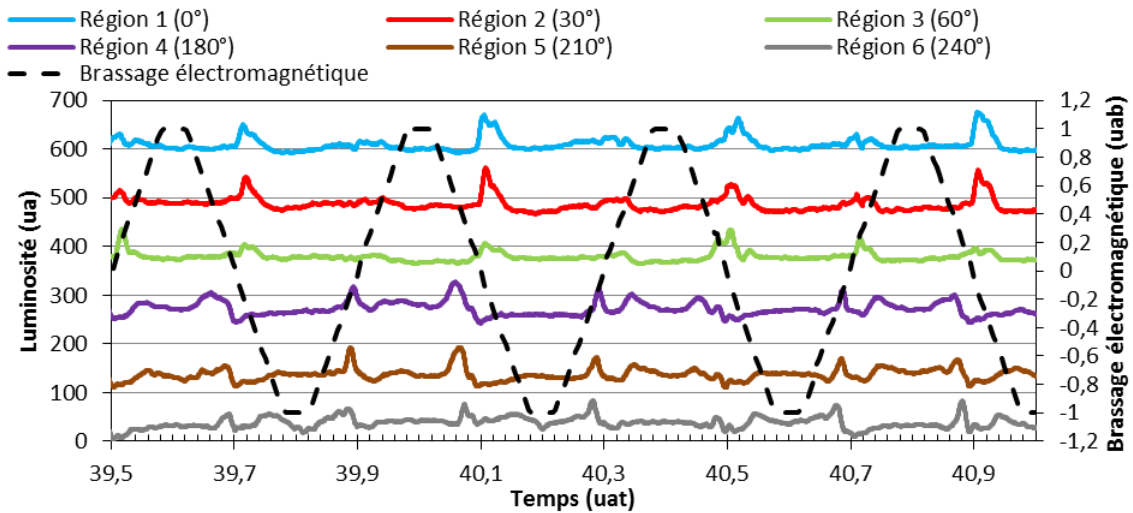


Figure II. 9 : Evolution de la luminosité au cours de la séquence 3 de la refusion 4 (pattern γ).

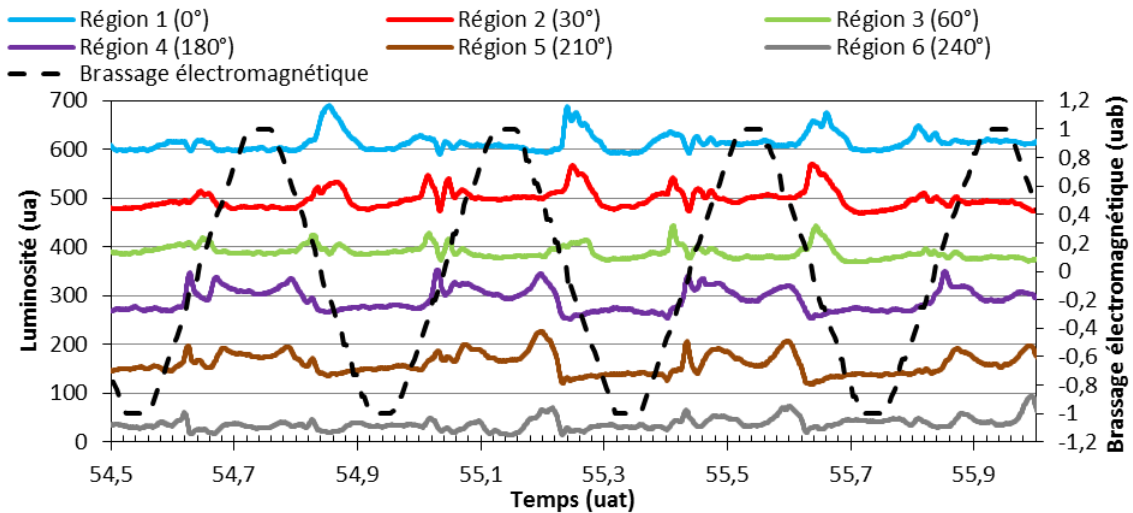


Figure II. 10 : Evolution de la luminosité au cours de la séquence 4 de la refusion 4 (pattern γ).

Les analyses spectrales montrent que la luminosité de l'arc évolue périodiquement durant ces deux séquences. La période caractéristique primaire d'évolution de la luminosité de l'arc dans une région d'intérêt est généralement soit la période de brassage, soit la demi-période de brassage.

Les évolutions de la luminosité de l'arc observées sur ces figures présentent de fortes similitudes avec celles observées lors du pattern γ décrit dans la section précédente. On constate à nouveau une relative stabilité de la luminosité au cours des plateaux de brassage et une variation de la luminosité de l'arc sous forme de pics de luminosité apparaissant de façon organisée durant les rampes de brassage. Toutefois, à la différence des refusions 1, 2 et 3 pour lesquelles le pattern γ était assez régulier, l'évolution de la luminosité dans la refusion 4 est plus irrégulière. Nous avons notamment observé des variations dans l'ordre d'apparition des pics, ainsi que des pics quasi-simultanés au niveau d'une caméra lorsque l'intensité instantanée du champ magnétique est proche de zéro (par exemple à 55,56 uat sur la figure II.10). Exceptionnellement, il peut être également constaté au cours d'une inversion de polarité du brassage une inversion de l'ordre d'apparition des pics de luminosité, avec les trois premiers pics dans un sens et les trois suivants dans l'autre (par exemple à 40,5 uat sur la figure II.9 où l'on remarque des pics au niveau des régions 4 à 6 dans le sens horaire puis des pics au niveau des régions 3 à 1 dans le sens antihoraire).

Brassage alterné à longue période

Nous discuterons ici des sections 1 et 6 de la refusion 7, qui ont été menées avec des plateaux de brassage beaucoup plus longs (environ 12 fois) que pendant les refusions analysées dans les deux sections précédentes. Les figures II.11 et II.12 présentent l'évolution de la luminosité de l'arc au cours de ces deux sections.

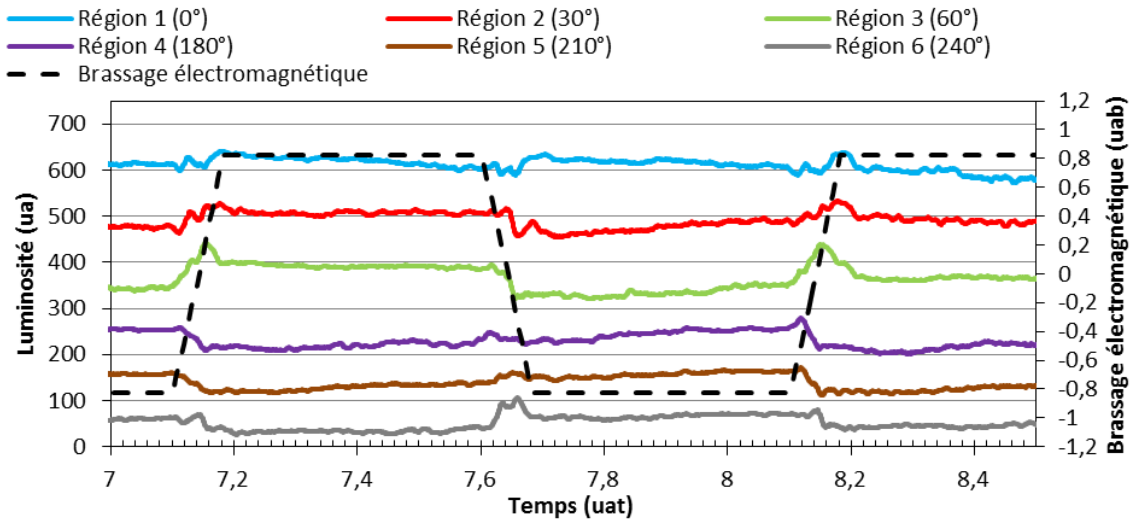


Figure II. 11 : Evolution de la luminosité au cours de la séquence 1 de la refusion 7 (pattern $\alpha 1$).

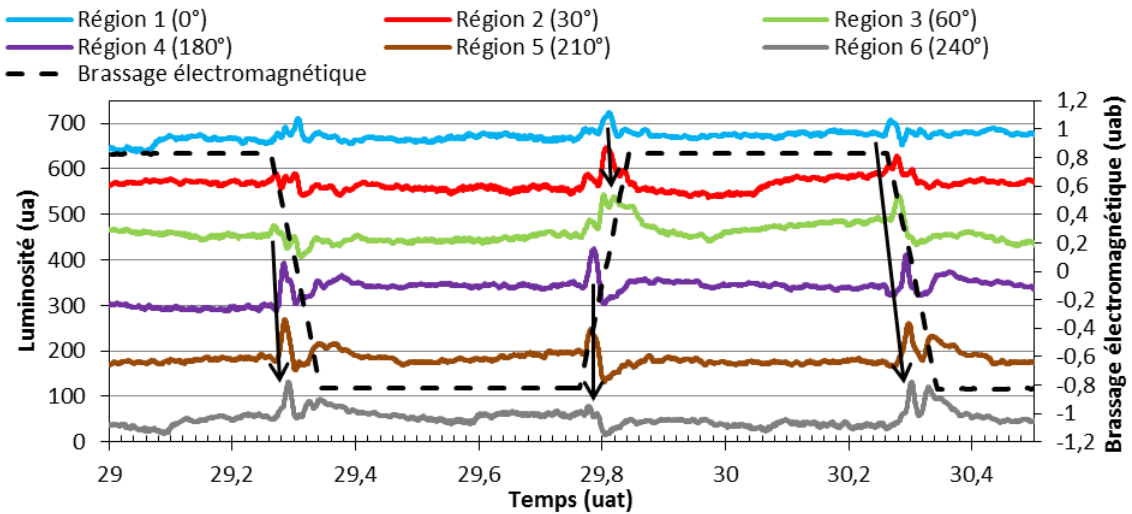


Figure II. 12 : Evolution de la luminosité au cours de la séquence 6 de la refusion 7 (pattern γ). Les flèches montantes et descendantes indiquent le sens d'apparition des pics de luminosité.

Dans ces deux séquences, on observe de nouveau une relative stabilité de la luminosité de l'arc pendant les plateaux de brassage et une évolution de la luminosité de l'arc au cours des rampes de brassage.

L'évolution de la luminosité au cours de la section 1 est caractéristique du pattern $\alpha 1$ (voir précédemment), avec des zones lumineuses pendant les plateaux de brassage. La localisation de ces zones diffère cependant de celle observée lors de la séquence 1 de la refusion 2. Elles correspondent aux régions 2 et 3 (respectivement 5 et 6) lors des plateaux positifs (respectivement négatifs). De plus, une augmentation ou une diminution lente de la luminosité peut être observée au niveau de certaines régions (particulièrement les régions 2 et 3).

Pendant la section 6, l'évolution de la luminosité suit le pattern γ (voir précédemment), caractérisé par une relative stabilité de la luminosité durant les plateaux de brassage et par l'apparition de pics de

luminosité au cours des rampes de brassage. Pendant cette séquence, les pics de luminosité apparaissent majoritairement dans le sens horaire, quel que soit le signe de la rampe.

II.2.1.2 Dynamique observée pendant le hot-topping

Deux comportements différents de la luminosité de l'arc ont été identifiés dans les séquences analysées durant les hot-toppings. Le premier, illustré sur la figure II.13, correspond au pattern γ . Il est observé lors de la séquence 6 de la refusion 1, de la séquence 5 de la refusion 3 et lors des séquences 6 et 7 de la refusion 4.

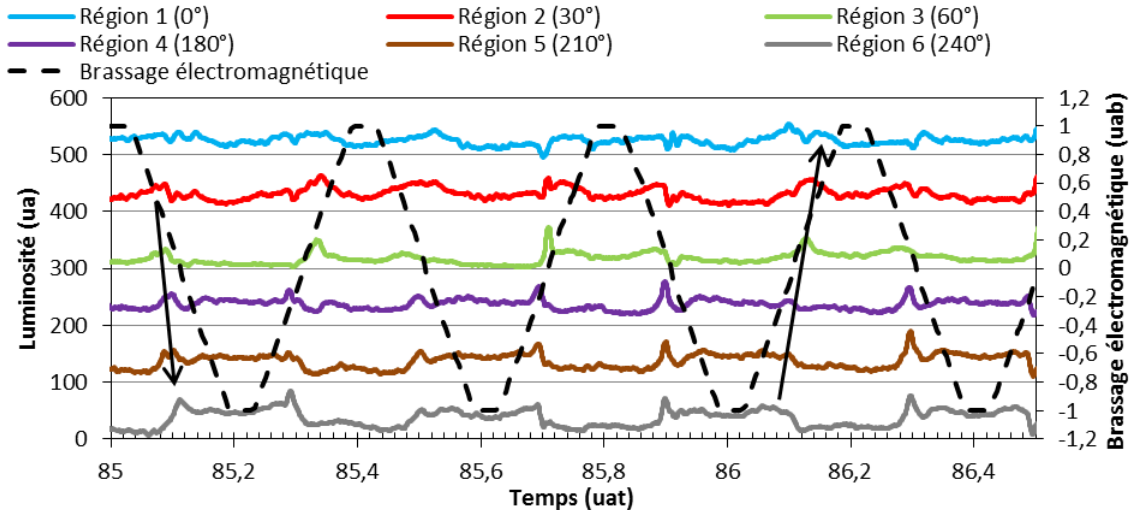


Figure II. 13 : Evolution de la luminosité au cours de la séquence 6 de la refusion 4 (pattern γ). Les flèches montantes et descendantes indiquent le sens d'apparition des pics de luminosité.

On constate à nouveau une évolution périodique de la luminosité de l'arc, avec la période de brassage pour période caractéristique primaire d'après les analyses de Fourier au niveau de l'ensemble des régions analysées, excepté au niveau de la région 1 où la période caractéristique primaire est la demi-période de brassage. Au cours des rampes de brassage, les pics de luminosité apparaissent dans le sens antihoraire (des régions 1 ou 6 vers les régions 1 ou 2) lors des rampes positives, tandis qu'ils se manifestent dans le sens horaire (des régions 2 ou 3 vers la région 1) lors des rampes négatives.

Le second comportement de la luminosité de l'arc a été observé durant la séquence 4 de la refusion 2 (cf. figure II.14) et la séquence 6 de la refusion 3 (cf. figure II.15). L'évolution de la luminosité au cours de ces deux séquences a de nombreux points communs. Tout d'abord, l'amplitude des variations de la luminosité est notablement moins importante lors de ces séquences que durant le palier de fusion. De plus, un bruit important est présent dans les résultats des analyses, contrairement aux séquences se déroulant lors des paliers de fusion. Ces deux différences peuvent être expliquées par le courant d'arc moins important qui implique la présence d'un nombre plus faible de spots cathodiques. L'évolution de la luminosité durant ces séquences reste périodique, avec pour période primaire la demi-période de brassage. Toutefois, il n'est pas possible d'identifier un pattern spécifique d'évolution de la luminosité, qui reste néanmoins relativement stable lors des phases à brassage constant et tend à varier davantage lors des inversions de polarité. Ces variations se font sous la forme de pics de faible amplitude qui apparaissent au niveau des six régions d'intérêt, par groupes de trois pics successivement sous chaque caméra. L'ordre d'apparition des pics n'est cependant pas assez régulier pour qu'un pattern puisse être défini.

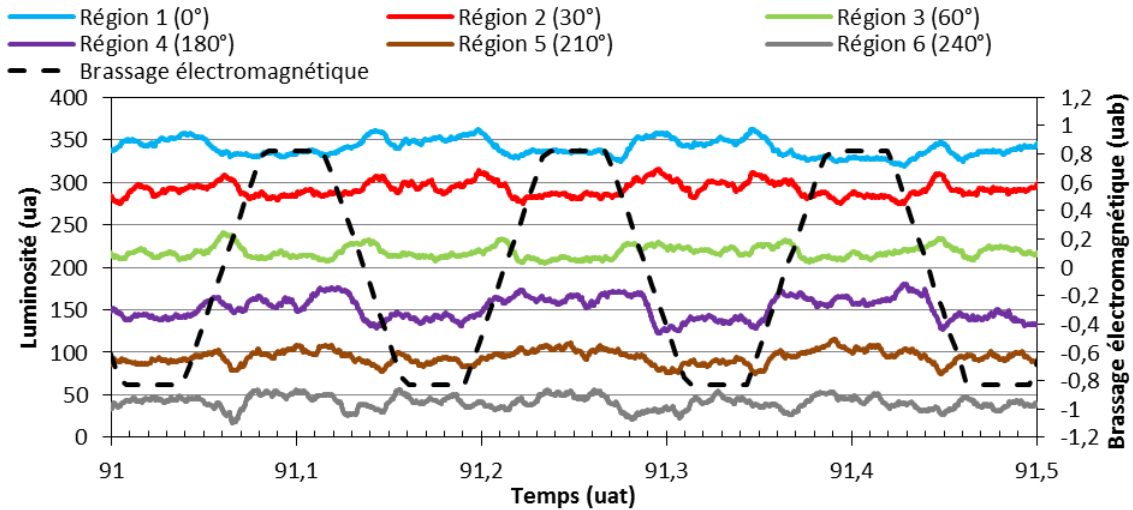


Figure II. 14 : Evolution de la luminosité au cours de la séquence 4 de la refusion 2.

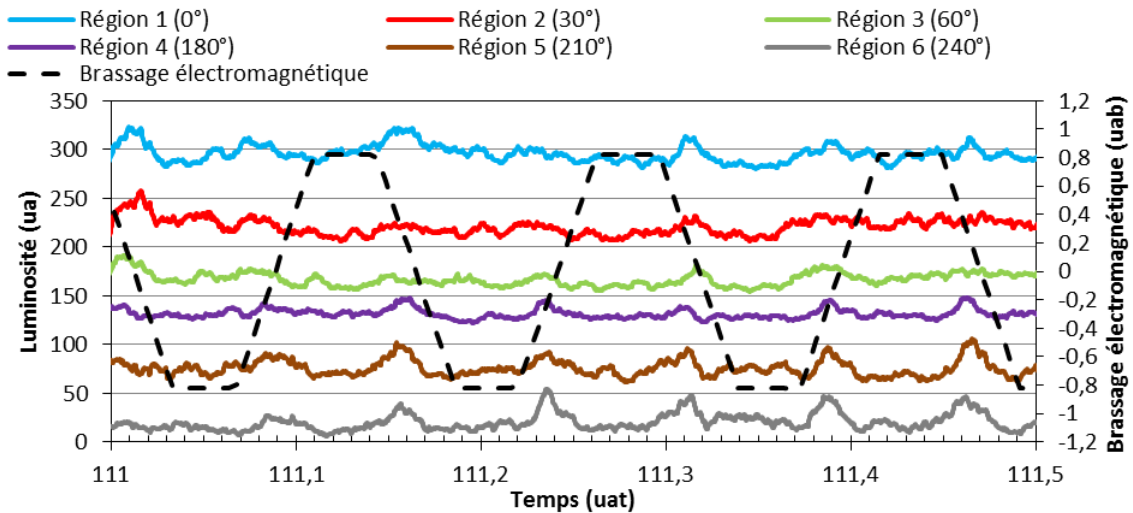


Figure II. 15 : Evolution de la luminosité au cours de la séquence 6 de la refusion 3.

II.2.1.3 Récapitulatif : patterns observés pour un brassage de forte intensité

Dans la plupart des séquences analysées, décrites précédemment, nous avons observé une évolution périodique de la luminosité à une position donnée qui peut avoir deux origines. La première est une modification localisée de l'angle de réflexion de la surface du bain liquide qui se déplacerait à la surface du bain. Ceci pourrait être lié aux déformations de la surface du bain induites par l'inversion de la polarité du brassage. La seconde origine est un décentrement et un mouvement d'ensemble de l'arc.

Toutefois, la première explication semble peu probable. Un argument qui s'oppose à celle-ci est le fait que le premier pic observé au début d'une rampe de brassage ou que la localisation de la zone de forte luminosité lors des plateaux de brassage se produisent la plupart du temps dans la même région d'intérêt pour une refusion donnée. Il est très peu probable qu'une déformation localisée de la surface conduise à un tel comportement. Par ailleurs, le fait que, lors de certaines séquences (par exemple la séquence 2 de la refusion 3), l'ordre d'apparition des pics dans les différentes régions d'intérêt soit identique lors des rampes positive et négative semble également contredire cette première explication. En effet, si les pics étaient liés à une déformation de surface causée par l'inversion de la polarité, le signe de la rampe d'inversion devrait systématiquement modifier l'ordre d'apparition des pics. Par conséquent, nous pouvons raisonnablement considérer que les variations de luminosité observées traduisent principalement un mouvement d'ensemble angulaire de l'arc électrique.

Les refusions à forte intensité de brassage sont marquées par une forte corrélation entre l'évolution de la luminosité de l'arc et le brassage électromagnétique. Lorsque le champ magnétique appliqué est constant (plateaux de brassage), la luminosité de l'arc évolue très faiblement, contrairement aux rampes de brassage où l'évolution de la luminosité est importante. Ainsi, il semble que le mouvement de l'arc se produise de manière préférentielle durant les rampes de brassage. Dans la suite de cette section, les deux patterns d'évolution de la luminosité de l'arc ($\alpha 1$ et γ) sont interprétés en terme de dynamique du centre de gravité lumineux de l'arc.

Pattern $\alpha 1$

Dans le pattern $\alpha 1$, la localisation du centre de gravité de l'arc semble alterner entre deux « zones stables », fortement décentrées et diamétralement opposées. L'arc se positionne au niveau de l'une de ces deux zones durant les plateaux de brassage. La zone occupée alterne selon la polarité du brassage. La simultanéité des variations de la luminosité dans les régions d'intérêt 1 et 6 d'une part et 3 et 4 d'autre part ainsi que la très faible variation de la luminosité de l'arc dans les régions d'intérêt 2 et 5 observées sur la figure II.5 laissent à penser que le mouvement de l'arc entre les deux zones stables, qui a lieu lors des rampes de brassage, est assez rectiligne. La figure II.16 schématise le mouvement du centre de gravité de l'arc lors de ce pattern avec le code couleur du tableau II.5.

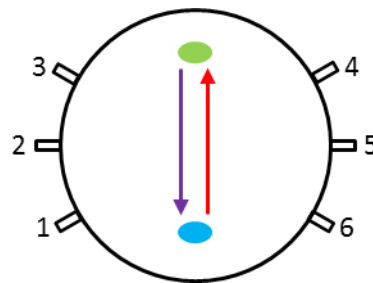


Figure II. 16 : Schématisation du mouvement du centre de gravité de l'arc lors du pattern $\alpha 1$.

Signe	Signification	Phase du brassage
● (bleu)	Position relativement stable du centre de gravité de l'arc	Plateau positif
→ (bleu)	Mouvement du centre de gravité de l'arc	
→ (rouge)	Mouvement du centre de gravité de l'arc	Rampe négative
● (vert)	Position relativement stable du centre de gravité de l'arc	Plateau négatif
→ (vert)	Mouvement du centre de gravité de l'arc	
→ (violet)	Mouvement du centre de gravité de l'arc	Rampe positive

Tableau II. 5 : Code couleur utilisé dans les schémas des différents patterns de la dynamique de l'arc.

Pattern γ

Le pattern γ peut être interprété comme une rotation partielle (de 180° à 330° selon les cas) du centre de gravité de l'arc autour de l'axe de symétrie de l'électrode durant les rampes de brassage. Le sens de ces rotations alterne généralement selon le signe de la rampe. La corrélation entre le sens de rotation et le signe de la rampe semble toutefois dépendre de la refusion (cf. comportement différent de la refusion 1 par rapport aux refusions 2 et 3). Il est important de noter que le point de départ et le point final du mouvement de rotation varient d'une refusion à l'autre et évoluent également au cours d'une refusion, comme par exemple pendant la séquence 6 de la refusion 7. Pendant les plateaux de brassage, l'arc reste stable. La localisation de cette zone stable dépend de la polarité du plateau de brassage et elle est généralement centrée ou faiblement décentrée, par opposition au cas du pattern $\alpha 1$. Cependant, durant certaines séquences, nous avons observé lors des plateaux de brassage une luminosité plus élevée au niveau de plusieurs régions. Cela peut indiquer alors un décentrement plus important de l'arc. Enfin, la différence d'intensité des pics de luminosité d'une période de brassage à l'autre semble signaler soit qu'il y a une évolution de la structure de l'arc soit que la trajectoire de

l'arc n'est pas constante, notamment radialement. La vitesse d'inversion de la polarité du brassage semble avoir une influence notable sur la régularité du pattern γ . Si ce pattern est extrêmement stable lors des refusions à inversion rapide de la polarité (cas des refusions 1 à 3 avec une vitesse d'inversion de 39 uab/uat), il est plus irrégulier lors des refusions menées avec une inversion lente de la polarité (cas de la refusion 4 avec une vitesse d'inversion de 12 uab/uat). La figure II.17 schématise un exemple de mouvement du centre de gravité de l'arc lors du pattern γ avec le code couleur présenté dans le tableau II.5.

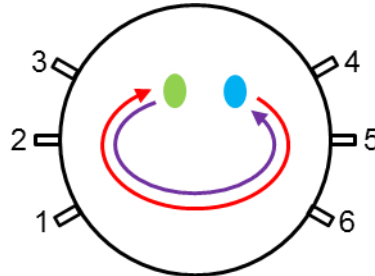


Figure II. 17 : Schématisation d'un exemple du mouvement du centre de gravité de l'arc lors du pattern γ .

Afin de caractériser le mouvement angulaire de l'arc durant le pattern γ , nous avons calculé la vitesse angulaire associée au décalage temporel entre les différents pics de luminosité, en distinguant les différents secteurs angulaires de l'électrode selon le schéma présenté sur la figure II.18. Des valeurs moyennes de ces vitesses angulaires sont exposées pour les refusions 1 à 3 et pour la section 6 de la refusion 7 dans le tableau II.6. Ce paramètre varie fortement d'un secteur angulaire de l'électrode à un autre. Cela peut provenir d'une variation réelle de la vitesse de l'arc au cours de son mouvement ou d'une variation de sa position radiale qui, à vitesse linéaire égale, influencerait sur sa vitesse angulaire.

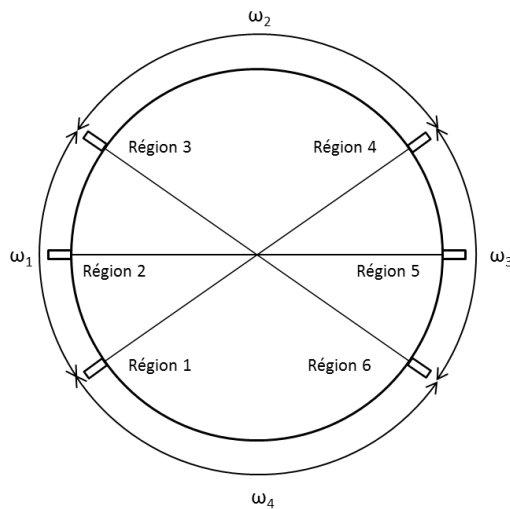


Figure II. 18 : Schéma définissant les différentes vitesses angulaires calculées.

Refusion	1	2	3	7 (section 6)
ω_1 (rad/uat)	120,9 (30,2)	139,6 (33,6)	105,0 (24,6)	89,1 (21,7)
ω_2 (rad/uat)	71,4 (4,5)		250,5 (115,1)	156,6 (32,8)
ω_3 (rad/uat)	154,0 (63,8)	142,9 (68,7)	106,3 (31,5)	143,7 (23,0)
ω_4 (rad/uat)		221,2 (35,1)		
Ω (rad/uat)	102,7 (53,9)	169,2 (60,0)	153,9 (97,1)	117,1 (50,1)

Tableau II. 6 : Vitesses angulaires moyennes calculées à partir du décalage temporel des pics de luminosité lors de sections où la luminosité de l'arc suit le pattern γ . Les écarts types sont indiqués entre parenthèses.

II.2.2 Brassage d'intensité intermédiaire

Cette section décrit l'analyse de la dynamique de l'arc lors des sections 2 et 5 de la refusion 7, menées avec une intensité de brassage intermédiaire. Les séquences temporelles analysées au cours de ces deux sections sont présentées sur la figure II.19.

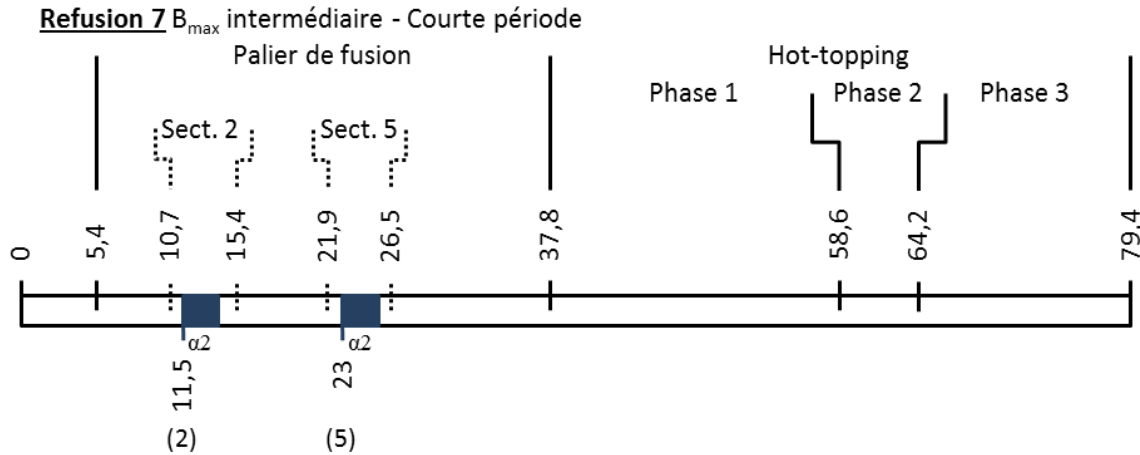


Figure II. 19 : Analyse de la dynamique de l'arc dans le cas d'un brassage d'intensité intermédiaire. Définition des séquences temporelles analysées. La légende sous chaque séquence indique le type de pattern observé. Le code couleur utilisé est défini dans le tableau II.3. Toutes les valeurs données sur la figure sont exprimées en uat.

L'évolution de la luminosité de l'arc est semblable dans ces deux séquences. Les figures II.20 et II.21 illustrent à titre d'exemple l'évolution de la luminosité de l'arc durant la section 5. Deux conclusions peuvent être tirées de l'examen de ces figures. Premièrement, la luminosité de l'arc dans chaque région d'intérêt évolue périodiquement. Le spectre de Fourier montre pour pratiquement l'ensemble des régions d'intérêt la prédominance d'une période caractéristique très proche de la période du brassage, comme dans le cas des refusions à forte intensité de brassage. Seule la région 4 de la séquence 5 présente une période caractéristique principale différente, égale à la demi-période du brassage.

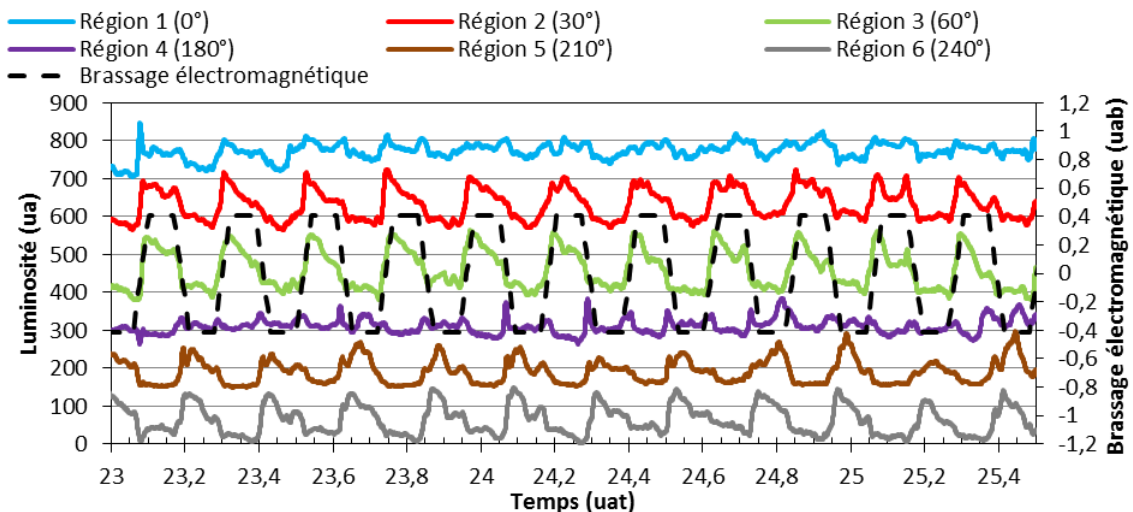


Figure II. 20 : Evolution de la luminosité au cours de la section 5 de la refusion 7 (pattern α_2).

Deuxièmement, la figure II.20 montre l'existence d'un pattern d'évolution de la luminosité (dénommé par la suite pattern α_2) qui présente de fortes similitudes avec le pattern α_1 décrit précédemment. La luminosité de l'arc est relativement stable pendant les plateaux de brassage. Lors des plateaux positifs, une zone à forte luminosité est observée au niveau de la région 3 et dans une moindre mesure au

niveau des régions 2 et 1. Durant les plateaux négatifs, cette zone à forte luminosité est observée au niveau de la région 6 et dans une moindre mesure au niveau de la région 5. De fortes variations de la luminosité sont observées lors des rampes de brassage. Ces variations diffèrent cependant de celles observées dans le cas du pattern $\alpha 1$ (cf. figure II.21). Pendant les rampes positives, on observe tout d'abord une chute de la luminosité de la région 6 vers la région 4 puis une augmentation de la luminosité de la région 1 vers la région 3. Lors des rampes négatives, on observe tout d'abord une chute de la luminosité de la région 3 vers la région 1 puis une augmentation de la luminosité de la région 4 vers la région 6.

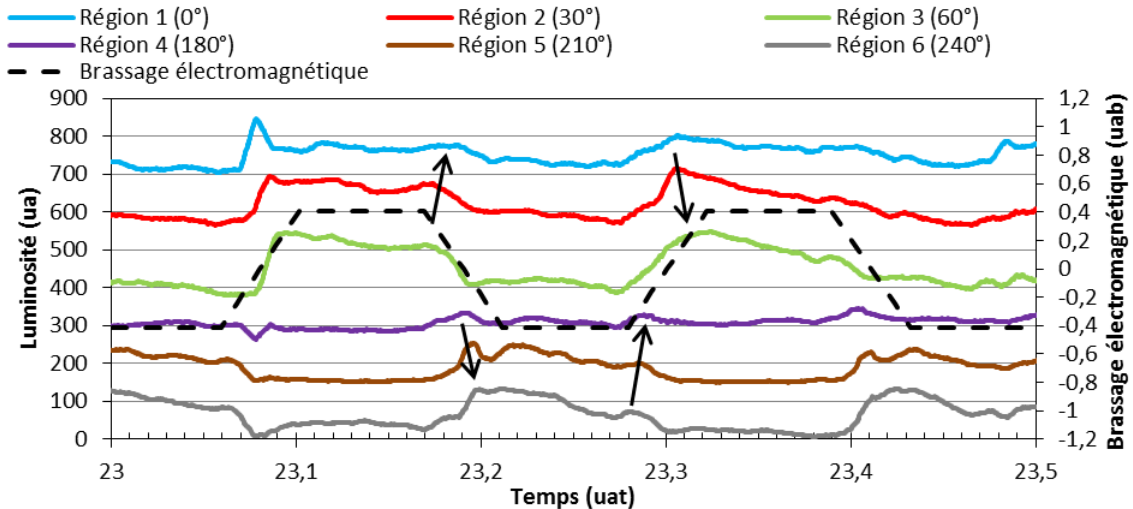


Figure II. 21 : Extrait de la figure II.20 avec une échelle temporelle dilatée (pattern $\alpha 2$). Les flèches montantes et descendantes indiquent le sens d'apparition des pics de luminosité.

Nous pouvons raisonnablement considérer que les variations de luminosité observées traduisent un mouvement d'ensemble angulaire de l'arc électrique avec des arguments similaires à ceux développés lors des refusions à forte intensité de brassage. Sur la figure II.22, nous avons représenté schématiquement la dynamique du centre de gravité lumineux de l'arc durant le pattern $\alpha 2$ avec le code couleur présenté dans le tableau II.5. Ce centre de gravité semble proche de la région 3 lors des plateaux positifs et proche de la région 6 lors des plateaux négatifs. Comme dans le pattern $\alpha 1$, il effectue un mouvement entre ces deux régions au cours des rampes de brassage. L'ordre d'apparition des pics lumineux observé dans le cas du pattern $\alpha 2$ suggère que la trajectoire de l'arc entre ces deux régions n'est plus rectiligne comme dans le pattern $\alpha 1$, mais de forme plus complexe.

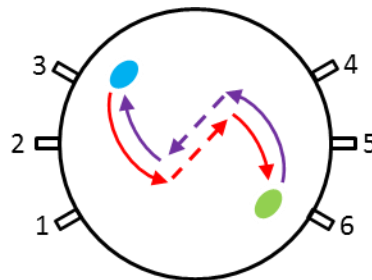


Figure II. 22 : Schématisation du mouvement du centre de gravité de l'arc lors du pattern $\alpha 2$. Le code de couleur utilisé est défini dans le tableau II.5.

II.2.3 Brassage de faible intensité

Cette section décrit l'analyse de la dynamique de l'arc pendant des refusions à faible intensité de brassage, c'est-à-dire lors de la refusion 5 (jusqu'au premier tiers du hot-topping) et lors des sections 3, 7 et 9 de la refusion 7, ce qui correspond aux séquences analysées 3, 7, 9 et 10. La figure II.23 présente pour chacune de ces refusions les différentes séquences temporelles sélectionnées pour

analyser l'évolution de la luminosité de l'arc. Il faut noter que la première phase du hot-topping était particulière lors de la refusion 5. Si la période du brassage est restée constante, l'intensité maximale du brassage a été diminuée par paliers. Ainsi, la dernière partie du hot topping de la refusion 5 sera analysée dans la section II.2.4.2, qui concerne les refusions à très faible intensité de brassage. L'intensité maximale du champ magnétique lors des séquences 6 et 7 de la refusion 5 est légèrement inférieure à celle utilisée pendant le palier de fusion (0,247 uab et 0,163 uab respectivement au lieu de 0,289 uab).

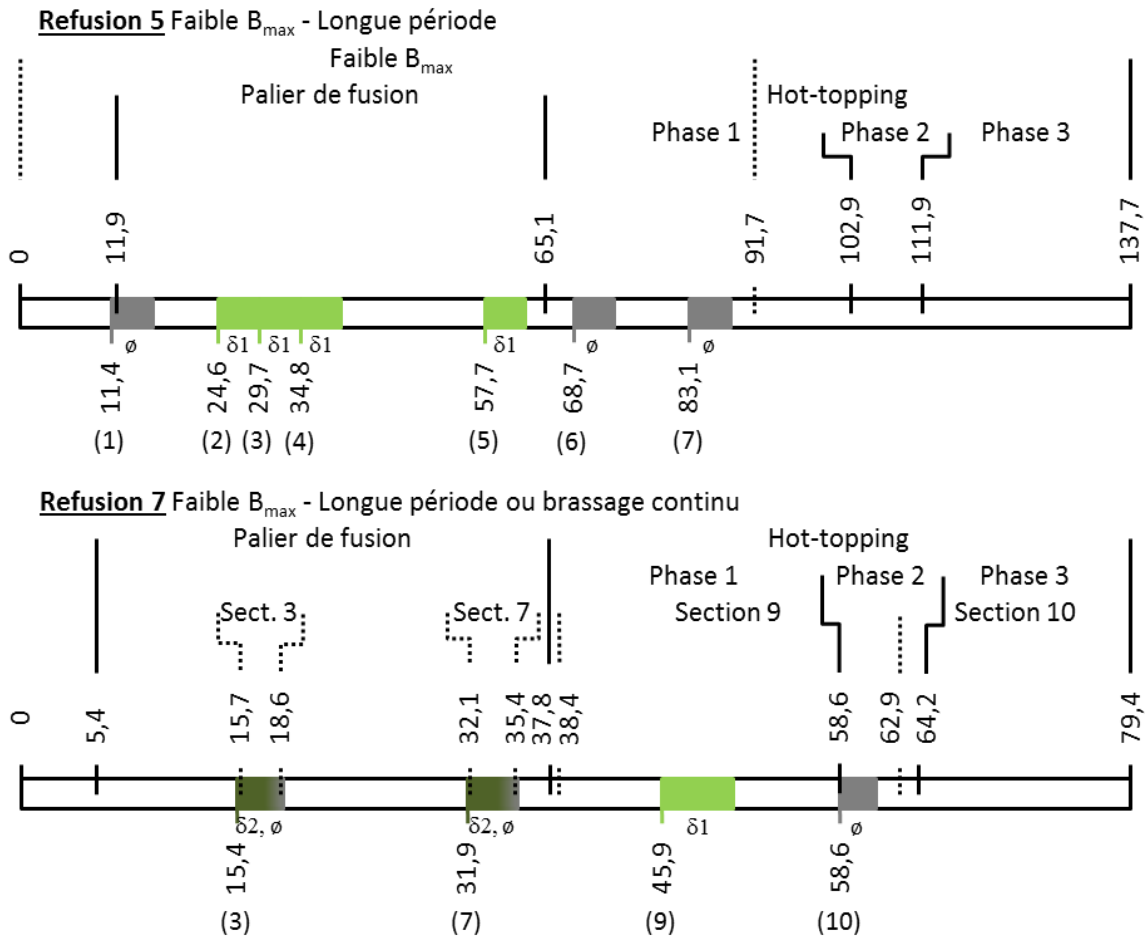


Figure II. 23 : Analyse de la dynamique de l'arc dans le cas d'un brassage de faible intensité. Définition des séquences temporelles analysées. La légende sous chaque séquence indique le type de pattern observé. Le code couleur utilisé est défini dans le tableau II.3. Toutes les valeurs données sur la figure sont exprimées en uat.

Cette section se divise en trois parties. La première décrit l'évolution de la luminosité durant les séquences qui correspondent au palier de fusion. La seconde présente cette évolution pendant le hot-topping. Enfin, la troisième récapitule les patterns observables.

II.2.3.1 Dynamique observée pendant le palier de fusion

Dans cette section, nous étudions tout d'abord le cas de la refusion 5 menée avec un brassage alterné de longue période, puis nous traitons le cas des sections 3 et 7 de la refusion 7 utilisant un brassage continu.

Brassage alterné à longue période

Lors de la refusion 5, nous n'avons pas observé de pattern d'évolution de la luminosité de l'arc durant la 1^{ère} séquence analysée. Un pattern commence à apparaître pendant la séquence 2 et continue d'être

observé dans les séquences 3, 4 et 5. Il sera par la suite dénommé $\delta 1$. Pour illustrer ce pattern, l'évolution de la luminosité de l'arc lors de la séquence 5 est présentée sur les figures II.24 et II.25. Celle-ci est périodique. Le spectre de Fourier montre l'existence de plusieurs périodes caractéristiques. La période caractéristique principale d'évolution de la luminosité de l'arc est de 0,159 uat, ce qui correspond à environ un sixième de la période de brassage.

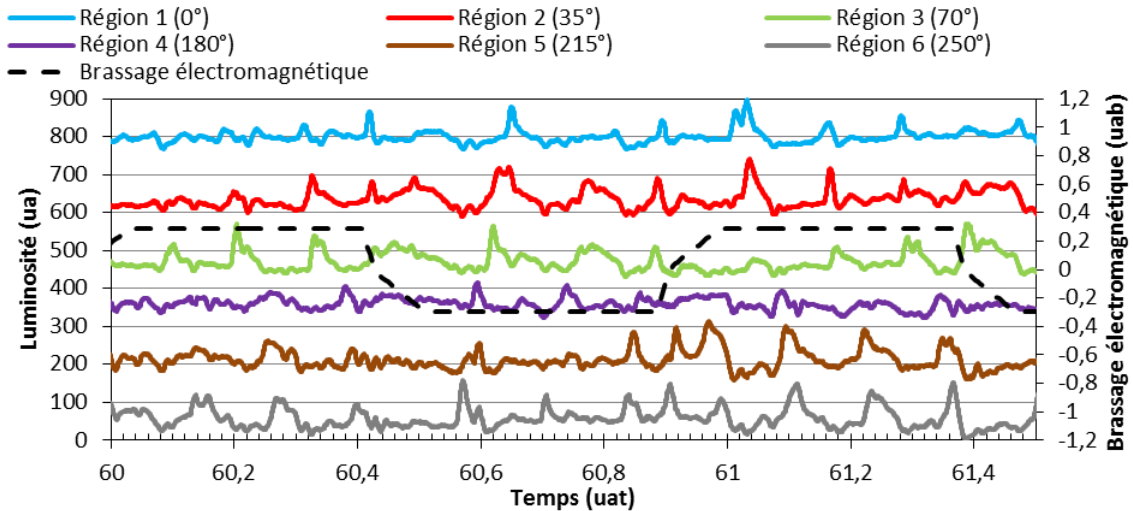


Figure II. 24 : Evolution de la luminosité au cours de la séquence 5 de la refusion 5 (pattern $\delta 1$).

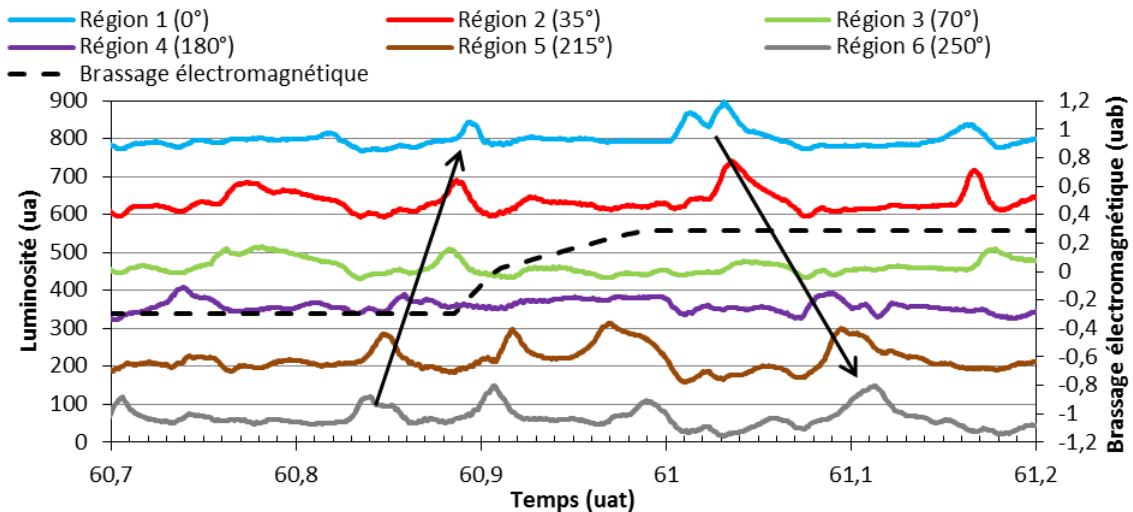


Figure II. 25 : Extrait de la figure II.24 avec une échelle temporelle dilatée (pattern $\delta 1$). Les flèches montantes et descendantes indiquent le sens d'apparition des pics de luminosité.

Pendant les plateaux de brassage, le pattern $\delta 1$ se caractérise par l'apparition de pics de luminosité successivement dans les six régions d'intérêt. L'ordre d'apparition des pics de luminosité dépend de la polarité du brassage. Ils apparaissent dans le sens horaire lors des plateaux positifs et dans le sens antihoraire durant les plateaux négatifs. Le pattern $\delta 1$ s'interrompt au cours des rampes de brassage, le plus souvent lorsque l'intensité du champ magnétique s'annule. Son rétablissement peut commencer à la fin de la rampe de brassage, mais peut aussi ne pas être immédiat et prendre jusqu'à 0,2 uat après le début du plateau de brassage. La luminosité de l'arc est instable pendant les rampes de brassage et des pics de luminosité sont parfois observés au niveau de certaines régions. Ils apparaissent dans la majorité des cas dans un ordre cohérent qui est soit celui du pattern $\delta 1$ précédant la rampe de brassage (cf. 60,9 uat sur la figure II.25), soit celui du pattern $\delta 1$ qui suit la rampe de brassage (cf. 61 uat sur la figure II.25).

Brassage continu

Nous étudions ici les sections 3 et 7 de la refusion 7 menées avec un brassage continu. L'évolution de la luminosité de l'arc est très semblable dans ces deux sections. Nous avons identifié un pattern d'évolution de la luminosité durant les deux premiers tiers de chacune des deux sections, qui sera par la suite désigné comme le pattern $\delta 2$. La figure II.26 présente l'évolution de la luminosité de l'arc durant la séquence 3.

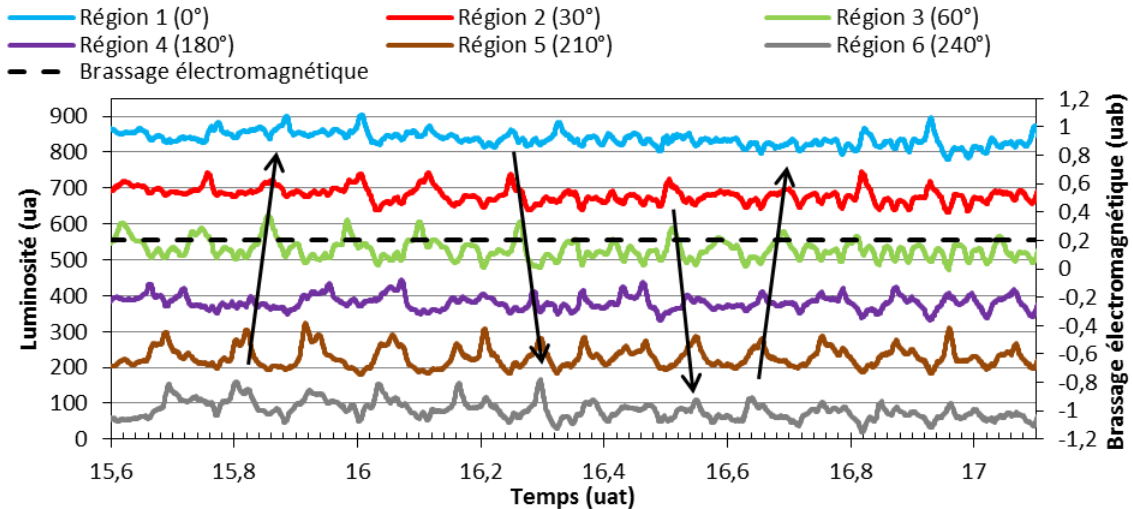


Figure II. 26 : Evolution de la luminosité au cours de la séquence 3 de la refusion 7 (pattern $\delta 2$). Les flèches montantes et descendantes indiquent le sens d'apparition des pics de luminosité.

Le spectre de Fourier montre l'existence de plusieurs périodes caractéristiques d'évolution de la luminosité de l'arc. Pour l'ensemble des six régions d'intérêt, la période primaire moyenne est de 0,115 uat pour la section 3 (avec un minimum et un maximum de 0,106 uat et 0,117 uat). Lors de la section 7, la période primaire moyenne est la moitié de celle calculée lors de la section 3 (avec un minimum et un maximum de 0,057 uat et 0,061 uat).

Le pattern $\delta 2$ est très semblable au pattern $\delta 1$. Il est constitué lui aussi d'une série de pics de luminosité apparaissant successivement dans les six régions d'intérêt dans un ordre horaire ou antihoraire. On remarque un changement de l'ordre d'apparition des pics de luminosité qui n'est cependant pas corrélé à une inversion de la polarité du brassage, contrairement au cas du pattern $\delta 1$. Sur la figure II.26, l'ordre d'apparition des pics de luminosité est dans le sens horaire jusqu'à 15,7 uat, puis antihoraire jusqu'à 16,2 uat, puis horaire jusqu'à 16,6 uat et enfin antihoraire jusqu'à 17,05 uat. Durant la séquence 7, nous avons observé tout d'abord un sens antihoraire d'ordre d'apparition des pics de luminosité durant 0,34 uat, puis un sens horaire d'apparition de ces derniers durant 1,61 uat.

II.2.3.2 Dynamique observée pendant le hot-topping

La dynamique de l'arc a été analysée au cours des séquences 6 et 7 de la refusion 5 et au cours des séquences 9 et 10 de la refusion 7.

L'évolution de la luminosité de l'arc au cours de la séquence 6 de la refusion 5 est présentée sur la figure II.27. La luminosité évolue périodiquement, avec une période caractéristique primaire moyenne de 0,156 uat (avec un minimum et un maximum de 0,141 uat et 0,159 uat), ce qui correspond à environ un sixième de la période de brassage. L'évolution de la luminosité durant cette séquence est assez proche de celle observée au cours des séquences de cette refusion précédemment analysées (séquences 3, 4 et 5), mais plusieurs différences importantes sont observables. La première différence est la présence de nombreux groupes de pics de luminosité qui apparaissent de manière pratiquement simultanée (par exemple à 70,2 uat). La seconde différence réside dans le fait que l'ordre d'apparition des pics de luminosité peut être modifié durant les phases à brassage constant, comme cela est observé

à 69,6 uat et à 69,9 uat. De plus, l'inversion de polarité du brassage n'est pas forcément associée à une inversion du sens de rotation, comme cela peut être constaté à 70,5 uat. Cette évolution est irrégulière, ce qui ne permet pas de dégager un pattern lumineux caractéristique pour cette séquence.

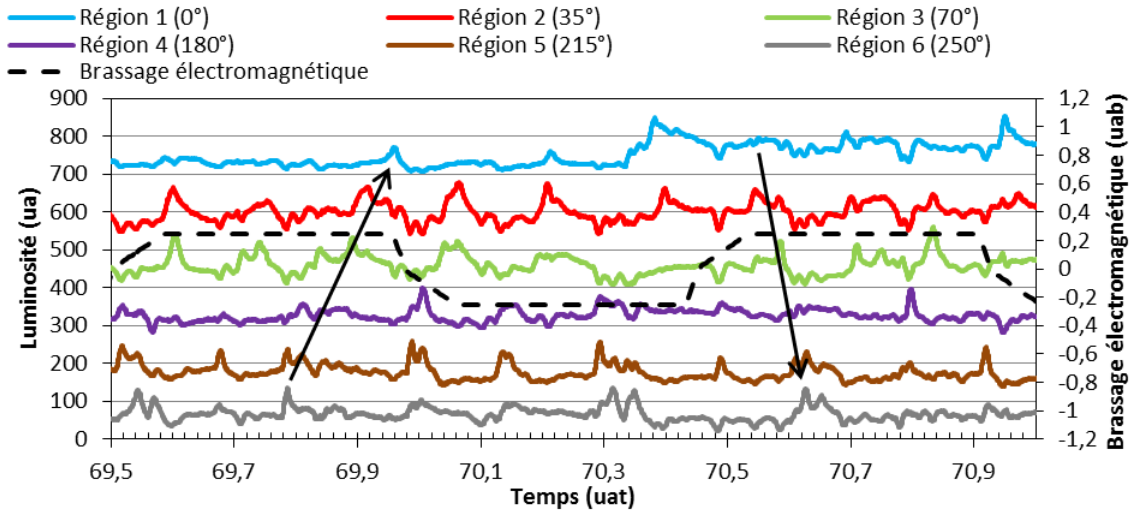


Figure II. 27 : Evolution de la luminosité au cours de la séquence 6 de la refusion 5. Les flèches montantes et descendantes indiquent le sens d'apparition des pics de luminosité.

La figure II.28 présente l'évolution de la luminosité de l'arc au cours de la séquence 9 de la refusion 7. Le spectre de Fourier montre des périodes caractéristiques d'évolution de la luminosité de l'arc variant fortement selon les zones d'intérêt. La période primaire est en moyenne de 1,066 uat pour les régions 1, 2, 3, 4 et 6, ce qui correspond à la période de brassage. En revanche, elle n'est que de 0,254 uat pour la région 5. Lors de cette séquence, l'évolution de la luminosité de l'arc suit le pattern $\delta 1$ observé lors du palier de fusion de la refusion 5 (menée également avec une faible intensité de brassage).

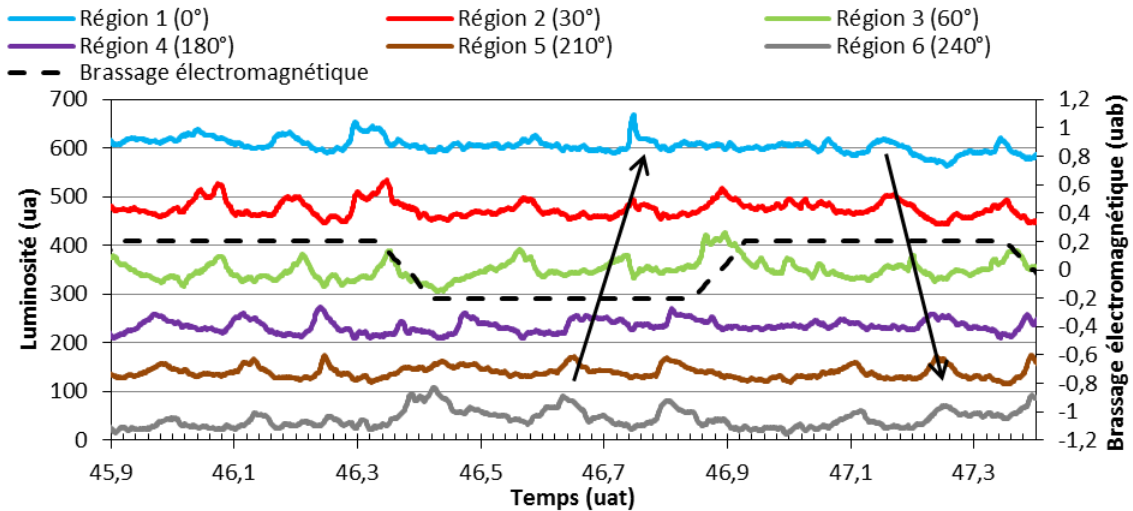


Figure II. 28 : Evolution de la luminosité au cours de la séquence 9 de la refusion 7 (pattern $\delta 1$). Les flèches montantes et descendantes indiquent le sens d'apparition des pics de luminosité.

Lors de la séquence 7 de la refusion 5 et de la séquence 10 de la refusion 7, aucun pattern ne peut être identifié. L'évolution de la luminosité de l'arc présente les mêmes caractéristiques que celles observées pendant la séquence 4 de la refusion 2 et la séquence 6 de la refusion 3 (cf. section II.2.1.2) : une faible amplitude de variation de la luminosité de l'arc comparée au palier de fusion, et un bruit relativement important. Des pics de luminosité apparaissent au cours des plateaux et des rampes de brassage et semblent souvent simultanés au niveau d'une caméra. Une période caractéristique primaire moyenne de 0,227 uat est observée lors de la séquence 7 de la refusion 5 (avec un minimum et un

maximum de 0,181 uat et 0,241 uat). Durant la séquence 10 de la refusion 7, la période caractéristique primaire est fortement variable selon la zone d'intérêt.

II.2.3.3 Récapitulatif : patterns observés pour un brassage de faible intensité

Les deux patterns lumineux $\delta 1$ et $\delta 2$ identifiés dans le cas d'un brassage alterné de faible intensité se caractérisent par l'apparition de pics de luminosité successivement dans les six régions d'intérêt lors des plateaux de brassage. Comme dans le cas des précédents patterns (cf. sections II.2.1.3 et II.2.2), on peut se demander si les pics de luminosité observés ont pour origine une modification de l'angle de réflexion de la surface du bain liquide liée aux mouvements du métal, ou bien s'ils traduisent un mouvement d'ensemble de l'arc. Là encore, la première explication est peu probable. Cette modification ne persisterait pas sur de longues échelles de temps en effectuant des rotations aussi régulières autour de l'axe de symétrie de l'électrode, comme observé dans la section II.2.3.1. Par ailleurs, l'inversion répétée de l'ordre d'apparition des pics de luminosité a été observée lors des séquences avec application d'un brassage continu. Cela impliquerait une inversion répétée du sens de rotation de la modification localisée de l'angle de réflexion de la surface durant celle-ci. Nous pouvons donc raisonnablement considérer que les pics de luminosité apparaissant au cours des patterns $\delta 1$ et $\delta 2$ ont principalement pour origine un mouvement d'ensemble de l'arc. Dans la suite de cette section, les deux patterns ($\delta 1$ et $\delta 2$) sont interprétés en termes de dynamique du centre de gravité lumineux de l'arc.

Pattern $\delta 1$

Le pattern $\delta 1$ a été observé uniquement lors des plateaux de brassage d'un brassage alterné. Pendant ces phases, le centre de gravité de l'arc semble effectuer une rotation complète autour de l'axe de symétrie de l'électrode. Le sens de cette rotation dépend de la polarité du brassage. L'irrégularité de l'amplitude des pics de luminosité indique soit que la structure de l'arc n'est pas constante, soit que le mouvement du centre de gravité de l'arc n'est pas strictement circulaire. Précisons que le décentrement du centre de gravité n'est pas connu. L'interruption du pattern se produit pendant les rampes de brassage, lorsque l'intensité du champ magnétique s'annule. Le pattern se rétablit, soit à la fin de la rampe de brassage, soit jusqu'à 0,2 uat après le début du plateau de brassage suivant. La figure II.29 schématise le mouvement du centre de gravité de l'arc avec le code couleur présenté dans le tableau II.5.

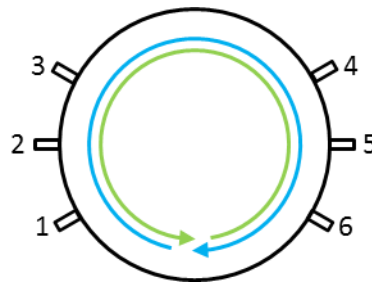


Figure II. 29 : Schématisation du mouvement du centre de gravité de l'arc lors du pattern $\delta 1$. Le code de couleur utilisé est défini dans le tableau II.5.

Pattern $\delta 2$

Le pattern $\delta 2$ traduit une dynamique proche de celle observée lors du pattern $\delta 1$. Le centre de gravité de l'arc effectue à nouveau une rotation complète autour de l'axe de symétrie de l'électrode. La différence entre les patterns $\delta 1$ et $\delta 2$ est l'inversion possible du sens de rotation de l'arc durant le pattern $\delta 2$. A nouveau, l'irrégularité de l'amplitude des pics de luminosité indique soit que la structure de l'arc n'est pas constante, soit que le mouvement du centre de gravité de l'arc n'est pas strictement circulaire. Le décentrement du centre de gravité n'est pas connu. La figure II.30 schématise le mouvement du centre de gravité de l'arc pendant le pattern $\delta 2$.

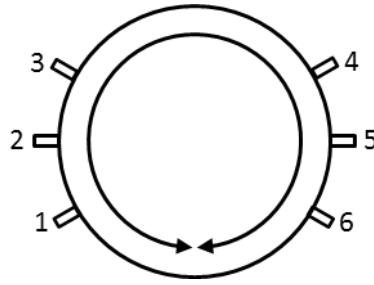


Figure II. 30 : Schématisation du mouvement du centre de gravité de l'arc lors du pattern $\delta 2$.

Par analogie avec le tableau II.6, le tableau II.7 présente la vitesse angulaire moyenne de l'arc durant les patterns $\delta 1$ et $\delta 2$ estimée à partir du déphasage entre les pics lumineux. Cette vitesse angulaire de l'arc varie de nouveau assez fortement selon la section analysée. Là encore, cela peut provenir d'une variation réelle de la vitesse de l'arc au cours de son mouvement ou d'une variation de sa position radiale qui, à vitesse linéaire égale, influencerait sur sa vitesse angulaire.

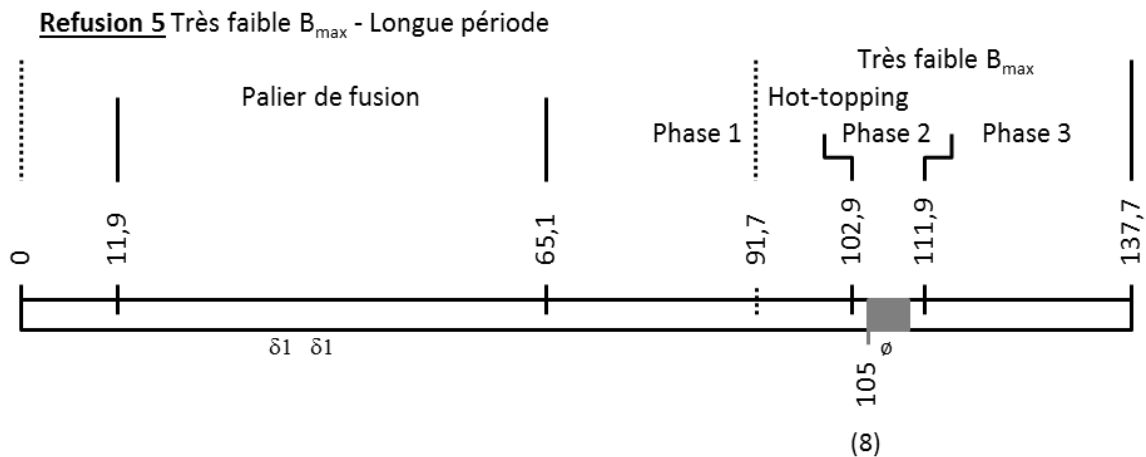
Refusion	5	7 (section 9)	7 (section 3)	7 (section 7)
ω_1 (rad/uat)	57,7 (18,7)	46,2 (16,8)	71,7 (29,4)	95,3 (20,4)
ω_2 (rad/uat)	57,9 (5,7)	61,9 (34,2)	93,4 (24,7)	123,2 (19,8)
ω_3 (rad/uat)	64,6 (22,7)	42,4 (20,7)	56,3 (22,8)	111,7 (21,0)
ω_4 (rad/uat)	49,0 (7,6)	40,2 (3,1)	59,6 (17,6)	103,4 (32,2)
Ω (rad/uat)	57,3 (15,2)	48,4 (22,9)	70,7 (27,2)	108,2 (25,1)

Tableau II. 7 : Vitesses angulaires moyennes calculées à partir du décalage temporel des pics de luminosité lors de sections où la luminosité de l'arc suit le pattern $\delta 1$ ou $\delta 2$. Les écarts types sont indiqués entre parenthèses.

II.2.4 Brassage de très faible intensité

Cette section décrit l'analyse de la dynamique de l'arc lors de refusions à très faible intensité de brassage, à savoir la refusion 6 et la séquence 8 de la refusion 5. Les séquences 4 et 8 de la refusion 7 (intensité du brassage variant entre 0,201 uab et 0 uab) seront aussi traitées ici. L'intensité maximale du champ magnétique lors de la séquence 8 de la refusion 5 était de 0,036 uab. La figure II.31 illustre les différentes séquences temporelles sélectionnées.

Cette section se divise en trois parties. La première décrit l'évolution de la luminosité de l'arc lors du palier de fusion, tandis que la seconde se concentre sur le hot-topping. Enfin, la troisième décrit les conclusions sur la dynamique de l'arc déduites de l'analyse de l'évolution de la luminosité.



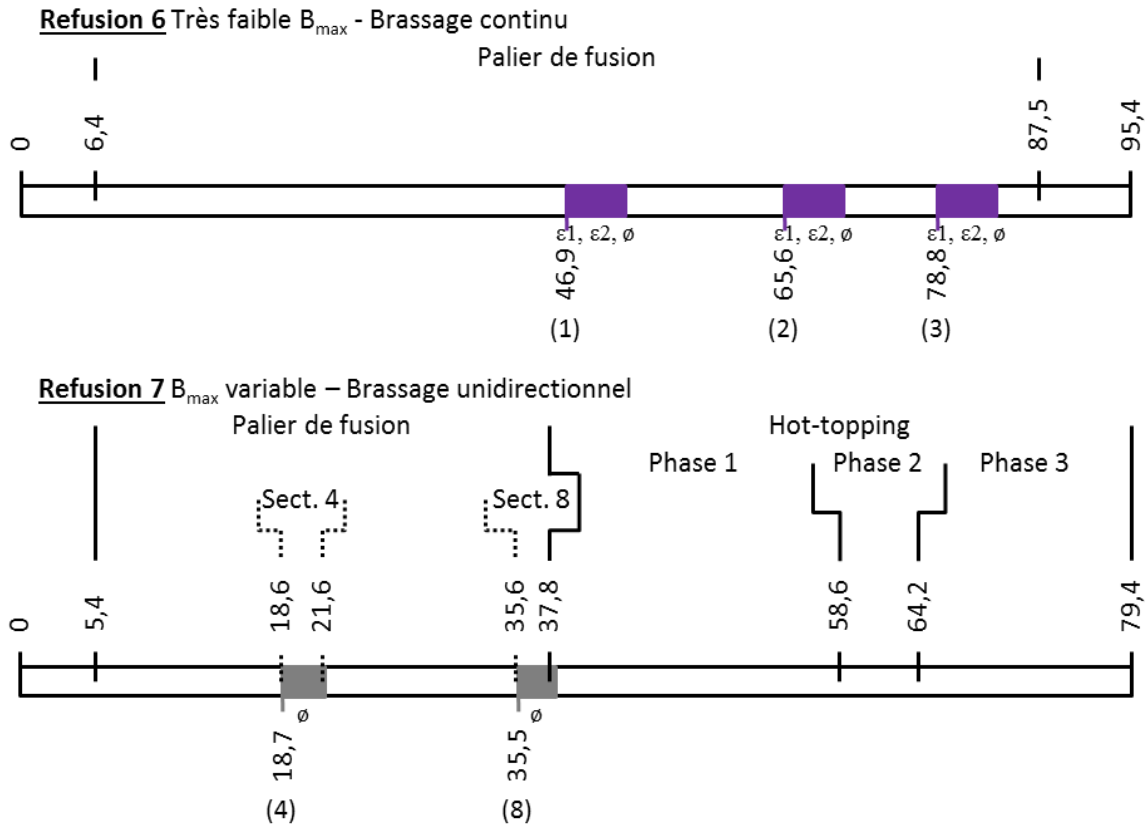


Figure II. 31 : Analyse de la dynamique de l'arc dans le cas d'un brassage de très faible intensité. Définition des séquences temporelles analysées. La légende sous chaque séquence indique le type de pattern observé. Le code couleur utilisé est défini dans le tableau II.3. Toutes les valeurs données sur la figure sont exprimées en uat.

II.2.4.1 Dynamique observée pendant le palier de fusion

Nous étudions ici la refusion 6 et les séquences 4 et 8 de la refusion 7. Rappelons qu'au cours de la refusion 6, un brassage continu a été appliqué. Les figures II.32 et II.33 présentent l'évolution de la luminosité de l'arc durant la séquence 2 de cette refusion.

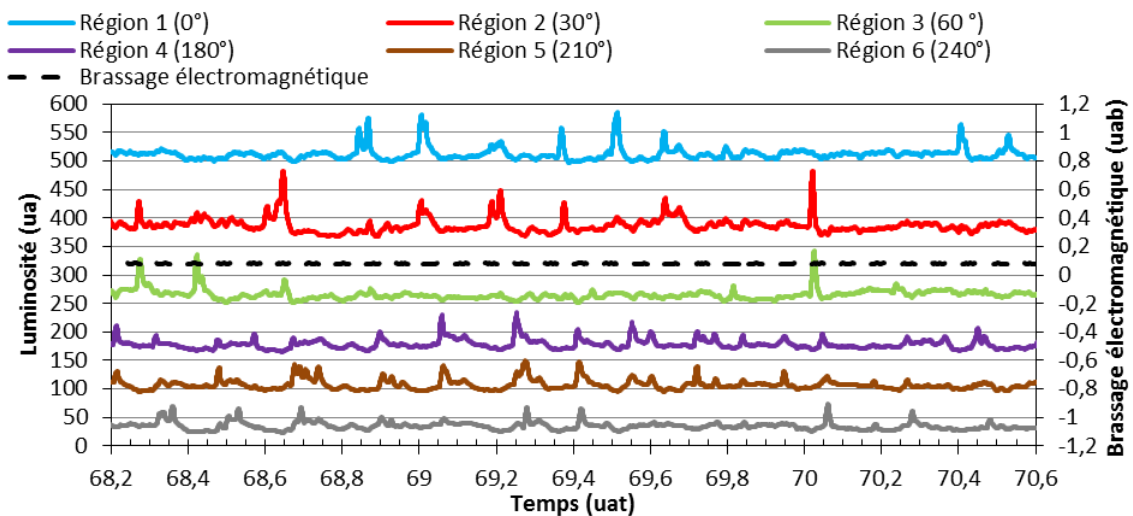


Figure II. 32 : Evolution de la luminosité au cours de la séquence 2 de la refusion 6.

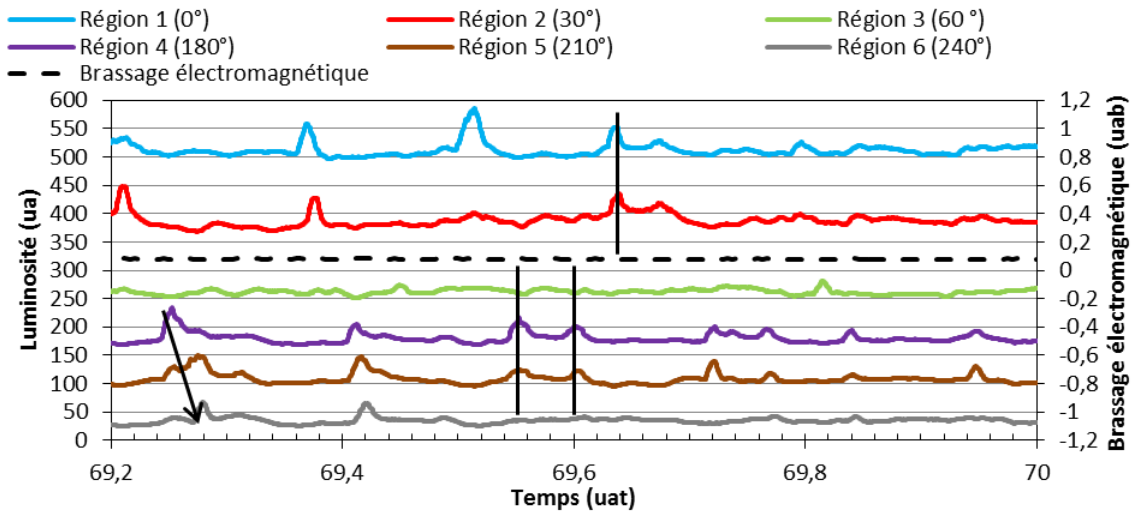


Figure II. 33 : Extrait de la figure II.32 avec une échelle temporelle dilatée. La flèche descendante indique le sens d'apparition des pics de luminosité. Les traits droits indiquent l'apparition simultanée de pics de luminosité.

On constate que la luminosité de l'arc connaît une évolution périodique dans chaque région d'intérêt. Les analyses spectrales font apparaître de nombreuses périodes caractéristiques. La période caractéristique primaire est comprise pour l'ensemble des six régions d'intérêt entre 0,154 uat et 0,203 uat, avec une valeur moyenne de 0,170 uat.

Deux patterns peuvent être observés dans l'évolution de la luminosité de l'arc. Ces patterns sont identifiables pendant environ 60% de la durée totale des séquences analysées. Le premier pattern, par la suite nommé ϵ_1 , a été observé dans 70% des cas. Son occurrence est irrégulière. Il est défini par l'apparition simultanée de pics de luminosité sur deux à trois régions d'intérêt au niveau d'une unique caméra. Cet événement n'est pas axisymétrique. Ce pattern apparaît sur la figure II.33 à 69,55 uat, à 69,6 uat et à 69,64 uat. Le second pattern, qu'on nommera ϵ_2 , a été observé dans 30% des cas. Il se caractérise par l'apparition de pics de luminosité successivement dans un faible nombre de régions d'intérêt, strictement inférieur à six. Les pics surviennent la plupart du temps dans le sens horaire. L'occurrence de ce pattern est, comme pour le précédent, irrégulière. Il peut être relevé sur la figure II.33 de 69,25 uat à 69,42 uat.

Au cours des séquences 4 et 8 de la refusion 7, un champ magnétique de brassage unidirectionnel a été utilisé, dont l'intensité a été amenée progressivement à 0. Aucun pattern n'a été observé lors de ces deux séquences. Cependant, les analyses spectrales indiquent une évolution périodique de la luminosité, de période caractéristique primaire comprise entre 0,071 uat et 0,079 uat avec une valeur moyenne de 0,072 uat lors de la séquence 4. Durant la séquence 8, cette période caractéristique primaire est comprise entre 0,070 uat et 0,094 uat avec une valeur moyenne de 0,079 uat au niveau des régions 1 à 3, et, entre 0,123 uat et 0,160 uat avec une valeur moyenne de 0,139 uat au niveau des régions 4 à 6.

II.2.4.2 Dynamique observée pendant le hot-topping

Au cours de la séquence 8 de la refusion 5, l'évolution de la luminosité de l'arc est extrêmement similaire à celle déjà observée lors des hot-toppings. La figure II.34 présente l'évolution de celle-ci durant cette séquence.

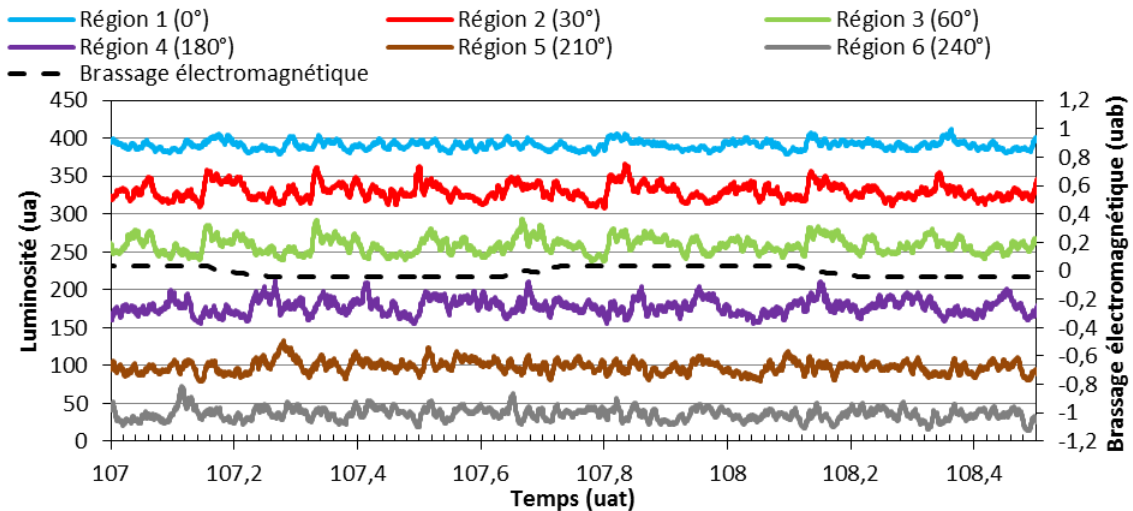


Figure II. 34 : Evolution de la luminosité au cours de la séquence 8 de la refusion 5.

On note une très faible amplitude de variation de la luminosité par rapport aux précédentes séquences analysées lors de la refusion 5. Cela est dû à la plus faible intensité du courant d'arc lors du hot-topping. L'analyse de Fourier montre que la luminosité évolue avec une période primaire comprise pour l'ensemble des six régions d'intérêt entre 0,159 uat et 0,169 uat, avec une valeur moyenne de 0,160 uat. Cette valeur est bien plus faible que la période de brassage et comparable aux périodes primaires calculées lors des séquences du palier de fusion de la refusion 5 (cf. section II.2.3). Aucun pattern spécifique d'évolution de la luminosité n'est identifiable sur la figure II.34.

II.2.4.3 Récapitulatif : patterns observés pour un brassage de très faible intensité

La même question se pose sur l'origine des variations lumineuses que dans le cas des patterns précédents. Logiquement, dans le cas de la refusion 6, où il y a application d'un brassage continu, la surface du bain liquide a atteint un régime stationnaire qui n'est perturbé que par les chutes aléatoires de métal liquide provenant de l'électrode. Comme la fréquence de chute des gouttes de métal liquide est bien plus importante que celle d'occurrence des patterns ε_1 et ε_2 , il est peu probable que les patterns observés résultent d'une modification de la réflexion du bain liquide causée par la chute de métal liquide provenant de l'électrode. Les patterns lumineux observés doivent donc résulter d'un mouvement d'ensemble de l'arc électrique.

Pattern ε_1

Le pattern ε_1 se caractérise par un évènement localisé de forte luminosité au bord de l'électrode. Son occurrence est irrégulière. Ce pattern peut être interprété comme une brève localisation du centre de gravité de l'arc dans une position décentrée proche du bord de l'électrode, comme schématisée sur la figure II.35.

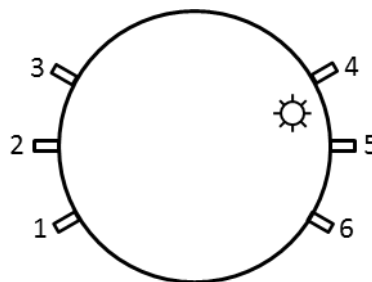


Figure II. 35 : Schématisation du mouvement du centre de gravité de l'arc lors du pattern ε_1 .

Signalons que lorsque ce pattern est observé, il peut être constaté immédiatement après une inversion du sens de rotation du bain liquide. Le rétablissement du sens de rotation standard peut prendre plusieurs dizaines de secondes. Cette inversion est probablement causée par une perturbation transitoire du champ de forces de Lorentz (produites par le courant d'arc) agissant sur le métal liquide, liée au déplacement du centre de gravité de l'arc.

Pattern $\varepsilon 2$

Le pattern $\varepsilon 2$ se caractérise par des pics de luminosité apparaissant successivement dans un faible nombre de régions consécutives. Comme pour les patterns $\delta 1$ et $\delta 2$, la dynamique du centre de gravité de l'arc lors de ce pattern correspond probablement à une rotation du centre de gravité de l'arc autour de l'axe de symétrie de l'électrode. Le pattern $\varepsilon 2$ peut ainsi être interprété comme une localisation temporaire du centre de gravité de l'arc près du bord de l'électrode, suivie d'une rotation partielle du centre de gravité, qui s'effectue majoritairement dans le sens horaire. Ce mouvement est schématisé sur la figure II.36. La vitesse angulaire est fortement variable. Elle est comprise entre 47,2 rad/uat et 212,4 rad/uat avec une moyenne de 94,4 rad/uat.

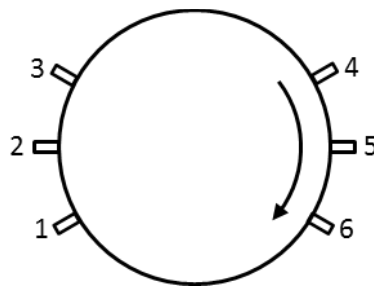


Figure II. 36 : Schématisation du mouvement du centre de gravité de l'arc lors du pattern $\varepsilon 2$.

II.3 Synthèse des patterns d'évolution de la luminosité observés

Cette section récapitule l'ensemble des différents patterns lumineux observés et la dynamique de l'arc associée à chacun d'eux (cf. tableau II.8). Les conditions sous lesquelles les différents patterns ont été observés sont résumées dans le tableau II.9.

De manière générale, la dynamique de l'arc semble être relativement régulière durant les refusions et sections à forte intensité de brassage. Le pattern γ est dominant lors des différentes séquences analysées. Un seul autre pattern ($\alpha 1$) a été observé lors des séquences 1 des refusions 2 (refusion de Ti-6Al-4V) et 7 (refusion de Ti-6-8-5). Cependant, ce même pattern $\alpha 1$ n'a pas été observé pendant la refusion 1 qui était aussi une refusion de Ti-6Al-4V. Au cours des refusions à intensité intermédiaire de brassage, la dynamique de l'arc est proche de celle observée lors des refusions à forte intensité de brassage, et correspond au pattern $\alpha 2$, proche du pattern $\alpha 1$, dans les deux séquences analysées. Pour ces deux intensités de brassage, le mouvement de l'arc a lieu de manière privilégiée lors des rampes de brassage. A faible intensité de brassage, une dynamique cohérente et régulière de l'arc s'installe lors des plateaux de brassage avec les patterns $\delta 1$ si le brassage est alterné et $\delta 2$ si le brassage est continu, tous deux induisant une rotation continue de l'arc. A très faible intensité de brassage, le comportement de l'arc est plutôt chaotique, avec les patterns $\varepsilon 1$ et $\varepsilon 2$ dont l'occurrence est irrégulière. Ces patterns se caractérisent par un bref décentrement de l'arc qui peut être accompagné d'un court mouvement rotatif de ce dernier.

Le tableau II.10 présente la vitesse angulaire moyenne des différents patterns observés. Le pattern γ a la vitesse angulaire la plus élevée, tandis que le pattern $\delta 1$ présente la vitesse la plus faible. La différence entre les vitesses angulaires moyennes des patterns $\delta 1$ et $\delta 2$ est relativement importante. Enfin, une forte variabilité de ces vitesses angulaires est observée.

	Pattern	Dynamique du centre de gravité de l'arc	Schématisation
Brassage alterné	$\alpha 1$	Le centre de gravité de l'arc effectue un mouvement de va et vient entre deux zones décentrées et diamétralement opposées. Pendant les plateaux de brassage, le centre de gravité reste confiné dans l'une des deux zones. Il passe d'une zone à l'autre pendant la rampe de brassage. Sa trajectoire est quasiment rectiligne.	
	$\alpha 2$	Le centre de gravité de l'arc effectue un mouvement de va et vient entre deux zones décentrées et diamétralement opposées. Pendant les plateaux de brassage, le centre de gravité reste confiné dans l'une des deux zones. Il passe d'une zone à l'autre pendant la rampe de brassage. Sa trajectoire est complexe. Elle comporte deux arcs de cercle de direction opposée.	
	γ	Le centre de gravité de l'arc effectue un mouvement de va et vient entre deux zones, qui sont dans la majorité des cas assez proches du centre. Le centre de gravité passe d'une zone à l'autre pendant la rampe de brassage en effectuant un mouvement angulaire. Les positions des deux zones stables de l'arc peuvent évoluer au cours de la refusion.	
	$\delta 1$	Le centre de gravité de l'arc est décentré et effectue une rotation complète autour de l'axe de symétrie de l'électrode lors des plateaux de brassage avec une position radiale pas obligatoirement constante. Le sens de rotation alterne selon la polarité du brassage. Le pattern s'interrompt pendant l'inversion de la polarité du brassage.	
Brassage continu	$\delta 2$	Le centre de gravité de l'arc est décentré et effectue une rotation complète autour de l'axe de symétrie de l'électrode avec une position radiale pas obligatoirement constante. Des inversions spontanées du sens de rotation sont observées.	
	$\epsilon 1$	Le centre de gravité de l'arc apparait brièvement dans une position décentrée proche du bord de l'électrode.	
	$\epsilon 2$	Le centre de gravité de l'arc se positionne près du bord de l'électrode et effectue une brève rotation partielle. Le sens de rotation observé est majoritairement dans le sens horaire.	

Tableau II. 8 : Synthèse des différents patterns lumineux observés et des caractéristiques de la dynamique de l'arc associée. Le code de couleur utilisé est défini dans le tableau II.5.

		B_{\max} de forte intensité ($B_{\max} > 0,824$ uab)		B_{\max} d'intensité intermédiaire ($B_{\max} = 0,407$ uab)		B_{\max} de faible intensité ($0,201$ uab $< B_{\max} < 0,289$ uab)		B_{\max} de très faible intensité ($B_{\max} < 0,163$ uab)	
		Palier de fusion ($I \sim 1,0$ uac)	Hot- topping ($I \in [1,0$ uac ; $0,37$ uac])	Palier de fusion ($I \sim 1,0$ uac)	Hot- topping ($I \in [1,0$ uac ; $0,37$ uac])	Palier de fusion ($I \sim 1,0$ uac)	Hot- topping ($I \in [1,0$ uac ; $0,37$ uac])	Palier de fusion ($I \sim 1,0$ uac)	Hot- topping ($I \in [1,0$ uac ; $0,37$ uac])
Brassage alterné	Courte période ($T \in [0,153$ uat ; $0,398$ uat])	$\alpha 1^{1b}$ $\gamma^{1ab, 2b}$ $\emptyset^{1a, 2b}$	$\gamma, \emptyset^{1ab, 2b}$	<u>$\alpha 2^{3b}$</u>					
	Longue période ($T \in [0,958$ uat ; $1,017$ uat])	$\alpha 1, \gamma^{3b}$				<u>$\delta 1, \emptyset^{1b}$</u>	\emptyset^{1b} <u>$\delta 1, \emptyset^{3b}$</u>		\emptyset^{1b}
Brassage continu						<u>$\delta 2, \emptyset^{3b}$</u>		<u>$\varepsilon 1, \varepsilon 2, \emptyset^{1a}$</u> <u>$\emptyset^{3b}$</u>	

Tableau II. 9 : Récapitulatif des différents patterns observés en fonction des paramètres du brassage. Les patterns majoritaires dans les différentes conditions étudiées sont soulignés. Les conditions non étudiées sont marquées par des cellules hachurées. Les indices accolés aux patterns correspondent aux alliages refondus (Ti-6Al-4V (1), TA3V2,5 (2), Ti-6-8-5 (3) et aux fours de refusion (four 6 (a) et four 9 (b)).

	Vitesse angulaire moyenne (rad/uat)
Pattern γ	147,3 (74,2)
Pattern $\delta 1$	53,4 (19,3)
Pattern $\delta 2$	93,5 (31,7)

Tableau II. 10 : Vitesses angulaires moyennes calculées à partir du décalage temporel des pics de luminosité lors des patterns γ , $\delta 1$ et $\delta 2$. Les écarts types sont indiqués entre parenthèses.

Il doit enfin être noté que l'existence de séquences où il n'a pas pu être déterminé que la luminosité de l'arc suivait une évolution régulière n'implique pas que la luminosité observée était alors stable ni qu'aucun mouvement d'ensemble de l'arc était présent. Cela est notamment le cas lors des séquences non conclusives des refusions à forte intensité de brassage ou la séquence 6 de la refusion 5. Dans ces séquences, une évolution de la luminosité impliquant un mouvement d'ensemble de l'arc est observée. Cependant, cette évolution n'est pas assez régulière pour pouvoir définir un pattern.

Chapitre III : Analyse de la dynamique de l'arc avec une instrumentation à base de photodiodes

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, les enregistrements vidéo des caméras de supervision ne permettent qu'une analyse qualitative de la dynamique de l'arc. Nous présentons dans ce chapitre une autre approche expérimentale permettant une détermination quantitative de la dynamique de l'arc inspirée des travaux d'Aikin et Williamson [42]. Cette méthode est, comme la précédente, basée sur la mesure de l'émission lumineuse de l'arc réfléchi par le bain métallique, mais elle utilise cette fois-ci un ensemble de quatre photodiodes calibrées et disposées à l'intérieur du four. Positionner des photodiodes dans un four VAR et les protéger durant la refusion a nécessité une instrumentation spécifique conçue dans ce but. Ce chapitre développe la conception de l'instrumentation, son installation dans le four VAR n°9 d'AREVA NP durant une campagne expérimentale qui s'est déroulée pendant la première semaine de juillet 2016, et enfin l'analyse des résultats obtenus. Lors de cette campagne, simultanément à la réalisation de nos mesures, des mesures du champ magnétique produit par l'arc à l'extérieur du four, visant également à étudier la dynamique de l'arc, ont été réalisées par Mark Ward et Bindu Nair de l'Université de Birmingham. Il faut mentionner, avant la présentation de l'organisation de ce chapitre, l'aide apportée par Julien Jourdan, Ingénieur d'Etudes à l'IJL, pour la conception et la fabrication de l'instrumentation et la réalisation des mesures. Il convient également de citer l'aide apportée par Julien Jourdan, Ingénieur R&D de la société TIMET Savoie, et par le personnel d'AREVA NP, pour la définition du cahier des charges de l'instrumentation et leur disponibilité lors de cette campagne expérimentale. Enfin, la participation des personnels de l'atelier mécanique de l'IJL à la fabrication de l'instrumentation est ici saluée.

Ce chapitre se divise en cinq sections. Les deux premières présentent respectivement le dispositif expérimental utilisé et la procédure de traitement des données expérimentales enregistrées. La section III.3 décrit le déroulement de la campagne expérimentale. Les résultats de celle-ci sont développés dans la section III.4, qui traite de la cohérence des données mesurées avec les photodiodes avec celles issues des enregistrements vidéo, de la périodicité des signaux enregistrés et des « patterns » de la dynamique de l'arc déduits de l'analyse de ces signaux. Elle s'achève par une comparaison de nos résultats avec ceux obtenus par Ward et Nair [46] à partir d'une analyse du champ magnétique induit par l'arc électrique. Enfin, une synthèse des résultats notables tirés de notre étude est présentée dans la section III.5.

III.1 Dispositif expérimental utilisé

L'instrumentation devant être utilisée durant des refusions industrielles, nous avons dû satisfaire aux conditions de sécurité requises par AREVA NP :

- une instrumentation la plus simple possible avec le minimum de pièces individuelles pour limiter le risque de chute de pièces durant la refusion et d'une éventuelle dégradation de la qualité du lingot ;
- une installation la plus rapide possible de cette instrumentation pour réduire au maximum le temps de mise à l'arrêt du four ;
- une occultation minimale du champ de vision des caméras de supervision pour ne pas entraver la sécurité de la refusion ;
- aucune modification des conditions de refusion ne pouvait être acceptée.

L'instrumentation devait de plus répondre aux exigences suivantes pour que nous puissions enregistrer la luminosité de l'arc et effectuer les traitements souhaités sur les données enregistrées :

- installer à l'intérieur du four quatre photodiodes à 90° les unes par rapport aux autres ;
- disposer d'un passage étanche entre l'intérieur et l'extérieur du four pour assurer le passage des câbles d'alimentation électrique et d'enregistrement des mesures ;

- pouvoir finement positionner et calibrer les photodiodes après l'installation du dispositif dans la partie supérieure de la cloche et avant la fermeture du four ;
- garantir le bon fonctionnement de l'ensemble de l'instrumentation durant la totalité de la refusion.

C'est en respectant ce cahier des charges que l'instrumentation a été conçue. Nous avons choisi d'utiliser des photodiodes Thorlabs PDA36A, qui ont un capteur de 13 mm² couvrant une gamme spectrale comprise entre 350 nm et 1100 nm et qui sont équipées d'un amplificateur de signal. Il a été décidé de positionner ces photodiodes au sommet de la cloche du four en les fixant à la paroi latérale de la cloche, pour limiter leur exposition aux rayonnements thermiques, et réduire la longueur des câbles présents à l'intérieur du four. Pour raccourcir la durée de mise en place du dispositif au sommet de la cloche, nous avons décidé d'installer chaque photodiode dans une unité dédiée et de fixer les quatre unités sur une couronne vissée au sommet du four par trois points d'ancrage.

Les unités à photodiode devaient remplir plusieurs objectifs :

- L'usine d'Ugine d'AREVA NP fondant trois diamètres différents de lingot d'alliage de titane, chaque unité a été réalisée de manière à ce que l'on puisse fixer les photodiodes à la verticale de trois dimensions d'entrefer différentes. Lors d'une refusion, les photodiodes sont positionnées à la verticale du point P défini dans la figure III.1 : le point C est le centre de l'électrode, r_{Me} correspond au rayon maximal de l'électrode, r_{mc} au rayon minimal du creuset et r_p est le rayon du cercle sur lequel sont positionnées les photodiodes.
- Comme il est extrêmement complexe de s'assurer de la parfaite horizontalité de la couronne de support des unités après sa fixation sur la paroi du four, nous avons décidé de monter les photodiodes sur des goniomètres bi-axes Thorlabs GNL20/M pour pouvoir régler finement leur orientation.
- Afin de minimiser le rayonnement thermique tout en maximisant la proportion de la lumière émise par l'arc captée par les photodiodes, des filtres interférentiels Thorlabs FGB37M, qui ont une transmission maximale comprise entre 335 nm et 610 nm, ont été disposés devant les capteurs.
- Les photodiodes ne devaient pas saturer du fait de l'exposition lumineuse et les zones vues par chaque photodiode ne devaient pas se recouvrir. Un pin-hole de 65 mm de longueur avec un trou de 1 mm de diamètre a été positionné à cet effet en dessous de chaque photodiode. Il permet de plus de protéger les photodiodes et les filtres des éventuelles projections de métal liquide.
- Une vitre Thorlabs WG10530 a été placée entre le pin-hole et le filtre optique pour préserver au maximum ce dernier de l'atmosphère du four.
- L'ensemble de l'unité était protégée des rayonnements thermiques et des projections métalliques par un carter inférieur et un carter latéral.

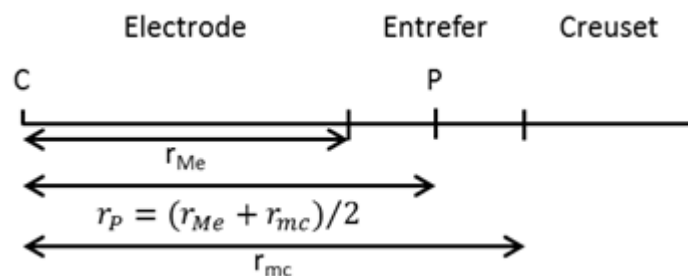


Figure III. 1 : Définition du rayon du cercle sur lequel sont positionnées les photodiodes.

L'instrumentation a été conçue en utilisant le logiciel SolidWorks. Un schéma d'une unité à photodiodes est présenté sur la figure III.2. Les dénominations des pièces constitutives font l'objet du tableau III.1. La position de l'instrumentation à l'intérieur du four et la région visée par chaque photodiode sont schématisées sur la figure III.3. Les figures III.4 et III.5 présentent des photographies

de l'instrumentation hors du four. Enfin, la figure III.6 est une photographie de l'instrumentation installée dans le four.

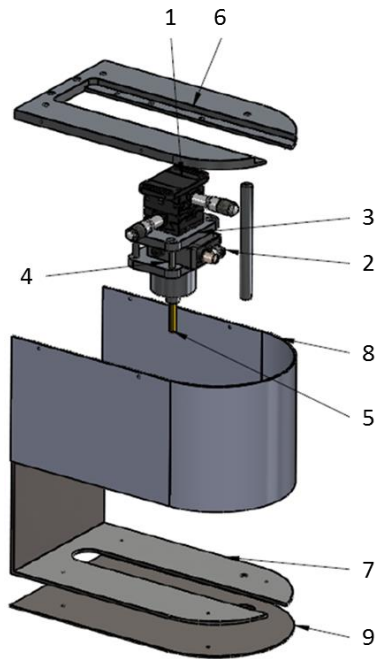


Figure III. 2 : Schéma d'une unité à photodiodes.

Numéro de la pièce	Pièce	Numéro de la pièce	Pièce
1	Goniomètre	6	Support unité
2	Photodiode avec filtre	7	Bouclier thermique
3	Plaque goniomètre 1	8	Carter latéral
4	Plaque goniomètre 2	9	Carter inférieur
5	Pin-hole		

Tableau III. 1 : Nomenclature des pièces présentes dans le schéma de la figure III.2.

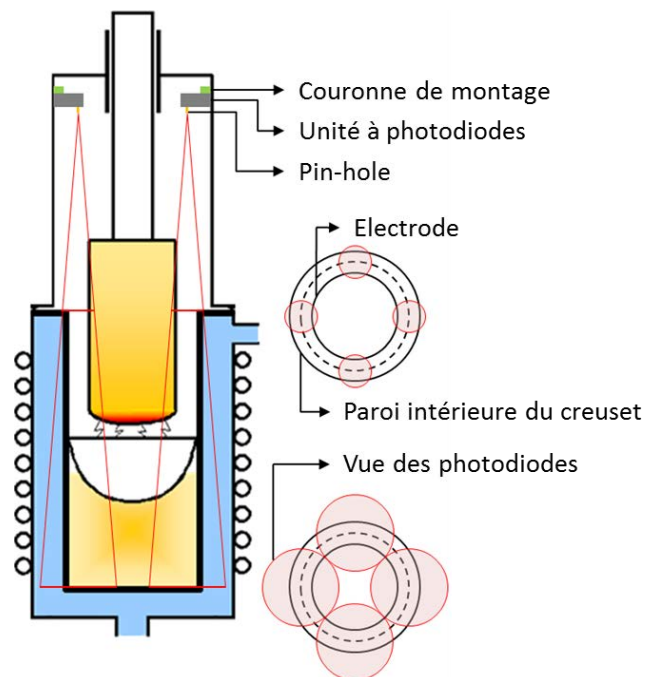


Figure III. 3 : Positionnement de l'instrumentation installée au sein du four.

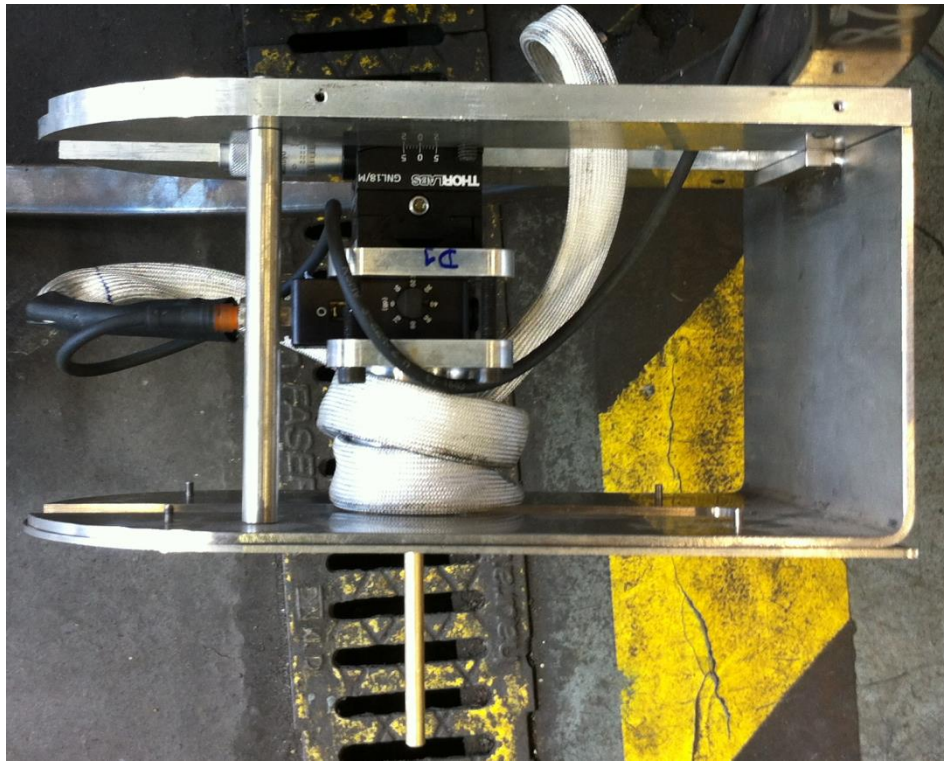


Figure III. 4 : Photographie d'une unité à photodiodes sans les carters de protection.



Figure III. 5 : Photographie de l'instrumentation complète sans les carters de protection.

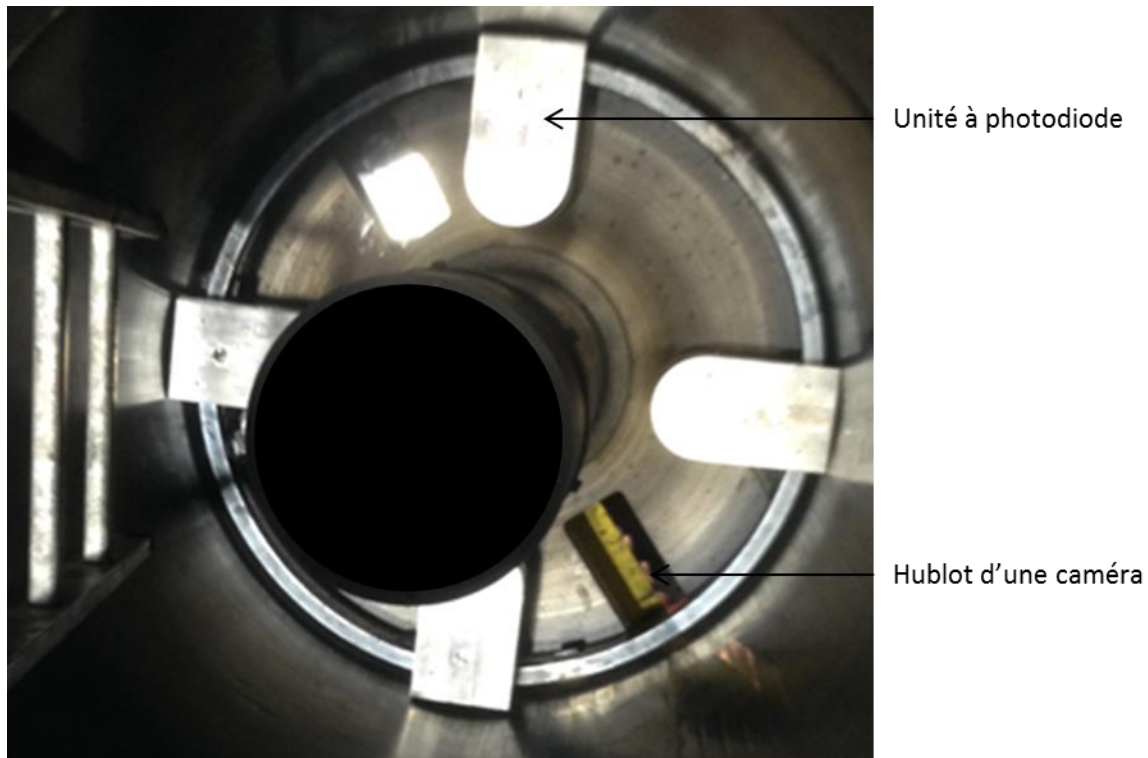


Figure III. 6 : Photographie de l'instrumentation installée dans le four.

Le passage étanche au vide des câbles a été fabriqué par la société Plug-in. Il permet le passage de quatre câbles BNC pour l'enregistrement des mesures et de quatre câbles d'alimentation électrique. L'acquisition sur ordinateur des données transmises par les photodiodes nécessite une carte National Instruments NI9222 branchée sur un boîtier National Instruments CDAQ-9174. Les signaux ont été enregistrés avec une fréquence de 10 kHz grâce à un programme LabVIEW.

Une fois l'ensemble du dispositif installé à l'intérieur du four et avant sa fermeture et sa mise sous vide, nous l'avons étalonné en utilisant la procédure suivante :

- Un projecteur LED30PHR135 est positionné horizontalement au niveau de la bride inférieure de la cloche du four à la verticale de la photodiode. Un cache est mis sur le projecteur pour que seule la partie censée être vue par la photodiode (compte tenu de la distance d'observation et des dimensions du pin-hole) émette de la lumière.
- L'orientation de la photodiode est réglée à l'aide du goniomètre de façon à maximiser la lumière reçue par celle-ci. La tension délivrée par la photodiode une fois le goniomètre réglé est enregistrée et sert de valeur d'étalonnage.
- La procédure est répétée pour chaque photodiode.

III.2 Procédure de traitement des données post-enregistrement

La première étape du traitement des signaux enregistrés consiste à appliquer une moyenne mobile de 0,5 s sur ces derniers pour éliminer le bruit. Nous utilisons une durée plus courte que lors des analyses vidéo pour ne pas supprimer les fluctuations des signaux dues non au bruit mais à la variation de la luminosité. Les signaux subissent un ré-échantillonnage à 100 Hz dans une seconde étape pour alléger la taille de l'enregistrement analysé. Ce ré-échantillonnage est possible car nous nous intéressons au comportement global de l'arc sur des échelles de temps de plusieurs dizaines de secondes. Dans une troisième étape, le bruit de fond des signaux est supprimé en soustrayant une ligne de base à ces derniers. Chaque ligne de base, propre à chaque signal enregistré, est calculée comme étant la moyenne du signal lors des 5 premières secondes de l'enregistrement, alors que la refusion n'a pas encore commencé mais que le four est fermé. Comme nous avons besoin de signaux exclusivement

positifs, si les signaux contiennent une ou plusieurs valeurs négatives, la valeur minimale est enregistrée et soustraite à tous les signaux.

Les quatre signaux sont calibrés lors d'une dernière étape. Il était prévu initialement d'utiliser les valeurs enregistrées au moment du réglage des goniomètres. Malheureusement, cette méthode de calibration des signaux conduisait à obtenir deux signaux nettement supérieurs aux deux autres. Elle a donc été abandonnée. La méthode de dépouillement finalement retenue pose l'hypothèse que la luminosité moyenne émise par l'arc, durant le palier de la refusion analysée, doit être globalement égale pour l'ensemble des photodiodes. La moyenne de chacun des signaux sur l'ensemble du palier est calculée et des coefficients multiplicatifs appropriés sont appliqués sur les signaux pour égaliser ces quatre moyennes.

La comparaison quantitative des signaux instantanés des quatre photodiodes permet de localiser le « centre de gravité lumineux » de l'arc au cours de la refusion.

Nous avons choisi d'utiliser une méthode de calcul proche de celle d'Aikin et Williamson [42], en identifiant le centre de gravité lumineux de l'arc au barycentre des quatre tensions enregistrées. La position (x_G, y_G) du barycentre lumineux de l'arc a été calculée en deux étapes du fait de l'organisation des photodiodes dans le four présentée sur la figure III.7 :

- La position du barycentre a tout d'abord été calculée selon les équations III.1 et III.2 avec les axes des abscisses et des ordonnées alignés sur la position des photodiodes ;

$$x_G = \frac{\sum x_i V_i}{\sum V_i} = \frac{x_B V_B - x_D V_D}{\sum V_i} \quad (\text{III.1})$$

$$y_G = \frac{\sum y_i V_i}{\sum V_i} = \frac{y_A V_A - y_C V_C}{\sum V_i} \quad (\text{III.2})$$

- Une rotation de 27° a été appliquée sur les coordonnées obtenues afin de faire correspondre la position des axes avec celle décrite sur la figure III.7.

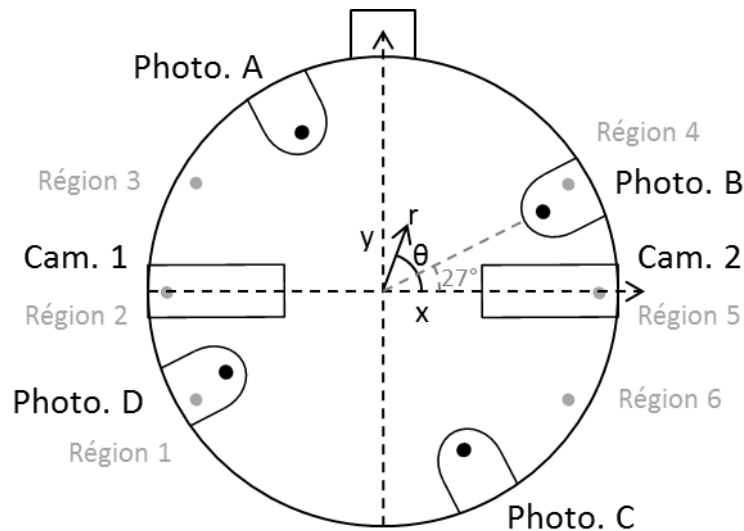


Figure III. 7 : Position des photodiodes dans le four par rapport aux régions d'intérêt analysées sur les films enregistrés par les caméras de supervision.

III.3 Déroulement de la campagne de mesures

Le montage expérimental a été installé dans le four VAR n°9 d'AREVA NP lors des refusions 2, 3 et 7 présentées dans les tableaux II.1 et II.2. Malheureusement, comme nous allons le voir, seules les mesures réalisées au cours de la refusion 2 se sont révélées exploitables et sont exposées dans ce chapitre.

Au cours de la refusion 2, les signaux délivrés par les photodiodes ont l'un après l'autre cessé temporairement d'être transmis à la carte d'acquisition à partir de la fin de la première phase du hot-topping. A l'issue de cette refusion, une des photodiodes ne délivrait plus aucun signal. Ainsi, les enregistrements réalisés pendant la refusion 3 étaient inexploitable. A l'issue de la refusion 3, nous avons démonté l'ensemble de l'instrumentation pour identifier les dommages et les réparer.

Ni les photodiodes ni les câbles d'alimentation électrique n'avaient subi de dommage ; par ailleurs, les vitres protégeant les filtres de l'atmosphère du four n'avaient pas subi de dépôts. En revanche, les câbles BNC situés à l'intérieur du four étaient dégradés du fait du rayonnement thermique. En effet, la température au sommet d'un four similaire a été mesurée à environ une centaine de degrés à la fin d'une refusion de plus courte durée. Par ailleurs, nous avons noté l'existence de tensions parasites importantes lors de la manipulation des câbles extérieurs. Cela peut s'expliquer par leur longueur très importante (20 m) et leur possible dégradation suite à leurs déplacements dûs aux mouvements de la cloche lors de l'installation de l'électrode et du démoulage du lingot. Tous les câbles BNC endommagés ont été remplacés et placés dans des gaines de protection thermique. Pour limiter leur mouvement, l'ordinateur d'acquisition des mesures a été déplacé au sommet de la cloche. De plus, les vitres protégeant les photodiodes et leurs filtres de l'atmosphère du four ont été retirées du montage expérimental.

Ce montage amélioré a été réinstallé dans le four pour réaliser des mesures au cours de la refusion 7. Malheureusement, en raison d'un problème informatique, ces dernières n'ont pas été sauvegardées sur l'ordinateur. A l'issue de la refusion, nous avons pu vérifier le bon état général de l'instrumentation et le bon fonctionnement des photodiodes et des câbles BNC. Le dispositif expérimental amélioré proposé peut donc être utilisé durant une refusion sans subir de dommage. Enfin, il doit être signalé que le carter inférieur des unités à photodiode présentait des traces de projections de métal.

III.4 Résultats

Comme nous l'avons vu, les résultats présentés concernent uniquement la refusion 2, pour laquelle nous disposons d'un enregistrement par photodiodes complet. Cette section est divisée en cinq sous-sections. Dans la première, nous vérifierons la cohérence des signaux enregistrés par les photodiodes avec les données issues des enregistrements vidéo de la refusion. Dans la seconde, nous étudierons la périodicité de l'évolution de ces signaux. Les troisième et quatrième sous-sections détaillent les patterns de la dynamique de l'arc électrique identifiés. Enfin, la cinquième présente une comparaison de nos résultats avec ceux obtenus par Mark Ward et Bindu Nair, de l'Université de Birmingham, à partir de l'analyse du champ magnétique induit par l'arc.

III.4.1 Cohérence des données mesurées

La cohérence entre les signaux mesurés par les photodiodes et les données issues de l'analyse des enregistrements vidéo a été vérifiée sur quatre plages de temps. Ces plages de temps correspondent aux séquences 1 à 4 schématisées sur la figure II.4 Nous ne présenterons ici que la vérification correspondant à la première séquence. Les vérifications correspondant aux séquences 2 à 4 font l'objet de l'annexe B.

Les figures III.8 et III.9 présentent, pour la séquence 1, les évolutions temporelles des tensions délivrées par les photodiodes et de la luminosité de l'arc dans six régions d'intérêt extraites des enregistrements vidéo, tel que nous l'avons décrit dans le chapitre précédent. Le premier point de comparaison entre les deux enregistrements est la variation importante de la luminosité de l'arc durant les rampes de brassage et sa faible variation au cours des plateaux de brassage. Dans les enregistrements par photodiodes, on observe des paliers de tension dépendant de la polarité du brassage, qui commencent souvent par un pic de tension pour les photodiodes B et C. Ces paliers sont au niveau des photodiodes C et D lorsque le brassage est de polarité positive et au niveau des photodiodes A et B lorsque le brassage est de polarité négative. Les enregistrements vidéo montrent une évolution de la luminosité globalement cohérente avec celle de la tension délivrée par les

photodiodes. Comme nous l'avons vu dans le chapitre II, des zones à forte luminosité sont présentes au niveau des régions 1 et 6 lorsque le brassage est de polarité positive et au niveau des régions 3 et 4 lorsque le brassage est de polarité négative. Toutefois, contrairement au comportement des signaux des photodiodes B et C, on peut noter l'absence de pic important de luminosité au début des plateaux de luminosité des régions 4 et 6, même si une luminosité légèrement plus élevée est observée au début des plateaux de brassage.

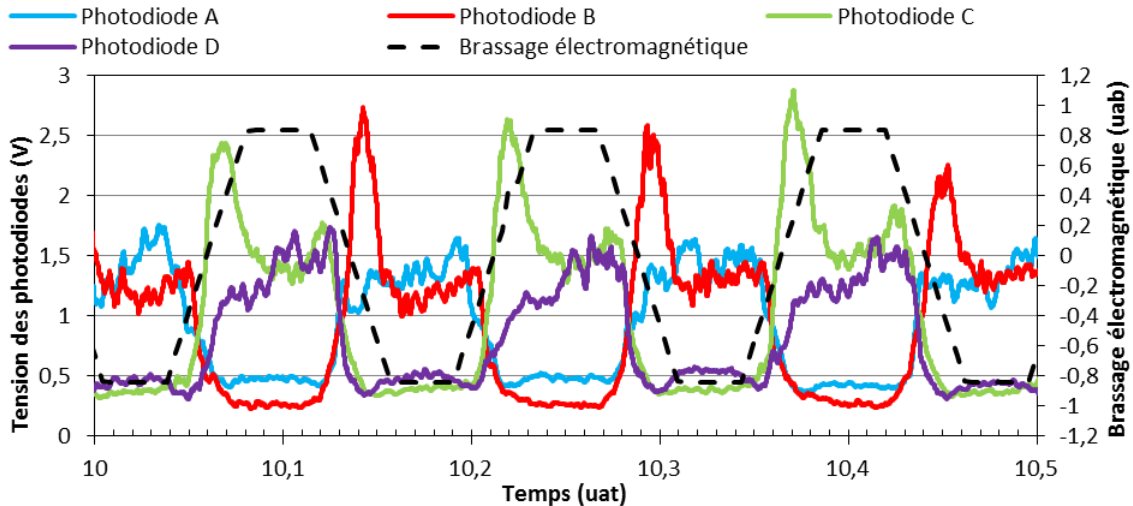


Figure III. 8 : Evolution de la tension délivrée par les photodiodes durant la séquence 1.

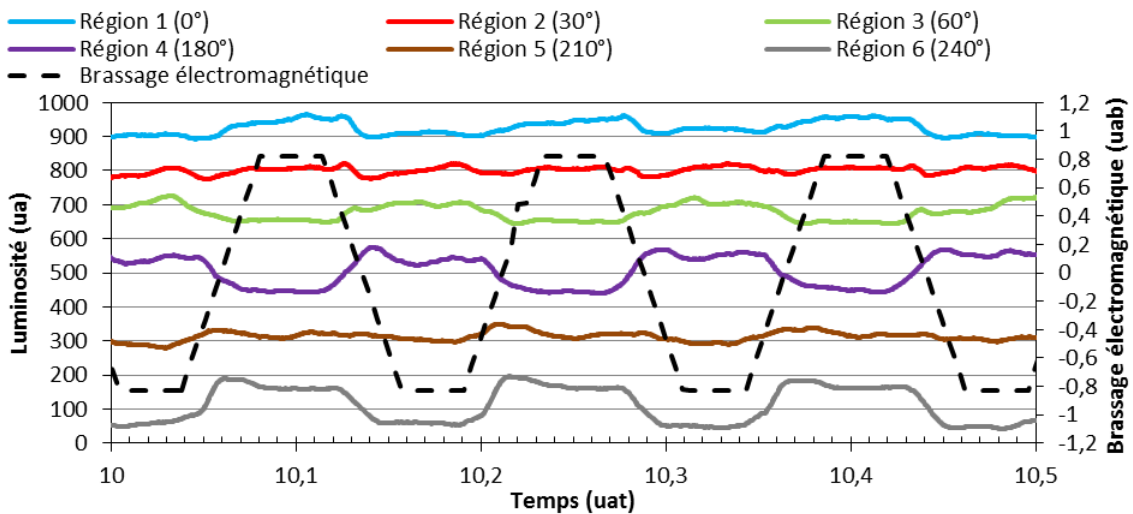


Figure III. 9 : Evolution de la luminosité de l'arc par analyse vidéo durant la séquence 1.

III.4.2 Périodicité des tensions délivrées par les photodiodes

Avant de déterminer quantitativement le comportement de l'arc en calculant la position de son barycentre, plusieurs caractéristiques de l'évolution des signaux sont à noter. Tout d'abord, il existe un point commun entre cette analyse et celle des enregistrements vidéo des refusions à fort brassage électromagnétique. Dans la majorité des cas, la luminosité de l'arc (ou le signal d'une photodiode) ne varie fortement qu'au cours des rampes de brassage alors que pendant les plateaux de brassage, la luminosité de l'arc reste relativement constante. Ce comportement sera bien sûr retrouvé dans le mouvement du barycentre décrit dans la section III.4.3 et implique un déplacement du barycentre lumineux de l'arc ayant lieu préférentiellement lors des rampes de brassage.

Par ailleurs, l'analyse spectrale de l'ensemble du signal délivré par les photodiodes montre que ce dernier évolue périodiquement et dépend de plusieurs périodes clairement identifiées. Le tableau III.2 rassemble l'ensemble des périodes caractéristiques des signaux fournis par chaque photodiode.

	Période (uat)				
	primaire	secondaire	tertiaire	quaternaire	quinquenaire
Photodiode A	0,0763	0,153	0,0508	0,0305	0,0381
Photodiode B	0,153	0,0763	0,0508	0,0305	0,0381
Photodiode C	0,0763	0,153	0,0508	0,0381	0,0305
Photodiode D	0,153	0,0763	0,0508	0,0305	0,0381

Tableau III. 2 : Périodes caractéristiques d'évolution de la luminosité de l'arc au cours de la refusion 2 pour chacune des photodiodes.

Les périodes caractéristiques primaires et secondaires sont associées à la période et à la demi-période de brassage et montrent une forte corrélation entre l'évolution de la luminosité de l'arc vue par les photodiodes et le brassage électromagnétique. L'origine des périodes tertiaire à quinquenaire est plus complexe. Ces trois périodes caractéristiques sont de l'ordre de grandeur de la durée des plateaux de brassage (0,034 uat) et de celle des rampes de brassage (0,042 uat), indiquant que ces trois périodes caractéristiques sont probablement liées soit à la phase de stabilité de l'arc soit à sa phase de déplacement.

III.4.3 Patterns décrits par le barycentre lumineux de l'arc

Cette section détaille les différents patterns de déplacement du barycentre lumineux de l'arc identifiés au cours de la refusion 2. Sa position a pu être calculée durant la quasi-totalité de la refusion, pendant la durée de bon fonctionnement du dispositif expérimental. Trois patterns nommés par la suite A, B et C, ont été identifiés, comme le montre la figure III.10. La zone hachurée représente la période pendant laquelle les mesures n'étaient plus réalisées.

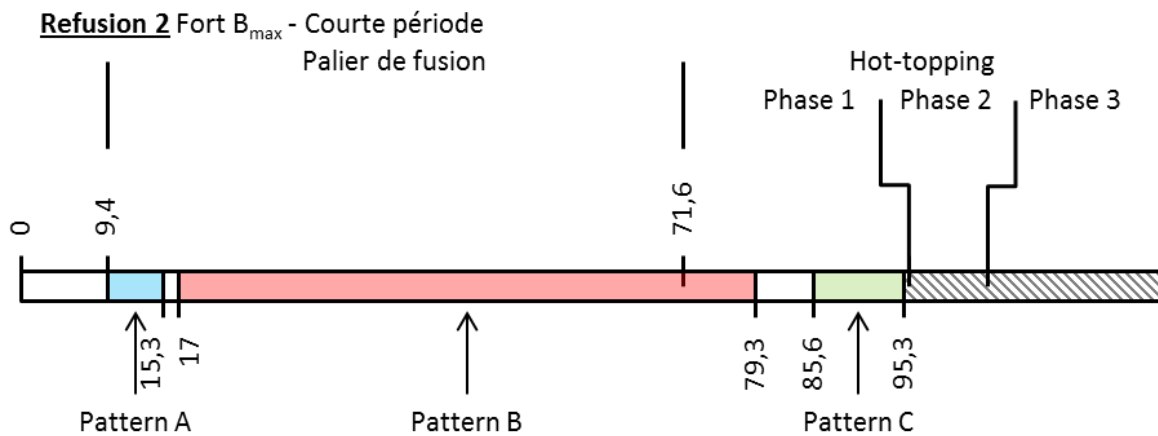


Figure III. 10 : Localisation des trois patterns identifiés au cours de la refusion 2.

A trois reprises, aucun pattern régulier n'a pu être déterminé en ce qui concerne le mouvement du barycentre. La première va du début de la refusion jusqu'au début de l'observation du pattern A : au début de la refusion, la position du barycentre varie fortement, avec quelques localisations privilégiées. Ce comportement peut être attribué à la formation du film liquide à l'extrémité de l'électrode et à son hétérogénéité thermique, qui influencent probablement fortement la localisation des spots cathodiques et donc la structure de l'arc. Les deux autres périodes pendant lesquelles aucun pattern régulier n'est décelable sont des périodes de transition, du pattern A vers le pattern B, puis du pattern B vers le pattern C.

Les figures à venir distinguent, pour chaque pattern, la position et le mouvement du barycentre en fonction de la phase du brassage, selon le code couleur présenté sur la figure III.11. Il s'agit, non seulement de distinguer les plateaux de brassage des rampes de brassage, mais également de

différencier les phases à champ magnétique croissant de celles avec un champ magnétique décroissant, tout en tenant compte de la polarité de celui-ci.

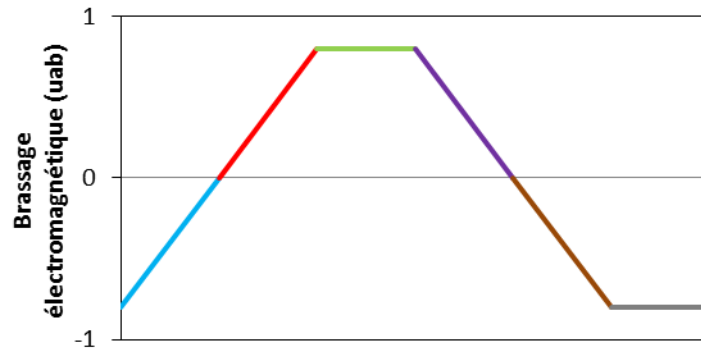


Figure III. 11 : Code couleur attribué aux différentes phases de la séquence de brassage.

Précisons qu'une moyenne mobile supplémentaire de 0,25 s a été appliquée aux signaux des photodiodes lors du calcul de la vitesse du barycentre pour supprimer les variations extrêmement rapides de cette dernière.

III.4.3.1 Pattern A

Les évolutions temporelles des positions angulaire et radiale du barycentre durant le pattern A sont présentées sur les figures III.12 et III.13, tandis que l'évolution de la vitesse du barycentre est l'objet de la figure III.14. La figure III.15 illustre pour sa part la probabilité de présence du barycentre à la surface de l'électrode durant 0,5 uat. Enfin, la trajectoire du barycentre pendant une période de brassage est décrite sur la figure III.16.

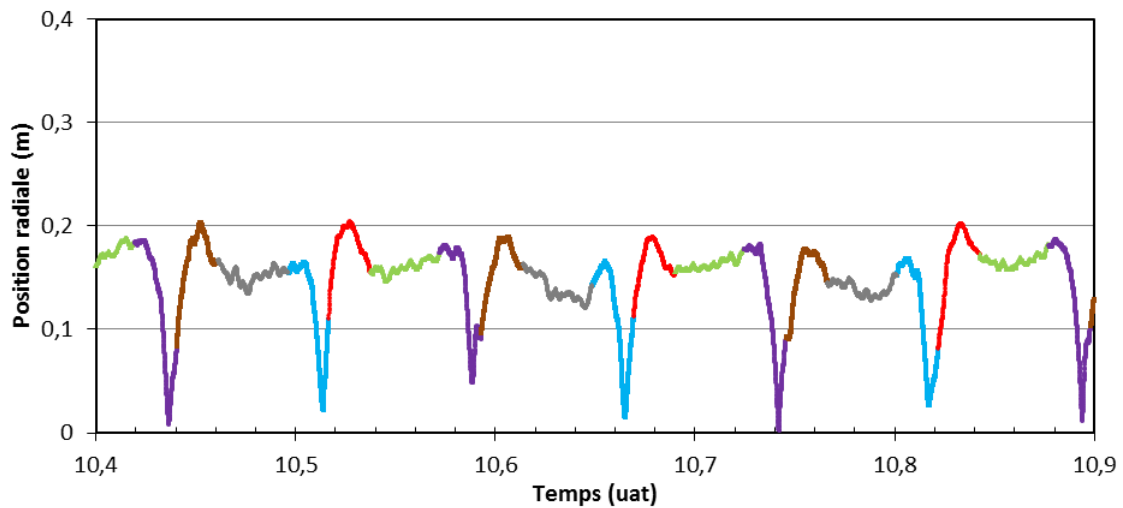


Figure III. 12 : Pattern A : Position radiale du barycentre en fonction du temps.

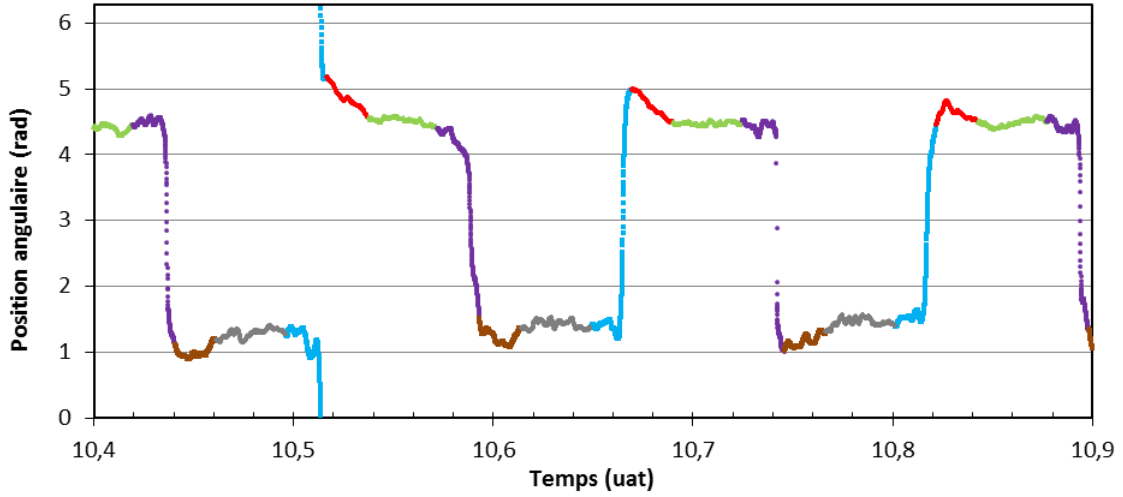


Figure III. 13 : Pattern A : Position angulaire du barycentre en fonction du temps.

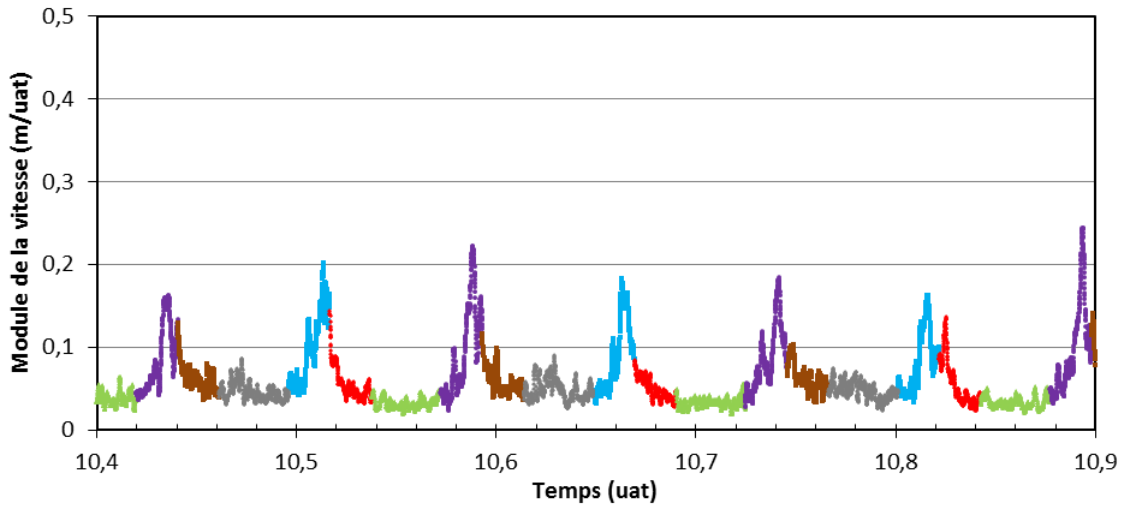


Figure III. 14 : Pattern A : Vitesse du barycentre en fonction du temps.

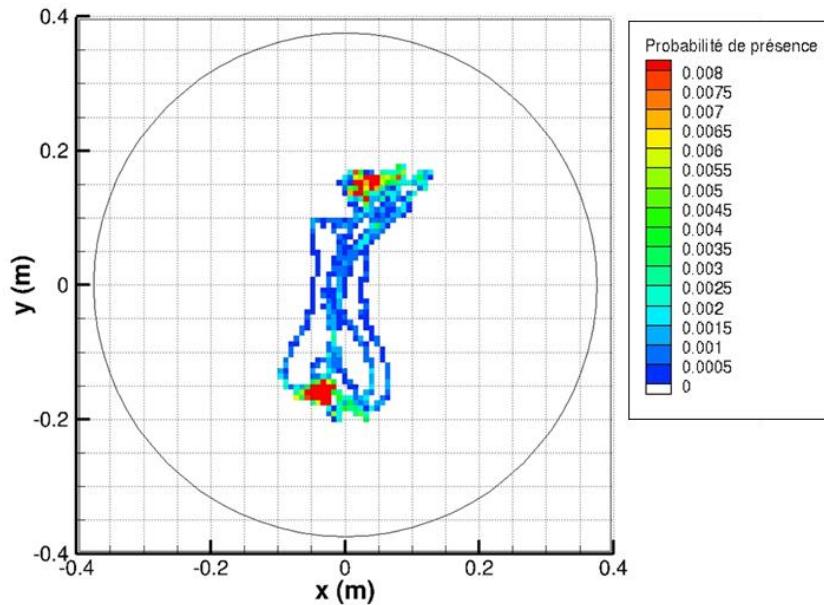


Figure III. 15 : Pattern A : Probabilité de présence du barycentre à la surface de l'électrode (de $t = 10,4$ uat à $t = 10,9$ uat).

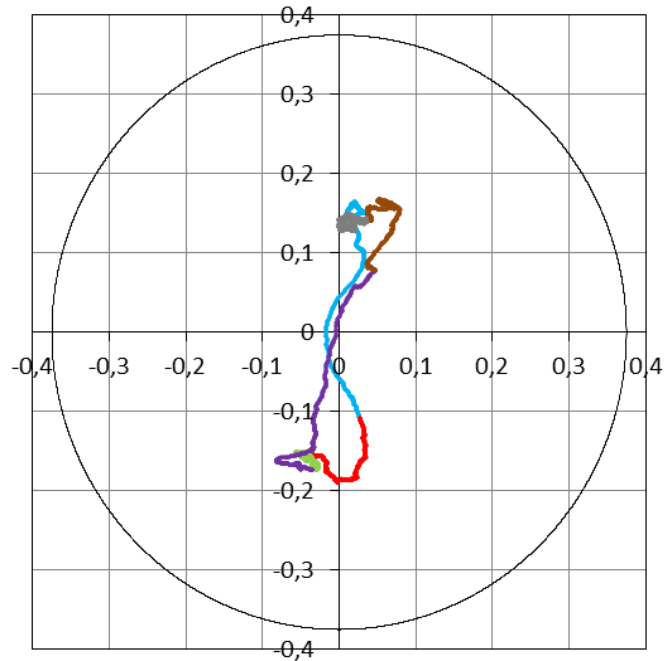


Figure III. 16 : Pattern A : Trajectoire du barycentre pendant une période de brassage (de 10,65 uat à 10,81 uat).

On observe que ce pattern se caractérise par un mouvement de va et vient relativement direct du barycentre entre deux zones de moindre mouvement éloignées de l'axe de symétrie de l'électrode et presque diamétralement opposées.

On peut constater que le mouvement de va et vient se produit au cours de l'inversion de la polarité du brassage. Lors de chaque inversion de polarité, le barycentre se déplace d'une zone stable vers l'autre. Dans un premier temps, il se rapproche donc de l'axe de symétrie de l'électrode pour s'en éloigner ensuite. Ce mouvement est relativement linéaire, mais il arrive que le barycentre se déplace vers une position excentrée pour revenir ultérieurement vers la zone stable. Enfin, les évolutions des positions radiale et angulaire du barycentre indiquent que le mouvement de ce dernier n'est pas symétrique par rapport à l'annulation de l'intensité du champ magnétique durant la rampe de brassage. Le mouvement a lieu majoritairement dans la phase de diminution de l'intensité du champ magnétique.

On remarque que la vitesse du barycentre est généralement la plus élevée lorsque l'intensité du champ magnétique diminue. Elle est faible (0,045 m/uat) pendant les plateaux de brassage. Au cours de la décroissance du champ magnétique, elle augmente jusqu'à atteindre un maximum avant l'annulation du champ, qui atteint 0,2 m/uat. Pendant la croissance du champ, la vitesse diminue progressivement, pour se stabiliser lors du plateau de brassage suivant.

III.4.3.2 Pattern B

Les évolutions des positions angulaire et radiale du barycentre durant le pattern B sont présentées sur les figures III.17 et III.18, tandis que l'évolution temporelle de la vitesse du barycentre fait l'objet de la figure III.19. La figure III.20 illustre pour sa part la probabilité de présence du barycentre à la surface de l'électrode pendant 0,5 uat. La trajectoire du barycentre pendant une période de brassage est présentée sur la figure III.21.

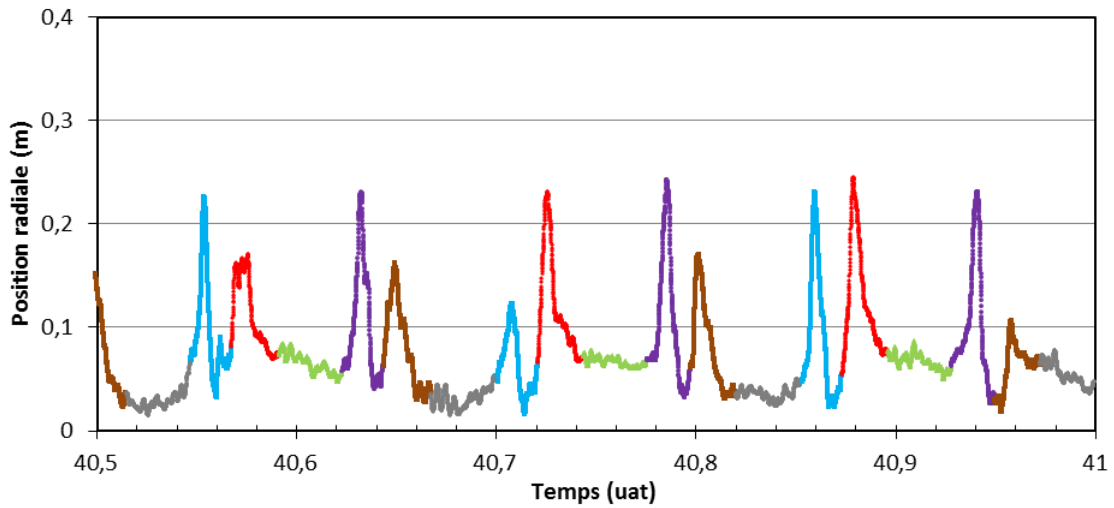


Figure III. 17 : Pattern B : Position radiale du barycentre en fonction du temps.

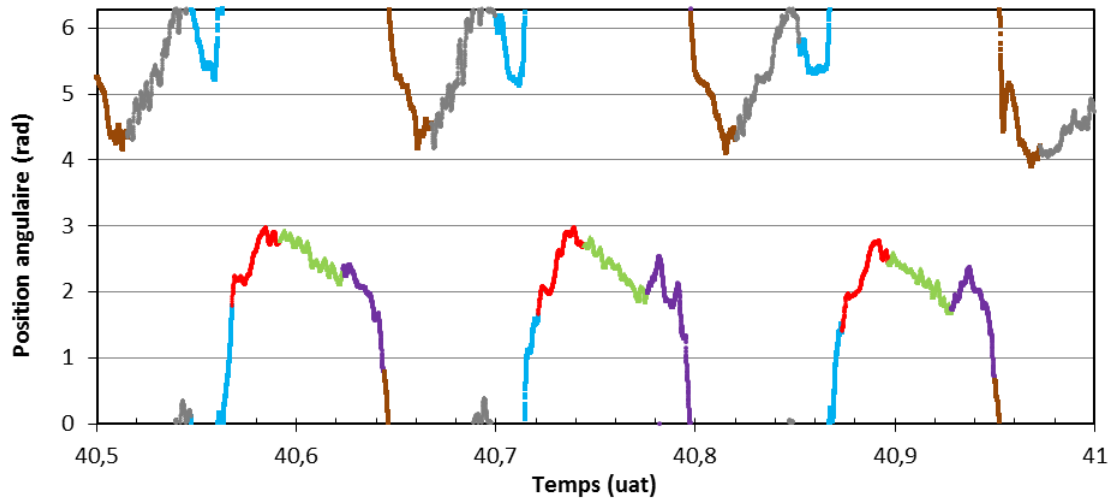


Figure III. 18 : Pattern B : Position angulaire du barycentre en fonction du temps.

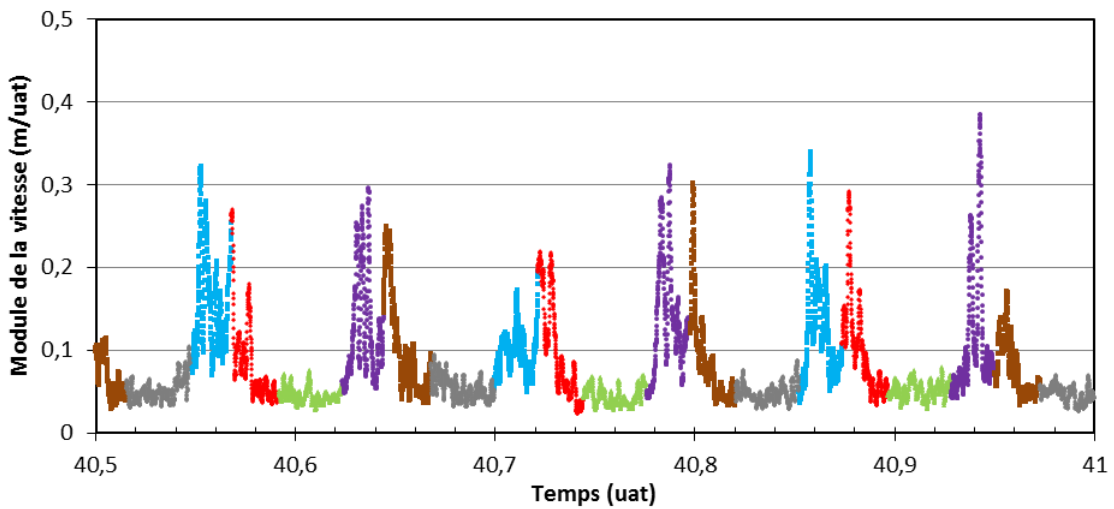


Figure III. 19 : Pattern B : Vitesse du barycentre en fonction du temps.

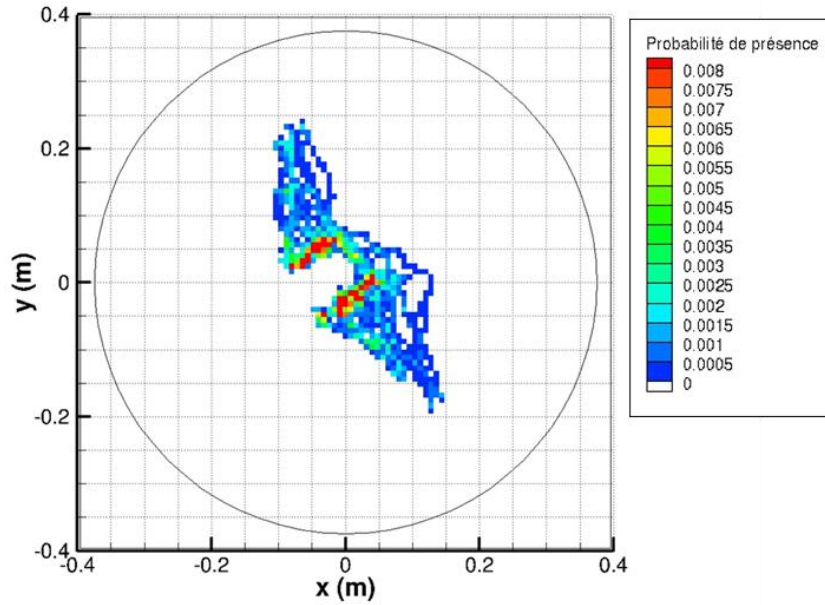


Figure III. 20 : Pattern B : Probabilité de présence du barycentre à la surface de l'électrode (de $t = 40,5$ uat à $t = 41$ uat).

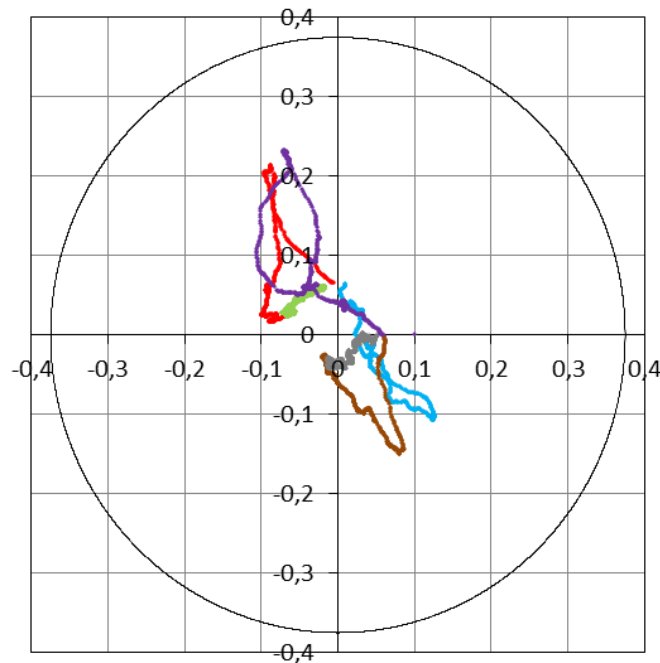


Figure III. 21 : Pattern B : Trajectoire du barycentre pendant une période de brassage (de $40,70$ uat à $40,86$ uat).

Le pattern B se caractérise également par un mouvement de va et vient du barycentre entre deux zones de moindre mouvement. Cependant, contrairement à ce qui se passe dans le pattern A, le barycentre ne suit pas une trajectoire rectiligne entre les deux zones stables, mais décrit un mouvement plus curviligne.

Comme pour le pattern A, le barycentre est peu mobile lors des plateaux de brassage et les deux zones stables sont associées à des polarités de brassage différentes. Remarquons que la position du barycentre peut subir une dérive angulaire durant les plateaux de brassage en commençant à évoluer radialement à la fin de cette phase. La dérive angulaire s'effectue généralement dans le sens inverse du mouvement angulaire correspondant à la rampe de brassage précédente. Le mouvement du barycentre entre les deux zones stables se produit durant les rampes de brassage et ce mouvement est plus

important pendant la phase de diminution de l'intensité du champ magnétique, bien que cette asymétrie soit moins marquée que lors du pattern A. La trajectoire se rapproche d'un arc d'ellipse. Tout en décrivant un mouvement angulaire, le barycentre commence par s'éloigner de l'axe de symétrie de l'électrode pour ensuite s'en rapprocher, puis s'en écarter à nouveau pour finalement s'en rapprocher et atteindre la deuxième zone stable. Au cours des rampes positives, le mouvement est dans le sens horaire dans plus de 90% des cas. Il est dans le sens antihoraire lors des rampes négatives, là aussi dans plus de 90% des cas.

Comme dans le pattern A, la vitesse du barycentre est faible et stable lors des plateaux de brassage et atteint son maximum durant les rampes de brassage. L'évolution de la vitesse du barycentre au cours de l'inversion de polarité est différente de celle observée lors du pattern A. Un système de double pic est majoritairement observé. Ces pics ont principalement lieu pendant la décroissance du champ magnétique et le minimum de vitesse est corrélé à la position radiale minimale du barycentre. La vitesse maximale atteinte lors des rampes de brassage est en général plus élevée que lors du pattern A.

III.4.3.3 Pattern C

Les évolutions temporelles des positions angulaire et radiale du barycentre durant le pattern C sont présentées sur les figures III.22 et III.23, tandis que l'évolution de la vitesse du barycentre est l'objet de la figure III.24. La figure III.25 illustre pour sa part la probabilité de présence du barycentre à la surface de l'électrode durant 0,5 uat.

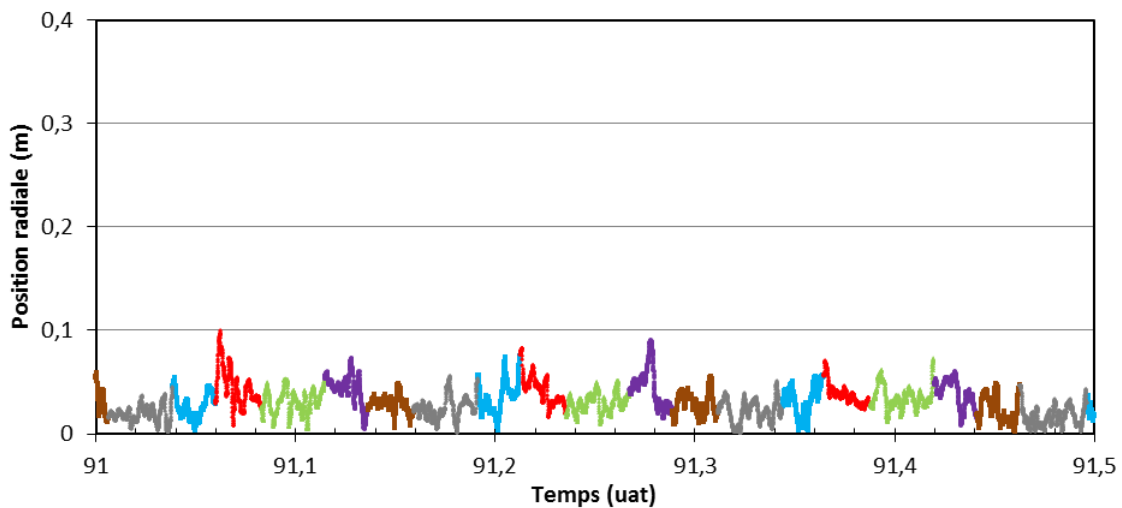


Figure III. 22 : Pattern C : Position radiale du barycentre en fonction du temps.

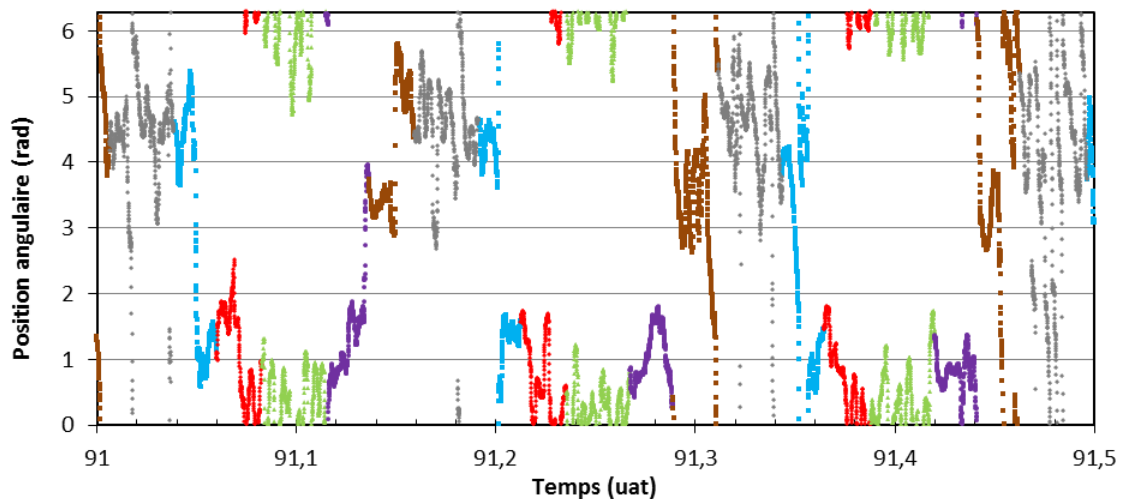


Figure III. 23 : Pattern C : Position angulaire du barycentre en fonction du temps.

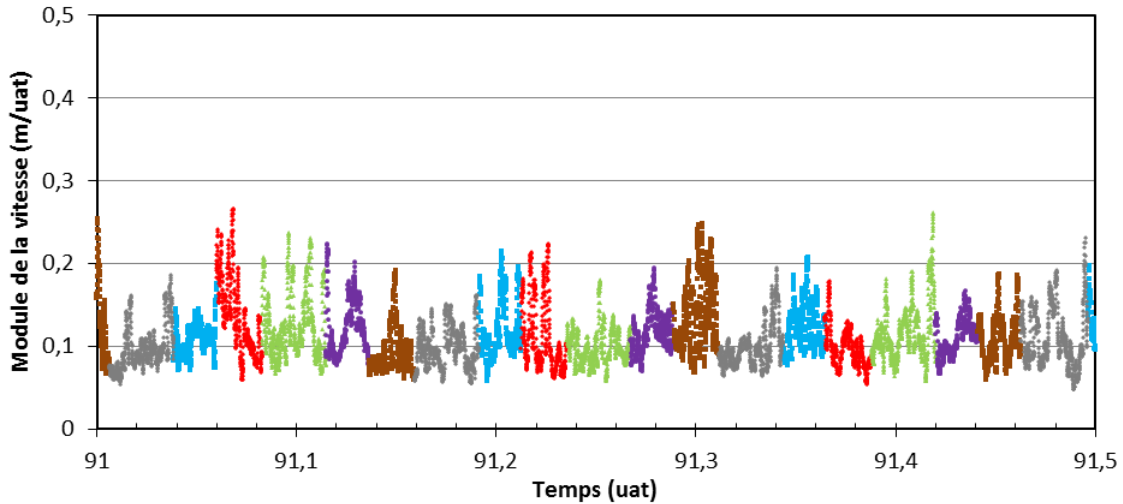


Figure III. 24 : Pattern C : Vitesse du barycentre en fonction du temps.

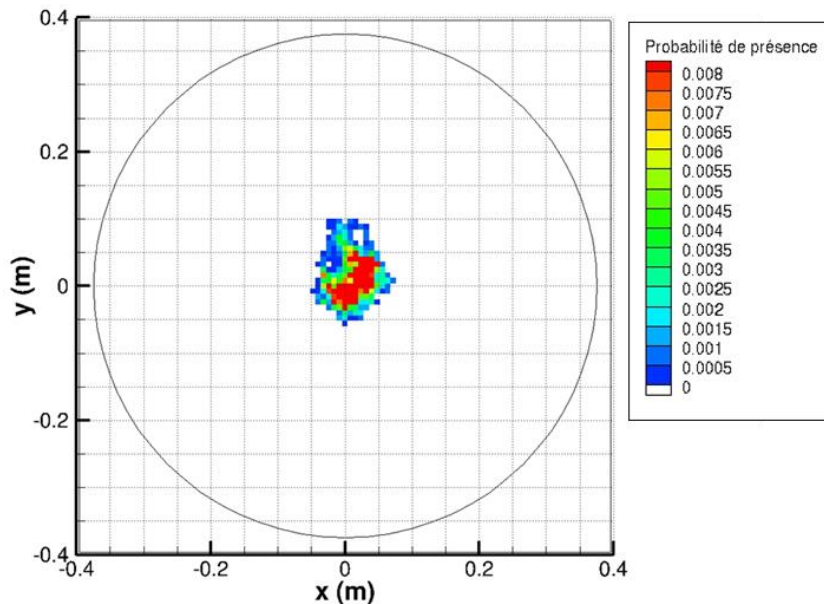


Figure III. 25 : Pattern C : Probabilité de présence du barycentre à la surface de l'électrode (de $t = 91$ uat à $t = 91,5$ uat).

Le pattern C, très différent des patterns précédents, est caractérisé par une position du barycentre très proche de l'axe de symétrie de l'électrode (la distance moyenne du barycentre à l'axe n'est que de 3 cm). La position angulaire du barycentre connaît des variations beaucoup plus importantes que lors des patterns précédents. Les plateaux de brassage restent des phases où la position du barycentre est globalement plus stable. La vitesse du barycentre est relativement irrégulière. Au cours des plateaux de brassage, elle est supérieure à celle observée lors des patterns A et B avec une valeur moyenne de 0,104 m/uat. La vitesse maximale atteinte lors des rampes de brassage est quant à elle similaire à celle observée durant le pattern A et légèrement inférieure à celle observée au cours du pattern B.

III.4.4 Evolution de la position des zones stables pendant les plateaux de brassage

Comme nous l'avons vu ci-dessus, le barycentre lumineux de l'arc est localisé dans une zone relativement stable pendant les plateaux de brassage. Cette constatation reste identique, quel que soit le pattern global de mouvement. Ces positions stables ne sont pas fixes au cours de la refusion, comme le montre la figure III.26, qui présente l'évolution, tout au long de la refusion, de la position radiale moyenne du barycentre durant les plateaux de brassage, en différenciant ces phases selon la polarité du brassage. Si les deux zones stables sont fortement excentrées au début du palier de la refusion, elles se

rapprochent de l'axe de symétrie de l'électrode pendant la majeure partie de la refusion. Par ailleurs, la polarité du brassage n'exerce apparemment pas d'influence notable sur leurs positions radiales, qui diffèrent entre elles en moyenne de 1,7 cm (avec un écart type de 1,4 %), sauf au commencement de la refusion.

De manière similaire à la figure III.26, la figure III.27 présente l'évolution au cours de la refusion de la position angulaire moyenne du barycentre pendant les plateaux de brassage. Les deux zones stables apparaissent comme fixes lorsque le mouvement suit le pattern A, mais leurs positions angulaires évoluent de façon sensible lors des deux autres patterns. Cette évolution est relativement périodique dans le cas du pattern B, avec une période caractéristique primaire de 8,89 uat, près de 60 fois supérieure à la période du brassage. Les deux zones stables restent diamétralement opposées (distance angulaire proche de 3,14 rad : en moyenne 3,07 rad durant le pattern A et 2,76 rad durant le pattern B).

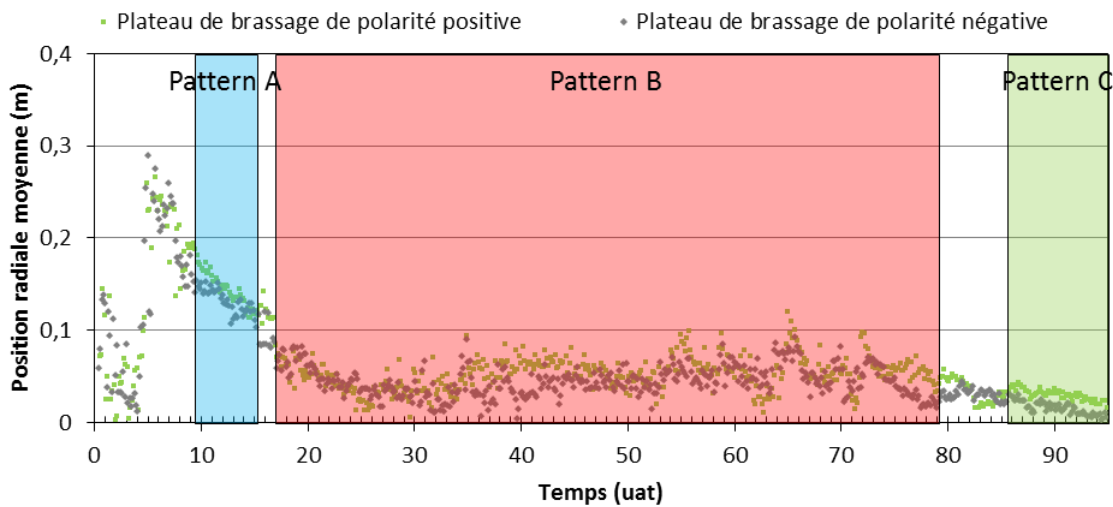


Figure III. 26 : Position radiale moyenne du barycentre pendant un plateau de brassage.

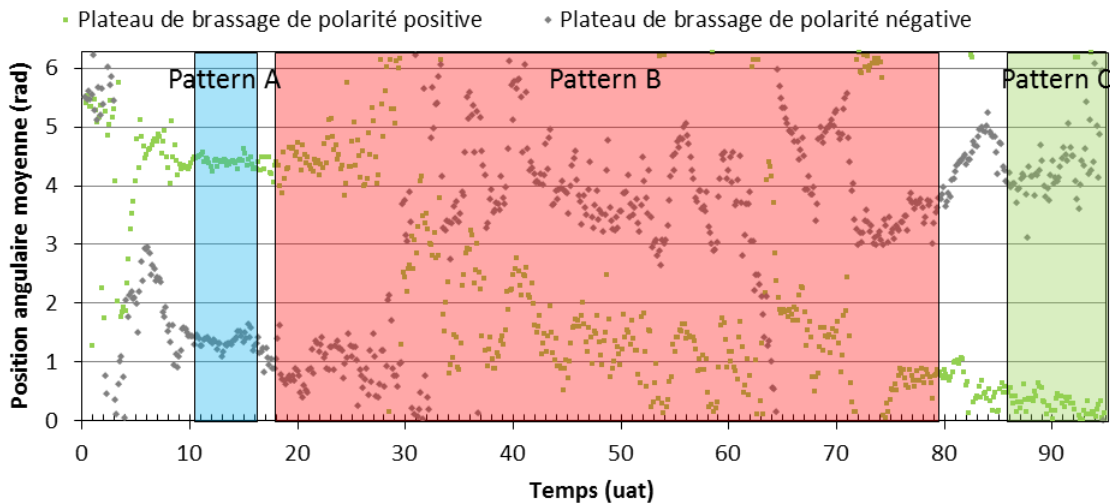


Figure III. 27 : Position angulaire moyenne du barycentre pendant un plateau de brassage.

III.4.5 Comparaison de nos résultats avec ceux de l'équipe de Birmingham

Lors de la campagne d'essais présentée dans ce travail, la dynamique de l'arc a été étudiée par le biais de deux méthodes de mesure. Nous avons utilisé notre instrumentation à base de photodiodes, tandis que Mark Ward et Bindu Nair mesuraient la distribution du champ magnétique induit par l'arc à l'extérieur du four [46].

Comme nous l'avons décrit dans le chapitre I, la méthode d'analyse utilisée par Ward et Nair considère que l'arc peut être représenté comme la combinaison de deux distributions de courant : une distribution centrée par rapport à l'axe de symétrie de l'électrode et une distribution décentrée. Leur analyse permet de calculer les fractions du courant d'arc total associées aux deux distributions et la position du centre de gravité de la distribution de courant décentrée [43], puis d'en déduire la position du centre de gravité de la distribution globale de courant. Dans cette section, nous comparons la position de ce point à celle du barycentre lumineux de l'arc, résultant de notre analyse.

Cette comparaison a été faite au cours de six intervalles de temps, pendant lesquels nous observons le pattern B. Cette section présente les résultats pour deux de ces intervalles, de 24,66 uat à 25,56 uat (figure III.28) et de 40,31 uat à 41,58 uat (figure III.29). Ces figures présentent respectivement, pour les deux méthodes de mesure, la distribution de la probabilité de présence de l'arc à la surface de l'électrode et les évolutions temporelles des positions radiale et angulaire du centre de gravité de l'arc.

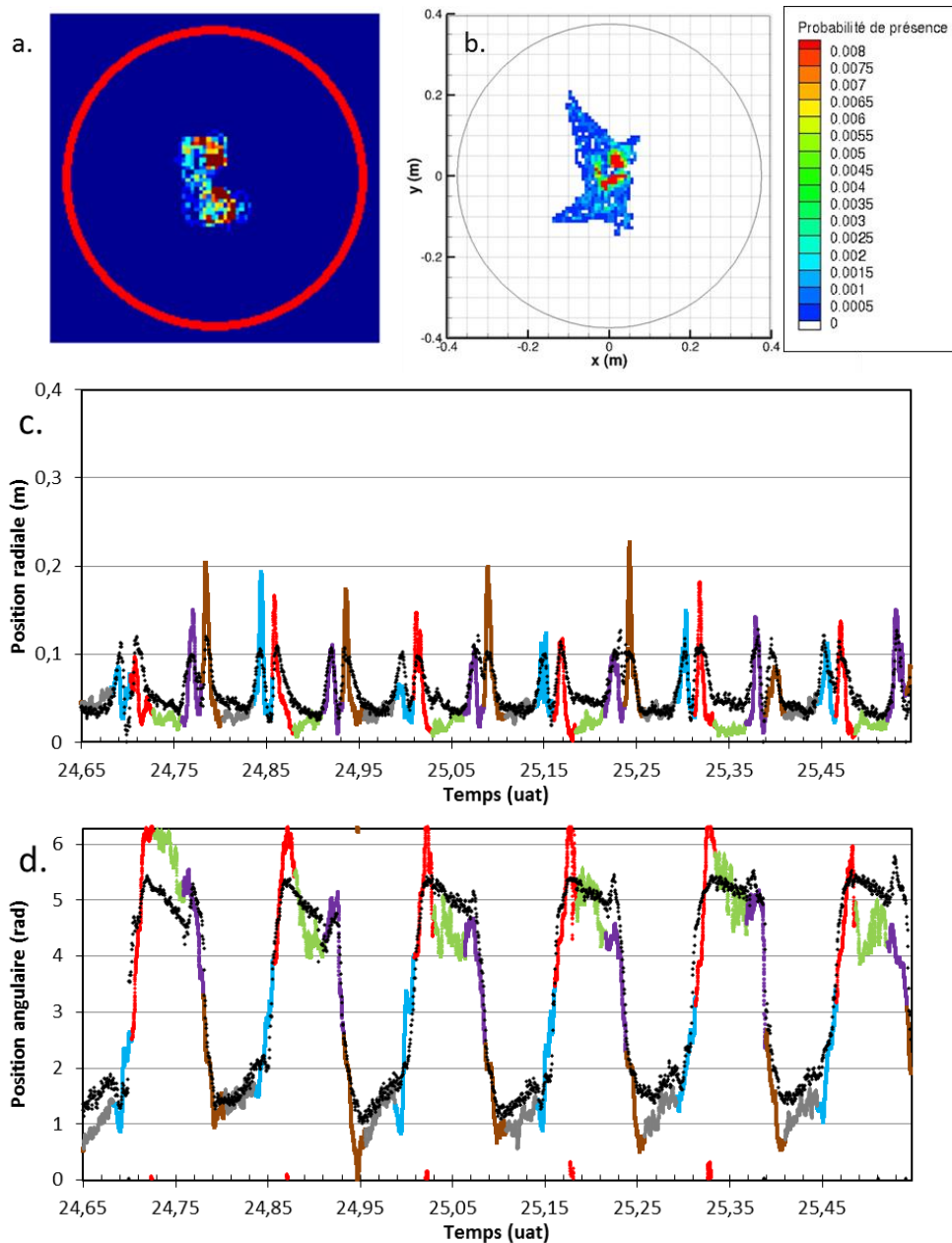


Figure III. 28 : Probabilité de présence du centre de gravité de l'arc durant 0,9 uat obtenue par analyse du champ magnétique induit par l'arc (a) et de la luminosité de l'arc (b). Evolutions des positions radiale (c) et angulaire (d) du centre de gravité de l'arc en fonction du temps tirées des analyses du champ magnétique induit par l'arc (courbes noires) et de la luminosité de l'arc (courbes de couleur).

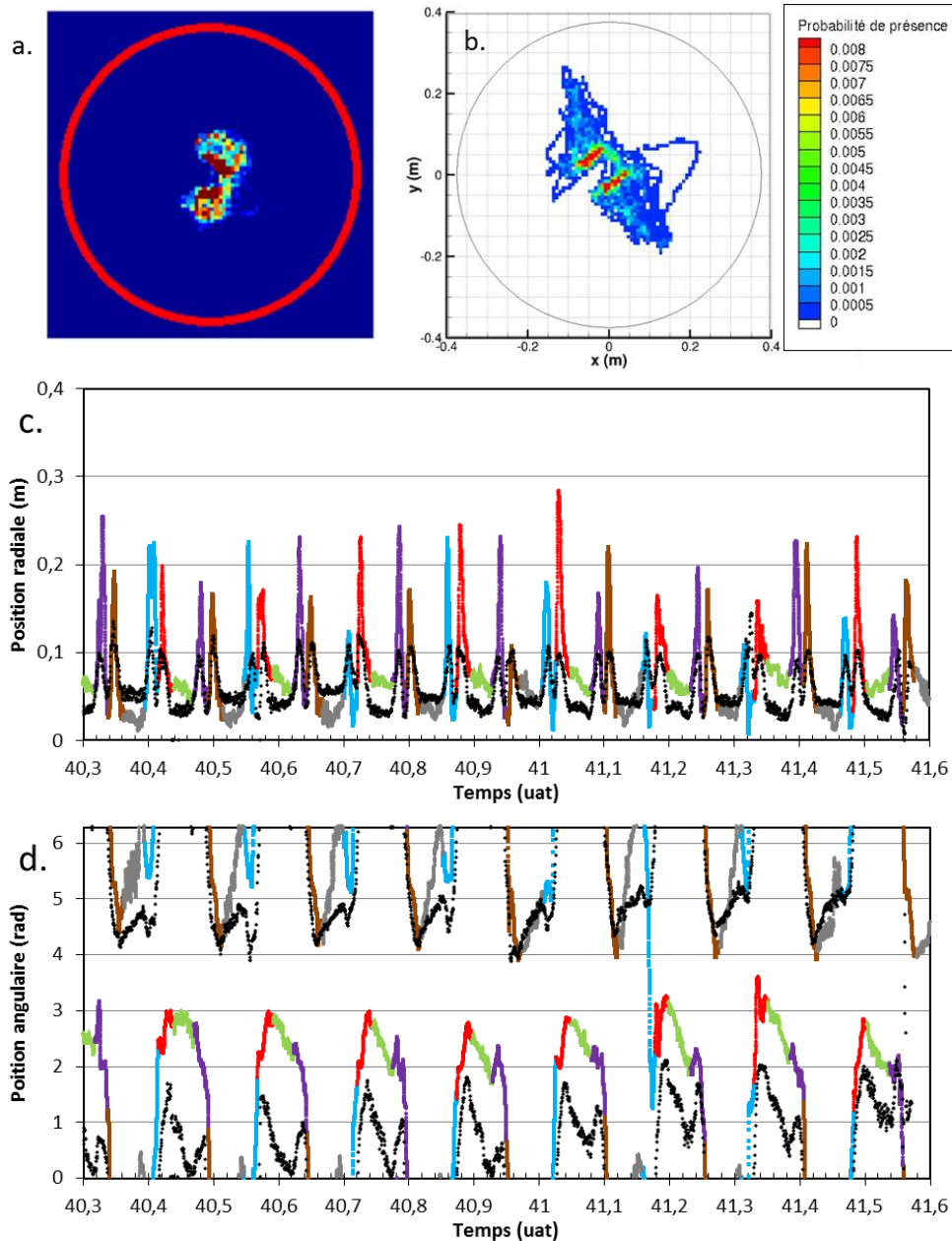


Figure III. 29 : Probabilité de présence du centre de gravité de l'arc durant 1,27 uat obtenue par analyse du champ magnétique induit par l'arc (a) et de la luminosité de l'arc (b). Evolutions des positions radiale (c) et angulaire (d) du centre de gravité de l'arc en fonction du temps tirées des analyses du champ magnétique (courbes noires) et de la luminosité de l'arc (courbes de couleur).

Les deux méthodes de mesure fournissent des résultats cohérents. L'arc suit globalement la même dynamique dans les deux cas, avec une position relativement stable lors des plateaux de brassage et un mouvement ayant lieu de manière privilégiée durant les rampes de brassage. De plus, il est observé dans les deux analyses que la position de la zone stable dépend bien de la polarité du brassage.

Toutefois plusieurs différences sont à noter entre les résultats des deux analyses. Les figures III.28.c et III.29.c montrent que l'analyse par photodiodes prédit, de manière générale, un arc plus décentré pendant son mouvement. Les figures III.28.d et III.29.d indiquent que l'analyse du champ magnétique conduit à une position angulaire de l'arc plus stable lors des plateaux de brassage. Ces deux figures attestent aussi que l'amplitude du mouvement angulaire décrit par l'arc peut être différente selon la méthode d'analyse. Sur la figure III.29.d l'analyse de la luminosité de l'arc prédit un mouvement angulaire d'amplitude plus élevée que celui obtenu par l'analyse du champ magnétique. L'amplitude plus faible du mouvement angulaire et la stabilité plus importante de l'arc lors des phases à brassage

constant observées dans le cas de l'analyse du champ magnétique expliquent le décalage angulaire présent dans la comparaison des figures III.29.a et III.29.b.

La bonne cohérence entre les mesures optiques par photodiode et les mesures de champ magnétique pour l'étude de la dynamique de l'arc sur de longues échelles de temps nous conforte dans notre approche d'analyse quantitative de la dynamique de l'arc par des mesures optiques. Les différences entre les résultats des deux méthodes de mesure peuvent avoir différentes origines. La plus grande variabilité de la position du centre de gravité dans le cas des analyses de la luminosité de l'arc pourrait s'expliquer par le fait que ces dernières sont plus sensibles aux variations parasites causées par des fluctuations de la forme de la surface libre du bain métallique. Notre calibration d'éclairement moyen uniforme pendant le palier de fusion pourrait modifier la luminosité mesurée par rapport à la réalité, conduisant à une mesure erronée de l'amplitude du mouvement angulaire. Enfin, une explication possible pour les différences observées est que la position du centre de gravité lumineux de l'arc n'est pas rigoureusement identique à celle du centre de gravité de la distribution de courant.

III.5 Conclusions

Une analyse quantitative de la dynamique de l'arc lors d'une refusion industrielle de Ti-6Al-4V à forte intensité de brassage a été effectuée grâce à une étude de sa luminosité avec une instrumentation à base de photodiodes. Les enregistrements effectués sont en très bon accord avec les enregistrements vidéo des caméras et permettent d'accéder aux mêmes conclusions qualitatives sur la dynamique de l'arc. L'intérêt majeur de cette instrumentation porte sur la possibilité d'analyser quantitativement la dynamique de l'arc sur l'ensemble de la durée de la refusion.

Le calcul de la position du barycentre lumineux de l'arc a révélé que ce dernier suit trois patterns "réguliers" au cours de la refusion. Le pattern A apparaît durant une courte durée au début du palier de fusion. Après une courte période de transition, le pattern B s'établit, jusqu'à la moitié de la première phase du hot-topping. Dans les deux cas, le barycentre possède une position décentrée relativement stable au cours des plateaux de brassage, dépendante de la polarité du brassage. Le décentrement de cette position est plus important dans le cas du premier pattern. Le mouvement entre les deux zones stables a lieu lors des rampes de brassage. Dans le pattern A, ce mouvement est direct et rectiligne alors que dans le pattern B, il est indirect et courbe. Le troisième pattern (C) apparaît pendant le hot-topping. Le barycentre lumineux est systématiquement localisé à faible distance de l'axe de l'électrode et animé d'un mouvement rapide pendant les rampes de brassage.

Les résultats de nos analyses ont été confrontés à ceux obtenus par nos collègues de l'Université de Birmingham à partir d'une analyse du champ magnétique induit par l'arc. Le centre de gravité de l'arc suit un pattern similaire (sans être strictement identique) dans les deux analyses.

Chapitre IV : Discussion sur la dynamique de l'arc observée

Ce chapitre reprend l'ensemble des résultats relatifs à la dynamique globale de l'arc électrique obtenus dans les chapitres II et III et vise à interpréter ces résultats. Dans une première section, nous établirons une correspondance entre les patterns de mouvement du barycentre lumineux de l'arc déduits des mesures par photodiodes et les patterns extraits des enregistrements vidéo. La seconde section comparera nos résultats avec les informations disponibles dans la littérature. Dans la troisième, nous nous attacherons à prédire la dynamique de l'arc pour des conditions de brassage non analysées jusqu'ici. Enfin, nous discuterons les phénomènes susceptibles d'être à l'origine des différentes dynamiques de l'arc observées. Une cinquième section synthétisera ce chapitre.

IV.1 Mise en relation des patterns issus des mesures par photodiodes avec ceux issus des enregistrements vidéo

Au cours de la refusion 2, trois patterns de mouvement du barycentre lumineux de l'arc (A, B et C) ont été observés grâce à l'instrumentation à base de photodiodes alors que seulement deux patterns de mouvement de l'arc ($\alpha 1$ et γ) l'ont été à partir des enregistrements vidéo. La figure IV.1 présente la localisation temporelle de l'ensemble de ces patterns sur une même échelle temporelle. Afin de comparer les patterns obtenus, la figure IV.2 montre, dans le cas des mesures par enregistrements vidéo, une représentation schématique des patterns identifiés et, dans le cas des mesures par photodiodes, la distribution de probabilité de présence du barycentre lumineux de l'arc. Ces deux figures permettent clairement de faire correspondre les patterns A et B aux patterns $\alpha 1$ et γ .

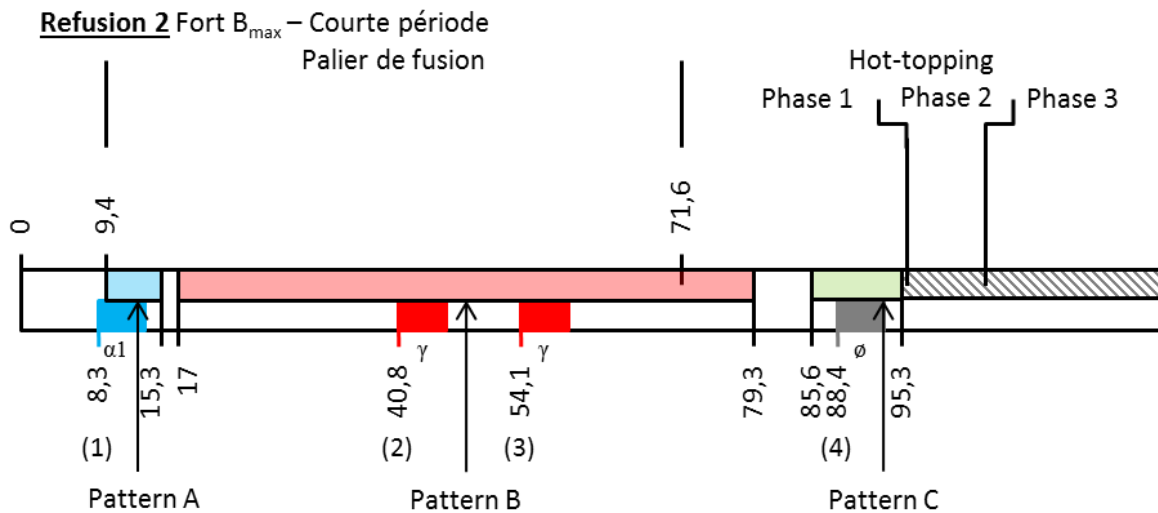


Figure IV. 1 : Patterns d'évolution de la position du barycentre lumineux de l'arc et patterns d'évolution de la luminosité de l'arc identifiés au cours de la refusion 2.

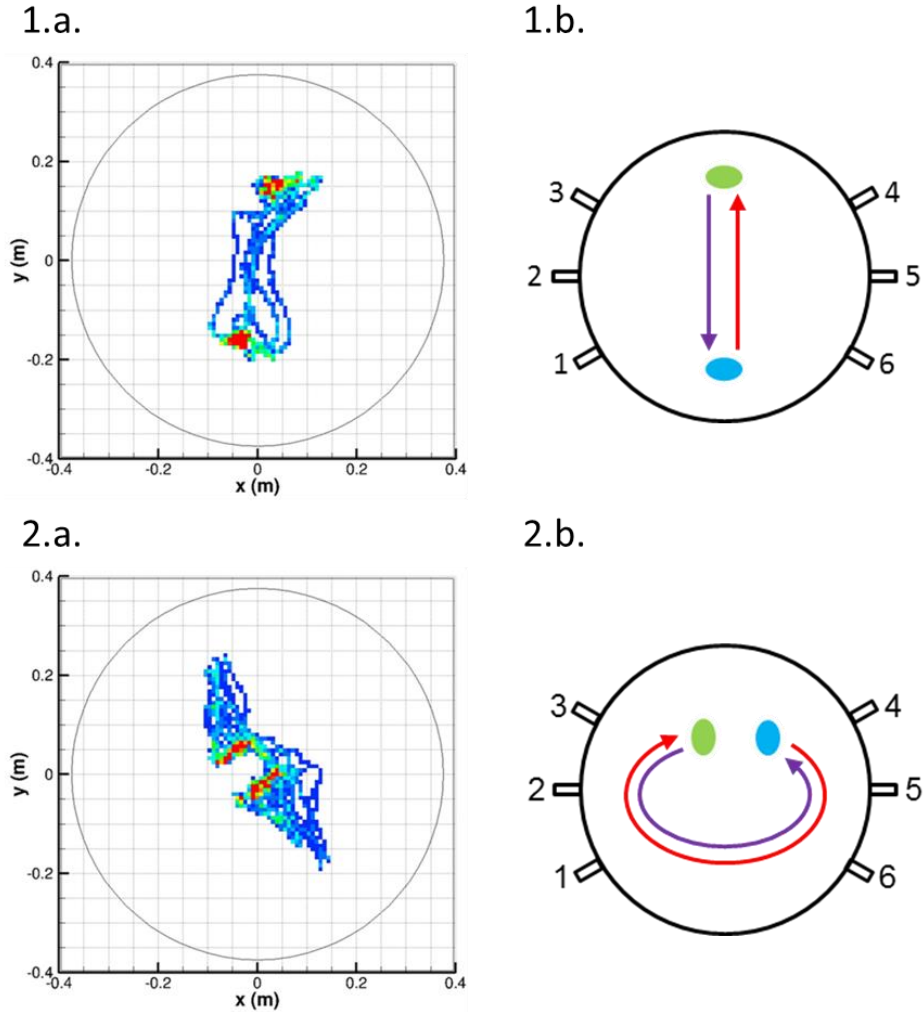


Figure IV. 2 : Mise en relation des patterns A et $\alpha 1$ (1) et des patterns B et γ (2). (a) Probabilité de présence du barycentre lumineux de l'arc d'après les mesures par photodiodes. (b) Schéma du mouvement du centre de gravité de l'arc déduit des enregistrements vidéo.

Vers la fin de la refusion, lorsque les mesures par photodiode indiquaient un pattern C, les enregistrements vidéo n'ont pas permis d'identifier un pattern d'évolution spécifique de la luminosité de l'arc. Cependant, (cf. annexe B.3), l'évolution de la luminosité est alors cohérente avec celle des signaux enregistrés par les photodiodes.

Le pattern C peut être analysé comme une version dégénérée du pattern B à faible courant. En effet, la transition entre le pattern B et le pattern C, qui se produit durant la première phase du hot-topping, est progressive. On observe une diminution des pics de luminosité liée à la diminution du décentrement de l'arc. Ce recentrement de l'arc est observé durant l'ensemble de la séquence de brassage et le décentrement caractéristique des rampes de brassage a tendance à disparaître. Enfin, on observe encore au cours de cette transition deux zones de stabilité selon la polarité du brassage lors des plateaux de brassage, avec un mouvement non linéaire entre ces zones durant les rampes de brassage. Cette interprétation du pattern C comme une version dégénérée du pattern B explique l'évolution de la position angulaire du barycentre (cf. figure III.23), qui rappelle celle observée au cours du pattern B (cf. figure III.18), avec un mouvement angulaire majoritairement lors des rampes de brassage et une plus grande stabilité lors des plateaux de brassage.

IV.2 Comparaison de nos résultats avec ceux de la littérature

En accord avec la littérature, nous pouvons conclure que, dans la plupart des conditions opératoires analysées, l'arc est animé d'un mouvement d'ensemble périodique. Ce comportement est observé lors de la majorité du palier de fusion et au début du hot-topping. Les périodes mesurées sont cohérentes avec celles décrites dans la littérature.

La principale différence entre les résultats développés dans les chapitres II et III et ceux décrits dans la littérature (par Ward et al. [11], Nair et al. [45] et Jardy et al. [23]) est la nature de la dynamique de l'arc lors de l'absence de champ magnétique imposé ou d'une intensité très faible de ce dernier. Les trois études précédentes décrivent un mouvement d'ensemble de l'arc périodique et cohérent sur de longues échelles de temps en l'absence de champ magnétique axial imposé. Or, nos analyses concluent à un comportement chaotique de l'arc électrique avec l'occurrence irrégulière de patterns spécifiques (ϵ_1 et ϵ_2) lors de l'application d'un brassage à très faible champ magnétique axial (dont la valeur était le minimum conseillé par le constructeur du four pour éviter l'ignition d'arcs entre l'électrode et le creuset). Nos résultats sont donc en contradiction avec ceux de la littérature si l'on suppose une continuité de la dynamique de l'arc lorsque ce dernier est soumis à un brassage de très faible intensité et lorsqu'il est soumis à un brassage nul. Notons toutefois que nos résultats sont compatibles avec ceux d'Aikin et Williamson [42], qui décrivent un arc électrique non centré sans pouvoir identifier de tendance générale au mouvement de ce dernier.

Par ailleurs, le mouvement de rotation de l'arc observé pour un brassage de faible intensité, qu'il soit alterné à longue période (pattern δ_1) ou continu (pattern δ_2), a aussi été décrit par les chercheurs de Birmingham [11, 45] concernant la refusion d'Inconel 718 en l'absence de tout brassage. Il a aussi été observé par Woodside et al. [41] pour la refusion de Ti-6Al-4V avec un brassage alterné de faible intensité, par Nair et al. [46] pendant une refusion de Ti-6-8-5 lors de séquences à brassage continu ou alterné de faible intensité. Enfin, une dynamique compatible a été observée par Jardy et al. [23], au cours de refusions de Zy2, avec ou sans brassage électromagnétique. Les dynamiques relevées avec un brassage d'intensité forte et intermédiaire, caractérisées par une position stable de l'arc pendant les plateaux de brassage, dépendant de la polarité du champ magnétique et un mouvement translationnel (pattern α_1), elliptique (pattern γ) ou plus complexe (pattern α_2) pendant les rampes de brassage, sont compatibles avec celles décrites par Nair et al. [45, 46] lors de refusions d'alliages de titane. Nous n'avons jamais observé de pattern « en aile » similaire à celui décrit par Woodside et al. [41] lors d'une refusion de Ti-6Al-4V avec un brassage alterné de faible intensité. Enfin, aucun pattern semblable aux patterns ϵ_1 ou ϵ_2 n'est décrit dans la littérature ; la seule occurrence d'un mouvement apériodique est issue des travaux d'Aikin et Williamson [42] pendant une refusion d'Inconel 718 sans brassage.

Le tableau IV.1 reprend le tableau I.5 en y ajoutant nos résultats expérimentaux.

Travaux	Paramètres opératoires	Techniques de mesure	Conclusions
Ward et al., 2005 [11]	Inconel 718 Lingot : 500 mm Electrode : 420 mm	Mesures du champ magnétique + Mesures optiques par caméra vidéo	Mouvement d'ensemble rotatif périodique (périodes de 20 à 40 s)
Nair et al., 2015 [45]	Inconel 718 Lingot : 508 mm Electrode : 220 mm ou 420 mm	Mesures du champ magnétique + Mesures optiques par caméra vidéo	Mouvement d'ensemble rotatif périodique fortement décentré avec inversion du sens de rotation occasionnel
	Ti-6Al-4V Lingot : 660 mm	Mesures du champ magnétique + Mesures optiques par caméra vidéo	Mouvement d'ensemble périodique avec deux positions stables diamétralement opposées
Nair et al., 2017 [46]	Ti-6Al-4V Lingot : 720 mm	Mesures du champ magnétique	Mouvement d'ensemble périodique variant selon la séquence de brassage
Aikin et Williamson, 2009 [42]	Inconel 718 Lingot : 216 mm Electrode : 152 mm	Mesures optiques par photodiode	Distribution non centrée sans tendance générale identifiée
Woodside et King, 2009 [39] et 2010 [40] et Woodside et al., 2013 [41]	Ti-6Al-4V Four industriel	Mesures du champ magnétique + Mesures optiques par caméra vidéo	Mouvement d'ensemble périodique (périodes de 1 à 20 s). Trois modes de mouvement principaux identifiés
Jardy et al., 2013 [23]	Zy2 Four industriel	Mesures optiques par caméra vidéo	Mouvement d'ensemble périodique (périodes de 30 à 40 s)
Présent travail	Ti-6Al-4V, TA3V2,5, Ti-6-8-5 Lingot : 830 mm ou 750 mm Electrode : 720 mm, 750 mm ou 660 mm B alterné ou continu	Mesures optiques par caméra vidéo + Mesures optiques par photodiode	Mouvement d'ensemble périodique, hormis si B est très faible, avec plusieurs patterns identifiés. B faible : Rotation lors des plateaux de brassage avec une période de quelques dizaines de secondes B intermédiaire ou fort : Mouvement (majoritairement de nature translationnel ou elliptique) lors des rampes de brassage.

Tableau IV. 1 : Résumé des conclusions des travaux relatifs à la dynamique de l'arc durant une refusion VAR.

IV.3 Dynamique probable de l'arc dans des conditions non étudiées

La dynamique de l'arc électrique a été analysée au cours de refusions d'alliages de titane sous plusieurs conditions de brassage différentes. Le tableau IV.2 rappelle l'ensemble des différents patterns observés à partir des enregistrements vidéo et à partir des mesures par photodiodes.

		B_{\max} de forte intensité		B_{\max} d'intensité intermédiaire		B_{\max} de faible intensité		B_{\max} de très faible intensité	
		Palier de fusion	Hot-topping	Palier de fusion	Hot-topping	Palier de fusion	Hot-topping	Palier de fusion	Hot-topping
Brassage alterné	Courte période	$\alpha 1, \underline{\gamma}$ A, \underline{B}	γ, \emptyset B, C	$\alpha 2$					
	Longue période	$\alpha 1, \underline{\gamma}$				$\underline{\delta 1}, \emptyset$	$\delta 1, \emptyset$		\emptyset
Brassage continu						$\underline{\delta 2}, \emptyset$		$\underline{\epsilon 1}, \epsilon 2, \emptyset$	

Tableau IV. 2 : Récapitulatif des différents patterns observés en fonction des paramètres du brassage. Les patterns majoritaires dans les différentes conditions étudiées sont soulignés. Les cellules grisées correspondent à des conditions non étudiées.

Sur la base des résultats présentés dans ce tableau, nous nous proposons d'extrapoler la dynamique de l'arc électrique qui devrait exister dans des conditions non étudiées. Nous étudierons d'abord le palier de fusion puis le hot-topping.

IV.3.1 Palier de fusion

IV.3.1.1 Brassage de forte intensité

Dans le cas des refusions à forte intensité de brassage, la dynamique de l'arc observée est caractérisée par une position stable de l'arc lors des plateaux de brassage et par un mouvement de l'arc pendant les rampes de brassage. Etant donné les caractéristiques de ces patterns, on peut penser que leur existence ne sera pas affectée par une variation de la période de brassage. Par conséquent, les patterns observés dans le cas d'un brassage de courte période devraient également l'être dans le cas d'un brassage de longue période.

Dans le cas d'un brassage continu, il est probable que l'arc ne suive aucun des patterns observés lors d'un brassage alterné ($\alpha 1/A$, γ/B ou C), caractérisés par un mouvement lors des rampes de brassage. On devrait donc constater alors une certaine stabilité de l'arc, comme pendant les plateaux de brassage en brassage alterné. Toutefois, comme dans le cas du brassage alterné (cf. section III.4.4), la position de la zone de stabilité pourra varier sur de grandes échelles de temps.

IV.3.1.2 Brassage d'intensité intermédiaire

La dynamique de l'arc observée dans le cas d'un brassage d'intensité intermédiaire (pattern $\alpha 2$) est très similaire à celle constatée dans le cas d'un brassage de forte intensité, avec une position stable de l'arc lors des plateaux de brassage et un mouvement de l'arc pendant les rampes de brassage. La principale différence se situe dans la trajectoire décrite par l'arc. Là encore, la période de brassage ne devrait pas avoir d'impact sur l'existence du pattern $\alpha 2$, susceptible d'être alors présent dans le cas d'un brassage de longue période. Par ailleurs, dans le cas d'un brassage continu, la dynamique de l'arc ne devrait, de nouveau, donner lieu à aucun pattern spécifique.

Il doit cependant être noté que, au cours des refusions investiguées, un brassage d'intensité intermédiaire n'a jamais été appliqué au cours d'une refusion entière, mais seulement pendant deux plages de temps de courte durée. Ainsi, seules deux séquences ont pu être analysées. Il est possible que la dynamique de l'arc lors de ces séquences n'ait pas atteint un régime quasi-stationnaire et que le pattern $\alpha 2$ ne soit pas le seul présent lors d'une refusion à brassage d'intensité intermédiaire. Les patterns $\alpha 1$ et γ , par exemple, pourraient également être présents.

IV.3.1.3 Brassage de faible intensité

A faible intensité de brassage, deux patterns de rotation de l'arc ont été mis en évidence. Le pattern $\delta 1$ a été observé lors des plateaux de brassage dans le cas d'un brassage alterné de longue période, avec une direction de rotation dépendant de la polarité du brassage. Le pattern $\delta 2$ a été observé lors d'un

brassage continu et est marqué par des inversions spontanées du sens de rotation de l'arc. Le pattern $\delta 1$ est caractérisé par plusieurs rotations complètes de l'arc pendant les plateaux de brassage. Dans le cas d'un brassage de courte période, il est possible que l'arc effectue seulement une rotation partielle. Par ailleurs, nous avons observé que la mise en place de la dynamique rotationnelle de l'arc n'est pas forcément immédiate et peut prendre jusqu'à 0,2 uat après le début de la phase à brassage constant. Il est donc possible, selon la durée des plateaux de brassage, que la rotation n'ait pas le temps de se mettre en place.

Dans le cas du pattern $\delta 2$ (brassage continu), le plus petit intervalle de temps avec une direction de rotation constante est plus long que les plateaux de brassage durant lesquels le pattern $\delta 1$ avait été observé pour un brassage alterné. Il est donc possible que si aucune inversion spontanée de la direction de rotation de l'arc n'a été observée dans le cas du pattern $\delta 1$, c'est que la durée des plateaux de brassage n'était pas assez longue. Si cela s'avérait exact, les patterns $\delta 1$ et $\delta 2$ ne seraient qu'un seul et même pattern, par la suite nommé δ et caractérisé par une rotation de l'arc lors des plateaux de brassage. La direction de cette rotation serait dépendante de la polarité du brassage sur de courtes périodes mais pourrait s'inverser spontanément pour des raisons non identifiées sur de longues périodes.

IV.3.1.4 Brassage de très faible intensité

A très faible intensité de brassage, deux patterns ($\epsilon 1$ et $\epsilon 2$) à l'occurrence irrégulière ont été observés pour un brassage continu. Ils devraient aussi être observés lors des plateaux d'un brassage alterné, quelle que soit la durée de ces phases. Dans le cas d'un brassage alterné, on ne peut pas exclure également l'apparition d'autres patterns liés aux rampes de brassage.

IV.3.2 Hot-topping

La dynamique de l'arc a été analysée lors de trois types de hot-topping :

- un brassage alterné de forte intensité et de courte période ;
- un brassage alterné de faible intensité et de longue période ;
- un brassage alterné de très faible intensité et de longue période.

Lors des hot-toppings avec application d'un brassage de forte intensité, nous avons observé la présence du pattern majoritaire du palier de fusion (le pattern γ) lors du début de la phase 1 du hot-topping. Lors de la fin de la phase 1 et pendant la phase 2, nous avons obtenu en revanche des résultats différents selon les refusions. L'analyse de la refusion 4 montre la présence du pattern γ jusqu'à la fin du premier tiers de la phase 2, alors que les refusions 2 et 3 sont caractérisées par l'absence de pattern dès la fin voire le milieu de la phase 1 (cf. section II.2.1).

Au cours des hot-toppings avec application d'un brassage de faible intensité, les différentes refusions montrent la présence d'une dynamique rotationnelle de l'arc jusqu'au milieu de la phase 1 du hot-topping, qui correspond au pattern $\delta 1$ observé lors de la refusion 7. Dans le cas de la refusion 5, cette dynamique ne correspond pas strictement au pattern $\delta 1$ en raison de l'absence de corrélation entre le sens de rotation de l'arc et la polarité du brassage. Les deux refusions montrent en revanche la disparition de ce mouvement après le milieu de la phase 1.

Enfin dans le cas d'un hot-topping avec un brassage de très faible intensité, une seule séquence a été analysée lors de la phase 2 du hot-topping, et n'a révélé aucun pattern spécifique.

D'après les résultats obtenus, il est probable que, dans la majorité des cas, deux étapes puissent être distinguées pour la dynamique de l'arc au cours du hot-topping (cf. figure IV.3). La première étape commence au début du hot-topping, et est caractérisée par une dynamique de l'arc semblable à celle observée au cours du palier de fusion. La fin de cette étape semble se produire dans la plupart des cas au milieu de la phase 1, bien que la refusion 4 semble indiquer que cela n'est pas toujours le cas. Durant la seconde étape, aucun pattern de l'arc n'a été détecté à partir des enregistrements vidéo, qui

montrent dans tous les cas une luminosité plus faible que celle observée lors du palier de fusion, fortement bruitée mais conservant une évolution périodique, avec une période similaire à celle observée au cours du palier de fusion. Or cette évolution de la luminosité de l'arc a été associée lors des analyses optiques par photodiodes au pattern C, qui pourrait être interprété comme une dégénérescence du pattern existant lors du palier de fusion, causée par la faible intensité du courant d'arc qui provoquerait un recentrement de l'arc électrique. Les analyses par photodiodes suggèrent une transition continue entre la première et la seconde étape, cette seconde étape pouvant durer, d'après les analyses vidéo, au moins jusqu'au deux tiers de la phase 2 du hot-topping.

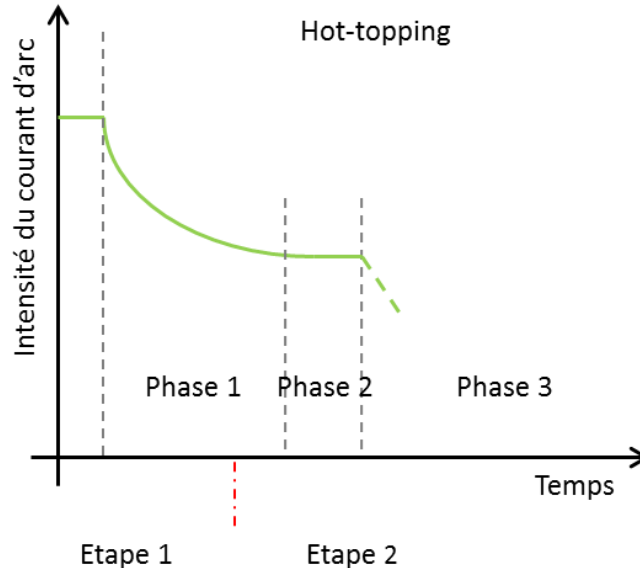


Figure IV. 3 : Etapes de la dynamique de l'arc lors du hot-topping

IV.3.3 Conclusions

Le tableau IV.3 présente les patterns observés réellement (cf. tableau IV.2), auxquels ont été ajoutés les patterns « extrapolés » ci-dessus.

		B_{max} de forte intensité		B_{max} d'intensité intermédiaire		B_{max} de faible intensité		B_{max} de très faible intensité	
		Palier de fusion	Hot-topping	Palier de fusion	Hot-topping	Palier de fusion	Hot-topping	Palier de fusion	Hot-topping
Brassage alterné	Courte période	$\alpha 1, \underline{\gamma}$ <u>A, B</u>	γ, \emptyset B, C	$\alpha 1, \alpha 2, \gamma$	$\alpha 1, \alpha 2, \gamma, \emptyset$ C		C	$\underline{\varepsilon 1}, \varepsilon 2, \emptyset$	$\varepsilon 1, \varepsilon 2, \emptyset$ C
	Longue période	$\alpha 1, \underline{\gamma}$ <u>A, B</u>	γ, \emptyset B, C	$\alpha 1, \alpha 2, \gamma$	$\alpha 1, \alpha 2, \gamma, \emptyset$ C	$\underline{\delta}, \emptyset$	δ, \emptyset C	$\underline{\varepsilon 1}, \varepsilon 2, \emptyset$	$\varepsilon 1, \varepsilon 2, \emptyset$ C
Brassage continu		\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset	$\underline{\delta}, \emptyset$	δ, \emptyset C	$\underline{\varepsilon 1}, \varepsilon 2, \emptyset$	$\varepsilon 1, \varepsilon 2, \emptyset$ C

Tableau IV. 3 : Récapitulatif des différents patterns observés en fonction des paramètres du brassage. Les patterns majoritaires dans les différentes conditions étudiées sont soulignés. Les cellules grisées correspondent aux conditions non étudiées pour lesquelles il n'est pas possible de proposer une dynamique de l'arc à partir des résultats obtenus. Les cellules rouges correspondent à des conditions non étudiées pour lesquelles il est possible de proposer une dynamique de l'arc à partir des résultats obtenus. Les cellules vertes correspondent à des conditions étudiées pour lesquelles il est possible de proposer une dynamique de l'arc plus générale que celle observée.

IV.4 Origines possibles du mouvement d'ensemble de l'arc électrique

L'objectif de cette section est de tenter d'expliquer les différentes dynamiques de l'arc observées. Au préalable, rappelons que les échelles de temps considérées dans le présent travail sont très grandes devant les échelles de temps gouvernant l'évolution des spots cathodiques composant l'arc (cf. chapitre I). Les dynamiques que nous avons observées résultent ainsi du mouvement moyenné dans le temps et dans l'espace de l'ensemble des spots cathodiques. Autrement dit, elles sont le reflet de l'évolution de la distribution de probabilité de présence (DPP) des spots à la surface de la cathode. Si nos mesures nous renseignent sur l'évolution de cette distribution, elles ne nous fournissent en revanche aucune information sur la forme de la distribution (c'est-à-dire les variations spatiales de la probabilité de présence)⁶.

La DPP peut être conçue comme ayant deux composantes, l'une axisymétrique et l'autre asymétrique. L'existence de la composante axisymétrique peut mathématiquement se concevoir comme résultant d'une invariabilité angulaire de la DPP des spots sur de longues échelles de temps et la composante asymétrique comme résultant d'une déviation par rapport à cette invariabilité. L'arc électrique du procédé VAR a longtemps été modélisé uniquement par cette composante axisymétrique. Cependant, si les mesures optiques pour l'analyse de la dynamique de l'arc ne peuvent les identifier séparément, ce n'est pas le cas des mesures magnétiques, qui montrent l'existence de ces deux composantes [46]. La principale question va donc porter sur l'identification des mécanismes physiques entraînant l'existence et la dynamique de la composante asymétrique de la probabilité de présence.

Nos résultats ont montré l'existence de plusieurs dynamiques complexes de l'arc (patterns $\alpha1/A$, $\alpha2$, γ/B , $\delta1$, $\delta2$, $\epsilon1$, $\epsilon2$). Comme cela sera développé plus en détail dans le chapitre V, la composante asymétrique de la DPP des spots décrivant ces patterns peut être représentée comme résultant d'une DPP des spots ayant soit une des dynamiques élémentaires suivantes, soit une combinaison des deux dynamiques élémentaires suivantes :

- une dynamique rotationnelle ;
- une dynamique translationnelle.

Le poids relatif des différentes composantes varie selon les conditions opératoires. Le tableau IV.4 détaille pour chaque pattern les différentes composantes mises en jeu. Le chapitre V développera plus en détail comment, à titre d'exemple, le pattern γ/B peut être modélisé à partir d'une combinaison de ces différentes DPP des spots et pourquoi une modélisation semblable devrait être possible pour le pattern $\alpha2$. Cependant, si l'arc possède effectivement une dynamique rotationnelle lors du pattern $\epsilon2$, qui pourrait avoir une origine semblable à celle observée lors des patterns $\delta1$ et $\delta2$, ni le pattern $\epsilon1$ ni le pattern $\epsilon2$ ne peuvent être expliqués comme une simple combinaison de dynamique rotationnelle et translationnelle, entre autres du fait de leurs occurrences irrégulières et leurs courtes durées.

⁶ Il doit être noté que deux points laissent supposer l'existence dans certaines conditions d'une variation de la forme de la DPP des spots à des échelles de temps macroscopiques (de l'ordre de la seconde) :

- Le premier est lié aux conclusions développées dans l'annexe C. Il est montré dans cette annexe une évolution périodique de la tension d'arc lors des rampes de brassage alterné d'intensité forte ou intermédiaire. Cette évolution prend soit la forme de pics de tension qui apparaissent dès l'amorçage de l'arc et disparaissent au cours de la phase 1 du hot-topping, soit la forme de chutes de tension qui apparaissent durant la phase finale du hot-topping. Il est développé dans l'annexe C l'hypothèse qu'elle serait principalement due à une variation, soit de la position des spots cathodiques, soit du confinement des jets de plasma. Cela induit une possible évolution dans le temps de l'écart type de la DPP des spots lors de certaines refusions.
- Le second est lié à l'accroissement de l'instabilité lumineuse enregistrée lors du pattern C par rapport aux patterns A et B (cf. annexe B). Cela laisse supposer qu'une diminution de l'intensité du courant d'arc, entraînant une diminution du nombre de spots, peut entraîner l'apparition d'une instabilité de la DPP des spots à une échelle de temps macroscopique.

Pattern	$\alpha 1/A$	$\alpha 2$	γ/B	$\delta 1$	$\delta 2$	$\epsilon 1$	$\epsilon 2$
Composante axisymétrique	X	X	X	X	X	n/a	n/a
Composante asymétrique avec dynamique rotationnelle		X	X	X	X		
Composante asymétrique avec dynamique translationnelle	X	X	X				

Tableau IV. 4 : Différentes composantes de la DPP des spots avec lesquelles il est possible de modéliser les patterns observés.

Dans les deux sous-sections suivantes, nous proposons quelques pistes plausibles d'interprétation des phénomènes à l'origine des dynamiques rotationnelle et translationnelle.

IV.4.1 Dynamique rotationnelle de l'arc

Cette section est divisée en trois parties. La première aborde les conditions d'existence de la dynamique rotationnelle de l'arc. La seconde développe des pistes plausibles d'interprétation des phénomènes physiques à l'origine de cette dynamique et la troisième traite de l'impact du brassage électromagnétique.

IV.4.1.1 Existence de la dynamique

Nos résultats montrent que l'établissement d'une dynamique rotationnelle de l'arc est lié à l'intensité du champ magnétique axial appliqué, avec une limite haute, au-delà de laquelle cette dynamique ne s'établit pas, et une limite basse, en dessous de laquelle elle n'apparaît que de manière irrégulière et uniquement pendant de très courts intervalles de temps, donnant lieu alors à une rotation partielle de l'arc (pattern $\epsilon 2$).

Cette corrélation de la dynamique rotationnelle avec l'intensité du champ magnétique axial est difficile à appréhender. Quelques pistes de réflexion peuvent néanmoins être avancées. Comme nous l'avons vu dans le chapitre bibliographique, l'application d'un champ magnétique axial permet un meilleur confinement de l'arc sous l'électrode consommable, en limitant l'établissement de spots sur la surface latérale de l'électrode. Il est possible que l'augmentation du confinement magnétique engendré par l'augmentation de l'intensité du champ magnétique entraîne une stabilisation de la DPP des spots permettant la constitution d'une dynamique rotationnelle régulière. En revanche, une augmentation trop importante du confinement due à une forte intensité du champ magnétique empêcherait l'établissement de la différence nécessaire entre les DPP et les distributions de probabilité d'apparition (DPA) des spots pour permettre l'existence de la dynamique rotationnelle.

Si dans nos travaux (relatifs aux alliages de titane), l'intensité du champ magnétique axial semble jouer un rôle dans la mise en place d'une dynamique rotationnelle de l'arc, les observations rapportées dans la littérature concernant la refusion d'autres alliages métalliques suggèrent que l'intensité du champ magnétique axial n'est pas le seul paramètre permettant l'installation d'une dynamique rotationnelle. Comme cela a été mentionné plus haut, Ward et al. [11] ont observé une rotation de l'arc lors d'une refusion d'Inconel 718 (menée sans champ magnétique axial). De même, Jardy et al. [23] ont montré dans le cas de la refusion de Zy2 qu'un mouvement d'ensemble de l'arc compatible avec une rotation de celui-ci existait aussi en l'absence de champ magnétique axial. Les raisons envisagées pour expliquer ces différences de comportement sont :

- la différence d'alliage refondu ;
- la variation des paramètres opératoires (intensité de courant et distance interélectrode).

IV.4.1.2 Origines possibles de la dynamique

Un mouvement d'ensemble de l'arc, et donc un mouvement de la DPP des spots cathodiques, peut se concevoir comme étant le résultat d'une différence de position entre le centre de gravité de la DPP des

spots et celui de la DPP des spots à un instant donné. Indépendamment des raisons d'existence de cette différence de position, cela entrainera un déplacement de la DPP des spots à l'instant suivant et donc un mouvement apparent de l'arc (cf. figure IV.4). Pour que la dynamique créée soit régulière (et produise par exemple une dynamique rotationnelle), l'orientation de cette différence de position doit rester constante.

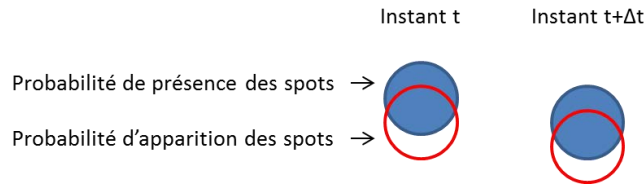


Figure IV. 4 : Schématisation d'un déplacement de l'arc causé par la non correspondance des distributions de probabilité de présence et d'apparition des spots.

Les observations dans le cas de l'Inconel 718 laissent à penser que l'influence du champ magnétique de brassage n'est que secondaire (cf. pattern $\delta 1$) par rapport à d'autres mécanismes physiques et qu'il n'est pas l'origine première de la dynamique observée.

Plusieurs origines peuvent être envisagées pour expliquer la dynamique rotationnelle de l'arc :

- une influence des gouttes de métal suspendues sous l'électrode ;
- une influence de la déformation de la surface libre du bain liquide ;
- une interaction complexe du plasma généré par les spots avec l'environnement.

Chacune de ces possibilités est discutée plus en détail par la suite.

Les observations à l'aide d'une caméra vidéo rapide du transfert des gouttes de métal dans l'espace interélectrode ont montré que ce transfert implique, lors de sa phase finale, une forte concentration de spots au niveau de la goutte [18]. En s'appuyant sur cette observation et en considérant que les gouttes en formation sous l'électrode sont réparties sous la forme d'un anneau centré par rapport à l'axe de symétrie de l'électrode, la dynamique rotationnelle de l'arc pourrait être interprétée comme le résultat de la chute successive des gouttes de proche en proche. Cette tentative d'explication est toutefois fortement discutable et donc peu probable. En effet, aucune observation expérimentale ne permet d'étayer l'hypothèse selon laquelle les gouttes seraient réparties sous forme d'un anneau dans le cas d'électrodes de taille industrielle. De plus, il n'y a pas d'indication que la formation des gouttes est organisée angulairement dans l'espace, ce qui serait nécessaire dans le cadre de cette hypothèse. Enfin, étant donné les vitesses de fusion utilisées, la fréquence de chute des gouttes (~ 1000 gouttes/min) est très élevée comparée à l'échelle de temps caractérisant la dynamique rotationnelle de l'arc, suggérant que les deux phénomènes ne sont pas liés.

On peut imaginer que la courbure de la surface du bain liquide est responsable de la dynamique observée en modifiant la probabilité d'apparition des spots selon la distance interélectrode locale. Logiquement, si ce phénomène existe, c'est la réduction de la distance interélectrode qui devrait entraîner une augmentation de la probabilité d'apparition des spots car le contraire conduirait à l'amplification de toute déviation à l'horizontalité de l'électrode. Dans le cas d'un arc asymétrique, la courbure du bain liquide ne devrait pas être axisymétrique mais centrée sur l'arc de par les forces de Lorentz existantes dans le bain liquide, ce qui rendrait cette courbure compatible avec le mécanisme proposé ici. Cependant pour qu'il y ait mouvement de l'arc et donc modification de la position de son centre de gravité, plus qu'une variation de la distance interélectrode, il y a nécessité d'une différence de variation de cette distance de part et d'autre de l'arc, sinon il y aurait seulement augmentation de l'écart type de la DPP des spots ou séparation de l'arc en plusieurs arcs secondaires avec une conservation de la position du centre de gravité de la DPP des spots. Ainsi, pour des raisons de symétrie, il est peu probable que ce mécanisme soit à l'origine du mouvement rotationnel de l'arc. Il peut en revanche être envisagé que le mouvement de l'arc entraîne une légère surélévation du bain liquide à l'avant de l'arc. Dans ce cas, le mécanisme proposé ici pourrait favoriser la perpétuation dans le temps de cette dynamique. Enfin, il doit être noté qu'il devrait exister, toujours dans le cas d'un arc

asymétrique, une différence de variation de la distance interélectrode sur l'axe radial entre la direction vers l'intérieur du lingot et celle vers l'extérieur. Ainsi le mécanisme proposé ici devrait encourager un mouvement radial de l'arc avec une modification de la probabilité d'apparition des spots par rapport à la probabilité de présence des spots sur cet axe.

Le dernier mécanisme proposé pour expliquer la dynamique rotationnelle de l'arc attribue le déplacement de l'arc à une distribution anisotrope du plasma à proximité de la cathode. Il est généralement admis qu'une forte densité de plasma au voisinage de la cathode favorise l'apparition de nouveaux spots [27]. Une distribution anisotrope du plasma à proximité de la cathode pourrait ainsi expliquer que la DPA des spots ne soit pas strictement identique à leur DPP et entraîne alors un déplacement de l'arc dans une direction privilégiée. Les causes de cette distribution anisotrope du plasma restent indéterminées. Il est possible qu'elle résulte pour partie d'un effet du champ magnétique induit par les spots. Par ailleurs, les raisons pour lesquelles ce mécanisme conduirait à un mouvement cohérent dans le temps restent inexplicables.

Un équilibre entre les différents phénomènes physiques présents pourrait être à l'origine de la position radiale relativement constante de l'arc au cours de la dynamique rotationnelle. Dans le cadre des mécanismes proposés ci-dessus, l'anisotropie de la distribution du plasma pourrait être compensée par la variation radiale de la distance interélectrode de part et d'autre de l'arc électrique, induisant ainsi une DPA des spots radialement semblable à leur DPP, et donc une stabilité de la position radiale de l'arc.

IV.4.1.3 Influence du champ magnétique

L'existence même du pattern $\delta 1$ montre que le champ magnétique de brassage a une influence sur la dynamique rotationnelle de l'arc au travers de sa polarité en modifiant son sens de rotation. Si sa dynamique rotationnelle est due à une anisotropie de la distribution du plasma à proximité de la cathode causée par le champ magnétique induit par l'ensemble des spots, alors l'imposition d'un champ magnétique axial est susceptible de modifier le champ magnétique perçu par le plasma. Ce dernier sera différent selon la polarité du champ magnétique imposé. Cela pourrait être de nature à provoquer une modification du sens et de l'angle de déviation des spots, et donc entraîner une modification du sens de rotation de l'arc selon la polarité du champ magnétique imposé. Le pattern $\delta 2$ montre cependant que l'influence du champ magnétique de brassage n'est pas toujours présente ou est limitée dans le temps.

IV.4.2 Dynamique translationnelle de l'arc

La dynamique translationnelle de l'arc, observée par exemple au cours du pattern $\alpha 1$, est fortement corrélée au champ magnétique appliqué, même si d'autres influences, comme celles décrites dans la section précédente pour le cas de la dynamique rotationnelle, pourraient aussi intervenir mais de manière plus secondaire.

Cette dynamique est marquée par une stabilité de l'arc lors des plateaux de brassage, avec deux zones de stabilité du barycentre diamétralement opposées liées à la polarité du champ magnétique, et par un mouvement de l'arc lors des rampes de brassage. Ces deux aspects de la dynamique seront abordés successivement.

IV.4.2.1 Positions des zones stables

Deux mécanismes peuvent expliquer l'emplacement des zones stables. Le premier est la déviation angulaire de Robson des spots (cf. section I.1.1.2). L'orientation de cette déviation angulaire est fonction de la direction du champ magnétique axial. Par conséquent, le sens de déviation des spots s'inverse lorsque la polarité du brassage est inversée. Il est possible que la présence de deux zones stables différentes et diamétralement opposées ait un lien avec ce phénomène.

Le second mécanisme envisagé est lié à l'uniformité du champ magnétique créé par la bobine de brassage. Dans le cadre de travaux menés sur le comportement des arcs dans des disjoncteurs sous vide, Chaly et al. [34] ont étudié la répartition des spots cathodiques à la surface de la cathode en présence d'un champ magnétique axial non uniforme radialement. Ils ont montré que les spots tendent à se localiser préférentiellement dans les régions de faible ou forte intensité du champ magnétique selon la configuration et l'intensité de celui-ci et le courant d'arc. Les auteurs ont interprété ce comportement à partir de la dépendance de la tension d'arc avec l'intensité du champ magnétique imposé (courbe en forme de U) et en invoquant le principe de Steenbeck, selon lequel la distribution des spots évolue de manière à minimiser la tension d'arc.

Si l'on considère (malgré des paramètres opératoires très différents) que la distribution des spots durant une refusion VAR est régie par des phénomènes similaires, le décentrement de l'arc lors des plateaux de brassage pourrait être le signe d'une distribution du champ magnétique non uniforme radialement. Toutefois, un point délicat à expliquer est alors l'existence de deux zones de stabilité diamétralement opposées corrélées à la polarité du brassage. La seule inversion de polarité du champ magnétique ne permet pas en effet de justifier le déplacement de la zone de stabilité dans une position diamétralement opposée. Un tel déplacement ne peut se concevoir sans imaginer par exemple une modification de l'intensité du champ magnétique selon la polarité du courant de brassage.

Deux causes à ce champ inhomogène peuvent être envisagées :

- Une première cause serait un défaut de la bobine de brassage. Un premier type de défaut serait un bobinage irrégulier. Si le fait qu'un tel défaut puisse causer une distribution de champ magnétique non uniforme se conçoit aisément, il paraît cependant peu probable qu'il puisse générer un champ magnétique différent selon la polarité du courant appliqué. Un second type de défaut serait le non alignement de l'axe de symétrie de la bobine avec l'axe de symétrie du creuset. Si un tel défaut ne provoquerait pas la perception d'un champ magnétique axial dont l'intensité varierait selon la polarité du brassage au niveau de l'espace interélectrode, il entraînerait en revanche la création d'un champ magnétique tangent à l'électrode dont l'orientation s'inverserait selon la polarité du brassage (cf. figure IV.5). Ce champ magnétique tangent influençant l'angle de Robson régissant la déviation des spots (cf. section I.1.1.2), la modification de l'orientation de ce champ magnétique tangent pourrait être de nature à causer une modification de la position de la zone.
- Une seconde cause proviendrait de l'existence dans l'espace interélectrode d'un champ magnétique axial additionnel d'origine extérieure. Au vu de la faiblesse et de l'homogénéité à l'échelle d'un four du champ magnétique terrestre, son influence est certainement négligeable. Par conséquent, ce champ additionnel devrait avoir pour origine un équipement dans l'environnement du four, avoir une intensité variant spatialement significativement dans le creuset lors d'une refusion et s'il varie temporellement, varier avec la même période que le courant parcourant la bobine de brassage. Une telle coïncidence est très peu probable.

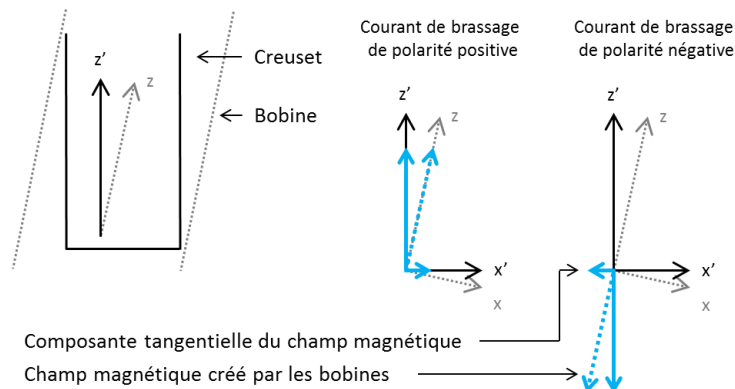


Figure IV. 5 : Schématisation de l'effet d'un désaxage entre l'axe de symétrie des bobines et celui du creuset sur le champ magnétique perçu au niveau de l'espace interélectrode selon la polarité du courant de brassage.

Nos résultats issus des mesures par photodiodes font apparaître une évolution importante du décentrement moyen de l'arc lors des plateaux de brassage à deux moments de la refusion analysée (cf. section III.4.4). Premièrement, une diminution majeure du décentrement a été remarquée au début du palier de fusion correspondant au début de la fusion de l'électrode. Cette diminution du décentrement de l'arc est peut-être liée au fait qu'un régime thermique établi n'a pas encore été atteint et à une éventuelle non uniformité de la distribution de la température de surface de l'électrode. Une seconde diminution cette fois-ci plus modérée du décentrement a été observée au cours de la phase I du hot-topping, lorsqu'il y a une forte diminution de l'intensité du courant d'arc et de la tension d'arc. Dans ce second cas, la diminution du décentrement de l'arc est peut-être liée à la diminution du nombre de spots causée par la diminution du courant d'arc.

IV.4.2.2 Mouvement de l'arc

Si la position des zones stables dépend directement de la polarité et de l'intensité du courant de brassage, il est logique qu'une inversion de la polarité de ce courant sous forme de rampe continue entraîne un déplacement lui aussi continu des zones stables, d'où le mouvement translationnel observé.

IV.5 Conclusions

Nous avons mis en relation les résultats des analyses optiques par photodiodes avec les résultats provenant des enregistrements vidéo. L'ensemble de ces observations est globalement cohérent avec les travaux similaires présentés dans la littérature. La principale différence concerne le comportement de l'arc en l'absence de champ magnétique imposé décrit dans la littérature et celui que nous avons constaté avec un brassage de très faible intensité. Les résultats de l'équipe de Birmingham font apparaître une dynamique rotationnelle de l'arc pendant la refusion d'Inconel 718 (en l'absence de brassage électromagnétique). De même, des travaux précédents à l'IJL relatifs à un alliage de zirconium ont montré l'existence d'une dynamique régulière dans des conditions de brassage similaire. Nous n'observons cependant pas de mouvement d'ensemble périodique de l'arc à très faible intensité de brassage mais seulement deux patterns à l'occurrence irrégulière (ε_1 et ε_2). Nos résultats sont donc en contradiction avec certains travaux de la littérature si l'on suppose une continuité de la dynamique de l'arc entre une refusion avec un brassage de très faible intensité et une avec un brassage nul. Ces résultats sont plus proches de ceux d'Aikin et Williamson (refusion d'Inconel 718), toujours en l'absence de brassage électromagnétique.

Sur la base des résultats obtenus, nous avons tenté de prédire la dynamique probable de l'arc dans des conditions non étudiées. Ainsi, lors d'un brassage alterné d'intensité forte ou intermédiaire, la période de la séquence de brassage ne devrait pas impacter la dynamique de l'arc. Lors d'un brassage continu d'intensité forte ou intermédiaire, une position stable de l'arc devrait être observée. A faible intensité de brassage, une durée trop courte des plateaux de brassage pourrait empêcher l'établissement de la dynamique rotationnelle de l'arc et le sens de rotation de l'arc pourrait ne plus être corrélé à la polarité du brassage dans le cas de plateaux de trop longues durées. A très faible intensité de brassage, la séquence de brassage ne devrait pas impacter la dynamique de l'arc électrique.

Enfin, nous avons proposé quelques pistes pour interpréter l'origine des différentes dynamiques observées, en considérant que la plupart de ces dynamiques résultent de la combinaison de dynamiques plus simples : une dynamique rotationnelle et une dynamique translationnelle. La dynamique rotationnelle semble n'être que peu influencée par le brassage et trouver ses origines dans d'autres mécanismes physiques, contrairement à la dynamique translationnelle dont l'origine principale est clairement liée au brassage, même si d'autres mécanismes pourraient aussi intervenir.

Chapitre V : Impact de la dynamique asymétrique de l'arc sur la solidification du lingot

Dans ce chapitre, nous présentons une première approche pour prendre en compte les différents comportements dynamiques de l'arc observés expérimentalement dans un logiciel de simulation de la solidification d'un lingot VAR. Cette approche consiste à définir les distributions de puissance et de densité de courant apportées par l'arc au sommet du lingot et à les utiliser comme conditions aux limites dans la simulation. Nous présentons ensuite un exemple de simulation illustrant l'impact d'une dynamique asymétrique de l'arc sur la solidification du lingot.

La nature des patterns décrits par l'arc nous a poussé à utiliser un logiciel CFD permettant la simulation tridimensionnelle de la croissance et de la solidification d'un lingot VAR. Nous avons utilisé le logiciel RAVEL (Refusion par Arc sous Vide, bombardement Electronique ou torche pLasma) développé tout récemment à l'IJL par Alexey Matveichev sous OpenFOAM(R). Ce logiciel, qui est une extension tridimensionnelle du modèle SOLAR (cf. chapitre I), simule aussi bien la croissance du lingot lors de la refusion par arc sous vide, que de la refusion drip-melting par bombardement électronique (EBM pour *Electron Beam Melting*) ou par torche plasma (PAM pour *Plasma Arc Melting*).

Du fait de leur forte variabilité temporelle, les patterns d'évolution de la position du centre de gravité lumineux de l'arc déduits des mesures par photodiodes ne peuvent être injectés directement dans le logiciel de simulation. Nous sommes donc passés par une étape préliminaire de modélisation/simplification de ces patterns.

V.1 Modélisation des patterns décrits par l'arc

Nous n'avons pas utilisé directement les positions mesurées du barycentre lumineux de l'arc en raison de la grande variabilité temporelle de ces dernières d'une période à l'autre (cf. figures III.12 à III.25). Comme nous l'avons vu dans le chapitre IV, les patterns décrits par l'arc électrique peuvent être représentés comme la résultante de la combinaison des dynamiques de trois « arcs élémentaires » n'interagissant pas entre eux.

Les distributions de puissance et de densité de courant apportées au sommet du lingot par l'arc électrique seront ainsi définies comme la somme des distributions créées par chacun des trois « arcs élémentaires ». Nous justifions tout d'abord le choix des trois arcs élémentaires considérés dans la modélisation. Une seconde partie présente ensuite les paramètres des trajectoires suivies par ces différents arcs. La construction de ces trajectoires est détaillée dans l'annexe D. Enfin, à titre d'exemple, nous montrons comment le pattern B/γ peut être modélisé à partir des trois arcs élémentaires.

V.1.1 Principe de la modélisation

Le premier arc élémentaire que nous avons défini a pour objectif de modéliser la composante axisymétrique de la DPP des spots. Par la suite, cet arc sera dénommé « arc U ».

Deux possibilités se présentaient ensuite pour modéliser la composante asymétrique de l'arc électrique :

- soit définir plusieurs arcs mobiles, chacun ayant sa dynamique périodique propre plus ou moins complexe ;
- soit définir plusieurs arcs immobiles et modéliser l'évolution de la position du barycentre de l'arc électrique global en variant périodiquement la proportion du courant total porté par chacun d'eux durant la séquence de brassage.

Pour des raisons de simplicité, c'est la première démarche qui a été choisie car la seconde conduirait à définir un grand nombre d'« arcs » élémentaires pour simuler précisément un mouvement d'ensemble de l'arc, même relativement simple comme le pattern $\alpha 1$.

Aussi, pour modéliser la composante asymétrique de la DPP des spots, nous avons choisi de définir deux arcs élémentaires avec des dynamiques simples. Le premier arc, dénommé « arc T », a une dynamique translationnelle linéaire et doit modéliser, en combinaison avec l'arc U, le pattern $A/\alpha 1$. Le second arc, dénommé « arc R », est animé d'un mouvement circulaire et doit modéliser, en combinaison avec l'arc U, les patterns $\delta 1$ ou $\delta 2$.

Par cette approche, la plupart des patterns observés dans nos expériences peuvent être modélisés comme de simples combinaisons des dynamiques de ces trois arcs élémentaires, U, T et R. A titre d'exemple, la modélisation du pattern B/γ est schématisée sur la figure V.1

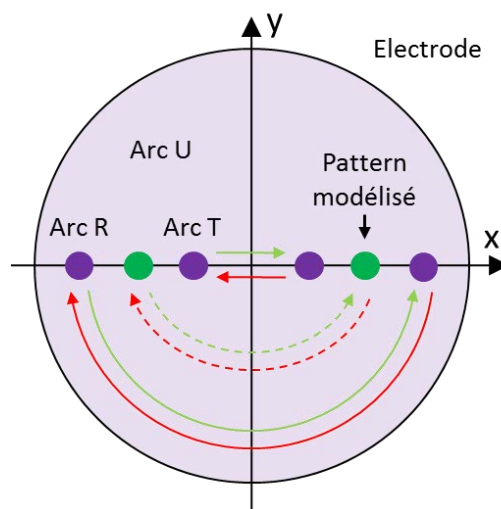


Figure V. 1 : Schéma illustrant la modélisation du pattern B/γ à partir des arcs U, T et R. Le code couleur est décrit dans le tableau II.5.

V.1.2 Evolution temporelle de la position des centres de gravité des arcs U, T et R

V.1.2.1 Arc U

L'arc U représentant directement la composante axisymétrique de la DPP des spots, son centre de gravité est automatiquement positionné sur l'axe de symétrie de l'électrode, défini comme la position $(0 ; 0)$.

V.1.2.2 Arc T

L'arc T représente la composante translationnelle du mouvement global. Son déplacement a été défini à l'aide des positions du barycentre lumineux de l'arc mesurées lors du pattern $A/\alpha 1$ à l'aide de l'instrumentation à base de photodiodes. Ce sont précisément les données de la séquence de référence de 9,780 uat à 9,933 uat pendant la refusion 2 qui ont été utilisées. La figure V.2 présente l'évolution de l'abscisse x_T du centre de gravité de l'arc T au cours d'une période de brassage. L'ordonnée y_T du centre de gravité de l'arc T est nulle.

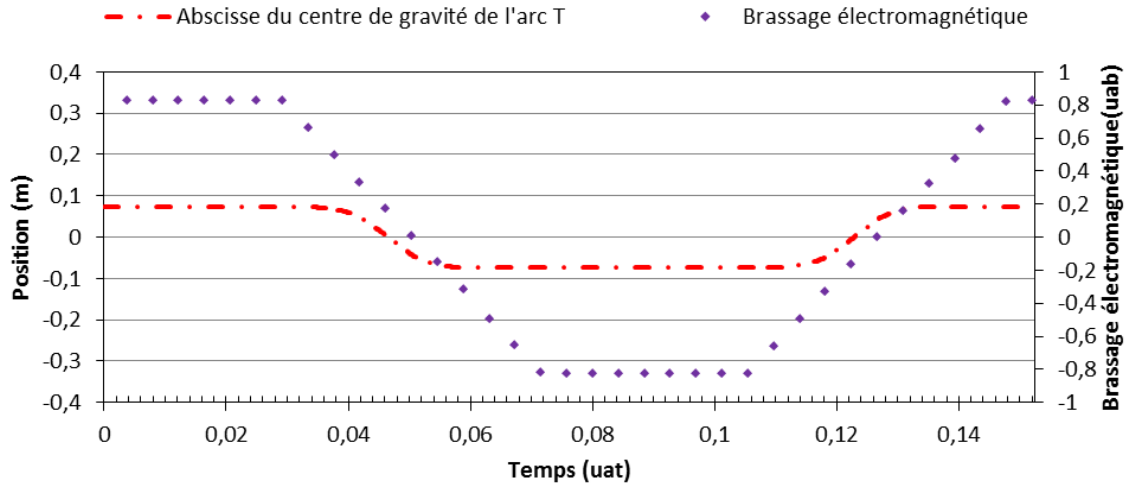


Figure V. 2 : Evolution durant une période de brassage de l'abscisse du centre de gravité de l'arc T.

V.1.2.3 Arc R

L'arc R représente la composante rotationnelle du mouvement global. Nous avons choisi de fixer la position radiale de son centre de gravité à 0,25 m de l'axe de symétrie de l'électrode, dont le rayon est égal à 0,38 m. Cette position décentrée est nécessaire pour la modélisation du pattern B/γ. Elle est plus proche de celle proposée par Woodside et al. [41] que de celle proposée par Nair et al. [46].

La position angulaire du centre de gravité de l'arc R a été définie lors des plateaux de brassage comme évoluant avec une vitesse constante en cohérence avec la littérature [46] et avec un sens de rotation dépendant de la polarité du brassage, conformément à nos observations du pattern δ1. L'évolution de cette position angulaire pendant les rampes de brassage a été définie à l'aide de la position du barycentre lumineux de l'arc mesurée entre 40,594 uat et 40,746 uat pendant la refusion 2, soit une séquence durant laquelle l'arc décrivait le pattern B/γ. La volonté d'utiliser l'arc R pour modéliser ultérieurement l'ensemble du pattern B/γ (cf. section V.1.3) nous a conduit à imposer à l'arc la description d'un nombre entier de rotations lors des plateaux de brassage. La figure V.3 présente l'évolution de la position angulaire du centre de gravité de l'arc R au cours d'une période de brassage.

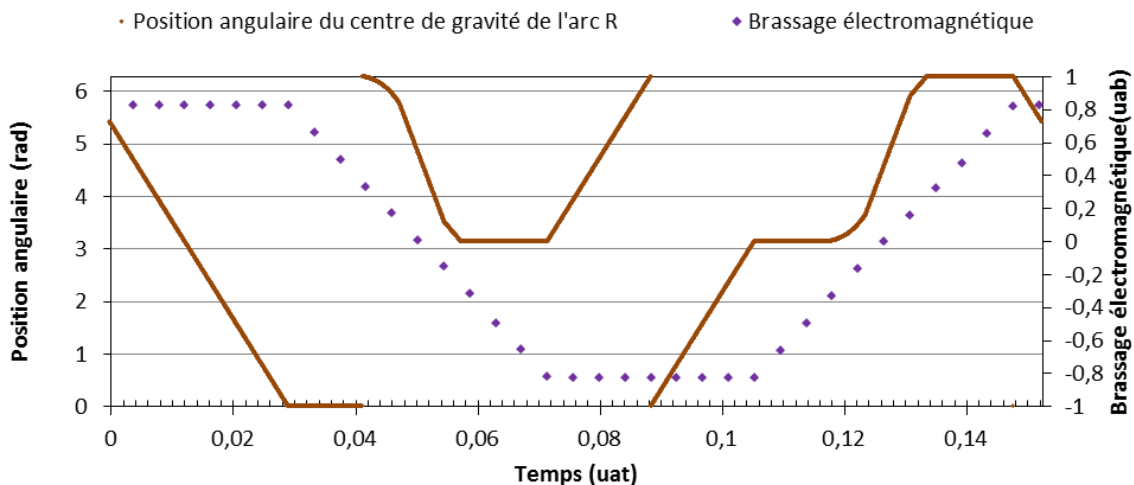


Figure V. 3 : Evolution durant une période de brassage de la position angulaire du centre de gravité de l'arc R.

V.1.3 Modélisation du pattern B/ γ

Pour illustrer la démarche de modélisation d'un pattern à l'aide des arcs U, T et R, nous avons choisi comme exemple le pattern B/ γ , car c'est le seul pattern complexe pour lequel nous disposons de données quantitatives sur la position du centre de gravité de l'arc électrique. Nous avons pour cela utilisé les données mesurées de 40,594 uat à 40,746 uat au cours de la refusion 2. Outre la trajectoire du centre de gravité des arcs U, T et R, la modélisation de tout pattern nécessite la définition :

- des proportions du courant d'arc total portées par chacun des arcs U, T et R (ou intensité de courant normalisée des arcs U, T et R) durant la séquence de brassage ;
- du « focus » des arcs U, T et R durant la séquence de brassage, ce qui correspond au rayon caractéristique des distributions de puissance et de densité de courant apportées par l'arc au sommet du lingot ;
- de la forme des distributions de puissance et de densité de courant portées par chacun des arcs U, T et R (uniforme, gaussienne, ...).

De par notre modélisation, les intensités du courant portées par les arcs U, T et R lors de la séquence de brassage impactent directement les distributions de puissance et de densité de courant portées par l'arc global. Les intensités du courant des arcs U, T et R qui reproduisent au mieux le pattern B/ γ sont présentées sur la figure V.4. L'intensité du courant de l'arc U est supposée constante pour des raisons de simplicité, et celle de l'arc R est nulle lors des plateaux de brassage, du fait de la stabilité de l'arc lors à ces moments. Plus de détails sont disponible dans l'annexe D.

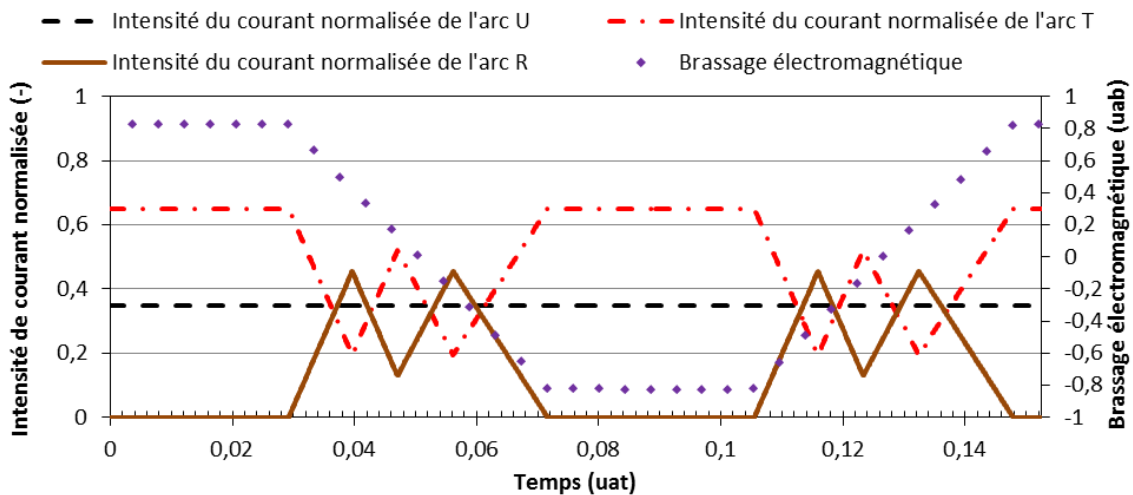


Figure V. 4 : Evolution durant une période de brassage des intensités du courant normalisées des arcs U, T et R.

Pour des raisons de simplicité, nous avons choisi d'imposer des focus des arcs U, T et R, présentés dans le tableau V.1, constants durant toute la séquence de brassage. La densité de courant et la puissance portée par chacun des arcs sont supposées uniformes à l'intérieur de ce focus et nulles à l'extérieur.

Arc	Focus
U	0,415 m (rayon du lingot)
T	0,15 m
R	0,10 m

Tableau V. 1 : Focus des arcs U, T et R dans notre simulation.

L'ensemble de ces données nous permettent de définir la trajectoire du centre de gravité de l'arc global, ainsi que les distributions de puissance et de densité de courant utilisées comme conditions aux limites au sommet du lingot dans le logiciel RAVEL. A titre de validation de notre démarche, la figure

V.5 compare les données expérimentales de la position du barycentre lumineux de l'arc lors du pattern B/ γ mesurées lors de la refusion 2 entre 40,594 uat et 40,670 uat (a) et entre 40,670 uat et 40,746 uat (b) (soit une demi-période de brassage chacune) avec la trajectoire du centre de gravité de la distribution de courant simulée en utilisant les paramètres des arcs U, T et R présentés ci-dessus.

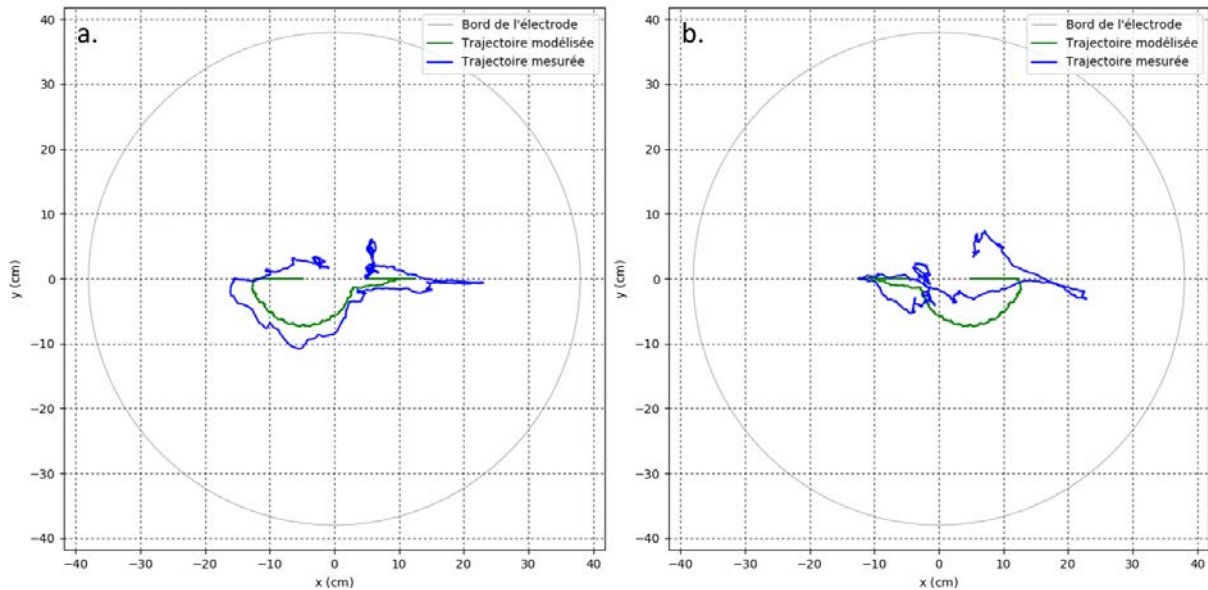


Figure V. 5 : Comparaison durant une demi-période de brassage des évolutions de la position du barycentre lumineux de l'arc mesurée expérimentalement (entre $t = 40,594$ uat et $t = 40,670$ uat (a) et entre $t = 40,670$ uat et $t = 40,746$ uat (b)) et du centre de gravité de la distribution de courant modélisée.

Notons que le meilleur accord entre trajectoire expérimentale et trajectoire modélisée dans la figure V.5.a, comparé à la figure V.5.b, est attendu car c'est la trajectoire du barycentre expérimental montrée sur la figure V.5.a qui a servi à la construction des arcs T et R. Il est donc possible de modéliser des patterns d'arc complexes comme combinaisons linéaires d'arcs à la dynamique plus simple.

V.2 Impact du pattern B/ γ sur la solidification d'un lingot VAR

La refusion d'un lingot de Ti-6Al-4V a été simulée durant 12600 s avec le logiciel RAVEL en utilisant les conditions opératoires moyennes du palier de fusion de la refusion 2. Les propriétés thermo-physiques du Ti-6Al-4V requises pour la simulation proviennent de l'article de Valencia et Queded [66], excepté pour l'émissivité, issue des travaux de Boivineau et al. [67]. Un maillage hexaédrique ayant des cellules de 1,2 cm de hauteur moyenne et de 2,5 cm de largeur et de profondeur moyenne a été utilisé. La volatilisation des différents éléments d'alliage n'a pas été prise en compte et les éventuelles forces de tension de surface (effet Marangoni) n'ont pas été simulées. Durant la totalité de la simulation, le pattern B/ γ est appliqué au sommet du lingot.

Les figures V.6 et V.7 montrent, à deux instants différents proches de la fin de la refusion (respectivement en fin de rampe négative et en début de plateau positif), lorsque la refusion était en régime quasi-continu, la densité de courant (a) ainsi que le champ de température (b) et le champ de vitesse (c) du métal liquide dans la première couche supérieure du maillage adjacente au sommet du lingot. Les figures V.6.d et V.7.d présentent l'orientation du pattern décrit par l'arc par rapport aux figures (a), (b) et (c), et indiquent la position du centre de gravité de l'arc global ainsi que le moment correspondant de la séquence de brassage.

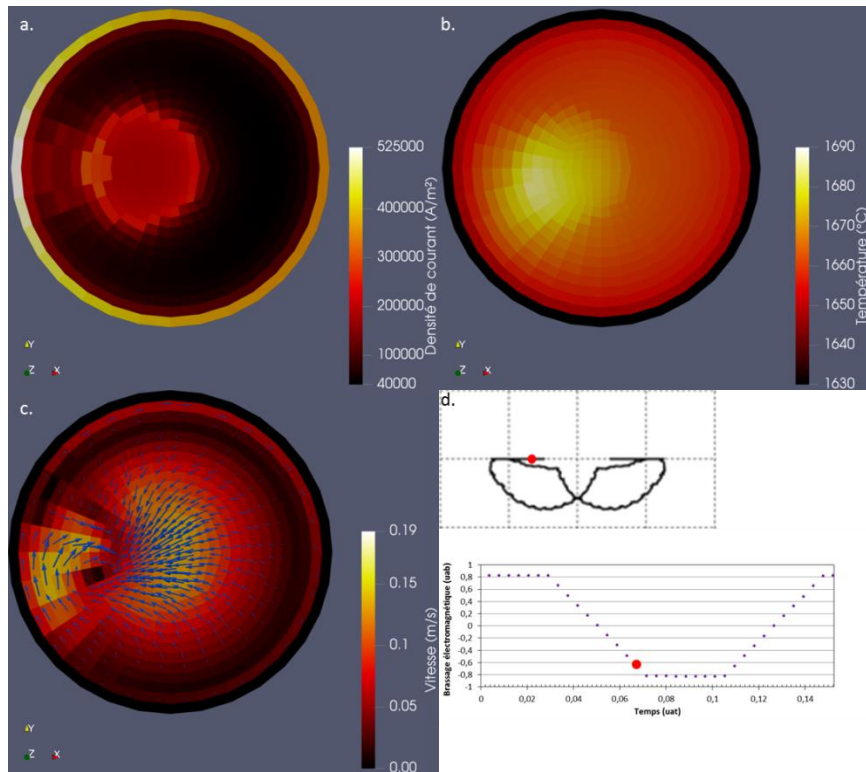


Figure V. 6: Densité de courant (a), champ de température (b) et champ de vitesse (c) du métal dans la première couche supérieure du maillage du lingot en fin de rampe négative, avec indication de l'orientation du pattern, de la position du centre de gravité de l'arc global et du moment correspondant lors de la séquence de brassage (d).

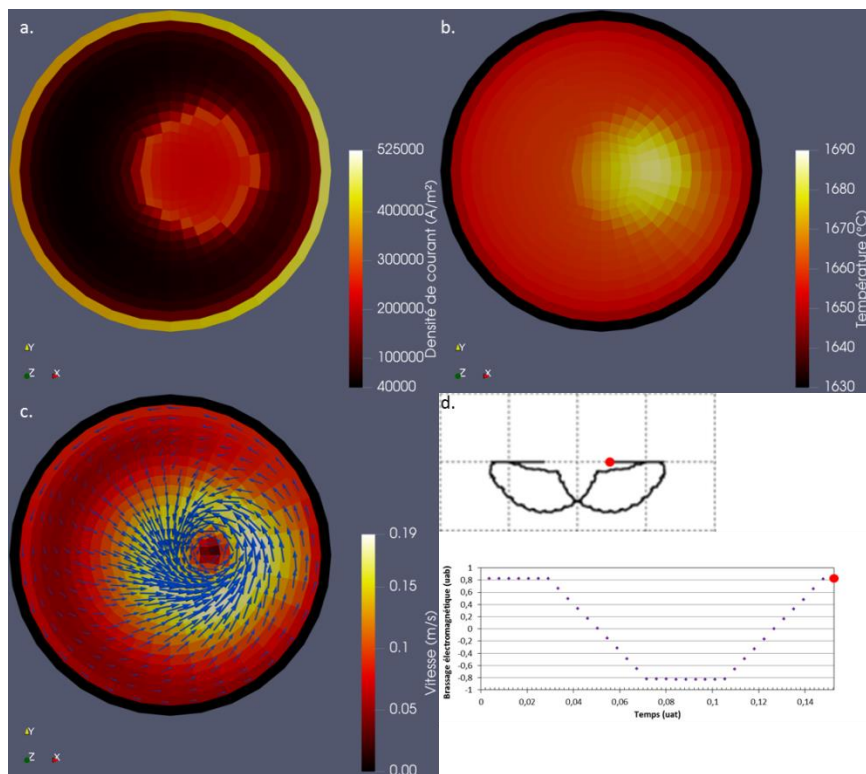


Figure V. 7 : Densité de courant (a), champ de température (b) et champ de vitesse (c) du métal dans la première couche supérieure du maillage du lingot en début de plateau positif, avec indication de l'orientation du pattern, de la position du centre de gravité de l'arc global et du moment correspondant lors de la séquence de brassage (d).

La figure V.6 montre une asymétrie de la distribution de la densité de courant et des champs de température et de vitesse du métal au sommet du lingot. L'asymétrie de la distribution de courant est le reflet des conditions aux limites appliquées. L'asymétrie du champ de température est directement liée à celle de l'apport d'énergie à la surface du lingot. Le champ de vitesse du métal liquide résulte de la compétition entre les forces de convection naturelle et les forces de Lorentz résultant du brassage électromagnétique et du champ magnétique induit par l'arc. Ces forces sont fortement asymétriques (évoluant selon (r, θ, z)) en raison de l'asymétrie du champ de température et de la distribution de courant imposée. Il est donc logique d'observer un champ de vitesse du métal en surface du bain liquide également asymétrique. L'ensemble des trajectoires dans le lingot est alors fortement tridimensionnel.

La comparaison des figures V.6 et V.7 montre une évolution des distributions de température et de vitesse du métal en surface du bain liquide. Elle est corrélée à l'évolution de la position du centre de gravité de l'arc global, qui se répercute sur la définition des distributions de puissance et de densité de courant au sommet du lingot. La forte différence entre les champs de vitesse des deux figures précédentes est principalement liée :

- à la compétition entre les forces de Lorentz et les forces de convection naturelle dans le bain liquide aux deux moments présentés;
- au fait que si la figure V.6 correspond à un moment où l'arc est mobile, durant l'inversion de la polarité de brassage, ce n'est pas le cas de la figure V.7, où l'arc est immobile depuis quelque temps (plateau de brassage positif).

Le champ de vitesse est ainsi majoritairement dirigé vers le centre de gravité de l'arc global sur la figure V.6, alors que celui présenté sur la figure V.7 est beaucoup plus proche de celui observé dans le cas d'un arc axisymétrique, la différence étant principalement liée au décentrement du maximum instantané de la distribution de courant.

Les figures V.8 et V.9 visualisent respectivement le champ de température et les cartes de fraction liquide et de vitesse du métal dans le lingot à l'instant $t = 12600$ s (en début de plateau positif de la séquence de brassage, cf. figure V.7). Les deux figures présentent une coupe selon le plan $y = 0$ (1.a) et une autre selon le plan $x = 0$ (1.b).

Ces figures montrent qu'une asymétrie et un comportement tridimensionnel du champ de vitesse du métal dans le bain liquide est observée quel que soit le plan de coupe analysé, contrairement aux champs de température et de fraction liquide dans le lingot où la présence d'une asymétrie dépend du plan de coupe analysé (observation d'une légère asymétrie dans le plan $x = 0$ (figures V.8.1.b et V.9.1.b) mais pas dans le plan $y = 0$ (figures V.8.1.a et V.9.1.a)).

La figure V.10 présente la concentration en vanadium dans le lingot prédite par RAVEL à l'instant $t = 12600$ s dans le plan $y = 0$ (1.a) et le plan $x = 0$ (1.b). Cette figure montre que l'asymétrie de l'arc entraîne une asymétrie dans la répartition du vanadium dans le lingot, et plus généralement une asymétrie dans la ségrégation de l'ensemble des éléments d'alliage dont le coefficient de partition est différent de 1. Les cartes des fractions massiques des différents éléments de l'alliage simulé n'ont pas été présentées ici dans le souci de conserver un manuscrit synthétique. A nouveau, l'orientation de cette asymétrie est corrélée à l'orientation du pattern décrit par l'arc.

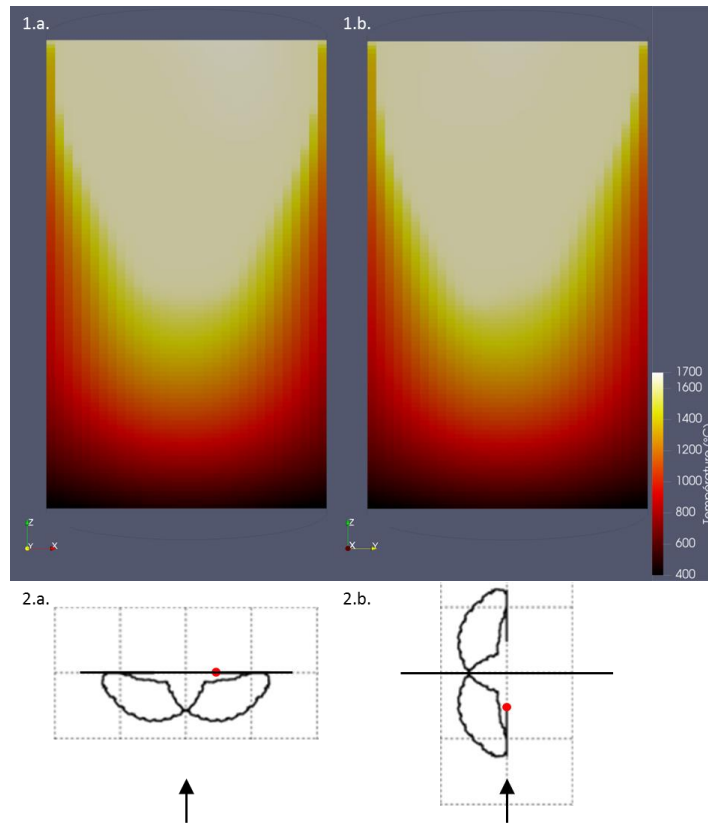


Figure V. 8 : Champ de température dans le lingot dans les plans $y = 0$ (1.a) et $x = 0$ (1.b) à 12600 s, avec indication de l'orientation du pattern par rapport aux plans de coupe (2.a et 2.b).

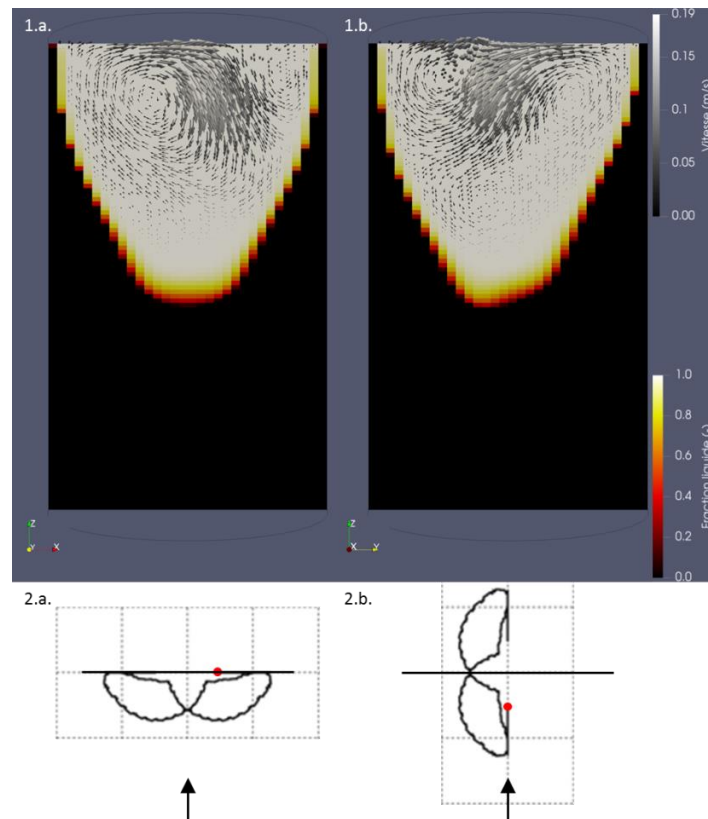


Figure V. 9 : Champs de la fraction liquide et de la vitesse du métal liquide dans le lingot dans les plans $y = 0$ (1.a) et $x = 0$ (1.b) à 12600 s, avec indication de l'orientation du pattern par rapport aux plans de coupe (2.a et 2.b).

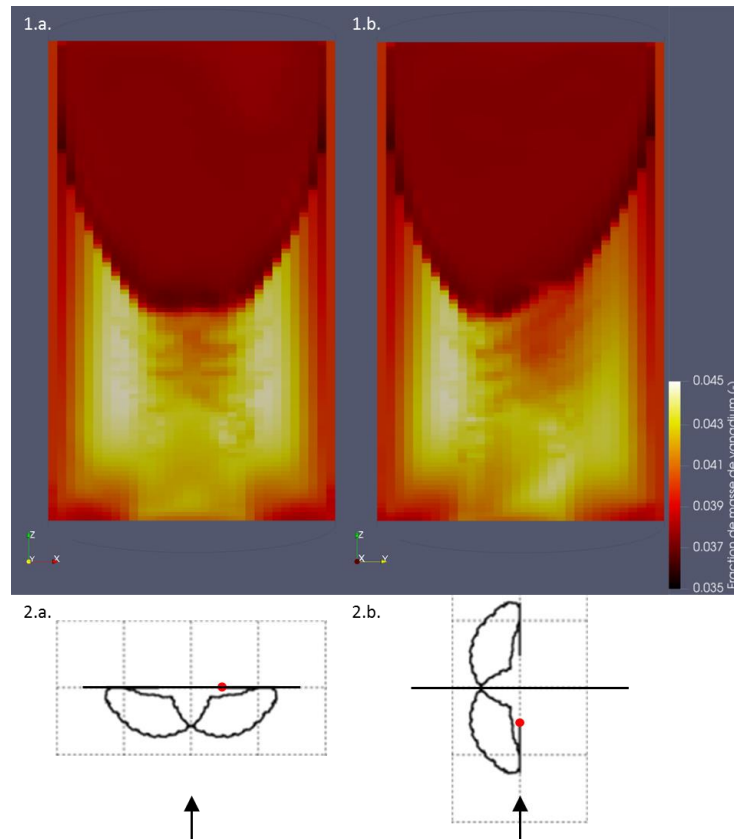


Figure V. 10 : Champ de ségrégation du vanadium dans le lingot dans les plans $y = 0$ (1.a) et $x = 0$ (1.b) à 12600 s, avec indication de l'orientation du pattern par rapport aux plans de coupe (2.a et 2.b).

V.3 Conclusions

Ce chapitre a présenté une étude préliminaire démontrant la faisabilité de l'ensemble de notre démarche, allant de la simulation des distributions de puissance et de densité de courant apportées par l'arc au sommet du lingot à partir des patterns observés durant notre étude à la modélisation de la croissance et de la solidification d'un lingot VAR soumis à ces distributions.

Cette étude a permis de montrer qu'il est possible de modéliser des patterns d'arc complexes à partir d'une combinaison linéaire d'arcs aux mouvements plus simples, comme une translation ou une rotation. Cette modélisation a servi de base à la définition des conditions aux limites thermique et électrique créées par l'arc au sommet du lingot dans le logiciel RAVEL.

A titre d'exemple, nous avons présenté les résultats d'une simulation de la croissance et de la solidification d'un lingot de Ti-6Al-4V dans le cas où l'arc décrit durant la totalité de la refusion un pattern B/γ . Les résultats de cette simulation montrent que l'asymétrie de l'arc électrique entraîne une asymétrie des champs de température et de l'écoulement dans le puits, non seulement à la surface du bain liquide, mais aussi dans l'ensemble du lingot. Cela se reflète sur le profil du puits, également asymétrique, selon l'orientation du pattern. Enfin, l'asymétrie de l'arc impacte la ségrégation de l'ensemble des éléments d'alliages dans le lingot.

Chapitre VI : Rayonnement thermique du sommet du lingot

VI.1 Introduction

Les chapitres précédents ont développé une étude expérimentale de la dynamique de l'arc électrique, suivie de simulations tridimensionnelles de la solidification de lingots VAR, montrant qu'un comportement asymétrique de l'arc a un impact sur l'évolution de la dynamique du bain liquide et la ségrégation des éléments d'alliage dans le lingot. Un mouvement d'ensemble de l'arc électrique au sommet du lingot impacte donc la solidification de ce dernier.

Cependant, si l'arc est responsable de la plus grande partie de l'apport d'énergie au sommet du lingot, d'autres phénomènes interviennent également. Un premier phénomène est la chute de gouttes de métal liquide provenant de la fusion de l'électrode, qui constituent pour le lingot à la fois un apport de matière mais également d'énergie. Un second phénomène est le rayonnement thermique au sommet du lingot. Enfin, l'évaporation du métal à la surface du bain de métal liquide représente une perte, plus secondaire, de chaleur pour le lingot. Durant la majorité de la refusion par arc sous vide, l'apport en énergie provenant de l'arc et des gouttes de métal liquide est prépondérant. Cependant, lors du hot-topping en particulier, la diminution de la puissance de l'arc et de la vitesse de fusion peut entraîner un rôle plus important du rayonnement thermique. Nous nous concentrerons dans ce chapitre sur la quantification du flux de chaleur rayonné au sommet du lingot.

A notre connaissance, le seul travail détaillé disponible dans la littérature, traitant des échanges radiatifs au sommet d'un lingot VAR, est un modèle proposé par Ballantyne [68, 69], qui utilise la méthode des radiosités et permet la prise en compte des échanges radiatifs entre le lingot, l'électrode, l'arc et le creuset. Combiné avec des modèles thermiques simplifiés du lingot et de l'électrode, il a permis de prédire des vitesses de fusion et des profondeurs de puits liquide en adéquation avec les valeurs expérimentales [68].

Le but de notre travail est :

- de développer un modèle détaillé de rayonnement au sommet du lingot, inspiré de celui proposé par Ballantyne,
- d'intégrer ce modèle au macro-modèle bidimensionnel SOLAR, décrivant la croissance et la solidification d'un lingot VAR. En effet, étant donné la géométrie cylindrique de l'installation, une simulation bidimensionnelle est suffisante pour traiter ce problème.
- d'analyser la modification des résultats de SOLAR apportée par la description détaillée du rayonnement par rapport aux résultats obtenus avec une description simplifiée, utilisée précédemment.

Ce chapitre comporte trois sections. La première traite de la modélisation du rayonnement thermique. La seconde concerne la vérification de certaines approximations de notre modèle avec la méthode de Monte-Carlo. Enfin, la dernière détaille quelques résultats obtenus à l'aide du modèle développé.

VI.2 Modèles de rayonnement thermique

Dans les modèles de transferts radiatifs présentés ci-dessous, deux principales hypothèses sont émises. La première est que le plasma créé par l'arc électrique dans la région interélectrode est transparent au rayonnement thermique. Cette hypothèse, résultant du manque de connaissances concernant les propriétés optiques du plasma, peut être justifiée par deux raisons. Tout d'abord, la fraction volumique de macroparticules dans l'espace interélectrode est extrêmement faible, et donc l'absorption du rayonnement ne devrait pas y être importante. Ensuite, il est largement accepté dans la littérature consacrée aux arcs sous vide, pour une densité de courant similaire à ceux utilisés dans la refusion

VAR, que le rayonnement de l'arc représente une fraction négligeable de sa puissance totale et qu'il peut donc être négligé [70]. La seconde hypothèse est que l'ensemble des surfaces rayonnantes sont considérées comme des corps gris diffusifs. Dans notre modèle, les émissivités ϵ des différentes surfaces dépendent seulement de la nature du matériau de la surface et de son état (solide ou liquide).

Deux approches utilisées pour calculer les flux par rayonnement au sommet du lingot sont décrites ci-dessous. La première approche est un modèle « simplifié » qui idéalise la géométrie de l'installation. La seconde est un modèle « détaillé », développé dans le cadre de notre étude, basé sur la méthode des radiosités. Ce second modèle utilise en partie un travail effectué précédemment par Bénédicte Baqué lors d'un stage post-doctoral à l'IJL.

VI.2.1 Modèle « simplifié »

Dans ce modèle, la densité de flux d'énergie rayonnée par un élément de surface i du sommet du lingot M_i^{net} est calculée directement en utilisant la loi de Stefan-Boltzmann [71] :

$$M_i^{net} = \epsilon_i \sigma (T_i^4 - T_{elec}^4) \quad (VI.1)$$

où ϵ_i est l'émissivité de la surface i , σ est la constante de Stefan-Boltzmann (égale à $5,67 \times 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$), T_i la température de la surface i et T_{elec} la température du film liquide recouvrant la surface inférieure de l'électrode. Cette approche idéalise la géométrie de l'installation en supposant implicitement que l'électrode a le même diamètre que le lingot, négligeant donc le rôle de l'entrefer mais aussi du creuset dans les échanges radiatifs. Ce modèle implique de plus implicitement que l'émissivité de l'électrode est égale à 1. Comme le lingot est alors considéré comme rayonnant dans un environnement à plus haute température qu'il ne l'est réellement, les flux thermiques et donc les pertes énergétiques du lingot seront, en règle générale, sous-estimés par cette approche, en particulier près de la paroi latérale.

VI.2.2 Modèle « détaillé »

Dans ce modèle inspiré du travail de Ballantyne [68], le rayonnement thermique du sommet du lingot est calculé en considérant tous les échanges thermiques dans le four, c'est-à-dire en prenant en compte les rayonnements entre le sommet du lingot, les surfaces latérale et inférieure de l'électrode et la paroi intérieure du creuset. Cela requiert de calculer les flux de rayonnement thermique de chacune de ces surfaces. Le modèle décrit ici utilise la méthode des radiosités [71].

VI.2.2.1 Méthode des radiosités

La radiosité représente la densité de flux radiatif quittant une surface et est définie pour une surface opaque comme la somme des densités de flux radiatif émis et réfléchi :

$$J_i = \epsilon_i \sigma T_i^4 + (1 - \epsilon_i) \sum_{j=1}^n F_{i,j} J_j \quad (VI.2)$$

Dans cette équation, la densité de flux réfléchi a été écrite en fonction de facteurs de forme géométrique $F_{i,j}$ représentant la proportion du flux radiatif total quittant la surface i qui parvient sur la surface j . Trois propriétés des facteurs de forme peuvent être mentionnées :

- la relation de réciprocité $S_i F_{i,j} = S_j F_{j,i}$, où S_i et S_j sont les aires des surfaces i et j ;
- la relation de complémentarité $\sum_j F_{i,j} = 1$;
- la règle de superposition par laquelle un facteur de forme vers une surface est la somme des facteurs de forme vers l'ensemble des parties de cette surface : $F_{i,j+k} = F_{i,j} + F_{i,k}$.

Les facteurs de forme, calculés à partir des angles solides, sont tabulés dans la littérature pour de nombreuses configurations géométriques bidimensionnelles [72-74]. Pour certaines configurations complexes, ils doivent être déterminés par un calcul numérique d'intégrale ou en utilisant une méthode statistique de lancer de rayons (Monte-Carlo).

Dans un ensemble clos de n surfaces, l'équation (VI.2) permet d'établir un système de n équations algébriques linéaires, ayant pour inconnues principales les radiosités des n surfaces. Une fois le système résolu, la densité de flux net d'énergie rayonnée par la surface i est donnée par l'équation :

$$M_i^{net} = \frac{\epsilon_i}{1 - \epsilon_i} (\sigma T_i^4 - J_i) \quad (VI.3)$$

Remarquons que cette méthode nécessite de définir la température, supposée homogène, de chacune des surfaces du système ainsi que leur émissivité.

VI.2.2.2 Géométrie des surfaces rayonnantes

La figure VI.1 présente la configuration géométrique considérée dans le modèle et détaille toutes les surfaces impliquées dans le calcul du rayonnement thermique au sommet du lingot.

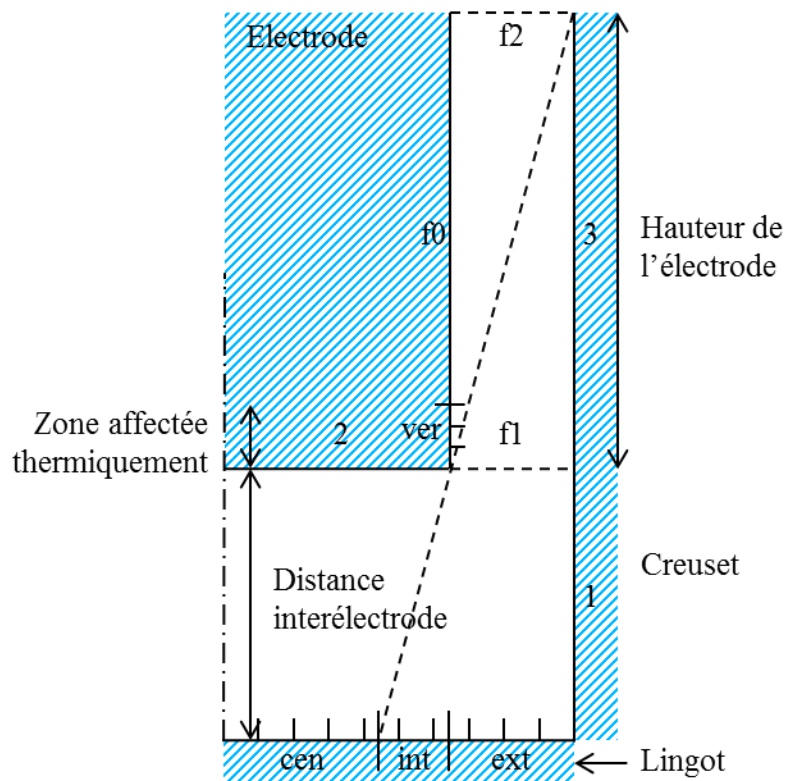


Figure VI. 1 : Représentation schématique des différentes surfaces participant aux échanges radiatifs avec le sommet du lingot.

Les surfaces 1 et 3 décrivent la surface latérale du creuset, divisée en deux parties pour faciliter le calcul des facteurs de forme.

La surface 2 représente la surface inférieure de l'électrode. Deux régions ont été distinguées sur la surface latérale de l'électrode. La première région (région ver) correspond à la zone affectée thermiquement (ZAT) de la paroi, où la température varie fortement. Typiquement, une hauteur de 5 cm est utilisée pour définir cette région, subdivisée en plusieurs surfaces pour mieux prendre en compte la variation de température. La seconde région (surface f0) correspond à la partie supérieure de l'électrode, où la température est supposée homogène [10]. La hauteur de la région ver est fixe, et la diminution de la hauteur de l'électrode au cours de la refusion implique une diminution de la hauteur de la surface f0 jusqu'à sa complète disparition si besoin est. Une fois la surface f0 disparue et si la hauteur de l'électrode continue de diminuer, la même procédure est appliquée sur la surface supérieure de la région ver.

Les surfaces f1 et f2 sont des surfaces fictives qui n'émettent pas de rayonnement. La surface f1 a été introduite pour faciliter le calcul de certains facteurs de forme (cf. section VI.2.2.3) et la surface f2 est utilisée pour fermer le domaine de modélisation.

Enfin, le sommet du lingot est divisé en trois régions. La région centrale (cen) correspond à la portion de la surface du sommet du lingot ne « voyant » pas la surface f2. La région intermédiaire (int) correspond à la portion de la surface du sommet du lingot voyant la surface f2 mais ne voyant pas la surface latérale de l'électrode. Enfin, la région extérieure (ext) correspond à la portion restante de la surface du sommet du lingot, qui est capable de voir, et donc de rayonner sur l'ensemble des surfaces du domaine. Cette division a encore une fois été effectuée pour simplifier le calcul des facteurs de forme. La position radiale définissant la frontière entre la région centrale et la région intermédiaire est donnée par :

$$r_{min} = (r_{elec} * (h_{elec} + d_{arc}) - d_{arc} * r_{lingot}) / h_{elec} \quad (VI.4)$$

avec r_{elec} et r_{lingot} les rayons de l'électrode et du lingot, d_{arc} la distance interélectrode et h_{elec} la hauteur de l'électrode. La position radiale définissant la frontière entre la région intermédiaire et la région extérieure correspond à r_{elec} . Chacune des surfaces maillant le sommet du lingot ne doit appartenir qu'à une seule de ces régions. Si ce n'est pas le cas, alors les surfaces appartenant à plusieurs régions simultanément sont scindées de telle sorte que chaque nouvelle surface n'appartienne qu'à une seule région. C'est dans ce nouveau maillage que sont calculés facteurs de forme et rayonnement thermique. La densité de flux de rayonnement thermique dans le maillage initial est calculée dans une étape finale.

VI.2.2.3 Calcul des facteurs de forme

Pratiquement tous les facteurs de forme intervenant dans notre modèle peuvent être calculés à l'aide de formules tabulées dans la littérature : Leuenberger et Person [72] pour les facteurs de forme entre disques, anneaux et surfaces de géométrie cylindrique, Buschmann et Pittman [73] pour les facteurs de forme entre surfaces de sections de cylindres et Brockmann [74] pour les facteurs de forme entre surfaces de deux cylindres concentriques. Cependant, dans le cas de certains facteurs de forme complexes, aucune formule n'est disponible et leur évaluation repose sur des approximations détaillées ci-dessous. Cela concerne les paires de surfaces entre lesquelles la vision est partiellement occultée par l'électrode.

Calcul de $F_{f2,1}$

Le facteur de forme $F_{f2,1}$ est évalué en se basant sur la règle de superposition :

$$F_{f2,1} = F_{f2,1+3} - F_{f2,3} \quad (VI.5)$$

Le facteur de forme entre la surface f2 et l'union des surfaces 1 et 3 est calculé à partir d'une formule tabulée en considérant que l'électrode est un cylindre infini. Une telle approche est valide tant que la surface f2 ne voit pas la surface 1 à travers l'espace interélectrode, ce qui est vérifié géométriquement tant que la hauteur de l'électrode est plus grande que la distance interélectrode. Le facteur de forme $F_{f2,3}$ dans l'équation VI.5 est calculé avec une formule tabulée sans faire d'hypothèse sur la hauteur de l'électrode.

Calcul de $F_{int_i,f2}$ et $F_{ext_i,f2}$

Le facteur de forme entre une surface des régions intermédiaire ou extérieure du sommet du lingot et la surface f2 est calculé grâce à l'approximation suivante :

$$F_{h,f2} = F_{h,3+f2} \times F_{f1,f2} / F_{f1,3+f2} \quad h = \{int_i; ext_i\} \quad (VI.6)$$

Cette équation revient à considérer que le rapport de l'angle solide entre les surfaces h et f2 sur l'angle solide entre h et (3+f2) est identique au rapport de l'angle solide entre les surfaces f1 et f2 sur l'angle solide entre les surfaces f1 et (3+f2). Dans l'équation VI.6, les facteurs de forme $F_{f1,f2}$ et $F_{f1,3+f2}$ sont obtenus avec des formules tabulées, avec de plus l'utilisation de la règle de superposition pour $F_{f1,3+f2}$. Le facteur de forme $F_{h,3+f2}$ est obtenu grâce à la relation de complémentarité :

$$F_{h,3+f2} = 1 - \sum_{k \neq 3, f1, f2} F_{h,k} \quad h = \{int_i; ext_i\} \quad (VI.7)$$

Calcul de $F_{int_i,3}$ et $F_{ext_i,3}$

La détermination des facteurs de forme $F_{h,3}$ (avec $h = \{1; int_i; ext_i\}$) est basée sur la relation de complémentarité :

$$F_{h,3} = 1 - \sum_{k \neq 3, f1} F_{h,k} \quad h = \{1; int_i; ext_i\} \quad (VI.8)$$

En raison des approximations faites lors de l'évaluation de $F_{h,f2}$ (avec $h = \{1; int_i; ext_i\}$), les valeurs de $F_{h,3}$ (avec $h = \{1; int_i; ext_i\}$) obtenues avec l'équation VI.8 doivent être considérées comme des valeurs approchées.

VI.3 Vérification des approximations effectuées

Dans cette section, nous discutons de l'influence des approximations faites dans le modèle ci-dessus lors de l'évaluation des facteurs de forme non tabulés. Dans ce but, la valeur exacte de ces facteurs de forme a été déterminée en utilisant une méthode de lancer de rayons (Monte-Carlo) [75].

VI.3.1 Lancer de rayons par la méthode de Monte-Carlo

Cette méthode fonctionne en plusieurs étapes. La première étape consiste à sélectionner aléatoirement les coordonnées (R, α, Z) de la position de départ d'un rayon lumineux sur la surface émettrice. La seconde consiste à sélectionner, toujours aléatoirement, un couple d'angles (θ, φ) déterminant la direction du rayon. La troisième est le suivi de la trajectoire du rayon et la détermination de la première surface opaque interceptée par celui-ci. Chaque surface a un compteur associé et chaque interception de rayon voit ce compteur incrémenté d'une unité. Ces trois étapes sont répétées pour un très grand nombre de rayons de manière à obtenir un échantillon statistique significatif. Finalement, le facteur de forme entre la surface émettrice et une surface donnée correspond au rapport du compteur associé à cette surface sur le nombre total de rayons émis. La figure VI.2 schématise les systèmes de coordonnées utilisés. Les coordonnées (R, α, Z) sont définies dans un repère de coordonnées cylindriques dont l'origine est située sur l'axe de symétrie du lingot et à la surface du lingot. Les coordonnées (θ, φ) sont définies dans un repère de coordonnées sphériques dont l'origine est le point défini par le trio (R, α, Z) . Les paramètres $R, \alpha, Z, \theta, \varphi$ sont définis comme suit :

$$R = r_{int} + (r_{exter} - r_{inter}) * \sqrt{n_1} \quad (VI.9)$$

$$\alpha = 2\pi * n_2 \quad (VI.10)$$

$$Z = (z_{sup} - z_{inf}) * n_3 \quad (VI.11)$$

$$\varphi = \sin^{-1}(\sqrt{n_4}) \quad (VI.12)$$

$$\theta = 2\pi * n_5 \quad (VI.13)$$

où n_i avec $i = \{1; 2; 3; 4; 5\}$ sont des nombres aléatoires indépendants compris entre 0 et 1. r_{inter} (respectivement r_{exter}) est le rayon intérieur (respectivement extérieur) de la surface émettrice en forme de couronne (avec $r_{inter} = r_{exter}$ dans le cas de surfaces de forme cylindrique et $r_{inter} = 0$ dans le cas de surfaces en forme de disque). z_{inf} (respectivement z_{sup}) est la hauteur minimale (respectivement maximale) de la surface émettrice cylindrique (avec $z_{inf} = z_{sup}$ dans le cas de surfaces en forme de couronne).

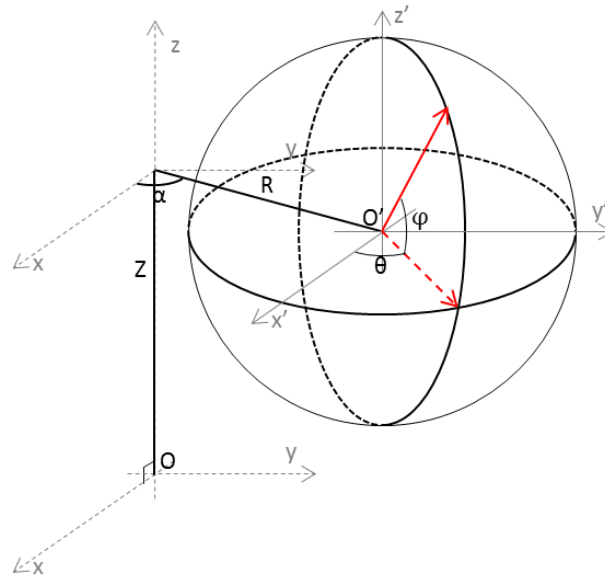


Figure VI. 2 : Définition des systèmes de coordonnées utilisés

VI.3.2 Test de la méthode de lancer de rayons

Avant d'utiliser la méthode de lancer de rayons pour déterminer les facteurs de forme approximatifs, son implémentation correcte a été vérifiée en calculant des facteurs de forme tabulés connus. Nous considérons ici les facteurs de forme entre les surfaces du sommet du lingot et la surface inférieure de l'électrode (surface 2). La figure VI.3 compare les valeurs des facteurs de forme obtenues avec les formules tabulées avec celles calculées par la méthode de Monte-Carlo (en lançant 10^8 rayons par surface). Nous avons constaté que les résultats ne dépendent plus du maillage si le sommet du lingot est maillé avec au moins une vingtaine de surfaces et si la région ver est maillée avec au moins une dizaine de surfaces. Dans ce calcul et les simulations présentées dans le reste du chapitre, le sommet du lingot est maillé régulièrement avec 35 surfaces et la région ver avec 10 surfaces.

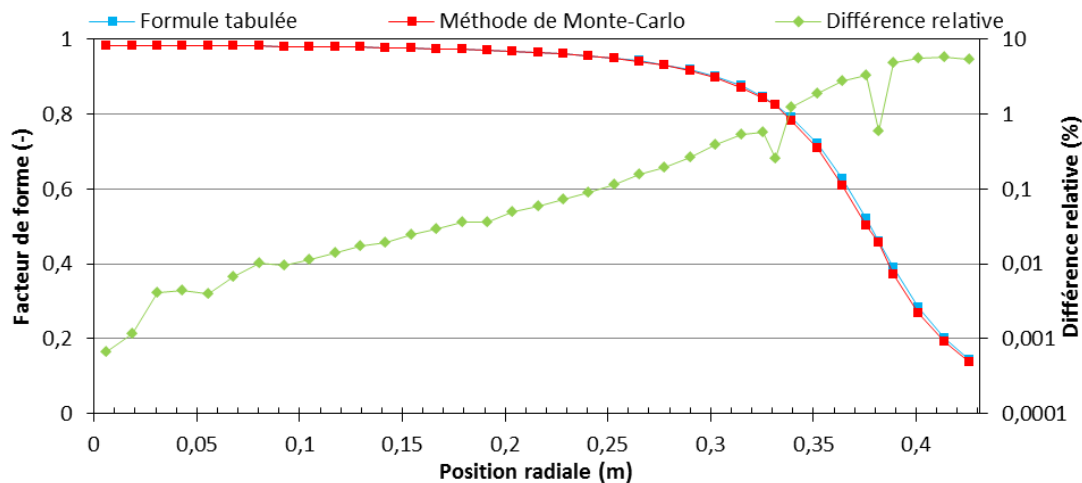


Figure VI. 3 : Facteurs de forme entre les surfaces du sommet du lingot et la surface inférieure de l'électrode. Comparaison entre les résultats obtenus avec les formules tabulées et ceux déterminés avec la méthode de lancer de rayons. Calculs effectués pour un lingot de 0,432 m de rayon, une électrode de 0,381 m de rayon et une distance interélectrode de 0,05 m.

La figure VI.3 montre que les formules tabulées et la méthode de lancer de rayons donnent des valeurs extrêmement proches, avec une différence relative inférieure à quelques pourcents, pouvant être attribuée à la nature statistique de la méthode de Monte-Carlo. Assez logiquement, l'augmentation de

la différence relative avec la position radiale est à corrélérer à la diminution de la valeur du facteur de forme. Cela valide ainsi notre implémentation de la méthode de lancer de rayons.

VI.3.3 Comparaison des facteurs de forme

Ayant vérifié que la méthode de Monte-Carlo était correctement implémentée, nous pouvons l'appliquer pour déterminer les facteurs de forme dont l'évaluation est basée sur des approximations (équations VI.5 à VI.8). Le tableau VI.1 compare les valeurs obtenues avec les approximations proposées et celles obtenues en utilisant la méthode de Monte-Carlo dans une configuration géométrique où la hauteur de l'électrode est inférieure à la distance interélectrode. Les facteurs de forme approchés sont alors entachés d'une erreur significative. Cependant, comme il sera montré et discuté ci-dessous, cette erreur a au final un faible impact sur l'évaluation du flux rayonné net au sommet du lingot, qui est le principal paramètre auquel nous nous intéressons dans cette étude.

	Méthode approchée	Méthode de Monte-Carlo
$F_{1,3}$	0.01718328	0.03141745
$F_{f2,1}$	0.16533963	0.13567865

Tableau VI. 1 : Comparaison des valeurs des facteurs de forme $F_{1,3}$ et $F_{f2,1}$ obtenues avec la méthode approchée et avec la méthode de Monte-Carlo. Calculs effectués pour un lingot de 0,432 m de rayon, une électrode de 0,381 m de rayon et 0,05 m de hauteur et avec une distance interélectrode de 0,10 m.

Sur la figure VI.4, les valeurs des facteurs de forme entre les surfaces du sommet du lingot et les surfaces 3 et f2 calculées avec les approximations décrites dans la section VI.2.2.3 sont comparées aux valeurs obtenues avec la méthode de Monte-Carlo. Les résultats du modèle pour les surfaces de la région centrale (cen), qui s'étend jusqu'à 0,376 m, sont naturellement en adéquation avec les résultats de la méthode de Monte-Carlo, puisque le modèle emploie des formules tabulées dans cette région. Dans les régions intermédiaire et extérieure, nous observons au contraire que les facteurs de forme approchés sont sensiblement différents des facteurs de forme déterminés avec la méthode de Monte-Carlo. La figure VI.5 montre que cette différence est plus importante lorsque la hauteur de l'électrode est plus faible.

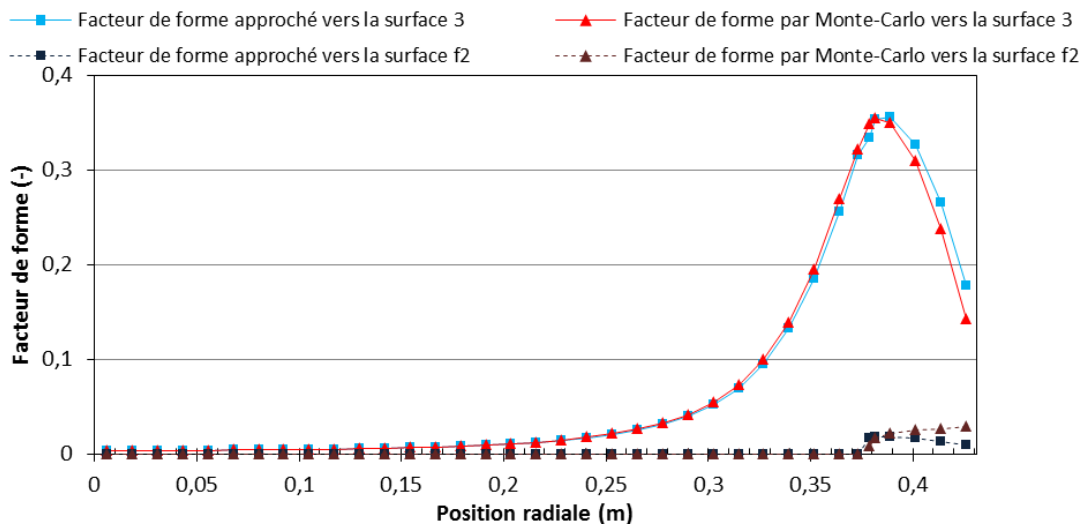


Figure VI. 4 : Facteurs de forme depuis les surfaces du sommet du lingot vers la surface 3 et vers la surface f2 obtenus en utilisant la méthode approchée et en utilisant la méthode de Monte-Carlo. Calculs effectués pour un lingot de 0,432 m de rayon, une électrode de 0,381 m de rayon et 0,50 m de hauteur et avec une distance interélectrode de 0,05 m.

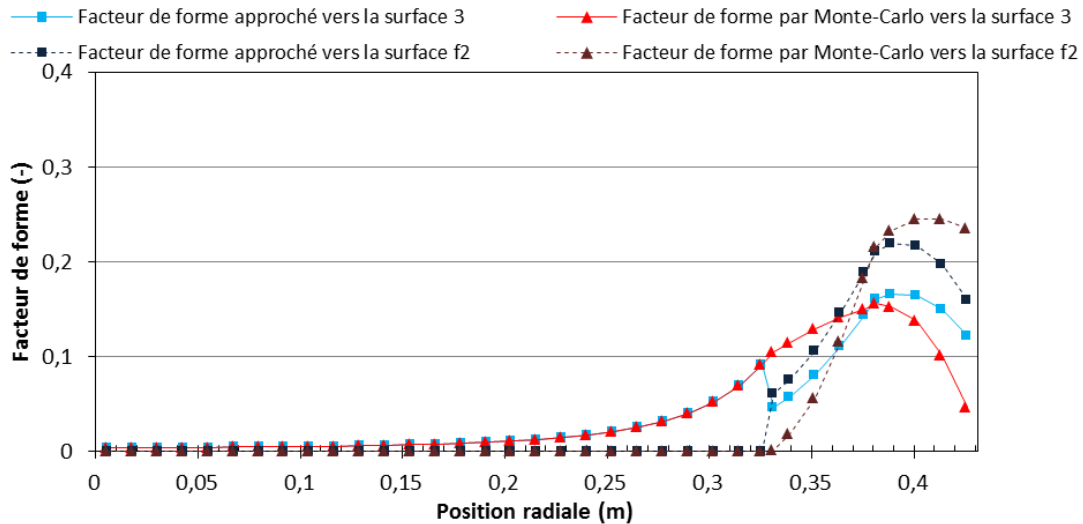


Figure VI. 5 : Facteurs de forme depuis les surfaces du sommet du lingot vers la surface 3 et vers la surface f2 obtenus en utilisant la méthode approchée et en utilisant la méthode de Monte-Carlo. Calculs effectués pour un lingot de 0,432 m de rayon, une électrode de 0,381 m de rayon et 0,05 m de hauteur et avec une distance interélectrode de 0,05 m.

Finalement, la capacité de notre modèle à calculer avec une bonne précision la densité de flux de chaleur rayonnée au sommet du lingot, en dépit des approximations effectuées dans l'évaluation des facteurs de forme non tabulés, a été testée. Les prédictions de notre modèle sont comparées aux résultats déterminés en évaluant les facteurs de forme non tabulés par la méthode de Monte-Carlo. La figure VI.6 illustre la différence relative entre les deux résultats pour différentes conditions à la fin d'une refusion VAR (électrode courte), lorsque les différences entre les facteurs de forme sont les plus importantes. Les valeurs des émissivités utilisées dans ces calculs sont données dans le tableau VI.2. La distribution de la température de surface du lingot est, pour ces calculs, supposée uniforme. La température de chaque surface du domaine de simulation est donnée dans le tableau VI.3. Les propriétés thermo-physiques de l'alliage Ti-6Al-4V requises pour la simulation proviennent des travaux de Valencia et Queded [66], à l'exception de l'émissivité qui provient de ceux de Boivineau et al. [67].

	Emissivité
Creuset	0,8
Métal liquide	0,428
Métal solide	0,58

Tableau VI. 2 : Emissivités utilisées dans les simulations.

Surface	Température
1	Température ambiante (20 °C)
2	Température de liquidus ¹⁶ (1649,85 °C)
3	Température ambiante (20 °C)
cen_i	Température de liquidus avec surchauffe de 100 °C (1749,85 °C)
int_i	Température de liquidus avec surchauffe de 100 °C (1749,85 °C)
ext_i	Température de liquidus avec surchauffe de 100 °C (1749,85 °C)
ver_i	Décroissance linéaire de la température depuis la température de liquidus (bas) vers la température ambiante (sommet)
f0	Température ambiante (20 °C)
f1	∅
f2	∅

Tableau VI. 3 : Température des surfaces dans les simulations.

Du fait de la nature statistique de la méthode de lancer de rayons (cf. figure VI.3), l'intégration directe dans le modèle des facteurs de forme calculés avec la méthode de Monte-Carlo peut engendrer un non-respect de la relation de complémentarité. Pour éviter une telle situation, c'est la valeur du rapport $F_{h,3}/(F_{h,3} + F_{h,f2})$ (avec $h = \{\text{int}_i; \text{ext}_i\}$) évalué à partir des facteurs de forme calculés avec la méthode de Monte-Carlo, qui est transmise au modèle radiatif. Les facteurs de forme $F_{h,3}$ et $F_{h,f2}$ sont évalués à partir de ce rapport. Une même procédure est utilisée dans le cas des facteurs de forme $F_{1,3}$ et $F_{f2,1}$.

La figure VI.6 montre, pour l'ensemble des configurations testées, que les approximations faites lors de l'évaluation des facteurs de forme non tabulés ont un impact négligeable sur l'évaluation de la densité de flux rayonné au sommet du lingot. Ce résultat peut être expliqué par le fait que ces approximations concernent des facteurs de forme vers des surfaces ayant, soit une température très inférieure à celle du sommet du lingot (surface 3) soit un rayonnement nul (surface f2). Ainsi, les flux radiatifs de ces surfaces ont une influence négligeable sur le calcul du rayonnement thermique émis par le sommet du lingot.

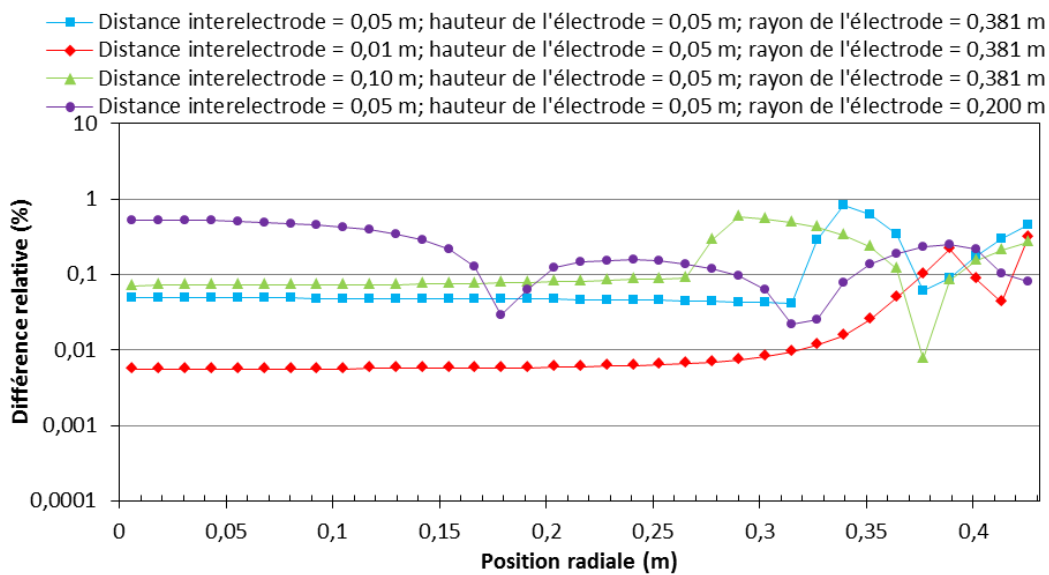


Figure VI. 6 : Comparaison de la densité de flux de chaleur rayonnée au sommet du lingot prédite en utilisant deux méthodes de calcul différentes (méthode approchée et méthode de Monte-Carlo) pour les facteurs de forme non-tabulés.

Enfin, il faut noter qu'une utilisation systématique de la méthode de Monte-Carlo nécessite des temps de calcul importants. En raison de ce coût et de l'impact négligeable sur le rayonnement émis par le sommet du lingot, il a été convenu d'évaluer les facteurs de forme non-tabulés avec les approximations décrites dans la section VI.2.2.3.

VI.4 Résultats

Cette section est séparée en deux parties. La première est une étude paramétrique analysant l'influence de plusieurs paramètres géométriques sur la densité de flux de chaleur rayonnée au sommet du lingot. Dans la seconde, nous décrivons l'intégration des deux modèles radiatifs proposés (le modèle simplifié et le modèle détaillé) dans le macro-modèle SOLAR [8, 54-57] qui simule la croissance et la solidification d'un lingot VAR puis nous analysons l'influence du choix du modèle radiatif sur les résultats de la simulation d'une refusion d'alliage de titane.

VI.4.1 Impact des paramètres géométriques sur le rayonnement au sommet du lingot

Dans cette section, nous appliquons le modèle de rayonnement détaillé pour calculer le profil radial de la densité de flux de chaleur rayonnée au sommet du lingot et nous étudions l'influence de différents paramètres géométriques sur ce profil. Les températures de surface et les émissivités correspondent aux valeurs précédentes (tableau VI.2 et VI.3). Comme précédemment, tous les calculs ont été effectués avec un maillage de 35 surfaces au sommet du lingot et 10 surfaces dans la région vers l'extrémité de l'électrode. Les influences d'une variation de la distance interélectrode d_{arc} , du rayon de l'électrode r_{elec} et de la hauteur de cette dernière h_{elec} sur le rayonnement sont illustrées sur les figures VI.7 à VI.9. Le modèle de rayonnement simplifié prédisait une densité de flux uniforme, égale à $74,6 \text{ kW/m}^2$.

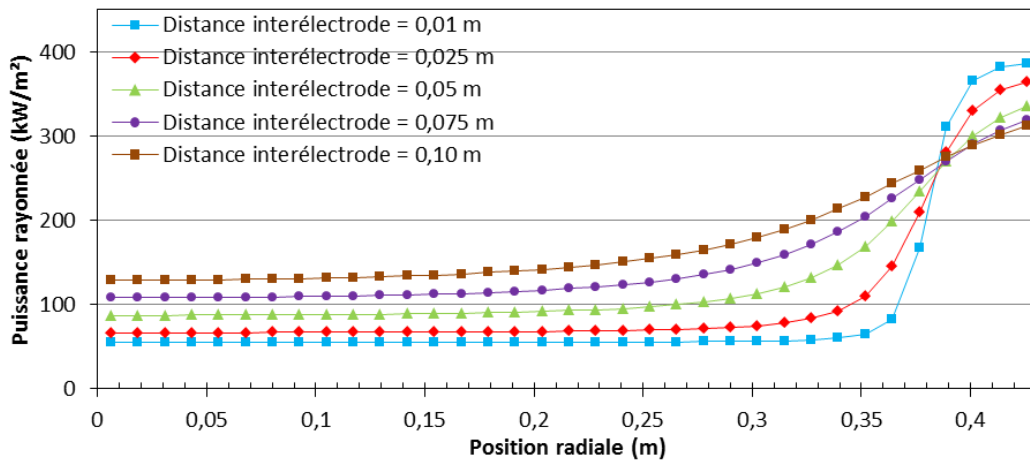


Figure VI. 7 : Rayonnement du sommet du lingot pour différentes distances interélectrode. Calculs effectués pour un lingot de $0,432 \text{ m}$ de rayon et une électrode de $0,381 \text{ m}$ de rayon et $1,50 \text{ m}$ de hauteur.

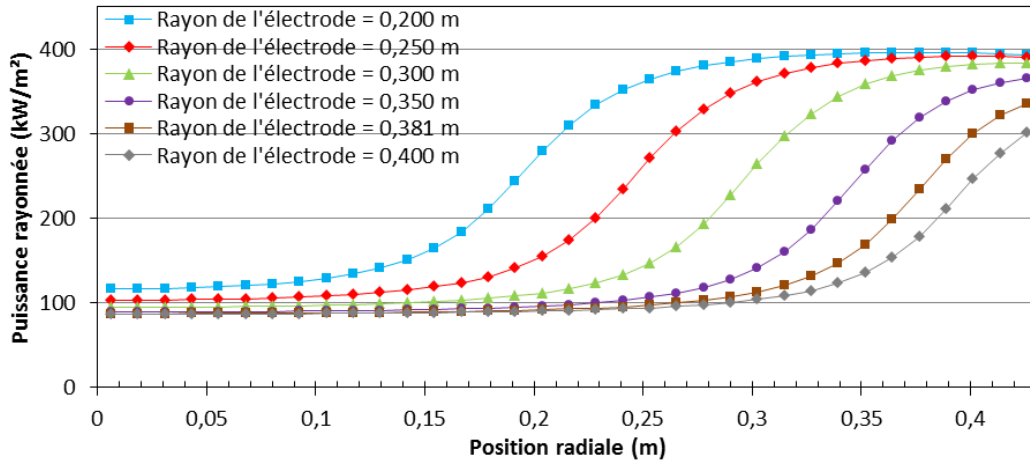


Figure VI. 8 : Rayonnement du sommet du lingot pour différents rayons d'électrode. Calculs effectués pour un lingot de $0,432 \text{ m}$ de rayon, une électrode de $1,50 \text{ m}$ de hauteur et une distance interélectrode de $0,05 \text{ m}$.

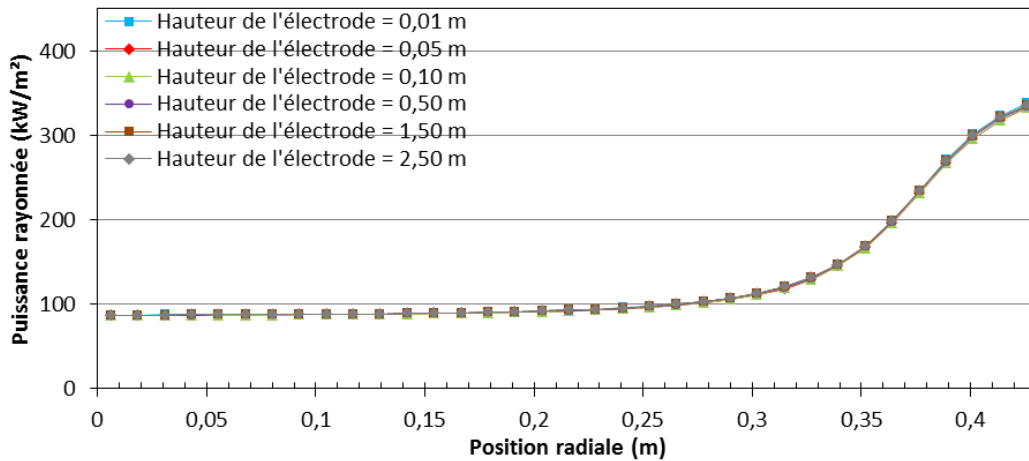


Figure VI. 9 : Rayonnement du sommet du lingot pour différentes hauteurs d'électrode. Calculs effectués pour un lingot de 0,432 m de rayon, une électrode de 0,381 m de rayon et une distance interélectrode de 0,05 m.

On observe que le rayonnement du sommet du lingot dépend fortement de la distance interélectrode et du rayon de l'électrode alors qu'il est pratiquement indépendant de la hauteur de l'électrode.

Plus la distance interélectrode est faible, plus la différence est importante entre la densité de flux émis par les surfaces du sommet du lingot situées sous l'électrode et la densité de flux émis par les surfaces du sommet du lingot situées sous l'entrefer. En effet, dans le cas de faibles distances interélectrode, les surfaces du sommet du lingot sous l'électrode voient principalement la surface inférieure de cette dernière (surface 2), qui a une température similaire à celle du lingot, ce qui implique une faible densité de flux rayonné. Au contraire, les surfaces du sommet du lingot sous l'entrefer voient principalement des surfaces à faible température, ce qui implique une densité de flux rayonné plus importante. Lorsque la distance interélectrode augmente, les variations d'angle solide conduisent à un accroissement du rayonnement dans la région centrale et à sa réduction sous l'entrefer.

La variation du rayon de l'électrode affecte comme attendu la localisation de la transition entre la zone à faible rayonnement (sous l'électrode) et celle à fort rayonnement (sous l'entrefer). A nouveau, cela peut être expliqué en considérant l'évolution des angles solides. Plus le rayon de l'électrode est important, plus le nombre de surfaces voyant principalement la surface 2 est important. Il en résulte un accroissement de la zone à faible rayonnement au sommet du lingot.

Au contraire de la distance interélectrode et du rayon de l'électrode, la variation de la hauteur de l'électrode n'a qu'une influence négligeable sur le rayonnement thermique du sommet du lingot. Cela provient du fait que la hauteur de l'électrode impacte essentiellement la répartition du flux rayonné par le lingot entre les surfaces 3, f0, f2 et la région ver. Or, à l'exception de la région ver, ces surfaces ont une température similaire et faible. Ainsi, le flux de chaleur rayonné au sommet du lingot n'est que peu affecté.

Notons que les rayonnements inférieurs à ceux calculés par le modèle simplifié, à faible distance interélectrode sur la figure VI.7, sont causés par la prise en compte de l'émissivité réelle (non égale à 1) de l'électrode dans le modèle détaillé.

VI.4.2 Impact du modèle radiatif sur les résultats de simulation de la refusion d'un lingot de Ti-6Al-4V

Les deux modèles de rayonnement ont été intégrés dans le macro-modèle SOLAR [8, 54-57] qui simule la croissance et la solidification d'un lingot durant une refusion VAR. Dans cette section, nous

simulons la refusion d'un alliage de titane Ti-6Al-4V et nous comparons les résultats obtenus en fonction du modèle de rayonnement utilisé.

Les deux modèles ont été intégrés dans SOLAR de manière similaire, avec un calcul du rayonnement du sommet du lingot à chaque pas de temps. La figure VI.10 détaille le principe de cette implémentation. La température à la base de l'électrode est supposée égale à la température du liquidus, augmentée d'une surchauffe. Dans les simulations ci-dessous, cette surchauffe est égale à 100 °C jusqu'à la fin de la fusion de l'électrode, et est nulle pendant l'étape finale du hot-topping. Il est de plus à noter que le calcul de la température du creuset par SOLAR a été utilisé. Les températures des surfaces 1 et 3 correspondent aux moyennes des températures pondérées par les aires des surfaces définies par SOLAR et composant les surfaces 1 et 3.

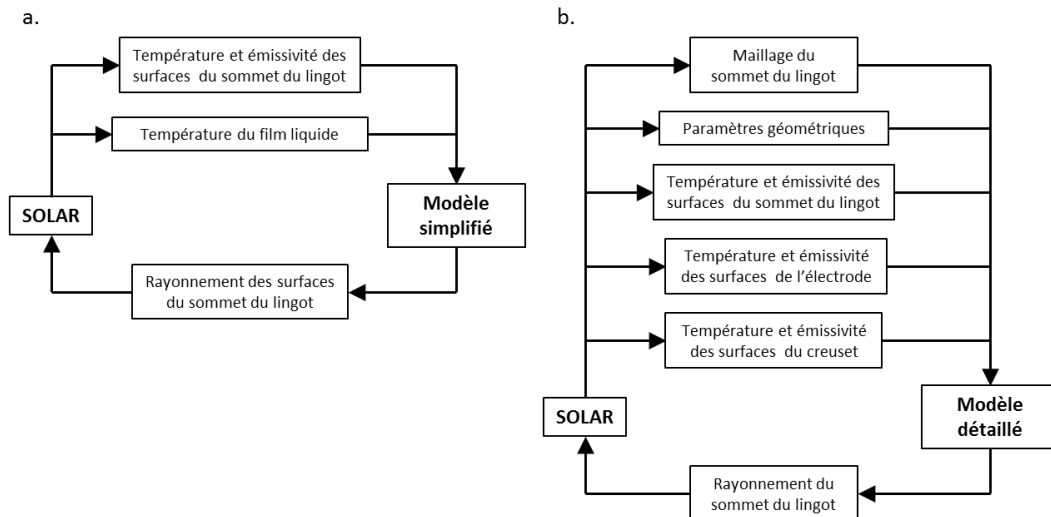


Figure VI. 10 : Echange de données, entre le macro-modèle SOLAR et les modèles de rayonnement simplifié (a) et détaillé (b).

La refusion simulée comporte deux séquences principales. La première séquence principale dure 181.2 min. Durant celle-ci, le courant d'arc est égal à 33 kA, la tension d'arc est égale à 44,7 V et la vitesse de fusion est égale à 27 kg/min. Ces valeurs sont issues de l'article de Patel et al. [76]. La seconde séquence principale, correspondant à la fin du hot-topping, dure 60 min. Pendant cette séquence, un courant d'arc de 6 kA et une tension d'arc de 20 V sont appliqués avec une vitesse de fusion nulle. L'évolution de ces trois paramètres au cours de l'ensemble de la refusion est présentée sur la figure VI.11. Durant toute la simulation, un brassage unidirectionnel avec une intensité du champ magnétique constante de 1,4 mT est employé.

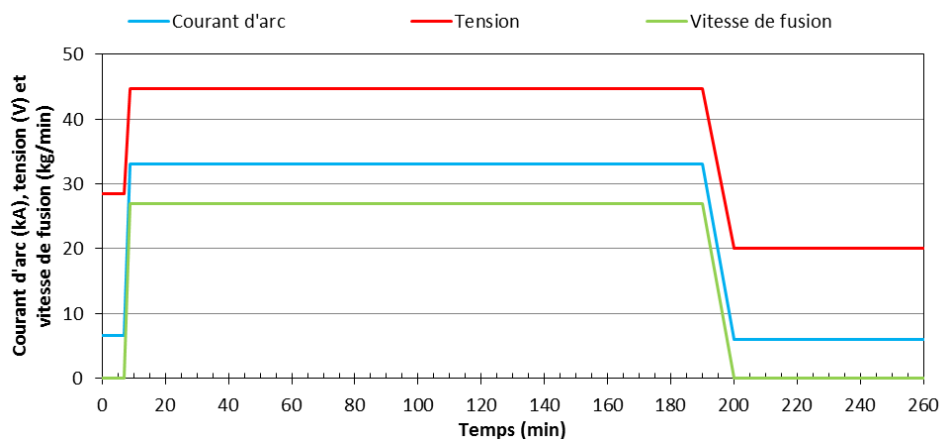


Figure VI. 11 : Paramètres opératoires de la refusion simulée.

Nous allons tout d'abord analyser les effets du modèle de rayonnement sur les résultats de la simulation durant le palier de fusion. La figure VI.12 présente la température et le rayonnement au sommet du lingot calculés près de la fin de la première séquence principale ($t = 175,3$ min) en utilisant les deux modèles radiatifs. Les figures VI.13 à VI.15 présentent, au même instant, toujours pour les deux modèles radiatifs, respectivement le champ de température du lingot, la carte de fraction liquide et enfin l'écoulement (la fonction courant) dans le puits liquide.

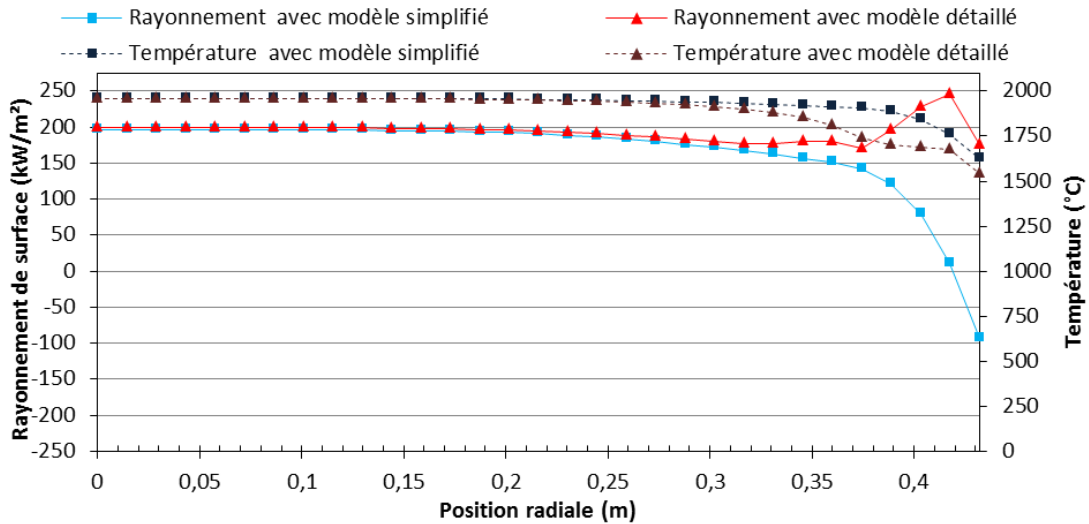


Figure VI. 12 : Température et rayonnement au sommet du lingot à $t = 175,3$ min calculés par le macro-modèle SOLAR en utilisant les modèles de rayonnement simplifié et détaillé.

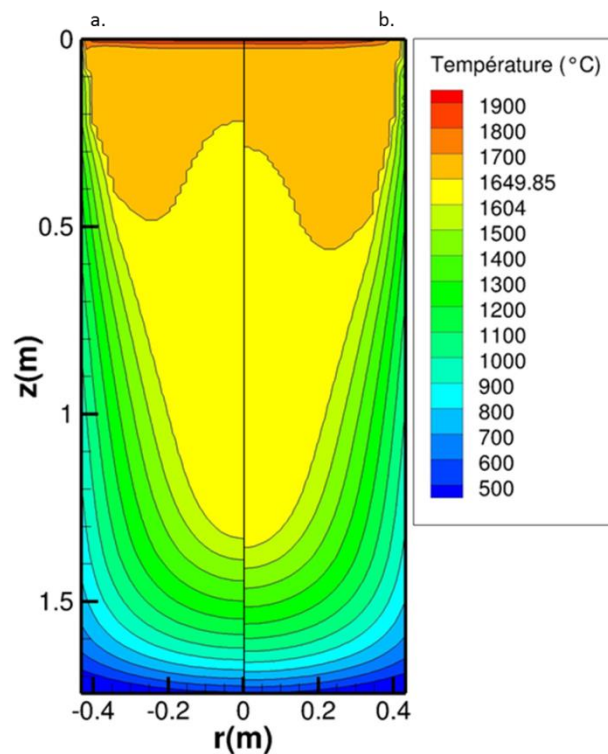


Figure VI. 13 : Champ de température du lingot à $t = 175,3$ min calculé par le macro-modèle SOLAR en utilisant les modèles de rayonnement simplifié (a) et détaillé (b). La température du solidus du métal est de 1604 $^{\circ}\text{C}$ et la température de liquidus du métal est de $1649,85$ $^{\circ}\text{C}$.

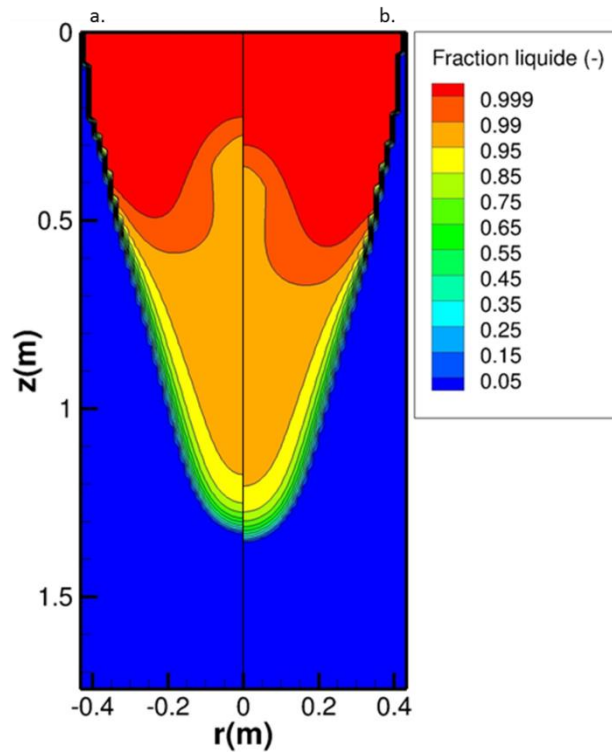


Figure VI. 14 : Carte de la fraction liquide à $t = 175,3$ min calculés par le macro-modèle SOLAR en utilisant les modèles de rayonnement simplifié (a) et détaillé (b).

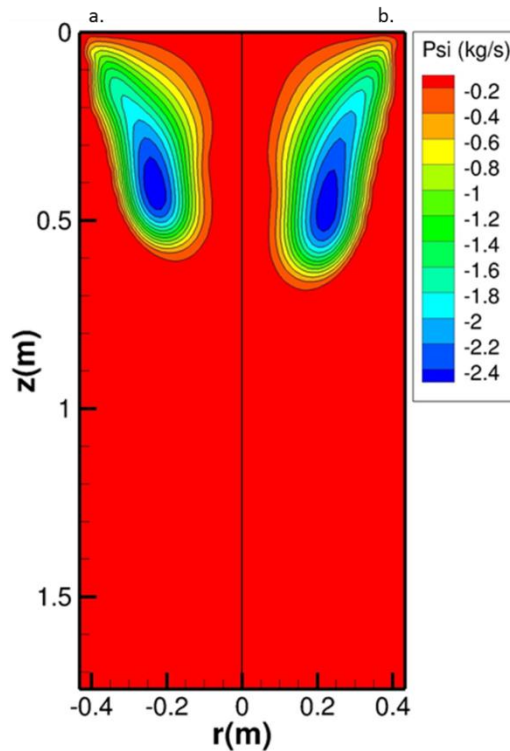


Figure VI. 15 : Distribution de la fonction courant associée à l'écoulement du métal dans le puits liquide à $t = 175,3$ min calculée par le macro-modèle SOLAR en utilisant les modèles de rayonnement simplifié (a) et détaillé (b).

Concernant en premier lieu le rayonnement de surface (cf. figure VI.12), nous observons des différences notables entre les deux modèles. Le modèle détaillé prédit un rayonnement thermique

similaire sous l'électrode, mais bien supérieur sous l'entrefer, à celui calculé avec le modèle simplifié. Précisons que le rayonnement net négatif calculé avec le modèle simplifié au bord du lingot provient du fait que la température du lingot dans cette région est très inférieure à celle de l'électrode et que la chute de rayonnement en extrémité de lingot avec le modèle détaillé est liée à la solidification du métal en raison du contact de ce dernier avec le creuset. La différence entre les densités de flux rayonné a un impact notable sur la température de surface, avec une différence de prédiction entre les deux modèles pouvant atteindre 150 °C. Les figures VI.13 et VI.14 révèlent que le changement de modèle de rayonnement induit une modification du champ de température dans le lingot et un approfondissement notable du puits liquide, avec une différence relative de 7,1 % pour le volume de métal liquide dans le lingot. La figure VI.15 montre que la modification du modèle de rayonnement n'a en revanche que peu d'impact sur la dynamique de l'écoulement du métal dans le puits liquide. La modification du champ de température du lingot et de la profondeur du puits liquide est principalement reliée à la modification de la distribution des flux de rayonnement. Le modèle détaillé prédit une densité de flux rayonné au sommet du lingot nettement supérieure au niveau de l'entrefer, d'où une température de surface notablement inférieure (jusqu'à 150 °C, voir ci-dessus). Cette température plus faible provoque alors la réduction des pertes énergétiques par la lingotière (ces pertes représentent 608,9 kW avec le modèle détaillé contre 686,1 kW avec le modèle simplifié), d'où l'augmentation de la profondeur du puits liquide.

Les différences entre les résultats obtenus à l'aide des deux modèles radiatifs tendent à être plus importantes durant le hot-topping, à la fin de la refusion. Cela est dû à la réduction de l'apport énergétique par l'arc et les gouttes, résultant en une contribution plus importante du rayonnement thermique dans le bilan énergétique au sommet du lingot. Les figures VI.16 et VI.17, ainsi que les tableaux VI.4 et VI.5, permettent de représenter l'impact du modèle de rayonnement sur les prédictions du macro-modèle lors du hot-topping. Tout comme lors du palier de fusion, la modification du modèle de rayonnement engendre une modification des flux de rayonnement au sommet du lingot (cf. figure VI.16 et tableau VI.4) et sur la paroi latérale du lingot (cf. tableau VI.5). L'impact sur la température de surface au bord du lingot est plus important que lors du palier de fusion, avec la formation d'un puits liquide moins large au sommet du lingot. La modification des flux de rayonnement causée par le changement du modèle de rayonnement a un impact sur l'ensemble du champ de température dans le lingot et entraîne la simulation d'un puits liquide moins profond dans le cas du modèle détaillé (cf. figure VI.17). Globalement, il est calculé une quantité de métal liquide inférieure de 17 % environ en fin de hot-topping avec le modèle détaillé par rapport à ce qui est calculé avec le modèle simplifié.

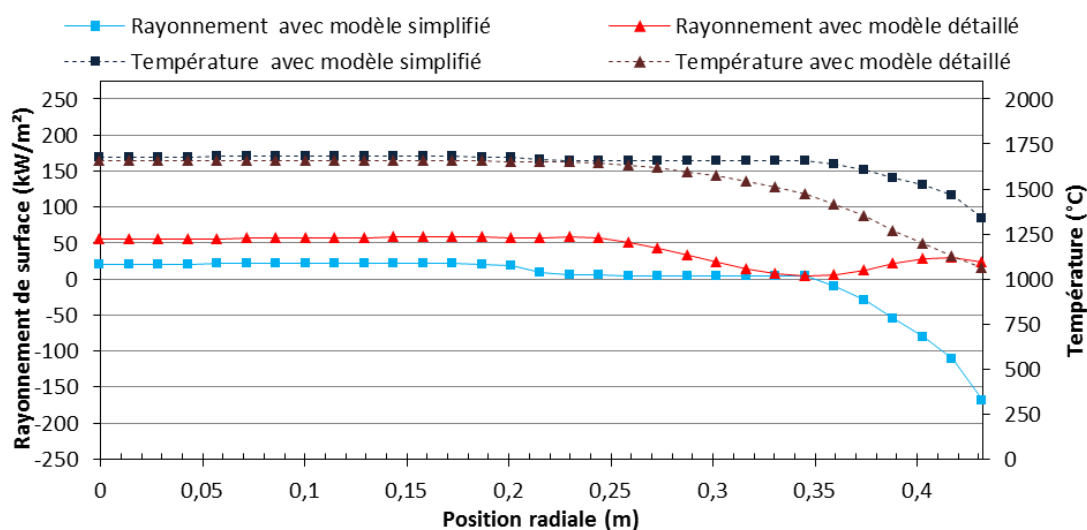


Figure VI. 16 : Température et rayonnement de surface 50 min après le début du hot-topping (fusion nulle) calculés par le macro-modèle SOLAR en utilisant les modèles de rayonnement simplifié et détaillé.

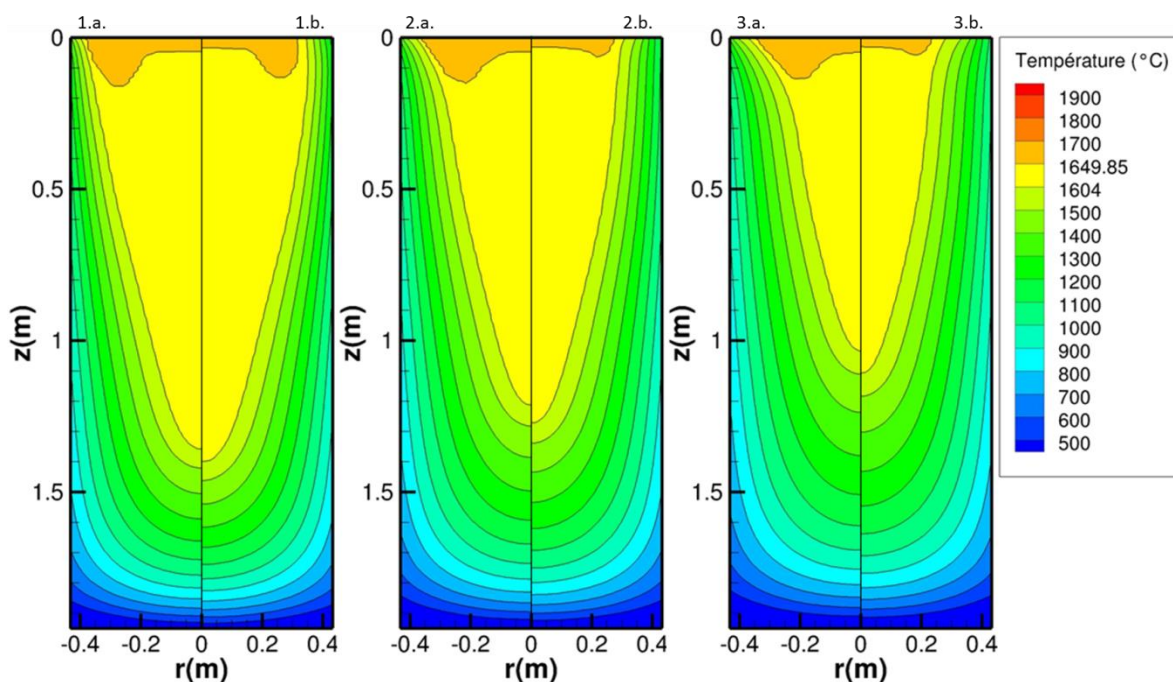


Figure VI. 17 : Champ de température du lingot calculé par le macro-modèle SOLAR en utilisant les modèles de rayonnement simplifié (a) et détaillé (b) à trois instants particuliers : 10 min (1), 30 min (2) et 50 min (3) après le début du hot-topping (fusion nulle). La température du solidus du métal est de 1604 °C et la température de liquidus du métal est de 1649,85 °C.

Temps après le début de la seconde séquence principale	Puissance rayonnée nette totale (modèle simplifié)	Puissance rayonnée nette totale (modèle détaillé)
10 min	-2,7 kW	36,0 kW
30 min	-9,8 kW	25,8 kW
50 min	-13,0 kW	20,1 kW

Tableau VI. 4 : Puissance totale rayonnée au sommet du lingot à différents instants du hot-topping (fusion nulle), calculée avec les modèles simplifié et détaillé.

Temps après le début de la seconde séquence principale	Puissance rayonnée nette totale (modèle simplifié)	Puissance rayonnée nette totale (modèle détaillé)
10 min	400,7 kW	381,6 kW
30 min	322,4 kW	303,0 kW
50 min	278,2 kW	258,1 kW

Tableau VI. 5 : Puissance totale échangée par la paroi latérale du lingot avec le creuset à différents instants du hot-topping (fusion nulle), calculée avec les modèles simplifié et détaillé.

Par ailleurs, la figure VI.18 présente le temps local de solidification calculé à la fin de la refusion. Les zones avec un temps local de solidification égal à 0 correspondent aux régions non totalement solidifiées du lingot (i.e. puits liquide et zone pâteuse). Cette figure montre que l'utilisation du modèle de rayonnement détaillé conduit à un temps local de solidification plus faible, principalement au sommet du lingot.

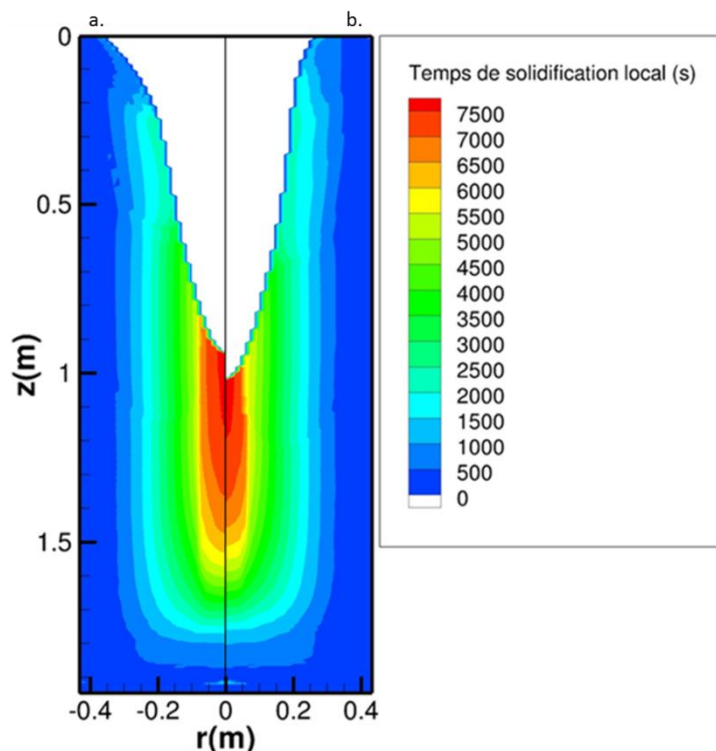


Figure VI.18 : Temps de solidification local dans la partie totalement solidifiée du lingot, calculé par le macro-modèle SOLAR en utilisant les modèles de rayonnement simplifié (a) et détaillé (b).

VI.5 Conclusions

Deux approches différentes ont été comparées pour le calcul du rayonnement thermique émis au sommet du lingot pendant une refusion VAR : une approche simplifiée considérant uniquement les transferts radiatifs entre le sommet du lingot et un environnement à la température du film liquide sous l'électrode, et une approche détaillée, basée sur la méthode des radiosités, prenant en compte tous les échanges radiatifs entre le lingot, l'électrode et la paroi du creuset. Cette seconde approche utilise plusieurs approximations pour évaluer certains facteurs de forme non tabulés. Il a toutefois été vérifié grâce à une simulation de ces facteurs de forme par une méthode de lancer de rayons, que ces approximations ont une influence négligeable sur le rayonnement thermique calculé au sommet du lingot.

Les résultats du modèle radiatif détaillé ont montré que la densité de flux rayonné au sommet du lingot est fortement dépendante de la distance interélectrode et du rayon de l'électrode, mais peu influencée par la hauteur de l'électrode. Finalement, les deux modèles radiatifs proposés ont été implémentés dans le macro-modèle bidimensionnel SOLAR, simulant la croissance et la solidification du lingot pendant une refusion VAR. En prenant pour exemple la refusion d'un alliage de titane Ti-6Al-4V, il a été montré que l'utilisation d'un modèle radiatif détaillé au lieu d'un modèle radiatif simplifié a un effet significatif sur les résultats de la simulation. Lors du palier de fusion, le changement de modèle de rayonnement impacte légèrement le champ de température dans le lingot et le profil du puits liquide. C'est lors du hot-topping que l'impact du changement du calcul du rayonnement thermique est le plus important, avec non seulement une modification du champ de température dans le lingot, mais également une forte évolution de la forme du puits liquide. Le temps local de solidification calculé est nettement plus faible avec le modèle détaillé. Ces résultats confirment l'importance d'une modélisation détaillée du rayonnement thermique prenant en compte la géométrie réelle au sommet du four.



Conclusion générale et perspectives

Synthèse des travaux effectués

La majorité de ce travail a porté sur l'étude expérimentale de la dynamique de l'arc aux longues échelles de temps lors de la refusion par arc sous vide d'alliages de titane. Une première modélisation des comportements de l'arc observés et de leurs impacts sur l'évolution et la solidification du lingot (à l'aide du logiciel de simulation RAVEL) a également été présentée. Un autre aspect de ce travail a été le développement d'un modèle détaillé des rayonnements thermiques durant une refusion par arc sous vide.

L'étude de la dynamique de l'arc aux longues échelles de temps s'est basée sur des mesures optiques utilisant soit des enregistrements vidéo (analyse qualitative), soit une instrumentation à base de photodiodes (analyse quantitative). Ces dernières ont nécessité le développement d'une instrumentation spécifique, inspirée de celle d'Aikin et Williamson [42], que nous avons introduite dans un four de taille industrielle. Les enregistrements effectués avec cette instrumentation permettent le calcul de la position du centre de gravité « lumineux » de l'arc électrique.

Nous avons mis en évidence un mouvement d'ensemble de l'arc électrique pour la totalité des refusions analysées. Dans la majorité des cas, ce mouvement est périodique. Nos analyses prouvent la présence de plusieurs « patterns », qui dépendent fortement de la séquence de brassage et sont principalement corrélés à l'intensité maximale du champ magnétique. Dans le cas d'un brassage alterné d'intensité forte et intermédiaire, l'arc occupe, lors des plateaux de brassage, une position stable dépendant de la polarité du brassage. Le mouvement entre ces positions s'effectue lors des rampes de brassage et peut être de nature translationnelle, elliptique ou parfois plus complexe. Dans le cas d'un brassage de faible intensité, l'arc est animé d'un mouvement rotationnel lors des plateaux de brassage. Le pattern identifié dépend de la nature alternée ou continue du brassage. Dans le cas d'un brassage alterné, la direction de rotation de l'arc est directement reliée à la polarité, alors que dans le cas d'un brassage continu, des inversions spontanées du sens de rotation sont observées. Dans le cas d'un brassage continu de très faible intensité, nous n'avons observé que des patterns à l'occurrence irrégulière, caractérisés soit par une très forte luminosité de l'arc localisée et de très courte durée soit par une brève rotation de l'arc. Les analyses quantitatives par photodiodes ont conclu à un pattern spécifique en fin de première phase du hot-topping, qui se manifeste par une position fortement centrée de l'arc.

Ces analyses nous ont permis de nous prononcer sur les dynamiques qui devraient être observées dans des conditions non réalisées pour ces travaux. La période de brassage ne devrait pas impacter la dynamique de l'arc dans le cas d'un brassage alterné d'intensité forte ou intermédiaire. Dans le cas d'un brassage continu à ces intensités, une position stable de l'arc devrait être observée. A faible intensité de brassage, des plateaux de brassage de trop courtes durées pourraient empêcher l'établissement de la dynamique rotationnelle de l'arc, alors que dans le cas de plateaux de brassage de trop longues durées, une décorrélation entre le sens de rotation de l'arc et la polarité du brassage pourrait être observée. A très faible intensité de brassage, la durée des plateaux de brassage ne devrait pas impacter le comportement.

Nous avons proposé plusieurs pistes pour déterminer les mécanismes physiques responsables des différents comportements de l'arc observés. Enfin, nous avons montré qu'il est possible de modéliser la majorité des patterns de mouvement de l'arc comme une combinaison des comportements de trois arcs élémentaires : un arc axisymétrique recouvrant la totalité du lingot ; un arc suivant une dynamique translationnelle et un arc avec une dynamique rotationnelle. Cette représentation peut définir les conditions aux limites thermiques et électriques créées par l'arc au sommet du lingot, qui ont été intégrées dans le logiciel de simulation 3D RAVEL, simulant la croissance et la solidification du

lingot VAR. Nous avons illustré sur un exemple l'impact d'un mouvement d'ensemble de l'arc sur la solidification d'un lingot de Ti-6Al-4V, et mis en évidence l'asymétrie, lors de sa croissance :

- du champ de température et du profil du puits ;
- de l'écoulement du métal liquide ;
- des ségrégations en éléments d'alliage.

En sus de ces travaux, nous avons développé un modèle détaillé des transferts de chaleur par rayonnement au sein d'un four de refusion par arc sous vide et montré que le flux rayonné au sommet du lingot dépend fortement de la distance interélectrode et du rayon de l'électrode. Le modèle a été implémenté dans le logiciel de simulation 2D SOLAR, simulant la croissance et la solidification d'un lingot VAR. Les simulations réalisées montrent une modification des conditions de solidification du lingot, plus importante pendant le hot-topping.

Perspectives

La démarche de caractérisation de la dynamique de l'arc électrique sur de longues échelles de temps doit en premier lieu être poursuivie. Il conviendrait d'étudier des conditions de brassages non considérées dans ces travaux, en vue de vérifier les prédictions de la dynamique de l'arc effectuées dans le chapitre IV. Des campagnes d'analyses pourraient permettre d'étudier l'effet d'autres paramètres opératoires, tels que le courant d'arc et la tension d'arc, ainsi que l'impact de la composition de l'alliage refondu.

Les systèmes de mesures et d'analyses optiques peuvent être améliorés. Tout d'abord, une meilleure installation des caméras à l'intérieur du four, permettrait un réglage précis de leur orientation et leur calibration, afin de produire des analyses quantitatives de la dynamique de l'arc électrique à partir des enregistrements vidéo. Ensuite, l'analyse des films devrait reconnaître les bords de l'électrode et du creuset, pour définir automatiquement les zones d'intérêt où la luminosité de l'arc est étudiée, pour l'analyse en temps réel lors de la refusion. Enfin, dans le cas des mesures par photodiodes, une amélioration du système de calibration de l'instrumentation conduirait à s'affranchir de l'hypothèse de luminosité moyenne identique pour chaque photodiode.

Il est clairement nécessaire d'identifier les phénomènes à l'origine des différentes dynamiques de l'arc observées et de comprendre comment ils entraînent ces dernières. En effet, si ces travaux proposent quelques éléments de réponses, ceux-ci restent non confirmés.

L'analyse de l'influence de la dynamique de l'arc sur la solidification du lingot, entamée au chapitre V en utilisant le logiciel RAVEL, doit être poursuivie par une analyse systématique et plus détaillée de l'impact des différents patterns observés sur la croissance et la solidification du lingot. Une meilleure modélisation du plasma d'arc dans l'espace interélectrode pourrait aider à calculer le focus des arcs élémentaires. Elle nécessite de poursuivre les travaux de simulation du plasma généré par un cluster de spots et la simulation du mouvement de ces derniers à la surface de la cathode, déjà initiés à l'IJL.

Enfin, concernant la modélisation des rayonnements thermiques au sommet du lingot, les flux calculés dépendent fortement de la température du film liquide à l'extrémité de l'électrode, actuellement définie comme un paramètre d'entrée du modèle. Une connaissance plus exacte de cette température durant la refusion serait nécessaire. Dans ce but, il serait intéressant notamment d'envisager un couplage de la simulation de l'évolution du lingot avec la simulation de la fusion de l'électrode, qu'on peut envisager de deux manières :

- un couplage faible, avec une simulation préalable de la fusion de l'électrode pour ensuite utiliser la température de surface calculée dans le modèle de rayonnement utilisé par la simulation de la solidification du lingot ;
- un couplage fort, avec la simulation simultanée de la solidification du lingot et de la fusion de l'électrode, impliquant un calcul à chaque pas de temps de l'ensemble des rayonnements thermiques et l'utilisation de ces rayonnements comme conditions aux limites des deux simulations.

Bibliographie

- [1] A. Choudhury, « Vacuum metallurgy », Ed. AMS International, Materials Park, OH, 245 p., 1990.
- [2] L. A. Bertram, R. S. Minisandram, and K. O. Yu, *Model. Cast. Solidif. Process.*, p. 565-612, 2002.
- [3] D. M. Shevchenko and R. M. Ward, « Liquid metal pool behavior during the vacuum arc remelting of INCONEL 718 », *Metall. Mater. Trans. B*, vol. 40, n° 3, p. 263-270, 2008.
- [4] F. J. Zanner, C. B. Adaszczik, T. O'Brien and L. A. Bertram, « Observations of melt rate as a function of arc power, CO pressure, and electrode gap during vacuum consumable arc remelting of Inconel 718 », *Metall. Trans. B*, vol. 15B, p. 117-125, 1984.
- [5] G. Ghazal, « Etude de la propreté inclusionnaire des lingots VAR - Application aux alliages de titane », Thèse INPL, 2010.
- [6] C. Reimer, J. Jourdan and J. P. Bellot, « Measurement of the evaporation under vacuum of alloying elements of Ti alloys and assessment of the activity », in *Proc. of International Symposium on Liquid Metal Processing and Casting*, Philadelphia, PA, USA, p. 407-412, 2017.
- [7] P. Chapelle, « Etude expérimentale et modélisation de l'arc électrique dans le procédé de refusion VAR », Thèse INPL, 2001.
- [8] 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 INPL, 1995.
- [9] A. Matveichev, A. Jardy and J. P. Bellot, « A full 3D model of fluid flow and heat transfer in an E.B. heated liquid metal bath », in *Proc. of International Symposium on Liquid Metal Processing and Casting*, Leoben, Austria, p. 285-294, 2015.
- [10] H. El Mir, « Comportement de l'arc électrique et fusion de l'électrode consommable dans un four de refusion VAR », Thèse INPL, 2005.
- [11] R. M. Ward, B. Daniel and R. J. Siddall, « Ensemble arc motion and solidification during the vacuum arc remelting of a nickel based superalloy », in *Proc. of International Symposium on Liquid Metal Processing and Casting*, Santa Fe, NM, USA, p. 49-56, 2005.
- [12] K. Pericleous, G. Djambazov, M. Ward, L. Yuan and P. D. Lee, « A multiscale 3D model of the vacuum arc remelting process », *Metall. Mater. Trans. A*, vol. 44, n° 12, p. 5365-5376, 2013.
- [13] W. von Bolton, *Z Elektrochem*, vol. 45, p. 11, 1905.
- [14] R. A. Beall, J. O. Borg and F. W. Wood, *US Bur. Mines*, R15144, p. 24, 1955.
- [15] R. W. Wodd and R. R. Lowery, *US Bur. Mines*, R15749, p. 14-25, 1957.
- [16] T. E. Butler and R. P. Morgan, « Electrical behavior of consumable electrode arcs in variable pressure systems », in *Electric Furnace Conference*, Cleveland, OH, USA, p. 17-26, 1959.
- [17] F. J. Zanner, « Metal transfer during vacuum consumable arc remelting », *Metall. Trans. B*, vol. 10, n° 2, p. 133-142, 1979.
- [18] P. Chapelle, C. Noël, A. Risacher, J. Jourdan, A. Jardy and J. Jourdan, « Optical investigation of the behavior of the electric arc and the metal transfer during vacuum remelting of a Ti alloy », *J. Mater. Process. Technol.*, vol. 214, n° 11, p. 2268-2275, 2014.
- [19] F. W. Wood and R. A. Beall, « Studies of high current metallic arcs », *US Bur. Mines*, 625, 1965.
- [20] L. A. Bertram and F. J. Zanner, in *Plasma and magnetohydrodynamic problems in vacuum consumable arc remelting*, H. K. Moffat and M. R. E. Procter eds., Cambridge Univ. Ed. J. A. Shercliff, The Metals Soc., London, p. 283-300, 1982.
- [21] F. J. Zanner and L. A. Bertram, « Vacuum arc remelting - an overview », in *Proceeding 8th Conference On Vacuum Metallurgy*, Linz, Austria, p. 512-552, 1985.
- [22] R. L. Williamson, H. C. Peebles, W. A. Hareland and F. J. Zanner, « Optical diagnostics for metallurgical processes », in *Materials Research Society Proceedings*, vol. 117, p. 91-102, 1988.

- [23] A. Jardy, P. Chapelle, A. Malik, J.-P. Bellot, H. Combeau and B. Dussoubs, « Arc behaviour and cathode melting process during VAR: an experimental and numerical study », *ISIJ Int.*, vol. 53, n° 2, p. 213-220, 2013.
- [24] B. Jüttner, « Cathode spots of electric arcs », *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 34, n° 17, p. 103-124, 2001.
- [25] S. Vacquié, « Arc électrique », *Techniques de l'Ingénieur*, n° d2870, 1995.
- [26] P. Malkin, « The vacuum arc and vacuum interruption », *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 22, n° 8, p. 1005-1019, 1989.
- [27] S. Jia, Z. Shi and L. Wang, « Vacuum arc under axial magnetic fields: experimental and simulation research », *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 47, p. 403001, 2014.
- [28] E. Hantzsche, « Mysteries of the cathode spot : a retrospective glance », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 31, n° 5, p. 799-808, 2003.
- [29] I. G. Kesaev, « Directional motion of cathode spot due to asymmetrical conditions at its boundary », *Sov. Phys.-Dokl.*, vol. 17, n° 4, p. 383-386, 1972.
- [30] M. G. Drouet, « The physics of retrograde motion of the electric arc », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 20, n° 6, p. 1027-1036, 1981.
- [31] N. E. Perskii, V. I. Sysum and Y. D. Khoromoi, « Dynamics of vacuum-discharge cathode spot », *High Temp.*, vol. 27, n° 6, p. 832-839, 1989.
- [32] A. E. Robson, « The motion of an arc in a magnetic field », in *Proc. of 4th International Conference on Ionization Phenomena in Gases*, Uppsala, Sweden, p. 346-349, 1959.
- [33] X. Song, Z. Shi, C. Liu, S. Jia and L. Wang, « Influence of AMF on the expansion speed of cathode spots in high-current triggered vacuum arc », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 41, n° 8, p. 2061-2067, 2013.
- [34] A. M. Chaly, A. A. Logatchev, K. K. Zabello and S. M. Shkol'nik, « High-current vacuum arc appearance in nonhomogeneous axial magnetic field », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 31, n° 5, p. 884-889, 2003.
- [35] A. M. Chaly, A. A. Logatchev, K. K. Zabello and S. M. Shkol'nik, « High-current vacuum arc in a strong axial magnetic field », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 35, n° 4, p. 939-945, 2007.
- [36] Y. Anan'in and V. P. Afanas'ev, « Hydrodynamic model of plasma jet of cathode spot of vacuum arc in the presence of external axial magnetic field », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 37, n° 8, p. 1393-1397, 2009.
- [37] R. L. Williamson, F. J. Zanner, L. A. Bertram and H. C. Peebles, « Plasma studies in vacuum arc remelting », in *Plasma Processing and Synthesis of Materials*, D. Apelian and J. Szekely eds., Mat. Res. Society, p. 365-370, 1987.
- [38] R. L. Williamson and E. Schlienger, « Monochromatic imaging studies of sustained metal vapor arcs burning on 150 mm diameter molten iron electrodes », in *Proc. of XVIIth Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum*, Berkeley, CA, USA, vol. 1, p. 113-117, 1996.
- [39] C. R. Woodside and P. E. King, « Characterizing arc motion and distribution during vacuum arc remelting », in *Proc. of International Symposium on Liquid Metal Processing and Casting*, Santa Fe, NM, USA, p. 75-84, 2009.
- [40] C. R. Woodside and P. E. King, « A measurement system for determining the positions of arcs during Vacuum arc remelting », in *Proc. of Instrumentation and Measurement Technology Conference (I2MTC)*, Austin, TX, USA, p. 452-457, 2010.
- [41] C. R. Woodside, P. E. King and C. Nordlund, « Arc Distribution During the Vacuum Arc Remelting of Ti-6Al-4V », *Metall. Mater. Trans. B*, vol. 44, n° 1, p. 154-165, 2013.
- [42] R. M. Aikin and R. L. Williamson, « A new optical emission monitor for vacuum arc remelting », in *Proc. of International Symposium on Liquid Metal Processing and Casting*, Santa Fe, NM, p. 65-74, 2009.
- [43] B. G. Nair and R. M. Ward, « An analysis of the use of magnetic source tomography to measure the spatial distribution of electric current during vacuum arc remelting », *Meas. Sci. Technol.*, vol. 20, p. 045701, 2009.

- [44] B. G. Nair and R. M. Ward, « 3-D analysis of magnetic field to monitor arc current during vacuum arc remelting », in *Proc. of International Symposium on Liquid Metal Processing and Casting*, Santa Fe, NM, USA, p. 47-55, 2009.
- [45] B. G. Nair, N. Winter, B. Daniel and R. M. Ward, « Faster methods for estimating arc center position during VAR and results from Ti-6Al-4V and INCONEL alloys », in *Proc. of International Symposium on Liquid Metal Processing and Casting*, Leoben, Austria, p. 220-227, 2015.
- [46] B. G. Nair, J. Jourdan, Y. Millet and R. M. Ward, « The influence of magnetic stirring on the measured arc behavior during VAR of a near alpha-Ti alloy », in *Proc. of International Symposium on Liquid Metal Processing and Casting*, Philadelphia, PA, USA, p. 15-20, 2017.
- [47] R. M. Ward and M. H. Jacobs, « Electrical and magnetic techniques for monitoring arc behavior during VAR of INCONEL 718: results from different operating conditions », *J. Mater. Sci.*, vol. 39, n° 24, p. 7135-7143, 2004.
- [48] D. V. Zagrebelnyy, « Modeling macrosegregation during the vacuum arc remelting of Ti-10V-2Fe-3Al alloy », Ph.D. Thesis, Purdue University, 2007.
- [49] D. V. Zagrebelnyy and M. J. M. Krane, « Segregation development in multiple melt vacuum arc remelting », *Metall. Mater. Trans. B*, vol. 40, n° 3, p. 281-288, 2009.
- [50] L. F. Lopez, « Implementation of a high-fidelity axisymmetric model in a Vacuum Arc Remelting process », Ph.D. Thesis, University of Texas, 2011.
- [51] L. A. Bertram, C. B. Adasczik, D. G. Evans, P. A. Minisandram, D. D. Wegman and R. L. Williamson, « Quantitative simulations of a superalloy VAR ingot at the macroscale », in *Proc. of Vacuum Metallurgy Conference on Liquid Metal Processing and Casting*, Santa Fe, NM, USA, p. 110-132, 1997.
- [52] Innovative Research, LLC, « Engineering Productivity via Computational Flow Modeling ». [En ligne]. Disponible sur: <http://inresllc.com/>. [Consulté le: 31-mars-2015].
- [53] K. M. Kelkar, S. V. Patankar, A. Mitchell, O. Kanou, N. Fukada and K. Suzuki, « Computational modeling of the Vacuum Arc Remelting (VAR) process used for the production of ingots of Titanium alloys », in *Proc. of the Ti-2007 Conference*, Kyoto, Japan, vol. 2, p. 1279-1282, 2007.
- [54] A. Jardy and D. Ablitzer, « Solar: numerical software to optimize vacuum arc remelting operation », *Rare Met. Mater. Eng.*, vol. 35, n° 1, p. 119-122, 2006.
- [55] T. Quatravaux, S. Ryberon, S. Hans, A. Jardy, B. Lusson, P.E. Richey and D. Ablitzer, « Transient VAR ingot growth modelling: application to speciality steels », *J. Mater. Sci.*, vol. 39, p. 7183-7191, 2004.
- [56] A. Jardy and D. Ablitzer, « Mathematical modelling of superalloy remelting operations », *Mater. Sci. Technol.*, vol. 25, p. 163-169, 2009.
- [57] M. Revil-Baudard, A. Jardy, H. Combeau, F. Leclerc and V. Rebeyrolle, « Solidification of a vacuum arc remelted zirconium ingot », *Metall. Mater. Trans. B*, vol. 45, n° 1, p. 51-57, 2014.
- [58] X. Xu, W. Zhang and P. D. Lee, « Tree-ring formation during vacuum arc remelting of INCONEL 718: Part II. Mathematical modeling », *Metall. Mater. Trans. A*, vol. 33, n° 6, p. 1805-1815, 2002.
- [59] K. A. Pericleous, G. Djambazov, V. Bojarevics and R. M. Ward, « A unified 3D model of the VAR process », in *Proc. of International Symposium on Liquid Metal Processing and Casting*, Santa Fe, NM, USA, p. 21-28, 2009.
- [60] L. Yuan, G. Djambazov, P. D. Lee and K. Pericleous, « Multiscale modeling of the vacuum arc remelting process for the prediction on microstructure formation », *Int. J. Mod. Phys. B*, vol. 23, n° 6-7, p. 1584-1590, 2009.
- [61] G. S. Djambazov and K. A. Pericleous, « Choosing the appropriate level of coupling in multiphysics modeling of metallurgical processes », in *Proc. of AIP Conference*, Sozopol, Bulgaria, vol. 1184, p. 24-31, 2009.
- [62] H. Kou, Y. Zhang, P. Li, H. Zhong, R. Hu and J. Li, « Numerical simulation of titanium alloy ingot solidification structure during VAR process based on three-dimensional CAFE method », *Rare Met. Mater. Eng.*, vol. 43, n° 7, p. 1537-1542, 2014.

- [63] M. F. Zhu and C. P. Hong, « A three dimensional modified cellular automaton model for the prediction of solidification microstructures. », *ISIJ Int.*, vol. 42, n° 5, p. 520-526, 2002.
- [64] X. Wang, « The effect of process conditions and transients on the processing of INCONEL 718 by vacuum arc remelting », Ph.D. Thesis, University of Birmingham, 2005.
- [65] P. Chapelle, A. Jardy and J. P. Bellot, « Mise en évidence d'un mouvement d'ensemble de l'arc électrique lors de la refusion VAR d'un alliage de zirconium ». Rapport CEZUS / LSG2M, juin-2007.
- [66] J. J. Valencia and P. N. Quested, « Thermophysical properties », *ASM Handb.*, vol. 15, p. 468-481, 2008.
- [67] M. Boivineau, C. Cagran, D. Doytier, V. Eyraud, M.-H., Nadal, B. Wilthan and G. Pottlacher, « Thermophysical properties of solid and liquid Ti-6Al-4V (TA6V) alloy », *Int. J. Thermophys.*, vol. 27, n° 2, p. 507-529, 2006.
- [68] A. S. Ballantyne, « Simulation of radiation heat transfert in a VAR furnace using an electrical resistance network », in *Proc. of International Symposium on Liquid Metal Processing and Casting*, Austin, TX, USA, p. 253-259, 2013.
- [69] A. S. Ballantyne, « The development and application of an integrated VAR process model », in *Proc. of International Symposium on Liquid Metal Processing and Casting*, Leoben, Austria, p. 257-267, 2015.
- [70] A. Anders and S. Anders, « Emission spectroscopy of low-current vacuum arc », *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 24, p. 1986-1992, 1991.
- [71] J. Sucec, « Heat transfer », Ed. Simon & Schuster, New York, NY, 660 p., 1975.
- [72] H. Leuenberger and R. A. Person, « Compilation of radiation shape factors for cylindrical assemblies », *American Society of Mechanical Engineers. Paper*, p. no. 56-A-144, 1956.
- [73] A. J. Buschman and C. M. Pittman, « Configuration factors for exchange of radiant energy between axisymmetrical sections of cylinders, cones, and hemispheres and their bases », *TN D-944*, 1961.
- [74] H. Brockmann, « Analytic angle factors for the radiant interchange among the surface elements of two concentric cylinders », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 37, n° 7, p. 1095-1100, 1994.
- [75] H. W. Jensen, J. Arvo, P. Dutre, A. Keller, A. Owen, M. Pharr and P. Shirley, « Monte Carlo Ray Tracing ». 2003.
- [76] A. Patel, D. W. Tripp and D. Fiore, « Application of a model for simulating the vacuum arc remelting process in titanium alloys », in *Proc. of International Symposium on Liquid Metal Processing and Casting*, Austin, TX, USA, 2013.
- [77] Y. Langlois, « Modélisation de l'arc électrique dans un disjoncteur à vide », Thèse, INPL, 2010.
- [78] S. I. Braginskii, « Transport processes in a plasma », *Rev Plasma Phys*, vol. 1, p. 205-311, 1965.
- [79] H. Duval, « Contribution à l'utilisation de méthodes particulières en métallurgie d'élaboration sous vide », Thèse INPL, 1998.
- [80] E. Schade and D. Shmelev, « Numerical simulation of high-current vacuum arcs with an external magnetic field », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 31, n° 6, p. 890-901, 2003.

Annexe A : Modélisation du plasma généré par un cluster de spots dans la refusion par arc sous vide

Parallèlement à l'analyse de la dynamique de l'arc lors de la refusion par arc sous vide d'alliages de titane, qui est l'objet principal du présent travail de thèse, j'ai travaillé à la poursuite du développement d'un modèle de simulation de l'écoulement du plasma généré par un cluster de spots dans l'espace interélectrode précédemment initié à l'IJL.

La modélisation du plasma présent dans la région interélectrode est nécessaire pour bien caractériser les interactions entre l'arc et le lingot refondu. En effet, comme cela a été décrit précédemment, l'arc joue un rôle clé dans le procédé VAR. Il a un effet direct sur la température et la dynamique du métal dans le puits liquide, qui déterminent toutes deux les conditions locales de solidification et donc la qualité finale du lingot. La modélisation de l'arc électrique est ainsi principalement motivée par le besoin de décrire précisément les conditions aux limites thermiques et électriques générées par l'arc au sommet du lingot. Une autre finalité de la modélisation du plasma interélectrode est également de mieux caractériser les effets de la distance interélectrode sur la tension d'arc et d'établir la relation éventuelle liant ces deux paramètres opératoires importants.

La modélisation du plasma interélectrode est un problème complexe pour plusieurs raisons. La première est le grand nombre de phénomènes mis en jeu. La seconde est l'existence de forts gradients des grandeurs macroscopiques, en particulier dans les régions voisines des deux électrodes. Le présent travail se base sur le modèle développé par Chapelle [7]. Ce modèle décrit la colonne de plasma générée par un cluster de spots et s'appuie sur un découpage de l'espace interélectrode en quatre régions, comme schématisé sur la figure A.1. Dans le cadre de ce travail, nous nous focaliserons uniquement sur la modélisation de la région d'expansion du plasma (encore appelée zone d'écoulement hydrodynamique), qui occupe l'essentiel du volume de l'espace interélectrode. Cette région est modélisée en utilisant une approche hydrodynamique. Le plasma est modélisé comme un mélange de deux fluides, des électrons et des ions. Les phénomènes se produisant dans les régions en amont et en aval de la région d'expansion sont pris en compte à travers les conditions aux limites du modèle de la région d'expansion.

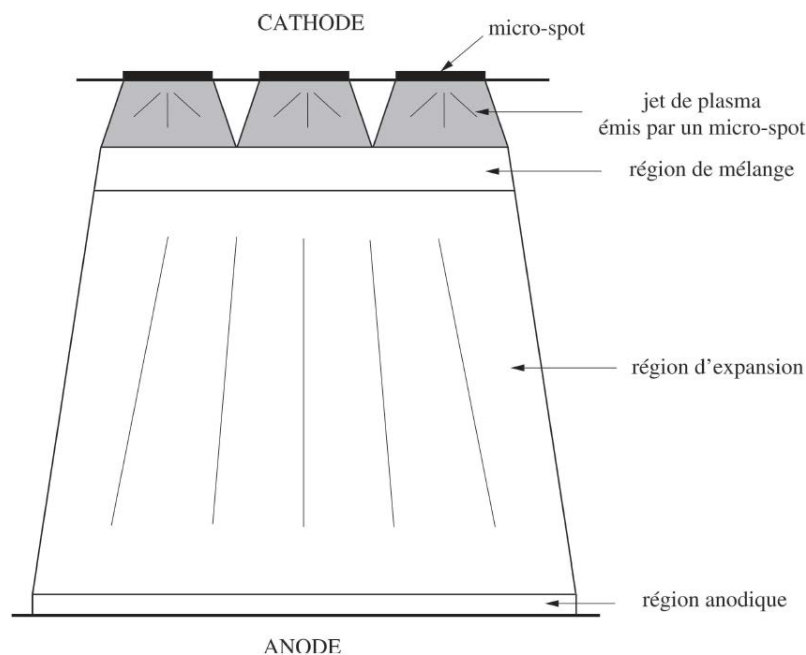


Figure A. 1 : Division de la colonne de plasma générée par un cluster de spots cathodiques en régions spécifiques selon la position dans l'espace interélectrode [7].

Mon travail a porté sur l'amélioration du modèle de la région d'expansion du plasma généré par un cluster de spots développé par Chapelle. Cette annexe est composée de quatre sections. La première introduit les deux modèles à partir desquels j'ai basé mon développement, celui sur lequel je me suis appuyé et celui vers lequel il fallait tendre. La seconde expose les modifications effectivement apportées et l'état final du modèle modifié à la fin de ce travail de thèse. La troisième présente une comparaison entre les résultats des simulations effectuées avec le modèle initial et celles effectuées avec le modèle modifié. Enfin, la quatrième décrit les futurs développements nécessaires du modèle.

A.1 Modèles de Chapelle et de Langlois et objectifs du présent travail

Le point de départ de notre travail est le modèle de Chapelle [7]. Notre objectif est d'améliorer celui-ci en s'inspirant du modèle plus avancé développé récemment à l'IJL par Langlois [77]. La description suivante de ces deux modèles s'appuie sur leurs mémoires de thèse.

A.1.1 Description des modèles de Chapelle et de Langlois

Bien que s'intéressant à deux applications différentes des arcs sous vide, les modèles de Chapelle et de Langlois décrivent tous les deux l'écoulement du plasma généré par un groupe de spots dans la zone d'écoulement hydrodynamique à l'aide d'une approche hydrodynamique. Ce sont des modèles bidimensionnels axisymétriques en régime quasi-stationnaire.

Plusieurs hypothèses sont effectuées par les deux modèles concernant la nature du plasma simulé. Le plasma est considéré comme totalement ionisé et contenant seulement deux fluides : des ions caractérisés par une charge moyenne Z_i et des électrons. La composition du plasma est supposée constante, ce qui revient à négliger les processus d'ionisation et de recombinaison. Enfin, les phénomènes radiatifs sont négligés. De plus, si le modèle de Langlois est capable de prendre en compte l'influence d'un champ magnétique axial extérieur, ce n'est pas le cas du modèle de Chapelle.

Les deux modèles utilisent la méthode des volumes finis. Le modèle de Chapelle est un modèle "maison" écrit en langage Fortran alors que le modèle de Langlois a été développé à l'intérieur du logiciel de simulation Ansys Fluent.

A.1.1.1 Equations descriptives du plasma dans les deux modèles

Les équations de base des deux modèles sont les équations hydrodynamiques dérivées par Braginskii. Elles forment un système d'équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie pour chaque fluide considéré, à savoir les ions (indice i) (équations A.1 à A.3) et les électrons (indice e) (équations A.4 à A.6).

$$\nabla \cdot (n_i \vec{v}_i) = 0 \quad \text{A.1}$$

$$m_i n_i (\vec{v}_i \cdot \nabla) \vec{v}_i = -\nabla p_i - \nabla \cdot \bar{\pi}_i + Z_i e n_i (\vec{E} + \vec{v}_i \times \vec{B}) - \vec{R} \quad \text{A.2}$$

$$\frac{3}{2} n_i k (\vec{v}_i \cdot \nabla) T_i + p_i (\nabla \cdot \vec{v}_i) = -\nabla \cdot \vec{q}_i - \sum_{\alpha, \beta} \pi_{i\alpha\beta} \frac{\partial \vec{v}_{i\alpha}}{\partial x_\beta} + Q_i \quad \text{A.3}$$

$$\nabla \cdot (n_e \vec{v}_e) = 0 \quad \text{A.4}$$

$$m_e n_e (\vec{v}_e \cdot \nabla) \vec{v}_e = -\nabla p_e - \nabla \cdot \bar{\pi}_e - e n_e (\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B}) + \vec{R} \quad \text{A.5}$$

$$\frac{3}{2} n_e k (\vec{v}_e \cdot \nabla) T_e + p_e (\nabla \cdot \vec{v}_e) = -\nabla \cdot \vec{q}_e - \sum_{\alpha, \beta} \pi_{e\alpha\beta} \frac{\partial \vec{v}_{e\alpha}}{\partial x_\beta} - Q_i - \vec{R} (\vec{v}_e - \vec{v}_i) \quad \text{A.6}$$

Dans le système ci-dessus, \vec{R} représente la force de friction électrons-ions, Q_i est la puissance échangée au cours des collisions électrons-ions, \vec{q}_i et \vec{q}_e sont les densités de flux de chaleur relatives aux écoulements des ions et des électrons, $\bar{\pi}_i$ et $\bar{\pi}_e$ sont les tenseurs des contraintes visqueuses relatifs

aux écoulements des ions et des électrons et les termes $\sum_{\alpha,\beta} \pi_{i\alpha\beta} \frac{\partial \bar{v}_{i\alpha}}{\partial x_\beta}$ et $\sum_{\alpha,\beta} \pi_{e\alpha\beta} \frac{\partial \bar{v}_{e\alpha}}{\partial x_\beta}$ correspondent à la dissipation visqueuse.

Ces équations hydrodynamiques sont couplées aux équations de Maxwell pour la prise en compte des phénomènes électromagnétiques. Le modèle de Chapelle considère l'équation de Poisson (équation A.7) et l'équation de Maxwell-Ampère (équation A.8) :

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{e}{\epsilon_0} (Z_i n_i - n_e) \quad \text{A.7}$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \quad \text{A.8}$$

Le modèle de Langlois considère l'ensemble des équations de Maxwell (équations A.9 à A.12) :

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{(Z_i n_i - n_e)}{\epsilon_0} \quad \text{A.9}$$

$$\nabla \times \vec{E} = 0 \quad \text{A.10}$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad \text{A.11}$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \quad \text{A.12}$$

Il est à noter toutefois que les équations A.9 et A.11 ne sont pas explicitement résolues. La non résolution de l'équation A.9 est une approximation courante dans ce type de modèle [77] et l'équation A.11 est automatiquement vérifiée de par la géométrie cylindrique considérée et de par l'introduction d'un champ vectoriel \vec{A} satisfaisant $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$.

Par ailleurs, les deux modèles considèrent que les pressions thermodynamiques des ions et des électrons respectent une équation d'état de type gaz parfait (équations A.13 et A.14) et font l'hypothèse de l'électronéutralité du plasma (équation A.15).

$$p_i = n_i k T_i \quad \text{A.13}$$

$$p_e = n_e k T_e \quad \text{A.14}$$

$$n_e = Z_i n_i \quad \text{A.15}$$

A.1.1.2 Hypothèses effectuées par les deux modèles

Cette section détaille les hypothèses supplémentaires effectuées par les deux modèles. Les justifications détaillées de ces dernières peuvent être trouvées dans les mémoires de thèse respectifs de Chapelle [7] et de Langlois [77].

Hypothèses communes aux deux modèles

Plusieurs hypothèses effectuées dans le but de simplifier l'expression des équations hydrodynamiques sont communes aux deux modèles. La première d'entre elles est l'hypothèse du caractère non magnétisé des ions et des électrons. Cela permet d'utiliser les expressions établies par Braginskii [78] pour \vec{R} , Q_i , \vec{q}_i , \vec{q}_e , $\bar{\pi}_i$ et $\bar{\pi}_e$ qui sont présentées ci-dessous.

$$\vec{R} = \vec{R}_U + \vec{R}_T = \frac{en_e \vec{j}}{\sigma} - C_1 n_e k \nabla T_e$$

$$Q_i = \frac{3m_e n_e k}{m_i \tau_e} (T_e - T_i)$$

$$\vec{q}_i = -C_2 \frac{n_e k^2 T_i \tau_i}{m_i} \nabla T_i$$

$$\vec{q}_e = \vec{q}_{eU} + \vec{q}_{eT} = C_1 n_e k T_e (\vec{v}_e - \vec{v}_i) - C_3 \frac{n_e k^2 T_e \tau_e}{m_e} \nabla T_e$$

$$\bar{\pi}_i = -C_4 n_i k T_i \tau_i [(\nabla \vec{v}_i + \nabla \vec{v}_i^T) - \frac{2}{3} \nabla \cdot \vec{v}_i I]$$

$$\bar{\pi}_e = -C_5 n_e k T_e \tau_e [(\nabla \vec{v}_e + \nabla \vec{v}_e^T) - \frac{2}{3} \nabla \cdot \vec{v}_e I]$$

Avec, en unité S.I. :

$$\sigma = C_6 \frac{e^2 n_e \tau_e}{m_e}$$

$$\tau_i = \frac{12\pi^{3/2} \varepsilon_0^2 m_i^{1/2} (kT_i)^{3/2}}{\sqrt{2} Z_i^4 e^4 n_i \ln \Lambda}$$

$$\tau_e = \frac{12\pi^{3/2} \varepsilon_0^2 m_e^{1/2} (kT_e)^{3/2}}{\sqrt{2} Z_i e^4 n_e \ln \Lambda}$$

$$\ln \Lambda = 16,28 - 1,15 \log_{10} n_e + 3,45 \log_{10} T_e$$

Où C_j avec $j \in \{1; 2; 3; 4; 5; 6\}$ est une constante dépendant de la charge moyenne des ions Z_i et dont les valeurs peuvent être obtenues dans la publication de Braginskii [78].

La seconde hypothèse commune aux deux modèles est de considérer les forces de viscosité respectivement ionique ($\nabla \cdot \bar{\pi}_i$) et électronique ($\nabla \cdot \bar{\pi}_e$) comme négligeables devant les forces de pression respectivement ionique (∇p_i) et électronique (∇p_e) dans les équations de conservation de la quantité de mouvement des ions et des électrons. De manière similaire, les termes de dissipation d'énergie visqueuse ionique ($\sum_{\alpha,\beta} \pi_{i\alpha\beta} \frac{\partial \vec{v}_{i\alpha}}{\partial x_\beta}$) et électronique ($\sum_{\alpha,\beta} \pi_{e\alpha\beta} \frac{\partial \vec{v}_{e\alpha}}{\partial x_\beta}$) sont considérés négligeables devant les termes de taux de conversion réversible de l'énergie dirigée en énergie thermique ionique ($p_i(\nabla \cdot \vec{v}_i)$) et électronique ($p_e(\nabla \cdot \vec{v}_e)$) dans les équations de conservation de l'énergie des ions et des électrons.

Enfin, les deux modèles considèrent les forces d'inertie électronique ($m_e n_e (\vec{v}_e \cdot \nabla) \vec{v}_e$) négligeables devant les forces de pression électronique (∇p_e).

Hypothèses supplémentaires dans le modèle de Chapelle

Le modèle de Chapelle fait deux hypothèses supplémentaires par rapport au modèle de Langlois. La première d'entre elles est de négliger les flux de chaleur ionique (\vec{q}_i) et électronique (\vec{q}_e). Concernant le flux de chaleur électronique, il a été montré que la prise en compte de ce flux ne modifie pas les résultats principaux du modèle. Cette hypothèse a paru raisonnable à Chapelle à la date de développement de son modèle et était une hypothèse courante dans les modèles proposés dans la littérature de l'époque [7].

La seconde hypothèse est que le rapport du courant ionique sur le courant électronique est constant en tous points du plasma. Plusieurs études générales sur les arcs sous vide montrent en effet que la valeur de ce rapport intégré sur tout le volume du plasma est relativement constante pour tous types de matériaux de la cathode et pour une large gamme d'intensité totale du courant [7]. Cette hypothèse, associée à la relation d'électroneutralité, impose une relation de proportionnalité entre les vitesses électronique et ionique, ce qui permet de s'affranchir de la résolution de l'équation de conservation de quantité de mouvement des électrons. L'utilisation de cette propriété localement, alors qu'elle est issue d'une analyse globale, a permis à Chapelle d'obtenir des résultats convenables, rendant compte en première approximation de l'effet des principaux phénomènes physiques régissant l'écoulement du plasma. Dans le cas du modèle de Chapelle, la valeur de ce rapport fut calculée à partir d'une simulation cinétique de la formation du plasma dans la région cathodique développée par Duval [79].

A.1.1.3 Systèmes d'équations résolus

Le système d'équations résolu par Chapelle comprend 10 équations (équations A.16 à A.25) dont 6 équations différentielles. Les composantes radiale et axiale de la vitesse ionique (équations A.17 et A.18) sont obtenues en sommant les composantes radiale et axiale des équations de conservation des

quantités de mouvement ioniques (équation A.2) et électroniques (équation A.5). Les équations régissant la densité électronique (équation A.20) et le potentiel électrique (équation A.24) résultent de l'hypothèse d'électroneutralité du plasma. Les composantes radiale et axiale de la vitesse électronique (équations A.21 et A.22) proviennent de l'hypothèse de proportionnalité des courants ionique et électronique en tout point du plasma.

$$\nabla \cdot (n_i \vec{v}_i) = 0 \quad \text{A.16}$$

$$[m_i n_i (\vec{v}_i \cdot \nabla) \vec{v}_i]_r = -\frac{\partial p_i}{\partial r} - \frac{\partial p_e}{\partial r} + Z_i e n_i ((v_{ez} - v_{iz}) B_{\theta_{ind}}) \quad \text{A.17}$$

$$[m_i n_i (\vec{v}_i \cdot \nabla) \vec{v}_i]_z = -\frac{\partial p_i}{\partial z} - \frac{\partial p_e}{\partial z} + Z_i e n_i ((v_{ir} - v_{er}) B_{\theta_{ind}}) \quad \text{A.18}$$

$$\frac{3}{2} n_i k (\vec{v}_i \cdot \nabla) T_i = -p_i (\nabla \cdot \vec{v}_i) + Q_i \quad \text{A.19}$$

$$n_e = Z_i n_i \quad \text{A.20}$$

$$v_{er} = \beta v_{ir} \quad \text{A.21}$$

$$v_{ez} = \beta v_{iz} \quad \text{A.22}$$

$$\frac{3}{2} n_e k (\vec{v}_e \cdot \nabla) T_e = -p_e (\nabla \cdot \vec{v}_e) - Q_i - \vec{R} \cdot (\vec{v}_e - \vec{v}_i) \quad \text{A.23}$$

$$\nabla^2 \varphi = 0 \quad \text{A.24}$$

$$B_{\theta_{ind}} = \frac{\mu_0}{2\pi r} \iint_S \vec{j} \cdot \vec{dS} \quad \text{A.25}$$

Le système d'équations résolu par Langlois comprend 15 équations (équations A.26 à A.40) dont 7 équations différentielles. La température ionique (équation A.30) résulte de la somme de l'équation de conservation d'énergie ionique (équation A.3) avec le produit scalaire de l'équation A.2 par \vec{v}_i . La densité électronique (équation A.31) est déduite de l'équation d'électroneutralité. Les composantes radiale et axiale de la vitesse électronique (équations A.32 et A.34) sont issues des composantes radiale et axiale de l'équation de Maxwell-Ampère (équation A.12). La composante azimutale de la vitesse électronique (équation A.33) est déduite de la composante azimutale de l'équation A.5. Les composantes radiale et axiale du champ électrique (équations A.36 et A.37) résultent des composantes radiale et axiale de l'équation A.5. Les composantes radiale et axiale du champ magnétique induit (équations A.38 et A.40) sont calculées à partir de la loi de Biot-Savart. La composante azimutale du champ magnétique induit (équation A.39) résulte de l'injection dans l'équation de Maxwell-Faraday (équation A.10) des composantes radiale et axiale de l'équation A.5.

$$\nabla \cdot (n_i \vec{v}_i) = 0 \quad \text{A.26}$$

$$[m_i n_i (\vec{v}_i \cdot \nabla) \vec{v}_i]_r = -\frac{\partial p_i}{\partial r} + Z_i e n_i (E_r + v_{i\theta} (B_{z_{ind}} + B_{AMF}) - v_{iz} B_{\theta_{ind}}) - R_r \quad \text{A.27}$$

$$[m_i n_i (\vec{v}_i \cdot \nabla) \vec{v}_i]_{\theta} = Z_i e n_i (v_{iz} B_{r_{ind}} - v_{ir} (B_{z_{ind}} + B_{AMF})) - R_{\theta} \quad \text{A.28}$$

$$[m_i n_i (\vec{v}_i \cdot \nabla) \vec{v}_i]_z = -\frac{\partial p_i}{\partial z} + Z_i e n_i (E_z + v_{ir} B_{\theta_{ind}} - v_{i\theta} B_{r_{ind}}) - R_z \quad \text{A.29}$$

$$m_i n_i \vec{v}_i \cdot [(\vec{v}_i \cdot \nabla) \vec{v}_i] + \frac{3}{2} n_i k (\vec{v}_i \cdot \nabla) T_i = -\nabla \cdot \vec{q}_i + Q_i - \nabla \cdot (p_i \vec{v}_i) + Z_i e n_i \vec{v}_i \cdot \vec{E} - \vec{v}_i \cdot \vec{R} \quad \text{A.30}$$

$$n_e = Z_i n_i \quad \text{A.31}$$

$$v_{er} = v_{ir} + \frac{1}{\mu_0 e n_e} \frac{\partial B_{\theta_{ind}}}{\partial z} \quad \text{A.32}$$

$$v_{e\theta} = v_{i\theta} - \frac{\sigma (v_{ez} B_{r_{ind}} - v_{er} (B_{z_{ind}} + B_{AMF}))}{e n_e} \quad \text{A.33}$$

$$v_{ez} = v_{iz} + \frac{1}{\mu_0 e n_e} \frac{1}{r} \frac{\partial (r B_{\theta_{ind}})}{\partial r} \quad \text{A.34}$$

$$\frac{3}{2} n_e k (\vec{v}_e \cdot \nabla) T_e = -p_e (\nabla \cdot \vec{v}_e) - \nabla \cdot \vec{q}_e - Q_i - \vec{R} \cdot (\vec{v}_e - \vec{v}_i) \quad \text{A.35}$$

$$E_r = -\frac{1}{e n_e} \frac{\partial p_e}{\partial r} - (v_{e\theta} (B_{z_{ind}} + B_{AMF}) - v_{ez} B_{\theta_{ind}}) + \frac{R_r}{e n_e} \quad \text{A.36}$$

$$z = -\frac{1}{en_e} \frac{\partial p_e}{\partial z} - (v_{er} B_{\theta_ind} - v_{e\theta} B_{r_ind}) + \frac{R_z}{en_e} \quad A.37$$

$$B_{r_ind} = \left[\oint \frac{\mu_0 I \vec{dl}_\theta \times (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \right]_r \quad A.38$$

$$-\nabla \cdot \left(\frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla B_{\theta_ind} \right) = \frac{B_{\theta_ind}}{\mu_0} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{\sigma r} \right) - \frac{\partial}{\partial z} (v_{ez} B_{\theta_ind} - v_{e\theta} (B_{z_ind} + B_{AMF})) \quad A.39$$

$$-\frac{\partial}{\partial r} (v_{er} B_{\theta_ind} - v_{e\theta} B_{r_ind}) + \frac{k}{e} \left(\frac{\partial n_e}{\partial r} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{T_e}{n_e} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{T_e}{n_e} \right) \frac{\partial n_e}{\partial z} \right) B_{z_ind} = \left[\oint \frac{\mu_0 I_\theta \vec{dl} \times (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \right]_r \quad A.40$$

A.1.1.4 Domaines de calcul et conditions aux limites

Domaines de calcul

Dans les deux modèles, le domaine de calcul est l'espace interélectrode compris entre la sortie de la région de mélange et la section d'entrée de la gaine anodique. La figure A.2.a présente le domaine de calcul du modèle de Chapelle et la figure A.2.b celui du modèle de Langlois.

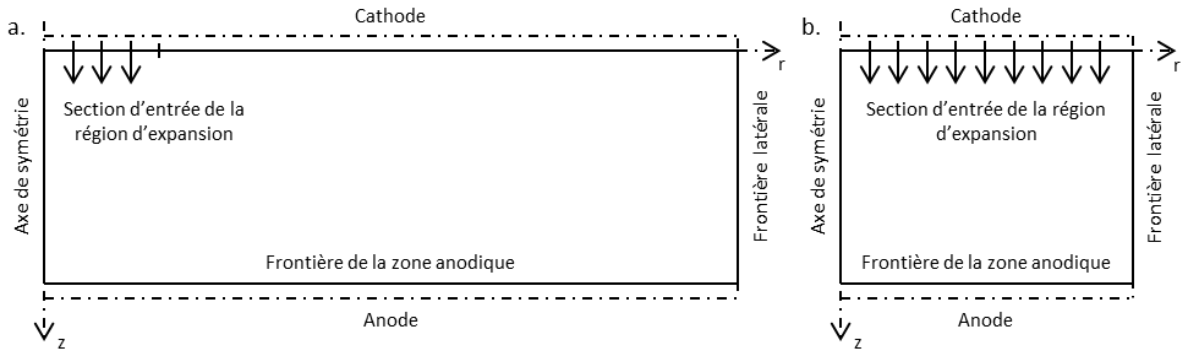


Figure A. 2 : Schématisation des domaines de calcul du modèle de Chapelle (a) et de Langlois (b).

Les deux modèles présentent toutefois certaines différences. Le modèle de Chapelle modélise l'écoulement du plasma généré par un seul cluster de spots ne recouvrant qu'une fraction très faible de la cathode, alors que le modèle de Langlois considère l'ensemble des spots composant l'arc supposé recouvrir totalement la cathode. De plus, la frontière latérale du domaine de simulation est traitée comme une frontière libre dans le cas du modèle de Chapelle, alors qu'elle est traitée comme une paroi fictive imperméable, adiabatique et avec frottement nul, dans le cas du modèle de Langlois.

Conditions aux limites

Les choix des systèmes d'équations utilisés par les deux modèles impliquent de fournir des conditions aux limites pour les variables n_i , v_{ir} , v_{iz} , T_i , T_e et φ dans le cas du modèle de Chapelle et pour les variables n_i , v_{ir} , $v_{i\theta}$, v_{iz} , T_i , T_e et B_{θ_ind} pour le modèle de Langlois. L'écoulement électronique est en régime subsonique dans les deux modèles. L'écoulement ionique est considéré uniquement en régime supersonique dans le modèle de Chapelle, alors que les régimes supersonique et subsonique sont considérés par le modèle de Langlois.

Axe de symétrie

Les deux modèles appliquent des conditions classiques de symétrie consistant à imposer la nullité des gradients radiaux des différentes variables, avec nullité de la vitesse ionique radiale ainsi que du champ magnétique induit azimutal.

Frontière latérale

La frontière latérale est modélisée comme une frontière libre dans le cas du modèle de Chapelle, ce qui entraîne la nullité des différents gradients radiaux au niveau de celle-ci.

La frontière latérale est modélisée comme une paroi fictive adiabatique avec frottement nul pour l'écoulement ionique et électronique dans le modèle de Langlois. Cela conduit à des gradients radiaux nuls de la densité ionique ainsi que des températures ionique et électronique et une composante radiale de la vitesse ionique nulle sur cette frontière. La condition aux limites imposée pour le champ magnétique induit azimutal est obtenue grâce au théorème d'Ampère, avec I l'intensité du courant de l'arc et R le rayon du domaine de calcul :

$$B_{\theta} = \frac{\mu_0 I}{2\pi R}$$

Frontière cathodique

Dans le modèle de Chapelle, la frontière cathodique comprend deux zones : la section d'entrée du plasma et une région extérieure. Les conditions aux limites au niveau de la section d'entrée sont des conditions de type Dirichlet dont les valeurs sont déduites des résultats de la simulation de la région cathodique avec un modèle cinétique développé par Duval [79]. La région extérieure est traitée comme une paroi imperméable et adiabatique. Cela induit l'imposition d'une vitesse axiale nulle ainsi que des gradients axiaux nuls des autres grandeurs macroscopiques au niveau de cette surface.

Dans le modèle de Langlois, toute la frontière cathodique correspond à une entrée de matière. En régime supersonique, les conditions aux limites sur les grandeurs de l'écoulement des ions sont définies à partir du taux d'érosion ionique à la cathode, de la pression statique ionique et de la température totale ionique. En régime subsonique, celles-ci sont définies à partir de la pression totale et de la température totale ionique. La condition aux limites sur la température électronique est une condition de type Dirichlet et la condition aux limites sur le champ magnétique induit azimutal est donnée par le théorème d'Ampère.

$$B_{\theta_{ind}} = \frac{\mu_0}{2\pi r} \iint_S \vec{j} \cdot \vec{dS}$$

Frontière anodique

Dans le modèle de Chapelle, les gradients axiaux des différentes variables sont considérés comme nuls à la frontière anodique, y compris celui de la température électronique, à l'exception du potentiel électrique, qui est supposé constant. Le caractère subsonique de l'écoulement électronique imposerait rigoureusement l'application d'une condition aux limites appropriée sur la température électronique [7], ce que fait le modèle de Langlois.

Dans le modèle de Langlois, il n'y a pas d'application de condition aux limites sur les grandeurs d'écoulement des ions dans le cas où ces derniers sont dans un régime supersonique. Dans le cas d'un écoulement subsonique, il a été choisi d'exprimer la pression en fonction de la vitesse ionique en se basant sur le critère de Bohm. La condition aux limites imposée sur la température électronique est une condition de type Fourier basée sur un bilan d'énergie des électrons à travers la gaine anodique. Cette condition s'exprime de la manière suivante :

$$3 \frac{n_e k^2 T_e \tau_e}{m_e} \frac{\partial T_e}{\partial z} = \frac{1}{2} n_e k T_e v_{ez} + C_1 n_e k T_e (v_{ez} - v_{iz}) + e n_e v_{ez} \varphi_{sh} \quad A.41$$

Avec φ_{sh} , la chute de potentiel à travers la gaine anodique, s'exprimant ainsi :

$$\varphi_{sh} = \frac{k T_e}{e} \ln\left(\frac{j_{ez}}{j_{th}}\right)$$

Avec j_{th} , la densité de courant due à l'agitation thermique des électrons définie par :

$$j_{th} = -\frac{1}{4} e n_e \sqrt{\frac{8 k T_e}{\pi m_e}}$$

La condition aux limites imposée sur le champ magnétique induit azimutal est une condition de type Fourier obtenue par une démarche analogue à celle décrite par Schade et Shmelev [80]. Cette condition aux limites s'exprime de la manière suivante :

$$\frac{1}{\mu_0 \sigma} \frac{\partial B_{\theta_ind}}{\partial z} = -(1 + C_1) \frac{k}{e} \frac{\partial T_e}{\partial r} - \frac{k T_e}{e n_e} \frac{\partial n_e}{\partial r} - \frac{\partial \varphi_{sh}}{\partial r} + v_{ez} B_{\theta_ind} - v_{e\theta} (B_{z_ind} + B_{AMF}) \quad A.42$$

A.1.2 Objectifs du présent travail

Ce travail vise à améliorer le modèle de Chapelle en s'inspirant du modèle plus complet de Langlois. Les modifications à apporter au modèle de Chapelle peuvent être divisées en deux étapes principales.

La première comporte les tâches suivantes :

- intégrer le calcul de l'équation de Maxwell-Faraday dans le système d'équations résolu avec la modification de la méthode de calcul du champ magnétique induit azimutal (remplacement de l'équation A.25 par A.39) ;
- prendre en compte les conditions aux limites sur la température électronique et le champ magnétique induit azimutal au niveau de la frontière anodique définies par les équations A.41 et A.42 ;
- calculer les composantes radiale et axiale du champ électrique à l'aide des équations A.36 et A.37 ;
- prendre en compte les flux de chaleur ionique et électronique dans les équations de conservation d'énergie des ions et des électrons (équations A.19 et A.23) ;
- réintégrer le calcul de l'équation de Maxwell-Ampère dans le système d'équations résolu avec la levée de l'hypothèse de proportionnalité des vitesses ionique et électronique, et donc la modification de la méthode de calcul de la vitesse électronique (remplacement des équations A.21 et A.22 par les équations A.32 et A.34).

La seconde étape concerne la prise en compte de l'influence d'un champ magnétique axial extérieur. Cela induit :

- de calculer les composantes radiale et axiale du champ magnétique induit (équations A.38 et A.40) ;
- de calculer les composantes azimutales des vitesses ionique et électronique (équations A.28 et A.34) ;
- et de prendre en compte des composantes supplémentaires de la force de Lorentz dans les équations A.17, A.18, A.39 et A.42.

A.2 Modèle à la date de fin de ces travaux

A.2.1 Equations résolues

A la date de fin de ces travaux, la première étape de modification du modèle de Chapelle n'a pas pu être achevée dans son intégralité. Ainsi :

- Les tâches a, b et c ont été exécutées.
- La tâche d n'a été que partiellement accomplie avec l'intégration du flux de chaleur ionique dans l'équation de conservation d'énergie des ions.
- La tâche e n'a pas été réalisée.

La seconde étape de modification du modèle de Chapelle liée à la prise en compte de l'effet d'un champ magnétique axial n'a pas été initiée. Ainsi, le modèle modifié résout à la date de fin de ces travaux le système d'équations suivant :

$$\nabla \cdot (n_i \vec{v}_i) = 0 \quad \text{A.43}$$

$$[m_i n_i (\vec{v}_i \cdot \nabla) \vec{v}_i]_r = -\frac{\partial p_i}{\partial r} - \frac{\partial p_e}{\partial r} + Z_i e n_i ((v_{ez} - v_{iz}) B_{\theta_ind}) \quad \text{A.44}$$

$$[m_i n_i (\vec{v}_i \cdot \nabla) \vec{v}_i]_z = -\frac{\partial p_i}{\partial z} - \frac{\partial p_e}{\partial z} + Z_i e n_i ((v_{ir} - v_{er}) B_{\theta_ind}) \quad \text{A.45}$$

$$\frac{3}{2} n_i k (\vec{v}_i \cdot \nabla) T_i = -p_i (\nabla \cdot \vec{v}_i) - \nabla \cdot \vec{q}_i + Q_i \quad \text{A.46}$$

$$n_e = Z_i n_i \quad \text{A.47}$$

$$v_{er} = \beta v_{ir} \quad \text{A.48}$$

$$v_{ez} = \beta v_{iz} \quad \text{A.49}$$

$$\frac{3}{2} n_e k (\vec{v}_e \cdot \nabla) T_e = -p_e (\nabla \cdot \vec{v}_e) - Q_i - \vec{R} \cdot (\vec{v}_e - \vec{v}_i) \quad \text{A.50}$$

$$E_r = -\frac{1}{en_e} \frac{\partial p_e}{\partial r} + v_{ez} B_{\theta_ind} + \frac{R_r}{en_e} \quad \text{A.51}$$

$$E_z = -\frac{1}{en_e} \frac{\partial p_e}{\partial z} - v_{er} B_{\theta_ind} + \frac{R_z}{en_e} \quad \text{A.52}$$

$$\begin{aligned} & -\nabla \cdot \left(\frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla B_{\theta_ind} \right) \\ & = \frac{B_{\theta_ind}}{\mu_0} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{\sigma r} \right) - \frac{\partial}{\partial z} (v_{ez} B_{\theta_ind}) - \frac{\partial}{\partial r} (v_{er} B_{\theta_ind}) \\ & + \frac{k}{e} \left(\frac{\partial n_e}{\partial r} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{T_e}{n_e} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{T_e}{n_e} \right) \frac{\partial n_e}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad \text{A.53}$$

A.2.2 Conditions aux limites appliquées

Le changement de la méthode de calcul de la composante azimutale du champ magnétique induit implique la nécessité de définir des conditions aux limites pour la détermination de ce champ à l'aide de l'équation différentielle A.53. La composante azimutale du champ magnétique est nulle sur l'axe de symétrie. La condition aux limites de cette composante le long de la frontière cathodique est donnée par le théorème d'Ampère et celle le long de la frontière anodique est donnée par l'équation A.42, de manière similaire au modèle de Langlois.

Du fait de la nature différente de la frontière latérale dans le modèle de Chapelle par rapport au modèle de Langlois, il n'est pas possible d'appliquer dans le modèle de Chapelle la condition sur la composante azimutale du champ magnétique induit utilisée dans le modèle de Langlois au niveau de cette frontière, car elle implique un courant radial nul au niveau de celle-ci. Il a été choisi d'utiliser une condition aux limites inspirée de cette dernière et basée sur le théorème d'Ampère. Cette condition aux limites est exprimée ainsi :

$$B_{\theta_ind} = \frac{\mu_0}{2\pi r} \iint_S \vec{j} \cdot d\vec{S} \quad \text{A.54}$$

De plus le modèle modifié utilise une condition aux limites différente pour la température électronique au niveau de la frontière anodique par rapport au modèle de Chapelle en intégrant la condition aux limites définie par Langlois (équation A.41).

A.3 Comparaison du modèle modifié avec le modèle de Chapelle

A.3.1 Paramètres des simulations

Cette section présente une comparaison entre les résultats de la simulation de l'écoulement d'un plasma de vapeur de titane généré par un cluster de spots obtenus avec le modèle de Chapelle et ceux obtenus avec le modèle modifié.

Les propriétés du plasma généré par le cluster de spots à l'entrée de la région d'expansion ont été calculées préalablement à partir des résultats du modèle cinétique monodimensionnel de Duval avec des relations détaillées dans la thèse de Chapelle. Ces propriétés sont présentées dans le tableau A.1.

	ions	électrons
Densité (m^{-3})	$8,48 \cdot 10^{20}$	$1,69 \cdot 10^{21}$
Vitesse radiale (m/s)	0	0
Vitesse axiale (m/s)	4258	100000
Température (K)	3403	65668
Charge moyenne des ions	1,99	
Coefficient de proportionnalité β (équations A.48 et A.49)	23,49	
Potentiel électrique (V)	12,4	

Tableau A. 1 : Paramètres du plasma dans la section d'entrée de la région d'expansion.

Le domaine de calcul utilisé est identique à celui décrit dans la thèse de Chapelle. Le cluster a un rayon de 1,5 mm. La distance interélectrode est fixée à 1,5 cm. Le domaine de calcul a un rayon égal à 60 fois le rayon du cluster (9 cm). On utilise un maillage de 85x61 cellules.

A.3.2 Comparaison des résultats des deux modèles

A.3.2.1 Ecoulement des ions

Cette section compare les résultats de la simulation de l'écoulement des ions obtenus à l'aide du modèle de Chapelle (a) et du modèle modifié (b). Les figures A.3 à A.6 présentent respectivement la densité ionique, la vitesse des ions, le nombre de Mach ionique et la température ionique.

Les deux modèles prédisent une détente des ions. Cette détente entraîne une chute de la densité ionique, accompagnée d'une accélération, avec augmentation du nombre de Mach, et d'un refroidissement des ions. Dans les deux modélisations, la détente est particulièrement intense et des gradients importants de toutes les variables ioniques sont prédits au niveau de la section d'entrée de la région d'expansion. Ces gradients diminuent au fur et à mesure que l'on s'éloigne de cette section dans les deux modélisations.

Les deux modèles prédisent un réchauffement des ions à proximité de la section d'entrée et de l'axe de symétrie, d'environ 1600 K dans le modèle de Chapelle et d'environ 1200 K dans le modèle modifié. Tout comme dans le cas du modèle original de Chapelle [7], ce réchauffement local des ions est provoqué par les collisions électrons-ions.

Pour autant, ces deux modélisations montrent des différences dans l'écoulement des ions. Ces différences portent principalement sur l'intensité du phénomène de détente. Dans le modèle modifié, le phénomène est plus intense, ce qui entraîne une vitesse ionique plus forte près de l'anode. On observe par ailleurs une diminution radiale plus rapide de la densité ionique, ainsi que de la température ionique, par rapport à ce qui est calculé par le modèle de Chapelle. Ce sont ces variations qui

entraînent la forte augmentation du nombre de Mach ionique évalué en bord du domaine de calcul par le modèle modifié.

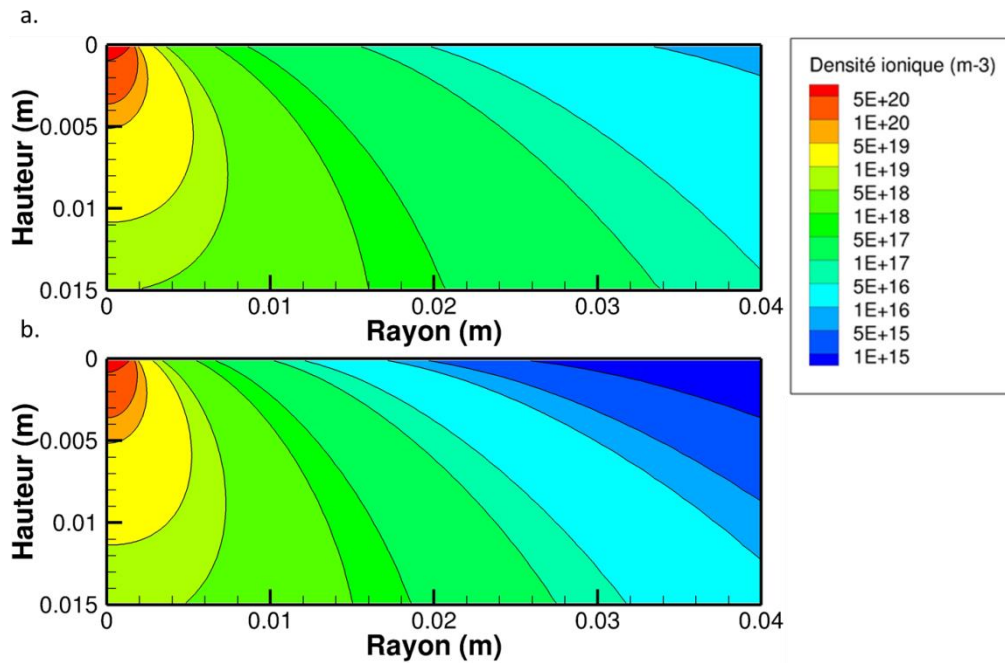


Figure A. 3 : Carte de la densité ionique dans la région d'expansion selon le modèle de Chapelle (a) et le modèle modifié (b). Le domaine de calcul est représenté de façon partielle.

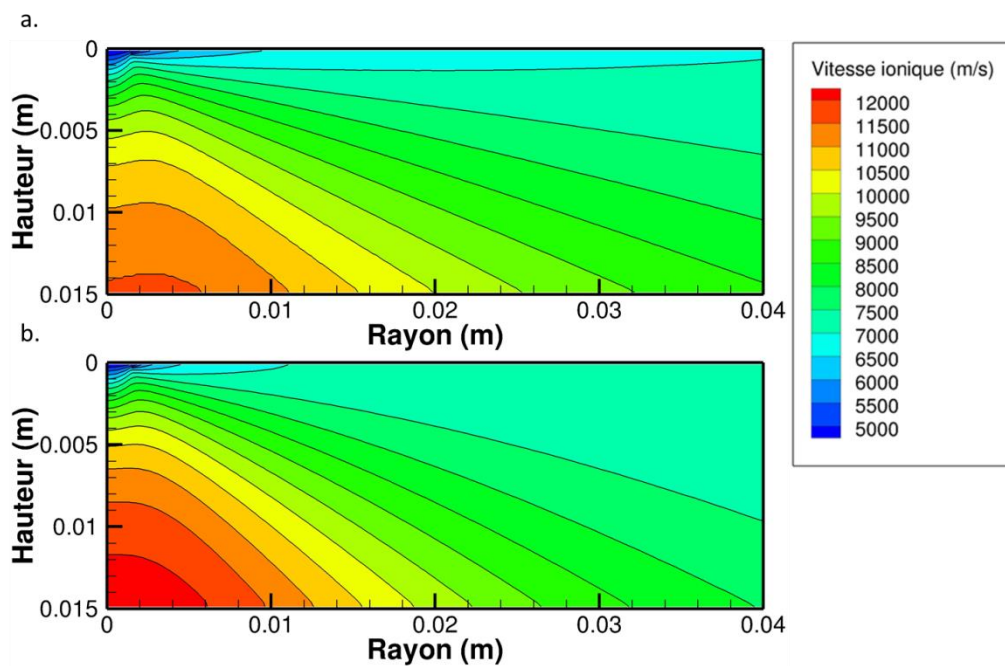


Figure A. 4 : Carte de la vitesse ionique dans la région d'expansion selon le modèle de Chapelle (a) et le modèle modifié (b). Le domaine de calcul est représenté de façon partielle.

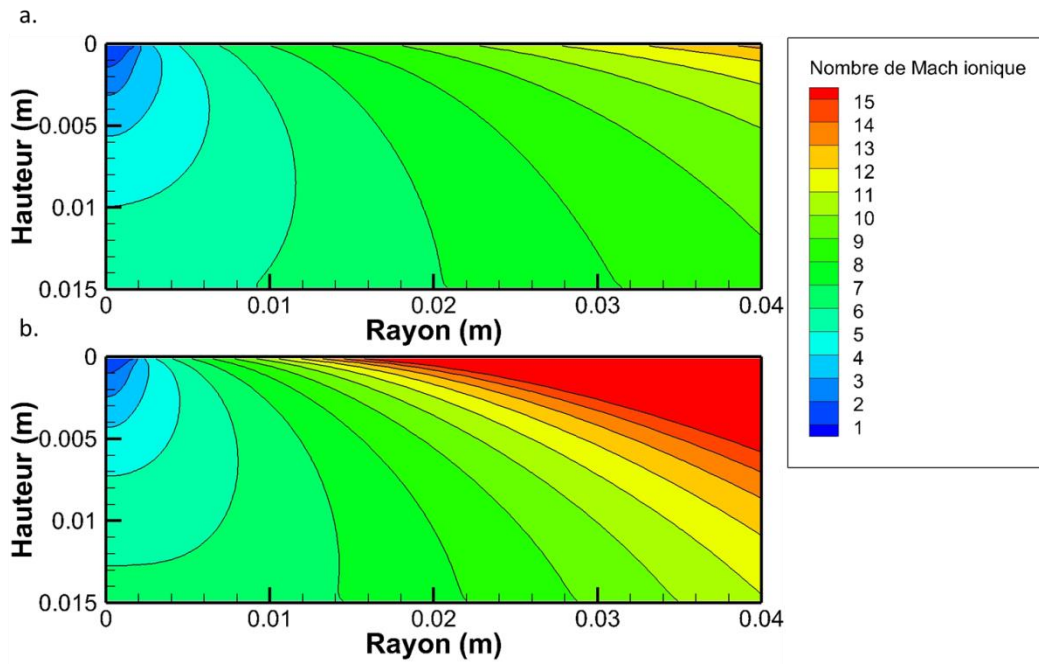


Figure A. 5 : Carte du nombre de Mach ionique dans la région d’expansion selon le modèle de Chapelle (a) et le modèle modifié(b). Le domaine de calcul est représenté de façon partielle.

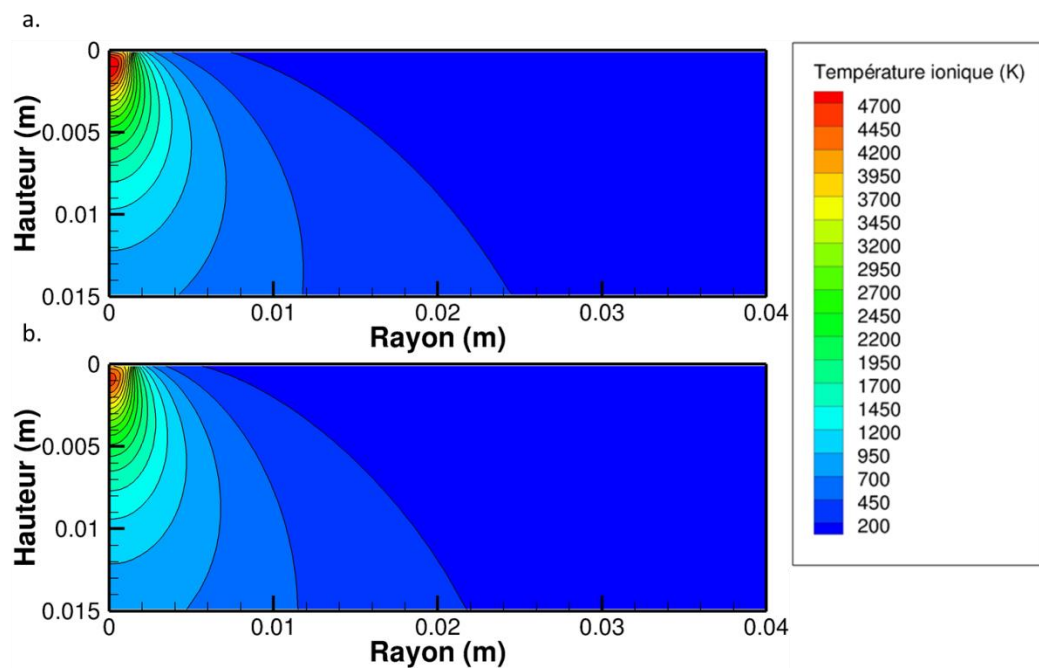


Figure A. 6 : Carte de la température ionique dans la région d’expansion selon le modèle de Chapelle (a) et le modèle modifié (b). Le domaine de calcul est représenté de façon partielle.

A.3.2.2 Ecoulement des électrons

Cette section compare les résultats de la simulation de l’écoulement des électrons obtenus par le modèle de Chapelle (a) et le modèle modifié (b). La densité électronique et la vitesse des électrons ne sont pas présentées car dépendant directement de la densité ionique et de la vitesse des ions dans chacun des deux modèles comparés. La figure A.7 expose le nombre de Mach électronique et la figure A.8 illustre la température électronique.

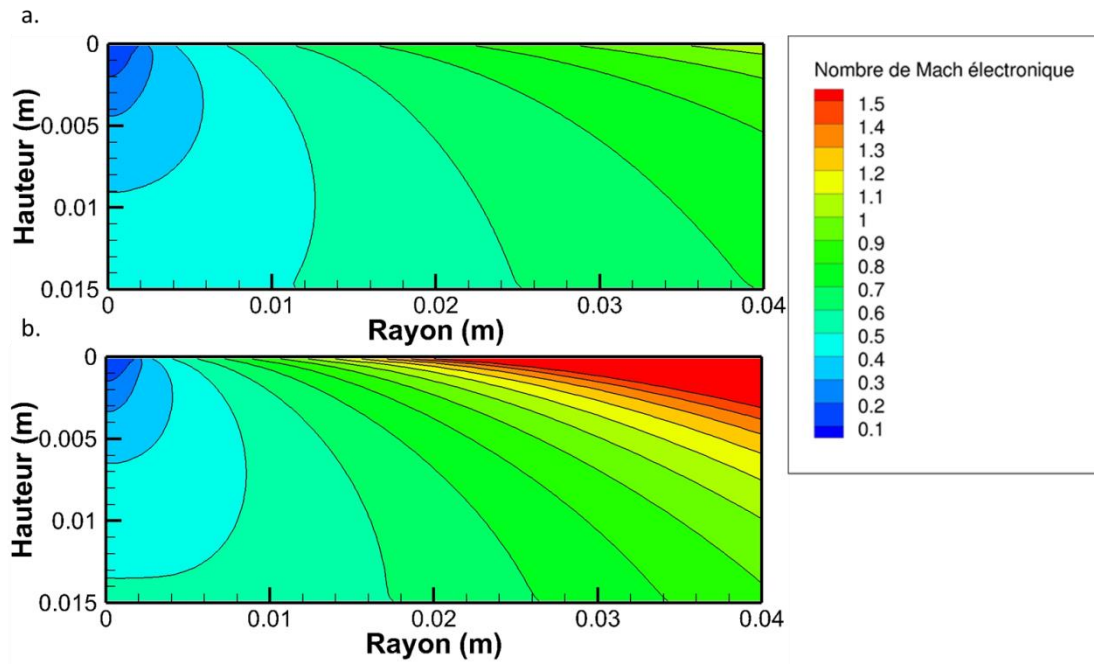


Figure A. 7 : Carte du nombre de Mach électronique dans la région d'expansion selon le modèle de Chapelle (a) et le modèle modifié (b). Le domaine de calcul est représenté de façon partielle.

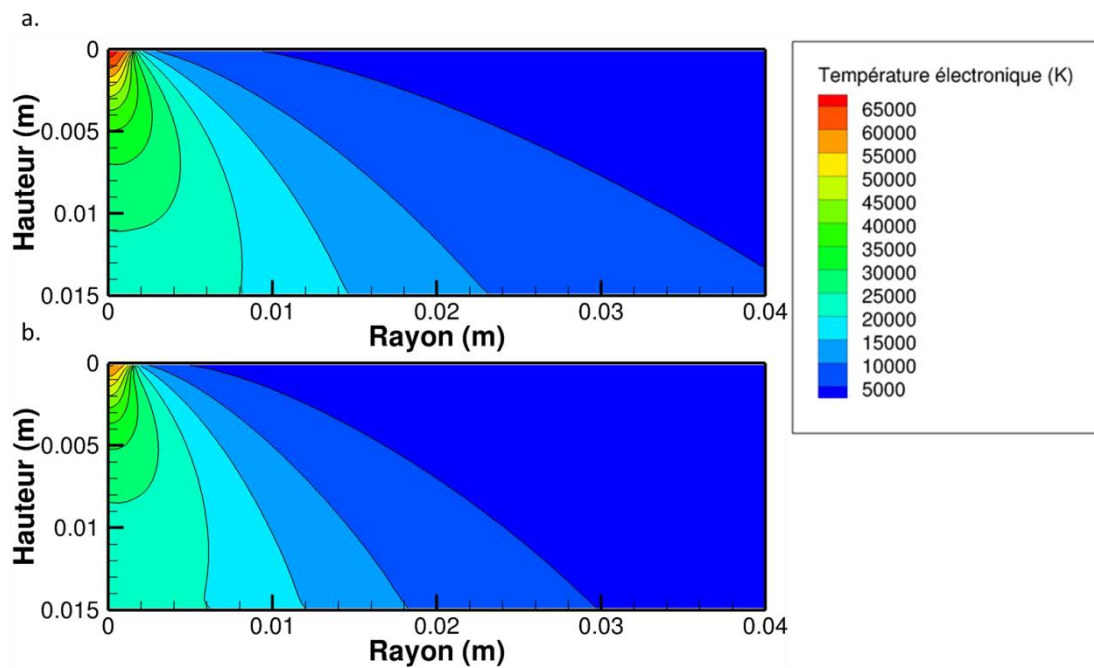


Figure A. 8 : Carte de la température électronique dans la région d'expansion selon le modèle de Chapelle (a) et le modèle modifié (b). Le domaine de calcul est représenté de façon partielle.

La figure A.7 montre que le nombre de Mach électronique prédit par les deux modèles diffère notablement, principalement par l'ampleur de la présence d'électrons en régime supersonique. Si dans le modèle de Chapelle, les électrons sont en régime subsonique dans la quasi-intégralité du domaine de calcul, il existe une région en régime supersonique importante dans le cas du modèle modifié.

Comme dans le cas des ions, la détente des électrons provoque un refroidissement de ces derniers, très élevé au niveau de la section d'entrée de la région d'expansion, puis diminuant au fur et à mesure que l'on s'éloigne de cette région. Dans ces simulations, on n'observe pas d'isotherme ayant un maximum décentré par rapport à l'axe de symétrie comme cela a été le cas lors des travaux de Chapelle [7]. La

variation du champ de température dans les deux modèles résulte des évolutions de la densité et de la vitesse électronique qui sont proportionnelles respectivement à la densité et à la vitesse ionique. On observe un refroidissement des électrons plus intense dans le cas du modèle modifié.

A.3.2.3 Densité de courant, champ magnétique induit azimuthal et chute de potentiel anodique

Cette section compare la densité de courant (cf. figures A.9 et A.10) et le champ magnétique induit azimuthal (cf. figure A.11) obtenus par le modèle de Chapelle (a) et le modèle modifié (b). Enfin, la chute de potentiel anodique obtenue par le modèle modifié (cf. figure A.12) est exposée.

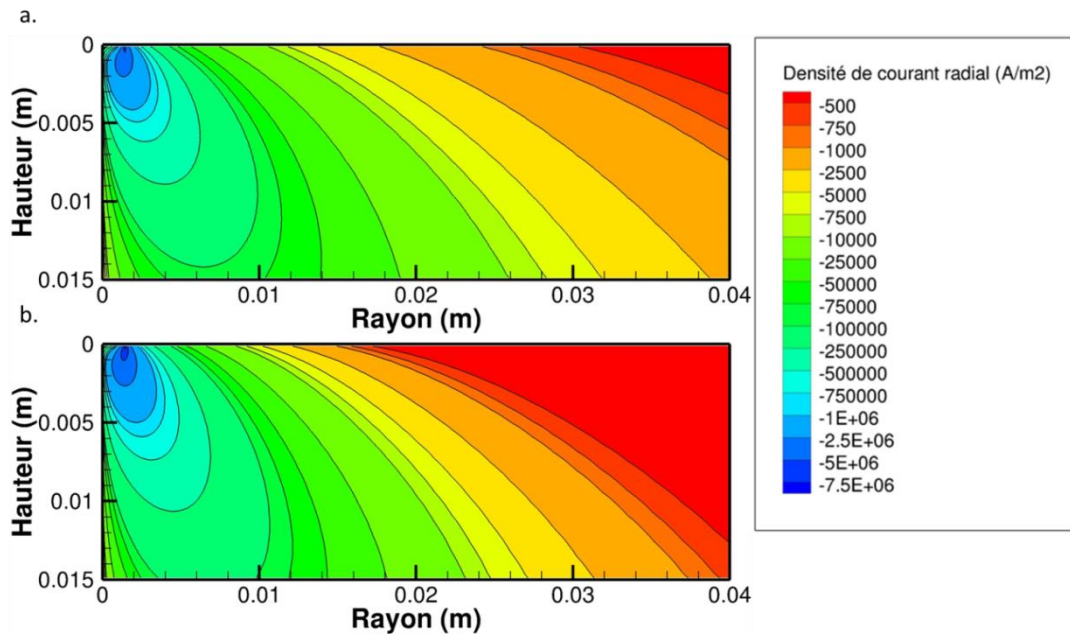


Figure A. 9 : Carte de la densité de courant radial dans la région d'expansion selon le modèle de Chapelle (a) et le modèle modifié (b). Le domaine de calcul est représenté de façon partielle.

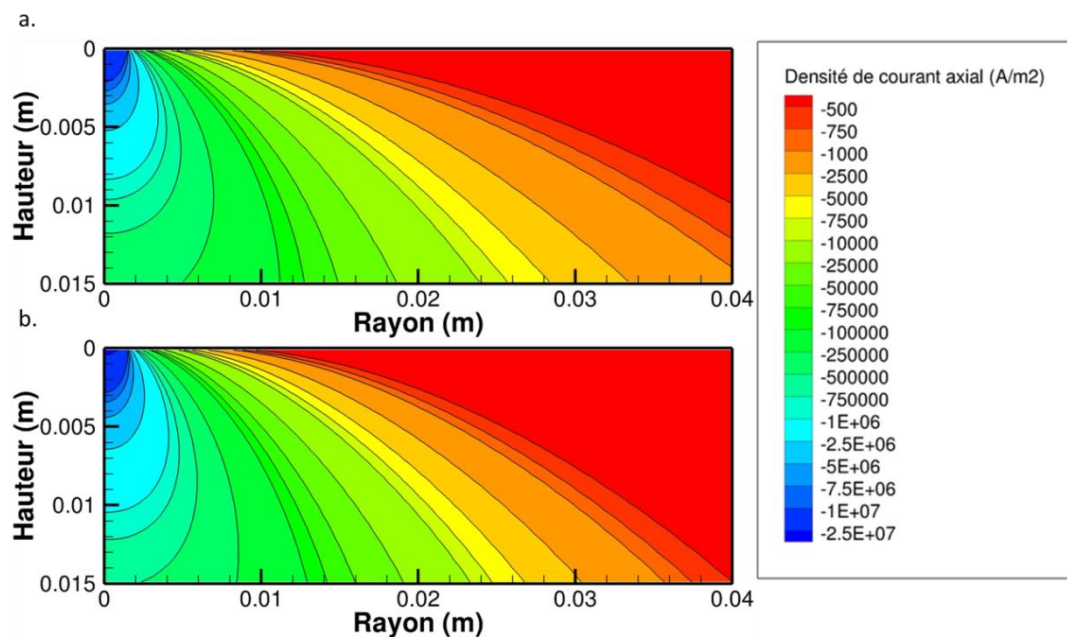


Figure A. 10 : Carte de la densité de courant axial dans la région d'expansion selon le modèle de Chapelle (a) et le modèle modifié (b). Le domaine de calcul est représenté de façon partielle.

Les figures A.9 et A.10 montrent que les cartes de densité de courant radial et axial restent similaires entre les deux modèles. Cependant, les différences déjà observées dans l'évolution de la densité et de la vitesse ionique se retrouvent dans l'évolution de la densité de courant. Ces différences sont liées au fait que la détente du plasma est plus rapide dans la direction axiale et plus lente dans la direction radiale dans le cas du modèle modifié par rapport au modèle de Chapelle.

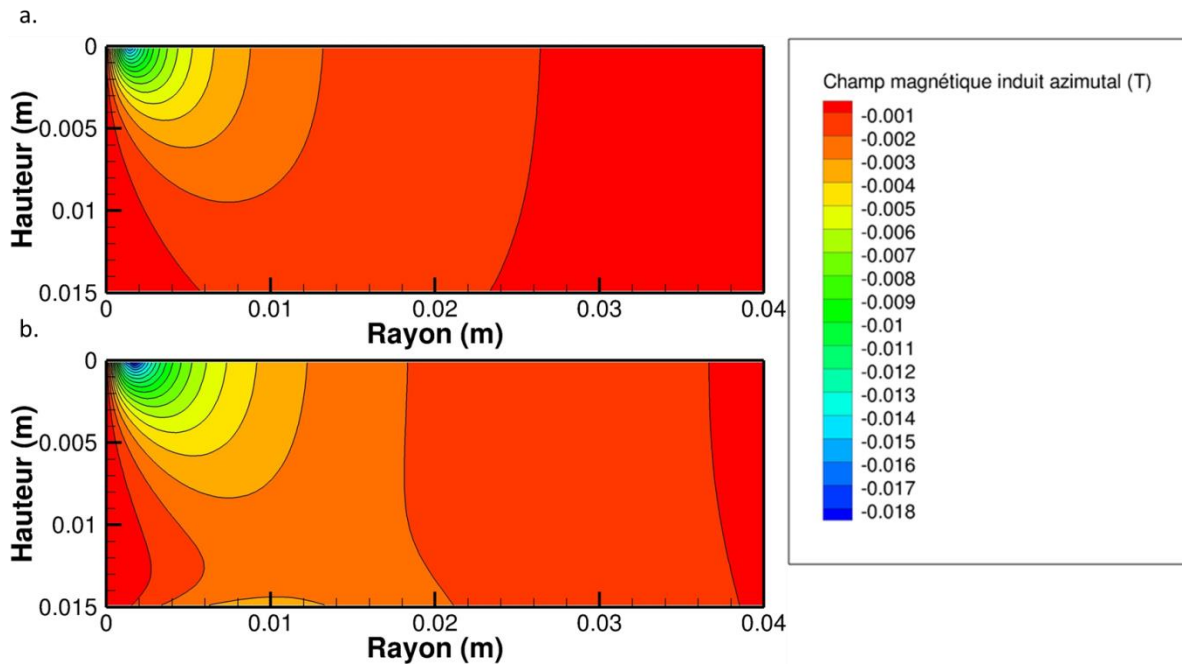


Figure A. 11 : Carte du champ magnétique induit azimuthal dans la région d'expansion selon le modèle de Chapelle (a) et le modèle modifié (b). Le domaine de calcul est représenté de façon partielle.

Le modèle modifié calcule une diminution plus lente du champ magnétique induit azimuthal dans la direction radiale par rapport au modèle de Chapelle. Le modèle modifié calcule de plus une réaugmentation de ce champ induit au niveau de la frontière anodique. Cet accroissement est provoqué par la prise en compte de la condition aux limites de Langlois sur le champ magnétique induit azimuthal au niveau de la frontière anodique.

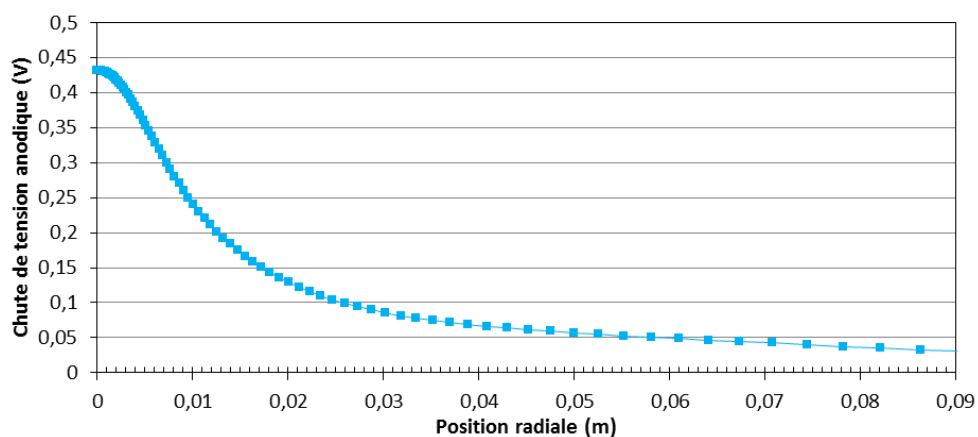


Figure A. 12 : Chute de potentiel anodique calculée dans le cas du modèle modifié.

La chute de potentiel anodique calculée par le modèle modifié est cohérente avec la carte de densité de courant axial. Tout comme cela a été montré dans le travail de Chapelle [7], la chute de potentiel anodique est faible.

A.4 Futur travail sur le modèle

Comme mentionné précédemment, l'hypothèse de proportionnalité des vitesses ionique et électronique n'a pas pu être levée et l'intégration du flux de chaleur électronique n'a pas pu être effectuée au cours de ce travail. Cela implique que le modèle modifié actuel n'intègre pas l'équation de Maxwell-Ampère, qui devrait être utilisée pour le calcul de la vitesse électronique, et ne prend pas en compte la densité d'énergie transportée par le flux de chaleur électronique, dont la contribution ne peut pas rigoureusement être négligée.

Les tentatives de prise en compte du flux de chaleur électronique entraînent la convergence du système d'équations vers des résultats non physiques, comme le montre la figure A.13, présentant le champ magnétique induit azimuthal. Cette simulation utilise un domaine de calcul réduit de seulement 3 cm de rayon (20 fois la taille du cluster) pour permettre la convergence du modèle.

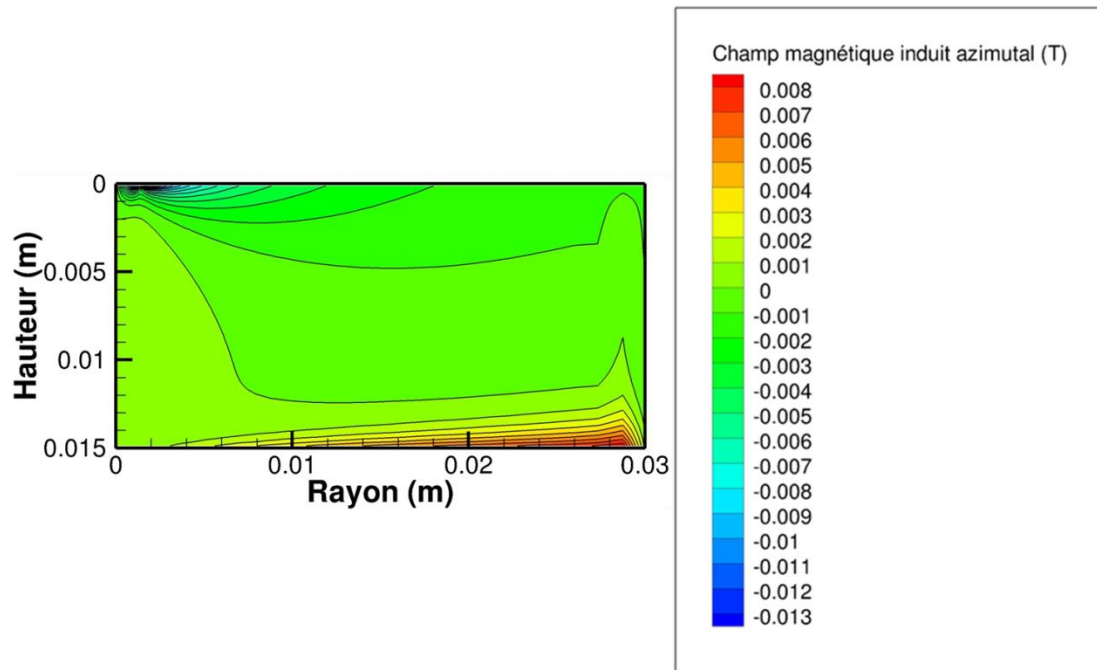


Figure A. 13 : Carte du champ magnétique induit azimuthal dans la région d'expansion calculé avec le modèle modifié en tenant compte du flux de chaleur électronique.

L'existence d'une importante région près de l'anode dans laquelle le champ magnétique induit azimuthal est positif est physiquement irréaliste. Ces résultats sont probablement liés à la non prise en compte de l'équation de Maxwell-Ampère dans la version actuelle du modèle.

Annexe B : Cohérence des mesures par photodiodes avec celles tirées des enregistrements vidéo

Cette annexe présente une comparaison des mesures de luminosité à partir des enregistrements vidéo et à l'aide des photodiodes au cours des séquences 2 à 4 de la refusion 2.

B.1 Comparaison de la luminosité de l'arc selon la méthode d'enregistrement durant la séquence 2

Les figures B.1 et B.2 présentent les signaux des photodiodes et des enregistrements vidéo pour la séquence 2 située au milieu du plateau de fusion. On observe que les tensions délivrées par les photodiodes sont relativement stables au cours des plateaux de brassage et qu'elles varient fortement pendant les rampes de brassage. Les variations de tension pendant les rampes de brassage prennent la forme de pics. Les pics sont organisés dans le sens antihoraire (de la photodiode D à la photodiode A) lors des rampes positives et dans le sens horaire (de la photodiode A à la photodiode D) durant des rampes négatives. Les enregistrements vidéo présentent une évolution de la luminosité dans les régions 4 à 6 extrêmement similaire à celle décrite dans la section III.4.1 dans le cas de la séquence 1. La région 2 ne présente pratiquement aucune évolution de la luminosité. Les régions 1 et 3 montrent une évolution de la luminosité qui rappelle celle des régions 4 et 6 de la séquence 1 de cette refusion, avec une zone à forte luminosité dont la position dépend de la polarité du plateau. La région où le plateau est localisé dépend de la polarité du champ magnétique. Au cours des plateaux positifs, il y a une zone à forte luminosité au niveau de la région 3 et lors des plateaux négatifs, la zone à forte luminosité est localisée au niveau de la région 1. Les pics de luminosité de l'arc observés dans les différentes régions d'intérêt pendant les rampes de brassage apparaissent selon un ordre précis. Durant des rampes positives, la luminosité de l'arc diminue dans la région 1, puis décrit des pics pratiquement simultanés dans les régions 4 à 6 pour enfin augmenter dans la région 3, décrivant ainsi un mouvement antihoraire. Pendant les rampes négatives, nous observons une évolution similaire de la luminosité mais dans le sens contraire, c'est-à-dire un mouvement horaire. L'absence de variation de la luminosité dans la région 2 suggère l'absence de passage de l'arc au niveau de cette région, ce qui est cohérent avec les enregistrements par photodiodes décrits plus haut. Nous constatons donc encore une fois une bonne cohérence entre les résultats extraits des enregistrements vidéo et ceux issus des enregistrements par photodiode.

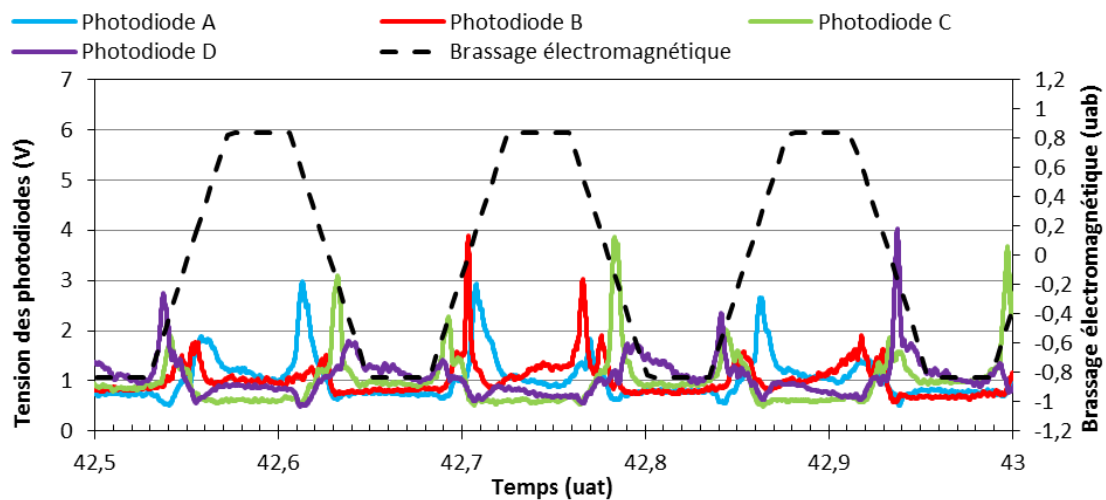


Figure B. 1 : Evolution de la tension délivrée par les photodiodes durant la séquence 2 de la refusion 2.

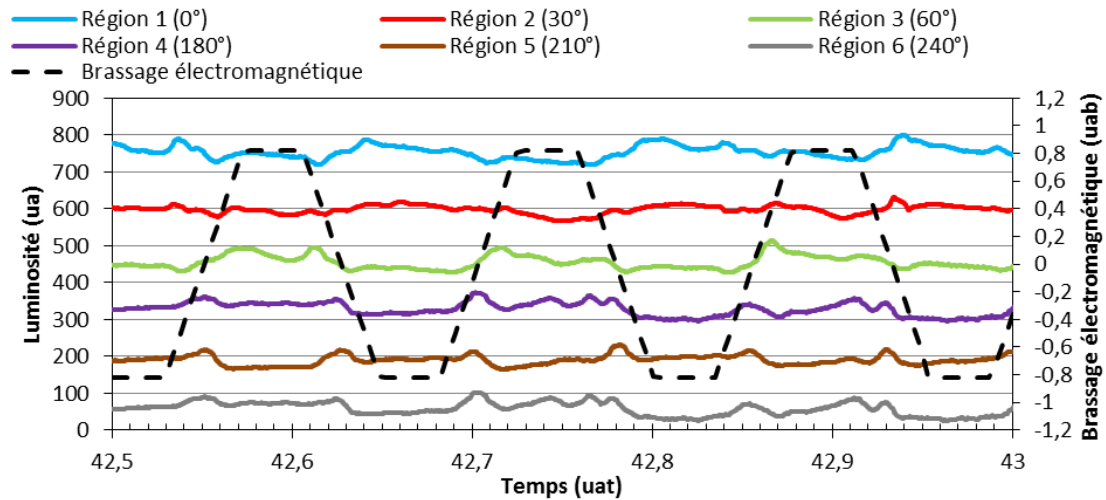


Figure B. 2 : Evolution de la luminosité de l'arc extraite des enregistrements vidéo durant la séquence 2 de la refusion 2.

B.2 Comparaison de la luminosité de l'arc selon la méthode d'enregistrement durant la séquence 3

Une comparaison similaire des signaux des photodiodes et des enregistrements vidéo durant la séquence 3, située à la fin du plateau de fusion, est présentée sur les figures B.3 et B.4. L'évolution des tensions délivrées par les photodiodes est extrêmement similaire à celle ayant lieu durant la séquence précédente, en dehors de la très faible variation de la luminosité détectée par la photodiode A. Les pics de luminosité apparaissent dans le sens antihoraire (de la photodiode D vers la photodiode B) dans le cas des rampes positives et dans le sens horaire (de la photodiode B vers la photodiode D) dans le cas des rampes négatives. En ce qui concerne les enregistrements vidéo, comme pour la séquence 2, on retrouve une faible évolution de la luminosité durant les plateaux de brassage et la présence de faibles pics de luminosité durant les rampes de brassage. La différence d'intensité lumineuse dans les régions 4 et 5 lors des plateaux de brassage selon la polarité du brassage est cohérente avec l'évolution de la tension délivrée par la photodiode B. Enfin, l'ordre d'apparition des pics de luminosité observés durant cette séquence est en adéquation avec les enregistrements des photodiodes. Pendant les rampes positives, un pic de luminosité est observé en région 2 puis il se déplace dans le sens antihoraire vers la région 4 en passant par les régions 1, 6 et 5. Dans le cas des rampes négatives, les pics de luminosité se déplacent dans le sens horaire de la région 4 vers la région 2 en passant par les régions 5, 6 et 1. Les deux enregistrements fournis par les caméras vidéo et les photodiodes sont donc bien cohérents.

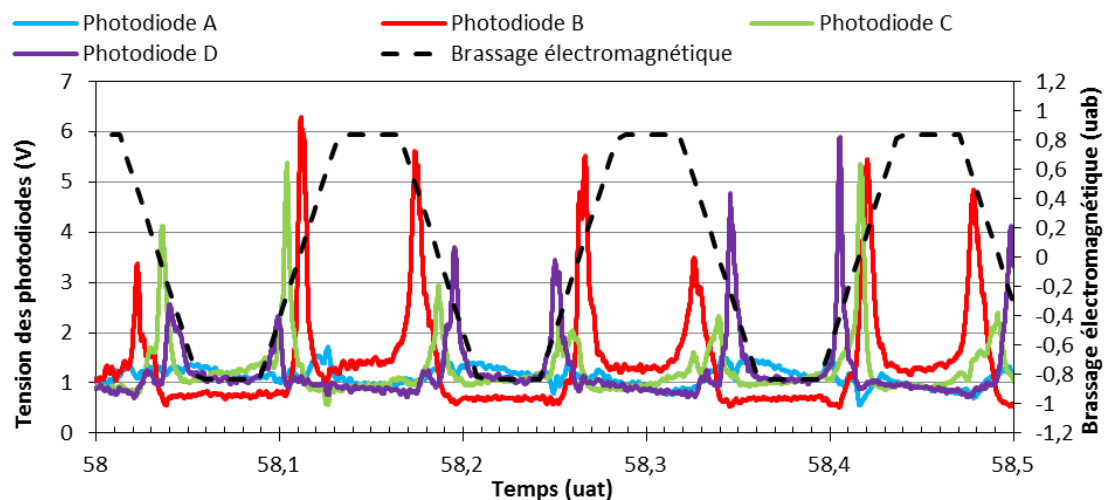


Figure B. 3 : Evolution de la tension délivrée par les photodiodes durant la séquence 3 de la refusion 2.

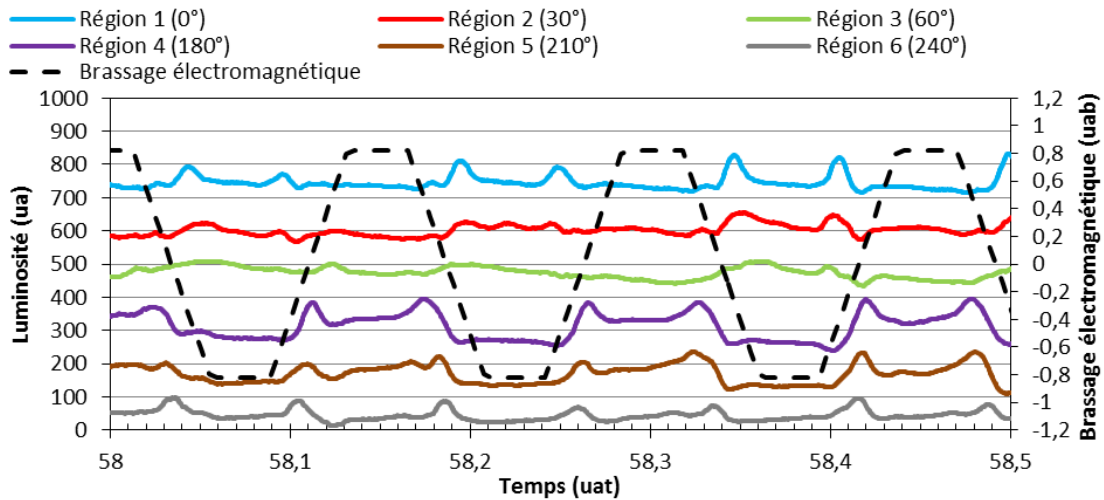


Figure B. 4 : Evolution de la luminosité de l'arc extraite des enregistrements vidéo durant la séquence 3 de la refusion 2.

B.3 Comparaison de la luminosité de l'arc selon la méthode d'enregistrement durant la séquence 4

Une comparaison similaire des signaux des photodiodes et des enregistrements vidéo durant la séquence 4, située à la fin de la phase 1 du hot-topping, est présentée sur les figures B.5 et B.6. Les enregistrements des photodiodes montrent une luminosité plus faible que dans les sections précédentes et dont les variations ne semblent dépendre que faiblement du brassage électromagnétique. De plus, un fort bruit est présent sur les enregistrements. Toutefois l'intensité de la variation de la tension délivrée par les photodiodes semble plus importante durant les rampes de brassage. Enfin, on retrouve la présence de plateaux de tension sur le signal de la photodiode B dépendant de la polarité du brassage tel que cela a été décrit précédemment, même si l'amplitude de la variation est moins importante. Les enregistrements vidéo témoignent eux aussi de la présence d'un bruit plus marqué que dans les autres séquences analysées. De plus, de manière cohérente avec l'évolution du signal de la photodiode B, l'intensité lumineuse dans la région 4 présente aussi une évolution en plateau. Ce phénomène est beaucoup moins marqué dans les autres régions. Enfin, malgré le bruit présent, la plus forte variation de la luminosité de l'arc a lieu lors des rampes de brassage. On retrouve donc encore une fois une évolution de la luminosité de l'arc cohérente entre les deux méthodes d'analyse.

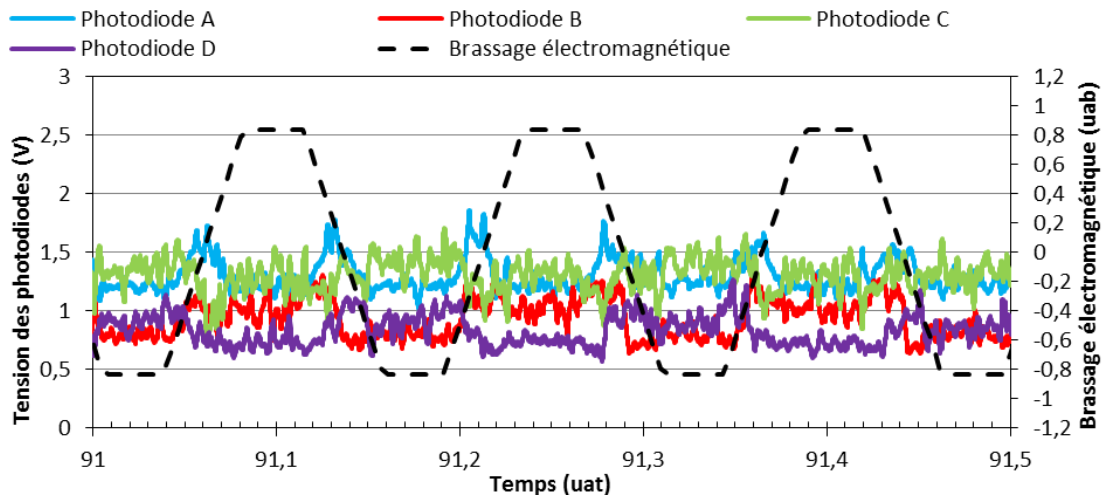


Figure B. 5 : Evolution de la tension délivrée par les photodiodes durant la séquence 4 de la refusion 2.

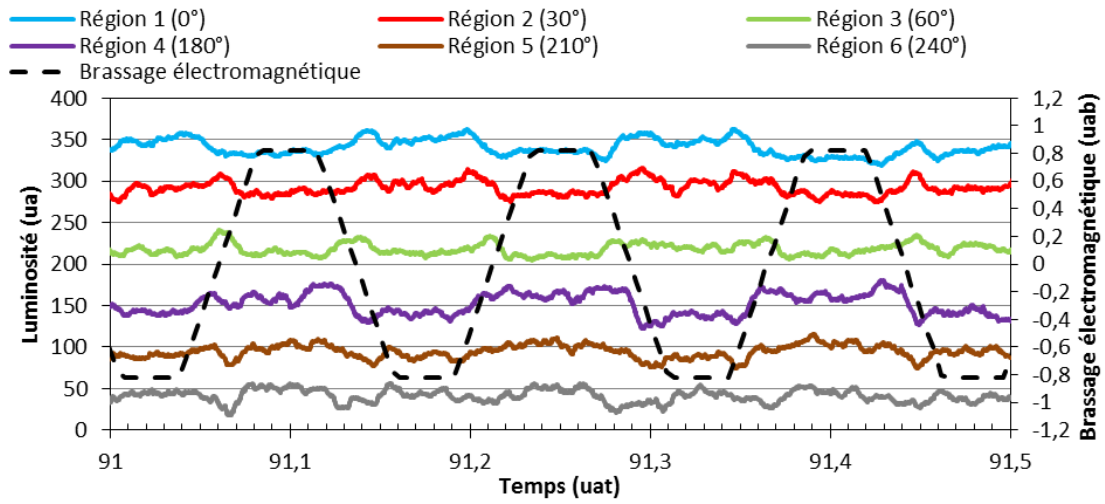


Figure B. 6 : Evolution de la luminosité de l'arc extraite des enregistrements vidéo durant la séquence 4 de la refusion 2.

Annexe C : Corrélation entre la tension d'arc et l'intensité du champ magnétique de brassage

C.1 Introduction

Nous nous intéressons dans cette annexe aux variations de la tension d'arc durant les huit refusions ayant servi de base à l'étude de la dynamique de l'arc dans cette thèse et dont les paramètres sont exposés dans le chapitre 2. Le tableau C.1 décrit la moyenne et l'écart type de la tension et du courant d'arc au cours du palier de fusion et du hot-topping (lorsqu'il existe) de chaque refusion (sauf pour la refusion 7, voir tableau C.2).

		Refusion	1	2	3	4	5	6	7
Palier de fusion	Tension	Moyenne (uav)	0,993	0,993	0,991	0,990	0,991	1,006	cf. tableau C.2
		Ecart type (%)	5,555	5,205	4,681	5,531	1,431	1,518	
	Courant	Moyenne (uac)	0,999	0,998	0,998	0,999	0,997	0,999	
		Ecart type (%)	0,243	0,519	0,640	0,574	0,735	0,590	
Phase 3 du hot-topping	Tension	Moyenne (uav)	0,727	0,728	0,736	0,725	0,671	cf. tableau C.2	
		Ecart type (%)	1,418	1,088	1,153	1,542	0,220		
	Courant	Moyenne (uac)	0,217	0,205	0,204	0,205	0,121		
		Ecart type (%)	0,574	0,384	0,389	0,384	0,508		

Tableau C. 1 : Moyenne et écart type de la tension et du courant d'arc au cours du palier de fusion et du hot-topping des différentes refusions étudiées.

Section		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Tension	Moyenne (uav)	0,950	0,973	0,940	0,896	0,975	0,992	0,988	0,886	0,842	0,680
	Ecart type (%)	7,271	2,712	2,257	5,125	6,631	3,602	10,80	2,955	4,634	0,366
Courant	Moyenne (uac)	0,901	0,914	0,914	0,915	0,914	0,914	0,914	0,914	0,491	0,121
	Ecart type (%)	3,691	0,692	0,930	1,741	1,382	0,458	1,190	2,189	15,75	0,473

Tableau C. 2 : Moyenne et écart type de la tension et du courant d'arc au cours des différentes sections de la refusion 7.

Le courant d'arc se caractérise par une relative stabilité (hors refusion 7), avec un écart type inférieur au pourcent à la fois au cours du palier de fusion et au cours du hot-topping. On observe cependant une variabilité beaucoup plus importante de la tension d'arc. Les écarts types de la tension sont supérieurs au pourcent et sont sensiblement plus élevés lors des refusions 1, 2, 3 et 4, que lors des refusions 5 et 6. On remarque également que les écarts types de tension sont plus élevés durant le palier de fusion que pendant le hot-topping.

La refusion 7 se distingue par des écarts types plus importants à la fois pour le courant et pour la tension d'arc (cf. par exemple la section 9 qui a lieu lors de la phase 1 du hot-topping). Notons que lors des sections 4 et 8, la tentative de mesure de la distance interélectrode est probablement à l'origine de la variation notable du courant et de la tension d'arc.

Dans la suite de cette annexe, nous nous intéressons aux variations rapides de la tension d'arc. Les figures C.1 et C.2 présentent les différents comportements de la tension d'arc que nous avons identifiés au cours des paliers de fusion et des hot-toppings. On peut distinguer trois cas de figure. Dans les deux premiers, la tension d'arc décrit un pattern régulier. Un premier pattern s'observe au cours du palier de fusion et se caractérise par des pics de tension qui semblent périodiques. Un second pattern se remarque lui au cours de la phase 3 du hot-topping (tel que défini dans la section C.3) et se particularise par des chutes brèves de tension, qui elles aussi semblent périodiques. Enfin, le troisième type d'évolution de la tension d'arc ne donne pas lieu à un pattern d'évolution caractéristique. Il se remarque aussi bien au cours du palier de fusion que du hot-topping et se distingue par une tension

relativement stable. Dans la suite de cette annexe, nous décrivons plus en détail les deux patterns réguliers de la tension d'arc puis nous proposerons une explication sur leur origine physique.

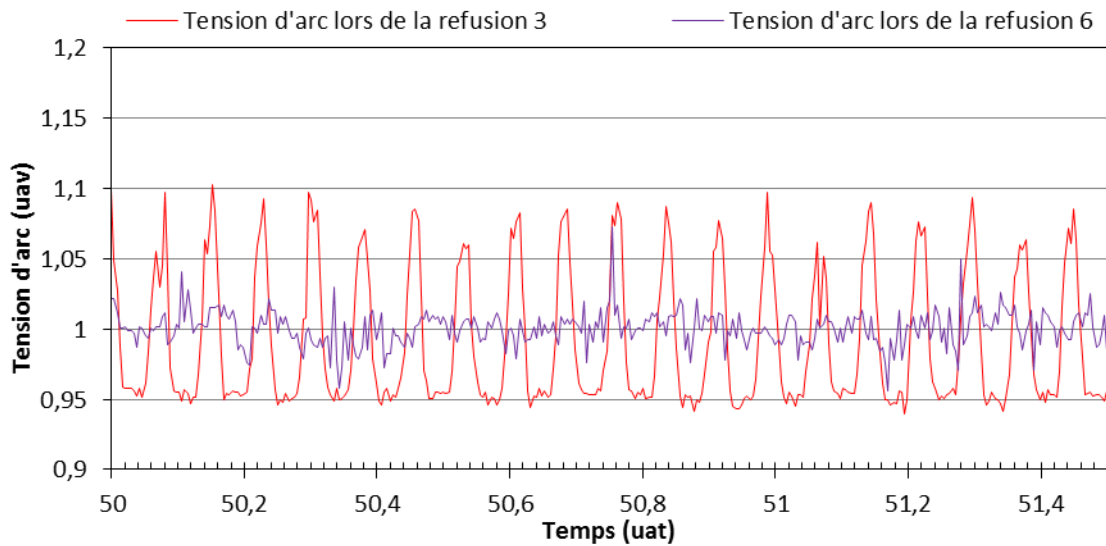


Figure C. 1 : Evolution de la tension d'arc au cours du palier de fusion des refusions 3 et 6.

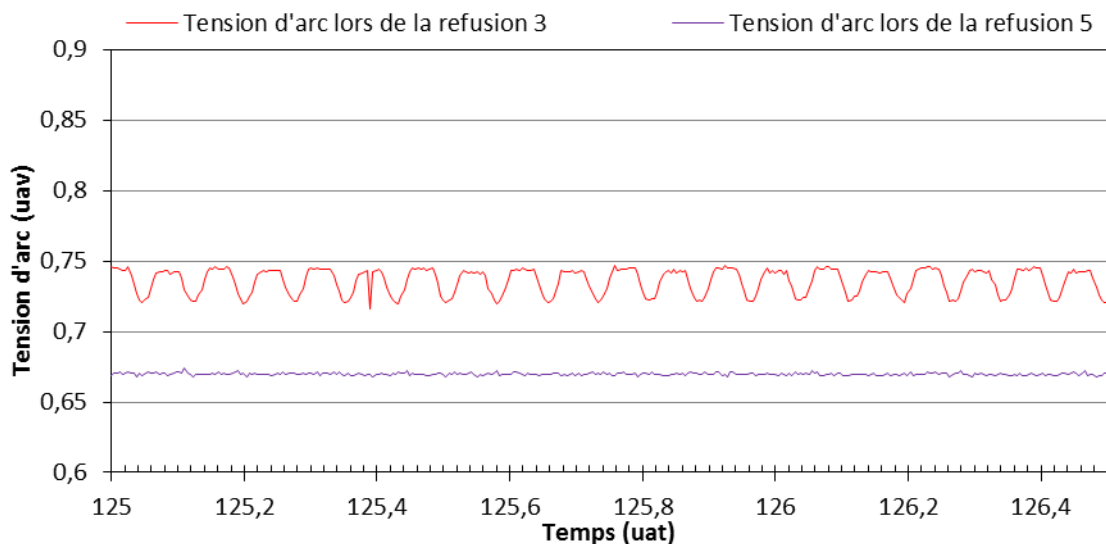


Figure C. 2 : Evolution de la tension d'arc au cours de la phase 3 du hot-topping des refusions 3 et 5.

C.2 Pattern 1 : pic de tension

Le pattern 1 n'apparaît que durant certaines refusions. Ces refusions se caractérisent par un brassage alterné de forte intensité (refusions 1 à 4 et sections 1 et 6 de la refusion 7) ou d'intensité intermédiaire (sections 2 et 5 de la refusion 7). Comme illustré sur la figure C.3, le pattern 1 survient au cours des rampes de brassage et le maximum de tension survient lorsque l'intensité du champ magnétique s'annule.

Lors des refusions 1 à 3, le pattern 1 apparaît dès l'initiation de l'arc lorsque la fusion de l'électrode n'a pas encore commencé. Le pattern 1 ne survient durant de la refusion 4 qu'à partir de l'application d'un brassage alterné (au début de la fusion de l'électrode juste avant le palier de fusion). Le pattern 1 continue sans interruption jusqu'au palier de fusion dans le cas des refusions 1, 3 et 4 mais s'interrompt durant la refusion 2 lors de la transition entre les conditions de fusion initiales et celles utilisées au cours du palier de fusion. La figure C.4 illustre cette interruption du pattern 1 pendant la

refusion 2. On notera que cette interruption intervient au début de la fusion de l'électrode consommable. Il peut enfin être observé un bruit plus important dans l'évolution de la tension d'arc lors des sections à brassage d'intensité intermédiaire de la refusion 7. Dans les refusions 1 à 4, le pattern 1 disparaît progressivement durant le hot-topping. L'intensité des pics de tension diminue dès la baisse du courant d'arc et le pattern disparaît à la fin de la première phase du hot-topping.

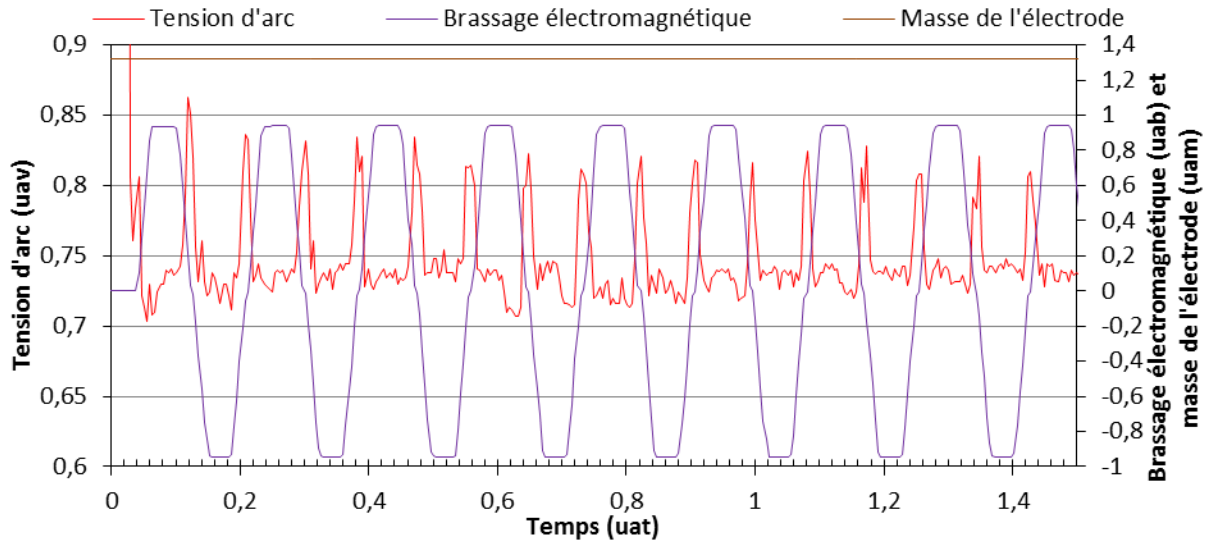


Figure C. 3 : Apparition du pattern 1 au début de la refusion 1.

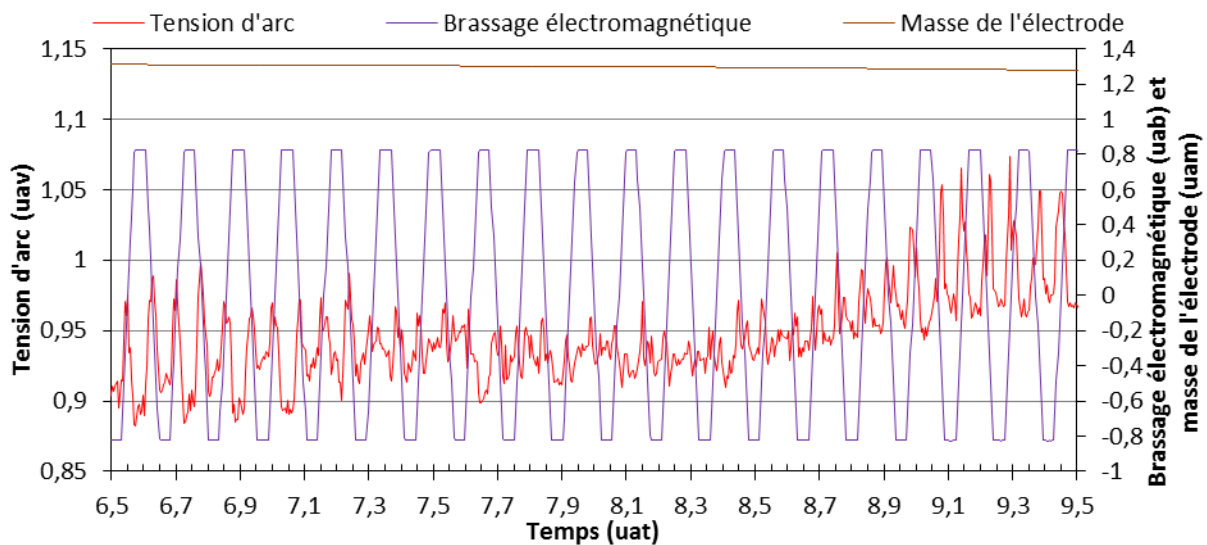


Figure C. 4 : Interruption du pattern 1 durant la refusion 2.

Ayant caractérisé les conditions d'existence du pattern 1, nous allons à présent étudier plus en détail les caractéristiques des pics de tension. Nous nous intéresserons à leur amplitude par rapport à la valeur de la tension au cours des plateaux de brassage et à leur durée. Ces propriétés sont présentées dans le tableau C.3 lors du palier de fusion et du palier débutant la refusion (intitulé « palier initial »).

On observe tout d'abord que la durée des pics de tension est très proche de celle de la phase d'inversion de la polarité du brassage lors du palier de fusion. Au cours des paliers de fusion initiaux, la durée des pics de tension est de l'ordre de la moitié de celle de la phase d'inversion de la polarité du brassage. On observe de plus que leur amplitude tend à augmenter à peu près linéairement avec l'intensité maximale du brassage électromagnétique.

	Refusion	1	2	3	4	7 Section 1	7 Section 2	7 Section 5	7 Section 6
	Maximum d'intensité de brassage (uab)	0,994	0,825	0,825	1,000	0,824	0,407	0,407	0,824
	Durée d'inversion du brassage (uat)	0,049	0,042	0,042	0,161	0,081	0,042	0,042	0,081
Palier de fusion	Amplitude moyenne des pics de tension (%)	16,7	14,7	12,6	16,1	14,7	4,7	6,4	20,8
	Durée moyenne des pics de tensions (uat)	0,058	0,043	0,042	0,158	0,083	0,034	0,042	0,053
Palier initial	Amplitude moyenne des pics de tension (%)	8,6	8,3	7,4					
	Durée moyenne des pics de tensions (uat)	0,025	0,024	0,026					

Tableau C. 3 : Caractéristiques moyennes des pics de tension observés durant les différentes refusions.

C.3 Pattern 2 : chute de tension

Le pattern 2, illustré sur la figure C.5, est observé en présence d'un brassage alterné de forte intensité (refusions 1 à 4) durant les rampes de brassage. Le minimum de tension a lieu lorsque l'intensité du champ magnétique s'annule. Le pattern 2 apparaît au début de la phase 3 du hot-topping et se poursuit jusqu'à la coupure de l'arc.

Le tableau C.4 présente pour les refusions 1 à 4 l'amplitude et la durée moyennes des chutes de tension. On observe que l'amplitude des chutes de tension est bien plus faible (quelques pourcents) que celle des pics de tension lors du pattern 1 (une dizaine de pourcents). En revanche, la durée de la chute de tension reste, comme pour le pattern 1 lors du palier de fusion, comparable à celle des rampes de brassage.

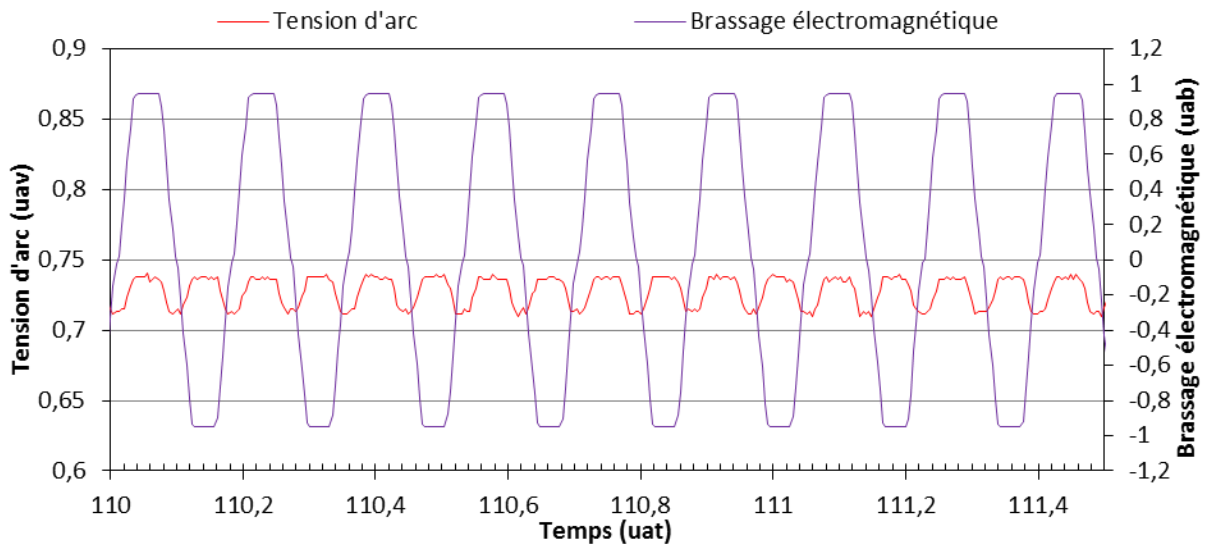


Figure C. 5 : Pattern 2 durant le hot-topping de la refusion 1.

Refusion	1	2	3	4
Maximum d'intensité de brassage (uab)	0,944	0,825	0,825	1,000
Durée d'inversion du brassage (uat)	0,049	0,042	0,042	0,161
Amplitude moyenne des chutes de tension (%)	3,4	2,7	3,1	3,7
Durée moyenne des chutes de tension (uat)	0,049	0,045	0,043	0,160

Tableau C. 4 : Caractéristiques moyennes des chutes de tension associées au pattern 2.

C.4 Possible origine physique des patterns observés

Les patterns d'évolution de la tension 1 et 2 ont été observés tous les deux pendant les rampes de brassage. Deux phénomènes peuvent être avancés pour expliquer ces patterns. Un premier phénomène pouvant être à l'origine de variations rapides de la tension d'arc est une modification de la distance interélectrode associée aux fluctuations de la forme géométrique de la surface libre du bain métallique causées par les inversions de polarité du brassage. Le second phénomène est une évolution de la distribution de l'arc à la surface de l'électrode. Deux points nous ont fait privilégier la seconde explication. Comme observé sur les précédentes figures, les pics et les chutes de tension sont synchronisés avec l'instant où l'intensité du champ magnétique s'annule et sont symétriques par rapport à cet instant. La simultanéité des deux événements est compatible avec l'échelle temporelle d'évolution de la distribution de l'arc face à une variation du champ magnétique. En revanche, dans le cas où la variation de la tension serait liée à la déformation de la surface du bain, la simultanéité des deux événements est peu probable. En effet, du fait de l'inertie du métal liquide, on s'attend à ce que les variations de la forme de la surface du bain ne soient pas symétriques par rapport à l'instant précis du changement de signe du champ magnétique. De plus, le pattern 1 est observé dès l'application d'un champ magnétique alterné, ce qui précède dans les refusions 1 à 3 la fusion de l'électrode et donc la formation d'un bain liquide (cf. figure A.3). Ainsi, l'origine la plus vraisemblable des patterns 1 et 2 est une variation de la distribution de l'arc électrique, provoquée par l'inversion de polarité du brassage.

Pour tenter de mieux comprendre comment l'inversion de polarité agit sur la distribution de l'arc et impacte au final la tension d'arc, il est intéressant de se référer à des résultats de la littérature relatifs aux arcs utilisés dans les disjoncteurs sous vide en présence d'un champ magnétique axial (AMF). Un résultat bien établi dans la littérature pour cette application est que la tension d'arc évolue en fonction de l'intensité de l'AMF imposé en suivant une courbe en forme de "U" qui dépend du courant d'arc, comme le montre la figure C.6. L'augmentation de la tension d'arc lors de la baisse de l'AMF est généralement associée à un moins bon confinement de l'arc sous la cathode, lié à l'établissement de spots cathodiques sur la paroi latérale de celle-ci. L'accroissement de la tension d'arc lors de la hausse de l'AMF est associé à une plus forte constriction des jets de plasma émis par chaque spot cathodique [27].

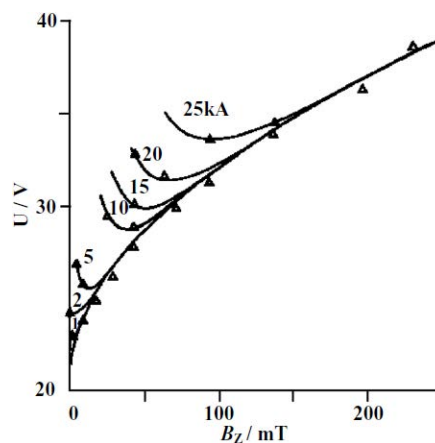


Figure C. 6 : Dépendance typique dans un disjoncteur sous vide entre la tension d'arc et le champ magnétique appliqué (électrodes en cuivre de 60 mm de diamètre, distance interélectrode de 10 mm) [27].

Sous réserve que malgré la différence importante des paramètres opératoires de l'arc utilisés dans le procédé VAR avec ceux utilisés dans les disjoncteurs sous vide, la tension d'arc dans le procédé VAR suit une évolution similaire en fonction de l'intensité du champ magnétique que celle de la figure C.6, il est possible d'interpréter les patterns 1 et 2 de la manière suivante (cf. figure C.7). Quand le courant est élevé (courbe 1), c'est-à-dire pendant le palier de fusion, la diminution puis l'augmentation de l'intensité du champ magnétique pendant l'inversion de la polarité du brassage pourraient expliquer

le pic de tension observé lors du pattern 1. Lorsque le courant est plus faible (courbe 2), c'est-à-dire lors de la troisième phase du hot-topping, la diminution puis l'augmentation de l'intensité du champ magnétique pendant l'inversion de la polarité du brassage pourrait expliquer la chute de tension observée lors du pattern 2.

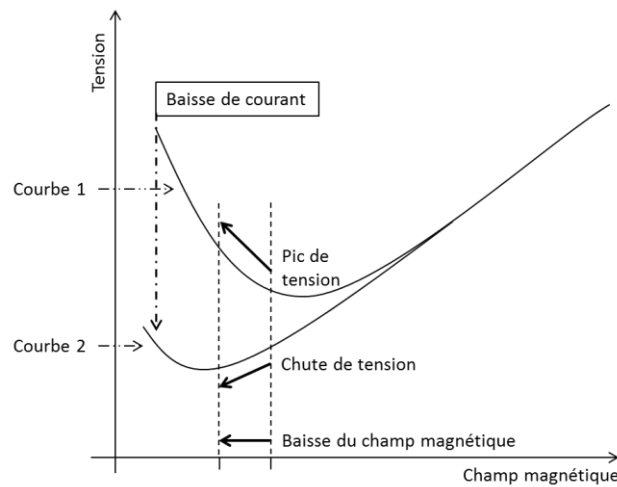


Figure C. 7 : Proposition d'interprétation de l'influence sur la tension d'arc dans la refusion VAR des variations de l'intensité du champ magnétique appliqué.

La figure C.7 pourrait aussi permettre d'expliquer pourquoi la durée et l'amplitude des pics de tension lors des paliers initiaux sont plus faibles que celles observées lors des paliers de fusion. Les paliers initiaux étant à courant d'arc plus faible que les paliers de fusion, cela provoque un décalage du minimum de tension vers une intensité du champ magnétique inférieure. Ainsi, l'intensité du courant d'arc lors des paliers initiaux pourrait être telle qu'une faible modification du champ magnétique appliqué par rapport à celui imposé lors des plateaux de brassage n'aurait pas d'impact notable sur la tension d'arc mesurée. Par conséquent, l'évolution de la tension en réaction à la modification du champ magnétique commencerait plus tard (et symétriquement finirait plus tôt) durant la rampe par rapport à ce qui se passerait à intensité de courant plus importante, comme cela est le cas lors des paliers de fusion.

Deux points restent pour autant à ce stade sans explications satisfaisantes. Ils concernent tous deux l'observation et la non observation du pattern 1 durant une même refusion avec des conditions de courant et de tension identiques. Le premier point est la disparition du pattern 1 lors de la transition entre le palier initial et le palier de fusion dans la refusion 2, alors que cette interruption n'est pas observée au début du hot-topping dans des conditions de courant et de tension d'arc similaires. Le deuxième point est la situation inverse avec la disparition du pattern 1 en fin de hot-topping dans les refusions 1 à 4 alors que celle-ci n'est pas observée durant la transition entre le palier initial et le palier de fusion dans ces mêmes refusions aux conditions de courant et de tension similaires. L'interruption du pattern 1 au début de la refusion 2 a lieu au début de la fusion de l'électrode. Il est donc possible que le changement d'état de la surface de l'électrode modifie la distribution des spots cathodiques et perturbe temporairement l'établissement du pattern 1.

Annexe D : Modélisation des patterns de mouvement du centre de gravité lumineux de l'arc

Comme expliqué dans le chapitre V, la modélisation des patterns décrits par l'arc électrique comme combinaison de différents « arcs élémentaires » nécessite de définir :

- la trajectoire de ces « arcs » ;
- les intensités du courant porté par chacun de ces « arcs » ;
- le focus de ces « arcs » ;
- les distributions de densité de courant et de puissance portées par chacun de ces « arcs » (uniforme, gaussienne, ...).

Nous avons choisi d'effectuer plusieurs hypothèses dans notre modélisation. Tout d'abord, trois arcs élémentaires ont été utilisés pour modéliser l'arc électrique :

- La composante axisymétrique de l'arc est modélisée par l'arc U.
- La composante asymétrique de l'arc est modélisée par les arcs T et R ayant respectivement une dynamique translationnelle linéaire et une dynamique circulaire. Chacun de ces deux arcs a une évolution périodique correspondant à la séquence de brassage.

Ensuite, la composante axisymétrique de l'arc électrique a été considérée comme ne variant pas temporellement. Cela conduit à définir une intensité de courant de l'arc U n'évoluant pas au cours du temps. Ce choix, contraire à ce qui a été observé par Nair et al. [46], a été fait pour limiter le nombre de variables dont la définition ne pouvait s'appuyer sur des données précises et concordantes de la littérature ou de nos observations. Pour continuer, il a été choisi de définir le focus des différents arcs comme ne variant pas temporellement, et ce pour les mêmes raisons que précédemment évoquées. Enfin, en raison des possibilités offertes par le logiciel RAVEL, les densités de courant et de puissance de chacun des arcs ont été définies comme constantes à l'intérieur de leurs focus respectifs et nulles à l'extérieur. De plus, nous avons choisi d'avoir une évolution en miroir des différents arcs d'une demi-période de brassage par rapport à la précédente.

Cette annexe présente la méthode de construction des arcs T et R utilisés dans notre simulation et la méthode de définition de l'intensité de courant normalisé des trois arcs U, T et R.

D.1 Constructions des arcs T et R

D.1.1 Arc T

La définition de l'arc T a été basée sur l'évolution de la position du barycentre lumineux de l'arc mesurée lors de la refusion 2 de 9,780 uat à 9,933 uat, lorsque l'arc décrivait le pattern A/ α 1. Cependant, nos analyses quantitatives ayant été effectuées par mesures optiques, nous ne disposons pas de l'évolution de la position de la composante asymétrique de l'arc comme cela aurait été le cas avec des mesures magnétiques. Ainsi, la construction de l'arc T s'est divisée en deux parties. La première a consisté à modéliser le pattern A/ α 1 durant la séquence de référence et la seconde à définir la trajectoire de l'arc T à partir de cette modélisation.

D.1.1.1 Modélisation de la trajectoire du barycentre lumineux de l'arc lors du pattern

A/ α 1

Notre but étant la construction d'un arc T ayant un mouvement translationnel purement linéaire, nous avons ignoré, dans notre modélisation du mouvement du barycentre lumineux de l'arc lors du pattern A/ α 1 :

- la déviation du barycentre par rapport à l'axe principal de son mouvement ;
- le mouvement du barycentre durant la rampe de brassage au-delà de la position de stabilité moyenne qu'il adopte durant les plateaux de brassage.

La séquence de référence choisie pour la modélisation du pattern A/ α 1 (de 9,780 uat à 9,933 uat) correspond à une période où le décentrement moyen de l'arc lors des plateaux de brassage avait une valeur intermédiaire par rapport à ce qui a été mesuré lors de ce pattern. C'est la position du barycentre lors des plateaux de brassage qui a tout d'abord été modélisée, en calculant la position moyenne du barycentre au cours de chacun des plateaux de brassage. Le mouvement du barycentre lors des rampes a été modélisé dans un second temps en se basant sur le mouvement de la première rampe de l'intervalle considéré. Ensuite, un mouvement miroir a été reproduit lors de la seconde rampe de brassage. Enfin, la position du barycentre modélisé a été décalée spatialement pour créer une position symétrique de ce dernier au cours des plateaux de brassage. Le mouvement du barycentre a de plus été décalé temporellement pour limiter le délai créé au cours de la seconde rampe entre le mouvement modélisé et le mouvement réel. La figure D.1 permet de comparer l'évolution de la position du barycentre modélisé (en vert) avec le mouvement du barycentre de l'arc déterminé expérimentalement (en bleu). La figure D.2 présente l'évolution de la position radiale du barycentre au cours de plusieurs intervalles de temps pendant lesquels le pattern A/ α 1 a été observé (en bleu) et l'évolution de la position radiale du barycentre modélisé (en vert). Il est observé qu'étant donnée, les approximations effectuées, l'évolution de la position du barycentre modélisé est cohérente avec celle mesurée expérimentalement.

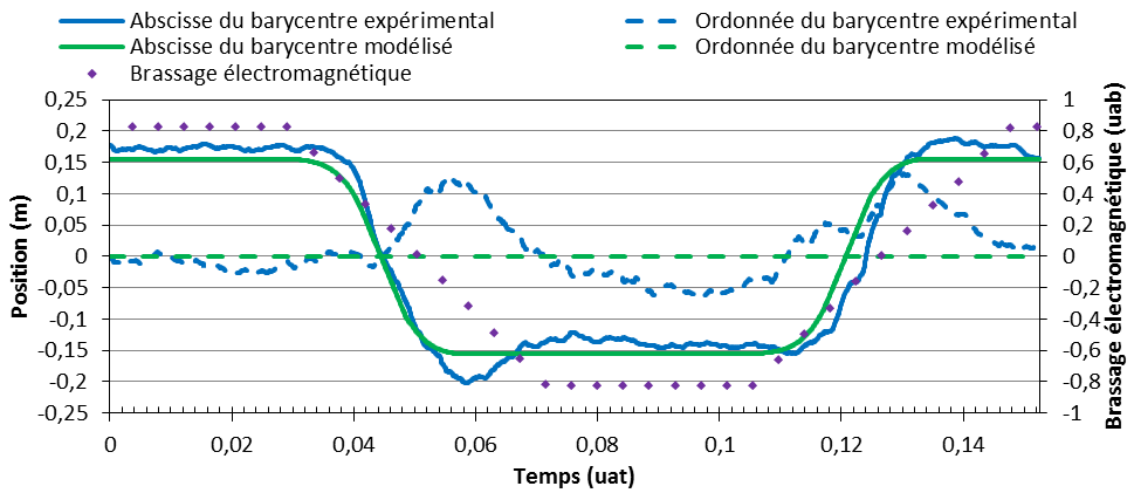


Figure D. 1 : Comparaison durant une période de brassage des évolutions de la position du barycentre mesuré expérimentalement lors de la séquence de référence du pattern A/ α 1 et celle du barycentre modélisé.

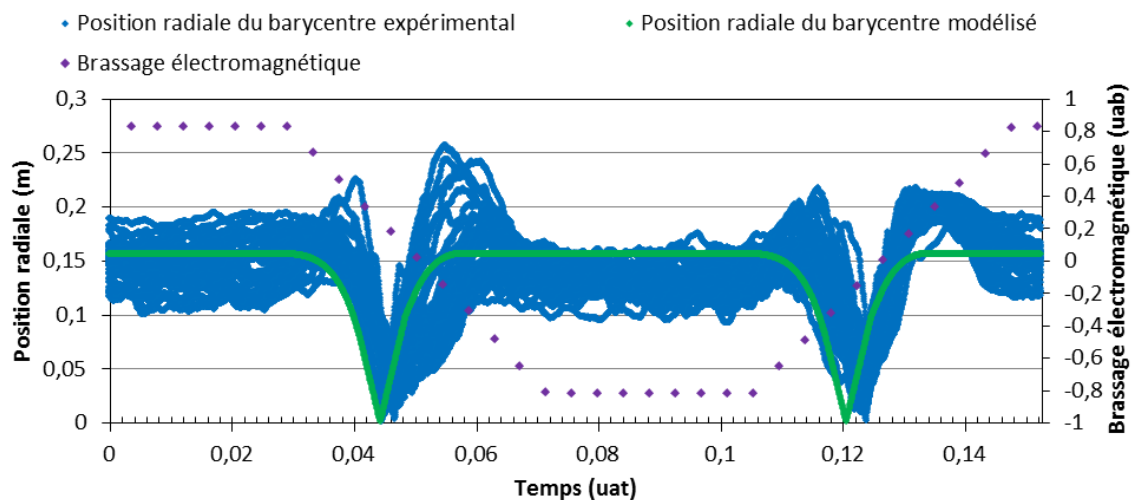


Figure D. 2 : Comparaison de l'évolution de la position du barycentre modélisé avec celle du barycentre mesuré expérimentalement lors de plusieurs périodes de brassage.

D.1.1.2 Construction de l'arc T

Une fois l'évolution de la position du barycentre lumineux lors du pattern A/ α 1 modélisée, il devient possible de construire l'évolution de la position du centre de gravité de l'arc T, en considérant le pattern A/ α 1 comme la combinaison d'un arc U et d'un arc T, avec une simple formule de barycentre (cf. équation D.1). Il est possible de déduire de cette équation la position x_T de l'arc T (cf. équation D.2), avec x_G , x_U et x_T les abscisses respectivement de l'arc global, de l'arc U et de l'arc T, ces deux derniers portant une intensité du courant normalisée I_U et I_T .

$$x_G = \frac{\sum I_i x_i}{\sum I_i} = \frac{I_U x_U + I_T x_T}{I_U + I_T} \quad \text{D.1}$$

$$x_T = \frac{(I_U + I_T)x_G - I_U x_U}{I_T} \quad \text{D.2}$$

Sachant que $I_U + I_T = 1$, et que $x_U = 0$ de par le positionnement de l'arc U, il est possible de simplifier l'équation D.2 :

$$x_T = \frac{x_G}{1 - I_U} \quad \text{D.3}$$

Il est facilement compréhensible que la position de l'arc T va ainsi dépendre de deux paramètres : le décentrement du barycentre de l'arc global, qui a été mesuré avec les analyses par photodiodes et l'intensité du courant normalisée de l'arc U. La figure D.3 présente plusieurs possibilités de définition de l'arc T, à décentrement constant du barycentre de l'arc global, en faisant varier la proportion du courant total portée par l'arc U.

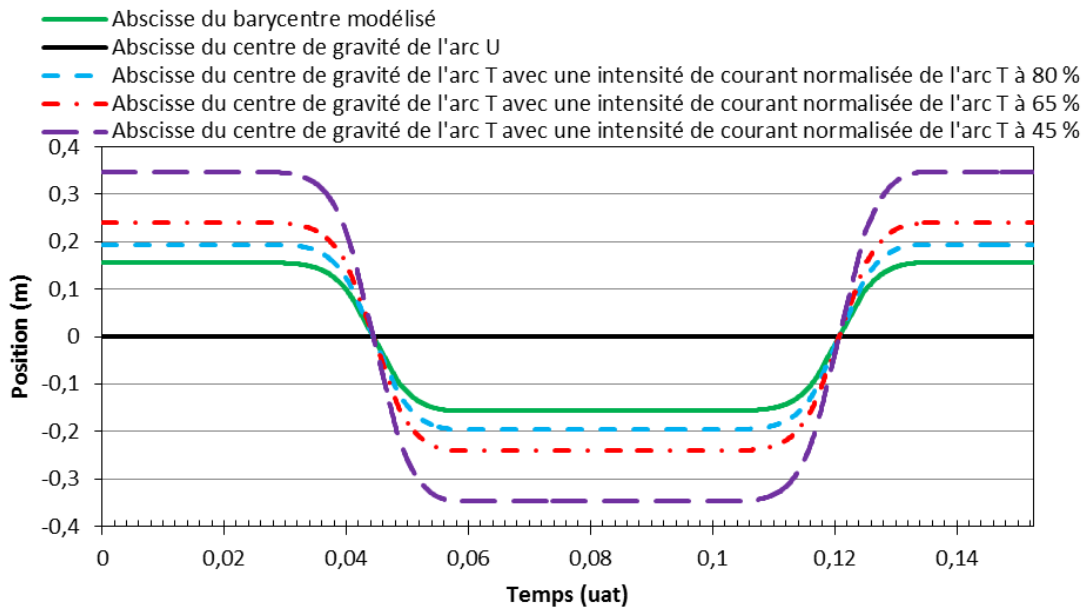


Figure D. 3 : Evolution durant une période de brassage des positions du barycentre modélisant le pattern A/ α 1, du centre de gravité de l'arc U et du centre de gravité de l'arc T pour différentes intensités du courant normalisées de l'arc T.

L'intensité I_U n'est pas connue. Jardy et al. [23] présentent une modélisation de la refusion de l'électrode qui leurs permet de déterminer qu'une grande majorité du courant total devrait être portée par l'arc U. Cependant, dans le cas de notre modélisation, l'utilisation d'une valeur équivalente, avec I_U supérieure à 90%, n'a pas été possible. En effet, en employant le décentrement moyen du barycentre au cours des plateaux de brassage lors du pattern A/ α 1, et sachant que la position du centre de gravité de l'arc T ne peut pas être au-delà du rayon de l'électrode, il est possible de calculer la proportion

maximale possible du courant total portée par l'arc U. Dans le cas de la refusion 2, le rayon de l'électrode était de 0,381 m. Ainsi, le tableau D.1 présente le décentrement du barycentre et l'intensité du courant normalisée maximale de l'arc U, si le centre de gravité de l'arc T était positionné au bord de l'électrode, au début et à la fin de la période où le pattern A/ α 1 est présent.

Moment de la refusion	Décentrement moyen du barycentre lors des plateaux de brassage (m)	Intensité maximale du courant normalisée de l'arc U (% du courant total)
Début de la séquence avec présence du pattern A/ α 1	0,16	58,0
Fin de la séquence avec présence du pattern A/ α 1	0,115	69,8

Tableau D. 1 : Intensité du courant maximale portée par l'arc U selon les extrema du décentrement du barycentre lumineux de l'arc déterminé lors du pattern A/ α 1.

Il a donc été nécessaire de fixer arbitrairement la proportion du courant total portée par l'arc U. Notre choix a été de fixer l'intensité du courant normalisée de l'arc U égale à 35 %, induisant une intensité du courant normalisée de l'arc T égale à 65 % pour la modélisation du pattern A/ α 1. La figure D.4 présente l'évolution dans le temps de la position sur l'axe des abscisses du barycentre modélisé et des centres de gravité des arcs U et T créés avec notre choix de répartition du courant total.

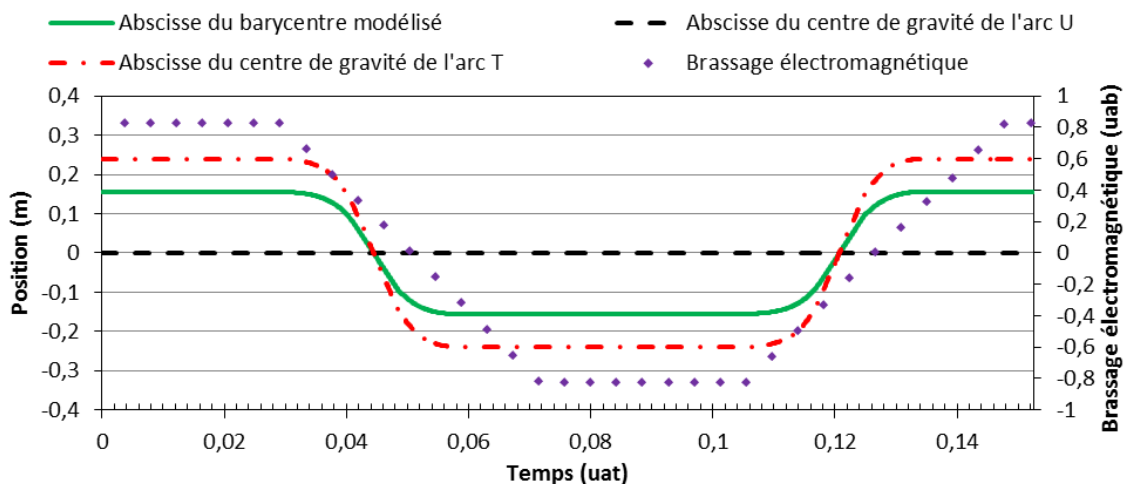


Figure D. 4 : Evolution durant une période de brassage des positions du barycentre modélisant le pattern A/ α 1 et des centres de gravité des arcs U et T avec une intensité de courant normalisée de l'arc U égale à 35 %.

D.1.2 Arc R

Comme expliqué dans le chapitre V, c'est la volonté d'utiliser l'arc R pour la modélisation du pattern B/ γ qui pousse à différencier l'évolution de la position angulaire de cet arc lors des plateaux et lors des rampes de brassage. L'objectif de modéliser ce pattern avec l'arc R nous a imposé de définir une position angulaire du centre de gravité de l'arc R relativement similaire à celle du centre de gravité de l'arc T en début et en fin de rampe de brassage. Pour des raisons de simplicité, nous avons choisi cette position comme strictement identique. Cela a exigé que le centre de gravité de l'arc R fasse un nombre de tours entier autour de l'axe de symétrie de l'électrode lors des plateaux de brassage, conduisant à des choix de vitesses angulaires différentes lors des plateaux et lors des rampes de brassage.

Il aurait pu être choisi de définir une vitesse angulaire constante lors des rampes de brassage. Ce choix aurait permis de modéliser le pattern B/ γ de manière relativement correcte même si moins en accord avec la séquence de référence que ce qui a été finalement utilisé. Le mouvement du centre de gravité

de l'arc global lors des rampes de brassage aurait été relativement elliptique avec deux boucles très marquées. Il a cependant été décidé de modéliser l'évolution de la position angulaire du centre de gravité de l'arc R d'après la position du barycentre lumineux de l'arc lors de la refusion 2 mesurée de 40,594 uat à 40,746 uat, lorsque l'arc décrivait le pattern B/γ. La définition de l'évolution de la position angulaire du centre de gravité de l'arc R est représentée sur la figure suivante.

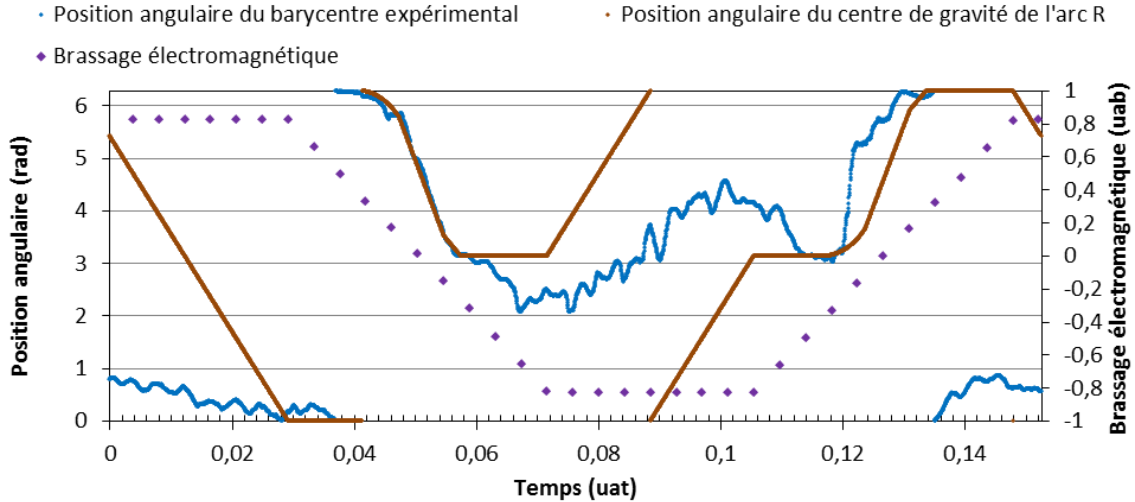


Figure D. 5 : Comparaison durant une période de brassage de l'évolution de la position angulaire du barycentre de l'arc global mesurée expérimentalement lors de la séquence de référence du pattern B/γ avec celle du centre de gravité de l'arc R.

D.2 Création du pattern γ

La modélisation du pattern B/γ, d'après la position du barycentre lumineux de l'arc mesurée lors de la refusion 2 de 40,594 uat à 40,746 uat, à partir des arcs U, T et R a nécessité entre autres :

- l'adaptation de la trajectoire du centre de gravité de l'arc T définie précédemment ;
- la définition de l'intensité du courant normalisée des arcs U, T et R.

Ces deux points seront abordés dans la suite de cette section.

D.2.1 Adaptation de la trajectoire du centre de gravité de l'arc T pour la modélisation du pattern B/γ

La nécessité d'adapter la trajectoire du centre de gravité de l'arc T pour la modélisation du pattern B/γ provient de la différence du décentrement de l'arc durant les plateaux de brassage lors de la séquence de référence utilisée pour modéliser le pattern B/γ (0,048 m en moyenne) par rapport à celle utilisée pour modéliser le pattern A/a1 (0,156 m en moyenne), qui a servi à définir l'arc T initialement.

Lors des plateaux de brassage, l'intensité du courant normalisée de l'arc R est nulle comme expliqué dans le chapitre V. Ainsi la position de l'arc global x_G dépend directement de la position de l'arc T et du ratio de l'intensité du courant normalisée de l'arc U et de l'intensité du courant normalisée de l'arc T comme le montre la formule suivante :

$$x_G = \frac{\sum I_i x_i}{\sum I_i} = \frac{I_U x_U + I_T x_T}{I_U + I_T} = \frac{x_T}{1 + I_U/I_T} \quad \text{D.3}$$

Il y a ainsi deux possibilités pour modéliser précisément le décentrement de l'arc lors du pattern B/γ :

- soit modifier la trajectoire du centre de gravité de l'arc T précédemment décrite pour diminuer son décentrement lors des plateaux de brassage ;

- soit augmenter l'intensité du courant normalisée de l'arc U par rapport à celle de l'arc T pour que le décentrement de l'arc global corresponde aux observations.

Le problème du second choix est lié à l'importance de la différence du décentrement observée. Cette différence conduirait, avec la définition de l'arc T présentée en section D.1.1.2, à porter l'intensité du courant normalisée de l'arc U à 79,96 %. Or, si cette valeur devait être utilisée lors des rampes de brassage, conformément à nos hypothèses de modélisation, cela empêcherait tout décentrement notable du barycentre de l'arc électrique au-delà de la position définie lors des plateaux de brassage et rendrait l'influence de l'arc R sur la dynamique globale négligeable. Nous ne pourrions pas reproduire la rotation de l'arc observée dans nos résultats expérimentaux présentés sur la figure V.5.

Pour cette raison, il a été choisi de conserver l'intensité du courant normalisée de l'arc U définie précédemment et d'appliquer à la trajectoire du centre de gravité de l'arc T une isométrie pour aboutir à la définition définitive présentée sur la figure V.2 et représentée sur la figure suivante.

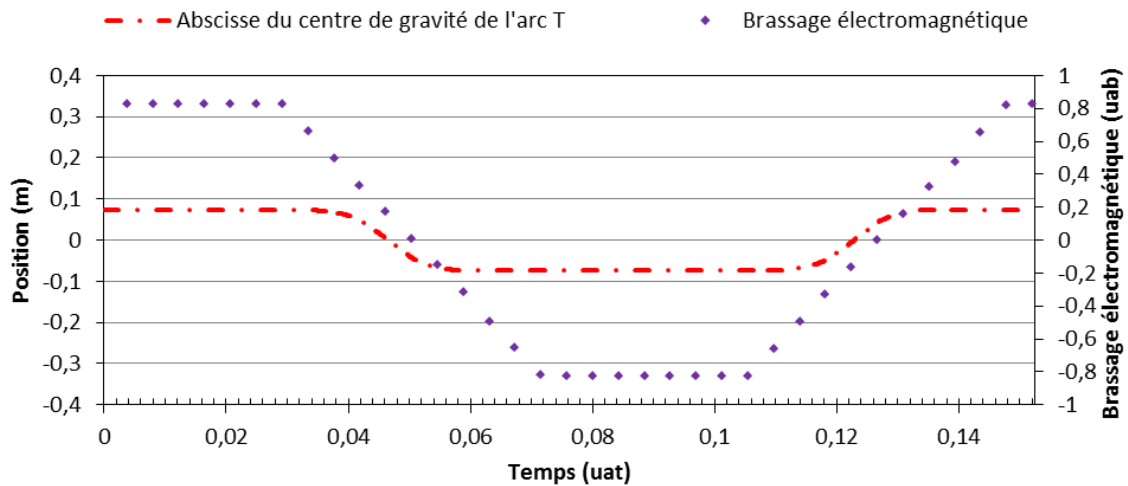


Figure D. 6 : Evolution durant une période de brassage de l'abscisse du centre de gravité de l'arc T.

D.2.2 Définition de l'intensité du courant normalisée des arcs U, T et R

La définition de l'intensité du courant normalisée de chacun des arcs T et R a suivi le choix de conserver la définition de l'intensité du courant normalisée de l'arc U effectuée lors de la construction de l'arc T (35%), et la volonté de modéliser l'évolution de la position radiale du barycentre de l'arc global. Il est possible de définir la position radiale de l'arc global r_G , comme étant égale à :

$$\begin{aligned} r_G &= \sqrt{(I_T x_T + I_R x_R)^2 + (I_R y_R)^2} = \sqrt{(I_T r_T)^2 + 2I_T I_R x_T x_R + (I_R r_R)^2} \\ &= \sqrt{((1 - I_U - I_R) r_T)^2 + 2(1 - I_U - I_R) I_R x_T x_R + (I_R r_R)^2} \end{aligned} \quad D.4$$

avec r_T et r_R les positions radiales respectives des centres de gravité des arcs T et R. Cette équation montre qu'au vu de la définition préalable des trajectoires des centres de gravité des arcs U, T et R, ainsi que de la définition de l'intensité de courant normalisée de l'arc U, le décentrement de l'arc global ne dépend que de l'intensité de courant normalisée de l'arc R (ou de l'arc T selon la définition choisie).

L'intensité du courant normalisée de chacun des arcs U, T et R, présentée sur la figure V.4 et illustrée sur la figure D.7 a été définie pour simuler au mieux l'évolution du barycentre lumineux de l'arc lors de la séquence de référence pour la modélisation du pattern B/ γ , comme cela est montré sur la figure D.8. De plus, cette définition conduit à une évolution de la position angulaire du barycentre de l'arc global très proche de celle du barycentre lumineux de l'arc lors de la séquence de référence utilisée,

comme le montre la figure D.9, avec une position angulaire constante lors des plateaux de brassage et très proche de celle définie pour l'arc R lors des rampes de brassage.

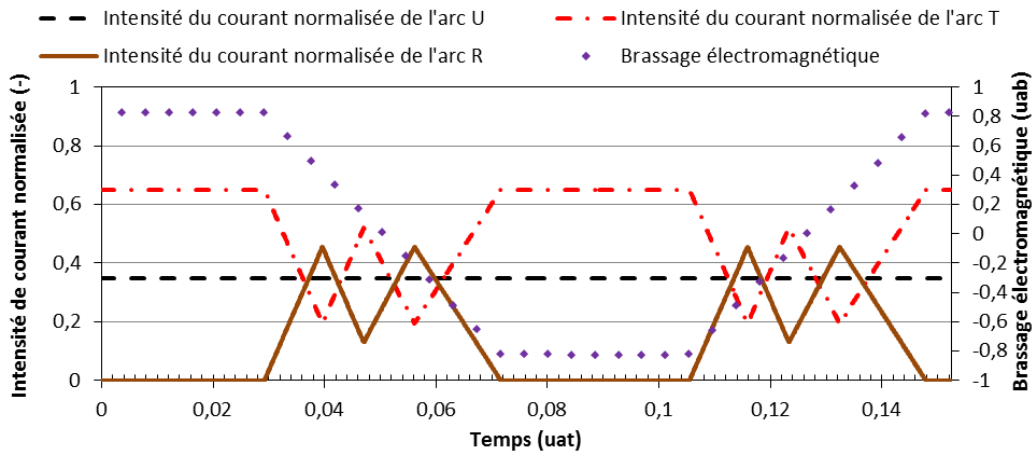


Figure D. 7 : Evolution durant une période de brassage de l'intensité du courant normalisée des arcs U, T et R.

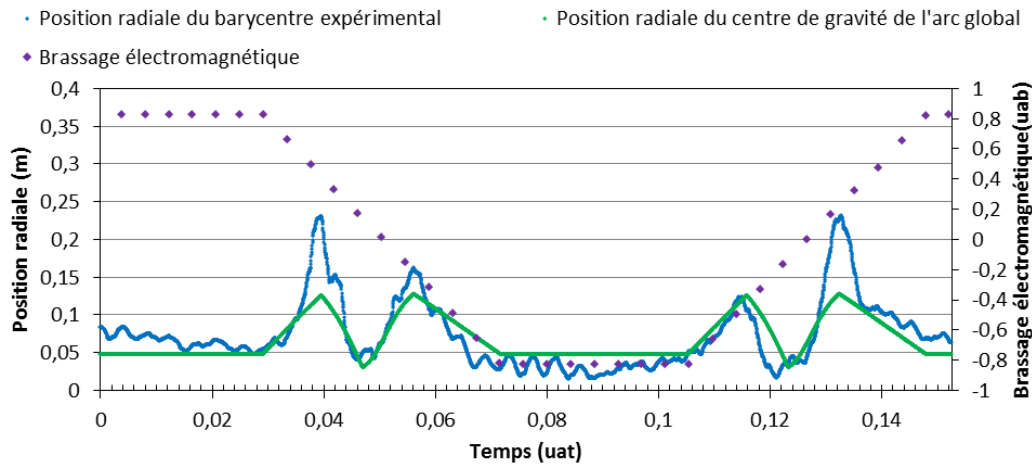


Figure D. 8 : Comparaison durant une période de brassage de l'évolution de la position radiale du barycentre expérimental lors de la séquence de référence du pattern B/ γ avec celle du centre de gravité modélisé.

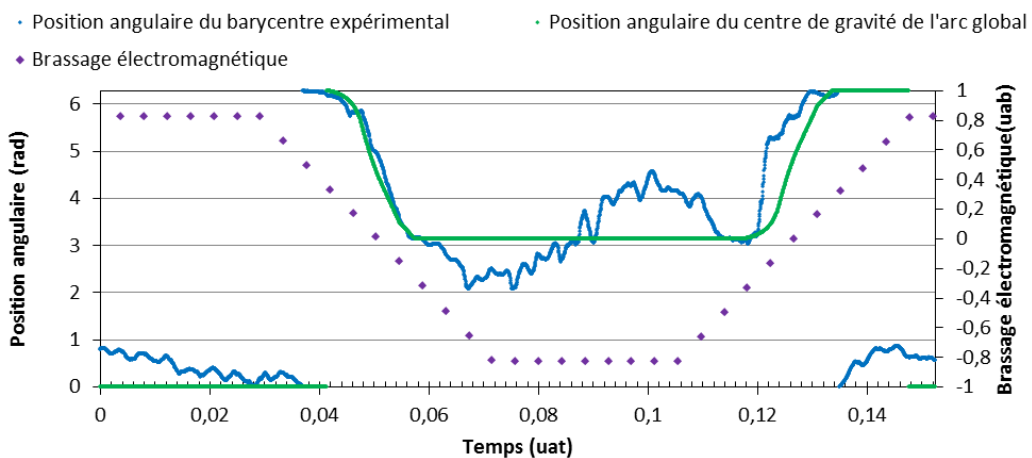


Figure D. 9 : Comparaison durant une période de brassage de l'évolution de la position angulaire du barycentre expérimental lors de la séquence de référence du pattern B/ γ avec celle du centre de gravité modélisé.



Refusion sous vide d'alliages de titane : Comportement de l'arc électrique et conditions aux limites

Dans le procédé de refusion à l'arc sous vide, la structure et la dynamique de l'arc électrique conditionnent les distributions spatiales d'énergie et de courant au sommet du lingot refondu. Ces distributions impactent fortement les champs de température et de vitesse du métal liquide, qui gouvernent les conditions de solidification du lingot et donc la qualité finale du produit. Une étude par mesures optiques, de la dynamique de l'arc aux longues échelles de temps lors de refusions industrielles d'alliages de titane a été entreprise. Cette analyse a été effectuée par une méthode qualitative, à l'aide d'enregistrements vidéo, et par une nouvelle méthode de diagnostic quantitative développée spécifiquement dans ce travail, à base de photodiodes. L'analyse de la dynamique de l'arc confirme la présence d'un mouvement d'ensemble de l'arc électrique lors de refusions d'alliages de titane et montre une forte corrélation entre la dynamique observée et l'intensité du brassage électromagnétique imposé. Nos résultats ont de plus permis de prédire la dynamique probable de l'arc dans des conditions non étudiées et de proposer de possibles origines à la dynamique observée. Enfin, une première approche de modélisation de cette dynamique dans le logiciel de simulation RAVEL est proposée afin d'étudier son impact sur la solidification du lingot. Ce travail présente également une modélisation détaillée des rayonnements thermiques émis au sommet du lingot, basée sur la méthode des radiosités.

Mots-clés : Refusion par arc sous vide ; alliages de titane ; arc électrique ; dynamique de l'arc ; rayonnement.

Vacuum arc remelting of titanium alloys: Behavior of the electric arc and boundary conditions

In the vacuum arc remelting process, the structure and dynamics of the electric arc are responsible for the spatial distributions of energy and current at the top of the remelted ingot. Those distributions strongly impact the ingot temperature field and the liquid metal velocity field, which govern the ingot solidification conditions, hence the final product quality. A study based on the optical measurement of the electric arc dynamics at a long time-scale during vacuum arc remelting of titanium alloys was undertaken. This analysis was performed either qualitatively using melt video recordings, or quantitatively by a new specifically developed diagnostic technique based on the use of photodiodes. The analysis of the electric arc dynamics confirmed the presence of an ensemble arc motion during vacuum arc remelting of titanium alloys and showed a strong correlation between the observed dynamics and the magnitude of the imposed electromagnetic stirring. Furthermore, our results allow to predict the arc dynamics in non-studied conditions and to propose possible origins for the observed behaviors. Finally, a first simulation of the influence of the arc behavior is proposed in order to study its impact on the ingot solidification. This work comprises also a detailed modelling of the thermal radiation at the ingot top, based on the radiosity method.

Keywords: Vacuum arc remelting; titanium alloys; electric arc; arc dynamics; thermal radiation.