Modélisation magnéto-thermohydraulique de procédés de fabrication additive arc-fil (WAAM)

Stephen Cadiou

▶ **To cite this version:**

Stephen Cadiou. Modélisation magnéto-thermohydraulique de procédés de fabrication additive arc-fil (WAAM). Matériaux. Université de Bretagne Sud, 2019. Français. ⟨NNT : 2019LORIS544⟩. ⟨tel-02496906⟩

HAL Id: tel-02496906

https://theses.hal.science/tel-02496906v1

Submitted on 3 Mar 2020

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.

HAL Authorization

THÈSE DE DOCTORAT DE

L'UNIVERSITE BRETAGNE SUD
COMUE UNIVERSITÉ BRETAGNE LOIRE

ECOLE DOCTORALE N° 602
Sciences pour l'Ingénieur
Spécialité : *Energétique, thermique et combustion*

Par
Stephen CADIOU

Modélisation magnéto-thermohydraulique de procédés de fabrication additive arc-fil (WAAM)

Thèse présentée et soutenue à Lorient, le 12 décembre 2019
Unité de recherche : Institut de Recherche Dupuy Lôme (IRDL) UMR CNRS 6027
Thèse N° : 544

Rapporteurs avant soutenance :

Cyril BORDREUIL	Professeur des Universités – Université de Montpellier
Frédéric ROGER	Professeur des Universités – Institut Mines Telecom Lille Douai

Composition du Jury :

Président :	Michel BELLET	Professeur des Universités – Ecole des Mines ParisTech
Examinateurs :	Cyril BORDREUIL	Professeur des Universités – Université de Montpellier
	Frédéric ROGER	Professeur des Universités – Institut Mines Telecom Lille Douai
	Guillaume RÜCKERT	Docteur, ingénieur – Naval Group
	Philippe LE MASSON	Professeur des Universités – Université Bretagne Sud
Dir. de thèse :	Muriel CARIN	Maître de conférences – HDR – Université Bretagne Sud
Co-dir. de thèse :	Mickaël COURTOIS	Maître de conférences – Université Bretagne Sud

Remerciements

Je remercie chaleureusement Muriel Carin et Mickaël Courtois que j'ai eu la chance d'avoir en tant qu'encadrants de thèse. Il est reconnu que le bon déroulement d'une thèse est dépendante de la qualité des encadrants. Durant ces 3 ans, cela a été un réel plaisir de travailler avec vous.

Je remercie Michel Bellet de l'honneur qu'il m'a fait en présidant ce jury. Je remercie Cyril Bordreuil et Frédéric Roger, pour avoir accepté de rapporter sur mes travaux de thèse, et Guillaume Rückert et Philippe Le Masson pour avoir accepté d'examiner mes travaux.

Je remercie Jean-Yves Hascoët, Pascal Paillard et Hervé Laurent d'avoir accepté de faire parti du comité de suivi individuel (CSI), mais également l'entreprise Naval Group, représentée par Guillaume Rückert, Florent Bridier et Christophe Kerisit pour leurs participation à ses réunions. Ces moments d'échanges ont été d'une grande richesse et m'ont permis d'avoir une meilleure vision des problématiques autour des procédés de fabrication additive de pièces métalliques, et de leurs attentes au niveau industriel.

Je remercie l'Institut des Matériaux Jean Rouxel (IMN), et plus particulièrement Pascal Paillard, Lauriane Guilmois et Paul Dahéron. Grâce à leur collaboration, ils m'ont permis de réaliser des essais expérimentaux afin de confronter les résultats issus des modèles numériques développés durant ma thèse.

Je remercie également l'ensemble des Professeurs, Maîtres de conférences de l'Université Bretagne Sud de la filière Génie Mécanique de m'avoir transmis le goût de la recherche, mais également les membres de l'équipe Assemblages multimatériaux de l'IRDL qui m'ont apporté une part de leurs connaissances.

Je remercie William Berckmans et Anthony Jegat, les ingénieurs d'études de l'équipe, pour leurs aides concernant la partie expérimentale.

Je tiens à remercier mes collègues de bureau Constant, Edouard, Élodie, Cyril, Dylan, Sébastien, Jordan et Bernard, pour la bonne ambiance qui y régnait.

Une mention spéciale pour mes collègues ou ex-collègues Hugo, Adrien B., Adrien L., Morwan, Jordan, Florent, Guillaume, et David pour tous ces bons moments que se soit en dehors ou au travail.

Je remercie également Luc, Philippe et Marc pour la bonne ambiance qui régnait autour des babyfoots lors de la pause déjeuner. Une petite dédicace est attribuée au duo Marc et Philippe : merci de nous avoir tant fait rêver lors de matchs incroyables.

Je remercie l'ensemble des doctorants de l'Université Bretagne Sud que j'ai pu côtoyer au quotidien et lors de nos soirées doctorantes ainsi que l'ensemble du personnel de l'IRDL. Que de bons souvenirs avec vous tous.

Pour finir, je remercie ma famille et ma belle-famille qui m'ont toujours soutenu et plus particulièrement Camille qui a su me supporter durant ses trois années et plus particulièrement lors de la période de rédaction.

Table des matières

Nomenclature viii

Introduction 1

1 Etat de l'art 7
1.1 Introduction . . . 8
1.2 Présentation du procédé de fabrication additive par dépôt de fil . . . 8
1.2.1 Les différents modes de transfert . . . 9
1.2.1.1 Globulaire . . . 9
1.2.1.2 Pulvérisation axiale . . . 9
1.2.1.3 Pulsé . . . 9
1.2.1.4 Cold Metal Transfer (CMT) . . . 10
1.2.1.5 TIG-WAAM . . . 10
1.2.2 L'influence des paramètres opératoires . . . 11
1.3 Phénomènes physiques intervenant dans un procédé à l'arc . . . 13
1.3.1 La colonne d'arc . . . 15
1.3.2 La zone cathodique . . . 16
1.3.3 la zone anodique . . . 17
1.3.4 Modélisation des physiques mises en jeu lors du procédé WAAM . . . 17
1.3.4.1 Au sein de la cathode . . . 17
1.3.4.2 Au niveau du plasma . . . 17
1.3.4.3 Au niveau du bain de fusion . . . 19
1.3.4.4 Transfert de chaleur à l'interface plasma/cathode . . . 20
1.3.4.5 Transfert de chaleur à l'interface plasma/anode . . . 20
1.3.4.6 Forces agissant au niveau des interfaces fondues . . . 21
1.3.5 Le détachement de la goutte . . . 21
1.3.6 Méthodes numériques à interface mobile . . . 25
1.3.6.1 Méthode level set . . . 26
1.3.6.2 Méthode phase field . . . 27
1.3.6.3 Méthode V.O.F. . . . 27
1.3.6.4 Méthode à maillage mobile, méthode A.L.E. . . . 28
1.4 Revue des modèles numériques présents dans la littérature . . . 29
1.4.1 Modèles dédiés au procédé de soudage TIG . . . 29
1.4.2 Modèles dédiés au procédé de soudage MIG ou WAAM . . . 30
1.4.2.1 Modèles multiphysiques . . . 31
1.4.2.2 Modèles "simplifiés" . . . 37
1.5 Conclusion du chapitre . . . 38

2 Développement d'un modèle d'arc **41**
2.1 Introduction . . . 42
2.2 Description mathématique de la physique du procédé . . . 42
2.2.1 Hypothèses de simplification pour la résolution du problème multiphysique . . . 43
2.2.2 Résolution du problème électromagnétique . . . 43
2.2.3 Résolution de la mécanique des fluides . . . 45
2.2.4 Résolution du problème thermique . . . 47
2.2.5 Résolution des équations au niveau des interfaces des domaines . . . 48
2.2.5.1 Au niveau de l'interface plasma/cathode . . . 48
2.2.5.2 Au niveau de l'interface plasma/anode . . . 49
2.2.6 Prise en compte de l'entrée du gaz dans le plasma . . . 51
2.2.7 Traitement numérique des interfaces . . . 51
2.2.8 Résumé de la description mathématique . . . 52
2.3 Comparaison du modèle avec les résultats de la littérature . . . 53
2.3.1 Maillage utilisé lors de ces deux configurations . . . 55
2.3.2 La configuration de Hsu . . . 55
2.3.2.1 Présentation du modèle . . . 55
2.3.2.2 Propriétés thermophysiques utilisées . . . 57
2.3.2.3 Comparaisons des résultats obtenus par notre modèle avec ceux de la littérature . . . 57
2.3.3 La configuration de Tanaka . . . 60
2.3.3.1 Présentation du modèle . . . 60
2.3.3.2 Propriétés thermophysiques des matériaux . . . 62
2.3.3.3 Comparaisons des résultats obtenus . . . 63
2.4 Partie expérimentale . . . 68
2.4.1 Présentation du dispositif expérimental . . . 69
2.4.2 Présentation des essais et des résultats . . . 71
2.5 Conclusion . . . 79

3 Développement d'un modèle 2D axisymétrique multiphysique - Application à un procédé MIG pulsé **81**
3.1 Introduction . . . 82
3.2 Etude de la méthode level set . . . 83
3.2.1 Etude d'un cas simple avec mécanique des fluides uniquement . . . 83
3.2.2 Influence de la méthode level set sur un problème thermo-hydraulique . . . 89
3.3 Description mathématique du modèle multiphysique . . . 93
3.3.1 Hypothèses . . . 93
3.3.2 Equations électromagnétiques . . . 94
3.3.3 Equations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement . . . 94
3.3.4 Equation de conservation de l'énergie . . . 96
3.3.5 Conditions aux limites . . . 97
3.3.6 Présentation de la géométrie du modèle . . . 97
3.4 Validation du modèle multiphysique avec apport de matière . . . 99
3.4.1 Présentation des expériences . . . 99
3.4.2 Résultats de la simulation et discussions concernant le jeu de paramètre 1 . . . 101
3.4.2.1 Analyse des gouttes . . . 106
3.4.2.2 Géométries des dépôts pour 1 couche et 2 couches . . . 108
3.4.2.3 Comparaisons entre les températures mesurées et calculées . . . 110
3.4.3 Résultats de la simulation et discussions concernant le jeu 2 . . . 112
3.4.3.1 Tailles des gouttes pour le jeu 2 . . . 112
3.4.3.2 Géométries des dépôts pour le jeu 2 . . . 112

3.4.3.3 Comparaisons entre les températures mesurées et calculées pour le jeu 2 . . . 113
3.5 Conclusion . . . 114

4 Développement de modèles 3D à l'échelle du bain et de la pièce - Application au procédé CMT 117
4.1 Introduction . . . 118
4.2 Présentation de l'expérience . . . 118
4.3 Modèle 3D multiphysique du procédé WAAM . . . 123
4.3.1 Description mathématique du modèle simulant le procédé CMT . . . 123
4.3.1.1 Equations électromagnétiques . . . 123
4.3.1.2 Equations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement 123
4.3.1.3 Equation de conservation de l'énergie . . . 124
4.3.2 Géométrie utilisée et maillage . . . 125
4.3.3 Conditions aux limites . . . 127
4.3.4 Résultats du modèle 3D multiphysique . . . 128
4.4 Modèle thermique global . . . 133
4.4.1 Géométrie utilisée pour le modèle simplifié . . . 133
4.4.2 Description mathématique . . . 134
4.4.2.1 Equation de conservation de l'énergie . . . 134
4.4.2.2 Equation de la méthode level set . . . 136
4.4.3 Paramètres utilisés et conditions aux limites . . . 138
4.4.4 Maillage . . . 139
4.4.5 Résultats et discussions . . . 139
4.4.5.1 Analyse des champs de température et formes de dépôt calculés par le modèle . . . 139
4.4.5.2 Confrontation entre les résultats numériques et données expérimentales . . . 140
4.4.6 Conclusions concernant le modèle thermique global . . . 145
4.5 Conclusion . . . 146

Conclusion générale 149

A Formulations électromagnétiques 155

B Propriétés thermophysiques 159

Bibliographie 163

Nomenclature

$\delta(\phi)$	Fonction dirac de la méthode level set
γ	Tension superficielle
κ	Rayon de courbure de l'interface
λ	Conductivité thermique
μ	Viscosité dynamique
μ_0	Perméabilité magnétique
ϕ	Variable de la méthode level set
ϕ_a	Travail de sortie de l'anode
ϕ_c	Travail de sortie de la cathode
ρ	Masse volumique
σ_B	Constante de Stefan Boltzmann
σ_e	Conductivité électrique
$\underset{\sim}{i}$	Matrice identité
ε	Emissivité
ε_e	Permittivité électrique
ε_N	Coefficient d'émission nette
$\vec{F_v}$	Force volumique
$\vec{n}_a$	Normale à l'anode
$\vec{n}_r$	Vecteur permettant d'appliquer la force sur le côté de la goutte
$\vec{v}$	Champ de vitesse
A	Potentiel magnétique
$az + b$	Formule régulant la hauteur de fil
B	Champ magnétique
C_p	Capacité thermique massique
C_p^{eq}	Capacité thermique massique équivalente
E	Champ électrique
f_l	Fraction liquide
$freq_{courant}$	Fréquence des pulses d'intensité de courant
g	Gravité

j	Densité de courant
j_a	Densité de courant à la surface de l'anode
j_c	Densité de courant à la surface de la cathode
j_e	Densité de courant thermoémis
p	Pression
R_e	Nombre de Reynolds
Sv	Source volumique d'énergie
T	Température
t	Temps
T_l	Température du liquidus
T_s	Température du solidus
T_{fusion}	Température de fusion
V	Potentiel électrique
V_i	Potentiel d'ionisation

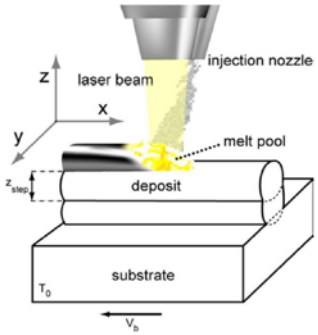
Introduction

La fabrication additive est un procédé à fort potentiel et en plein essor. Bien qu'appliquée avec succès sur les matières plastiques et une multitude de matières différentes (béton, nourriture...), la création de pièces métalliques reste un sujet de recherche très récent et impactant de nombreuses industries. Même si ces procédés concernent actuellement principalement des secteurs de pointe à haute valeur ajoutée, comme l'aérospatial, le médical, la bijouterie et l'outillage, d'autres secteurs, comme la mécanique générale, s'y intéressent fortement. La possibilité de créer des pièces extrêmement complexes, permettant d'alléger les structures tout en assurant un comportement mécanique équivalent aux procédés de fabrication traditionnelle justifie l'engouement général constaté. Parmi les procédés de fabrication additive de pièces métalliques, on distingue généralement trois grandes familles technologiques (figure I.1) :

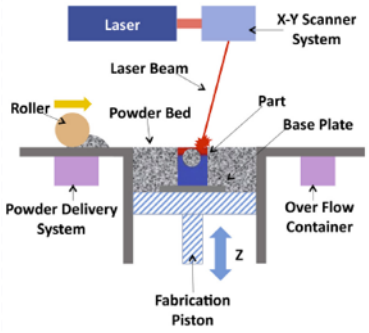
— La projection de poudre (Figure I.1a),

— Le lit de poudre (Figure I.1b),

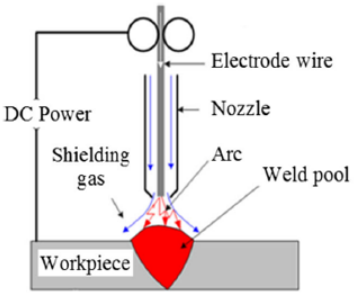
— Le dépôt de fil (Figure I.1c), le procédé retenu dans le cadre de cette thèse.



(a) Projection de poudre [Benilov et Marotta, 1995]



(b) Lit de poudre [Thompson *et al.*, 2015]



(c) Dépôt de fils [Ding *et al.*, 2015]

FIGURE *I.1:* ***Les trois types de procédés pour la fabrication additive de pièces métalliques***

Parmi ces procédés, la fusion laser sur lit de poudre est probablement le procédé le plus médiatisé. Cependant, aucune technologie ne semble à ce jour dominer le marché de la fabrication additive métallique. Les coûts d'investissements et de fabrication constituent un frein important au développement de ces procédés. Le procédé par dépôt de fil, connu également sous le nom de WAAM pour Wire Arc Additive Manufacturing, présente de nombreux avantages, notamment un coût d'investissement faible. Cette technologie, dérivée du procédé de soudage MIG/MAG, permet, contrairement aux deux autres procédés, de concevoir des pièces de grandes dimensions grâce à des taux de dépôt supérieurs. De plus, les problématiques de sécurité liées à l'usage de poudres dans les deux autres procédés sont absentes ici. La maturité de la technologie commence à être prouvée et intégrée de manière opérationnelle dans l'industrie. Par exemple, la fabrication d'une pale d'hélice de navire d'environ 1,5 m de hauteur (Figure I.2) de la société Naval Group illustre le potentiel du procédé WAAM.

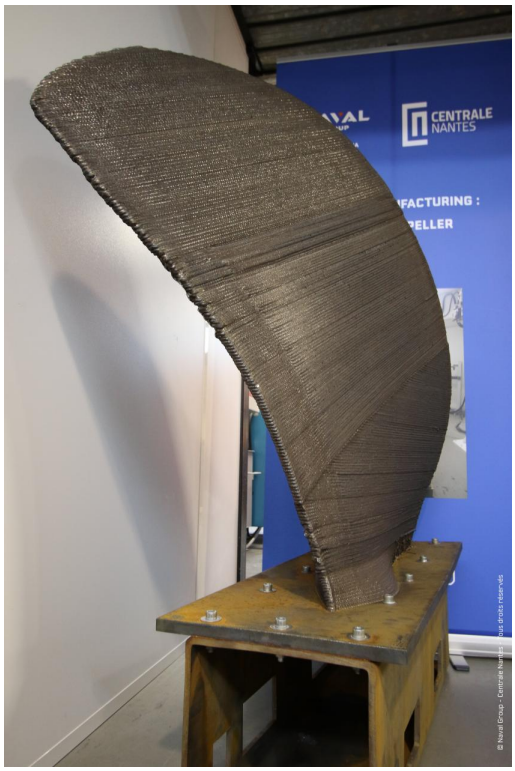


FIGURE *I.2:* ***Pale conçue par fabrication additive par dépôt de fil (image Naval Group)***

L'engouement pour ces procédés de fabrication additive est cependant altéré par l'apparition de certains défauts lors de la fabrication des pièces métalliques, tels que des contraintes et déformations non souhaitées, une mauvaise précision géométrique, un état de surface dégradé, la présence de porosités, une microstructure non désirée. En effet, lors de la superposition des différentes couches, on observe un chauffage local sous l'effet de la source de chaleur qui génère une déformation continue de la pièce en construction jusqu'à son état d'équilibre [Roger, 2018]. Cette déformation potentiellement non contrôlée peut produire une pièce avec des cotes non prévues. Ce constat impose donc de gérer l'état final de la pièce en fonction des paramètres opératoires utilisés et de la stratégie de dépôt choisie. Pour parvenir à optimiser la qualité finale de la pièce, deux grandes solutions existent. La première est de réaliser des séries d'expériences afin de trouver les bons paramètres avec plus ou moins d'empirisme. L'inconvénient de cette approche est son coût financier et temporel. La seconde solution consiste à utiliser la simulation numérique pour prédire les cycles thermiques, la microstructure, les contraintes et déformations subis par la pièce lors de sa construction. Cette seconde voie permet de réduire le nombre d'essais nécessaires à la réalisation d'une pièce conforme au cahier des charges. Mais ce n'est pas le seul avantage de la simulation numérique, elle permet également de lever des verrous scientifiques difficilement adressables expérimentalement. Ces verrous concernent la compréhension de l'influence des paramètres opératoires sur la géométrie, le bain de fusion, les cycles thermiques, la microstructure, les distorsions ou les contraintes résiduelles. Par exemple, les modèles numériques résolvant la mécanique des fluides peuvent aider à l'optimisation de la rugosité finale de la pièce et améliorer l'état de surface en focalisant l'étude sur les effets de la tension de surface et des écoulements de bain de fusion [Morville, 2012]. Dans tous les cas, le but est d'optimiser les paramètres opératoires afin de minimiser les défauts des pièces. Malheureusement, vu le

très récent développement de ces questionnements, les modèles capables d'étudier ces observables de façon prédictive et rapide sont encore au stade de développement. De plus, l'essentiel des défauts est lié à l'histoire thermique et/ou à la maitrise du bain de fusion justifiant la nécessité d'étudier et de maitriser le procédé à cette échelle. Or, les efforts actuels se sont focalisés principalement sur des approches globales, prenant en compte les aspects thermo-mécaniques et métallurgiques, mais dans lesquelles le caractère prédictif des modèles est très limité, puisqu'ils nécessitent l'ajustement de différents paramètres à l'aide de données expérimentales.

C'est dans ce contexte que s'inscrivent les travaux développés au cours de cette thèse qui visent à développer des modèles de connaissance prédictifs pour simuler le procédé de fabrication additive avec dépôt de fil. Ces modèles numériques permettront d'obtenir la forme du bain, le champ de température et de vitesse, et bien évidemment la construction de la pièce couche par couche, en ne se basant, idéalement, que sur les paramètres opératoires. Grâce à ces modèles numériques, il sera possible d'analyser l'influence des paramètres opératoires sur les différents observables, et donc d'avoir une meilleure compréhension des phénomènes impliqués en vue de minimiser les défauts des pièces conçues.

Pour mettre au point de tels modèles, le développement de modèles de complexité croissante et progressive est souhaitable. L'organisation des travaux de recherche débute dans un premier temps avec le développement d'un modèle d'arc en deux dimensions axisymétriques sans apport de matière, capable de traiter les différents problèmes couplés (électromagnétique, thermique, mécanique des fluides). La deuxième étape consiste à ajouter l'apport de matière au moyen d'une méthode numérique de suivi d'interface adaptée. A la suite de cela, la troisième étape repose sur la transposition en trois dimensions du modèle arc-bain avec apport de matière sur une portion réduite de la pièce. Enfin, le dernier modèle développé sera un modèle thermique en trois dimensions à l'échelle d'une pièce complète avec une géométrie évolutive. Le modèle est dit simplifié car il utilisera des termes sources équivalents obtenus à l'aide du modèle précédent et négligera certaines équations comme la mécanique des fluides ou l'électromagnétisme trop coûteux. La fabrication additive par dépôt de fil comporte des similitudes physiques très fortes avec le soudage à l'arc. Ainsi, pour chaque modèle développé, une validation soit par des expériences, soit par des données issues de la littérature seront proposées en utilisant aussi bien des résultats de soudage que de fabrication additive. L'ensemble des développements ont été menés au sein du laboratoire IRDL (Institut de Recherche Dupuy de Lôme). Certains aspects expérimentaux ont été réalisés au sein de l'Institut des Matériaux Jean Rouxel (IMN) à Nantes.

Le manuscrit se découpe en quatre grandes parties réparties de la manière suivante.

Le premier chapitre présente un état de l'art sur les procédés d'arc plasma et plus particulièrement sur les procédés de soudage et de fabrication additive par dépôt de fil. Ce chapitre permet d'appréhender les différents phénomènes physiques présents, en insistant plus particulièrement à ceux liées aux phénomènes magnétothermo-hydrauliques.

Le deuxième chapitre concerne le développement d'un modèle d'arc sans apport de matière. Ce modèle 2D axisymétrique est une première étape avant d'aborder le développement d'un modèle avec apport de matière représentant le procédé WAAM. Ce chapitre a pour principal objectif de valider tout le développement autour des phénomènes physiques dans le plasma mais également

dans le bain de fusion. En premier lieu, une description mathématique du modèle du procédé TIG est réalisée en prenant en compte la majorité des phénomènes physiques impliqués afin d'obtenir un modèle prédictif de ce procédé. Les résultats du modèle sont confrontés aux résultats issus de la littérature et d'expériences.

Le troisième chapitre présente la modélisation du procédé de fabrication additive arc-fil (WAAM) dans une configuration 2D axisymétrique, et plus particulièrement appliquée au procédé MIG-pulsé. L'objectif a été de développer un modèle de connaissance prédictif dans le but d'offrir des outils de compréhension et d'amélioration de ce procédé de façon complémentaire aux expériences. Le développement de ce modèle s'est basé sur la volonté d'avoir uniquement en données d'entrée du modèle les paramètres opératoires utilisés par l'opérateur pour construire une pièce, ici un barreau vertical en acier inoxydable 304. Ainsi, les données de sortie du modèle, comme le champ de température et le champ de vitesse, la forme de bain de fusion, et bien évidemment la construction de la pièce couche par couche, vont permettre d'analyser l'influence des paramètres opératoires sur les différents observables. En ayant une meilleure compréhension des phénomènes impliqués à l'aide de ce modèle, il serait ainsi possible d'effectuer une optimisation des paramètres opératoires en vue de minimiser les défauts des pièces conçues. Ce modèle simulant cet apport à nécessité d'utiliser une méthode de suivi d'interface qui est la méthode level set. Les résultats du modèle sont confrontés aux résultats des expériences menées à l'Institut des Matériaux Jean Rouxel (IMN) à Nantes.

Le dernier et quatrième chapitre présente le développement de modèles en trois dimensions du procédé de fabrication additive, et plus particulièrement appliqués au procédé CMT (Cold Metal Transfer). Deux types de développement ont été réalisés. Le premier modèle est un modèle multiphysique reprenant l'essentiel du développement du modèle 2D axisymétrique, mais qui est adapté au procédé CMT. Ce modèle multiphysique a pour objectif d'analyser la formation de la zone fondue, la fusion du fil d'apport et son interaction avec le bain de fusion, ainsi que la création du dépôt. Ce modèle est une approche locale à l'échelle du bain, avec résolution des équations de Maxwell, de Navier-Stokes, et de la chaleur associées à une méthode level set. Le principal inconvénient de ce modèle 3D est qu'il est très coûteux en temps de calcul et il est donc impensable de créer une pièce dans son intégralité à l'aide de ce modèle. Pour cette raison, un deuxième type de développement a été proposé. Il s'agit d'un modèle thermique global avec prédiction de la géométrie de la pièce. Il s'agit d'une approche à l'échelle de la pièce, purement thermique, basée sur une simplification des phénomènes physiques au moyen de termes sources équivalents. La géométrie du dépôt est, quant à elle, prédite à l'aide de la méthode level set en imposant une vitesse pour traiter l'apport de matière. Ce chapitre commencera par présenter les expérimentations instrumentées avant d'aborder le développement des deux types de modèles : multiphysique à l'échelle locale et thermique à l'échelle globale.

Pour terminer, les principales conclusions ayant pu être tirées lors de ces travaux de recherche seront récapitulées. Puis, les perspectives d'amélioration de ces travaux seront évoquées.

1 Etat de l'art

Sommaire

1.1 Introduction 8
1.2 Présentation du procédé de fabrication additive par dépôt de fil 8
1.2.1 Les différents modes de transfert 9
1.2.2 L'influence des paramètres opératoires 11
1.3 Phénomènes physiques intervenant dans un procédé à l'arc 13
1.3.1 La colonne d'arc 15
1.3.2 La zone cathodique 16
1.3.3 la zone anodique 17
1.3.4 Modélisation des physiques mises en jeu lors du procédé WAAM 17
1.3.5 Le détachement de la goutte 21
1.3.6 Méthodes numériques à interface mobile 25
1.4 Revue des modèles numériques présents dans la littérature 29
1.4.1 Modèles dédiés au procédé de soudage TIG 29
1.4.2 Modèles dédiés au procédé de soudage MIG ou WAAM 30
1.5 Conclusion du chapitre 38

1.1 Introduction

L'état de l'art présenté iciporte sur le procédé de fabrication additive arc-fil (WAAM), et plus particulièrement sur la modélisation magnéto-thermohydraulique. La particularité du procédé de fabrication additive arc-fil est qu'il est similaire au procédé de soudage MIG/MAG, puisque les phénomènes physiques sont identiques dans ces deux types de procédé. A l'heure actuelle, il est plus courant de trouver dans la littérature des articles portant sur la modélisation du procédé MIG/MAG que sur le procédé WAAM, d'où la présence d'un état de l'art dans sa généralité portant sur les modèles de plasma d'arc.

La première partie présente rapidement le procédé de fabrication additive arc-fil avec ses différents modes de transfert, et l'influence de ses paramètres opératoires. La seconde partie traite des phénomènes physiques intervenant dans un procédé à l'arc. Dans cette partie, une présentation des phénomènes est réalisée, suite à cela une partie est consacrée à la modélisation de ces physiques mises en jeu lors du procédé WAAM. La troisième et dernière partie est une revue, non exhaustive, des modèles numériques portant sur les procédés à l'arc dans la littérature.

1.2 Présentation du procédé de fabrication additive par dépôt de fil

Le procédé de fabrication additive arc-fil, appelé également WAAM (Wire Arc Additive Manufacturing), utilise, comme son nom l'indique, une énergie électrique pour mettre en fusion le fil d'apport. Lors de ce procédé, un plasma d'arc est créé entre une électrode et le substrat à partir d'un gaz de protection ionisé. L'échauffement produit par l'arc électrique induit la fusion du fil d'apport. Lors de ce procédé, une torche de soudage MIG (Metal Inert Gas) (figure 1.1) est montée sur un robot ou un manipulateur à commande numérique pour fabriquer une pièce couche par couche. Selon la valeur de l'intensité et/ou de la tension de soudage, différents types de transfert du matériau d'apport peuvent apparaître, comme détaillé ci-après.

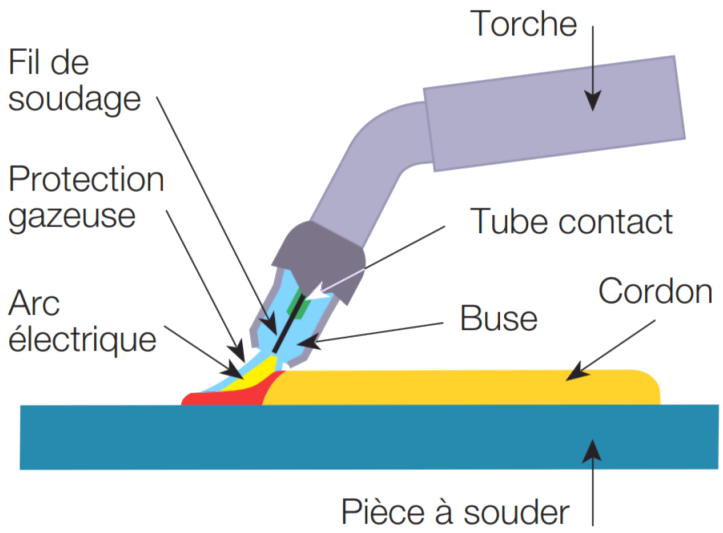


FIGURE 1.1: ***Illustration du procédé MIG [SAF-FRO, 2015]***

1.2.1 Les différents modes de transfert

1.2.1.1 Globulaire

Lors du mode de transfert globulaire, une goutte est formée à l'extrémité du fil d'apport. Le détachement de la goutte est principalement dû à l'effet de la gravité, lorsque la tension superficielle n'a plus la force nécessaire pour la retenir. L'inconvénient de ce régime globulaire est que le détachement des gouttes est aléatoire avec une trajectoire erratique (figure 1.2). Il apparait en général avec un courant de faible intensité.

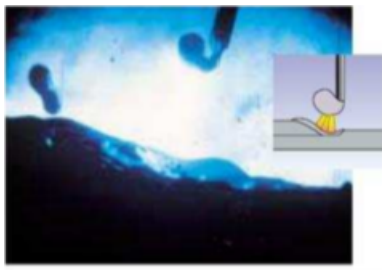


FIGURE *1.2:* ***Exemple de transfert de métal en régime globulaire [Monier, 2016]***

1.2.1.2 Pulvérisation axiale

Le transfert se fait en pulvérisation axiale ou spray lorsque la densité de courant est suffisante. Une multitude de gouttes se détache de l'électrode fusible à un rythme régulier, et sont projetées à grande vitesse (figure 1.3). Ce transfert permet d'obtenir un arc stable et une pénétration profonde type "doigt de gant".

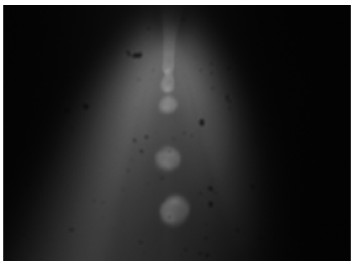


FIGURE *1.3:* ***Exemple d'apport de matière avec la méthode de pulvérisation axiale [Monier, 2016]***

1.2.1.3 Pulsé

Le régime pulsé est obtenu par un contrôle précis du courant et de la tension de l'arc. Une intensité réduite mais permanente permet de garantir la présence de l'arc. Des pulses de hautes intensités permettent le détachement de la goutte formée à l'extrémité du fil (figure 1.4). Grâce à ce transfert, il est possible de découpler la quantité d'énergie apportée à la pièce de la quantité de métal d'apport.

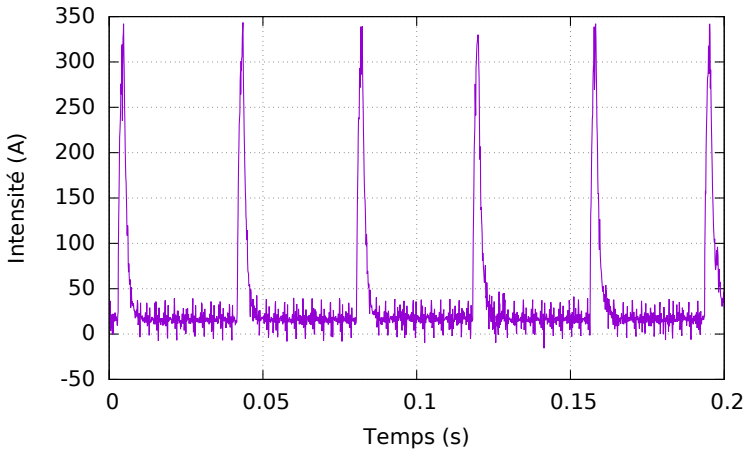


FIGURE *1.4:* ***Exemple d'une intensité appliquée lors d'un régime pulsé (IMN-IRDL)***

1.2.1.4 Cold Metal Transfer (CMT)

La méthode CMT s'effectue en quatre étapes comme l'illustre la figure 1.5. La première étape consiste à mettre en fusion la pointe de l'électrode fusible avec la présence de l'arc. A partir de la seconde étape, l'arc est coupé et le fil descend en contact avec le substrat en ayant en sa pointe une goutte en fusion. Lors de la troisième étape, la goutte se détache de l'électrode lors de la remontée de celle-ci grâce à la tension superficielle. Enfin, la quatrième étape est l'amorçage de l'arc pour recommencer le cycle d'apport de matière. Le principe de base de cette technologie est le contrôle de l'intensité et de la tension pendant le dépôt. Avec le CMT, les cordons de soudure sont réputés de meilleure qualité que ceux fabriqués avec les autres modes de transfert d'apport de matière.

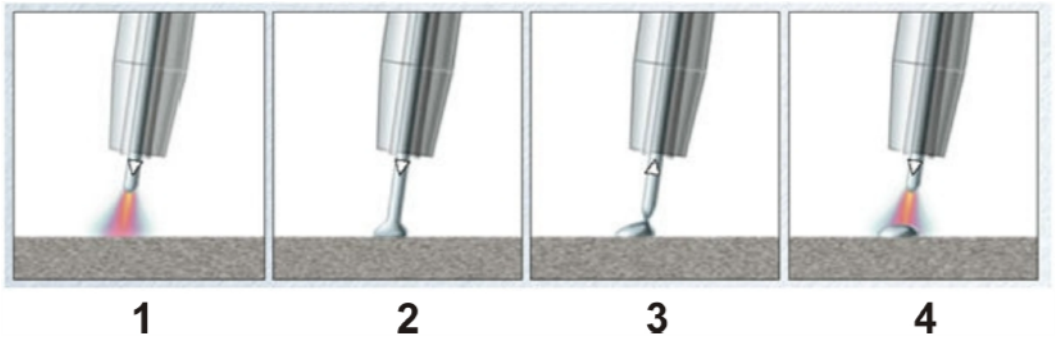


FIGURE *1.5:* ***Illustration du procédé CMT [Benoit, 2012]***

Les régimes CMT et pulsé sont souvent associés pour fabriquer des pièces. La méthode CMT contraint la vitesse du fil à une valeur inférieure à 7 m/min, cela limite la productivité et cela entraine des risques de collage sur des pièces de forte épaisseur [Benoit, 2012].

1.2.1.5 TIG-WAAM

Le procédé TIG-WAAM se caractérise par la création d'un arc électrique entre une électrode réfractaire en tungstène, appelée la cathode (pôle négatif du générateur), et la pièce, appelée l'anode (pôle positif du générateur) dans un gaz de couverture qui va s'ioniser pour former un plasma.

L'énergie thermique n'est transférée au métal, c'est-à-dire l'anode, que par le plasma au contact de la partie à souder. Le gaz utilisé doit être inerte pour assurer la protection de l'électrode et de la pièce et doit s'ioniser aisément. Pour ces raisons, l'argon est le plus couramment employé mais il peut être parfois mélangé avec de l'hélium ou de l'hydrogène pour accroître l'épaisseur soudée ou encore la vitesse de soudage. L'électrode n'est pas fusible. Par conséquent, une baguette est utilisée pour apporter le métal.

Ce type de procédé possède les éléments et les caractéristiques suivantes :

— Une électrode réfractaire en tungstène,

— Une protection gazeuse (de gaz inerte argon et/ou hélium),

— Un apport de matière sous forme de fil nu,

— Le courant de soudage peut être de tout type (alternatif, continu, pulsé).

Le principe de ce procédé est illustré figure 1.6.

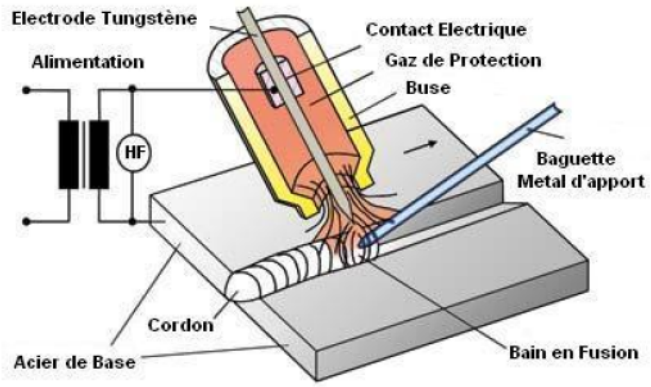


FIGURE *1.6:* ***Illustration du procédé de soudage à l'arc TIG avec apport de matière [Borel, 2013]***

Le procédé WAAM utilisant une torche MIG reste le plus couramment employé contrairement à ceux utilisant une torche TIG. La principale raison est que dans l'utilisation d'une torche MIG, le fil arrive de façon coaxiale à la buse, ce qui simplifie les trajectoires de fabrication et permet de s'affranchir des problèmes liés à l'orientation du fil. De plus, une torche MIG a un plus haut taux de dépôt que le TIG-WAAM. Par contre, le TIG-WAAM permet d'obtenir une meilleure stabilité de l'arc. Grâce à cet avantage, il est très employé dans le secteur aéronautique pour fabriquer des pièces en alliage de titane [Bourlet *et al.*, 2017].

1.2.2 L'influence des paramètres opératoires

Dans les procédés à l'arc, chaque paramètre opératoire a une influence sur les différents observables. Une brève description de l'influence de ces paramètres est proposée ici :

— **La vitesse de déplacement :** en augmentant la vitesse de la torche, cela provoque une plus faible pénétration du bain fondu, et diminue également la largeur du dépôt, la surépaisseur et la dilution.

— **L'intensité :** en augmentant l'intensité, cela entraîne une augmentation de la température, ce qui a une influence directe sur la géométrie du dépôt.

— **Le gaz de protection :** c'est surtout la composition chimique de celui-ci qui va permettre de diminuer la phase de régime globulaire en ayant une influence sur la tension électrique (figure 1.8). Il joue un rôle de protection afin d'éviter toute oxydation du matériau et peut également avoir une influence sur la tension superficielle.

— **La hauteur d'arc :** cette hauteur représente la distance entre la pointe de l'électrode et la pièce. Cette hauteur va jouer un rôle sur la répartition de l'arc électrique et par conséquent sur les champs de température au sein de la pièce. Plus cette hauteur est faible et plus la pénétration du bain de fusion sera importante.

— **La tension :** en augmentant la tension, cela provoque une modification de la géométrie du dépôt. Celle-ci est directement liée à la hauteur d'arc, elle évolue de façon linéaire comme le montre la figure 1.7 [Evans et Huang, 1998].

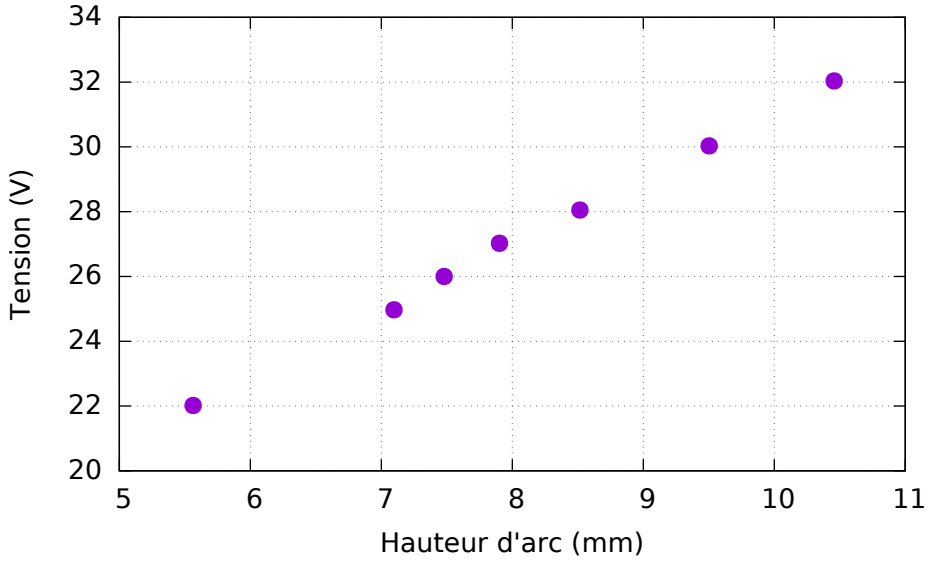


FIGURE *1.7:* ***Evolution de la tension en fonction de la hauteur d'arc [Evans et Huang, 1998]***

— **L'angle d'affutage :** l'angle d'affutage concerne uniquement les électrodes en tungstène non fusibles qui sont utilisées dans le procédé TIG-WAAM ou seulement lors du procédé de soudage TIG. Plus cet angle est important, et plus il fera chuter la valeur de la tension (figure 1.8) [Niles et Jackson, 1975].

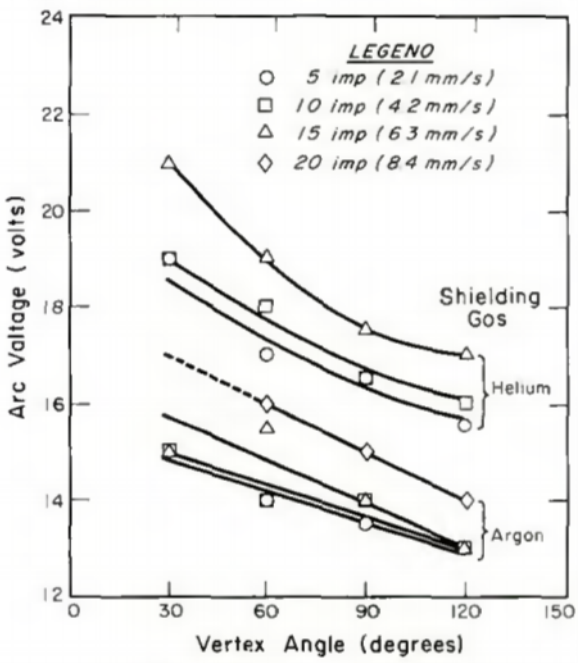


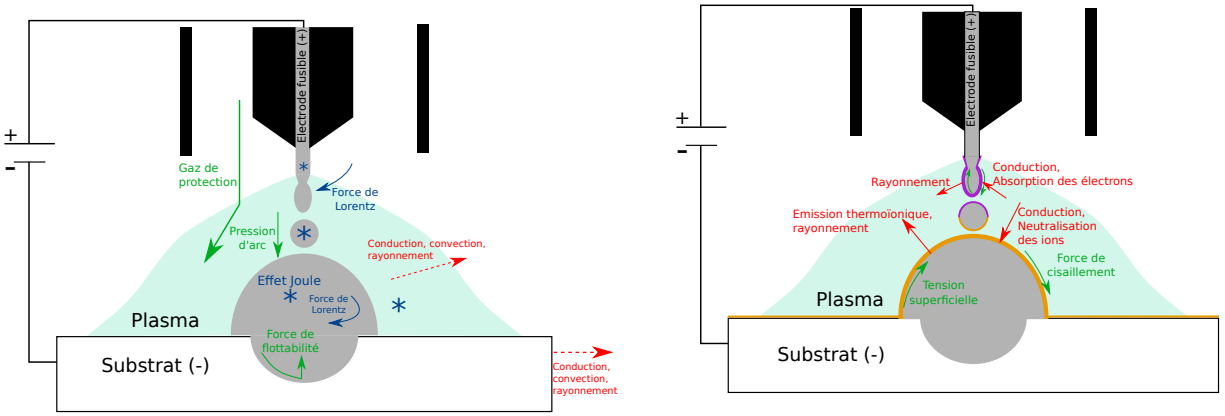
FIGURE *1.8:* ***Evolution de la tension en fonction de l'angle d'affûtage pour un gaz de protection donné [Niles et Jackson, 1975]***

— **La vitesse d'avance du fil d'apport :** cette vitesse va jouer un rôle sur la quantité de matière apportée. Plus elle sera élevée et plus la quantité apportée sera importante. En complément, la modification de la vitesse de fil impacte la tension et l'intensité via les synergies constructeurs.

Cette liste non exhaustive résume les principaux paramètres opératoires qui ont une influence du premier ordre sur les phénomènes physiques et donc sur les différents observables du procédé WAAM. D'autres paramètres considérés du second ordre ne seront pas détaillés (angle de la torche, troncature de l'électrode, préchauffage de la pièce...).

1.3 Phénomènes physiques intervenant dans un procédé à l'arc

Au cours de cette thèse, des modèles numériques des deux procédés TIG et MIG ont été développés. Nous présentons ici les différents phénomènes physiques mis en jeu lors de ces procédés et qui conditionnent fortement les écoulements et la répartition thermique dans la cathode, l'anode et le plasma. Les principaux phénomènes physiques intervenant dans le cas d'un procédé MIG sont représentés sur les figures 1.9a et 1.9b. Ces phénomènes sont généralement pris en compte dans les modèles les plus complets présentés dans la littérature.



(a) Dans le solide, liquide, gaz

(b) Au niveau des interfaces anode/plasma et cathode/plasma

FIGURE *1.9:* ***Principaux phénomènes physiques pris en compte lors de la modélisation numérique du procédé WAAM***

Dans le cas du procédé TIG-WAAM, les polarités sont inversées. L'électrode devient la cathode et le substrat l'anode, contrairement au procédé WAAM utilisant une torche MIG. Les phénomènes électriques sont alors inversés comme le décrit la figure 1.10 de Brochard [Brochard, 2009], où il est possible d'observer une absorption des électrons à la surface du substrat et non du fil, ce qui favorisera la fusion de l'anode.

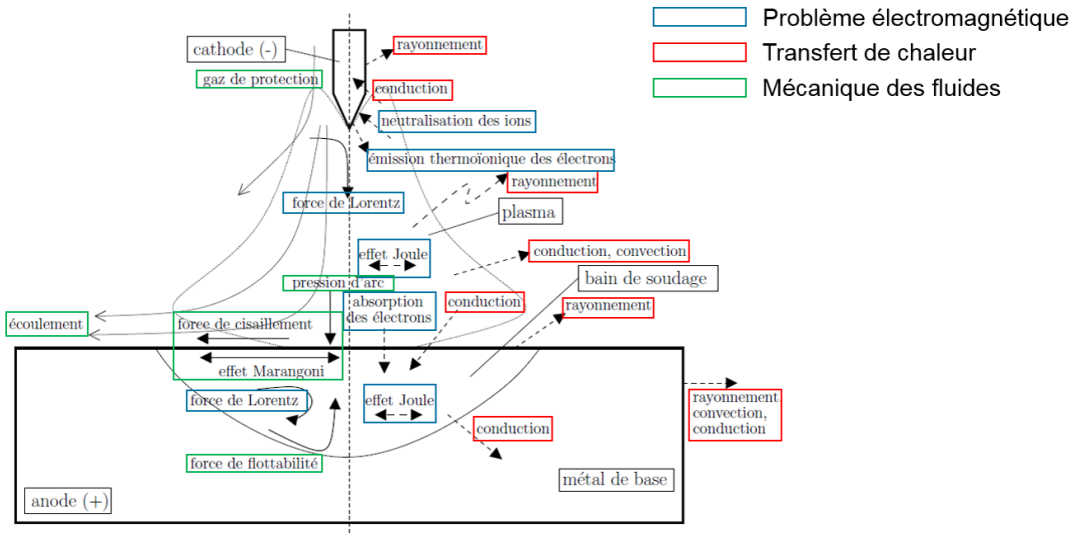


FIGURE *1.10:* ***Principaux phénomènes physiques présents au niveau des interfaces anode/plasma et cathode/plasma dans le cas d'un procédé TIG [Brochard, 2009]***

Afin de mieux comprendre les phénomènes physiques impliqués, les différents domaines caractéristiques (cathode, anode et plasma) ainsi que leurs deux interfaces (cathode-plasma, anode-plasma) sont présentés sur la figure 1.11.

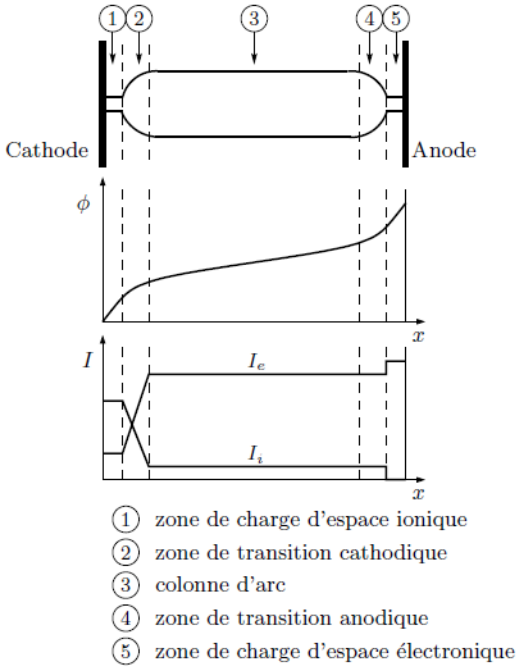


FIGURE *1.11:* ***Répartition du potentiel électrique ϕ dans l'arc et du courant I avec I_e le courant électronique et I_i le courant ionique [Brochard, 2009]***

1.3.1 La colonne d'arc

La colonne d'arc est un plasma, elle occupe la majeure partie de l'espace au dessus de l'échantillon. Le plasma est souvent considéré comme étant électriquement neutre et présente une faible chute de tension. Ce plasma se compose d'atomes neutres et éventuellement de molécules, d'ions positifs, d'électrons, et d'ions négatifs si le gaz est plasmagène. Dans ce plasma, les températures atteignent des valeurs très élevées d'environ 20 000 K, dans le cas d'un soudage à 200 A utilisant un gaz d'argon, ce qui augmente la complexité de la modélisation du procédé à l'arc. A de telles températures, les molécules de gaz sont dissociées partiellement ou complètement en atomes ionisés. Dans le plasma, les électrons sont excités par effet Joule. De plus, le surplus d'énergie est transmis aux particules lourdes (neutrons et ions) surtout au travers de collisions élastiques. L'efficacité du transfert d'énergie par ces collisions élastiques est faible, car il est proportionnel au rapport des masses des particules en présence. Or, la haute densité de puissance mise en jeu dans un arc de soudage produit une densité électronique et des fréquences de collisions suffisamment élevées pour tendre vers une équipartition de l'énergie cinétique. Une fois cet état atteint (ou supposé atteint), la température est identique pour toutes ces espèces, et l'équilibre thermodynamique local (ETL) est vérifié. Cette hypothèse est souvent admise dans la colonne d'arc. En revanche, si l'on s'écarte de l'ETL, chaque espèce doit avoir une température propre. Ceci est notamment le cas au niveau des couches anodique et cathodique où les phénomènes physiques impliqués introduisent des écarts entre les densités électronique et ionique et entre les températures de chacune des espèces mises en jeu.

Cependant, certains chercheurs soutiennent que cette zone n'est pas dans un état d'équilibre local. H-R Griem [Griem, 1964] [Griem, 1963] considère que pour atteindre un ETL complet (densité

d'électrons supérieure à 10^{23} m^{-3}), le taux de collisions devrait être dix fois plus élevé que celui de la décroissance radiative.

Lowke [Lowke *et al.*, 1992] ont fait l'hypothèse d'ETL dans leurs travaux car ils estiment que la gaine cathodique (encore appelée zone de charge d'espace) est très mince (20 μm), malgré la différence de température entre la cathode (environ 3000 K) et le plasma (supérieur à 10 000 K). Les comparaisons entre leurs calculs et les valeurs expérimentales montrent, en effet, que pour des couches très minces, il n'y a pas d'effet majeur sur les densités de courant. Plus tard, Lowke et al. [Lowke et Quartel, 1997] ont établi qu'un autre facteur, la photoionisation des atomes de gaz neutre causée par la résonance de la radiation du plasma, pouvait influencer la production des électrons dans la zone d'espace près de la cathode. Pour des cathodes thermoïoniques, des tensions significatives peuvent développer des courants d'ions considérables.

En ce qui concerne les travaux de J. Haidar [Haidar, 1995], ils ont montré que le critère de HR Griem (densité d'électrons supérieure à 10^{23} m^{-3} avec une température d'environ 12 000 K et une pression de 1 *atm*) n'est valable que pour une distance d'au moins 2 mm entre la pointe de la cathode et de l'anode. Pour des distances moins élevées, l'ETL n'est en effet pas atteint malgré des températures de plasma allant jusqu'à plus de 20 000 K et une densité d'électrons de 2×10^{23} m^{-3}. Ces observations ont été remarquées dans [Tanaka et Ushio, 1999], [Haidar, 1995]. En effet, lorsque la distance entre la cathode et l'anode est inférieure à 2 mm, la densité de courant à la pointe de la cathode provoque une compression du plasma d'environ 4% dans cette région entrainant un gradient de pression. Il en résulte qu'un arc de gaz froid provenant de l'extérieur de la zone d'arc doit pénétrer dans la zone cathodique afin de compenser la perte de masse due à la différence de pression. D'après Haidar, c'est ce flux important de gaz à basse température qui perturbe l'ETL.

Pour plus de détails, il est possible de se reporter à l'état de l'art proposé par Thierry Tchoumi [Tchoumi, 2016]. Dans ses travaux, il a considéré qu'il y avait un ETL puisque la distance entre la pointe de l'électrode et la surface de l'anode est supérieure à 2 mm, ce qui correspond à la théorie développée par H-R. Griem [Griem, 1964] [Griem, 1963].

De plus, d'après M. S. Benilov trois causes peuvent provoquer un défaut d'ETL [Benilov et Marotta, 1995] :

— la différence entre la température des électrons et celles des particules lourdes,

— un défaut de l'équilibre d'ionisation,

— un défaut de quasi-neutralité

Dans le cadre de cette thèse, et comme dans des travaux similaires que ce soit pour le procédé TIG ([Brochard, 2009], [Tanaka et Lowke, 2007], ou le procédé MIG [Ogino *et al.*, 2017], [Zhao *et al.*, 2019]), l'ETL sera supposé établi.

1.3.2 La zone cathodique

La zone cathodique représente la zone de transition entre le plasma et la cathode. Au niveau de cette zone, il y a des échanges d'électrons et d'ions. En effet, la cathode émet des électrons et emmagasine des ions. Cette zone est composée :

— d'une zone de charge d'espace ionique (d'environ 1 μm pour de l'argon à 1 atm)

— d'une zone d'ionisation, les électrons issus de la cathode transfèrent par collision leur énergie cinétique acquise par effet Joule aux molécules de gaz qui vont alors s'ioniser. Cette zone reste globalement neutre, néanmoins, les températures des différentes espèces présentes diffèrent.

1.3.3 la zone anodique

La zone anodique représente la zone de transition entre le plasma et l'anode. La particularité de cette zone est de collecter les électrons. De plus, elle se divise entre une zone de charge négative caractérisée par une chute de tension anodique et, comme pour la zone cathodique, d'une zone d'ionisation en déséquilibre thermodynamique local. La modélisation des interfaces anodique et cathodique doit donc faire l'objet d'une attention particulière, qui sera décrite dans la suite.

1.3.4 Modélisation des physiques mises en jeu lors du procédé WAAM

Les phénomènes physiques mis en jeu et modélisés lors de la simulation numérique des procédés TIG et MIG ont été détaillés dans divers travaux, [Brochard, 2009], [Borel, 2013], [Traidia, 2011], [Tanaka *et al.*, 2003], que nous reprenons dans ce qui suit.

1.3.4.1 Au sein de la cathode

Dans le cas du procédé TIG, à la cathode, la température de fusion du tungstène est supposée ne pas être atteinte et donc il n'y a pas création de bain liquide. Par conséquent, les seuls phénomènes physiques pris en compte sont :

— la conduction thermique et électrique,

— l'effet Joule qui est dû à la transformation de l'énergie électrique en chaleur. L'effet Joule est la seule source d'énergie volumique prise en compte.

Dans le cas du procédé WAAM, les phénomènes au sein de la cathode mis en jeu au niveau de la cathode sont identiques à ceux présents au niveau de l'anode (paragraphe 1.3.4.3).

1.3.4.2 Au niveau du plasma

Au niveau du plasma, les phénomènes physiques agissent, soit sur les écoulements de gaz et de métal fondu, soit sur les transferts de chaleur qui sont décrits dans ce paragraphe.

Phénomènes physiques agissant sur les transferts de chaleur

Le rayonnement du plasma :

Il ne peut être négligé, il joue un rôle important. En effet, la perte de puissance rayonnée est d'environ de 25% et ne peut être négligée dans les modèles [Gonzalez et Gleizes, 1993] [Brochard, 2009]. Sa modélisation pouvant être complexe, ces auteurs utilisent un coefficient d'émission nette. Il traduit le bilan entre l'émission du rayonnement et son auto-absorption dans le plasma et est dépendant de la température locale du plasma.

La diffusion ambipolaire :

La diffusion ambipolaire représente la diffusion des particules chargées dans le plasma lorsque celles-ci diffusent dans la même direction, celle du gradient de densité, et à la même vitesse sous l'effet du champ électrique [Vasquié, 2000]. Elle a pour but de calculer les densités ioniques et électroniques dans le plasma afin de rendre compte d'écarts à l'ETL, de déterminer les densités de courant ionique et électronique et d'évaluer la conductivité électrique du plasma en fonction de la température et de la densité des électrons. En effet, il existe une zone proche de la cathode où la température est "faible" comparée au niveau de la pointe de la cathode. Dans cette zone où la température est plus faible (inférieure à 5000 K), la conductivité électrique de l'argon est quasi nulle lorsque l'hypothèse d'ETL est appliquée, ce qui rend ces zones non conductrices. Lors d'une modélisation, l'utilisation de la diffusion ambipolaire entraîne un temps de calcul plus long, et une quantité de travail non négligeable pour l'implémenter dans un code de calcul. Par conséquent, elle est souvent mise de côté. Cependant, Tanaka a mis au point une méthode alternative qu'utilisent Brochard [Brochard, 2009] et Traidia [Traidia, 2011]. Elle consiste à ne pas traiter directement la diffusion ambipolaire mais à utiliser une conductivité électrique équivalente auprès de l'interface et est décrite en détail dans la partie description mathématique du modèle.

L'effet Joule :

L'effet Joule est un apport de chaleur volumique créé par le passage du courant électrique dans tout matériau conducteur. Dans le plasma, l'effet Joule est la principale source thermique. Il représente 97% de la chaleur créée dans celui-ci d'après Tanaka [Tanaka, 2004].

La présence des vapeurs métalliques :

Lorsque l'arc entre en interaction avec le métal, de la vapeur métallique peut être générée selon les niveaux d'énergie. Plusieurs études ont été réalisées sur la compréhension de l'influence de ces vapeurs métalliques sur le plasma. Lago, dans sa thèse [Lago, 2004], montre par le biais de son modèle numérique que les vapeurs métalliques ont tendance à refroidir le plasma essentiellement sur les bords. Les densités de courant, en présence de vapeurs métalliques, augmentent au centre de l'arc et diminuent sur les bords. En ce qui concerne les flux anodiques, les vapeurs métalliques augmentent le flux total. De plus, d'après Lago, les vapeurs augmentent les termes électriques et donc les densités de courant au niveau de l'anode. L'augmentation du flux total provient de l'accroissement du flux électrique dû en grande partie à l'augmentation des conductivités électriques. Ces remarques concordent avec les travaux de thèse de Mougenot [Mougenot, 2013]. Cependant, d'autres travaux démontrent le contraire comme ceux de Murphy et Tanaka et al. [Murphy *et al.*, 2010]. En effet, leurs simulations numériques montrent que la valeur maximale de la densité de courant est plus faible lorsque les vapeurs métalliques sont prises en compte. Dans notre cas, nous avons choisi de négliger les effets des vapeurs métalliques sur le plasma puisque les avis divergent, mais également afin de simplifier les calculs.

Le plasma est également soumis à des transferts de chaleur tels que la conduction et la convec-

tion.

Phénomènes physiques agissant sur la mécanique des fluides

La force de gravité :

Concernant la force de gravité, elle est généralement négligée, excepté dans [Tanaka et Lowke, 2007]. L'effet des forces de pesanteur sur l'écoulement au sein du plasma est relativement faible compte tenu des vitesses élevées dans le plasma, d'environ 300 $m.s^{-1}$ pour une hauteur d'arc de 1 cm, d'une intensité de courant de 200 A, et de la faible masse des espèces. Cette conclusion peut être confortée par le calcul du nombre de Froude (rapport entre les forces d'inertie et la force de gravité), comme effectué par Brochard dans sa thèse [Brochard, 2009], qui évalue un nombre de Froude de $4,6.10^6$, donc bien supérieur à 1.

La force de Lorentz :

La force de Lorentz ou force électromagnétique correspond à la force exercée sur une particule chargée en présence d'un champ magnétique. Elle est dirigée vers l'axe de l'arc et son intensité augmente avec le courant appliqué.

1.3.4.3 Au niveau du bain de fusion

Au niveau du métal fondu, les phénomènes physiques pris en compte lors de la modélisation sont :

La force de Lorentz :

Cette force a pour effet de creuser le bain fondu (figure 1.12). Dans une étude menée par Tanaka et al. [Tanaka et Ushio, 1999], les auteurs démontrent que les vitesses engendrées par la force de Lorentz sont approximativement quatre fois plus faibles que celles causées par les forces de cisaillement de l'arc sur le bain et le gradient de tension de surface (l'effet Marangoni). Par contre, les vitesses engendrées par la force de Lorentz sont environ trois fois supérieures à celles engendrées par la force de flottabilité.

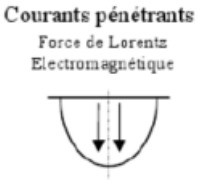


FIGURE *1.12:* ***Influence de la force de Lorentz sur l'écoulement dans le bain de fondu [Perry, 2000]***

La force de flottabilité :

Dans le bain, des gradients de masse volumique créent des mouvements de convection naturelle que l'on peut modéliser par une force de flottabilité (figure 1.13). Cette force engendre des courants convectifs ayant tendance à élargir le bain dans le cas d'une configuration à plat.

Cependant, Tanaka et al. [Tanaka, 2004] concluent que sa contribution sur l'écoulement est négligeable. En effet, les vitesses créées par cette force sont environ dix fois inférieures à celles causées par les seules forces de gradient de tension de surface (effet Marangoni) et de cisaillement de l'arc sur le bain. Il est à noter, néanmoins, que ces forces peuvent avoir un effet non négligeable sur la forme du bain pour des soudures en position (verticale, en corniche, au plafond), comme mis en évidence par [Traidia, 2011]). Les configurations étudiées dans le cadre de cette thèse permettront de négliger ces forces.

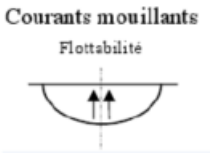


FIGURE *1.13:* ***Influence de la force de flottabilité sur l'écoulement dans le bain de soudage [Perry, 2000]***

L'effet Joule :

L'effet Joule intervient dans le bain fondu mais sa contribution reste faible comme il est montré dans la thèse de Dal [Dal, 2011] vu la conductivité électrique élevée de l'acier.

1.3.4.4 Transfert de chaleur à l'interface plasma/cathode

A l'interface cathode/plasma, des phénomènes spécifiques doivent être pris en compte dans le bilan énergétique tels que la neutralisation des ions par la cathode, l'émission thermoïonique, et les pertes par rayonnement de la surface de la cathode. Ce bilan énergétique s'exprime, d'après Tanaka et al. [Tanaka et Lowke, 2007], de la manière suivante :

$$q_{total,cathode} = q_{cond,plasma} + s_{ion} - s_{emi} - s_{rayonnement,cathode} \tag{1.1}$$

où :

— $q_{total,cathode}$ est le flux de chaleur total reçu par la cathode.

— $q_{cond,plasma}$ est le flux de chaleur transmis du plasma à la cathode par conduction.

— s_{ion} est le flux de chaleur gagné par la cathode lorsque les ions lui transmettent leur énergie lors de la neutralisation.

— s_{emi} est la puissance perdue par la cathode lorsqu'elle émet des électrons. Cette émission électronique est souvent thermoïonique. Cette émission est la conséquence de l'échauffement de la surface de la cathode puisqu'à la pointe de celle-ci, l'énergie des électrons dépasse la fonction du travail du matériau (énergie nécessaire pour arracher les électrons).

— $s_{rayonnement,cathode}$ représente les pertes par rayonnement de la surface cathodique.

1.3.4.5 Transfert de chaleur à l'interface plasma/anode

Comme pour l'interface cathode/plasma, des phénomènes spécifiques doivent être pris en compte dans le bilan énergétique tels que l'absorption des électrons par l'anode, et les pertes par rayonne-

ment. Ce bilan énergétique s'exprime, d'après Tanaka et al. [Tanaka et Lowke, 2007], de la manière suivante :

$$q_{total,anode} = q_{cond,plasma} - s_{absorption-electrons} - s_{rayonnement,anode} \tag{1.2}$$

où : :

— $q_{total,anode}$ est le flux de chaleur total reçu par l'anode.

— $q_{cond,plasma}$ est le flux de chaleur total transmis du plasma à l'anode par conduction.

— $s_{bsorption-electrons}$ est l'énergie que délivrent les électrons à l'anode lorsqu'ils sont absorbés par celle-ci. C'est l'effet opposé à l'émission thermoïonique.

— $s_{rayonnement,anode}$ représente les pertes par rayonnement de la surface anodique.

1.3.4.6 Forces agissant au niveau des interfaces fondues

La surface du bain fondu est également soumise à différentes forces :

— La pression d'arc :
Elle agit selon la normale et aura tendance à creuser la surface libre pour de fortes intensités.

— La force de cisaillement, tangentielle à la surface du bain :
Elle est générée par l'écoulement du plasma le long de la surface libre.

— La tension superficielle et l'effet Marangoni. Ce dernier est causé par les gradients de tension de surface. L'effet Marangoni peut élargir le bain ou bien le creuser (figure 1.14)

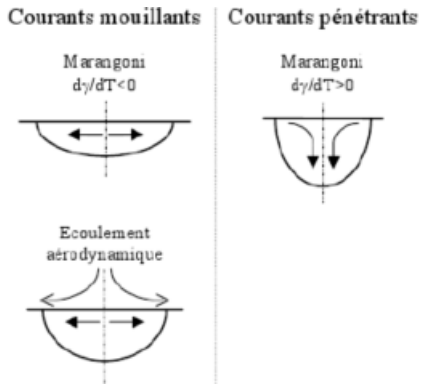
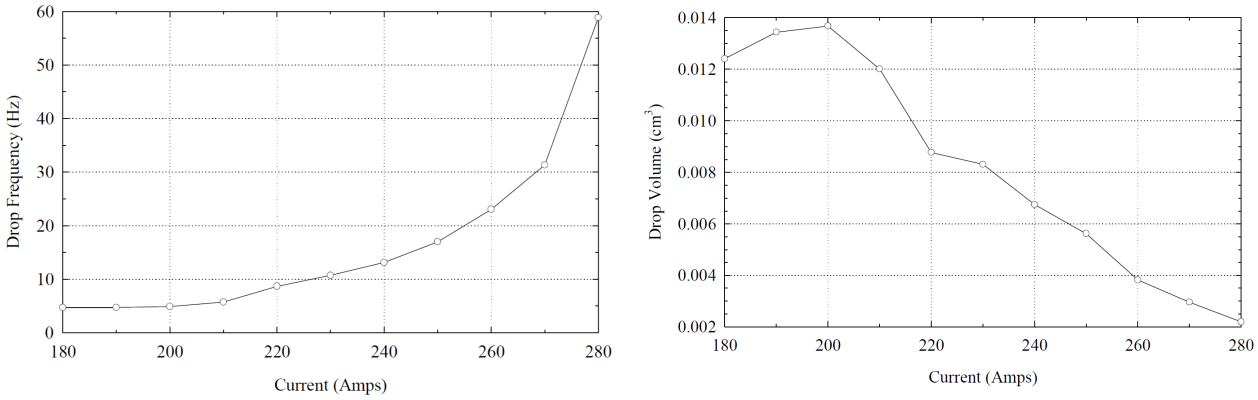


FIGURE *1.14:* ***Influence de l'effet Marangoni et la force de cisaillement sur l'écoulement dans le bain fondu [Perry, 2000]***

1.3.5 Le détachement de la goutte

Dans le cas d'une électrode fusible, différents phénomènes physiques vont intervenir dans le détachement des gouttes à l'extrémité de l'électrode. De nombreux travaux ont été menés afin de comprendre le processus de détachement de la goutte du fil d'apport ainsi que son trajet dans le plasma jusqu'à sa chute dans le bain de fusion. Les paramètres opératoires ont un rôle essentiel dans le détachement de la goutte. Jones [Jones *et al.*, 1998a] a réalisé des expériences en mettant en avant l'influence de l'intensité sur la fréquence de détachement des gouttes et sur leurs tailles

en régime globulaire ou spray. La figure 1.15a met en en évidence que plus l'intensité est élevée et plus la fréquence est élevée. Le volume de chaque goutte diminue en augmentant l'intensité (figure 1.15b).



(a) Fréquence de détachement des gouttes

(b) Volume des gouttes

FIGURE *1.15:* ***Influence de l'intensité du courant sur la fréquence de détachement des gouttes et sur leur volume [Jones et al., 1998a]***

Un second auteur, Wang [Wang *et al.*, 2003], confirme les travaux de Jones. Il a également mesuré l'évolution du diamètre des gouttes en fonction de l'intensité. L'expérience conclut que le diamètre des gouttes diminue lorsque l'intensité du courant augmente.

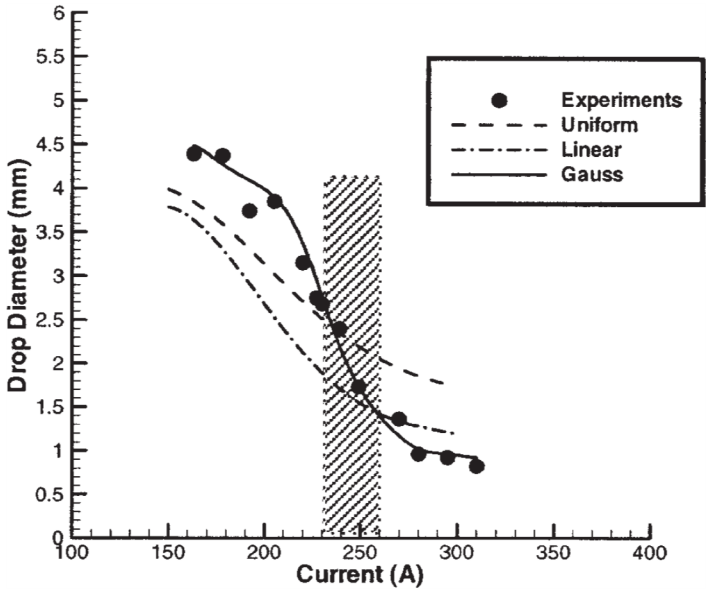


FIGURE *1.16:* ***Influence de l'intensité du courant sur le diamètre des gouttes [Wang et al., 2003]***

Les travaux de Lin [Lin *et al.*, 2001] confortent les propos précédents. Leurs études se sont portées sur des mesures du diamètre des gouttes, de leur fréquence de détachement, et des vitesses d'avance du fil d'apport. La fréquence de détachement augmente avec l'augmentation de la vitesse d'avance du fil et en parallèle l'intensité du courant augmente également. La fréquence de détache-

ment passe de 50 Hz à 500 Hz en faisant évoluer la vitesse d'avance de 120 m/min à 190 m/min, tandis que l'intensité passe de 150 A à 205 A pour une électrode fusible de 0,9 mm de diamètre (figure 1.17). Il met également en évidence que plus la vitesse du fil d'apport augmente et plus le diamètre des gouttes diminue. Pour une vitesse variant de 120 mm/min à 190 mm/min, le diamètre passe de 1,6 mm à 0,8 mm pour un fil d'apport de 0,9 mm de diamètre, en parallèle de l'augmentation de la vitesse d'avance, l'intensité augmente (figure 1.18a). Le même constat est fait avec un fil d'apport de diamètre 1,2 mm (figure 1.18b). La conclusion de Lin est bien en accord avec celle de Wang et al. De plus, les travaux de Lin ont montré que plus l'intensité est élevée et plus la vitesse de la goutte est élevée. En effet, pour un fil d'apport de 0,9 mm de diamètre, la vitesse varie de 0,5 m/s à 2,25 m/s pour une intensité allant de 150 A à 200 A. Le constat est similaire pour un fil de diamètre 1,2 mm, mais les vitesses sont moins élevées et la variation est moins brutale. La vitesse évolue de ≈0,25 m/s à ≈1,4 m/s pour une intensité variant de 160 A à 250 A (figure 1.19).

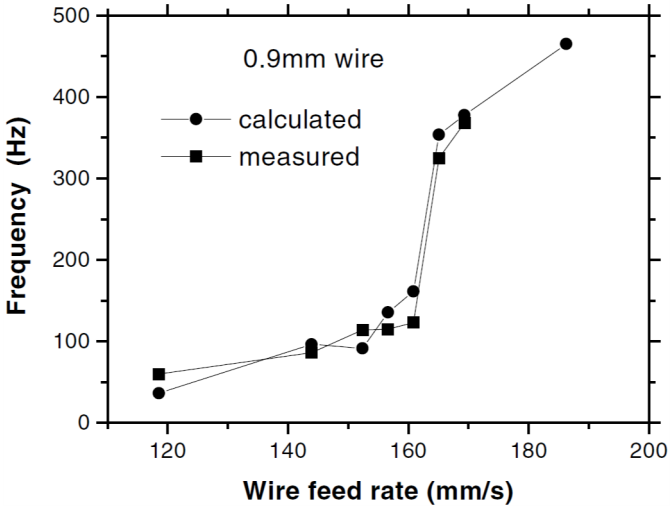
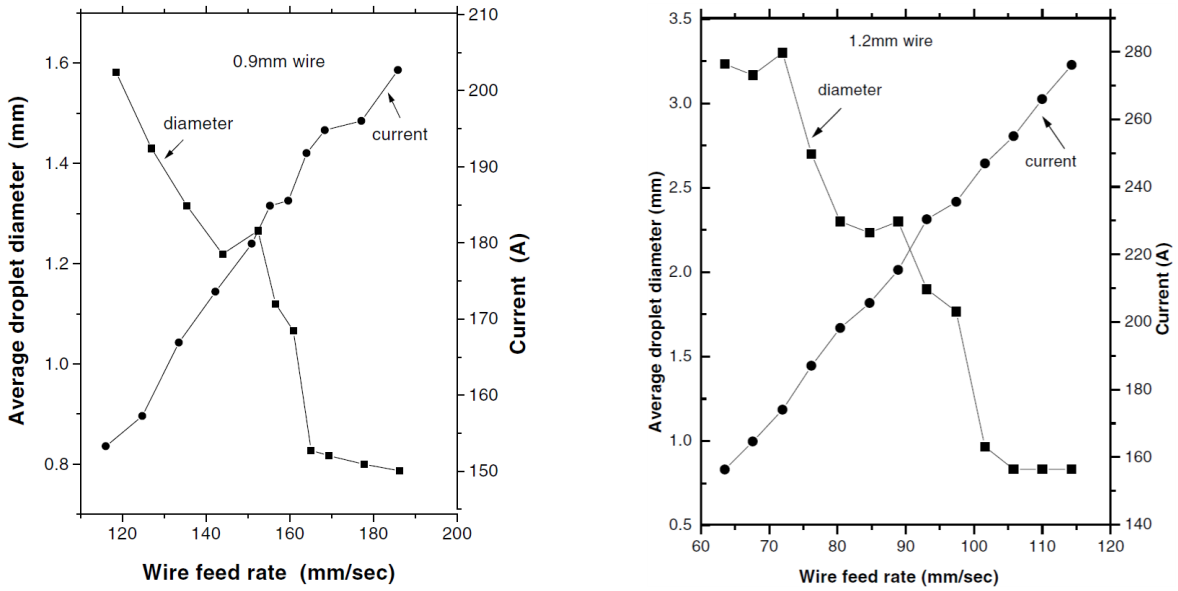


FIGURE 1.17: ***Influence de la vitesse du fil sur la fréquence de détachement des gouttes [Lin* et al.*, 2001]***



(a) Fil d'apport de 0,9 mm

(b) Fil d'apport de 1,2 mm

FIGURE *1.18:* ***Influence de la vitesse du fil d'apport sur le diamètre des gouttes ainsi que sur l'intensité du courant [Lin et al., 2001]***

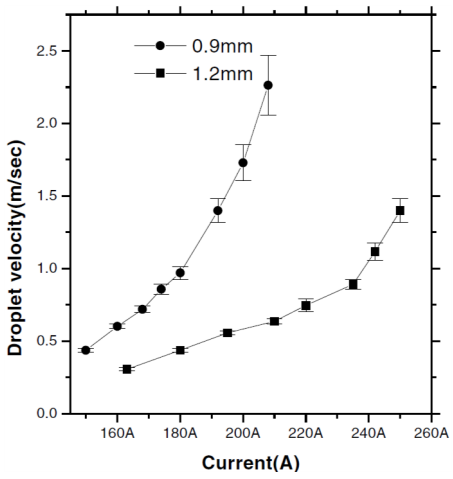


FIGURE *1.19:* ***Influence de l'intensité du courant sur la vitesse des gouttes [Lin et al., 2001]***

Il n'y a pas que l'intensité du courant et les caractéristiques du fil d'apport qui ont un impact sur la fréquence de détachement des gouttes. La nature du gaz de protection joue un rôle prépondérant. Valensi [Valensi, 2007] a démontré, via des essais, que lorsque le taux de CO_2 est élevé, la fréquence de détachement des gouttes devient faible (figure 1.20).

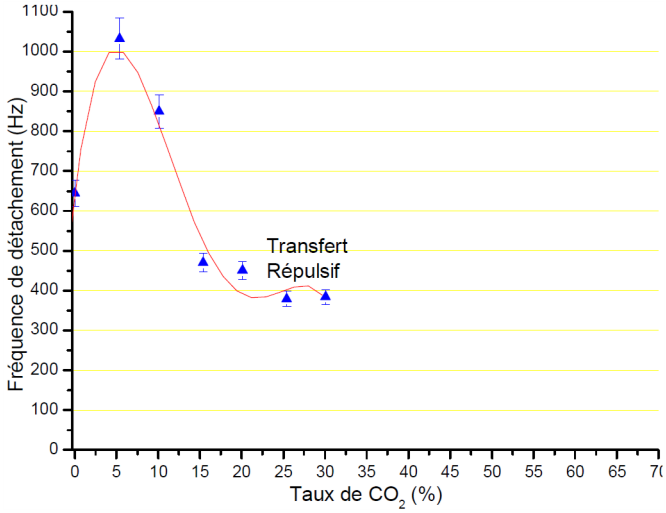


FIGURE *1.20:* ***Influence du taux de CO_2 sur la fréquence de détachement des gouttes [Valensi, 2007]***

Le détachement des gouttes apparaît lorsque l'équilibre n'est plus satisfait entre la tension de surface, les forces électromagnétiques (forces de Lorentz), la force de gravité et les effets de cisaillement. La tension de surface s'oppose au détachement de la goutte en la retenant. Cette force provient de la minimisation de l'énergie d'interface liquide/gaz [Monier, 2016]. L'électrode fusible est parcourue par le courant. Le champ magnétique créé engendre les forces de Lorentz. Selon la polarité du courant, elle aura tendance soit à détacher la goutte soit à la retenir. Le fil d'apport subit également des forces de cisaillement induites par le plasma sur la surface de la goutte. Ces forces sont négligeables devant les autres forces, car la densité du plasma est faible par rapport à celle du métal fondu [Lancaster, 1987]. Waszink et Van den Heuvel [Waszink, 1982] ont démontré ce mécanisme dans leurs travaux. Ils ont également mis en évidence que le chauffage par effet Joule n'est pas suffisant pour obtenir le bon taux de fusion du fil d'apport, l'anode. L'apport thermique supplémentaire provient des phénomènes physiques présents aux interfaces (figure 1.9b).

Lors de la chute de la goutte au travers du plasma, la tension de surface agissant sur la goutte afin de lui donner une allure sphérique provoque une série d'oscillations de celle-ci [Strutt John William, 1879]. Le détachement provoque généralement une augmentation de l'intensité, ce qui entraîne une rotation de la goutte sur elle-même [Monier, 2016]. Lorsque la goutte pénètre dans le bain, celle-ci lui apporte une quantité de chaleur, de mouvement et bien-sûr de matière.

Ces différents phénomènes physiques ont également été étudiés à l'aide de simulations numériques. La simulation du détachement de la goutte ainsi que sa chute dans le bain de fusion, et les déformations de la surface libre du bain fondu nécessitent des techniques numériques prenant en compte des interfaces mobiles, détaillées dans le paragraphe suivant.

1.3.6 Méthodes numériques à interface mobile

Avant de présenter les différents modèles issus de la littérature pour simuler les procédés à l'arc, une présentation des méthodes numériques avec interface mobile permettra une meilleure compréhension de leurs modèles. Une partie des travaux présentés dans ce manuscrit a été réalisée

à l'aide de la méthode level set. De ce fait, une description plus détaillée de cette méthode est proposée.

1.3.6.1 Méthode level set

La méthode level set [Osher et Sethian, 1988] consiste à définir une variable ϕ sur une grille cartésienne fixe pour représenter l'interface entre deux milieux, ici entre le métal et le gaz. Cette variable ϕ est arbitrairement prise égale à 0 dans le gaz et à 1 dans le métal (métal solide et liquide étant indifférenciés du point de vue de la méthode). L'interface est identifiée par l'isovaleur $\phi = 0{,}5$. Cette variable sert également à définir les propriétés appropriées dans chaque matériau (gaz ou métal). Ainsi, par exemple, la masse volumique est définie comme suit :

$$\rho = \rho_{gaz} + (\rho_{métal} - \rho_{gaz})\phi \tag{1.3}$$

avec ρ_{gaz} représentant la masse volumique du gaz et $\rho_{métal}$ celle du métal. Ces propriétés peuvent dépendre de la température.

Au voisinage de l'interface gaz / métal, une variation continue et progressive de ϕ et donc des propriétés est modélisée à l'aide d'une fonction Heaviside lissée $\delta(\phi)$ (figure 1.21). Cependant, l'épaisseur de cette transition ε_{ls} doit être suffisamment petite pour représenter l'interface avec précision, mais pas trop, afin d'éviter les problèmes de convergence numérique. Au centre de l'interface, une valeur moyenne pour les propriétés du matériau est donc calculée.

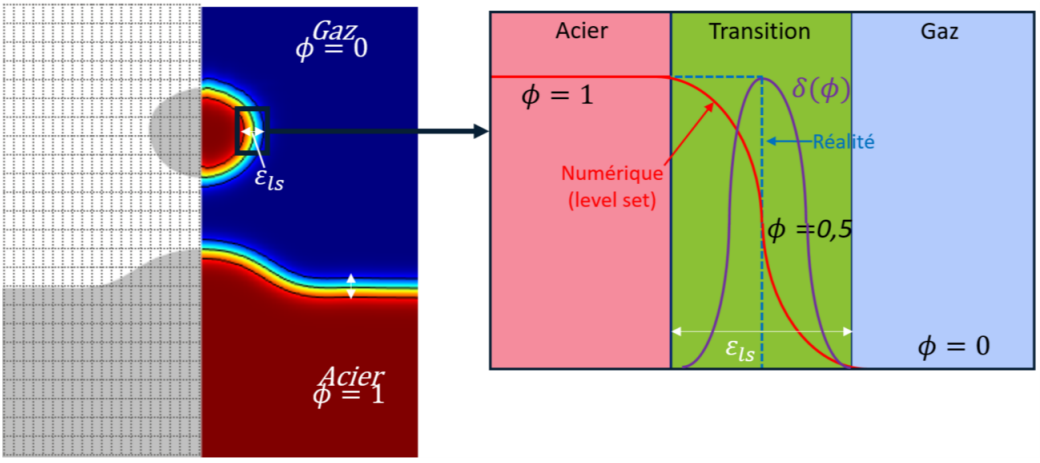


FIGURE 1.21: ***Schéma illustrant la méthode level set et l'évolution de la variable ϕ et de sa fonction Dirac $\delta(\phi)$***

Une fois que la variable ϕ est correctement définie, la position de l'interface est généralement déterminée en localisant l'isovaleur $\phi = 0{,}5$. Le déplacement de l'interface est obtenu en résolvant une équation de transport liée à la vitesse des fluides. L'équation de transport proposée par le logiciel Comsol Multiphysics® utilisé au cours de cette thèse est formulée ainsi :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \vec{v}.\vec{grad}(\phi) = \gamma_{ls}\vec{div}\left(\varepsilon_{ls}\vec{grad}(\phi) - \phi(1-\phi)\frac{\vec{grad}(\phi)}{|\vec{grad}(\phi)|}\right) \tag{1.4}$$

où γ_{ls} est un paramètre numérique de réinitialisation et ε_{ls} le paramètre de contrôle d'épaisseur

d'interface.

De plus, la variation de la variable ϕ est également utilisée pour définir une fonction de Dirac $\delta(\phi)$ non nulle uniquement à l'interface, s'exprimant de la manière suivante :

$$\delta(\phi) = 6|\vec{grad}(\phi)||\phi(1-\phi)| \tag{1.5}$$

Cette fonction permet d'appliquer toutes les conditions interfaciales présentes entre les deux fluides du domaine de calcul par le biais de termes sources introduits dans les équations de conservation.

De plus, connaissant la position de la fonction ϕ en tout point, il est possible de calculer la normale et la courbure κ de l'interface :

$$\vec{n} = \left.\frac{\nabla\phi}{|\nabla\phi\ |}\right|_{\phi=0,5} \tag{1.6}$$

$$\kappa = -div(\vec{n})|_{\phi=0,5} \tag{1.7}$$

L'angle local de l'interface peut être obtenu en calculant le vecteur normal $\vec{n}$. Ces grandeurs interviennent pour prendre en compte plusieurs phénomènes. Par exemple, la gestion des forces de tension de surface doit être prise en compte dans les équations de Navier-Stokes grâce au terme source de l'équation 1.8

$$\vec{F}_{ts} = (\gamma\kappa\vec{n} + (\underset{\sim}{i} - \vec{n}\vec{n}^T)\vec{grad}(\gamma))\delta(\phi) \tag{1.8}$$

avec γ le coefficient de tension de surface. Dans l'équation 1.8, le premier terme correspond aux forces de tension de surface classique suivant la normale de l'interface, tandis que le second terme correspond aux forces suivant la tangente de l'interface (effet Marangoni). Cette méthode a notamment été utilisée par Desmaison [Desmaison, 2013] pour simuler en 3D l'apport de matière à la surface du bain de fusion lors d'un procédé de soudage hybride laser / GMAW.

1.3.6.2 Méthode phase field

La méthode phase field est une méthode très similaire à la méthode level set. Elle utilise une variable ψ définie dans tous les éléments d'un maillage fixe, similaire à la variable ϕ avec la méthode level set. L'équation de transport de cette variable est donnée par une équation de Cahn-Hillard [Yue *et al.*, 2004].

Cette équation ne prend pas seulement en compte la convection à l'interface fluide, elle garantit également que l'énergie totale du système diminue correctement. La méthode phase field comprend donc plus de physique que la méthode du level set. Elle présenterait dans certains cas des avantages mineurs comme une convergence plus aisée pour les problèmes à forte tension de surface [Courtois, 2014].

1.3.6.3 Méthode V.O.F.

La méthode V.O.F. (Volume Of Fluid) est également une méthode à maillage fixe [Hirt et Nichols, 1981]. Cette méthode est principalement utilisée dans des codes de calcul aux

volumes finis. Cette méthode, comme les deux précédentes est efficace pour les problèmes à surface libre fortement déformée dans lesquels des phénomènes de coalescence peuvent avoir lieu. Cette méthode fait appel à une fonction discrète C pour modéliser les deux fluides. Cette fonction est définie en chaque maille comme le taux d'occupation du fluide le plus dense dans la maille (figure 1.22). L'évolution de C au cours du temps se déduit de l'équation de la conservation de la masse traduite en termes de valeurs de C. Cette variable C est déplacée par une équation de transport.

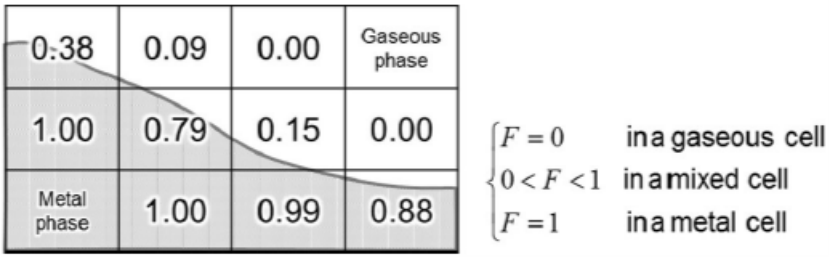


FIGURE *1.22:* ***Schéma illustrant la méthode V.O.F. [Ogino et Hirata, 2015]***

La méthode Volume of Fluid (VOF) peut être utilisée pour suivre la surface libre des gouttes et le bain de fusion. Avec cette méthode, la conservation de masse est bien satisfaite, mais la reconstruction de l'interface est assez difficile et la mise en œuvre en 3D est fastidieuse et prend du temps [Tanguy et Berlemont, 2005].

1.3.6.4 Méthode à maillage mobile, méthode A.L.E.

Contrairement aux trois méthodes précédentes, la méthode A.L.E. n'utilise pas un maillage fixe. La méthode A.L.E. (Arbitrary Lagrangian Eulerian) [Donea *et al.*, 1982] ne permettra pas comme les deux autres de simuler le détachement de la goutte ainsi que sa chute dans le bain de fusion. Elle sera principalement utilisée dans les procédés de soudage TIG sans apport de matière pour simuler une faible déformation de la surface libre de la pièce métallique ou bien dans les modèles simplifiés des procédés MIG ou WAAM.

Le principe de la méthode A.L.E. est d'avoir un déplacement du maillage à l'intérieur du domaine de calcul indépendant de celui de la matière. Ainsi, les nœuds situés sur l'interface suivent le mouvement réel des points matériels de cette interface alors que les nœuds à l'intérieur du domaine évoluent de façon à éviter des distorsions du maillage trop importantes. L'avantage de cette méthode, contrairement aux méthodes à maillages fixes, est d'avoir une bonne modélisation de l'interface permettant d'appliquer de façon précise les conditions aux limites et ne pas avoir de transition non physique entre les deux fluides. Cependant, elle sera inutilisable pour simuler les fortes déformations des interfaces, comme le détachement d'une goutte.

Ces méthodes numériques illustrent les différentes possibilités pour modéliser les problèmes de surface libre et sont utilisées par une grande majorité des modèles numériques existant dans la littérature.

1.4 Revue des modèles numériques présents dans la littérature

Dans la littérature, il existe peu de modèles complets traitant le procédé WAAM. La majorité des modèles traite des procédés de soudage de type TIG ou MIG. Au niveau des phénomènes physiques, ils sont similaires. La seule différence se trouve au niveau de l'application. Le WAAM a pour but de construire des pièces alors que le soudage a pour but de les assembler.

1.4.1 Modèles dédiés au procédé de soudage TIG

Dans la littérature, le modèle de Hsu [Hsu *et al.*, 1983] est l'un des plus cités. Il peut être qualifié de modèle de référence. Les auteurs ont développé un modèle numérique portant essentiellement sur la modélisation de l'arc électrique. Leur modèle stationnaire prend en compte une électrode en tungstène avec une anode en cuivre refroidie, ce qui permet de ne pas avoir de création de bain de fusion dans celle-ci. Afin de valider ce modèle d'arc, des expériences ont été menées. Le champ de température au niveau du plasma a pu être déterminé par mesure spectrométrique, et comparé à celui calculé par le modèle.

D'autres auteurs ont également proposé des modèles servant de références. Il s'agit des travaux de Tanaka portant sur la simulation numérique du procédé TIG [Tanaka *et al.*, 2002] [Tanaka *et al.*, 2003] [Tanaka, 2004] [Tanaka *et al.*, 2005] [Tanaka et Lowke, 2007]. Les modèles développés se focalisent plus particulièrement sur la prédiction de la forme du bain de fusion de l'anode en acier inoxydable 304. De l'argon est utilisé comme gaz de protection ainsi qu'une électrode en tungstène thorié. Les modèles développés sont en 2D axisymétrique, et dans un premier temps stationnaire avant d'évoluer en transitoire. Les modèles transitoires simulent un tir statique d'une durée de 20 secondes. Ils ont également réalisé des expériences pour valider leurs modèles mais ils ont mis en évidence la difficulté d'obtenir la bonne forme de bain de fusion numériquement vis-à-vis de celle obtenue expérimentalement. Ces écarts entre modèle et expérience s'expliquent, notamment, par la méconnaissance du coefficient thermocapillaire permettant de prendre en compte l'effet Marangoni.

Les résultats des modèles de Hsu et de Tanaka ont été largement utilisés par des auteurs tels que [Gonzalez et Gleizes, 1993], [Brochard, 2009], [Lowke et Quartel, 1997], [Mougenot, 2013], [Murphy *et al.*, 2009] pour valider leur propre modèle.

Le modèle de Gonzalez [Gonzalez et Gleizes, 1993] simule un tir statique TIG en 2D axisymétrique stationnaire. La particularité de son modèle est de prendre en compte les vapeurs métalliques. Les résultats présentés ont été obtenus avec des intensités dépassant les 200 A. Ils ont montré que, dans leurs cas d'études, les vapeurs métalliques avaient un rôle non négligeable sur les températures au sein du plasma d'argon et de l'anode. Par contre, le modèle ne prend pas en compte la simulation de la cathode, à savoir l'électrode en tungstène. Celle-ci est symbolisée par des conditions aux limites directement. Le code de calcul utilisé est FLUENT. Lago [Lago, 2004] [Lago *et al.*, 2004] a poursuivi le développement des modèles de son encadrant de thèse, Gonzalez. Pour cela, il a réalisé différentes études paramétriques montrant l'influence du maillage, de l'effet Joule, du matériau de l'anode, des vapeurs métalliques, du passage du courant dans l'anode. Il a également développé un modèle en trois dimensions.

Murphy [Murphy *et al.*, 2009] a également étudié l'influence des vapeurs métalliques en faisant

varier le gaz de protection. Il a utilisé deux gaz, l'argon et un mélange d'hélium et de dioxyde de carbone. Dans cette étude, il a montré que, pour des intensités ne dépassant pas les 150 A, l'influence des vapeurs métalliques est négligeable.

Brochard [Brochard, 2009] et Traidia [Traidia, 2011] ont également reproduit les cas de Hsu et de Tanaka pour valider le développement de leur modèle. Dans le cas de Brochard, le code de calcul utilisé est Cast3m, et Traidia a utilisé Comsol Multiphysics®. Les modèles développés ont été réalisés en 2D axisymétrique et en stationnaire. Cependant, Traidia a mis en évidence les limites du calcul stationnaire. En effet, pour obtenir des résultats cohérents avec un calcul stationnaire, les conditions aux limites sur tout le contour du domaine imposent la température à 300 K. Or, cette température est peu réaliste compte tenu des conditions opératoires classiquement utilisées. Des conditions plus réalistes consistent à utiliser des pertes par rayonnement et par convection. Ces conditions ne sont pas utilisées dans un calcul stationnaire car ils provoquent une fusion de la quasi-totalité de la pièce en acier en raison du temps infini de soudage. Par ailleurs, Traidia montre également que pour des intensités inférieures à 180 A, la surface peut être considérée indéformable.

Koudadje [Koudadje, 2013], Borel [Borel, 2013], Yau [Yau, 2018] ont également développé des modèles de soudage TIG. Leurs travaux ont été réalisés à l'aide du code Saturne au sein d'EDF. Le modèle le plus récent est un modèle 3D prenant en compte la déformation de la surface de la pièce subissant un tir TIG statique. Pour simuler la déformation de la surface, la méthode A.L.E. est utilisée.

Les modèles cités précédemment font l'hypothèse que le plasma est en équilibre thermodynamique local (ETL). Dans la littérature, Li et Benilov [Li et Benilov, 2007] ont développé un modèle à deux températures, évitant de poser l'hypothèse d'ETL. La conclusion de leur modèle au sujet de l'ETL est la suivante. Bien que le modèle ETL puisse être utilisé pour prédire les caractéristiques générales des modèles de transfert de chaleur et d'écoulement dans la colonne à arc, il ne décrit pas, même sur un plan qualitatif, l'échange d'énergie entre la couche proche de la cathode et la colonne à arc. Les raisons sont les suivantes : même dans les arcs à courant élevé, dans lesquels la différence entre les températures des électrons et des particules lourdes dans la majeure partie de l'arc est négligeable, il existe une partie de la colonne d'arc adjacente à la couche proche de la cathode dans laquelle les températures sont différentes. Une description correcte de cette partie est essentielle pour comprendre l'échange de chaleur entre la couche proche de la cathode et la colonne à arc. Dans les modèles négligeant la couche proche de la cathode, et utilisant en particulier le modèle ETL, la température de gaz prédite en aval près de la pointe de la cathode est toujours supérieure à la température de surface de la cathode, ce qui entraîne un transfert d'énergie de la colonne d'arc à la surface de la cathode, ce qui est tout à fait différent des résultats prédits en utilisant le modèle de non-équilibre en prenant en compte la gaine proche de la cathode.

1.4.2 Modèles dédiés au procédé de soudage MIG ou WAAM

Dans la littérature, il existe des modèles très multiphysiques et des modèles qualifiés de "simplifiés". Les modèles simplifiés représentent, en général, les phénomènes liés au plasma d'arc à l'aide de fonctions gaussiennes pour décrire les distributions spatiales de la densité de courant, de la densité de flux de chaleur et de la pression d'arc à la surface du bain fondu. Des données expérimentales sont alors nécessaires pour identifier les paramètres décrivant ces distributions gaussiennes. Les

valeurs de ces paramètres ne seront utilisables que pour les conditions opératoires des expériences réalisées, ce qui limite le caractère prédictif de ces modèles. Les modèles mutliphysiques visent à modéliser l'ensemble des phénomènes au niveau des électrodes, du plasma et du bain fondu. Ils sont plus complexes à mettre en place, génèrent des temps de calcul plus longs, mais permettent une meilleure compréhension de l'influence des paramètres opératoires sur l'ensemble des observables. Dans le cas du procédé WAAM, ces modèles peuvent donc être utilisés pour rechercher des paramètres opératoires ou des stratégies de construction minimisant les défauts des pièces construites. Nous décrivons dans ce qui suit les modèles multiphysiques de la littérature pour les procédés de type MIG ou WAAM.

1.4.2.1 Modèles multiphysiques

Dans la littérature, de nombreux travaux se sont concentrés sur des modèles simulant le soudage à l'arc sous gaz avec électrode consommable (GMAW) et la fabrication additive d'arc au fil (WAAM). Des modèles très pointus ont été développés pour modéliser le détachement de la goutte et son évolution dans le plasma.

Jones et al. [Jones *et al.*, 1998a] ont modélisé le détachement des gouttes sous l'effet de forces électromagnétiques. Dans leur modèle, les forces électromagnétiques sont calculées à partir de la géométrie de la goutte, et celles-ci sont appliquées au centre de gravité de la goutte. Leur modèle représente trois principales étapes du procédé MIG/MAG :

1. la croissance de la goutte,
2. le détachement de la goutte,
3. la traversée de la goutte dans le plasma.

Deux types de courant ont été présentés, un courant continu et un courant pulsé. En ce qui concerne le calcul avec le courant continu, la valeur de la tension de surface a été réduite pour que le calcul puisse aboutir. Afin de justifier cette faible valeur, ils ont mis en avant le fait qu'ils ne prennent pas en compte une force radiale due à des écoulements du fluide présents dans la goutte qui annuleraient les forces électromagnétiques.

Ces mêmes auteurs dans un autre article [Jones *et al.*, 1998b] supposent que les gouttes traversant le plasma ne sont pas parcourues par le courant. D'après Jones et al., malgré le fait que la conductivité électrique de la goutte soit plus élevée que celle du plasma, la température du métal reste trop faible pour assurer l'émission thermoïonique.

Fan et Kovacevic [Fan et Kovacevic, 2004] ont développé un modèle 2D axisymétrique unifié pour simuler toutes les étapes du processus de soudage GMAW. Leur modèle prédit la formation des gouttes, leur détachement, ainsi que leur impact dans le bain de fusion. Les équations couplées régissant la conservation de la masse, de la quantité de mouvement, de l'énergie et les équations de Maxwell sont résolues dans l'électrode, l'arc et le bain de soudure. La méthode VOF est utilisée pour suivre la surface libre en mouvement. Un courant continu de 160 A est considéré, conduisant à un régime globulaire, où le diamètre des gouttes est plus grand que le diamètre du fil. L'arc composé d'argon gazeux ionisé est supposé être en équilibre thermodynamique local (ETL). Les flux de gaz et de liquide sont supposés laminaires. Le réchauffement de la goutte dans le plasma est négligé, compensé par la vaporisation de la surface de la goutte. Pour valider leur modèle, ils ont

comparé les résultats numériques avec des mesures d'imagerie à grande vitesse, avec rétroéclairage laser de fréquence 250 Hz (figure 1.23).

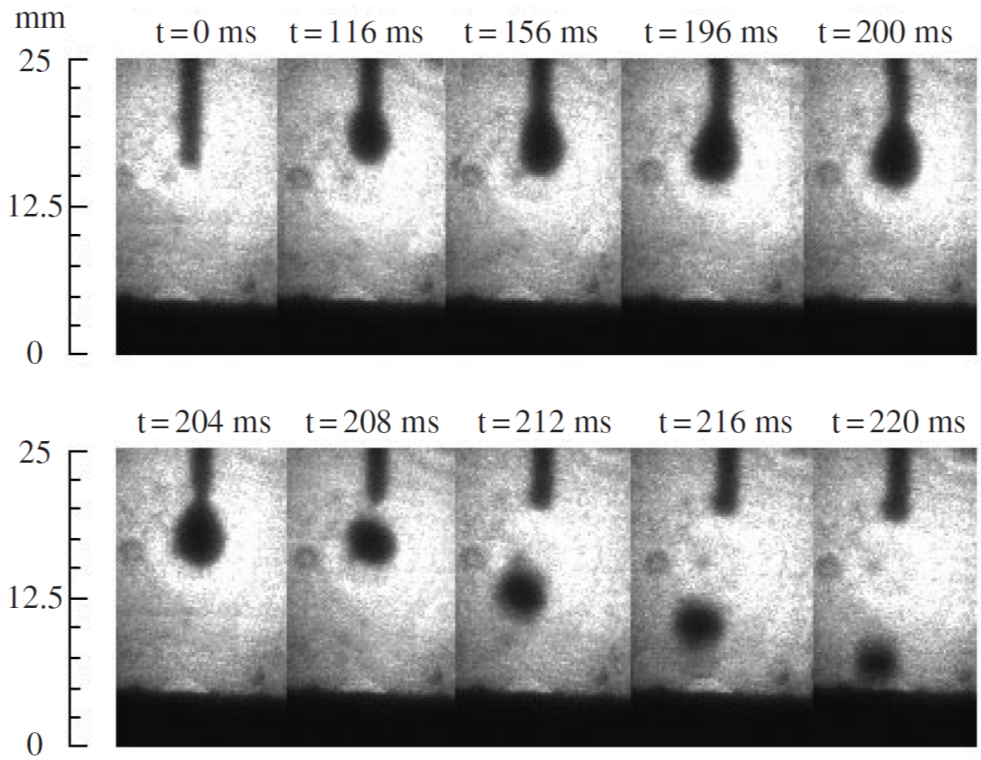


FIGURE *1.23:* ***Images successives obtenues à l'aide de l'imagerie rapide [Fan et Kovacevic, 2004]***

Hu et Tsai [Hu et Tsai, 2007a] [Hu et Tsai, 2007b]] ont proposé un modèle similaire pour simuler le processus de soudage dynamique dans l'électrode, l'arc et le bain de soudage pour un courant constant de 200A. Leurs calculs montrent comment les gouttes en mouvement et le bain de fusion déformé affectent le courant, la température, la vitesse et la distribution de pression dans la colonne d'arc (figure 1.24). Leurs conclusions remettent en question l'hypothèse traditionnelle d'une distribution gaussienne de la pression de l'arc, du courant et du flux thermique à la surface du bain de fusion.

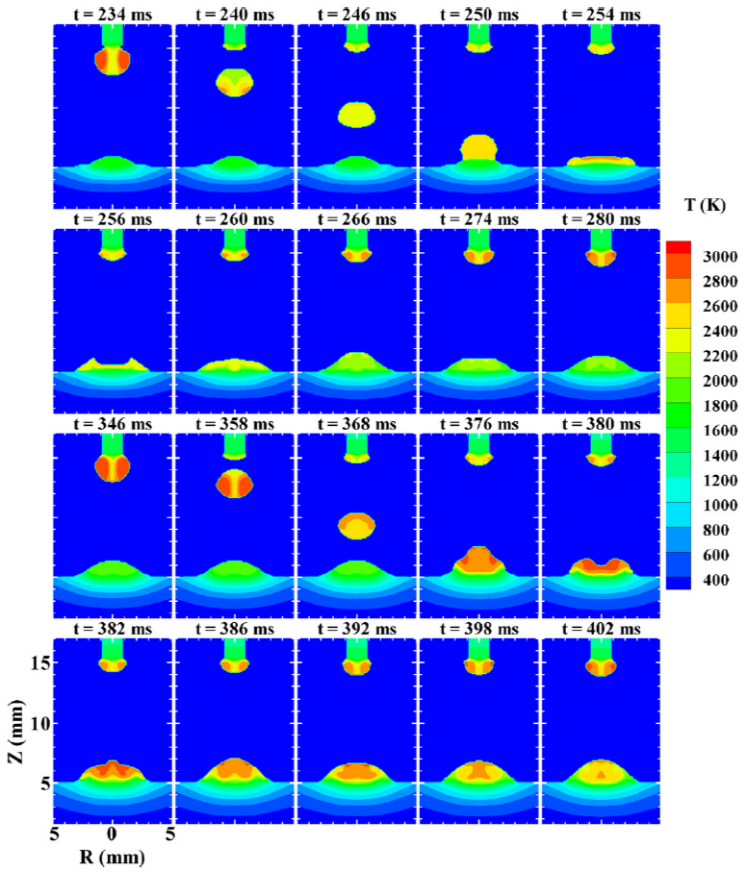
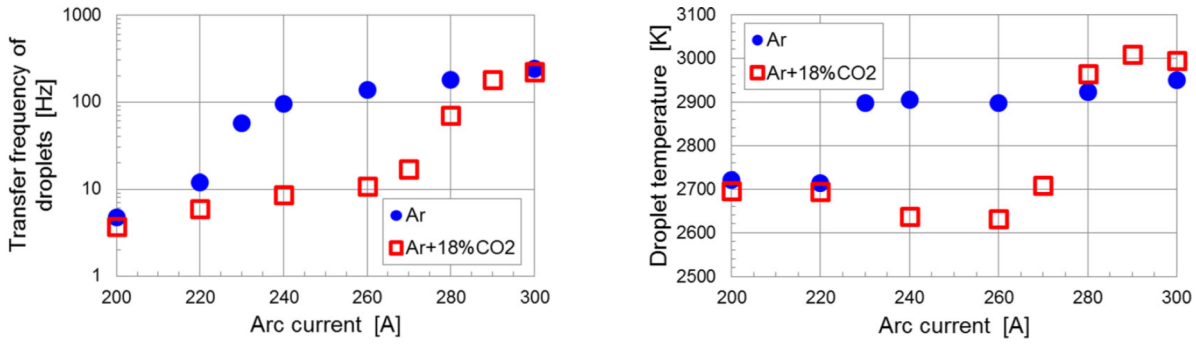


FIGURE *1.24:* ***Illustration du modèle de Hu et Tsai [Hu et Tsai, 2007b]***

Murphy [Murphy, 2013] a développé une approche différente pour modéliser un processus GMAW avec un modèle tridimensionnel. Une méthode de surface d'équilibre (equilibrium surface method) a été utilisée pour suivre la surface libre du bain de fusion au lieu de la méthode VOF. L'influence des gouttes sur l'arc et le bain de soudure est prise en compte grâce à des termes sources obtenus par intégration moyenne dans le temps. Cette approche réduit considérablement le temps de calcul, et permet d'utiliser des pas de temps importants. La profondeur et la forme calculée du bain de soudure concordent bien avec les macrographies en coupe transversale.

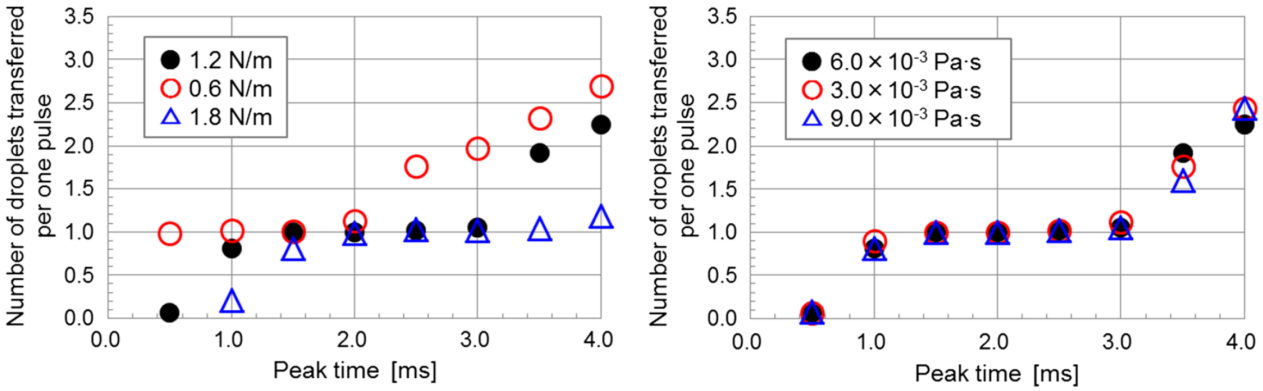
Ogino et Hirata [Ogino et Hirata, 2015] ont développé un modèle 3D incluant les interactions entre les gouttes et le plasma d'arc. Ils ont mis au point un modèle découplé où le plasma d'arc et la goutte sont calculés comme deux fluides distincts. A un pas de temps donné, les caractéristiques du plasma d'arc, telles que la température, la vitesse et les champs de pression, sont d'abord calculées, pour une forme de gouttes fixe. Ensuite, les phénomènes de transfert des métaux sont calculés en utilisant les caractéristiques du plasma d'arc comme conditions aux limites. Au pas de temps suivant, le plasma d'arc est calculé en utilisant la nouvelle forme des gouttes comme condition aux limites. La méthode VOF est utilisée pour suivre la nouvelle forme des gouttes. Ces calculs sont effectués pour différents courants afin d'analyser la transition du transfert globulaire au transfert par pulvérisation. Les fréquences de transfert de gouttes calculées concordent bien avec les données expérimentales. Ils ont constaté qu'à faibles courants, la tension superficielle est le principal facteur responsable du mode de transfert, mais que la force électromagnétique devient dominante à forts courants.

Dans leur article suivant [Ogino *et al.*, 2016], ces auteurs ont montré que la transition d'un régime globulaire à un régime spray est également influencée par le gaz protecteur. En comparant leurs calculs obtenus avec de l'argon et un mélange argon-CO_2, ils ont découvert que la nature du gaz a un impact sur la fréquence de détachement (figure 1.25a) et la température des gouttes (figure 1.25b). Dans [Ogino *et al.*, 2017], ils ont étudié l'influence du courant d'impulsion trapézoïdal dans le soudage MIG pulsé. Leurs calculs ont montré qu'un comportement périodique est observé pour la goutte mais aussi pour le plasma d'arc et la vapeur métallique. L'influence des propriétés du matériau du fil de remplissage, telles que la tension superficielle (figure 1.26a) et la viscosité (figure 1.26b), sur le comportement des gouttes est également étudiée numériquement. Ils ont souligné que pour un faible coefficient de tension superficielle, un plus grand nombre de gouttelettes se détacheront pour une durée d'impulsion donnée. La même observation est faite avec la viscosité dynamique du fil de remplissage. Ils n'ont pas validé leur modèle par des expériences.



(a) Fréquence de détachement **(b)** Température

FIGURE *1.25:* ***Influence de la nature du gaz de protection sur la fréquence de détachement des gouttes et sur leurs températures pour différentes intensités de courant [Ogino* et al.*, 2016]***



(a) Tension de surface **(b)** Température

FIGURE *1.26:* ***Influence des propriétés matériaux sur le nombre de goutte détachée pour différentes durées de pulsation d'intensité [Ogino* et al.*, 2017]***

D'autres auteurs, comme Zhao et Chung [Zhao et Chung, 2017], ont mis au point un modèle couplé magnéto-thermohydrodynamique pour étudier le transfert de la matière et le comportement

thermique au cours du procédé MIG en utilisant un courant alternatif. Ils ont utilisé la méthode level set pour le suivi de l'interface. Tout d'abord, l'effet de la polarité de l'électrode sur les propriétés de l'arc est étudié. Ils ont également étudié le comportement des gouttes en termes de taille, de forme et de température pour le courant continu et alternatif (figure 1.27). De plus, une analyse quantitative des flux de chaleur vers l'électrode est réalisée pour expliquer le mécanisme de transfert des gouttes entre un courant continu et un courant alternatif. Pour valider leur modèle, les résultats simulés sont comparés à des images à grande vitesse à différents moments du cycle de soudage. Le modèle ne simule pas le bain de fusion.

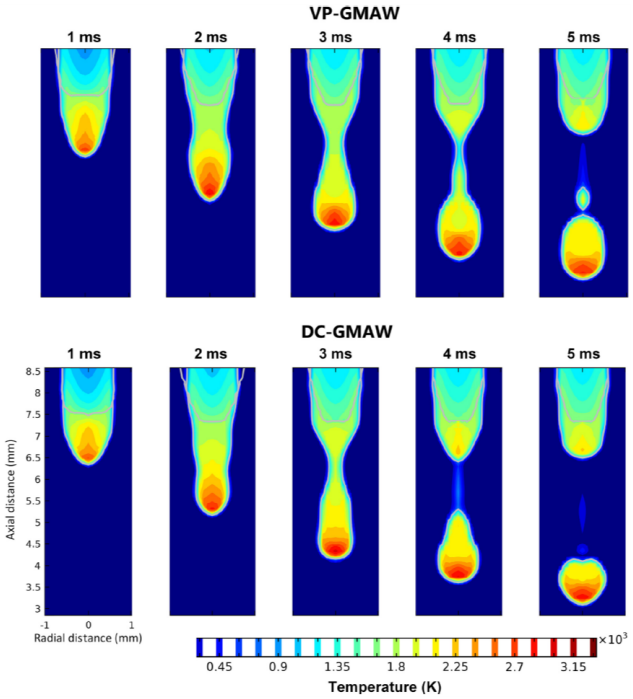
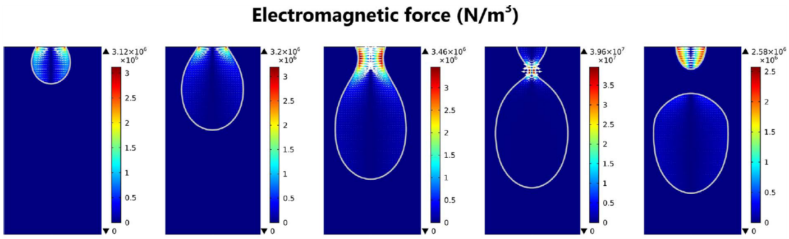
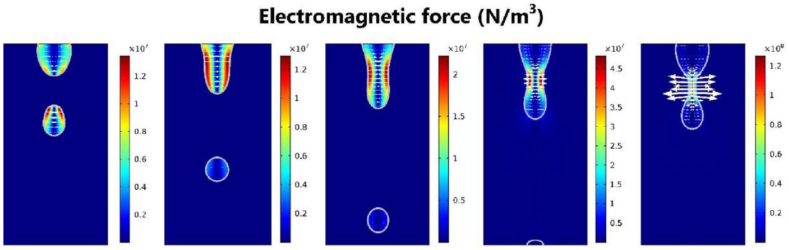


FIGURE *1.27:* ***Illustration de l'évolution du champ de température durant un cycle d'impulsion exponentiel [Zhao et Chung, 2017]***

Dans [Zhao et Chung, 2018b], ces auteurs ont étudié la transition du mode globulaire au mode spray avec un modèle similaire mais en utilisant une méthode phase field pour suivre l'interface gaz-liquide (figure 1.28). L'influence de la force motrice dans les différents modes de transfert est étudiée. De plus, ils ont constaté que la méthode du champ de phase prédit un diamètre de goutte plus réaliste en fonction du courant, comparativement à la méthode VOF, grâce à une meilleure estimation du trajet du courant lors de la chute de la goutte dans le plasma d'arc. Cependant, leur modèle ne simule pas le bain de fusion et son interaction avec les gouttes.



(a) Globulaire



(b) Spray

FIGURE *1.28:* ***Evolution des forces électromagnétiques pour un régime globulaire et un régime spray [Zhao et Chung, 2018b]***

Dans [Zhao et Chung, 2018a], les mêmes auteurs ont étudié l'influence de différents types de courant pulsé sur le comportement du transfert dynamique des gouttes et ont comparé les résultats numériques aux données expérimentales obtenues par caméra à grande vitesse pour un type de courant pulsé, de forme exponentielle. Ils montrent que la pulsation du courant modifie fortement le moment de détachement et la vitesse des gouttes, mais que les flux de chaleur dans le fil de l'électrode ne sont pas affectés de façon significative (figure 1.29). Comme dans [Zhao et Chung, 2017], [Zhao et Chung, 2018b], le bain de fusion n'est pas modélisé.

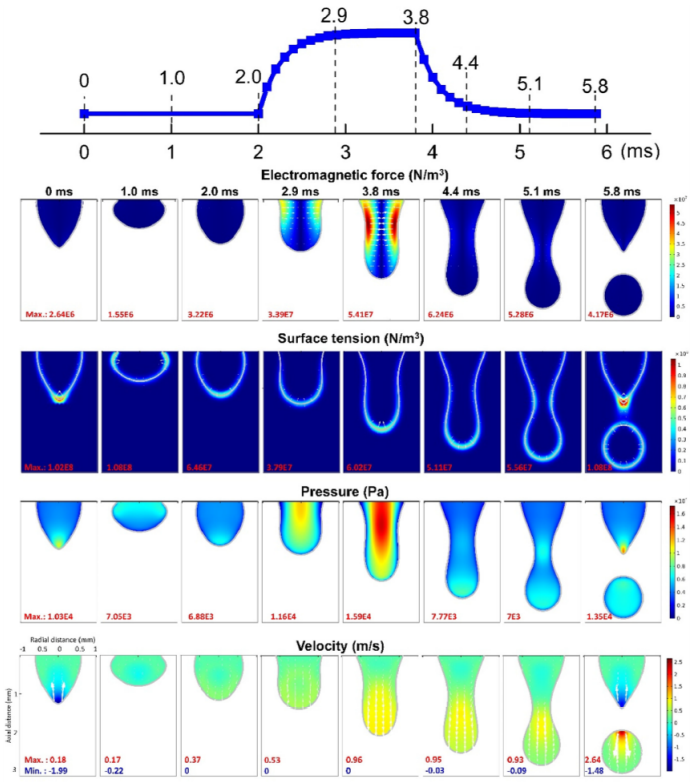


FIGURE *1.29:* ***Illustration de l'évolution des différentes variables durant un cycle d'impulsion exponentiel [Zhao et Chung, 2018a]***

Les modèles numériques présentés dans ce paragraphe permettent d'avoir une meilleure compréhension de l'influence des paramètres sur les différents observables. Néanmoins, ces modèles ne simulent qu'un temps physique très court de l'ordre de la seconde à cause des temps de calcul très coûteux. Pour simuler la fabrication d'une pièce métallique, il faut donc utiliser des modèles "simplifiés" c'est-à-dire ne représentant pas de manière explicite l'apport de matière en simulant la fusion de l'électrode par exemple.

1.4.2.2 Modèles "simplifiés"

Afin de réduire les temps de calcul, ces modèles sont généralement simplifiés et basés sur des lois empiriques nécessitant un étalonnage des paramètres d'entrée avec des données expérimentales. La formation et le détachement de gouttes, leur transfert dans le plasma d'arc et l'impact des gouttes dans le bain fondu ne sont pas explicitement simulés. Bai [Bai *et al.*, 2018] a développé un modèle 3D pour étudier les comportements d'écoulement de fluide et de transfert de chaleur dans les dépôts multicouches de soudage à l'arc plasma (PAW). Une méthode VOF est utilisée pour suivre la surface du bain de fusion. L'apport de matière est modélisé à travers un terme source dans l'équation de conservation de la masse. L'emplacement de l'entrée de matière est déterminé en fonction de données expérimentales. La chaleur de l'arc est également simplifiée à l'aide d'un modèle de source de chaleur volumique à double ellipsoïde modifié basé sur des paramètres calibrés avec imagerie infrarouge. Ce modèle est utilisé pour simuler les dépôts de la 1ère, 2ème et 21ème couche. Cependant, en raison du temps de calcul prohibitif, la simulation de la 21ème couche est

initialisée avec le profil expérimental de la 20ème couche. Hejripour [Hejripour *et al.*, 2018] a utilisé une méthode A.L.E. pour prédire la forme de la première couche dans un processus WAAM. Des fonctions gaussiennes sont choisies pour décrire l'apport de chaleur, la densité de courant et la pression de l'arc. Le profil de la surface libre est calculé en minimisant l'énergie potentielle totale de la surface résultant d'une condition d'équilibre entre tension superficielle, pression hydrostatique et pression d'arc. Cependant, cette méthode est difficile à appliquer pour les dépôts multicouches.

1.5 Conclusion du chapitre

Ce chapitre avait pour but de passer en revue les principaux phénomènes mis en œuvre lors du procédé de fabrication arc-fil de pièces métalliques. La présentation de différents modes de transfert ainsi que l'influence de leurs paramètres ont permis de mettre en évidence la complexité des modèles simulant ce genre de procédés. En effet, chaque paramètre opératoire joue un rôle non négligeable sur les différents observables.

Une revue non exhaustive des modèles numériques autour des procédés de soudage TIG, MIG/-MAG et WAAM a été proposé. A l'heure actuelle, les modèles TIG multiphysiques sont davantage représentés dans la littérature que les modèles concernant les modèles MIG/MAG ou WAAM multi-physique. Les phénomènes physiques sont très similaires entre les procédés. La différence se porte au niveau de l'électrode, l'une est non fusible, en tungstène, tandis que l'autre est fusible, ce qui complexifie davantage le développement du modèle numérique. Néanmoins, dans la littérature, à notre connaissance, il n'y a pas de modèle multiphysique complet tridimensionnel simulant le procédé WAAM CMT. Ce procédé est plus complexe que les autres procédés WAAM du fait que l'électrode fusible effectue des allers-retours pour venir déposer la matière, alors que dans les procédés pulsé, globulaire, ou spray, l'électrode ne défile que dans un seul sens. De plus, les modèles présentés dans cet état de l'art ont été développés à l'aide de codes de calcul d'utilisation complexe, réservés aux initiés et souvent développés dans des codes non-commerciaux. Il est à noter également que les modèles ne sont en général pas ou peu validés à l'aide d'expériences. Les comparaisons sont souvent limitées à la forme des dépôts ou de zones fondues à l'aide de macrographies. Cela rend difficile l'évaluation des méthodes employées.

A partir de cet état de l'art, nous nous sommes donc fixés différents objectifs afin de traiter la simulation du procédé WAAM. Le premier objectif concerne le développement d'un modèle magneto-thermohydrodynamique du procédé TIG. Ce premier modèle, de type modèle d'arc, a pour but de valider les développements autour du plasma, de l'arc électrique avant de s'orienter vers un modèle avec apport de matière. Ce modèle permet de prédire le champ de température et de vitesse dans le plasma et le bain de fusion.

Le second objectif a été de développer un modèle 2D axisymétrique simulant le procédé WAAM pulsé. Il se base sur la résolution d'un problème couplé magnéto-thermohydrodynamique associé à une méthode level set pour le suivi de l'interface liquide-gaz. Ce modèle est utilisé pour simuler la construction d'un barreau vertical. L'objectif de ce modèle est de prédire, uniquement à partir des paramètres opératoires, le champ de température dans la pièce ainsi que la géométrie du dépôt créé. Le troisième objectif a porté sur l'extension de ce modèle multiphysique à une configuration 3D. Ce modèle est appliqué à la construction d'une pièce type mur à l'aide d'un procédé CMT. Ce modèle permet une analyse complète des phénomènes au niveau de l'apport de matière et du bain

fondu.

Enfin, une approche plus globale à l'échelle de la pièce est également proposée afin de prédire l'évolution des champs de température au sein de toute la pièce en construction. Afin de réduire les temps de calcul, seuls les phénomènes thermiques sont calculés pour ce modèle global. Une approche originale pour traiter l'apport de matière à l'aide de la méthode level set est mise en œuvre. La finalité de ce modèle, hors du cadre de ces travaux, est de pouvoir réaliser des calculs thermo-mécaniques au cours du processus de fabrication. Contrairement aux modèles multiphysiques, il nécessite le calage d'un certain nombre de paramètres aussi bien pour l'apport de chaleur que pour l'apport de matière. La valeur de ces paramètres peut être estimée à partir de données expérimentales ou provenir d'un modèle multiphysique.

2 Développement d'un modèle d'arc

Sommaire

2.1 Introduction 42
2.2 Description mathématique de la physique du procédé 42
2.2.1 Hypothèses de simplification pour la résolution du problème multiphysique 43
2.2.2 Résolution du problème électromagnétique 43
2.2.3 Résolution de la mécanique des fluides 45
2.2.4 Résolution du problème thermique 47
2.2.5 Résolution des équations au niveau des interfaces des domaines 48
2.2.6 Prise en compte de l'entrée du gaz dans le plasma 51
2.2.7 Traitement numérique des interfaces 51
2.2.8 Résumé de la description mathématique 52
2.3 Comparaison du modèle avec les résultats de la littérature 53
2.3.1 Maillage utilisé lors de ces deux configurations 55
2.3.2 La configuration de Hsu 55
2.3.3 La configuration de Tanaka 60
2.4 Partie expérimentale 68
2.4.1 Présentation du dispositif expérimental 69
2.4.2 Présentation des essais et des résultats 71
2.5 Conclusion 79

2.1 Introduction

Ce deuxième chapitre concerne le développement d'un modèle pour simuler le procédé TIG sans apport de matière. Ce modèle 2D axisymétrique est une première étape avant d'aborder le développement d'un modèle avec apport de matière représentant le procédé WAAM. Ce chapitre a pour principal objectif de valider tout le développement autour des phénomènes physiques dans le plasma mais également dans le bain de fusion. En premier lieu, une description mathématique du modèle du procédé TIG est réalisée en prenant en compte la majorité des phénomènes physiques impliqués afin d'obtenir un modèle prédictif de ce procédé. Ce modèle auto-consistant permet de prédire les champs de température, de vitesse, de pression, la densité de courant et le champ magnétique dans le plasma et le bain liquide à partir uniquement des paramètres opératoires tels que :

— l'intensité de courant,

— la hauteur d'arc,

— l'angle d'affûtage,

— le diamètre de la troncature de l'électrode,

— le débit du gaz de protection,

— le temps d'application de l'arc.

A la suite de cette description mathématique, une confrontation des résultats numériques a été réalisée afin de valider le développement du modèle sous le logiciel Comsol Multiphysics®. Cette comparaison à été réalisée à l'aide des résultats numériques et expérimentaux de la littérature mais également à l'aide d'une étude expérimentale menée au sein du laboratoire IRDL.

2.2 Description mathématique de la physique du procédé

Cette partie a pour objectif de formuler tous les phénomènes physiques expliqués précédemment sous forme d'équations afin de les implémenter dans le code de calcul. Le code de calcul utilisé pour notre étude est le logiciel Comsol Multiphysics®, version 5.4. Dans notre cas, afin de modéliser le procédé à l'arc TIG, nous prendrons en compte les problèmes liés à l'électromagnétisme, au transfert de chaleur et à la mécanique des fluides, comme présenté sur la figure 2.1. Les phénomènes liés aux transformations métallurgiques et déformations et contraintes mécaniques ne sont pas pris en compte au vu de la complexité des problèmes physiques à résoudre. De plus, pour cette même raison, des hypothèses sont faites afin de modéliser seulement la partie comportant l'électromagnétisme, les transferts de chaleur et la mécanique des fluides.

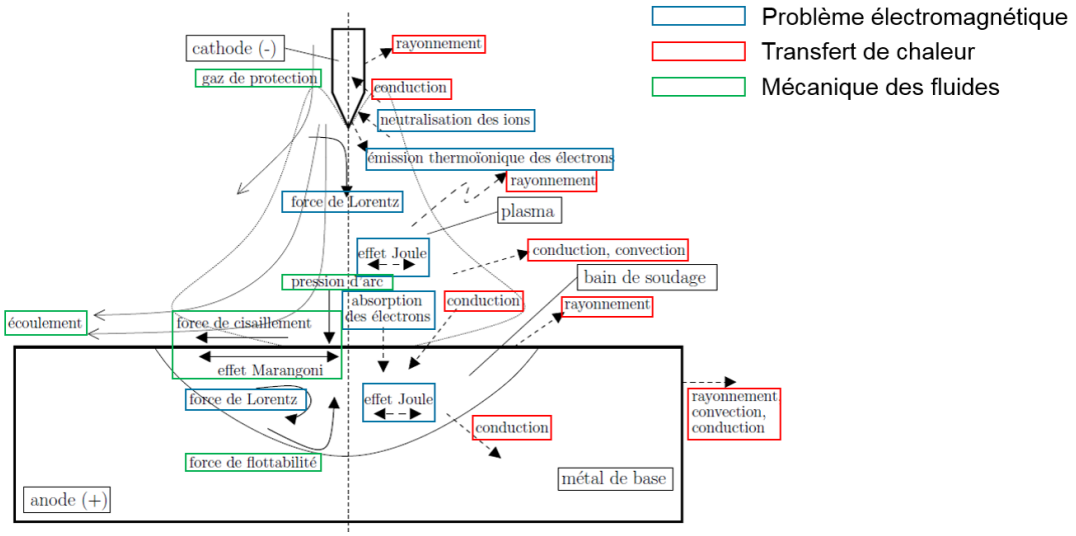


FIGURE *2.1:* ***Principaux phénomènes physiques présents au niveau des interfaces anode/plasma et cathode/plasma dans le cas d'un procédé TIG [Brochard, 2009]***

2.2.1 Hypothèses de simplification pour la résolution du problème multiphysique

Vu la complexité des couplages multiphysiques, des hypothèses ont été faites afin de réduire la difficulté de la modélisation. La majorité de ces hypothèses correspond à celles généralement adoptées par les auteurs pour traiter les cas de référence proposés par [Hsu *et al.*, 1983], et de [Tanaka *et al.*, 2002]. Ces hypothèses sont les suivantes :

— le plasma est supposé être à l'équilibre thermodynamique local (ETL) [Tanaka *et al.*, 2002], [Lago, 2004], [Brochard, 2009], [Traidia, 2011], [Mougenot, 2013], [Borel, 2013],

— le plasma est considéré comme un fluide newtonien faiblement compressible en régime laminaire,

— le calcul est effectué en 2D axisymétrique,

— le problème électromagnétique est supposé stationnaire pour chaque pas de temps du problème thermo-hydraulique,

— la cathode et l'anode sont supposées indéformables,

— la présence de vapeurs métalliques dans le plasma et l'évaporation des électrodes sont négligées,

— l'écoulement du métal fondu est incompressible et en régime laminaire,

— la force de flottabilité est prise en compte en utilisant l'approximation de Boussinesq.

2.2.2 Résolution du problème électromagnétique

Il existe plusieurs formulations pour résoudre le problème électromagnétique :

— la formulation en potentiel électrique,

— la formulation en induction magnétique,

— la formulation générale,

Les formulations en potentiel électrique et en induction magnétique s'appliquent dans des problèmes en 2D axisymétrie, tandis que la formulation générale s'applique dans les cas en deux ou trois dimensions. Dans notre cas, le modèle numérique utilise la formulation générale dont la description est présentée dans ce paragraphe. Les deux autres formulations sont présentées en annexe A.

$$\text{Loi de Faraday :} \quad \vec{rot}(\vec{E}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \tag{2.1a}$$

$$\text{Loi de Gauss :} \quad div(\vec{D}) = q_{totale} \tag{2.1b}$$

$$\text{Loi d'Ampère :} \quad \vec{rot}(\vec{H}) = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \tag{2.1c}$$

$$\text{Equation de conservation du flux magnétique :} \quad div(\vec{B}) = 0 \tag{2.1d}$$

Avec :

— q_{totale} représentant la charge électrique totale (unité : $C.m^{-3}$,

— $\vec{D}$ représentant l'induction électrique (unité : $C.m^{-2}$),

— $\vec{H}$ représentant le champ magnétique (unité : T(Tesla)),

— $\vec{B}$ représentant l'induction magnétique (unité : T(Tesla)),

— $\vec{j}$ représentant la densité de courant (unité : $A.m^{-2}$),

— t représentant le temps (unité : s)

De plus, des simplifications des équations 2.1 de Maxwell sont envisageables du fait que le calcul s'effectue en régime stationnaire. Par conséquent, l'équation 2.1a devient $\vec{rot}(\vec{E}) = \vec{0}$ et l'équation 2.1c devient $\vec{rot}(\vec{H}) = \vec{j}$.

En plus de ces équations, en prenant en compte l'hypothèse de quasi-neutralité, l'équation de conservation de la charge s'écrit :

$$\text{Equation de la conservation de la charge :} \quad div(\vec{j}) = 0 \tag{2.2}$$

A ces équations (2.1) et (2.2), les lois de comportement (2.3) viennent s'ajouter :

$$\text{Loi d'Ohm :} \quad \vec{j} = \sigma_e \vec{E} + \sigma_e \vec{v} \times \vec{B} \tag{2.3a}$$

$$\text{Relation entre } \vec{D} \text{ et } \vec{E} : \quad div(\vec{D}) = \varepsilon_e \vec{E} \tag{2.3b}$$

$$\text{Relation entre } \vec{B} \text{ et } \vec{H} : \quad \vec{B} = \mu_0 \vec{H} \tag{2.3c}$$

Avec :

— σ_e représente la conductivité électrique,

— $\vec{v}$ représente la vitesse de l'écoulement,

— ε_e représente la permittivité électrique,

— μ_0 représente la perméabilité magnétique.

L'intérêt du problème électromagnétique est de pouvoir calculer les forces de Lorentz présentes dans le problème de mécanique des fluides ainsi que l'effet Joule pour le problème thermique. Ces grandeurs seront calculées à partir de la densité de courant $\vec{j}$. Pour cela, le point de départ est l'équation de la conservation de la charge (2.2) qui peut s'exprimer en fonction du potentiel magnétique $\vec{A}$ et du potentiel électrique V (équation(2.4)) :

$$\begin{aligned} div(\vec{j}) &= 0 \\ div\left(\sigma_e \vec{grad}(V) + \sigma_e \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}\right) &= 0 \end{aligned} \tag{2.4}$$

A la suite de cela, il est possible de calculer le champ électrique $\vec{E}$ par le biais de la relation :

$$\vec{j} = \sigma_e \vec{E} \tag{2.5a}$$

$$\text{Avec :} \qquad \vec{E} = -\vec{grad}(V) - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \tag{2.5b}$$

Une fois que le champ électrique $\vec{E}$ est obtenu, il est possible d'obtenir le champ magnétique $\vec{B}$ en partant de l'équation (2.1c) et de la relation (2.5) :

$$\begin{aligned} & \vec{rot}(\vec{B}) = \mu_0 \vec{j} \\ \iff & \vec{rot}(\vec{B}) = \mu_0 \sigma_e \left(-\vec{grad}(V) - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}\right) \\ \iff & \frac{1}{\mu_0} \vec{rot}(\vec{B}) + \sigma_e \vec{grad}(V) + \sigma_e \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \vec{0} \\ \iff & \frac{1}{\mu_0} \vec{rot}(\vec{rot}(\vec{A})) + \sigma_e \vec{grad}(V) + \sigma_e \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \vec{0} \end{aligned} \tag{2.6}$$

Avec :

$$\vec{B} = \vec{rot}(\vec{A}) \tag{2.7}$$

Une fois que l'équation (2.6) est résolue, il est simple d'obtenir le champ magnétique $\vec{B}$ avec l'équation (2.7). Par conséquent, il est possible de calculer les forces de Lorentz qui vont intervenir dans la partie mécanique des fluides, mais également l'effet Joule qui va jouer un rôle dans la partie thermique.

2.2.3 Résolution de la mécanique des fluides

En partant des hypothèses du paragraphe 2.2.1, les écoulements au sein du plasma et du bain liquide peuvent être déterminés à partir des équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement :

- *Conservation de la masse :*

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + div(\rho \vec{v}) = 0 \tag{2.8}$$

- *Conservation de la quantité de mouvement :*

$$\rho\left(\frac{\partial\vec{v}}{\partial t}+\underset{\sim\sim}{grad}(\vec{v}).\vec{v}\right)=\vec{div}[-P\underset{\sim}{i}+\mu(\underset{\sim\sim}{grad}(\vec{v})+^{t}\underset{\sim\sim}{grad}(\vec{v}))-\frac{2}{3}\mu div(\vec{v})\underset{\sim}{i}]+\vec{F_v} \tag{2.9}$$

Avec :

— $\vec{v}$ le champ de vitesse du plasma mais également du métal fondu,

— t le temps

— ρ et μ la masse volumique et la viscosité dynamique propres aux données matériaux de chaque domaine (plasma, anode),

— P la pression,

— $\vec{F_v}$ forces volumiques.

Ces forces volumiques sont propres à chaque milieu (plasma, anode). Dans le plasma, la force volumique se limite à :

$$\vec{F}_{v_{plasma}}=\vec{F}_{v_{Lorentz}} \tag{2.10}$$

alors que dans l'anode, la force volumique $\vec{F}_{v_{anode}}$ correspond à :

$$\vec{F}_{v_{anode}}=\vec{F}_{v_{Lorentz}}+\vec{F}_{v_{Flottabilite}}+\vec{F}_{v_{Darcy}} \tag{2.11}$$

Ces différentes forces volumiques sont détaillées dans ce qui suit :

La force de Lorentz :

Elle est décrite dans le paragraphe précédent et correspond à l'équation suivante :

$$\vec{F}_{v_{Lorentz}}=\vec{j}\times\vec{B} \tag{2.12}$$

La force de flottabilité :

C'est une force volumique ascendante causée par la variation de masse volumique d'un fluide en fonction de sa température et des effets de pesanteur. Elle est liée au phénomène de convection naturelle. Dans la majorité des travaux, l'approximation de Boussinesq est utilisée. Elle consiste à considérer que la masse volumique varie linéairement avec la température. La force de flottabilité se calcule alors par la relation suivante :

$$\vec{F}_{v_{Flottabilite}}=-\rho_0\beta(T-T_{ref})\vec{g} \tag{2.13}$$

où : ρ_0 est la masse volumique à la température de fusion, β est le coefficient d'expansion volumique, T_{ref} la température de fusion et $\vec{g}$ l'accélération de la pesanteur.

La loi de Darcy - La force d'extinction :

Lors d'une modélisation numérique, les équations de Navier-Stokes, dans le bain de fusion, sont résolues couramment dans les deux phases, liquide et solide, la position de l'interface solide-liquide étant identifiée seulement lors du post-traitement en localisant l'isotherme de fusion. Or, l'écoulement est cependant nul dans la phase solide et par conséquent les équations de Navier-Stokes n'ont pas lieu d'être. Il est donc nécessaire de modifier ces équations afin

d'annuler artificiellement le champ de vitesse dans la phase solide. Pour y parvenir, plusieurs méthodes sont possibles :

— la modification de la viscosité dans la phase solide en la faisant tendre vers l'infini,

— l'application de l'hypothèse de perméabilité dans la zone pâteuse et la génération d'une source volumique infinie dans le solide (Condition de Darcy).

Dans nos modélisations, le choix s'est porté sur l'utilisation de la loi de Darcy, qui est utilisée par de nombreux auteurs [Brochard, 2009], [Borel, 2013], [Traidia, 2011], [Morville, 2012]. Cette loi est associée à l'expression de Carman-Kozeny [Carman, 1997]. Cette approche est basée sur l'hypothèse de perméabilité dans la zone pâteuse qui implique la prise en compte de la croissance dendritique. De façon analogue à l'analyse d'écoulement en milieu poreux, elle vise à présenter l'écoulement dans la zone de transition liquide-solide. Elle va permettre d'annuler le champ de vitesse dans la partie solide en prenant en compte les dissipations par friction dans la zone pâteuse selon l'équation de Carman-Kozeny pour un écoulement à travers un milieu poreux :

$$\vec{F}_{v_{Darcy}} = -C\frac{(1-f_l)^2}{f_l^3+b}\vec{v} = K\vec{v} \tag{2.14}$$

avec : b une constante introduite de manière à éviter une division par zéro, C est une constante élevée et f_l la fraction liquide définie par :

$$f_l = \begin{cases} 0 & \text{pour } T \leq T_s \\ \dfrac{T-T_s}{T_l-T_s} & \text{pour } T_s < T \leq T_l \\ 1 & \text{pour } T > T_l \end{cases} \tag{2.15}$$

avec T_s la température du solidus et T_l la température du liquidus

2.2.4 Résolution du problème thermique

Le champ de température dans le plasma et les électrodes est déterminé à l'aide de la conservation de l'énergie :

- *Conservation de l'énergie :*

$$\rho C_p^{eq}(\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v}.\vec{grad}(T)) = div(\underset{\sim}{\lambda}\vec{grad}(T)) + S_v \tag{2.16}$$

avec : T la température, λ la conductivité thermique, S_v représentant l'ensemble des sources de chaleur volumiques, $\vec{v}$ le vecteur vitesse et C_p^{eq} la capacité thermique massique équivalente. Cependant, pour la cathode et le plasma qui ne subissent pas de changement de phase, C_p^{eq} est égal à C_p et c'est seulement pour l'anode que le C_p^{eq} est égal à $C_p + L_f\frac{\partial f_l}{\partial t}$ avec L_f représentant la chaleur latente de fusion.

Le terme S_v est propre à chaque milieu. Dans l'anode et la cathode, ce terme correspond à :

$$S_{vcathode,anode} = S_{v_{effetJoule}} \tag{2.17}$$

alors que dans le plasma, la source volumique correspond à :

$$S_{vplasma} = S_{v_{effetJoule}} + S_{v_{ray}} \tag{2.18}$$

Ces trois termes sont détaillés dans ce qui suit.

L'effet Joule :

L'effet Joule a été décrit précédemment et correspond à l'équation suivante :

$$S_{v_{effetJoule}} = \vec{j}.\vec{E} \tag{2.19}$$

Le rayonnement du plasma :

Les pertes radiatives au niveau du plasma sont calculées comme dans [Lago, 2004], [Brochard, 2009], [Traidia, 2011], [Borel, 2013], à partir du coefficient d'émission nette ε_n selon :

$$S_{v_{ray}} = -4\pi\varepsilon_n \tag{2.20}$$

Le coefficient d'émission nette dépend de la nature du gaz, et peut être dépendant de la température.

2.2.5 Résolution des équations au niveau des interfaces des domaines

Au niveau des interfaces plasma/cathode et plasma/anode, des phénomènes particuliers apparaissent, qu'il est nécessaire de prendre en compte lors de la simulation numérique de l'arc.

2.2.5.1 Au niveau de l'interface plasma/cathode

Pour le problème thermique, au niveau de l'interface plasma/cathode, des termes énergétiques supplémentaires viennent modifier le bilan énergétique. Au niveau de cette surface, comme il est rappelé au paragraphe 1.3.4.4, le bilan énergétique est défini de la façon suivante :

$$q_{total,cathode} = q_{cond,plasma} + s_{ion} - s_{emi} - s_{rayonnement,cathode} \tag{2.21}$$

avec : $q_{total,cathode}$ le flux de chaleur total reçu par la cathode, $q_{cond,plasma}$ le flux de chaleur transmis par conduction du plasma vers la cathode, s_{ion} l'énergie gagnée par la cathode lors de la neutralisation des ions, s_{emi} l'énergie perdue par la cathode par émission thermoïonique et $s_{rayonnement,cathode}$ les pertes radiatives à la surface cathodique.

De nouveaux termes sont apparus dans le bilan énergétique au niveau de cette interface, il convient de les décrire :

L'émission thermoïonique et neutralisation des ions :

Lorsque les électrons sont émis par la cathode, ils absorbent une quantité d'énergie de la cathode de l'ordre de $j_e\phi_c$ où j_e est la densité de courant électronique à la surface de la cathode et ϕ_c son travail de sortie. Cette densité de courant est supposée ne pas excéder la densité de courant thermoïonique déterminée par l'équation de Richardson-Dushmann [Vasquié, 2000] :

$$j_{em} = A_r T^2 exp(\frac{-e\phi_e}{k_B T}) \tag{2.22}$$

avec : e la charge élémentaire, k_B la constante de Boltzmann, A_r la constante de Richardson, ϕ_e le travail de sortie effectif du matériau.
Lorsque les ions sont collectés par la cathode, ils délivrent leur énergie d'ionisation $j_i V_i$, avec j_i la densité de courant ionique et V_i le potentiel d'ionisation du gaz. En partant de l'hypothèse que si la densité de courant calculée est supérieure à la densité de courant émis par émission thermoïonique, la densité de courant additionnelle est alors fournie par les ions transférés du plasma à la cathode. D'après Tanaka et al. [Tanaka et Lowke, 2007], cette densité de courant ionique s'exprime de la manière suivante :

$$j_i = \begin{cases} j_e - j_{em} & \text{si } j_e - j_{em} > 0 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \tag{2.23}$$

avec : j_e la densité de courant totale sur la surface de la cathode qui est définie par $j_c = j_e + j_i$. Ainsi, afin de respecter l'égalité précédente, l'expression de la densité de courant électronique j_e est :

$$j_e = \begin{cases} j_{em} & \text{si } j_c - j_{em} > 0 \\ j_c & \text{sinon} \end{cases} \tag{2.24}$$

De plus, Tanaka et al [Tanaka et Lowke, 2007] posent $j_c = ||\vec{j}||$, alors que Brochard [Brochard, 2009], ou Traidia [Traidia, 2011] considèrent que la composante normale à la surface de $\vec{j}$ est prépondérante de telle sorte à avoir $j_c = |\vec{j}.\vec{n}|$. Nous avons également opté pour ce choix.
Pour résumer, les termes s_{ion} et s_{emi} sont définis par :

$$s_{ion} = j_i V_i \tag{2.25}$$

$$s_{emi} = j_e \phi_c \tag{2.26}$$

Les pertes par rayonnement :

Au bilan énergétique viennent s'ajouter les pertes radiatives à la surface de la cathode qui se calculent à l'aide de la loi d'émission du corps gris :

$$s_{rayonnement,cathode} = \varepsilon \sigma_B T^4 \tag{2.27}$$

avec :σ_B la constante de Stefan-Boltzmann, et ε l'émissivité de la cathode.

2.2.5.2 Au niveau de l'interface plasma/anode

Comme pour l'interface plasma/cathode, des termes énergétiques supplémentaires viennent modifier le bilan énergétique. Au niveau de cette surface, comme il est rappelé au paragraphe 1.3.4.5,

le bilan énergétique est défini de la façon suivante :

$$q_{total,anode} = q_{cond,plasma} + s_{absorption-electrons} - s_{rayonnement,anode} \tag{2.28}$$

avec : $q_{total,anode}$ le flux de chaleur total reçu par l'anode, $q_{cond,plasma}$ le flux de chaleur transmis par conduction du plasma vers l'anode, $s_{absorption-electrons}$ l'énergie gagnée par l'anode lors de l'absorption des électrons, $s_{rayonnement,anode}$ la perte par rayonnement de la surface anodique.

Les nouveaux termes qui sont apparus dans le bilan énergétique au niveau de cette interface sont décrits ci-après :

L'absorption des électrons :

L'absorption des électrons est, comme indiqué précédemment, l'effet opposé à l'émission thermoïonique. Lors de l'absorption des électrons par l'anode, celle-ci reçoit, des électrons, une quantité d'énergie de l'ordre de $j_a\phi_a$, avec ϕ_a le travail de sortie de l'anode et j_a la densité de courant à la surface de l'anode. De plus, contrairement au bilan énergétique de l'interface plasma/cathode, la densité de courant ionique est supposée nulle, par conséquent, $j_a = j_e$. Comme précédemment, nous considérons que $j_a = |\vec{j}.\vec{n}|$.

Pour résumer, le terme $s_{absorption-electrons}$ est défini de la façon suivante :

$$s_{absorption-electrons} = |\vec{j}.\vec{n}|\phi_a \tag{2.29}$$

Les pertes par rayonnement :

Comme pour l'interface cathode/plasma, les pertes de rayonnement surfacique sont prises en compte (cf : équation (2.27)) :

$$s_{rayonnement,cathode} = \varepsilon\sigma_B T^4$$

Concernant le problème de mécanique des fluides, à l'interface plasma/anode, des forces tangentielles sont prises en compte, comme il est rappelé au paragraphe 1.3.4.5 qui sont définies de la façon suivante :

$$F_{tangentielle,anode} = F_{cisaillement,plasma} + F_{Marangoni}$$

avec : $F_{tangentielle,anode}$ la force tangentielle totale appliquée à la surface de l'anode, $F_{cisaillement,plasma}$ la force de cisaillement causée par l'écoulement du plasma sur la surface de l'anode, et $F_{Marangoni}$ la force causée par les gradients de tension de surface.

Il convient donc de décrire ces forces tangentielles :

La force de cisaillement sur la surface du bain :

Cette force est due à l'écoulement du plasma le long de la surface du bain liquide et elle s'exprime de la manière suivante :

$$F_{cisaillement,plasma} = ((\underset{\sim}{\tau} - p_{plasma}I).\vec{n}).\vec{t} \tag{2.30}$$

avec : $\underset{\sim}{\tau}$ le tenseur de contrainte de cisaillement, p_{plasma} la pression du plasma appliquée à la surface du bain, et $\vec{t}$ le vecteur tangentiel à la surface du bain.

La force de Marangoni (ou force de gradient de tension superficielle) :

En ne prenant en compte que les variations de la tension de surface par rapport à la température pour une surface plane supposée indéformable, cette force surfacique induite par la variation de tension de surface peut s'écrire à la surface libre du bain :

$$F_{Marangoni} = f_l \frac{\partial \gamma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial r} \tag{2.31}$$

avec : r représentant la coordonnée radiale à la surface de l'anode, pour un calcul numérique effectué en 2D axisymétrique, et $\frac{\partial \gamma}{\partial T}$ le coefficient de thermodépendance de la tension de surface. Le coefficient f_l représente la fraction liquide et permet de n'appliquer cette force que sur la partie liquide de l'anode.

2.2.6 Prise en compte de l'entrée du gaz dans le plasma

Le débit de gaz de protection est pris en compte en imposant la vitesse normale à la frontière supérieure entre l'électrode de tungstène et la buse de gaz (figure 2.2). Celle-ci est déterminée à partir de l'équation suivante, déduite de la solution analytique pour un écoulement de Poiseuille [Traidia, 2011] :

$$\vec{v}.(-\vec{n}) = U_{gaz}(r) = \frac{2Q_m}{\rho\pi} \frac{[R_{buse}^2 - r^2 + (R_{buse}^2 - R_{cat}^2)\frac{ln(r/R_{buse})}{ln(R_{buse}/R_{cat})}]}{[R_{buse}^4 - R_{cat}^4 + \frac{(R_{buse}^2 - R_{cat}^2)^2}{ln(R_{buse}/R_{cat})}]} \tag{2.32}$$

avec : $Q_m = \rho Q_v$ le débit massique du gaz de protection et Q_v le débit volumique de gaz [Traidia, 2011].

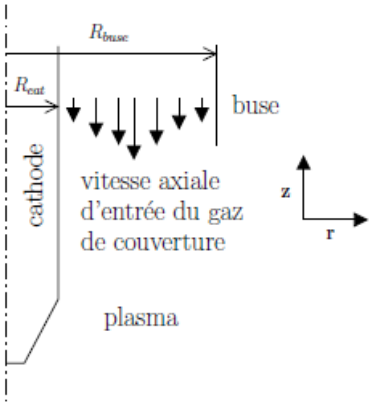


FIGURE *2.2:* ***Allure du profil de vitesse en sortie de buse [Brochard, 2009]***

2.2.7 Traitement numérique des interfaces

Au niveau des interfaces plasma/électrode, l'hypothèse d'Équilibre Thermodynamique Locale (ETL) n'est pas respectée. La température des particules lourdes est proche de celle des électrodes alors que la température des électrons est bien plus élevée et permet d'assurer un chemin conducteur entre le plasma et le matériau de l'anode. Afin de mieux traiter la densité de courant au voisinage des interfaces tout en utilisant l'hypothèse ETL, nous avons défini, comme dans

[Traidia, 2011], une zone spécifique proche des interfaces, évitant ainsi une conductivité électrique proche de zéro. Pour la zone de transition plasma/cathode, une épaisseur de 100 μm est choisie et pour la transition plasma/anode, elle est de 400 μm. Cette zone comporte les mêmes propriétés thermophysiques que celles du plasma excepté pour la conductivité électrique, qui est prise égale à celle de la cathode pour la zone de transition plasma/cathode et à celle de l'anode pour l'autre zone de transition. Cette méthode est particulièrement facile à mettre en œuvre dans le code de calcul Comsol Multiphysics®. D'autres méthodes existent, comme indiqué dans [Lago, 2004], [Tanaka et Lowke, 2007], [Brochard, 2009], [Borel, 2013].

2.2.8 Résumé de la description mathématique

Ce paragraphe récapitule toutes les équations utilisées pour la simulation numérique d'un arc TIG.

Pour les domaines : cathode, anode et plasma :

$$\begin{cases} div\left((\sigma_e \vec{grad}(V) + \sigma_e \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}\right) = 0 \\ \sigma_e \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \frac{1}{\mu_0} \vec{rot}(\vec{rot}(\vec{A})) + \sigma_e \vec{grad}(V) = \vec{0} \\ \rho C_p^{eq}(\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v}.\vec{grad}(T)) = div(\underset{\sim}{\lambda} \vec{grad}(T)) + S_v \end{cases} \tag{2.33}$$

avec :

$$S_v = \begin{cases} S_{vcathode,anode} = \vec{j}.\vec{E} \\ S_{vplasma} = \vec{j}.\vec{E} - 4\pi\varepsilon_n \end{cases} \tag{2.34}$$

Pour le domaine : plasma

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + div(\rho \vec{v}) = 0 \\ \rho(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \underset{\sim\sim}{grad}(\vec{v}).\vec{v}) = d\vec{iv}[-P\underset{\sim}{i} + \mu(\underset{\sim\sim}{grad}(\vec{v}) + {}^t \underset{\sim\sim}{grad}(\vec{v})) - \frac{2}{3}\mu div(\vec{v})\underset{\sim}{i}] + \vec{j} \times \vec{B} \end{cases} \tag{2.35}$$

Pour le domaine : anode

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + div(\rho \vec{v}) = 0 \\ \rho(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{grad}(\vec{v}).\vec{v}) = -\vec{grad}(P) + d\vec{iv}[\mu(\vec{grad}(\vec{v}) + {}^t \vec{grad}(\vec{v}))] + \vec{j} \times \vec{B} - \rho_0 \beta(T - T_{ref})\vec{g} + K\vec{v} \end{cases} \tag{2.36}$$

Au niveau de l'interface plasma/cathode

$$\begin{cases} q_{total,cathode} = q_{cond,plasma} + j_i V_i - j_e \phi_c - \varepsilon \sigma_B T^4 \\ \vec{v} = 0 \end{cases} \tag{2.37}$$

Au niveau de l'interface plasma/anode

$$\begin{cases} q_{total,anode} = q_{cond,plasma} - |\vec{j}.\vec{n}|\phi_a - \varepsilon\sigma_B T^4 \\ ((\underset{\sim}{\tau} - p_{anode}I).\vec{n}).\vec{t} = ((\underset{\sim}{\tau} - p_{plasma}I).\vec{n}).\vec{t} + f_l \dfrac{\partial\gamma}{\partial T}\dfrac{\partial T}{\partial r} \\ \vec{v}.\vec{n} = 0 \end{cases} \tag{2.38}$$

2.3 Comparaison du modèle avec les résultats de la littérature

L'objectif de cette partie est de comparer les résultats calculés par le modèle numérique avec ceux disponibles dans la littérature dans le cas d'une configuration 2D axisymétrique. Pour cela, deux cas de référence ont été choisis : celui de [Hsu *et al.*, 1983], et de [Tanaka *et al.*, 2002].

La configuration proposée par Hsu [Hsu *et al.*, 1983] va permettre de valider essentiellement les phénomènes au sein de l'arc, car la pièce (l'anode) en cuivre utilisée n'atteint pas sa température de fusion. Par conséquent, les comparaisons porteront sur :

— le champ de température dans l'arc,

— la densité de courant près de la point de la cathode,

— la densité de courant anodique,

— l'évolution de la vitesse du plasma sur l'axe,

La configuration de Tanaka et al [Tanaka *et al.*, 2002], contrairement à la première configuration, utilise une anode en acier inoxydable 304 et fait apparaître un bain de fusion. Ce modèle permettra de vérifier la forme du bain liquide, les forces de cisaillement à la surface du bain, la densité de flux de chaleur ainsi que la densité de courant à la surface de l'anode. Dans les deux configurations, la cathode est en tungstène, le gaz utilisé est l'argon.

Avant de présenter les comparaisons entre notre modèle et ceux de la littérature et afin d'avoir une meilleure analyse des résultats, les tableaux 2.I et 2.II récapitulent les principales différences entre les différents modèles de la littérature ainsi qu'avec notre modèle numérique. Les auteurs tels que Brochard et Traidia ont reproduit les cas de Hsu et de Tanaka. Par contre, Lago n'a pas reproduit celui de Tanaka.

	Brochard (2009)	**Traidia (2011)**	**Lago (2004)**	**Notre modèle**
Code de calcul	Cast3M	Comsol	FLUENT	Comsol
Configurations	2D axisymétrique / Stationnaire	2D axisymétrique / Stationnaire	2D axisymétrique / Stationnaire	2D axisymétrique / Stationnaire et transitoire
Hypothèses physiques				
Colonne de plasma	ETL	ETL	ETL	ETL
Plasma : Fluide	Faiblement compressible	Incompressible	Faiblement compressible	Faiblement compressible
Anode : Fluide	Incompressible	Incompressible	Pas de fluide	Incompressible
Ecoulements des fluides	Laminaire	Laminaire	Laminaire	Laminaire
Surface anode	Indéformable	Indéformable	Indéformable	Indéformable
Cathode	Présente	Présente	Non présente	Présente
Calcul électromagnétique	Formulation en induction magnétique	Formulation en induction magnétique	Formulations en induction magnétique et en potentiel électrique	Formulation générale
Densité de courant normale à la surface	$j = \frac{I}{\pi R_c^2}$	$j = \frac{I}{\pi R_c^2}$	$j(r) = J_{max} exp(-br)$ $J_{max} = \frac{I}{\pi R_c^2}$	$j(r) = J_{max} exp(-br)$ $J_{max} = \frac{I}{\pi R_c^2}$

TABLE 2.I: Comparaisons des hypothèses utilisées par les différents auteurs dans leurs modèles [Brochard, 2009], [Traidia, 2011], [Lago, 2004] avec celles de notre modèle

	Hsu (1983)	**Tanaka (2005)**	**Notre modèle**
Code de calcul	Non précisé	SIMPLEC	Comsol
Configurations	2D axisymétrique / Stationnaire	2D axisymétrique / Transitoire	2D axisymétrique / Stationnaire et transitoire
Hypothèses physiques			
Colonne de plasma	ETL	ETL	ETL
Plasma : Fluide	Non précisé	Faiblement compressible	Faiblement compressible
Anode : Fluide	Anode non modélisée	Incompressible	Incompressible
Ecoulements des fluides	Laminaire	Laminaire	Laminaire
Surface anode	Indéformable	Indéformable	Indéformable
Cathode	Non présente	Présente	Présente
Calcul électromagnétique	Formulations en induction magnétique	Non précisé	Formulation générale
Densité de courant normale à la surface	$j(r) = J_{max} exp(-br)$ $J_{max} = \frac{I}{\pi R_c^2}$	$j(r) = J_{max} exp(-br)$ $J_{max} = \frac{I}{\pi R_c^2}$	$j(r) = J_{max} exp(-br)$ $J_{max} = \frac{I}{\pi R_c^2}$

TABLE 2.II: Comparaisons des hypothèses utilisées par les différents auteurs dans leurs modèles [Tanaka, 2004], [Hsu *et al.*, 1983] avec celles de notre modèle

L'une des difficultés pour les conditions aux limites concerne la densité de courant normale à appliquer. En effet, il est pratiquement impossible de mesurer la température du plasma ainsi que le champ électrique près de la pointe de la cathode. Il faut donc choisir un profil raisonnable du courant comme Hsu l'a formulé [Hsu *et al.*, 1983] :

$$j(r) = J_{max} exp(-br) \tag{2.39}$$

Nous avons, par conséquent, choisi d'appliquer ce même profil dans notre modèle. La constante b de l'équation 2.39, est déterminée à l'aide de l'équation.

$$I = \int_{\partial\Omega} -\vec{n}.\vec{j} dS = 2\pi \int_0^{R_c} j(r) r dr \tag{2.40}$$

2.3.1 Maillage utilisé lors de ces deux configurations

Les résultats présentés ont été obtenus avec un domaine de calcul maillé à l'aide d'éléments triangulaires à interpolation linéaire. Les densités de maillage utilisées ont été sélectionnées suite à une étude de convergence spatiale, et sont les suivantes :

— dans le domaine de la cathode, la taille est de 100 μm,

— dans le domaine du plasma, la taille des éléments situés entre la cathode et l'anode est de 100 μm,

— dans le domaine de l'anode où est résolue la mécanique des fluides, la taille des éléments est de 50 μm. Dans le reste de l'anode, elle est de 200 μm.

Les tailles des éléments utilisées dans notre modèle sont plus faibles que celles utilisées dans le modèle de Brochard et de Traidia. Brochard utilise une taille d'élément de 100 μm dans la cathode et de 400 μm dans l'anode [Brochard, 2009]. Dans l'anode, les éléments utilisés par Brochard sont huit fois plus grands que ceux de notre modèle. Traidia utilise, au niveau des domaines du plasma et de l'anode des éléments de taille 250 μm, et au niveau de la cathode des éléments de taille 100 μm. Néanmoins, il raffine les éléments au niveau de la surface supérieure de l'anode. Les éléments ont une taille de 80 μm [Traidia, 2011]. Au niveau de la cathode, les auteurs concordent sur la même taille d'élément, 100 μm.

A titre indicatif, les calculs sont effectués en 20 heures sur 8 coeurs (3,47 GHz et 96 Go de RAM DDR3) pour un calcul temporel simulant une durée de 20 s.

2.3.2 La configuration de Hsu

2.3.2.1 Présentation du modèle

L'intérêt de la configuration de Hsu [Hsu *et al.*, 1983] est de pouvoir valider le champ de température, les vitesses et densités de courant au sein du plasma d'arc. Pour cette configuration, le calcul est stationnaire. L'objectif est de comparer les résultats de notre modèle à ceux théoriques et expérimentaux obtenus par Hsu [Hsu *et al.*, 1983]. Cependant, pour reproduire cette configuration, des éléments sont manquants dans l'article, comme, par exemple, la température imposée à la surface inférieure de l'anode. Nous nous sommes donc basés sur les travaux de Lago [Lago, 2004], qui a obtenu des résultats similaires à [Hsu et al., 1983] en faisant l'hypothèse d'une anode en cuivre de 5 mm d'épaisseur dont la face envers est soumise à une température constante de 1000 K. C'est pour cette raison que notre modèle repose essentiellement sur les hypothèses précisées dans la thèse de Lago [Lago, 2004]. D'autres auteurs [Brochard, 2009], [Traidia, 2011], ont développé un modèle numérique 2D axisymétrique (figure 2.3) reprenant quasiment les mêmes hypothèses que Lago [Lago, 2004] afin de reproduire la configuration réalisée par Hsu [Hsu *et al.*, 1983]. Les différences apportées entre les hypothèses de Lago et les autres modèles sont visibles dans les tableaux 2.I et 2.II. Ces différents résultats permettent ainsi de valider la résolution des différents problèmes physiques mis en place dans notre modèle.

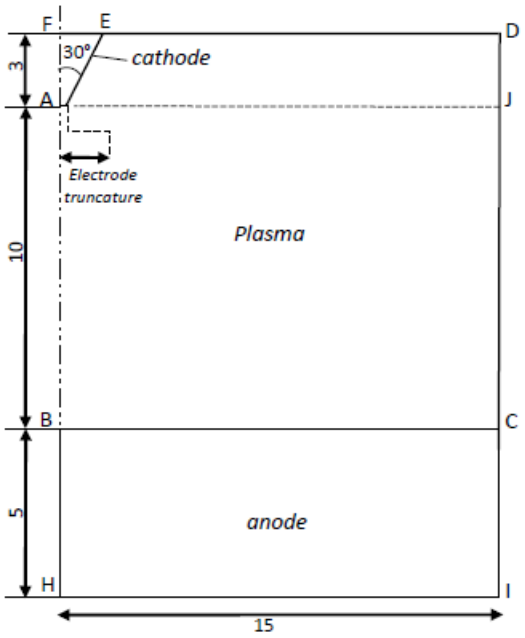


FIGURE *2.3:* ***Géométrie modélisée représentant l'essai expérimental de Hsu [Hsu* et al.*, 1983] (dimensions en mm)***

Dans cette étude, une cathode en tungstène thorié est utilisée, une anode en cuivre et l'argon comme gaz de protection. L'intensité du courant électrique est fixée à $I_0 = 200$ A, la pointe de la cathode possède un angle d'affûtage de 60^o avec un rayon de troncature de $r_{tronc} = 0,3$ mm, la distance inter-électrodes (longueur d'arc) est fixée à 10 mm. Les conditions aux limites associées à ce modèle sont précisées dans le tableau 2.III.

	FE	FA	EA	ED	DC
T	$T = 1000K$	$\vec{q}.\vec{n} = 0$	Eq. 2.21	$T = 1000K$	$T = 1000K$
(u, v, p)	-	-	$\vec{v} = \vec{0}$	$p = p_0$	$p = p_0$
$(V, \vec{A})$	$\int_{\partial\Omega} -\vec{n}.\vec{j}dS = I_0$	$\vec{j}.\vec{n} = 0$ $\vec{B} = \vec{0}$	$[\|(\vec{j}.\vec{n}\|] = 0$	$\vec{j}.\vec{n} = 0$ $\vec{A} \times \vec{n} = \vec{0}$	$\vec{j}.\vec{n} = 0$ $\vec{A} \times \vec{n} = \vec{0}$
	CI	IH	HB	BC	BA
T	$T = 1000K$	$T = 1000K$	$\vec{q}.\vec{n} = 0$	Eq. 2.28	$\vec{q}.\vec{n} = 0$
(u, v, p)	-	-	-	$\vec{v} = \vec{0}$	$\vec{v}.\vec{n} = 0$
$(V, \vec{A})$	$\vec{j}.\vec{n} = 0$ $\vec{A} \times \vec{n} = \vec{0}$	$V = 0$ $\vec{A} \times \vec{n} = \vec{0}$	$\vec{j}.\vec{n} = 0$ $\vec{B} = \vec{0}$	$[\|(\vec{j}.\vec{n}\|] = 0$	$\vec{j}.\vec{n} = 0$ $\vec{B} = \vec{0}$

TABLE 2.III: Conditions aux limites utilisées pour reproduire la configuration de Hsu

Dans la modélisation, la cathode est considérée comme solide mais également l'anode vu qu'il n'y a pas de formation de bain de fusion. Il n'y a donc pas de résolution de la mécanique des fluides dans ces deux domaines.

2.3.2.2 Propriétés thermophysiques utilisées

Pour reproduire la configuration de Hsu et Tanaka et al., il faut avoir en sa possession les données pour :

— le tungstène (la cathode),

— l'argon (le plasma),

— le cuivre (l'anode).

Les propriétés thermophysiques du tungstène, du cuivre et de l'argon sont détaillées dans l'annexe B. En ce qui concerne les propriétés physiques du tungstène pur ainsi que du cuivre pur, seules leur conductivité électrique et leur conductivité thermique qui sont dépendantes de la température interviennent (figures B.1 et B.2). Tandis que pour l'argon, l'ensemble des propriétés thermophysiques dépendantes de la température intervient (figure B.3). Les autres paramètres utilisés lors de la modélisation sont précisés dans le tableau 2.IV.

Symbole	Description	Valeur
ϕ_c	Travail de sortie de la cathode	$4{,}52V$
phi_e	Travail de sortie effectif de la cathode	$2{,}63V$
A_r	Constante de l'équation de Richardson (2.22)	$3.10^4 A.m^{-2}.K^{-2}$
L'anode en cuivre		
ϕ_a	Travail de sortie de l'anode	$4{,}65V$
ε	Emissivité de l'anode	0,9
L'argon		
V_i	Potentiel d'ionisation	$15{,}68V$

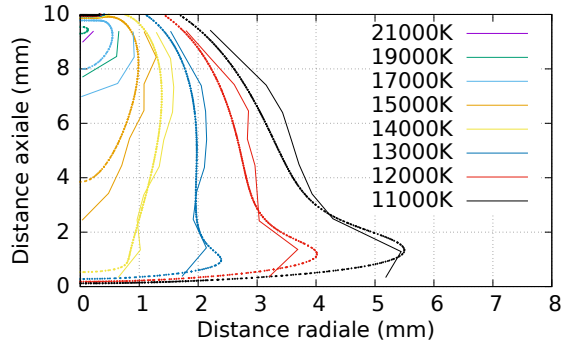
TABLE 2.IV: Paramètres utilisés dans la modélisation de la configuration de Hsu

2.3.2.3 Comparaisons des résultats obtenus par notre modèle avec ceux de la littérature

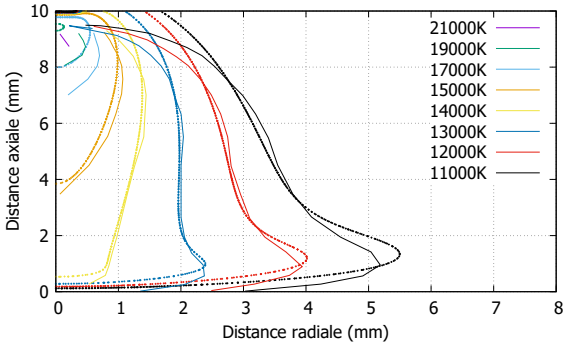
Champ de température dans le plasma

Le champ de température au sein du plasma est essentiel puisqu'il permet de valider l'équilibre énergétique des différentes interactions du plasma. Hsu a obtenu expérimentalement ce champ de température par spectroscopie.

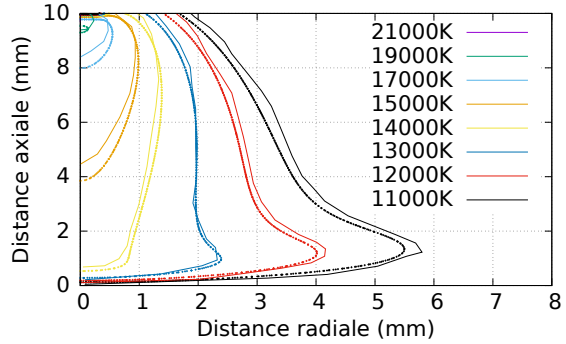
Afin de valider la modélisation, plusieurs comparaisons ont été réalisées. En premier lieu, la comparaison du champ de température a été réalisée entre les données expérimentales de Hsu [Hsu *et al.*, 1983] mais également entre les résultats issus de calculs numériques [Traidia, 2011], [Lago, 2004], [Brochard, 2009]. Ces comparaisons sont visibles sur la figure 2.4.



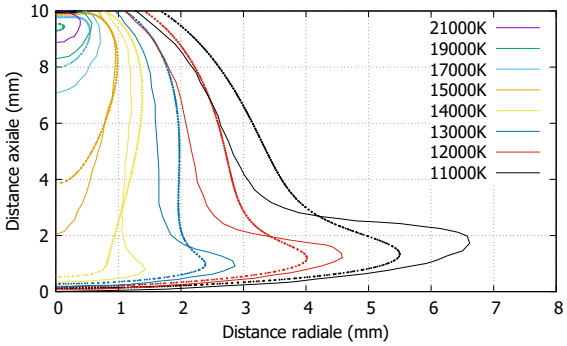
(a) Trait continu = Hsu, pointillés = notre modèle



(b) Trait continu = Lago, pointillés = notre modèle



(c) Trait continu = Brochard, pointillés = notre modèle



(d) Trait continu = Traidia, pointillés = notre modèle

FIGURE *2.4:* ***Comparaisons des champs de température entre les différents auteurs [Hsu et al., 1983], [Lago, 2004], [Traidia, 2011], [Brochard, 2009]***

Les résultats issus de notre modèle sont cohérents avec les résultats expérimentaux de Hsu et plus particulièrement à plus faible température (inférieure à 15000K) (figure 2.4a). Les résultats de notre modèle et ceux du modèle de Lago (figure 2.4b) sont très semblables hormis près de la cathode (z=0.01m). Cela peut être expliqué par le fait que dans le modèle de Lago, l'auteur ne prend pas en compte la modélisation de la cathode, qui est remplacée par des conditions aux limites. Les comparaisons avec les résultats obtenus par Traidia et Brochard montrent une meilleure concordance des isothermes près de la cathode, leurs modélisations prenant en compte, comme dans notre modèle, la cathode (figures 2.4d et 2.4c). Les résultats de Brochard sont très semblables à nos résultats à part un léger écart qui a tendance à augmenter à basse température. Cependant, il est à noter qu'il y a une différence entre les isothermes obtenues par le modèle de Traidia et le nôtre. En effet, les isothermes sont plus larges que pour tous les autres résultats. Or, comme il est indiqué dans le tableau 2.II, Traidia [Traidia, 2011] a fait l'hypothèse que le plasma est incompressible. Cette hypothèse pourrait expliquer les écarts observés, ce qui est conforté par un calcul complémentaire présenté sur la figure 2.5 qui montre bien un élargissement des isothermes avec un plasma supposé incompressible. Par conséquent, l'hypothèse d'un plasma faiblement compressible paraît beaucoup plus appropriée, compte tenu des fortes variations de masse volumique de l'argon sur la plage de températures considérée.

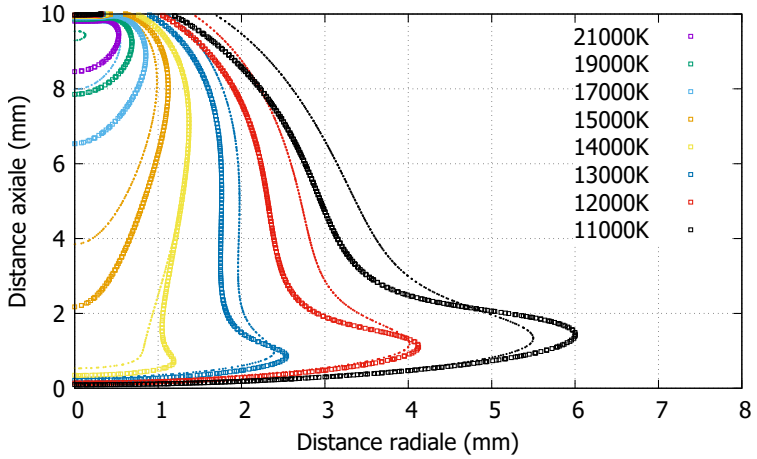


FIGURE *2.5:* ***Comparaisons des isothermes obtenues avec notre modèle pour un plasma incompressible (carrés) et un plasma supposé faiblement compressible (pointillés)***

A noter que tous les résultats obtenus expérimentalement ou par calcul, ont une température maximale de l'ordre de 21000 K alors que notre modèle ne présente qu'une température maximale de 19000 K. Cependant, les isothermes proches de l'anode sont quasi-identiques entre les résultats de Hsu, de Lago, de Brochard et de notre modèle. Par conséquent, notre modèle donne des résultats cohérents en ce qui concerne le champ de température au sein du plasma.

Densité de courant le long de AJ

La figure 2.6 présente une étude comparative au niveau de la densité de courant électrique le long de la ligne AJ entre les différents auteurs qui post-traitent cette donnée [Hsu *et al.*, 1983], [Brochard, 2009], [Traidia, 2011] (cf : figure 2.3). Le but est de vérifier si la densité de courant obtenue à la pointe de la cathode est correcte.

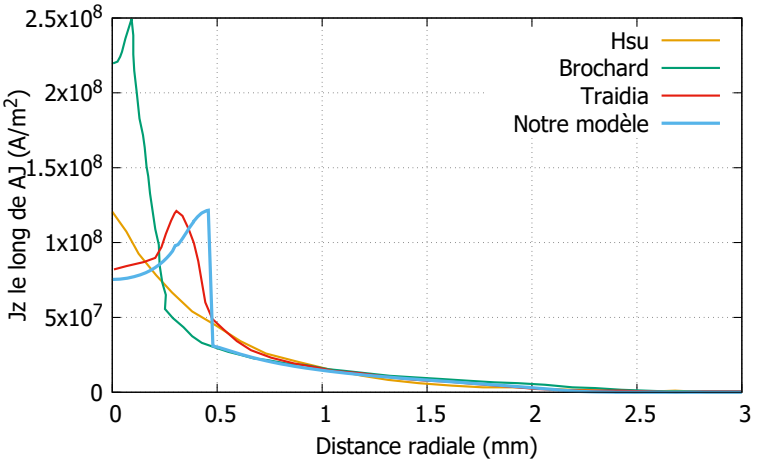


FIGURE *2.6:* ***Comparaisons de la densité de courant le long de la ligne AJ***

Sur la figure 2.6, il est facilement observable que les résultats obtenus par Traidia et notre modèle sont très similaires. Par contre, concernant les résultats de Brochard, ils sont nettement plus élevés au niveau de l'axe de symétrie avec un pic décalé vers l'axe. A noter que le rayon de

troncature n'est pas précisé pour ce cas de référence. Nous avons choisi le même que Traidia, mais il est probable que Brochard ait choisi un rayon plus faible. A noter que les résultats de Hsu sont du même ordre de grandeur que ceux de Traidia et de notre modèle.

La vitesse axiale de l'écoulement du plasma

Pour finir avec la configuration de Hsu, une étude comparative est réalisée au niveau de la vitesse axiale du plasma le long de l'axe de symétrie entre nos résultats et d'autres auteurs [Hsu *et al.*, 1983], [Brochard, 2009], [Lago, 2004].

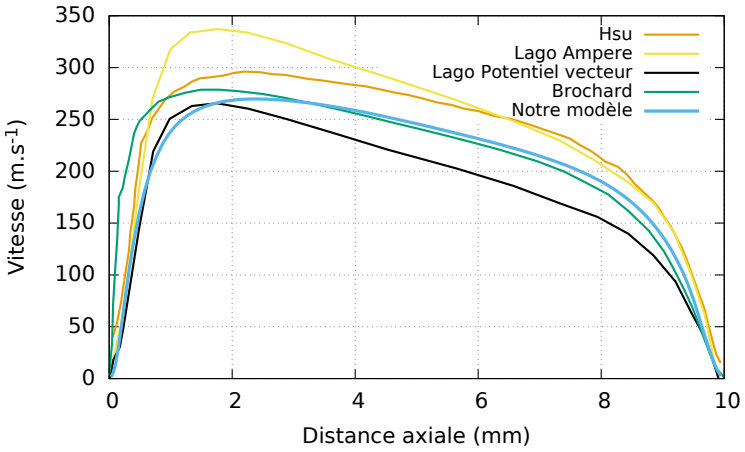


FIGURE *2.7:* ***Comparaisons des vitesses axiales de l'écoulement du plasma le long de l'axe de symétrie***

D'après la figure 2.7, le profil de la vitesse axiale calculé par notre modèle se positionne dans la moyenne des autres résultats. Notre profil est très similaire au profil de vitesse obtenu par le modèle de Brochard. Cette figure montre également les vitesses calculées par Lago à partir de deux méthodes différentes pour le calcul des forces de Lorentz. Le champ magnétique est calculé soit avec le formalisme en potentiels vecteurs, soit avec la loi d'Ampère. Ces comparaisons montrent bien que, selon la méthode utilisée pour résoudre le problème électromagnétique, il peut y avoir une influence sur l'écoulement du plasma.

En conclusion de cette étude comparative, la simulation du cas de référence de Hsu a permis de montrer que notre modèle produit des résultats au niveau du plasma très proches de ceux disponibles dans la littérature. Afin de confronter également nos résultats au niveau du bain liquide, la simulation du cas de référence de Tanaka a été réalisée et fait l'objet du paragraphe suivant.

2.3.3 La configuration de Tanaka

2.3.3.1 Présentation du modèle

La configuration de Tanaka permet de valider la physique mise en jeu autour du bain liquide. En effet, contrairement à la configuration de Hsu, l'anode constituée d'un acier inoxydable entre en fusion.

Cette configuration a servi de référence pour de nombreux auteurs [Brochard, 2009], [Traidia, 2011] qui ont ainsi confronté les résultats de leur modèle numérique 2D axisymétrique (figure 2.8) à ceux donnés par le modèle réalisé par [Tanaka *et al.*, 2002].

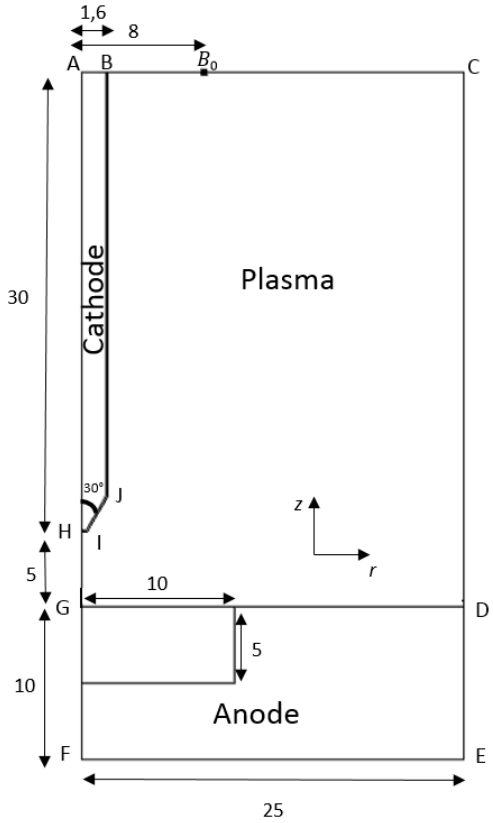


FIGURE *2.8:* ***Géométrie modélisée pour reproduire le modèle de Tanaka (dimensions en*** *mm)*

Dans cette étude, ils utilisent une cathode en tungstène thorié, une anode en acier inoxydable 304 et l'argon comme gaz de protection (débit 15 L/min). L'intensité I_0 est fixée à 150 A, la pointe de la cathode possède un angle d'affûtage de 60^o avec un rayon de troncature de $r_{tronc} = 0,3$ mm, et la distance inter-électrodes (longueur d'arc) est réglée à 5 mm. De plus, afin de gagner du temps de calcul à l'aide du logiciel COMSOL Multiphysics®, deux domaines pour l'anode ont été définis, un domaine loin de l'apport de chaleur qui restera solide (les équations de la mécanique des fluides n'y sont pas résolues) et un domaine de 10 mm de rayon et 5 mm de hauteur (figure 2.8) qui deviendra en partie liquide avec apparition du bain de fusion nécessitant la résolution du problème de mécanique des fluides. La taille de ce domaine est définie à partir de la taille maximale du bain de fusion. Les conditions aux limites utilisées sont précisées dans le tableau 2.V. Pour cette configuration, le calcul est transitoire simulant un tir statique d'une durée de 20 s.

	AB	BB_0	B_0C	CD	DE
T	$T = 300K$	$T = 300K$	$T = 300K$	$T = 300K$	$T = 300K$
(u, v, p)	-	Eq. 3.23	$p = p_0$	$p = p_0$	$\vec{v} = \vec{0}$
$(V, \vec{A})$	$\int_{\partial\Omega} -\vec{n}.\vec{j}dS = I_0$	$\vec{j}.\vec{n} = 0$ $\vec{A} \times \vec{n} = \vec{0}$	$\vec{j}.\vec{n} = 0$ $\vec{A} \times \vec{n} = \vec{0}$	$\vec{j}.\vec{n} = 0$ $\vec{A} \times \vec{n} = \vec{0}$	$\vec{j}.\vec{n} = 0$ $\vec{A} \times \vec{n} = \vec{0}$
	EF	FH	HA	HB	GD
T	$T = 300K$	$\vec{q}.\vec{n} = 0$	$\vec{q}.\vec{n} = 0$	Eq. 2.21	Eq. 2.28
(u, v, p)	$\vec{v} = \vec{0}$	$\vec{v}.\vec{n} = 0$	-	$\vec{v} = \vec{0}$	$\vec{v} = \vec{0}$ côté plasma $\vec{v}.\vec{n} = 0$ et Eq. 2.30 côté anode
$(V, \vec{A})$	$V = 0$	$\vec{j}.\vec{n} = 0$ $\vec{B} = \vec{0}$	$\vec{j}.\vec{n} = 0$ $\vec{B} = \vec{0}$	$[\vert\vec{j}.\vec{n}\vert] = 0$	$[\vert\vec{j}.\vec{n}\vert] = 0$

TABLE 2.V: Conditions aux limites utilisées pour simuler la configuration de Tanaka

2.3.3.2 Propriétés thermophysiques des matériaux

Pour reproduire la configuration de Tanaka et al., en plus des propriétés du tungstène et de l'argon (identiques au cas de Hsu, présentées sur les figures B.1 et B.3), il est nécessaire de disposer des propriétés de l'acier inoxydable 304 pour l'anode. Elles sont prises dépendantes de la température (figure B.4). L'ensemble des propriétés thermophysiques dépendantes de la température est détaillé en annexe B. Les propriétés thermophysiques prises constantes sont détaillées dans le tableau 2.VI avec les autres paramètres de la simulation.

Symbole	Description	Valeur
ϕ_c	Travail de sortie de la cathode	4,52V
phi_e	Travail de sortie effectif de la cathode	2,63V
A_r	Constante de l'équation de Richardson (2.22)	$3.10^4 A.m^{-2}.K^{-2}$
La cathode en tungstène		
$\rho_{tungstene}$	Masse volumique du tungstène	17800 $kg.m^{-3}$
$C_{p_{tungstene}}$	Capacité thermique massique du tungstène	132 $J.kg^{-1}.K^{-1}$
L'anode en 304		
T_l	Température de liquidus	1723K
T_s	Température de solidus	1673K
T_{ref}	Température de référence	1723K
β	coefficient de dilatation thermique	$10^{-4}K^{-1}$
μ	Viscosité dynamique pour la phase liquide	0,05$Pa.s$
L_f	Chaleur latente de fusion	$2{,}47.10^5$ $J.kg^{-1}$
ρ_0	Masse volumique de référence	$6725 kg.m^{-3}$
$\frac{\partial \gamma}{\partial T}$	Coefficient de thermodépendance de la tension de surface	$-4,58.10^{-4} N.m^{-1}.K^{-1}$
σ	Conductivité électrique	$7,7.10^5 \Omega^{-1}.m^{-1}$
ϕ_a	Travail de sortie de l'anode	4,65V
ε	Emissivité de l'anode	0,4
L'argon		
V_i	Potentiel d'ionisation	15,68V

TABLE 2.VI: Paramètres utilisés dans la modélisation de la configuration de Tanaka [Brochard, 2009] [Traidia, 2011]

2.3.3.3 Comparaisons des résultats obtenus

Comme précédemment, des études comparatives ont été réalisées afin de valider notre modèle numérique.

Flux de chaleur à la surface de l'anode

La première étude comparative présentée porte sur le flux de chaleur à la surface de l'anode. Nos résultats ont été confrontés aux résultats de Tanaka [Tanaka et Lowke, 2007], et de Traidia [Traidia, 2011]. Ces résultats sont visibles sur la figure 2.9.

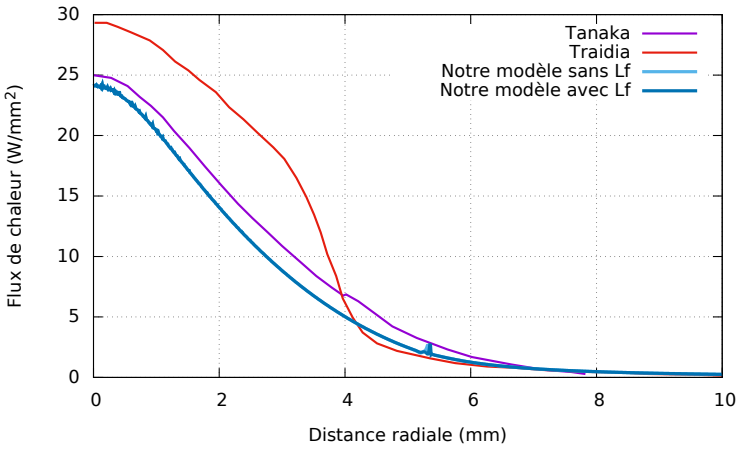


FIGURE *2.9:* ***Comparaisons des densités de flux de chaleur à la surface de l'anode***

La Figure 2.9 montre que la densité de flux de chaleur calculée par notre modèle est très similaire à celle calculée par Tanaka [Tanaka *et al.*, 2002]. Par contre, ceux de Traidia sont légèrement au dessus des résultats de Tanaka, et de ceux de notre modèle. Nos calculs ont été réalisés avec et sans prise en compte de la chaleur latente de fusion (Lf). Aucune différence n'est observée sur le flux de chaleur à la surface de l'anode. Parmi les auteurs cités, seul Traidia a pris en compte la chaleur latente de fusion dans le développement de ses modèles.

Contrainte de cisaillement à la surface de l'anode

La seconde étude comparative présentée porte sur la contrainte de cisaillement à la surface de l'anode. Nos résultats ont été confrontés aux résultats de Brochard [Brochard, 2009], et de Tanaka et al. [Tanaka et Lowke, 2007]. Les résultats sont visibles sur la figure 2.10.

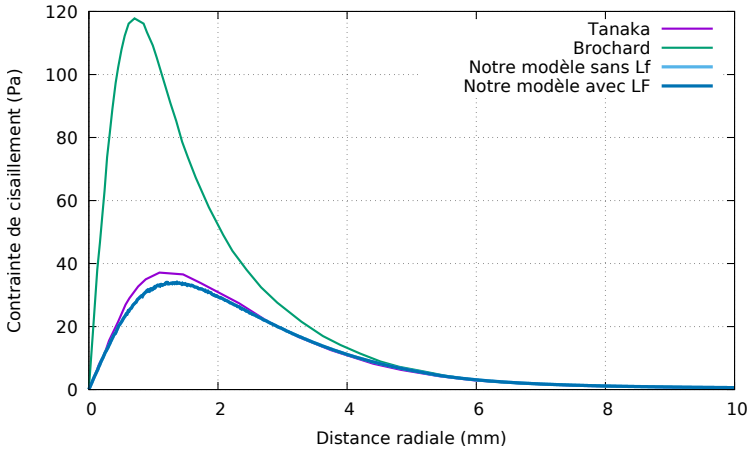


FIGURE *2.10:* ***Comparaisons des contraintes de cisaillement à la surface de l'anode***

Comme pour la densité de flux de chaleur, nous obtenons un bon accord avec les contraintes de cisaillement calculées par Tanaka [Tanaka et Lowke, 2007]. En revanche, les résultats de Brochard sont nettement plus élevés, quasiment le triple près de l'axe de symétrie. A l'heure actuelle, il est

difficile d'apporter des explications concernant cet écart par manque d'informations. De plus, la chaleur latente de fusion n'a pas d'influence sur la contrainte en cisaillement à la surface de l'anode.

Densité de courant à la surface de l'anode

La troisième étude comparative présentée porte sur la densité de courant à la surface de l'anode. Nos résultats ont été confrontés aux résultats de Traidia [Traidia, 2011], et de Tanaka et al. [Tanaka *et al.*, 2002]. Les résultats sont visibles sur la figure 2.11.

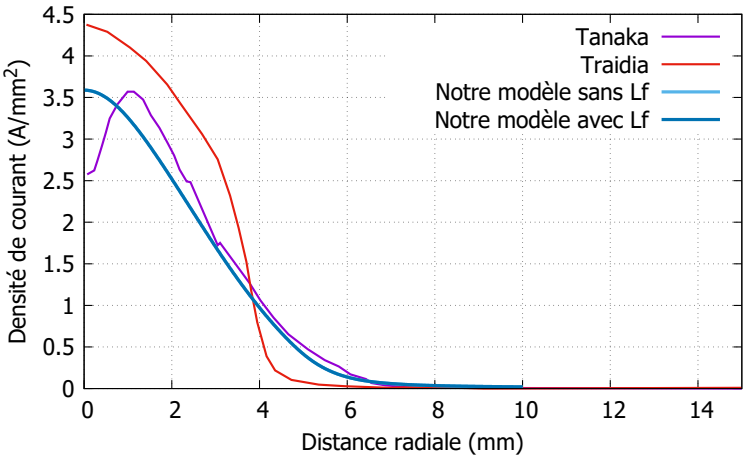


FIGURE *2.11:* ***Comparaisons des densités de courant à la surface de l'anode***

Il est à noter, qu'une fois de plus, notre modèle donne des résultats très similaires à ceux de Tanaka hormis près du centre de la surface. Tanaka présente un maximum excentré. Dans la thèse de Traidia, l'explication de ce maximum excentré y est détaillée. Il fait notamment référence aux travaux de Lowke et al. [Lowke et Tanaka, 2006], qui met en évidence qu'un maximum excentré apparaît clairement sur la simulation ne prenant pas en compte "l'approximation de diffusion ETL", et semble être en accord avec les résultats expérimentaux. Néanmoins, Lowke et al. [Lowke et Tanaka, 2006] ont conclu que l'approximation de diffusion ETL peut être raisonnablement utilisée, avec une attention particulière accordée aux densités de maillage près des électrodes pour obtenir des résultats précis avec des temps de calcul réduits.

Traidia, comme notre modèle, n'a pas de maximum excentré dû à l'hypothèse d'ETL. Toutefois, les densités de courant de Traidia sont légèrement au-dessus des résultats de Tanaka, et de ceux de notre modèle. De plus, la chaleur latente de fusion n'a pas d'influence sur la densité de courant à la surface de l'anode. D'après la figure 2.11, il est possible de valider la physique mise en place pour la contrainte en cisaillement à la surface de l'anode.

Vitesse radiale à la surface de l'anode

La quatrième étude comparative porte sur la vitesse radiale à la surface de l'anode. Nos résultats ont été comparés aux résultats de Brochard [Brochard, 2009], le seul auteur à présenter les vitesses en surface de bain. Du fait du coefficient thermocapillaire négatif, on observe bien un écoulement centrifuge, comme indiqué avec une composante radiale positive pour le vecteur vitesse.

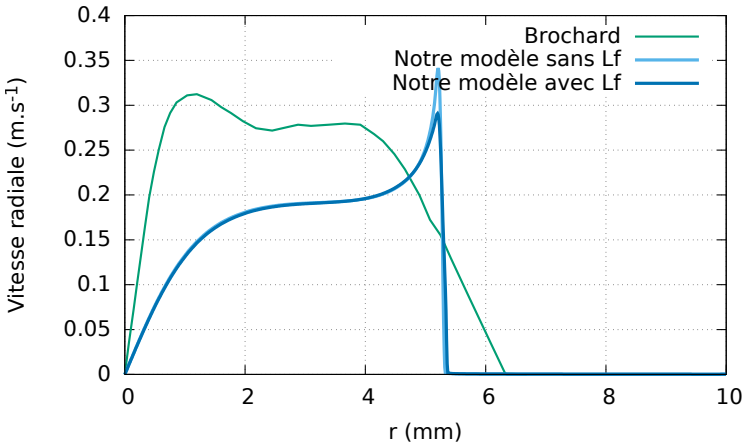


FIGURE *2.12:* ***Comparaisons des vitesses radiales à la surface de l'anode***

La figure 2.12 met en évidence une nette différence entre les vitesses d'écoulement à la surface de l'anode. De plus, notre modèle présente un pic au niveau de la transition solide/liquide qui n'est pas présent pour le modèle de Brochard. Par ailleurs, en s'intéressant aux zones présentant les plateaux, il est possible de remarquer que la vitesse d'écoulement radiale est plus faible que celle obtenue par Brochard. Cette étude comparative est donnée à titre indicatif, les modèles de la littérature ne sont pas toujours suffisamment détaillés pour expliquer les écarts observés. Les ordres de grandeur des vitesses à la surface du bain restent néanmoins cohérents avec des vitesses maximales de l'ordre de 0,3 m/s dans les deux cas.

Température à la surface de l'anode

La cinquième étude comparative porte sur la température à la surface de l'anode. Nos résultats ont été comparés aux résultats de Brochard [Brochard, 2009] et Tanaka [Tanaka *et al.*, 2002] comme précédemment (figure 2.13).

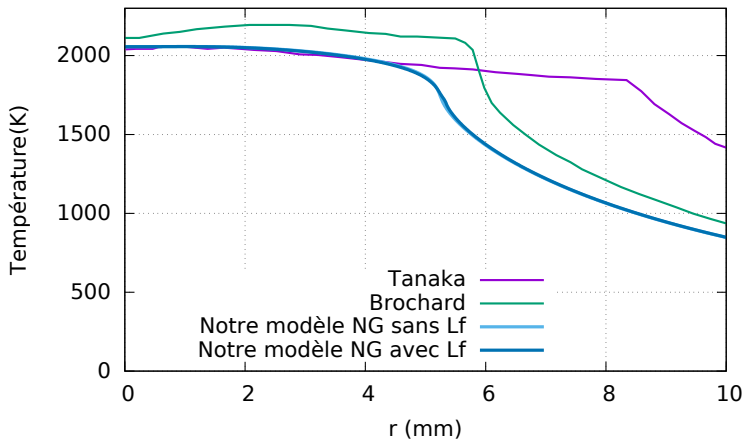


FIGURE *2.13:* ***Comparaisons des températures à la surface de l'anode***

La figure 2.13 montre que chaque auteur obtient des variations de pente, indiquant le passage de zone fondue à la zone solide, situé à des positions différentes. Notre modèle a une zone fondue en

surface plus petite que celle obtenue par les modèles de Brochard et de Tanaka. Néanmoins, dans la partie en fusion, notre modèle prédit des températures concordantes avec celles du modèle de Tanaka. Les températures obtenues par le modèle de Brochard sont légèrement plus élevées dans la zone fondue ($\approx$ 100 K d'écart). Mais les formes des courbes sont semblables. Cette observation est cohérente avec l'étude du champ de température de la configuration de Hsu. En effet, la figure 2.4c avait déjà montré une tendance à avoir des isothermes plus importantes que notre modèle à basse température. Or, lors de cette étude, notre modèle avait montré une meilleure corrélation avec les résultats expérimentaux de Hsu.

Température à la surface de la cathode

La sixième étude comparative porte sur la température à la surface de la cathode. Nos résultats ont été comparés aux résultats de Traidia [Traidia, 2011] ainsi qu'aux résultats expérimentaux de Zhou et Heberlein [Zhou et Heberlein, 1998] (figure 2.14) semblables à la configuration de Tanaka.

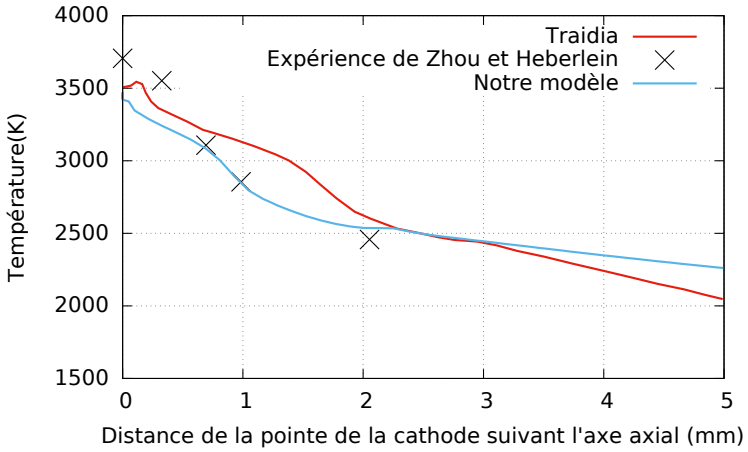


FIGURE *2.14:* ***Comparaisons des températures à la surface de la cathode***

La figure 2.14 montre une bonne concordance entre les résultats numériques de Traidia et expérimentaux de Zhou et Heberlein et nos résultats. Cependant, notre modèle sous-estime légèrement la température maximale atteinte lors de l'expérience mais a une meilleure concordance des niveaux de température en s'éloignant de la pointe de la cathode.

Bain de fusion

La septième et dernière étude comparative porte sur la forme du bain de fusion. Nos résultats ont été comparés aux résultats de Brochard [Brochard, 2009], et de Tanaka et al. [Tanaka et Lowke, 2007] (figure 2.15).

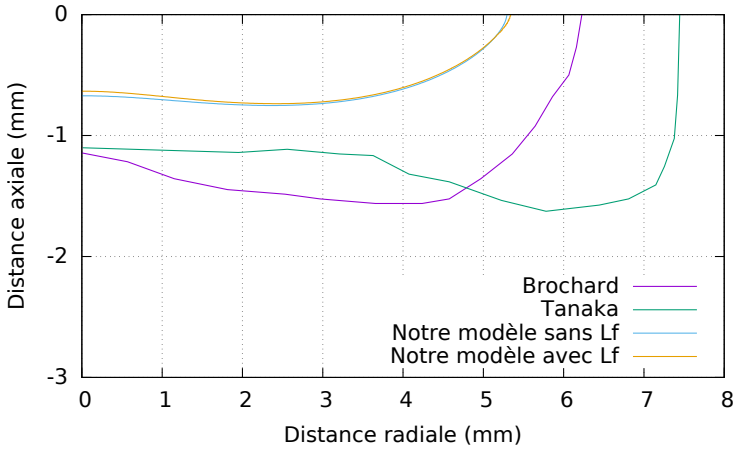


FIGURE *2.15:* ***Comparaisons des formes de bain de fusion***

D'après les résultats, notre modèle produit un bain de fusion plus petit que celui des deux autres modèles (Brochard et Tanaka et al.). Cette observation est aussi en lien avec les comparaisons précédentes qui ont montré que la température à la surface de l'anode de notre modèle est plus faible que celle du modèle de Brochard.

Pour les deux cas de référence (Hsu et Tanaka), les différentes confrontations avec les résultats issus de la littérature et ceux de notre modèle montrent que, globalement, nos résultats sont cohérents avec ceux de la littérature, même si des écarts apparaissent. Ces écarts ne sont pas évidents à expliquer, sachant que les travaux publiés ne donnent pas forcément tous les détails de leur modèle et ne fournissent pas l'ensemble des observables au niveau du plasma et des électrodes. Certaines propriétés ou paramètres ne sont pas toujours précisés, comme on l'a vu par exemple pour le rayon de troncature. La zone près des électrodes est particulièrement délicate à traiter en raison de l'hypothèse ETL non vérifiée dans cette zone. Les méthodes pour traiter la conductivité électrique près des électrodes peuvent être différentes. Tanaka introduit une diffusion ambipolaire. Brochard utilise un maillage grossier près des électrodes pour calculer la conductivité électrique. Dans notre cas, nous utilisons des zones spécifiques avec une conductivité électrique imposée. La gestion des couplages entre les différentes physiques n'est pas non plus précisée par les différents auteurs. Les plus grands écarts sont obtenus pour la forme du bain de fusion. Ceci nous a conduit à mener nos propres expérimentations en vue de mieux valider notre modèle à partir de plusieurs jeux de paramètres opératoires.

2.4 Partie expérimentale

L'objectif de cette étude est de réaliser une étude expérimentale paramétrée du procédé TIG dans le but de valider le modèle numérique. Les essais consistent à réaliser un tir statique TIG (Tungsten Inert Gas) sur des pastilles d'acier inoxydable 304, à l'image de celles utilisées dans le modèle de Tanaka, en faisant varier trois paramètres :

— le temps de soudage,

— l'intensité électrique,

— la hauteur d'arc.

Pour ces différents paramètres, les formes de bain calculées par le modèle seront comparées à celles données par les macrographies. Dans notre cas, le gaz de protection est également de l'argon dont le débit est de 11 L/min et non 15 L/min comme dans le modèle de Tanaka.

2.4.1 Présentation du dispositif expérimental

La première étape a été de concevoir un support pour les pastilles. La volonté de créer un tel support (figure 2.16) s'est basée sur le fait d'éviter de poser la pastille sur une surface. En effet, si la totalité de la surface de la pastille est en contact avec un support, les conditions aux limites du problème thermique sont plus délicates à définir et la prise en compte de résistances de contact peut être nécessaire. La face envers de la pastille est ici soumise uniquement à des pertes par convection et rayonnement. Les trois tiges de la figure 2.16 permettent de :

1. limiter la surface de contact de la pastille avec le support,
2. d'assurer un positionnement axisymétrique de la pastille par rapport à la torche,
3. d'assurer un bon contact de la pastille avec les trois tiges grâce la tige réglable

De plus, le positionnement de la masse électrique en plein centre du support renforce l'axisymétrie du montage.

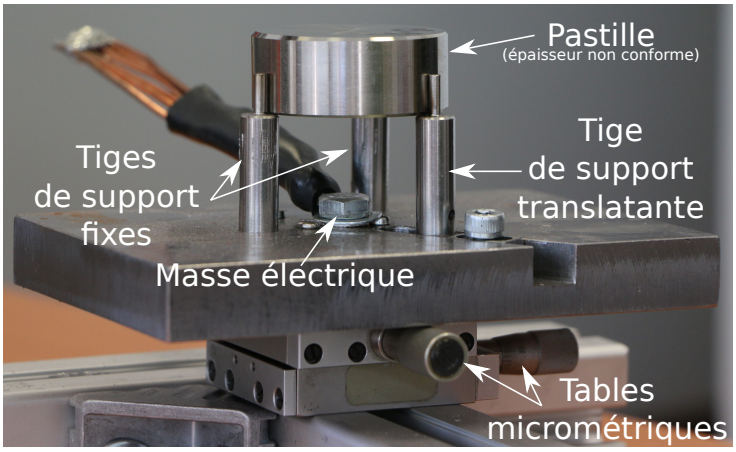


FIGURE *2.16:* ***Support de pastilles***

Pour garantir l'alignement entre la pastille et l'électrode en tungstène, le support des pastilles est monté sur des tables micrométriques afin de pouvoir réaliser les réglages suivant les axes $\vec{x}$ et $\vec{y}$ (figure 2.16). Une troisième table micrométrique a été utilisée pour régler la hauteur d'arc suivant l'axe $\vec{z}$ (figure 2.17).

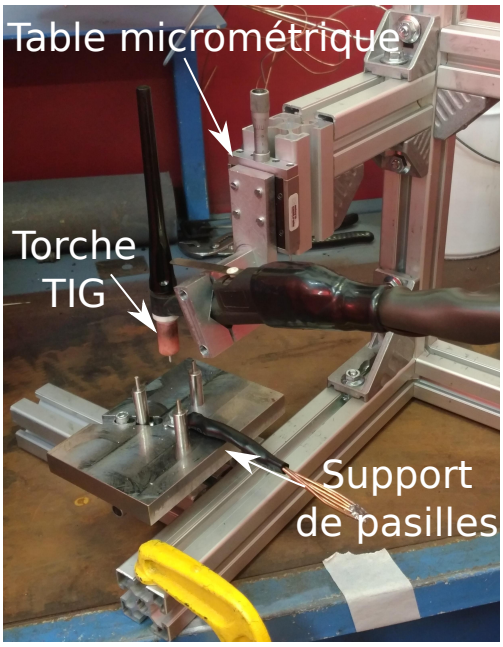


FIGURE *2.17:* ***Photographie de l'ensemble du montage (sans la pastille)***

Pour réaliser les expériences, un poste TIG permettant d'initier l'arc à la hauteur souhaitée a été utilisé. L'électrode utilisée est en tungstène thorié avec un angle d'affutage de 60^o et un rayon de troncature de 0,3 mm. L'angle et la troncature ont été vérifiés au microscope (figure 2.18).

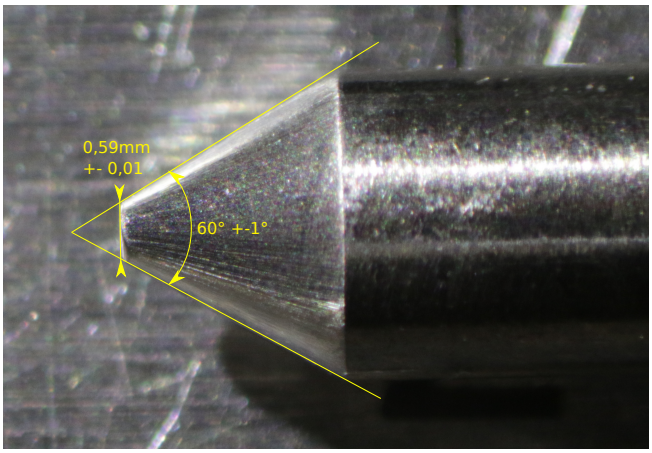


FIGURE *2.18:* ***Electrode en tungstène thorié affutée avec un angle de 60^o et une troncature de 0,3 mm de rayon***

Les stries présentes sur l'électrode sont dues à l'affutage. En effet, l'affutage est fait dans le sens axial et non radial afin de guider le courant vers la pointe dans le but d'éviter que l'arc ne tourne et entraîne des mouvements à la surface du bain de fusion qui conduiraient à la perte de l'axisymétrie.

Les pastilles en acier inoxydable 304 ont un diamètre de 50 mm, et une épaisseur de 10 mm comme celle utilisée dans le modèle de Tanaka (figure 2.19).

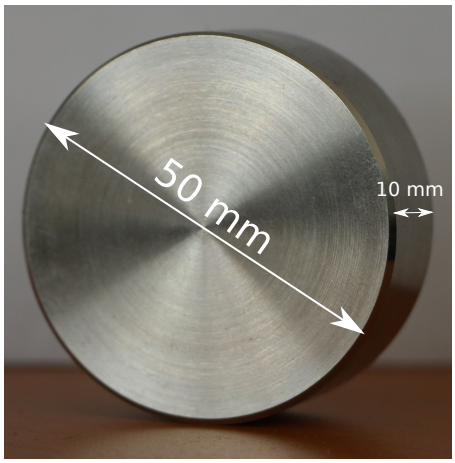


FIGURE *2.19:* ***Photographie des pastilles utilisées***

2.4.2 Présentation des essais et des résultats

Les valeurs des paramètres opératoires utilisés sont précisées dans le tableau 2.VII. Les temps d'application de l'arc ont été déterminés grâce à l'utilisation d'une caméra. Le poste TIG n'étant pas équipé de commande automatique, l'allumage de la torche et son arrêt sont contrôlés de façon manuelle. L'intensité du courant est mesurée à l'aide d'une pince ampèremétrique.

	Paramètres opératoires		
Essais	Intensité (A)	Hauteur d'arc (mm)	Temps (s)
161-5-5.99	161	5	5,99
161-5-20,16			20,16
161-5-20,9			20,9
161-2-6,01		2	6,01
161-2-21,01			21,01
161-2-20,9			20,14
108-5-5,98	108	5	5,98
108-5-5,95			5,95
108-5-20,86			20,86
108-5-20,89			20,89
108-2-6,03		2	6,03
108-2-6,9			6,9
108-2-20,86			20,86
108-2-21,02			21,02

TABLE 2.VII: Récapitulatif des paramètres opératoires utilisés pour chaque essai (les essais sont référencés avec un code indiquant la valeur de l'intensité, la hauteur d'arc et le temps d'allumage de l'arc)

La géométrie du modèle (figure 2.20) est réadaptée pour chaque nouvelle hauteur d'arc. La valeur de l'intensité électrique est également actualisée en fonction des paramètres expérimentaux. La figure 2.20 montre la géométrie utilisée dans le cas d'une hauteur d'arc de 5 mm. Elle est, bien-sûr, réadaptée pour une hauteur de 2 mm. Le domaine rectangulaire de 8 x 7 mm, situé dans l'anode, correspond à la zone où est résolue la mécanique des fluides. Le maillage utilisé est similaire

à celui utilisé dans les cas précédents.

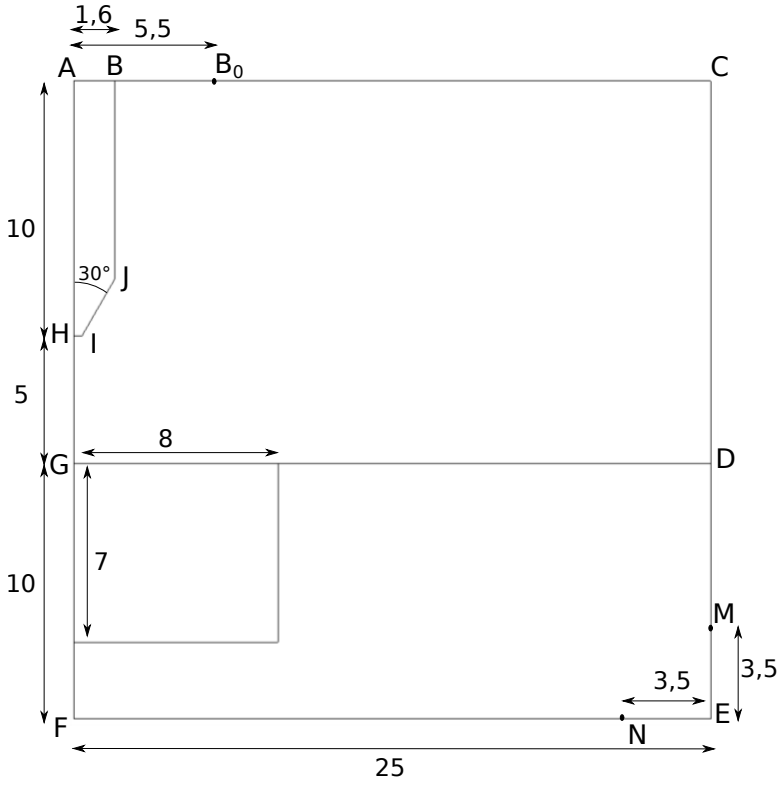


FIGURE *2.20:* ***Géométrie utilisée pour le modèle 2D axisymétrique dans le cas d'une hauteur d'arc de 5 mm (dimensions en mm)***

	AB	BB_0	B_0C	CD
T	T = 300 K	T = 300 K	Eq. écoulement sortant	Eq. écoulement sortant
(u,v,p)	$\vec{v} = \vec{0}$	Eq. 3.23	$p = p_0$	$p = p_0$
(V,$\vec{A}$)	$\int_{\partial\Omega} -\vec{n}.\vec{j}dS = I_0$	$\vec{j}.\vec{n} = 0$ $\vec{A} \times \vec{n} = \vec{0}$	$\vec{j}.\vec{n} = 0$ $\vec{A} \times \vec{n} = \vec{0}$	$\vec{j}.\vec{n} = 0$ $\vec{A} \times \vec{n} = \vec{0}$
	DM	ME	NE	NF
T	Eq. 2.41	Eq. 2.41	Eq. 2.41	Eq. 2.41
(u,v,p)	$\vec{v} = \vec{0}$	$\vec{v} = \vec{0}$	$\vec{v} = \vec{0}$	$\vec{v} = \vec{0}$
(V,$\vec{A}$)	$\vec{j}.\vec{n} = 0$ $\vec{A} \times \vec{n} = \vec{0}$	V = 0 V	V = 0 V	$\vec{j}.\vec{n} = 0$ $\vec{A} \times \vec{n} = \vec{0}$
	FH	HA	HB	GD
T	$\vec{q}.\vec{n} = 0$	$\vec{q}.\vec{n} = 0$	Eq. 2.21	Eq. 2.28
(u,v,p)	$\vec{v}.\vec{n} = 0$	$\vec{v}.\vec{n} = 0$	$\vec{v} = \vec{0}$	$\vec{v} = \vec{0}$ côté plasma $\vec{v}.\vec{n} = 0$ et Eq. 2.30 côté anode
(V,$\vec{A}$)	$\vec{j}.\vec{n} = 0$ $\vec{B} = \vec{0}$	$\vec{j}.\vec{n} = 0$ $\vec{B} = \vec{0}$	$[\vert\vec{j}.\vec{n}\vert] = 0$	$[\vert\vec{j}.\vec{n}\vert] = 0$

TABLE 2.VIII: Conditions aux limites utilisées pour reproduire les expériences

Certaines conditions aux interfaces ont été modifiées par rapport au cas de Tanaka (tableau 2.V). La principale modification a été faite au niveau du problème thermique. Dans le modèle de Tanaka, une température de 300 K avait été imposée sur tout le contour de la géométrie. Afin de mieux se rapprocher des conditions expérimentales, une condition de flux a été imposée, appelée "écoulement sortant" sous Comsol Multiphysics®. Cette condition aux limites est recommandée lorsqu'une frontière est soumise à un échange de matière avec l'environnement, permettant ainsi un transfert de chaleur par advection. Sur le contour de la pastille, des pertes par convection et rayonnement ont été appliquées.

$$q = -h_{conv}(T - T_{amb}) - \varepsilon\sigma_B(T^4 - T_{amb}^4) \tag{2.41}$$

avec h_{conv} = 10 W/(m^2.K) et ε=0,7. Ces deux valeurs sont couramment utilisées dans des travaux similaires. Une étude paramétrée en prenant deux cas extrêmes a permis de valider ces choix. Lors de la première étude, h_{conv} valait 5 W/(m^2.K) et ε valait 0.5. Pour la seconde étude, h_{conv} valait 20 W/(m^2.K) et ε valait 0.8. Les tailles de bain de fusion obtenues étaient identiques, montrant que l'influence de ces deux paramètres, dans cette plage de valeur, était négligeable.

De plus, dans le cas d'une hauteur d'arc de 2 mm, la température calculée par le modèle dépasse la température d'évaporation qui est de 3134 K. Une loi de Langmuir a été utilisée pour calculer le taux d'évaporation à la surface du métal liquide. Ici, le flux de chaleur appliqué à l'interface anode /plasma est identique à celui utilisé dans la thèse de Le Guen [Le Guen, 2010] avec S_{evap} exprimé en $W.m^{-2}$:

$$S_{evap} = -10^{2.52+(6.121-\frac{18836}{T})-0,5log_{10}(T)} \times 10 \times L_{evap} \tag{2.42}$$

avec L_{evap} la chaleur latente d'évaporation en J.kg^{-1}. Le facteur 10 devant L_{evap} provient d'une conversion d'unité pour être en unités du système international. La valeur de L_{evap} est prise égale à 6,1.10^6 J.kg^{-1}.

Les propriétés matériaux sont identiques à celles utilisées dans le modèle reproduisant la configuration de Tanaka, à part pour la conductivité électrique de l'acier inoxydable et le coefficient de thermodépendance de la tension de surface pour l'acier inoxydable 304. La conductivité électrique est prise en fonction de la température (figure 2.21) et n'est plus constante comme dans le cas de Tanaka. Le coefficient de thermodépendance de la tension de surface $\frac{\partial\gamma}{\partial T}$ est choisi égal à $0,8.10^{-4}$ N.m^{-1}.K^{-1}. Cette nouvelle valeur de $\frac{\partial\gamma}{\partial T}$ a été déterminée à l'aide d'une étude de sensibilité du modèle pour obtenir le meilleur accord entre la forme de bain de fusion calculée par le modèle et celle observée sur la macrographie correspondante, et ce, pour l'ensemble des essais. Ce coefficient constitue le seul paramètre ajusté du modèle. Nous rappelons que le coefficient thermocapillaire est très difficilement mesurable. Il constitue donc bien souvent un paramètre d'ajustement des modèles thermohydrauliques, en se basant sur des données expérimentales.

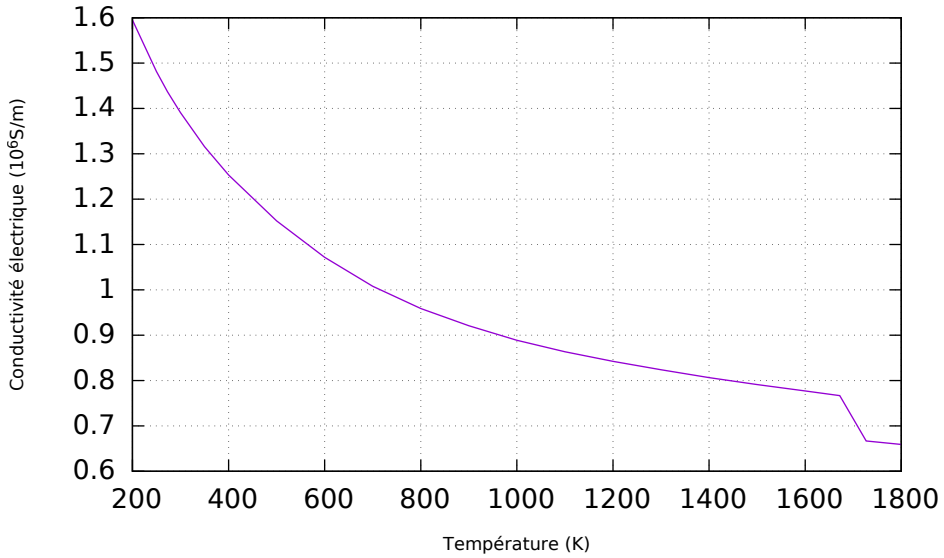
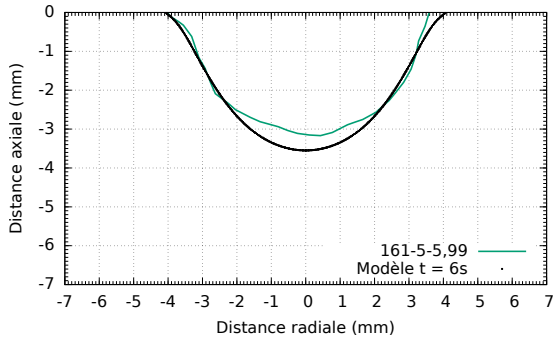
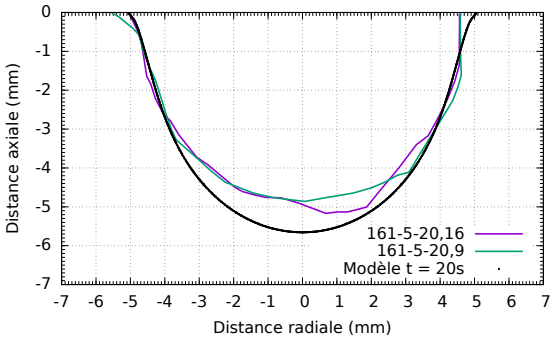


FIGURE *2.21:* ***Conductivité électrique de l'acier inoxydable 304 [Ho et Chu, 1977]***

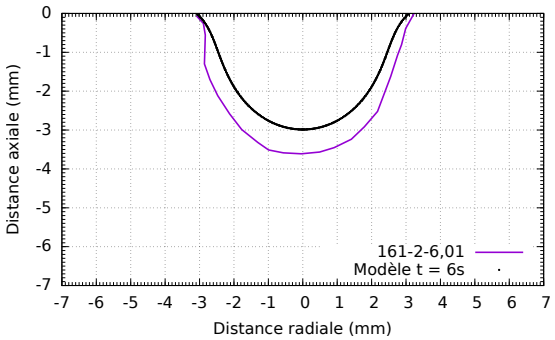
Dans cette partie, seules les formes de bains de fusion seront présentées. Les résultats sont visibles sur les figures 2.22 et 2.23. Pour rappel, les essais réalisés ont pour but de valider le développement du modèle TIG concernant les formes de bain de fusion, et de valider le côté prédictif de celui-ci. Pour cela, différents paramètres opératoires ont été choisis pour l'intensité, la hauteur d'arc, et le temps d'application de l'arc. D'après les figures 2.22 et 2.23, le premier constat est que le modèle donne une bonne prédiction des tailles de bain de fusion, surtout pour les hauteurs d'arc de 5 mm pour les deux intensités de courant appliquées, mais également pour les différents temps d'application de la source (figures 2.22a, 2.22b, 2.23a et 2.23b). Le modèle est capable de prédire des cinétiques de croissance du bain de fusion comparables à celles observées expérimentalement. En ce qui concerne les résultats issus avec une hauteur d'arc de 2 mm, le modèle prédit une bonne profondeur des bains de fusion, mais des largeurs plus faibles pour une durée de 20 s (figures 2.22d et 2.23d). L'une des explications plausibles serait que l'arc serait moins stable pour une hauteur de 2 mm et provoquerait plus de mouvement du bain. Sur les macrographies (figures 2.24 et 2.25), il est possible d'observer des superpositions de zones fondues, indiquant des évolutions non axisymétriques du bain. Pour le post-traitement des macrographies, seule la dernière zone fondue a été prélevée comme il est présenté sur la figure 2.24 avec le tracé en rouge. En effet, le modèle ne simule pas les éventuelles perturbations et ne présente pas des zones de refusion comme dans les expériences. L'estimation de la zone fondue issue des macrographies peut être alors surestimée.



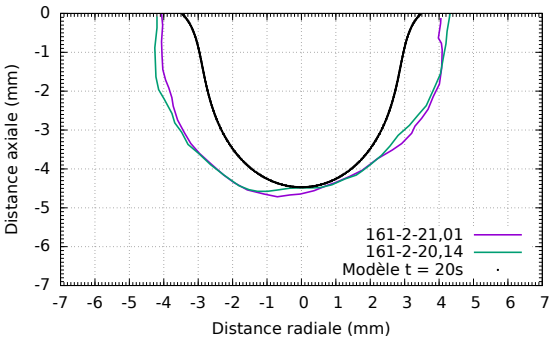
(a) Avec une hauteur d'arc de 5 mm et t ≈ 6 s



(b) Avec une hauteur d'arc de 5 mm et t ≈ 20 s

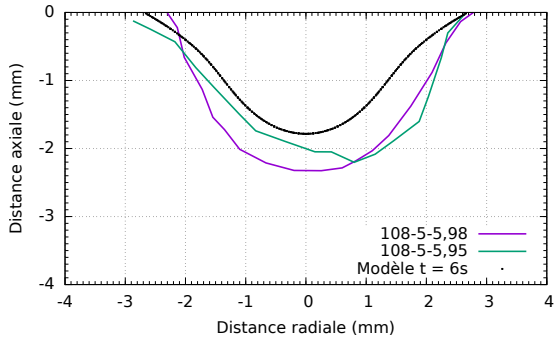


(c) Avec une hauteur d'arc de 2 mm et t ≈ 6 s

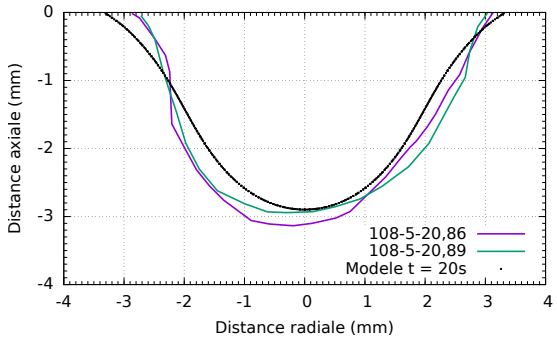


(d) Avec une hauteur d'arc de 2 mm et t ≈ 20 s

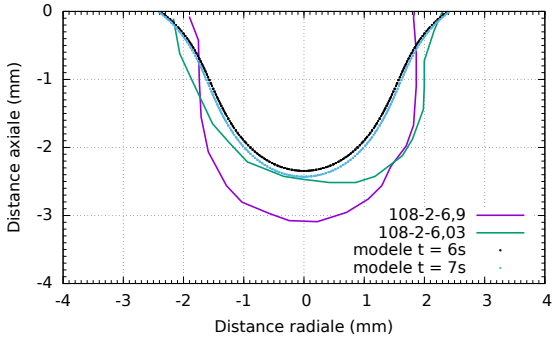
FIGURE *2.22:* ***Comparaisons des tailles de bain de fusion obtenues à t ≈ 6 s et 20 s pour une intensité de 161 A et des hauteurs d'arc de 5 mm et 2 mm***



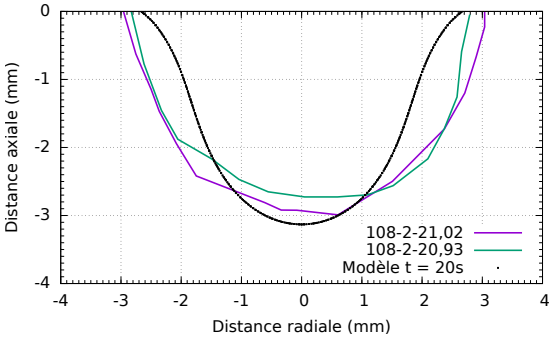
(a) Avec une hauteur d'arc de 5 mm et t ≈ 6 s



(b) Avec une hauteur d'arc de 5 mm et t ≈ 20 s



(c) Avec une hauteur d'arc de 2 mm et t ≈ 6 s



(d) Avec une hauteur d'arc de 2 mm et t ≈ 20 s

FIGURE *2.23:* ***Comparaisons des tailles de bain de fusion obtenues à t ≈ 6 s et 20 s pour une intensité de 108 A et des hauteurs d'arc de 5 mm et 2 mm***

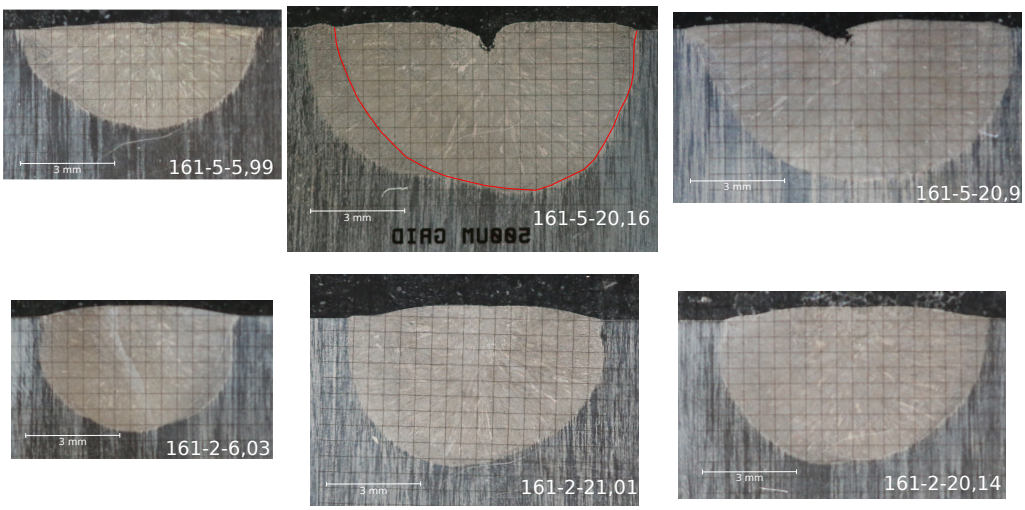
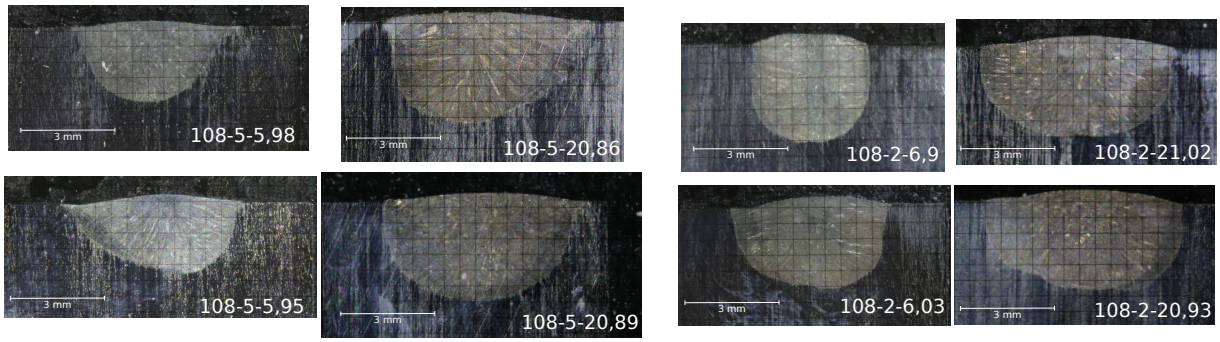


FIGURE *2.24:* ***Macrographies des essais pour une intensité de courant de 161 A***



(a) Avec une hauteur d'arc de 5 mm

(b) Avec une hauteur d'arc de 2 mm

FIGURE *2.25:* ***Macrographies des essais pour une intensité de courant de 108 A***

Les figures 2.23 et 2.22 mettent en évidence l'influence de l'intensité sur la taille des bains de fusion. En effet, plus l'intensité est importante, et plus le bain de fusion est volumineux. Cette même observation a été faite dans la thèse de Stadler [Stadler, 2016]. Dans ce manuscrit de thèse, une étude sur l'influence des paramètres opératoires lors de tir statique TIG a été réalisée. Dans cette étude, le gaz de protection utilisé était de l'Arcal et non de l'argon comme ici.

Grâce à ces essais, il est possible d'observer l'influence de la hauteur d'arc sur les tailles de bain de fusion. Les figures 2.23 et 2.22 montrent que plus la hauteur d'arc est élevée et plus le bain de fusion est large en surface. Cependant, plus la hauteur d'arc est basse et plus celui-ci aura une profondeur importante.

L'influence de ces paramètres opératoires sur la taille des bains de fusion peut également se comprendre en analysant les contraintes de cisaillement. En effet, la figure 2.26 met en évidence l'impact de l'intensité du courant et de la hauteur d'arc sur les contraintes de cisaillement à la surface de l'anode. La première observation est que l'intensité du courant augmente les contraintes de cisaillement. Dans le cas d'une intensité de 108 A, le pic de contrainte s'élève à 15 Pa alors que dans le cas d'une intensité de 161 A, le pic de contrainte est de 40 Pa. Il est deux fois plus élevé avec une intensité de 161 A. Cela permet de mettre en évidence le fait d'avoir un bain de fusion plus large avec une intensité de courant plus élevée. La deuxième observation porte sur l'influence de la hauteur d'arc, dans les deux cas, pour une intensité de courant de 108 A et 161 A, la hauteur d'arc ne joue pas sur la valeur de contrainte de cisaillement maximale. Elle joue sur la répartition des contraintes. En effet, lorsque la hauteur d'arc est plus faible, les contraintes s'atténuent plus rapidement. Ceci permet de conclure que plus la hauteur d'arc est faible, et moins le bain de fusion sera large. De plus, dans notre cas, le coefficient thermocapillaire, lié à l'effet Marangoni, est positif, ce qui génère un écoulement centripète et donc un bain plus profond. Or, vu que les contraintes de cisaillement sont plus faibles lorsque la hauteur d'arc diminue, il est donc logique d'obtenir un bain plus profond.

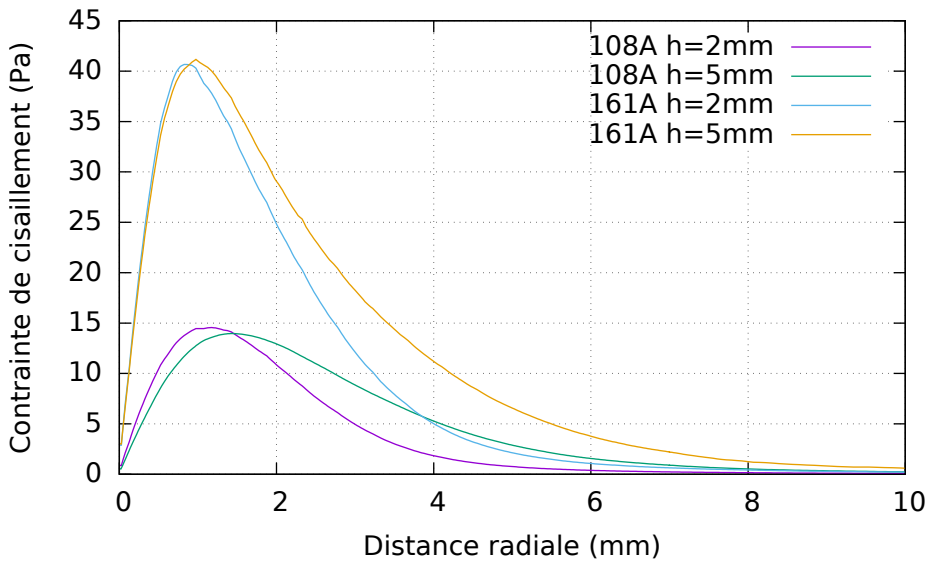


FIGURE *2.26:* ***Influence des paramètres opératoires sur les contraintes de cisaillement à la surface de l'anode***

Le champ de température et de vecteurs vitesses dans le plasma sont semblables à ceux de la configuration de Tanaka (figure 2.27). Pour une intensité de 108 A, il est normal de trouver une température maximale inférieure à celle obtenue dans le cas de la configuration de Tanaka avec une intensité de 150 A. La principale différence va se trouver dans l'écoulement de l'anode. En effet, l'écoulement dans le bain de fusion est inversé par rapport au cas de Tanaka. Cela est provoqué par le coefficient de Marangoni qui est négatif dans le cas de Tanaka, alors qu'ici, il est positif. A titre indicatif, la vitesse maximale de l'écoulement dans le bain de fusion se trouve le long de l'axe de symétrie et vaut 0,12 m/s.

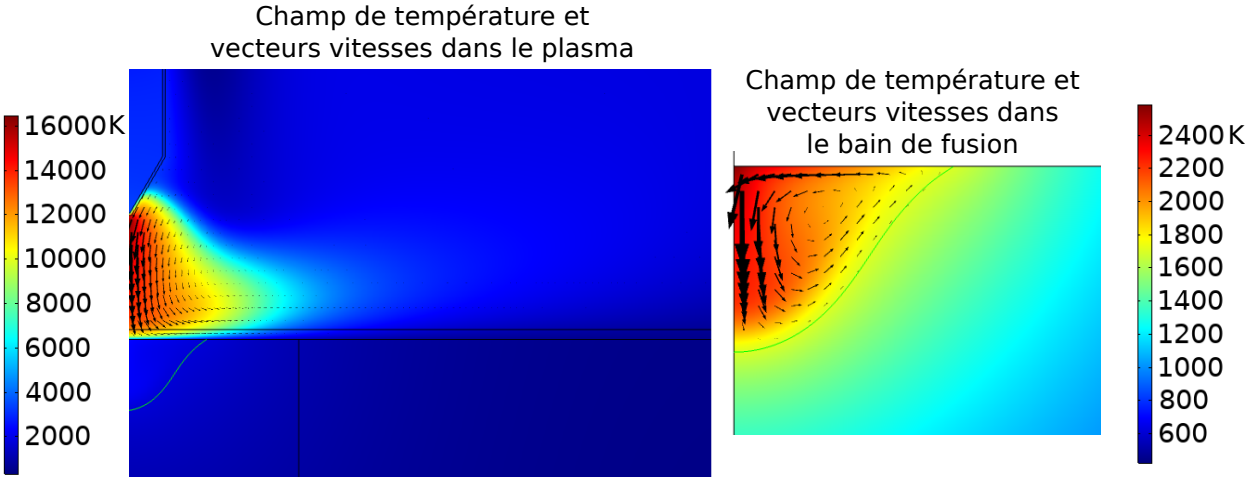


FIGURE *2.27:* ***Visualisation des champs de température et des vecteurs vitesses pour une intensité de courant de 108 A et d'une hauteur d'arc de 5 mm***

2.5 Conclusion

Ce chapitre récapitule toutes les étapes permettant de simuler numériquement le procédé à l'arc TIG. En premier lieu, une description mathématique du modèle du procédé TIG est réalisée en prenant en compte la majorité des phénomènes physiques impliqués afin d'obtenir un modèle prédictif de ce procédé. Ce modèle repose essentiellement sur la connaissance des paramètres opératoires tels que :

— l'intensité du courant,
— la hauteur d'arc,
— l'angle d'affutage,
— le diamètre de la troncature de l'électrode,
— le débit du gaz de protection,
— le temps de soudage.

Afin de valider le développement du modèle sous le logiciel COMSOL Multiphysics®, il a été confronté à des résultats numériques ou expérimentaux de la littérature.

Le premier cas a consisté à reproduire le modèle de Hsu [Hsu *et al.*, 1983]. Ce cas d'étude a permis de valider le développement du modèle autour du plasma en comparant les isothermes de température dans le plasma avec ceux mesurés par spectrométrie et issus d'autres modèles numériques. Cette configuration a également permis de valider les vitesses d'écoulement dans le plasma vis-à-vis des résultats numériques de la littérature.

Le second cas a consisté à reproduire la configuration de Tanaka [Tanaka *et al.*, 2005]. Ce cas se focalise sur la partie bain de fusion. Les résultats en termes de vitesse d'écoulement, de flux de chaleur obtenu à la surface de l'anode, de contraintes de cisaillement, de densité de courant à la surface concordent avec les résultats de la littérature. Cependant, il existe une différence non négligeable concernant les tailles de bain de fusion. Seuls, Tanaka et Brochard [Brochard, 2009] ont communiqué leurs résultats. Or, les résultats de notre modèle et d'autres auteurs montrent des différences significatives avec les résultats de Brochard. Ces différences nous ont conduits à mener nos propres expérimentations pour mieux valider le modèle. L'étude expérimentale avait pour objectif de lever les interrogations subsistantes concernant les formes de bain de fusion et ainsi de vérifier le côté prédictif du modèle en faisant varier les paramètres opératoires tels que l'intensité de courant, la hauteur d'arc et le temps de soudage. Une valeur du coefficient thermocapillaire a été obtenue par comparaison des formes de bain calculées et des macrographies. Ce paramètre consiste le seul paramètre d'ajustement du modèle. La valeur choisie a permis d'obtenir un bon accord des formes de bain, et ce, pour l'ensemble des paramètres opératoires.

Le développement d'un modèle d'arc sans apport de matière (procédé TIG) a été la première étape avant le développement d'un modèle avec apport de matière. En effet, au sein du laboratoire IRDL, aucun modèle numérique ne traitait jusqu'à présent la partie plasma. Seuls des termes sources équivalents permettaient de simuler la partie thermique des procédés d'arc. Par conséquent, ces modèles étaient peu prédictifs et nécessitaient des données expérimentales pour le calage des paramètres des sources de chaleur.

La suite des travaux s'est donc portée sur le développement d'un modèle avec apport de matière simulant ainsi le procédé WAAM.

3 Développement d'un modèle 2D axisymétrique multiphysique - Application à un procédé MIG pulsé

Sommaire

3.1 Introduction 82
3.2 Etude de la méthode level set 83
3.2.1 Etude d'un cas simple avec mécanique des fluides uniquement 83
3.2.2 Influence de la méthode level set sur un problème thermo-hydraulique . . . 89
3.3 Description mathématique du modèle multiphysique 93
3.3.1 Hypothèses 93
3.3.2 Equations électromagnétiques 94
3.3.3 Equations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement . . . 94
3.3.4 Equation de conservation de l'énergie 96
3.3.5 Conditions aux limites 97
3.3.6 Présentation de la géométrie du modèle 97
3.4 Validation du modèle multiphysique avec apport de matière 99
3.4.1 Présentation des expériences 99
3.4.2 Résultats de la simulation et discussions concernant le jeu de paramètre 1 . 101
3.4.3 Résultats de la simulation et discussions concernant le jeu 2 112
3.5 Conclusion 114

3.1 Introduction

Le chapitre 2 concernant le procédé TIG était une étape préliminaire nécessaire avant le développement d'un modèle plus complexe simulant l'interaction entre un arc électrique et une électrode en fusion. Le modèle d'arc développé pour le procédé TIG va, en effet, servir de base pour simuler le plasma présent dans le cas d'un procédé MIG ou WAAM. Des modifications seront, cependant, nécessaires, pour tenir compte de la fusion de l'électrode et de l'inversion du sens du courant électrique. Dans le procédé TIG, les électrons proviennent de l'électrode en tungstène (cathode) et sont absorbés à la surface de la pièce (anode), permettant ainsi sa fusion locale. Dans le cas du procédé MIG, les électrons proviennent du substrat et sont absorbés par le fil d'apport, favorisant ainsi sa fusion. Le développement du procédé TIG a permis de valider la modélisation de l'arc électrique avant d'ajouter une difficulté supplémentaire qui est l'apport de matière et la fusion du fil.

Ce chapitre aborde la modélisation du procédé de fabrication additive arc-fil (WAAM) dans une configuration 2D axisymétrique. L'objectif est de développer des modèles de connaissance prédictifs pour simuler le procédé de fabrication additive avec dépôt de fil dans le but d'offrir des outils de compréhension et d'amélioration du procédé de façon complémentaire aux expériences.

Le développement de ce modèle s'est basé sur la volonté d'avoir uniquement en données d'entrée du modèle les paramètres opératoires utilisés par l'opérateur pour construire une pièce. Ainsi, les données de sortie du modèle, comme le champ de température et le champ de vitesse, la forme de bain de fusion, et bien évidemment la construction de la pièce couche par couche, vont permettre d'analyser l'influence des paramètres opératoires sur les différents observables (figure 3.1). Par conséquent, ce modèle permettra d'avoir une meilleure compréhension des phénomènes impliqués. Par la suite, il serait ainsi possible d'effectuer une optimisation des paramètres opératoires à l'aide du modèle en vue de minimiser les défauts des pièces conçues.

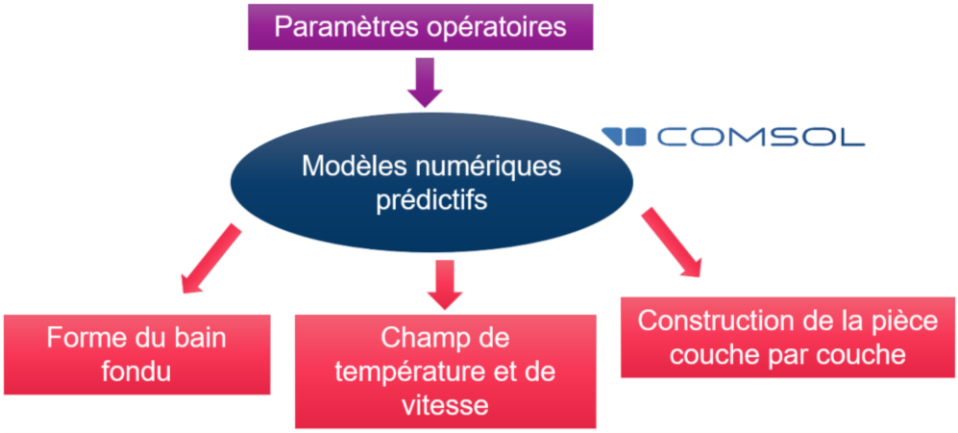


FIGURE 3.1: ***Objectifs du modèle multiphysique***

Dans ce chapitre, le développement d'un modèle 2D axisymétrique simulant le procédé WAAM est présenté. On s'intéressera plus particulièrement au mode pulsé couramment utilisé pour ce procédé. La particularité de ce mode est que le détachement de la goutte formée à la pointe du fil d'apport est provoqué par un pulse d'intensité contrôlée. Ce procédé en régime pulsé permet donc un apport de matière maitrisé, le détachement de chaque goutte s'effectuant à une fréquence

précise. Afin de valider le développement de ce modèle WAAM, les résultats numériques ont été confrontés à des résultats expérimentaux. L'objectif est de simuler la construction d'un barreau vertical avec un déplacement de la torche ascendant. Cette géométrie peut être simulée par un modèle en 2D axisymétrie offrant des temps de calcul raisonnables.

Cependant, pour simuler le détachement des gouttes et leur chute dans le bain liquide, le modèle WAAM nécessite d'utiliser une interface mobile. La méthode retenue est la méthode level set pour le suivi d'interface. Avant de présenter en détail la formulation mathématique du modèle, une présentation de la méthode level set est d'abord réalisée afin d'offrir une meilleure compréhension des particularités de cette méthode. Dans un premier temps, une analyse est effectuée sur la résolution d'un problème simplifié de mécanique des fluides. Puis un second cas est réalisé sur la résolution d'un problème thermo-hydraulique. Ces deux cas simples permettent de tirer des conclusions sur l'utilisation de la méthode level set et les implications sur la formulation du modèle simulant le procédé WAAM.

3.2 Etude de la méthode level set

La méthode level set, déjà décrite dans le paragraphe 1.3.6.1, sera rapidement présentée ici. Cette méthode, proposée par [Osher et Sethian, 1988] consiste à définir une variable ϕ sur une grille cartésienne fixe pour représenter l'interface entre deux milieux, dans notre cas, le gaz et le métal. Cette variable ϕ est définie arbitrairement à 0 dans le gaz et à 1 dans le métal. Entre les deux, une transition progressive de type Heavyside lissée est appliquée pour éviter une discontinuité des propriétés matériaux posant des problèmes de résolution. La position de l'interface est identifiée par l'isovaleur $\phi = 0.5$. Cette variable ϕ sert également à définir les propriétés appropriées de chaque matériau (gaz ou métal). Ainsi, par exemple, la masse volumique est définie comme suit :

$$\rho = \rho_{gaz} + (\rho_{acier} - \rho_{gaz})\phi \tag{3.1}$$

Par conséquent, au niveau de l'interface, il y a une variation progressive des propriétés matériaux, et à $\phi = 0,5$, c'est-à-dire à l'interface, les propriétés matériaux du modèle sont la moyenne des propriétés matériaux des deux milieux utilisés.

L'objectif de cette partie est de mettre en évidence l'impact de cette variation progressive au niveau de l'interface des deux milieux en réalisant des "cas simples" de comparaison.

Pour cela, les cas de référence proposés sont inspirés de la géométrie du modèle WAAM. Le premier cas abordé concerne un problème uniquement de mécanique des fluides, traité avec ou sans la méthode level set.

3.2.1 Etude d'un cas simple avec mécanique des fluides uniquement

L'objectif de ce premier cas est de reproduire de façon simplifiée l'écoulement induit par les forces de Lorentz dans le plasma et de comparer les contraintes de cisaillement au niveau de la surface du fil d'apport pour un calcul avec et sans méthode level set. La géométrie 2D axisymétrique de ce modèle est représentée sur la figure 3.2. Elle comprend le fil en acier, le plasma et le substrat en acier. Pour l'ensemble de ces domaines à part le domaine "substrat", les équations de la mécanique des fluides et l'équation de transport liée à la méthode level set sont résolues.

Pour le problème de mécanique des fluides, les fluides sont supposés newtoniens, incompressibles et les écoulements sont considérés laminaires. Avec ces hypothèses, les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement s'écrivent :

$$\begin{cases} div(\vec{v}) = 0 \\ \rho\left(\dfrac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \underset{\sim\sim}{grad}(\vec{v}).\vec{v}\right) = \vec{div}[-\underset{\sim}{Pi} + \mu(\underset{\sim\sim}{grad}(\vec{v}) + {}^{t}\underset{\sim\sim}{grad}(\vec{v}))] + \vec{F}_v \end{cases} \tag{3.2}$$

avec $\vec{F}_v = \vec{F}_{Lorentz} + \vec{F}_{Darcy}$.

$\vec{F}_{Lorentz}$ est une force volumique arbitraire symbolisant les forces de Lorentz. Elle est imposée dans la zone représentée par un demi-cercle bleu sur la figure 3.2. Cette force volumique est définie de la façon suivante : $\vec{F}_{Lorentz} = -1.10^6 \vec{z}$ N.m^{-3}.

$\vec{F}_{Darcy}$ n'est appliqué que dans le fil et permet d'obtenir une vitesse nulle afin de le considérer solide. Ici, $\vec{F}_{Darcy} = K\vec{v}$ avec $K = -1.10^9$ Pa.s.m^{-2}.

La méthode level set est utilisée pour modéliser l'interface métal-gaz au niveau de la surface du fil. L'équation de transport suivante est donc résolue pour les deux domaines fil et gaz :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \vec{v}.\vec{grad}(\phi) = \gamma_{ls}\vec{div}\left(\varepsilon_{ls}\vec{grad}(\phi) - \phi(1-\phi)\frac{\vec{grad}(\phi)}{|\vec{grad}(\phi)|}\right) \tag{3.3}$$

où γ_{ls} est le paramètre de réinitialisation et ε_{ls} le paramètre de contrôle d'épaisseur d'interface.

Deux cas de calcul ont été considérés afin de mettre en évidence l'influence de la méthode level set. Un premier cas de référence sans méthode level set est réalisé. La surface du fil est alors soumise à une condition de continuité des champs de vitesse. Le deuxième cas intègre la méthode level set. La gestion de l'interface est implicitement faite par la transition de propriétés. A noter qu'aucune force de tension superficielle n'est appliquée à la surface du fil.

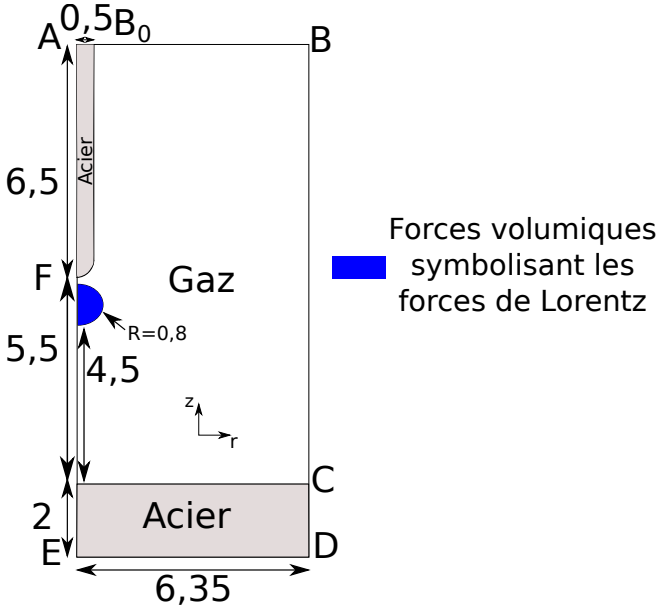


FIGURE *3.2:* ***Géométrie utilisée pour le "cas simple" de mécanique des fluides (dimensions en millimètres)***

Le tableau 3.I donne les valeurs des propriétés des matériaux retenues pour les deux milieux acier et gaz. Les propriétés sont prises constantes afin de simplifier les calculs et les viscosités sont choisies avec des valeurs élevées afin d'éviter les turbulences et les problèmes de convergence. Les conditions aux limites utilisées sont présentées dans le tableau 3.II. La résolution est transitoire et les résultats seront présentés pour un temps de 0,001 s, temps nécessaire à l'établissement des écoulements.

	Acier	**Gaz**
Masse volumique (kg/m^3)	7000	1
Viscosité dynamique (Pa.s)	0,1	0,1

TABLE 3.I: Propriétés des matériaux utilisées pour les deux modèles comparatifs

	AB_0	B_0B	BC	CD	DE	EA
(u, v, p)	$\vec{v} = \vec{0}$	$p = p_0$	$p = p_0$	$\vec{v} = \vec{0}$	$\vec{v} = \vec{0}$	$\vec{v}.\vec{n} = 0$

TABLE 3.II: Conditions aux limites utilisées pour les deux modèles comparatifs

Dans un premier temps, une étude de sensibilité du maillage a été menée avec les modèles prenant en compte la méthode level set ou non. Les contraintes de cisaillement le long de la surface du fil d'acier obtenues avec différents maillages ont été comparées (figure 3.3). Le maillage est réalisé à l'aide d'éléments triangulaires utilisant des fonctions d'interpolation de type linéaire.

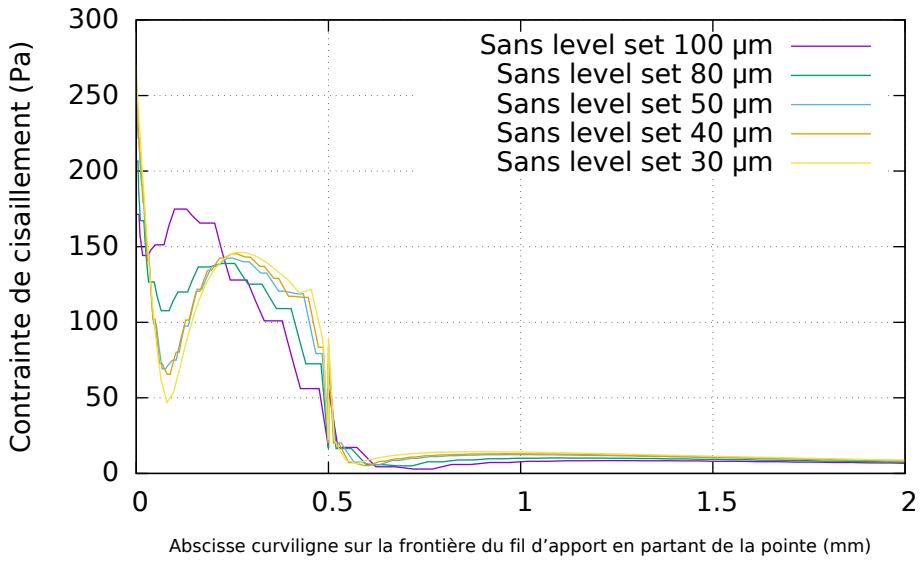


FIGURE *3.3:* ***Contraintes de cisaillement à la surface du fil sans la méthode level set avec différentes tailles d'éléments***

La figure 3.3 permet de mettre en évidence l'influence du maillage sur les résultats. Ici, il y a une convergence des résultats à partir d'une taille d'élément de 50 μm pour un calcul sans la méthode level set.

L'étude de sensibilité au maillage a également été réalisée avec la méthode level set (figure 3.5). Les contraintes de cisaillement obtenues pour différents maillages avec la méthode level set sont également comparées avec celles obtenues sans level set pour le maillage le plus fin. Ces comparaisons montrent, comme pour le cas sans level set, qu'il est nécessaire d'avoir un maillage avec une taille minimale de 50 μm pour une bonne convergence spatiale. En revanche, on note une différence significative entre les contraintes de cisaillement calculées par le cas sans level set et le cas avec level set. Pour une abscisse curviligne comprise entre 0,3 et 0,5 mm, les contraintes de cisaillement sont plus faibles que celles obtenues sans la méthode level set. Cette erreur est explicable par la transition progressive de masse volumique imposée par la méthode level set qui est inexistante dans le cas de référence. L'utilisation de propriétés lissées modifie les écoulements le long de la paroi et donc fausse le calcul de contrainte de cisaillement. Néanmoins, ce cisaillement peut jouer un rôle déterminant lors du détachement des gouttes en WAAM et nécessite donc d'être calculé au mieux. On peut voir qu'un maillage plus fin avec la méthode level set peut permettre de pallier ce défaut, mais il entraînera des temps de calculs plus importants. Le tableau 3.III récapitule les temps de calcul obtenus pour ce problème simplifié représentant un temps physique de 0,001 s.

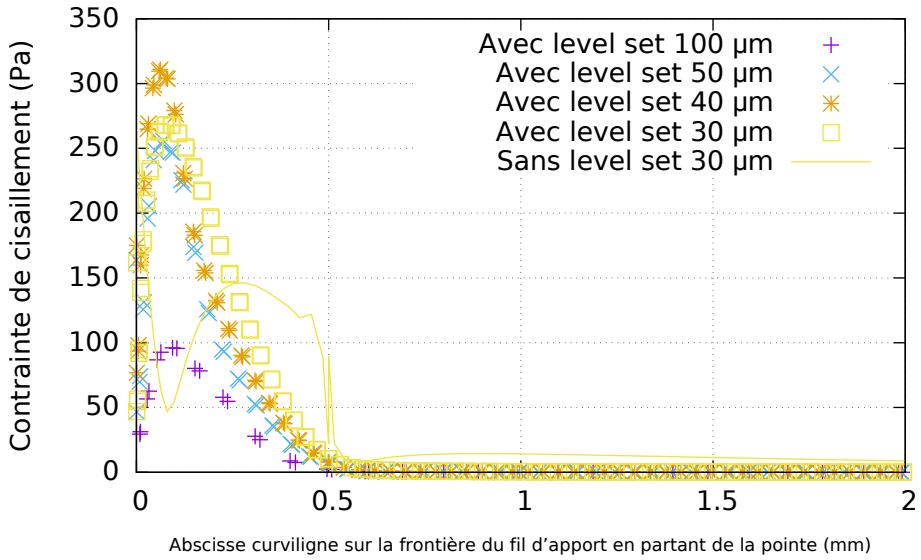


FIGURE *3.4:* ***Contraintes de cisaillement à la surface du fil avec la méthode level set avec différentes tailles d'éléments***

Taille des éléments	Temps sans level set	Temps avec level set
100 μm	43s	1min08s
50 μm	3min43s	15min
40 μm	4min16s	21min26s
30 μm	8min15s	73min57s

TABLE 3.III: Récapitulatif des temps de calcul pour simuler 0,001 s de temps physique avec et sans la méthode level set pour le modèle de mécanique des fluides

Le tableau 3.III permet de mettre en évidence que le fait d'utiliser la méthode level set est

très coûteux en temps de calcul. Par ailleurs, la figure 3.4 montre également que les contraintes de cisaillement sont sous-estimées pour une taille d'élément de 30 μm. Or, pour une taille d'éléments de 0,03 mm, la durée du calcul est déjà très importante 73 min 57 s.

L'objectif a donc été de proposer un artifice numérique permettant de compenser l'erreur au niveau de cette interface fil d'apport / gaz engendrée par la méthode level set. Pour y parvenir, une force artificielle volumique, nommée $\vec{F}_{cis}$ a été ajoutée dans l'équation de conservation de quantité de mouvement :

$$\rho\left(\frac{\partial\vec{v}}{\partial t}+\underline{\underline{grad}}(\vec{v}).\vec{v}\right)=\vec{div}[-P\underline{\underline{i}}+\mu(\underline{\underline{grad}}(\vec{v})+^{t}\underline{\underline{grad}}(\vec{v}))]+\vec{F}_{v}+\vec{F}_{cis} \tag{3.4}$$

Cette force $\vec{F}_{cis}$ est appliquée seulement à l'interface fil d'apport / gaz au niveau de la partie arrondie du fil, et elle est définie de la façon suivante :

$$\vec{F}_{cis}=F_{cis}\delta(\phi)\vec{z} \tag{3.5}$$

avec F_{cis} une force surfacique constante dont la valeur est ajustée afin de retrouver des niveaux de cisaillement similaires au cas sans level set. Dans notre cas, cette constante a été fixée à 4000 N/m^2. Ce terme va permettre de compenser le manque de cisaillement directement généré par le gaz. L'équation 3.5 fait apparaître la fonction de Dirac qui se calcule avec l'équation suivante :

$$\delta(\phi)=6|\vec{grad}(\phi)||\phi(1-\phi)| \tag{3.6}$$

En prenant en compte ce nouveau terme dans le modèle avec level set, la figure 3.5 montre qu'il permet bien de compenser le défaut de la méthode level set au niveau de l'interface. En effet, avec ce terme, le modèle permet d'obtenir des contraintes de cisaillement semblables à celles issues du calcul sans la méthode level set. De plus, l'allure des contraintes de cisaillement avec le terme F_{cis} suit bien l'allure de la courbe de référence. D'autre part, en utilisant cet artifice, cela permet d'utiliser des éléments de taille plus importante comme ici de 100 μm, et donc d'obtenir des temps de calcul acceptables.

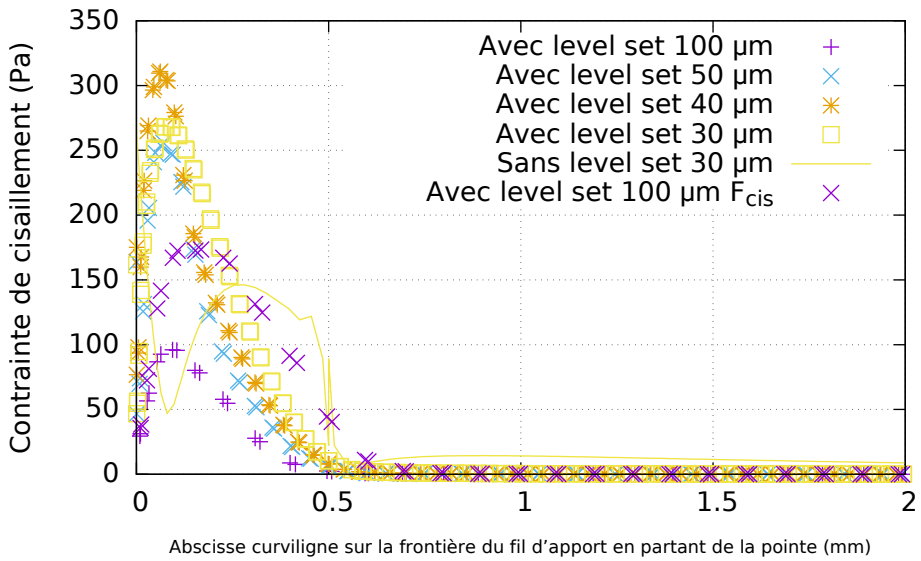


FIGURE *3.5:* ***Comparaison des contraintes de cisaillement à la surface du fil avec et sans l'artifice dans le modèle level set***

La méthode level set a également une influence sur les vitesses d'écoulement dans le gaz comme le démontre la figure 3.6. En effet, concernant les résultats obtenus pour le modèle sans level set, les vitesses d'écoulement le long de l'axe de symétrie atteignent une vitesse maximale de 5,05 m.s^{-1}. Tandis que pour le modèle avec la méthode level set, la vitesse d'écoulement atteinte est de 4,66 m.s^{-1} pour une même taille d'élément de 30 μm. Cela représente une erreur de 7 % par rapport au cas de référence. Mais le maillage a également une influence sur les vitesses d'écoulement. Pour une taille d'élément de 100 μm, il n'atteint que 4,21 m.s^{-1}, représentant un écart de 16 % par rapport au cas de référence. Le profil des vitesses du modèle avec level set est similaire à celui sans level set. Néanmoins, en s'éloignant de l'interface fil / gaz, les vitesses d'écoulement des deux modèles coïncident. De plus, l'ajout du terme Fcis a un impact négligeable sur les vitesses d'écoulement dans le gaz.

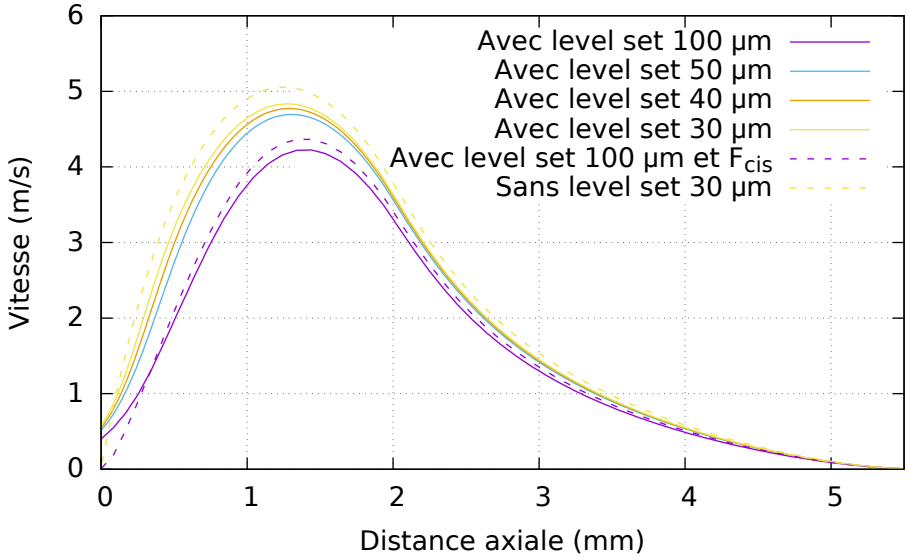


FIGURE *3.6:* ***Comparaison des vitesses d'écoulement dans le gaz le long de l'axe de symétrie (de la pointe du fil au substrat)***

Cette étude comparative avec et sans level set a permis de mettre en évidence les limites de la méthode au niveau de l'interface de deux milieux, acier et gaz. Au niveau de l'interface, les contraintes de cisaillement sont sous-estimées, et les vitesses d'écoulement dans le gaz à l'abord de l'interface le sont également. Cependant, moyennant le calage d'un terme, le cisaillement peut être rétabli à un ordre de grandeur satisfaisant au moyen d'un terme source dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement, tout en utilisant un maillage relativement grossier pour réduire les temps de calcul.

Vu l'influence de la méthode level set sur le problème de mécanique des fluides, il s'avère nécessaire d'effectuer un nouveau cas simple en rajoutant le problème thermique pour vérifier l'influence de la méthode level set sur le transfert de chaleur.

3.2.2 Influence de la méthode level set sur un problème thermo-hydraulique

Dans le paragraphe précédent, l'influence de la méthode level set sur les écoulements du gaz au niveau de l'interface a été mise en évidence. Or, dans un modèle simulant le procédé de soudage MIG ou de fabrication additive arc-fil, les écoulements des gaz chauds dans le plasma contribuent à apporter de l'énergie au métal et faire fondre l'extrémité du fil d'apport par convection à l'interface fil / plasma. L'objectif de cette partie est d'étudier l'influence de la méthode level set sur le transfert de chaleur à l'aide d'un cas thermo-hydraulique. Ce cas simule la fusion du fil d'apport grâce à la présence d'une source de chaleur au sein du gaz.

En ce qui concerne la résolution du problème lié à la mécanique des fluides, il est rigoureusement identique au problème précédent. Seul l'artifice F_{cis} ne sera pas pris en compte.

$$\begin{cases} div(\vec{v}) = 0 \\ \rho\left(\dfrac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \underset{\sim}{grad}(\vec{v}).\vec{v}\right) = \vec{div}[-\underset{\sim}{Pi} + \mu(\underset{\sim}{grad}(\vec{v}) + {}^{t}\underset{\sim}{grad}(\vec{v}))] + \vec{F}_v \end{cases} \tag{3.7}$$

avec $\vec{F}_v = \vec{F}_{Lorentz} + \vec{F}_{Darcy}$. Le terme $\vec{F}_{Lorentz}$, pris identique au cas précédent, est non nul uniquement dans le domaine en bleu de la figure 3.7. Le terme $\vec{F}_{Darcy}$ intervient de la même façon que le cas précédent.

Pour le problème thermique, il est résolu à partir de l'équation de conservation de l'énergie :

$$\rho C_p(\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v}.\vec{grad}(T)) = div(\underset{\sim}{\lambda}\vec{grad}(T)) + S_v \tag{3.8}$$

où S_v représente une source de chaleur constante imposée dans la zone représentée par un cercle rouge sur la figure 3.7. Ici, le terme de source de chaleur a été choisi de façon à avoir une température maximale de l'ordre de grandeur d'un procédé WAAM. Pour le modèle sans level set, $S_v = 5.10^{10}$ W.m^{-3}.

La géométrie utilisée lors de ce cas simple est représentée sur la figure 3.7. Elle est identique au cas précédent tout comme le maillage. Seule une zone permettant l'apport de chaleur (en rouge) est ajoutée. L'équation de la chaleur est résolue dans tous les domaines. La résolution est à nouveau transitoire et les résultats seront présentés pour un temps de 0,5 s, temps nécessaire à l'établissement du transfert thermique.

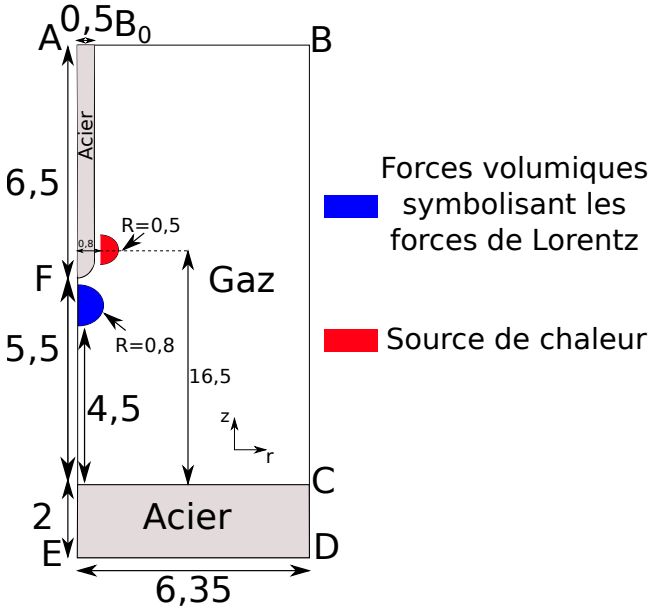


FIGURE *3.7:* ***Géométrie utilisée pour le cas thermo-hydraulique (dimensions en millimètres)***

Le tableau 3.IV donne les propriétés thermophysiques retenues pour les deux milieux.

	Acier	**Gaz**
Conductivité thermique (W/m/K)	30	0,1
Capacité thermique massique (J/kg/K)	400	1000
Masse volumique (kg/m^3)	7000	1
Viscosité dynamique (Pa.s)	0,1	0,1

TABLE 3.IV: Propriétés des matériaux utilisées pour le modèle thermo-hydraulique

Les propriétés sont prises constantes afin de simplifier davantage les calculs. Les conditions aux limites utilisées sont présentées dans le tableau 3.V.

	AB_0	B_0B	BC	CD	DE	EA
T	$\vec{q}.\vec{n} = 0$	Eq. écoulement sortant	Eq. écoulement sortant	$T = 300K$	$T = 300K$	$\vec{q}.\vec{n} = 0$
(u, v, p)	$\vec{v} = \vec{0}$	$p = p_0$	$p = p_0$	$\vec{v} = \vec{0}$	$\vec{v} = \vec{0}$	$\vec{v}.\vec{n} = 0$

TABLE 3.V: Conditions aux limites utilisées pour le cas thermo-hydraulique

Dans un premier temps, les champs de température des deux modèles ont été comparés. La figure 3.8 met en évidence l'influence de la méthode level set sur le champ de température. Pour le cas sans la méthode level set, les températures dans le gaz dépassent les 20 000 K, alors que dans le cas utilisant la méthode level set, elles n'atteignent même pas les 1 900 K. A nouveau, la transition de propriétés, aussi bien pour le problème de mécanique des fluides que pour le problème thermique est à l'origine de ces écarts. En effet, premièrement, les écoulements le long du fil étant faussés, la convection est amoindrie en conséquence. Deuxièmement, la conductivité, la capacité calorifique, et la masse volumique sont modifiées à l'abord de la surface du fil dans le cas avec level set, puisqu'elles sont en transition entre les propriétés de l'acier et celles du gaz. Les bilans thermiques locaux sont donc également modifiés. Dans le cas avec la méthode level set, à l'abord de la surface côté gaz, la conductivité thermique est augmentée par la transition permettant de mieux diffuser la chaleur dans le domaine et de fausser les résultats. En complément, l'objectif final étant de fondre le fil, il est important de noter que l'isotherme de fusion permet bien la création d'une goutte dans le cas sans level set ce qui n'est pas le cas lorsque la méthode level set est employée.

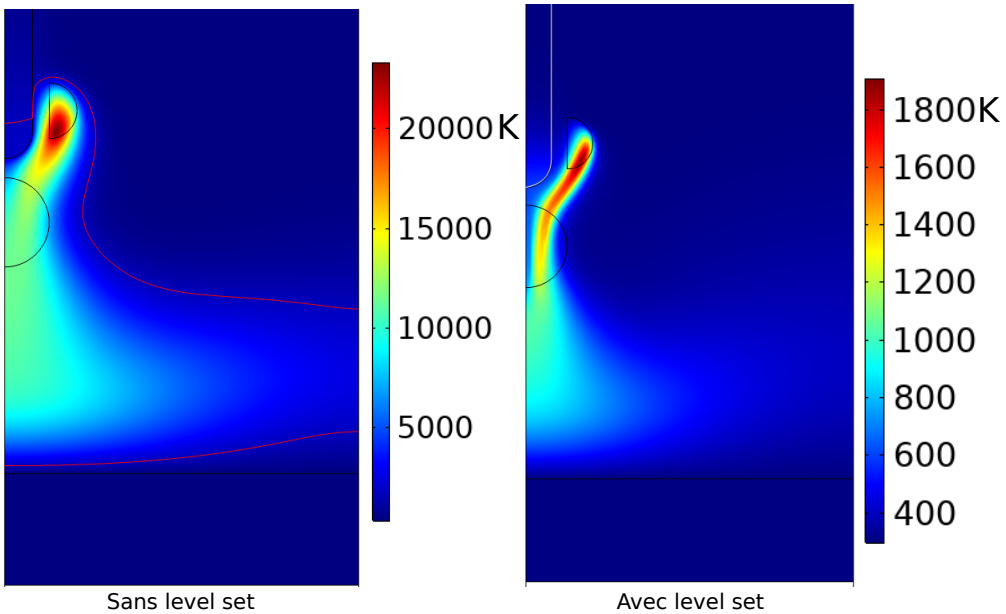


FIGURE 3.8: ***Comparaisons des champs de température avec et sans level set (en rouge l'isovaleur de 1700 K et en blanc l'interface mobile du fil d'apport)***

L'objectif a donc été de trouver à nouveau un artifice numérique pour pallier ce défaut dû à la méthode level set, et donc d'apporter l'énergie nécessaire pour fondre le fil d'apport.

Pour y parvenir, la solution proposée est d'ajouter une source de chaleur directement à l'interface. Cette source de chaleur S_{LS} appliquée sur le fil est directement calculée à partir de la source de chaleur générée au sein du gaz. L'idée est d'appliquer une fonction gaussienne surfacique à l'extrémité du fil, dont la puissance est l'intégrale de la source de chaleur volumique calculée par le modèle. Dans le procédé WAAM, la source de chaleur du plasma est principalement localisée juste en dessous de la pointe du fil d'apport. Au final, la puissance dissipée par l'arc est donc injectée directement à l'interface et n'est plus advectée du gaz vers la surface du fil, puisque nous avons vu que la méthode level set ne permettait pas de transférer précisément la chaleur entre le gaz chaud et la surface du fil. Elle est donc définie de la façon suivante :

$$S_{LS} = (\int_V S_v dV)\frac{e^{-\frac{r^2}{r_0^2}}}{\pi r_0^2}\delta(\phi) \tag{3.9}$$

avec r_0 étant deux fois le rayon du fil d'apport.

En ajoutant ce terme dans l'équation (3.8), la figure 3.9 montre que cet artifice permet de faire fondre l'extrémité du fil d'apport, en supposant que la température de fusion est 1700 K. Avec l'artifice, la température maximale atteinte est de 3000 K ce qui est nettement supérieur à la température maximale atteinte du modèle sans level set qui est de 1862 K. Obtenir une température plus élevée à la pointe est logique puisque le terme source S_{LS} focalise l'apport d'énergie à la pointe, et non sur le côté du fil. Pour ce cas particulier, afin de reproduire le cas de référence, il aurait fallu appliquer une fonction gaussienne sur le côté du fil et non à la pointe de celui-ci comme dans un procédé WAAM.

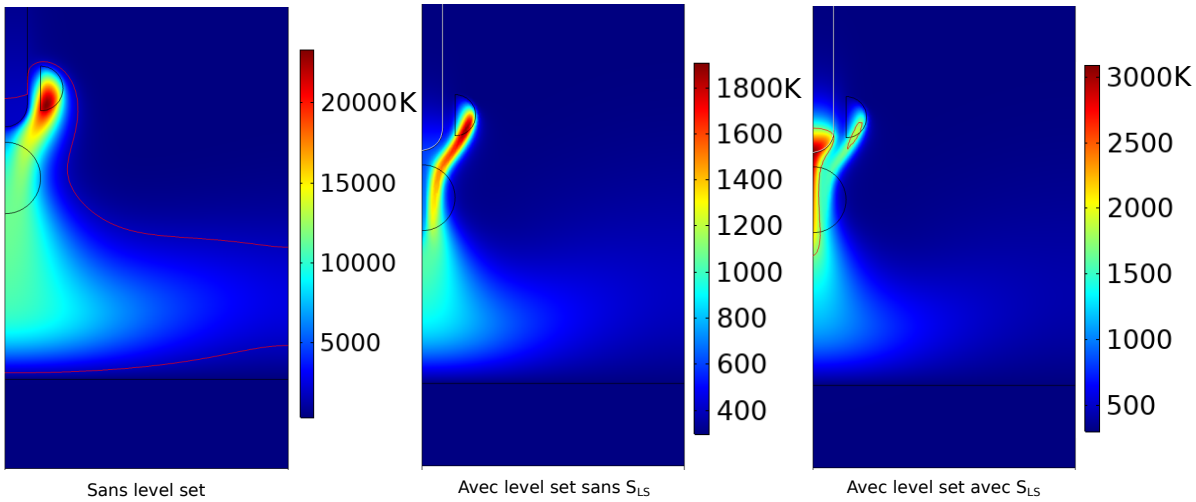


FIGURE *3.9:* ***Comparaisons des champs de température avec et sans l'artifice thermique (en rouge l'isovaleur de 1700 K et en blanc l'interface mobile du fil d'apport)***

En conclusion, ces deux cas de comparaison simples ont permis de mettre en évidence l'influence de la méthode level set aussi bien sur le problème de mécanique de fluide que sur le problème thermique. Néanmoins, ces comparaisons ont également permis de trouver des artifices numériques

permettant de pallier aux dérives de la méthode. Rappelons que malgré ces défauts, la méthode level set a l'avantage de pouvoir modéliser le détachement des gouttes, d'éventuelles coalescences et l'impact dans le bain de fusion. Cette méthode d'interface mobile est donc indispensable pour modéliser l'apport de matière et présente de nombreux intérêts afin de construire une pièce en impression 3D. Le paragraphe suivant présente une description mathématique d'un procédé WAAM utilisant la méthode level set et employant des artifices équivalents à ceux proposés ici. L'étude de cette méthode a permis d'avoir une meilleure compréhension de l'impact sur les physiques telles que la mécanique des fluides et les transferts de chaleur, et par conséquent de mener à bien le développement d'un modèle multiphysique avec la méthode level set.

3.3 Description mathématique du modèle multiphysique

Dans ce paragraphe une description mathématique d'un procédé WAAM est présenté. Il s'agit plus précisément du procédé WAAM en régime pulsé (paragraphe 1.2.1.3). Avec ce type de procédé, le détachement des gouttes est contrôlé par l'intensité. En effet, une intensité minimale (I_{min}) est appliquée en permanence permettant de faire fondre l'extrémité du fil d'apport, et de garder la présence du plasma d'arc. Le détachement de la goutte est provoqué par un pulse d'intensité (I_{max}), et ce pulse est répété à une fréquence donnée ($freq_{courant}$) permettant ainsi un apport contrôlé de la matière.

3.3.1 Hypothèses

Compte tenu de la complexité des couplages multiphysiques (électromagnétique, thermique et fluidique), des hypothèses ont été formulées pour réduire la difficulté de la modélisation. Les hypothèses sont les suivantes :

— Le modèle est résolu en 2D axisymétrique, la torche MIG étant statique.

— Le plasma est considéré en équilibre thermodynamique local (ETL). Cette hypothèse signifie que les espèces telles que les ions et les neutrons sont supposées avoir la même température. Cette hypothèse est très largement reprise dans la littérature pour ce type de modèle [Hu et Tsai, 2007a], [Ogino et Hirata, 2015], [Zhao et Chung, 2017], [Zhao et Chung, 2018b], [Zhao et Chung, 2018a], [Zhao *et al.*, 2019].

— Les fluides dans le plasma et dans le bain de fusion sont considérés comme des fluides incompressibles newtoniens en régime laminaire.

— L'effet Marangoni est négligé, la tension de surface, entre l'acier et le gaz, est prise constante.

— L'effet des vapeurs métalliques provenant de la vaporisation de la surface du bain de fusion sur les propriétés de transport de l'arc n'est pas inclus dans le modèle, pour les mêmes raisons que celles évoquées dans le chapitre 1.

Pour rappel, l'emploi de la méthode level set positionne l'interface entre le métal et le gaz dans le domaine de calcul. Les habituelles conditions aux limites surfaciques sont donc introduites en tant que termes sources volumiques. En effet, pour appliquer des conditions aux interfaces entre les deux fluides, la fonction dirac ($\delta(\phi)$), unité m^{-1}, est employée et est non nulle au niveau de l'interface.

Les matériaux utilisés sont l'argon pour le gaz protecteur et l'acier inoxydable 304 pour le fil d'apport et le substrat. Les propriétés utilisées dans ce modèle sont indiquées dans le tableau 3.VI.

	304	**Argon**
Conductivité thermique (W/m/K)	$\lambda(T)$ [Kim, 1975]	0,08
Capacité thermique massique (J/kg/K)	$C_p(T)$ [Kim, 1975]	510
Masse volumique (kg/m^3)	7000	1
Viscosité dynamique (Pa.s)	0,001	0,1
Conductivité électrique (S/m)	$7{,}7\times10^5$	$\sigma_e(T)$ [Boulos *et al.*, 1994]
Coefficient net d'émission (W/m^3/ster)		$\varepsilon_N(T)$ [Boulos *et al.*, 1994]
Coefficient de tension superficielle (N/m)	1,6	

TABLE 3.VI: Propriétés des matériaux

Les propriétés dépendantes de la température sont identiques à celles présentées sur les figures B.3 et B.4.

3.3.2 Equations électromagnétiques

Le problème électromagnétique dans le plasma se formule de la même façon que dans le cas du procédé TIG, à savoir :

$$\begin{cases} div\left(\sigma_e \vec{grad}(V) + \sigma_e \dfrac{\partial \vec{A}}{\partial t}\right) = 0 \\ \sigma_e \dfrac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \dfrac{1}{\mu_0} \vec{rot}(\vec{rot}(\vec{A})) + \sigma \vec{grad}(V) = \vec{0} \end{cases} \tag{3.10}$$

où σ_e est la conductivité électrique, V est le potentiel électrique, μ_0 est la perméabilité magnétique et $\vec{A}$ est le potentiel du vecteur magnétique.

3.3.3 Equations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement

Pour le problème de mécanique des fluides, quelques modifications sont apportées par rapport au modèle du procédé TIG, du fait de l'incompressibilité des fluides et de la prise en compte de certaines forces volumiques. D'une part, l'utilisation de la méthode level set conduit à introduire les forces surfaciques à l'aide de forces volumiques non nulles au voisinage de l'interface. D'autre part, il est nécessaire de gérer le détachement des gouttes à travers les forces de Lorentz et de cisaillement, comme détaillé dans ce qui suit :

$$\begin{cases} div(\vec{v}) = 0 \\ \rho\left(\dfrac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \underset{\sim}{\underset{\sim}{grad}}(\vec{v}).\vec{v}\right) = \vec{div}[-P\underset{\sim}{\underset{\sim}{i}} + \mu(\underset{\sim}{\underset{\sim}{grad}}(\vec{v}) + {}^t\underset{\sim}{\underset{\sim}{grad}}(\vec{v}))] + \vec{F}_v \end{cases} \tag{3.11}$$

avec $\vec{F}_v = \vec{F}_{Lorentz} + \vec{F}_{tensionsurface} + \vec{F}_{Darcy} + \vec{F}_{friction} + \rho\vec{g}$ et plus précisément :

— les forces électromagnétiques

$$\vec{F}_{Lorentz} = \vec{j} \times \vec{B} \times (1 + \frac{I_{max}}{I_{min}} freq_{courant}) \tag{3.12}$$

où B est la densité du flux magnétique et j est la densité du courant, $freq_{courant}$ est une fonction périodique valant 1 lors du pulse et 0 sinon, permettant ainsi d'augmenter les forces de Lorentz durant le pulse, du fait que l'intensité de courant imposée soit prise constante, et valant I_{min} dans le problème électromagnétique.

— Les forces de tension de surface

$$\vec{F}_{ts} = (\gamma\kappa\vec{n} + (\underset{\sim}{i} - \vec{n}\vec{n}^T)\vec{grad}(\gamma))\delta(\phi) \tag{3.13}$$

où γ est le coefficient de tension superficielle, κ est la courbure de l'interface, et $\vec{n}$ est le vecteur normal à la surface.

— Deux types de méthodes d'extinction de l'écoulement dans la partie solide de l'acier sont utilisés. La première méthode utilisée est la méthode de viscosité équivalente. Afin d'annuler les vitesses d'écoulement dans la partie solide du fil d'apport et du dépôt, une viscosité très grande est choisie pour la partie solide. L'expression de la viscosité dans l'acier s'écrit alors :

$$\mu = \mu_{acier_{liquide}} f_l + \mu_{acier_{solide}} (1 - f_l) \tag{3.14}$$

avec $\mu_{acier_{solide}} = 1000$ Pa.s

En complément, pour restreindre davantage les vitesses d'écoulement dans la partie solide du dépôt, une condition de Darcy est ajoutée sous la forme :

$$\vec{F}_{Darcy} = -C \frac{(1 - f_l)^2}{f_l^3 + b} \vec{v} \tag{3.15}$$

avec b=0,001, C=10^8 Pa.s.m^{-2}. La loi de Darcy n'a pas été appliquée dans le fil d'apport car la formulation doit être changée (avec la vitesse de déplacement de celui-ci), et donc les écoulements dans le bain de fusion du dépôt suivant l'axe vertical seraient impactés. Deux formulations de la loi de Darcy ne peuvent coexister.

— La force de friction

$$\vec{F}_{cis} = F_{cis}\delta(\phi) \times freq_{courant}\vec{z} \quad \text{si} \quad T > T_{fusion} \quad \text{à l'interface fil/plasma} \tag{3.16}$$

Comme étudié dans le cas simple avec mécanique des fluides, il est nécessaire d'ajouter une force de cisaillement pour pallier aux défauts de la méthode level set. Cette force permet d'appliquer un effort suffisant pour détacher la goutte en reproduisant artificiellement le cisaillement induit par les écoulements de gaz dans le plasma. Sans cet artifice, les vitesses trop faibles au niveau de l'interface empêchent le détachement des gouttes. A noter que cette force n'est appliquée que sur la surface du fil et au moment du pulse d'intensité.

3.3.4 Equation de conservation de l'énergie

Les équations précédentes sont également couplées à l'équation de conservation de l'énergie :

$$\rho C_p^{eq}(\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v}.\vec{grad}(T)) = div(\underset{\sim}{\lambda}\vec{grad}(T)) + S_v \tag{3.17}$$

où S_v représente l'ensemble des sources de chaleur volumiques. Ce terme sera également différent du modèle TIG pour tenir compte des phénomènes surfaciques qui sont inclus en tant que sources volumiques non nulles au voisinage de l'interface, et des artifices nécessaires pour pallier les défauts de la méthode level set, s'exprimant :

$S_v = S_{effetJoule} + S_{rayonnementplasma} + S_{interfacefil/plasma} + S_{interfacesubstrat/plasma} + S_{LS}$
avec :

— L'effet Joule

$$S_{effetJoule} = \vec{j}.\vec{E} \tag{3.18}$$

où j est la densité de courant et E est le champ électrique.

— Les pertes par rayonnement du plasma

$$S_{rayonnementplasma} = (-4\pi\varepsilon_N(T)) \quad \text{uniquement pour le plasma} \tag{3.19}$$

où ε_N est le coefficient d'émission nette de l'argon.

— Au niveau de l'interface fil/plasma
Contrairement au cas du procédé de soudage TIG, l'électrode, c'est-à-dire le fil, devient l'anode. Par conséquence, au niveau de cette interface, il faut prendre en compte l'énergie associée à l'absorption des électrons [Hu et Tsai, 2007a].

$$S_{interfacefil/plasma} = (|\vec{j}.\vec{n}_a|\phi_a)\delta(\phi) \tag{3.20}$$

— Au niveau de l'interface substrat/plasma
Le substrat et le dépôt de matière deviennent la cathode. Par conséquent, l'énergie associée à cette interface est liée à l'émission thermoïonique et à la neutralisation des électrons [Hu et Tsai, 2007a].

$$S_{interfacesubstrat/plasma} = (j_i V_i - j_e\phi_c)\delta(\phi) \tag{3.21}$$

— Artifice level set
Comme discuté à travers l'étude du modèle simple thermo-hydraulique, ce terme est introduit pour surmonter certains inconvénients inhérents à la méthode level set. À l'interface, en raison de la transition, les propriétés thermophysiques mixtes empêchent une quantité appropriée de transfert de chaleur entre le métal et l'arc. Pour résoudre ce problème, une source de chaleur gaussienne est introduite. La puissance de cette source est directement calculée par le modèle via le terme effet Joule. Le paramètre de distribution r_0 est pris égal au diamètre du fil d'apport. La fonction (az + b) permet de régler la longueur de l'arc afin d'éviter les courts-circuits, c'est une régulation spatiale. Cette fonction est sans unité. Lorsque la pointe de l'électrode se rapproche du substrat, cette fonction augmente l'énergie à l'extrémité du fil

et fait fondre ainsi une plus grande quantité de métal pour induire le détachement des gouttes de la pointe de l'électrode afin de stabiliser la longueur de l'arc.

$$S_{LS} = \begin{cases} (az+b)(\int_V S_{effetJoule} dV)\frac{e^{-\frac{r^2}{r_0^2}}}{\pi r_0^2}\delta(\phi) & \text{pour l'interface fil/plasma} \\ (\int_V S_{effetJoule} dV)\frac{e^{-\frac{r^2}{r_0^2}}}{\pi r_0^2}\delta(\phi) & \text{pour l'interface substrat/plasma} \end{cases} \tag{3.22}$$

3.3.5 Conditions aux limites

Le débit de gaz est pris en compte, comme pour le cas du modèle TIG, en imposant la valeur du champ de vitesse axiale entre le fil d'apport et la buse de gaz. Le long de cette condition à la limite d'entrée, la vitesse axiale est déterminée à partir de l'équation d'écoulement rappelée ici [Traidia, 2011] :

$$\vec{v}.(-\vec{n}) = U_{gaz}(r) = \frac{2Q_m}{\rho\pi}\frac{[R_{buse}^2 - r^2 + (R_{buse}^2 - R_{fil}^2)\frac{ln(r/R_{buse})}{ln(R_{buse}/R_{fil})}]}{[R_{buse}^4 - R_{fil}^4 + \frac{(R_{buse}^2 - R_{fil}^2)^2}{ln(R_{buse}/R_{fil})}]} \tag{3.23}$$

avec : $Q_m = \rho Q_v$ le débit massique du gaz de protection et Q_v le débit volumique de gaz [Traidia, 2011].

De plus, il faut prendre en compte la vitesse du fil d'apport. Pour cela, une vitesse d'entrée est appliquée à l'extrémité supérieure du fil d'apport correspondant à la vitesse d'avance de celui-ci.

Concernant l'application de la densité de courant au niveau du fil d'apport, le même type de condition à la limite que le modèle TIG est utilisé. Cette intensité ne tient pas compte du pulse. Elle est prise constante, et vaut I_{min}. De plus, Zhao [Zhao *et al.*, 2019] a mis en évidence que l'effet du pic a un effet de négligeable sur le transfert de chaleur, contrairement à son effet sur les forces d'écoulement dans la goutte et le plasma.

Les pertes par rayonnement et convection sont appliquées au contour du domaine en acier :

$$q_{conv} = h_c(T_{ambiante} - T) - \varepsilon\sigma_B(T^4 - T_{ambiante}^4) \tag{3.24}$$

où h_c est un coefficient d'échange convectif, ε est l'émissivité de l'acier et σ_B est la constante de Stefan-Boltzmann, $T_{ambiante}$ est la température ambiante, et T est la température de surface.

Sur le contour du domaine de plasma, une condition d'écoulement sortant sous Comsol Multiphysics® est appliquée, comme pour le modèle d'arc présenté dans le chapitre précédent.

3.3.6 Présentation de la géométrie du modèle

La géométrie du modèle numérique est définie à partir de la configuration des expériences décrites dans le paragraphe suivant. Les dimensions des différents domaines de calcul sont données sur la figure 3.10 et les conditions aux limites appliquées sont décrites dans le tableau 3.VII.

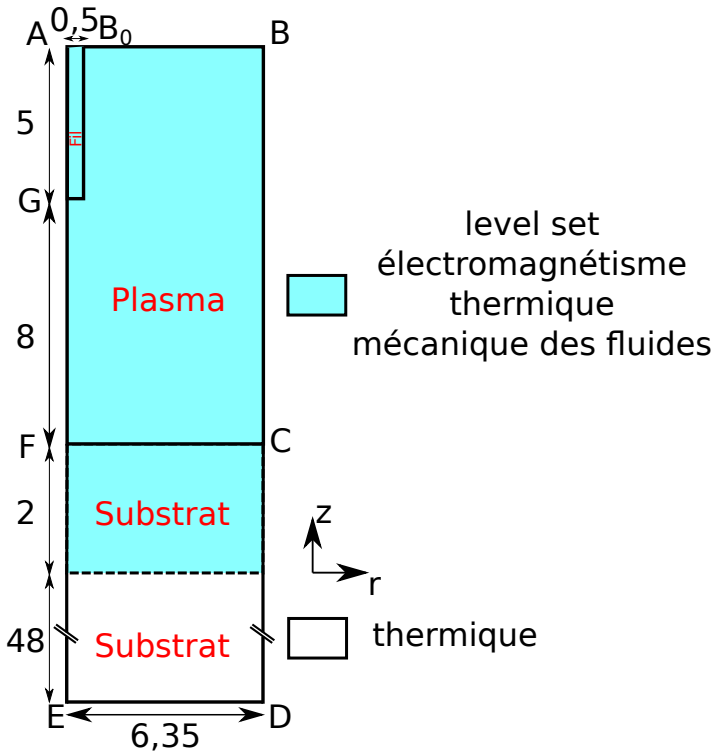


FIGURE 3.10: ***Géométrie utilisée pour la modélisation du modèle WAAM en 2D axisymétrique (dimensions en millimètre)***

	AB_0	B_0B	B_0C	CD
T	$T = 300K$	$T = 300K$	Eq. écoulement sortant	Eq. 2.41
(u, v, p)	v_{fil}	Eq. 3.23	$p = p_0$	$\vec{v} = \vec{0}$
$(V, \vec{A})$	$\int_{\partial\Omega} -\vec{n}.\vec{j}dS = I_0$	$\vec{j}.\vec{n} = 0$ $\vec{A} \times \vec{n} = \vec{0}$	$\vec{j}.\vec{n} = 0$ $\vec{A} \times \vec{n} = \vec{0}$	$\vec{j}.\vec{n} = 0$ $\vec{A} \times \vec{n} = \vec{0}$
	DE	EF	FG	GA
T	Eq. 2.41	$\vec{q}.\vec{n} = 0$	$\vec{q}.\vec{n} = 0$	$\vec{q}.\vec{n} = 0$
(u, v, p)	$\vec{v} = \vec{0}$	$\vec{v}.\vec{n} = 0$	$\vec{v}.\vec{n} = 0$	$\vec{v}.\vec{n} = 0$
$(V, \vec{A})$	$V = 0$	$\vec{j}.\vec{n} = 0$ $\vec{B} = \vec{0}$	$\vec{j}.\vec{n} = 0$ $\vec{B} = \vec{0}$	$\vec{j}.\vec{n} = 0$ $\vec{B} = \vec{0}$

TABLE 3.VII: Conditions aux limites utilisées pour reproduire l'expérience

Tous ces résultats ont été obtenus avec un domaine de calcul maillé à l'aide d'éléments triangulaires à interpolation linéaire. Les densités de maillage sont les suivantes : 150 μm dans les domaines où la méthode level set est appliquée, sinon 450 μm dans les autres domaines. A titre indicatif, les calculs sont effectués en 38 heures sur 8 coeurs (3,47 GHz et 96 Go de RAM DDR3) pour un calcul temporel simulant les deux premières passes d'une durée de total de 60 s (apport de matière et refroidissement).

3.4 Validation du modèle multiphysique avec apport de matière

Pour valider le développement du modèle multiphysique avec apport de matière, il a été confronté à des expériences. L'objectif du modèle a été de reproduire les premières passes de la construction d'un barreau vertical en acier inoxydable 304 à partir des paramètres opératoires :

— l'intensité de courant,

— la vitesse d'avance du fil,

— la fréquence de détachement des gouttes.

3.4.1 Présentation des expériences

La définition et la validation du modèle sont basées sur des données expérimentales obtenues par l'Institut des Matériaux Jean Rouxel de Nantes (IMN). Dans les procédés à l'arc, il existe différents modes de transfert du métal. Ici, le procédé WAAM pulsé a été choisi, qui est analogue au procédé MIG pulsé. Au cours de ce processus, une goutte est créée à l'extrémité de l'électrode à chaque impulsion avec une fréquence de détachement fixée. Le courant électrique minimum est ici de 20 A et chaque pulse impose un courant bref de 350 A (figure 3.11). A chaque impulsion correspond le détachement d'une goutte. Dans notre modèle, le pulse de courant n'est pas directement modélisé, mais uniquement sa résultante sur les forces de cisaillement et de Lorentz. Par ailleurs, le substrat est un cylindre d'acier inoxydable (304) de 0,5 pouce (12,7 mm) de diamètre, 100 mm de hauteur. Le fil est également en acier inoxydable 304, son diamètre est de 1 mm. Le gaz de protection employé est de l'argon. La distance entre la buse et le substrat cylindrique est de 12 mm.

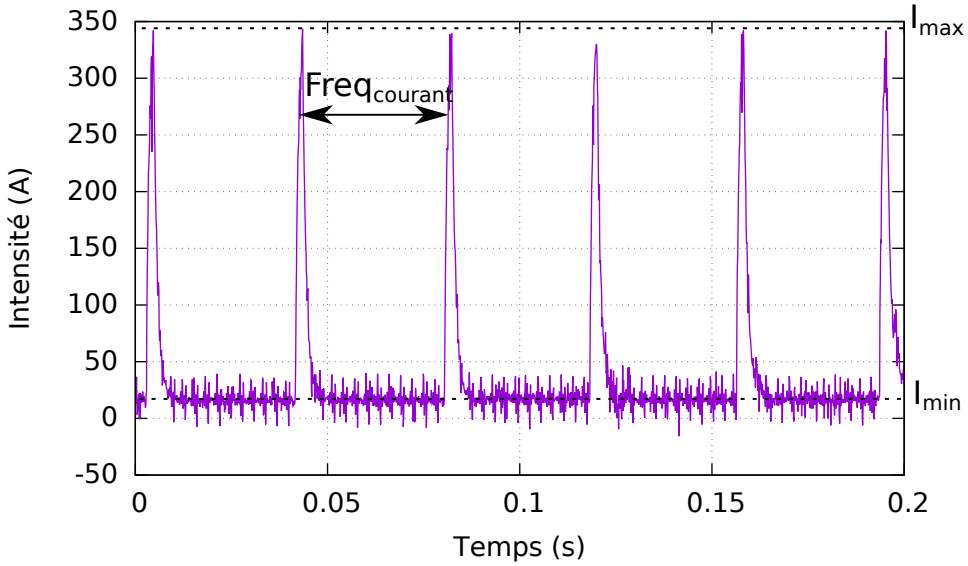


FIGURE *3.11:* ***Courbe d'intensité durant un essai WAAM pulsé***

Afin de valider le modèle numérique, plusieurs substrats ont été instrumentés avec quatre thermocouples (TC) de fils de diamètre 50 μm, pour mesurer les températures pendant les essais (figure 3.12). Une caméra infrarouge a été utilisée pour renforcer les mesures de température. De plus, la géométrie des dépôts est mesurée à l'aide d'un scan 3D pour obtenir le profil de la pièce dans

différentes orientations. Des macrographies sont également réalisées. La figure 3.13 montre la mise en place des essais réalisés. La figure 3.14 montre les exemples de pièces construites dans cette configuration.

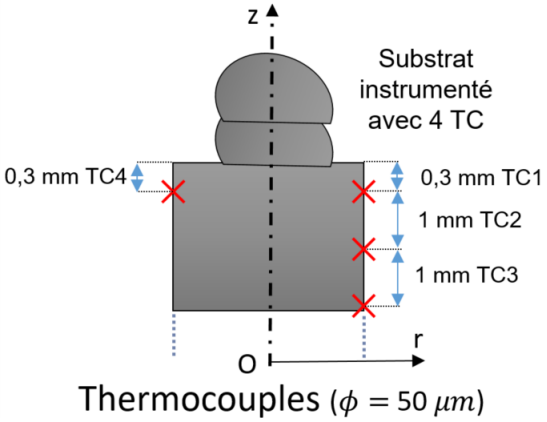


FIGURE *3.12:* ***Schéma de la disposition des thermocouples de 50 μm sur le substrat cylindrique***

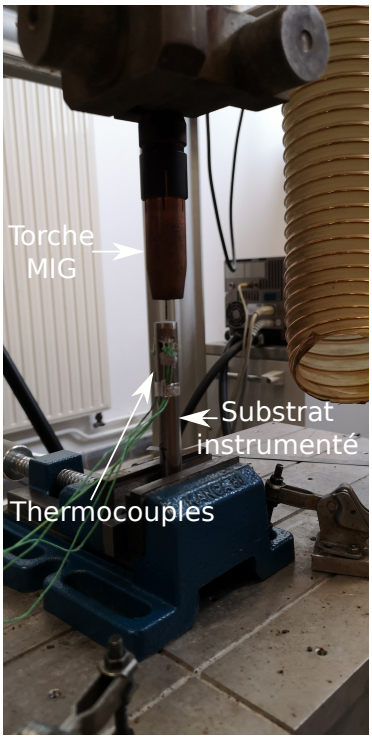


FIGURE *3.13:* ***Photographie de la mise en place des essais***

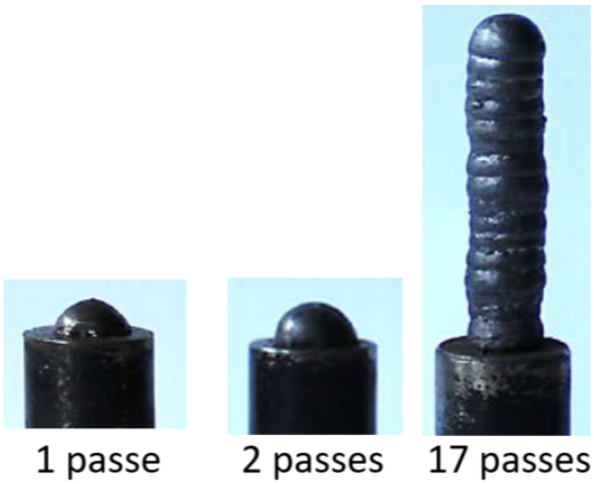


FIGURE *3.14:* ***Exemple de barreaux verticaux construits par fabrication additive arc-fil pulsé***

Lors des expériences, deux jeux de paramètres opératoires ont été utilisés. L'intérêt d'utiliser deux jeux de paramètres opératoires est de mettre en évidence l'éventuel côté prédictif du modèle en ne modifiant que les principaux paramètres opératoires, à savoir la vitesse d'avance du fil et la fréquence de détachement des gouttes.

Le tableau 3.VIII indique la valeur des paramètres opératoires utilisés lors des expériences.

	Intensité	Vitesse du fil d'apport	Fréquence de détachement	Débit de gaz
jeu 1	20 A	2,45 m/min	25 Hz	14 L/min
jeu 2	20 A	3,45 m/min	50 Hz	14 L/min

TABLE 3.VIII: Paramètres opératoires utilisés lors des expériences

Le temps d'apport de matière est à chaque fois de 2,4 s. Le modèle prend en compte également les temps de refroidissement. Pour le jeu 1, il est de 21,6 s entre les deux premières passes, et pour le jeu 2, il est de 27,6 s.

3.4.2 Résultats de la simulation et discussions concernant le jeu de paramètre 1

Suite à la résolution de l'ensemble de ces équations, le modèle est capable de simuler les différents phénomènes pendant le processus WAAM. La figure 3.15 montre le champ de température dans le plasma d'arc, le fil et le bain de fusion à différents moments. La création du plasma d'arc est d'abord observée. Une température maximale de 14 000 K est obtenue dans le plasma avec une vitesse de gaz d'environ 1,2 m/s. Une goutte en fusion est créée à l'extrémité de l'électrode, qui croît et atteint un diamètre supérieur à celui du fil. A 0,04 s, une première impulsion de courant est imposée, qui conduit au détachement de la goutte de l'extrémité du fil. Pendant le vol de la goutte dans le plasma, sa température devient homogène. Par exemple, dans la figure 3.16, à t = 1,06 s, la température de la goutte est plus basse dans sa partie supérieure (2441 K) que dans sa partie inférieure (3154 K). Alors qu'à t = 1,208 s, la température dans la goutte est homogène

et est de 2944 K. Lorsque la goutte atteint la surface supérieure du substrat, elle induit la fusion locale du substrat et la formation d'un bain de fusion dont la largeur est supérieure à celle de la goutte. Ce bain de fusion croît continuellement pendant le dépôt d'autres gouttes et se solidifie ensuite pendant l'extinction de l'arc à 2,4 s. Un refroidissement de 21,6 s est ensuite simulé avant la création d'une nouvelle couche. Dans les simulations, les gouttes impactent le bain de fusion à une vitesse moyenne de 0,7 m/s, ce qui est deux fois plus faible que la vitesse mesurée par la caméra haute vitesse estimée à 1,45 m/s. La sous-estimation de la vitesse des gouttes par le modèle peut être attribuée à la méthode level set qui calcule la moyenne des propriétés du matériau entre le gaz et le métal à l'interface. Néanmoins, les vitesses de gouttes calculées sont assez conformes aux valeurs publiées [Zhao et Chung, 2017],[Chapuis, 2011],[Chapuis *et al.*, 2016].

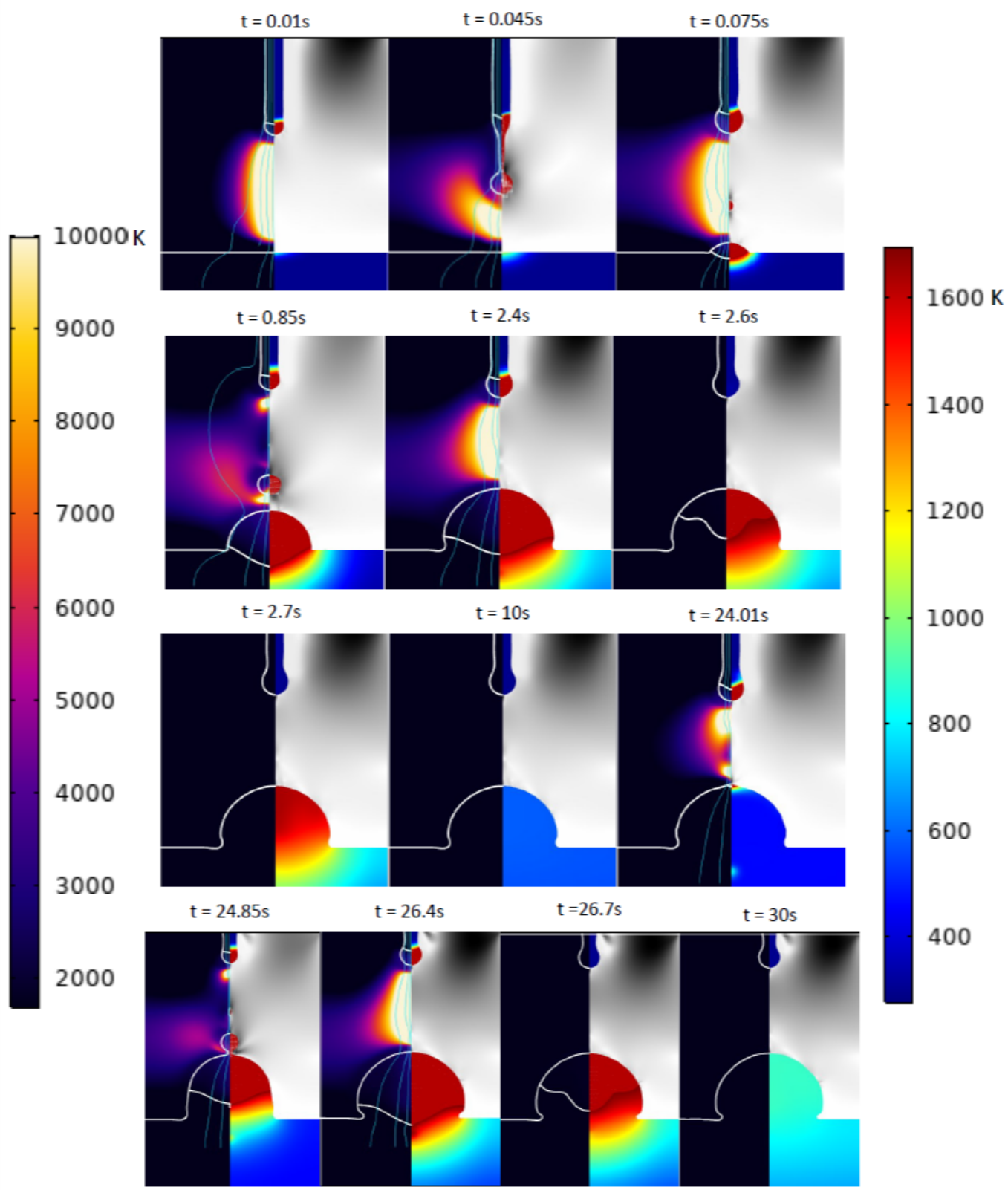


FIGURE *3.15:* ***Illustrations des différentes étapes de la construction de deux passes d'un barreau cylindrique avec les champs de température (en K) dans le plasma (à gauche) et l'acier (à droite), et les vecteurs vitesses***

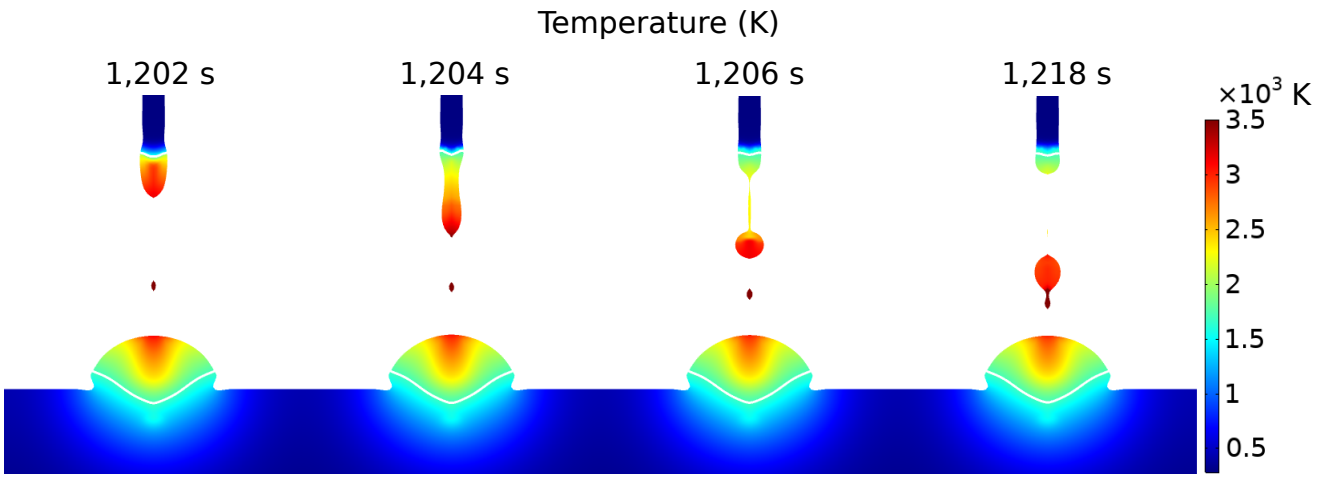


FIGURE *3.16:* ***Vitesse d'écoulement et champ de température lors de l'impact d'une goutte***

Lors de la création de la goutte ainsi que lors de son détachement, le modèle est en mesure de fournir des informations sur les variations de certaines grandeurs physiques. La figure 3.17 montre les variations des forces électromagnétiques, de la tension superficielle et des vitesses d'écoulement.

Les forces électromagnétiques sont de l'ordre de 9.10^4 N/m^3 avant le pulse d'intensité tandis que les forces liées à la tension superficielle sont de l'ordre de 2.10^7 N/m^3. Par conséquent, les forces dominantes avant l'impulsion d'intensité sont celles liées à la tension superficielle, qui maintiennent la goutte à l'électrode. Cependant, pendant l'impulsion, les forces électromagnétiques contribuent à l'aplatissement de la goutte. Il en résulte une augmentation de la tension superficielle le long du pont liquide. Cette augmentation crée une accélération de l'écoulement dans la goutte vers le bas et, finalement, provoque l'allongement de la goutte jusqu'à ce qu'elle ne se détache. Pendant le pulse, la vitesse d'écoulement augmente d'un facteur 5 dans la goutte formée, elle passe de 0,25 m/s à 1,2 m/s. Néanmoins, il est nécessaire de rappeler qu'une force de cisaillement artificielle est introduite dans le modèle pour aider au détachement de la goutte. Cet artifice permet d'obtenir des vitesses de goutte cohérentes avec la littérature [Chapuis, 2011].

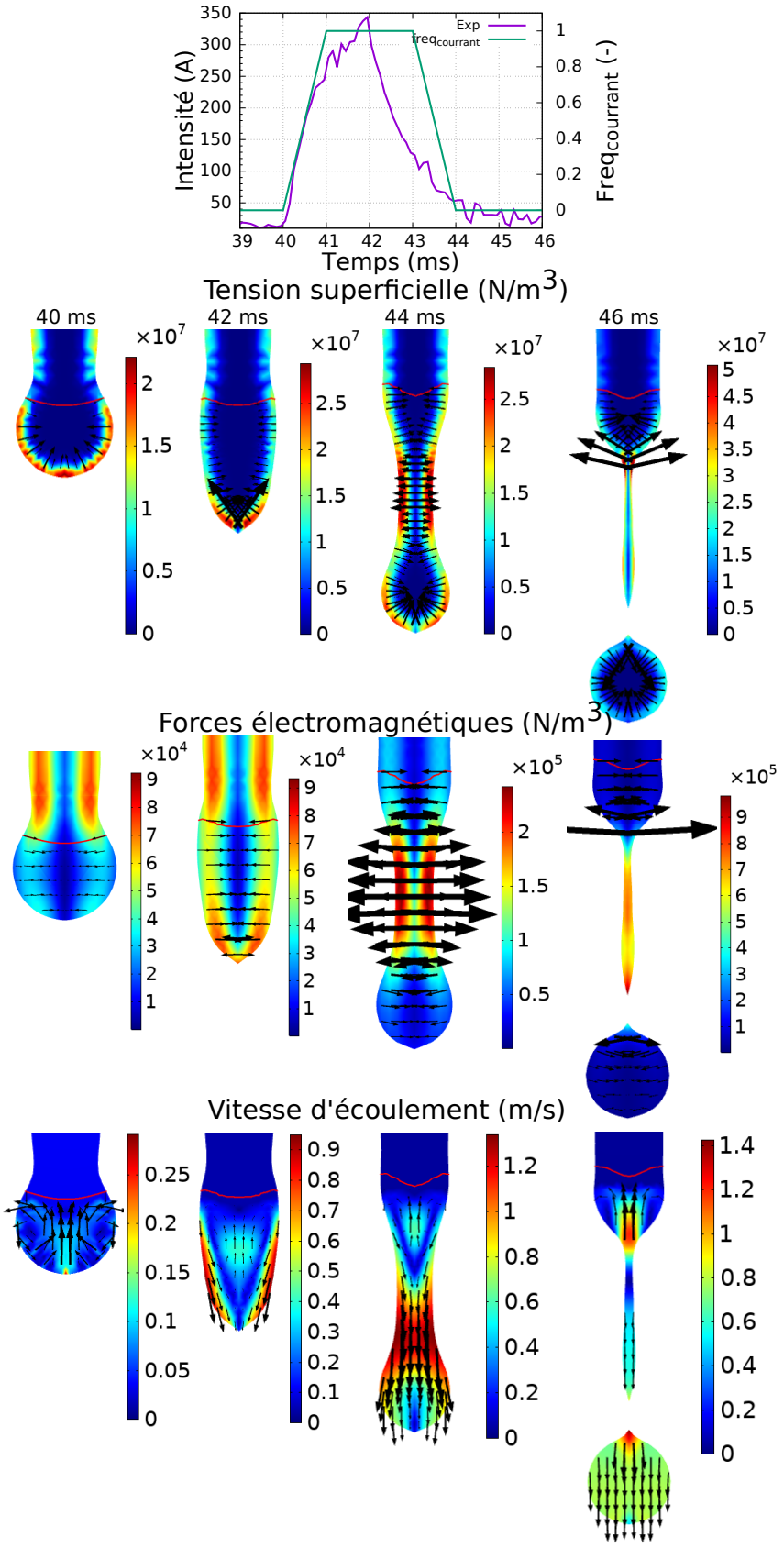


FIGURE *3.17:* ***Evolutions des différents observables durant une séquence de pulse provoquant le détachement de la goutte***

3.4.2.1 Analyse des gouttes

La taille des gouttes simulées dans le modèle a été comparée à des valeurs théoriques. Il est, en effet, possible d'estimer la taille de la goutte en fonction de la vitesse du fil, de son rayon et de la fréquence de détachement à partir du débit massique de matière et en faisant l'hypothèse de conservation de la masse lors de l'apport de matière.

$$\begin{aligned} \rho_{fil} v_{fil} S_{fil} &= freq_{goutte} \rho_{goutte} V_{goutte} \\ \rho_{fil} v_{fil} \pi r_{fil}^2 &= freq_{goutte} \rho_{goutte} \frac{4}{3} \pi r_{goutte}^3 \\ r_{goutte}^3 &= \frac{3}{4} r_{fil}^2 \frac{\rho_{fil}}{\rho_{goutte}} \frac{v_{fil}}{freq_{goutte}} \\ D_{goutte} &= (6 r_{fil}^2 \frac{\rho_{fil}}{\rho_{goutte}} \frac{v_{fil}}{freq_{goutte}})^{\frac{1}{3}} \end{aligned} \tag{3.25}$$

Par conséquent, à partir de l'équation 3.25, il est possible d'estimer les tailles de goutte pour chaque jeu de paramètre. Pour le jeu 1, le diamètre estimé est de 1,35 mm, et pour le jeu 2, il est de 1,20 mm. De plus, la caméra haute vitesse permet également de déterminer les tailles des gouttes.

Pour valider la bonne prédiction des tailles de goutte du modèle, celles-ci ont été comparées aux tailles de gouttes expérimentales obtenues à l'aide la caméra haute vitesse.

D'après le modèle, le diamètre des gouttes peut être estimé à 1,26 mm (figure 3.19) pour le jeu 1. Or, la caméra haute vitesse, via le logiciel ImageJ, estime le diamètre à 1,258 mm avec un écart type de 0,03 mm, ce qui représente une erreur de 0,3%. L'estimation du diamètre a été réalisée en venant mesurer le diamètre de plusieurs gouttes sous différentes orientations. Les tracés en bleu au niveau de la goutte sur la figure 3.18 illustrent la méthode de mesure. Par ailleurs, par rapport à la formule analytique, l'erreur est de 6,7%.

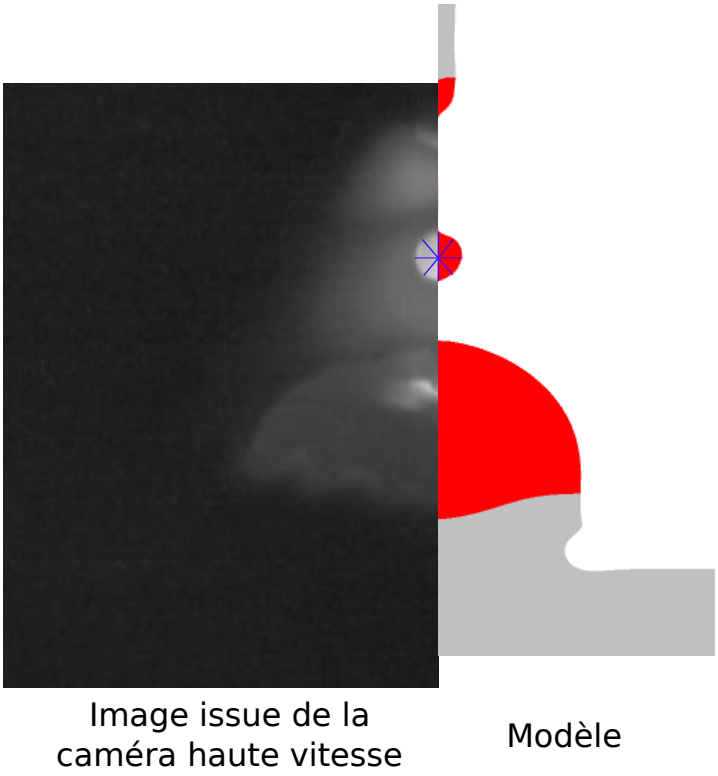


FIGURE *3.18:* ***Illustration de l'estimation de la taille des gouttes pour le modèle et l'expérience***

En complément, en modifiant la fréquence dans l'équation 3.25, pour 12,5 Hz, le diamètre théorique devient égal à 1,70 mm et le diamètre calculé avec le modèle est de 1,74 mm (figure 3.19), ce qui représente une erreur de 2,35%. Cette étude paramétrée montre le bon comportement du modèle lors de la variation la fréquence de détachement des gouttes.

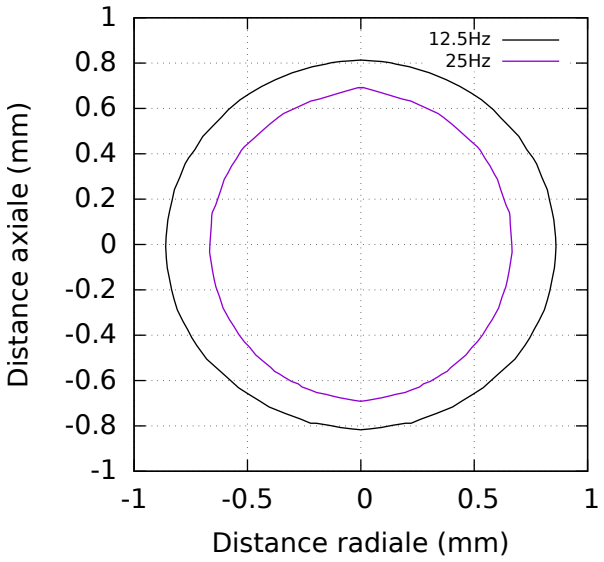


FIGURE *3.19:* ***Comparaison des tailles de goutte obtenues numériquement pour le jeu 1 à une fréquence de 25 Hz et 12,5 Hz***

3.4.2.2 Géométries des dépôts pour 1 couche et 2 couches

Ce modèle est également capable de prédire l'évolution de la taille des dépôts mesurée selon la figure 3.20 en termes de hauteur et de demi-largeur. La figure 3.21 montre l'évolution de la demi-largeur et de la hauteur du dépôt pour la première couche. Il est intéressant de noter que la forme du dépôt subit trois étapes. Dans un premier temps, l'évolution de la demi-largeur et de la hauteur est presque identique jusqu'à t = 0,8 s. A ce stade, la hauteur du dépôt ne change plus alors que la demi-largeur continue à augmenter, il y a un étalement du dépôt sur le substrat jusqu'à t = 1 s. A ce moment, la demi-largeur du dépôt commence à stagner, alors que la hauteur ne fait qu'augmenter jusqu'au terme du processus (t = 2,4 s), cela s'explique par la solidification en zone basse du dépôt. La figure 3.21 est obtenue en estimant les dimensions du dépôt toutes les 0,04 s, soit un pas de temps trop grand pour voir les effets des oscillations du bain lors de la pénétration des gouttes. A ces différents moments, le dépôt était stabilisé.

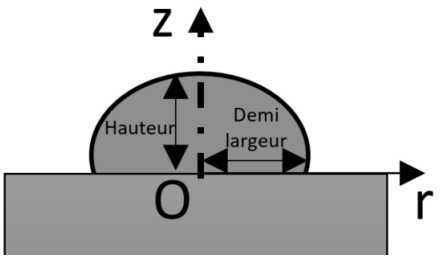


FIGURE *3.20:* ***Schéma représentant la largeur et la hauteur du dépôt***

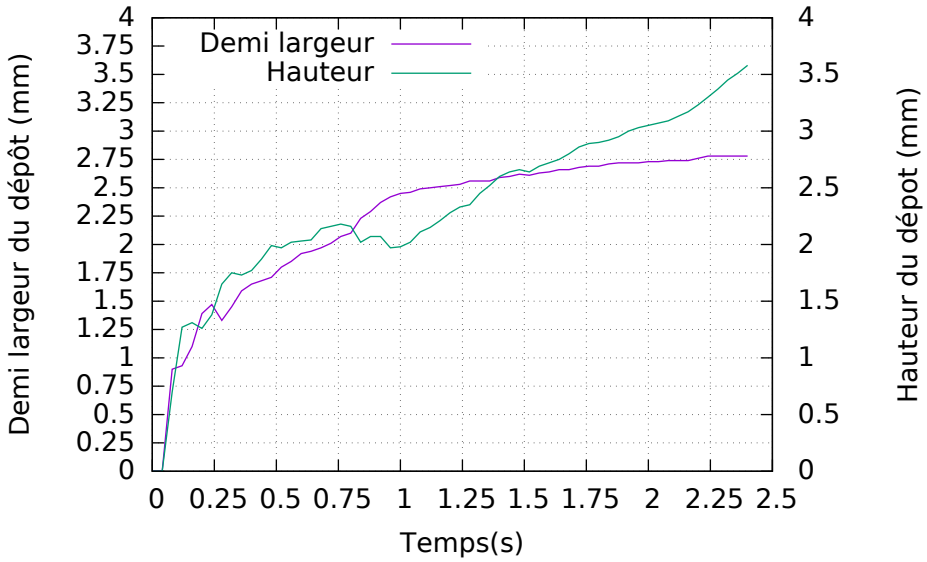


FIGURE *3.21:* ***Evolution de la forme du premier dépôt au cours de sa réalisation***

Pour mieux comprendre l'influence de la chute des gouttes sur le bain, les champs de température et de vitesse dans le bain de fusion à différents moments pendant l'impact d'une goutte sont analysés (figure 3.22). Dans le bain de fusion, la principale source d'énergie provient des gouttes et non du plasma. En effet, lorsque la goutte atteint la surface du substrat, elle induit une augmentation locale de la température. De plus, l'impact de la goutte, grâce à sa quantité de mouvement, provoque un écoulement de fluide vers le fond, ce qui entraîne la chaleur vers le bas. Ceci explique la pénétration profonde observée dans le bain de fusion.

La tension superficielle, après l'impact de la goutte, redonne une forme sphérique au bain de fusion. La tension superficielle est la principale force responsable de la forme extérieure du dépôt.

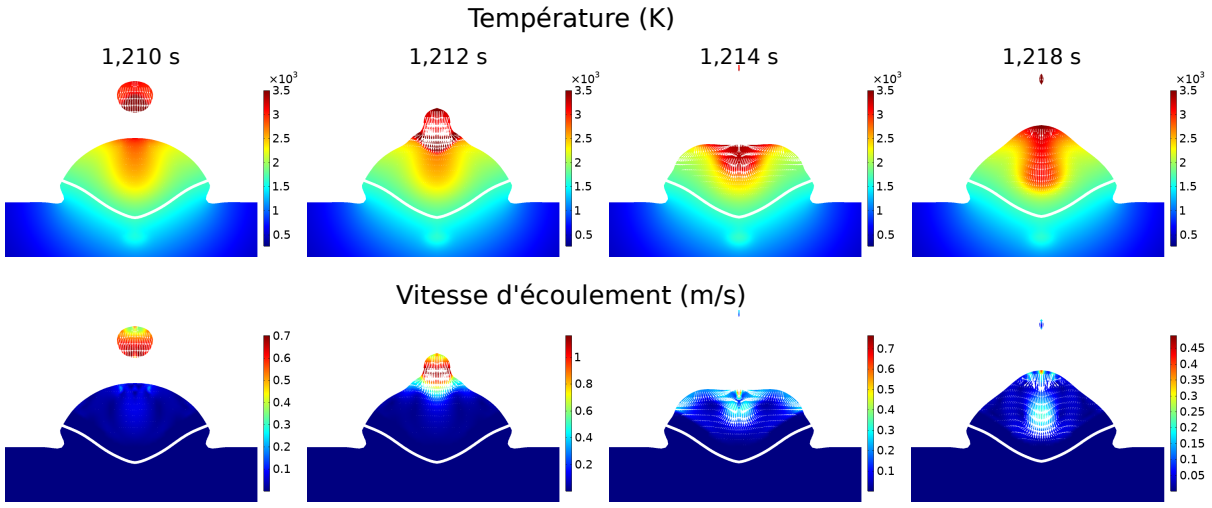
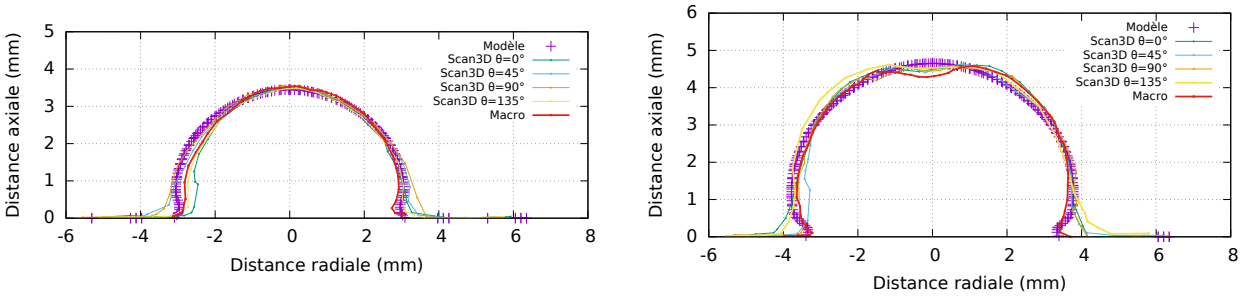


FIGURE *3.22:* ***Vitesse d'écoulement et champ de température lors de l'impact d'une goutte***

À l'aide d'un scan 3D et de coupes macrographiques, des profils expérimentaux ont été comparés à ceux calculés par le modèle. Le scan 3D permet d'avoir des profils dans différents plans de coupe. Quatre profils ont été sélectionnés, ils varient d'un angle de 45^o le long de l'axe vertical. Le scan 3D permet de mettre en évidence la non-axisymétrie des dépôts (figure 3.23). Le modèle prédit une géométrie très similaire à celle donnée par les profils de scan 3D ainsi que celle donnée par les macrographies pour une passe (figure 3.23a). La même observation est faite pour deux passes (figure 3.23b). Les formes calculées sont en accord avec les formes observées des deux premières passes. Ainsi, le modèle prédit avec précision l'apport de matière induit par la fusion du fil.



(a) 1 passe **(b)** 2 passes

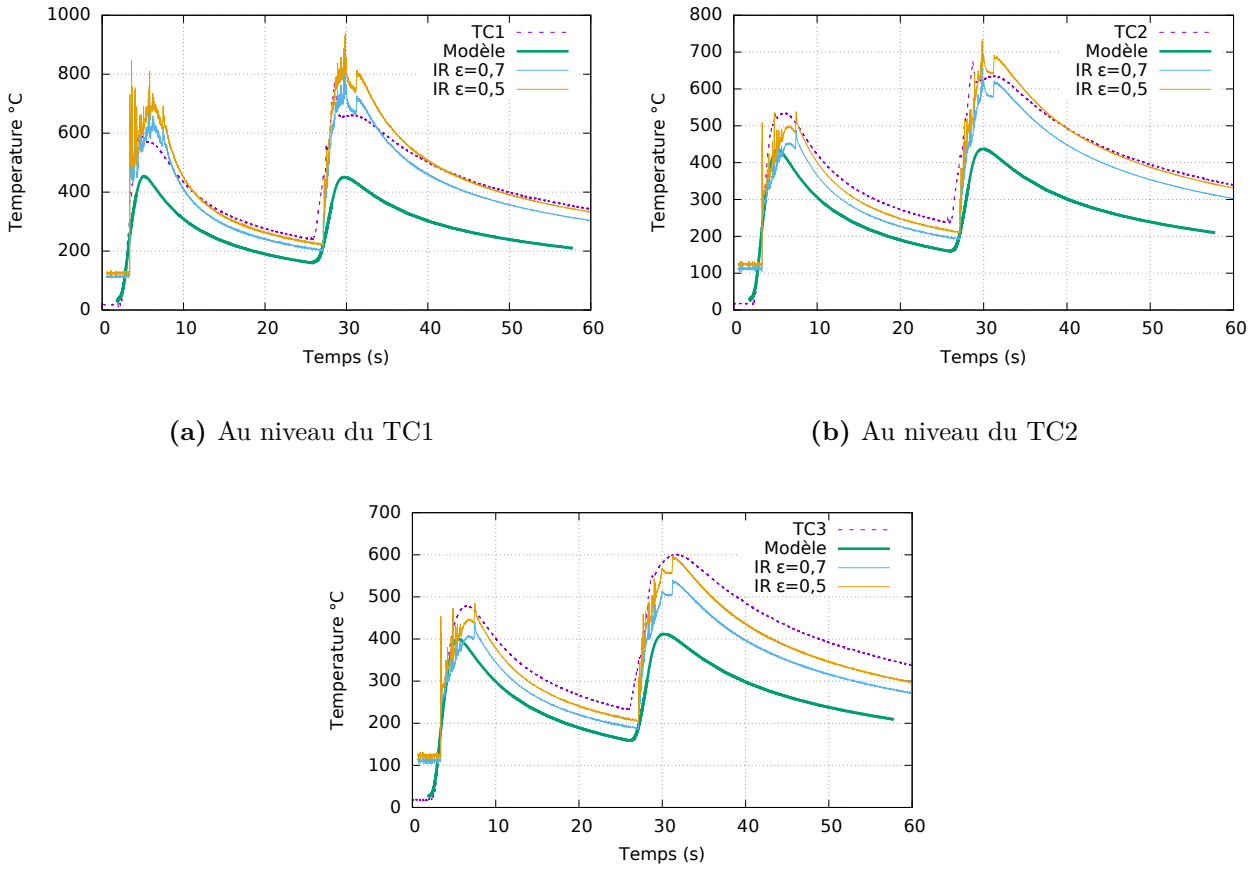
FIGURE *3.23:* ***Comparaison des profils des dépôts du modèle avec ceux du scan 3D et des macrographies pour une passe (a) et deux passes (b)***

3.4.2.3 Comparaisons entre les températures mesurées et calculées

Les températures calculées par le modèle ont été comparées à celles mesurées par la caméra thermique et par trois thermocouples sur quatre pendant les deux premières passes (figure 3.24). Le TC4 s'est décroché lors de l'essai. Pour TC2 et TC3, les figures 3.24b-3.24c montrent une bonne concordance entre le modèle, les thermocouples et la caméra infrarouge pour le premier dépôt et pendant son refroidissement. Cependant, lors du deuxième dépôt, seule l'étape d'apport de matière (deuxième élévation de température) correspond aux mesures par thermocouples ainsi qu'à celles de la caméra. Pendant le refroidissement, le modèle refroidit plus vite que la réalité. Une des explications plausibles pourrait venir de la non prise en compte des résistances de contact par le modèle. En effet, la figure 3.25 montre la présence d'un espace d'air entre le dépôt et le substrat. Par conséquent, le dépôt ne peut pas évacuer la chaleur aussi rapidement que dans le modèle. Le modèle simule un contact parfait entre le dépôt et le substrat, ce qui entraîne un refroidissement plus rapide par le modèle. Pour TC1, le modèle prédit des températures trop basses par rapport aux mesures expérimentales pour les deux dépôts (figure 3.24a). Une des raisons plausibles est que la méthode level set tend à atténuer l'écoulement dans l'arc et donc le transfert de chaleur vers le substrat, ce qui entraîne des températures plus basses. De plus, le TC1 étant le plus proche, il est le plus sensible aux erreurs du modèle.

Afin d'analyser les températures mesurées par la caméra infrarouge, il est nécessaire de spécifier la valeur de l'émissivité de la surface. Après les expériences WAAM, cette émissivité a été estimée en comparant les températures mesurées par deux thermocouples (fils de 50 μm de diamètre) soudés

à 0,3 mm et 2,5 mm de la surface supérieure du barreau avec les mesures effectuées par caméra infrarouge. Des émissivités de 0,76 à 0,3 mm et de 0,54 à 2,5 mm ont été déterminées. Sur la base de ces mesures, les températures provenant de la caméra infrarouge ont été calculées avec une émissivité de 0,5 et 0,7 (figure 3.24).



(a) Au niveau du TC1

(b) Au niveau du TC2

(c) Au niveau du TC3

FIGURE *3.24:* ***Comparaisons des mesures de température du modèle avec celles de TC1 (a), TC2 (b), TC3 (c) et de la caméra infrarouge***

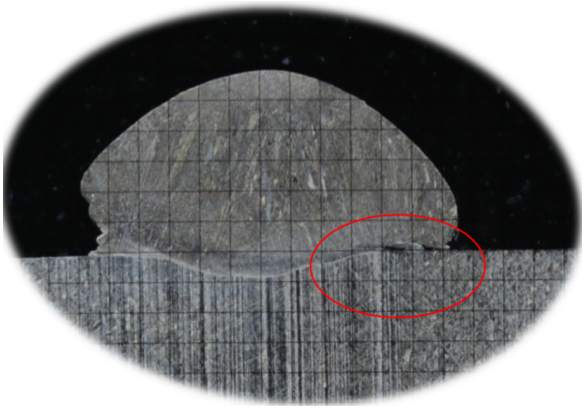


FIGURE *3.25:* ***Macrographie illustrant le mauvais contact entre le dépôt et le substrat***

Dans ce paragraphe, le modèle WAAM a été confronté à des essais utilisant un jeu de paramètres opératoires, appelé ici jeu 1. Afin de valider le côté prédictif du modèle, celui-ci a été confronté à un second jeu de paramètres appelé jeu 2 (tableau 3.VIII).

3.4.3 Résultats de la simulation et discussions concernant le jeu 2

Pour le second jeu de paramètres opératoires, la vitesse d'avance du fil d'apport est plus importante, elle passe de 2,45 m/min à 3,45 m/min, et la fréquence de détachement des gouttes est également plus grande, avec une fréquence de 50 Hz au lieu de 25 Hz. En modifiant seulement ces deux paramètres dans le modèle, le but a été de vérifier qu'il prédit toujours des grandeurs cohérentes avec les données expérimentales, en termes de taille de goutte, de géométrie des dépôts, et de températures.

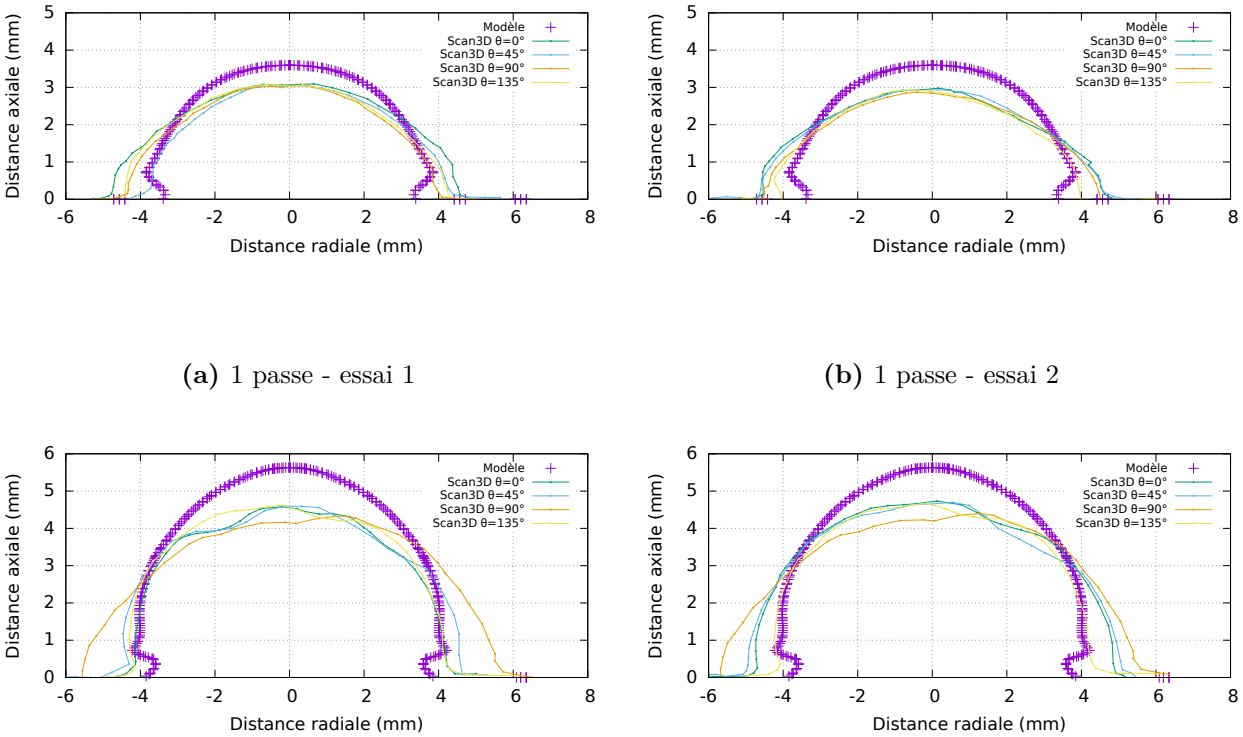
3.4.3.1 Tailles des gouttes pour le jeu 2

De la même manière que pour le jeu 1, les tailles des gouttes du modèle ont été comparées à celles obtenues expérimentalement à l'aide de la caméra haute vitesse. D'après le modèle, le diamètre des gouttes peut être estimé à 1,08 mm pour le jeu 2, alors que la caméra haute vitesse estime un diamètre de 1,11 mm, soit un écart de 2,7%. Selon l'équation 3.25, le diamètre théorique est égal à 1,20 mm, ce qui est supérieur de 10% aux tailles obtenues avec la caméra haute vitesse et le modèle. D'après ces résultats, le modèle prédit une taille de goutte cohérente avec celle obtenue expérimentalement. Ainsi, en modifiant seulement les paramètres opératoires, le modèle montre un comportement cohérent avec les observations expérimentales.

3.4.3.2 Géométries des dépôts pour le jeu 2

De la même manière que pour le jeu 1, les profils expérimentaux pour une et deux passes ont été confrontés à ceux obtenus à l'aide du modèle numérique. D'après les profils issus du scan 3D, comme pour le jeu 1, une non-axisymétrie des dépôts est également observée, surtout pour les profils de deux passes. En effet, la demi-largeur expérimentale du dépôt varie entre 4 mm et 6 mm selon le plan de coupe choisi (figures 3.26c et 3.26d). Cette non-axisymétrie du dépôt n'est évidemment pas reproduite par le modèle 2D axisymétrique, ce qui entraîne des écarts plus ou moins importants entre expérience et modèle, que ce soit en termes de demi-largeur ou de hauteur. Ainsi, le modèle prédit, pour deux passes, une demi-largeur de 4 mm et une hauteur d'environ 6 mm. Or, expérimentalement, les dépôts pour deux passes ont seulement une hauteur maximale de 4,6 mm. Cette hauteur expérimentale plus faible s'explique par des largeurs de dépôts plus importants globalement que celles calculées par le modèle. Pour la première passe, les écarts entre modèle et expérience sont réduits du fait d'une meilleure axisymétrie pour l'expérience. En effet, la demi-largeur expérimentale ne varie que de 4 à 4,8 mm (figures 3.26a et 3.26b). Le modèle numérique prédit une géométrie d'une hauteur de 3,6 mm alors que les profils expérimentaux donnent une hauteur de 3,05 mm. Pour la première passe, il y a une bonne concordance entre les profils numériques et expérimentaux avec une prédiction des dimensions à 15% maximum.

Le modèle est capable de prédire les géométries des deux premiers dépôts réalisés avec les paramètres opératoires du jeu 2 avec une précision de l'ordre de 30% sachant que l'expérience présente également avec une variation de 30% sur la largeur du dépôt.



(a) 1 passe - essai 1

(b) 1 passe - essai 2

(c) 2 passes - essai 1

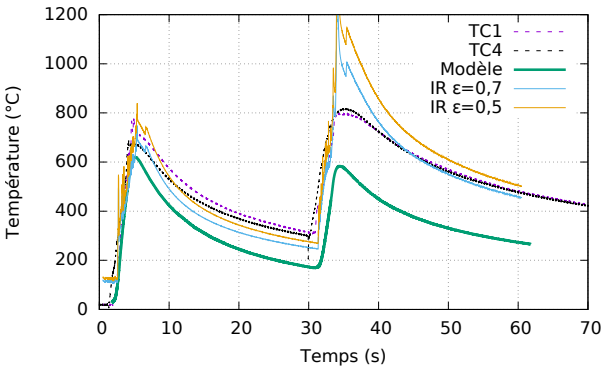
(d) 2 passes - essai 2

FIGURE *3.26:* ***Comparaison des profils des dépôts du modèle avec ceux du scan 3D pour une passe (a-b) et deux passes (c-d)***

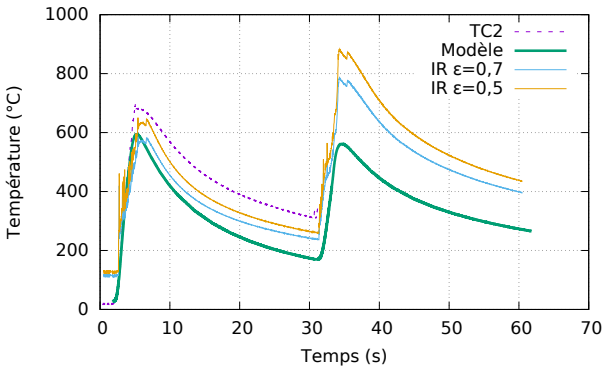
3.4.3.3 Comparaisons entre les températures mesurées et calculées pour le jeu 2

Les températures calculées par le modèle ont été comparées, comme pour le jeu 1, à celles mesurées par la caméra thermique et par quatre thermocouples. Il est à noter que TC2 s'est décroché lors de la réalisation de la seconde passe (figure 3.27b). Le TC4 est le symétrique de TC1 par rapport à l'axe de symétrie du substrat et permet de vérifier l'axisymétrie du procédé. Lors de la réalisation de la première passe, TC4 indique une température maximale moins élevée que pour le TC1 de 62 K. Mais, les niveaux de température concordent avec ceux issus de la caméra infrarouge. Lors de la seconde passe, cet écart de température entre TC1 et TC4 n'est plus présent. L'une des premières raisons est que la hauteur d'arc entre la surface supérieure du substrat et la pointe du fil d'apport a augmenté. Par conséquent, le substrat est moins sensible à l'apport d'énergie du plasma d'arc, ce qui atténue les écarts de température.

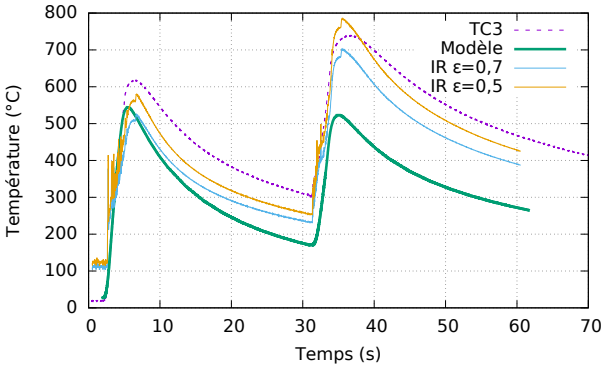
Comme pour le jeu 1, les figures 3.27b et 3.27c montrent une bonne concordance entre le modèle, le thermocouple et la caméra infrarouge pour le premier dépôt et pendant son refroidissement. Cependant, lors du deuxième dépôt, les niveaux de température calculés par le modèle sont trop faibles par rapport aux mesures de température obtenues par les thermocouples et la caméra infrarouge. Il y a un écart de l'ordre de 200 K. Pour rappel, une des explications plausibles pourrait venir de la non prise en compte des résistances de contact par le modèle.



(a) Au niveau du TC1 et TC4



(b) Au niveau du TC2



(c) Au niveau du TC3

FIGURE *3.27:* ***Comparaisons des mesures de température du modèle avec celles de TC1-TC4 (a), TC2 (b), TC3 (c) et de la caméra infrarouge***

3.5 Conclusion

Ce chapitre a présenté la modélisation du procédé de fabrication additive arc-fil (WAAM) en régime pulsé dans le cas d'une configuration 2D axisymétrique. L'objectif a été de développer un modèle prédictif, avec la volonté de n'utiliser en données d'entrée que les paramètres opératoires utilisés par l'opérateur pour construire une pièce. Les données de sortie du modèle sont principalement le champ de température, le champ de vitesse, la forme du bain de fusion, et bien évidemment la construction de la pièce couche par couche. Un modèle magnéto-thermohydraulique a ainsi été développé pour simuler les différents phénomènes physiques couplés au sein du plasma et du bain liquide. La méthode level set a été retenue pour traiter l'apport de matière. Ce modèle a permis de calculer la formation des gouttes à l'extrémité du fil, leur détachement, leur transfert à travers le plasma, leur chute dans le bain liquide, ainsi que la formation du dépôt après solidification. Ce modèle a été utilisé pour simuler les deux premiers dépôts lors de la construction d'un barreau vertical en acier inoxydable 304. Les essais ont été réalisés à l'Institut des Matériaux Jean Rouxel (IMN) de Nantes. Chaque dépôt est formé par l'apport d'une soixantaine de gouttes, bien simulé par le modèle. Ce modèle a permis de montrer que la largeur du dépôt est principalement due à la chute des premières gouttes de métal, alors que la hauteur du dépôt augmente de manière

continue pendant toute la durée de la chute des gouttes dans le bain. Par ailleurs, ce modèle a également confirmé le rôle dominant des forces de tension superficielle avant le détachement des gouttes. En revanche, durant le pulse de courant, il a été montré que les forces électromagnétiques augmentent fortement au niveau du pont liquide, induisant ainsi le détachement des gouttes. Les résultats du modèle ont été comparés avec succès aux données expérimentales, provenant des mesures par thermocouples, des macrographies, des profils issus de scans 3D et de la caméra rapide. Les géométries des dépôts calculées par le modèle pour les deux passes ont montré un bon accord avec les données expérimentales, et ce, pour les deux jeux de paramètres opératoires différents. Un résultat intéressant du modèle concerne l'interaction entre les gouttes et le bain liquide. Le modèle a, en effet, montré que la taille du bain, les écoulements et le champ de température dans le bain liquide sont fortement influencés par la chute des gouttes. Il apparaît donc essentiel de bien modéliser l'interaction entre les gouttes et le bain de fusion dans le cas des procédés WAAM. Ce premier modèle 2D axisymétrique est ensuite étendu à une configuration 3D, permettant l'étude de géométries plus complexes et fait l'objet du chapitre suivant.

4 Développement de modèles 3D à l'échelle du bain et de la pièce - Application au procédé CMT

Sommaire

4.1 Introduction 118
4.2 Présentation de l'expérience 118
4.3 Modèle 3D multiphysique du procédé WAAM 123
4.3.1 Description mathématique du modèle simulant le procédé CMT 123
4.3.2 Géométrie utilisée et maillage 125
4.3.3 Conditions aux limites 127
4.3.4 Résultats du modèle 3D multiphysique 128
4.4 Modèle thermique global 133
4.4.1 Géométrie utilisée pour le modèle simplifié 133
4.4.2 Description mathématique 134
4.4.3 Paramètres utilisés et conditions aux limites 138
4.4.4 Maillage 139
4.4.5 Résultats et discussions 139
4.4.6 Conclusions concernant le modèle thermique global 145
4.5 Conclusion 146

4.1 Introduction

Dans ce chapitre, l'objectif est de faire évoluer les modèles vers des configurations tridimensionnelles dans le but de simuler la construction de pièces ayant des géométries plus réalistes. En effet, dans le cas d'un modèle 2D axisymétrique, la forme se limite à un barreau vertical. Pour le développement du modèle en trois dimensions, la géométrie de la pièce choisie est une forme classique de la littérature. Il s'agit de la construction d'une pièce type mur. Le développement du modèle s'est basé sur un essai réalisé à l'IMN à Nantes. La pièce a bien évidemment été construite à l'aide du procédé WAAM, mais contrairement au cas précédent pour la construction des barreaux verticaux, le mur a été fabriqué à l'aide du mode CMT (Cold Metal Transfer). Ce procédé est décrit en détail dans le paragraphe 1.2.1.4.

Afin de simuler le procédé WAAM à l'aide d'un modèle tridimensionnel, deux approches ont été développées. La première a consisté à étendre le modèle multiphysique proposé au chapitre 3 dans le cadre d'une configuration 2D axisymétrique pour un cas 3D. Ce modèle multiphysique a pour objectif d'analyser la formation de la zone fondue, la fusion du fil d'apport et son interaction avec le bain de fusion, ainsi que la création du dépôt avec déplacement du substrat. Ce modèle concerne donc une approche locale à l'échelle du bain, avec résolution des équations de Maxwell, de Navier-Stokes, et de la chaleur associées à une méthode level set. La deuxième approche a pour objectif de prédire l'évolution du champ de température dans toute la pièce pendant sa construction. Il s'agit d'une approche globale, purement thermique, basée sur une simplification des phénomènes physiques au moyen de termes sources équivalents. La géométrie du dépôt est, quant à elle, prédite à l'aide de la méthode level set en imposant une vitesse pour traiter l'apport de matière. Ce chapitre commencera par présenter les expérimentations instrumentées avant d'aborder le développement des deux types de modèles : multiphysique à l'échelle locale et thermique à l'échelle globale.

4.2 Présentation de l'expérience

L'expérience présentée ici a été réalisée à l'Institut des Matériaux Jean Rouxel (IMN) à Nantes. Dans les procédés à l'arc, il existe différents modes de transfert du métal. Ici, le procédé WAAM CMT, qui offre une grande stabilité de l'arc et un transfert de matière sans projections, a été choisi. Ce procédé s'effectue en quatre étapes pour apporter la matière comme illustré sur avec la figure 4.1. Pour rappel, la première étape consiste à mettre en fusion la pointe de l'électrode fusible avec la présence de l'arc. A partir de la seconde étape, le fil descend en contact avec le substrat en ayant en sa pointe une goutte de métal liquide. Il se produit alors un court-circuit et l'arc est éteint. Lors de la troisième étape, la goutte se détache de l'électrode lors de la remontée de celle-ci grâce à la tension superficielle. Enfin, la quatrième étape consiste en l'amorçage, à nouveau, de l'arc pour recommencer le cycle d'apport de matière. Le principe de base de cette technologie est le contrôle de l'intensité et de la tension pendant le dépôt. Avec le CMT, les dépôts sont réputés de meilleure qualité que ceux fabriqués avec les autres modes de transfert d'apport de matière.

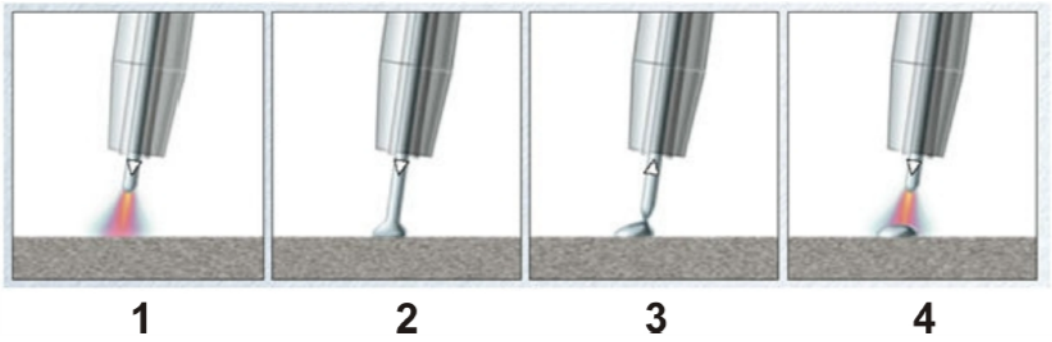


FIGURE *4.1:* ***Illustration du procédé CMT [Benoit, 2012]***

L'expérience consiste à fabriquer un mur de cinq couches au total. La superposition des couches est effectuée avec un déplacement de la torche faisant des allers-retours. Le substrat est constitué d'un acier inoxydable 304 et mesure 130 mm de long pour 12 mm de largeur et 50 mm de hauteur (figure 4.2).

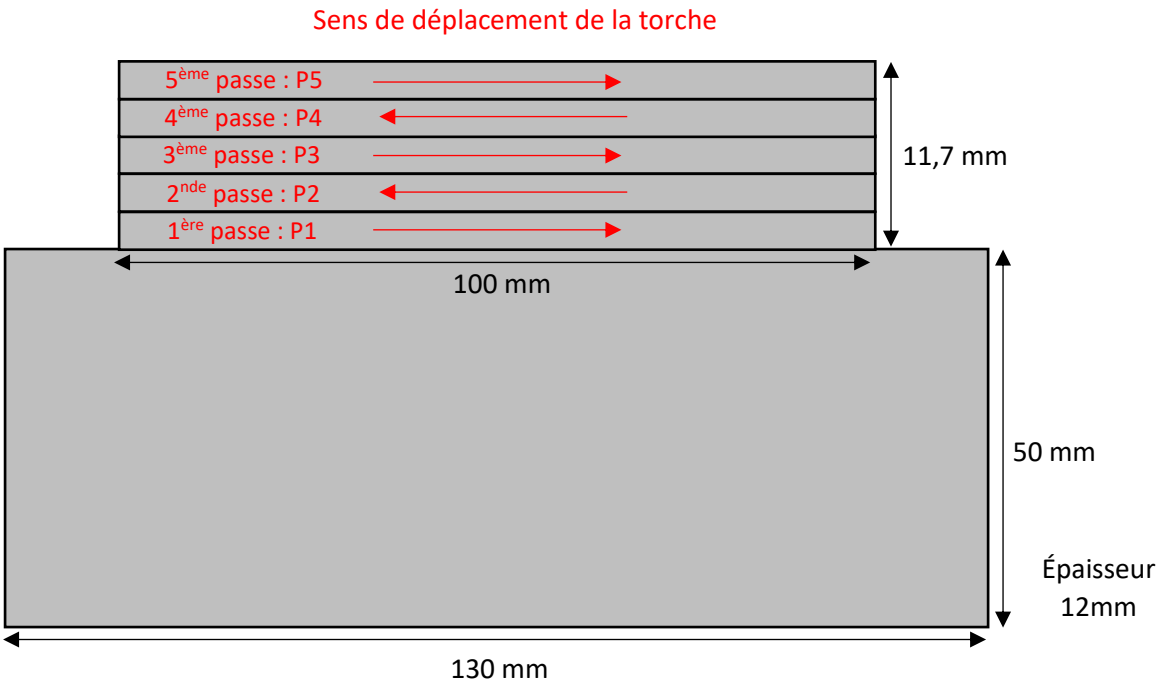


FIGURE *4.2:* ***Principe de la construction du mur réalisé à partir de 5 passes***

La pièce construite a été fabriquée à l'aide d'un fil d'apport également en acier inoxydable 304 de 1 mm de diamètre. Les paramètres opératoires choisis pour la construction de la pièce sont les suivants :

— la vitesse de déplacement de la torche est de 30 cm/min,

— le débit du gaz argon est de 15 L/min,

— la vitesse moyenne du fil d'apport est de 3,5 m/min. Le poste utilisé ne permettant pas une mesure précise de la vitesse du fil pendant ses phases d'avance et de retrait, une vitesse

moyenne a été déterminée à partir d'un bilan massique de matière déposée. En effet, les macrographies faites sur le mur pour deux passes permettent d'estimer le volume de matière déposée. En tenant compte de la durée d'apport de matière qui est de 20 s, il est possible de remonter à la vitesse d'avance moyenne du fil.

Afin de mesurer les températures pendant la construction du mur, le substrat a été instrumenté avec vingt-six thermocouples (TC) de type K, de diamètre 50 μm. Cette instrumentation fine a été réalisée au sein du laboratoire IRDL. Ces mesures expérimentales seront comparées aux températures calculées par le thermique à l'échelle de la pièce.

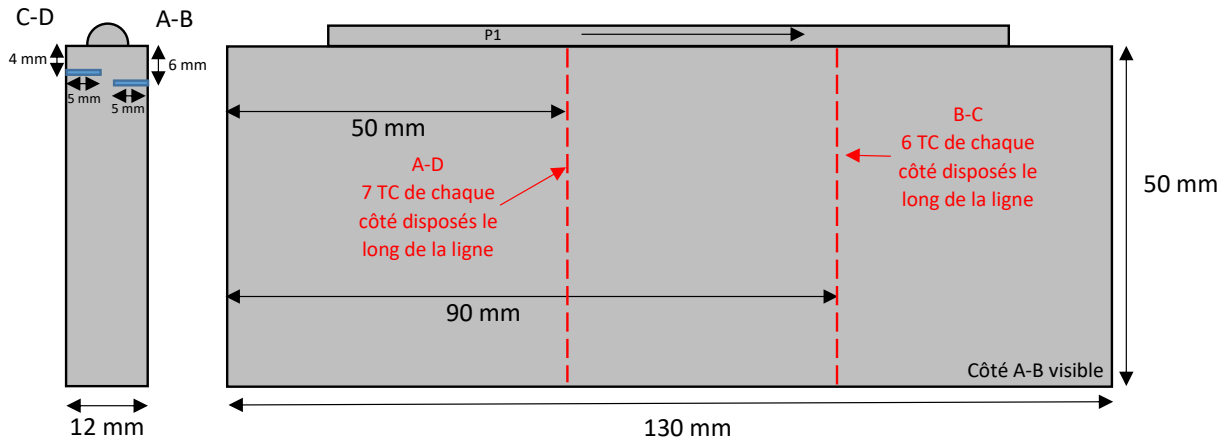


FIGURE *4.3:* ***Positionnement des thermocouples pour la réalisation des 5 passes***

Les thermocouples sont positionnés soit en surface soit au fond de trou de 0,65 mm de diamètre et de 5 mm de profondeur. Le tableau 4.I, avec l'aide de la figure 4.3, indique la position des thermocouples au niveau du substrat. Les thermocouples comportant un "T" dans leur désignation comme le thermocouple A6T signifie qu'il est positionné à 6 mm de la surface supérieure du substrat, mais à 5 mm en profondeur de celui-ci. Il se situe à l'intérieur du substrat, en fond de trou. Le but de ces thermocouples est de mesurer la température au sein du substrat en évitant l'influence de l'environnement.

Le long de la ligne A	A2	A5	A6T	A10	A15	A20	A30
Distance par rapport à la surface du substrat (mm)	2	5	6	10	15	20	30
Le long de la ligne D	D2	D4T	D5	D10	D15	D20	D30
Distance par rapport à la surface du substrat (mm)	2	4	5	10	15	20	30
Le long de la ligne B	B2	B5	B6T	B10	B15	B20	
Distance par rapport à la surface du substrat (mm)	2	5	6	10	15	20	
Le long de la ligne C	C2	C4T	C5	C10	C15	C20	
Distance par rapport à la surface du substrat (mm)	2	4	5	10	15	20	

TABLE 4.I: Position des vingt-six thermocouples de diamètre 50 μm

Le tableau 4.II récapitule les durées nécessaires pour réaliser les différents dépôts, ainsi que les temps de pause entre chaque couche. La construction de l'ensemble des cinq dépôts a nécessité environ 40 min.

	Temps d'apport de matière	Temps de pause avant la prochaine passe	Temps écoulé depuis le départ
P1	20s	18min25s	18min45s
P2	20s	6min10s	25min15s
P3	20s	6min37s	32min12s
P4	20s	7min12s	39min44s
P5	20s		

TABLE 4.II: Récapitulatif des différents temps entre chaque passe pour la réalisation de la pièce

Les temps de pause entre chaque dépôt sont de l'ordre de 6-7 minutes pour chaque passe à part pour la première passe. Le temps de pause de cette passe (P1) est de 18min25s. Ce plus long temps de pause a permis de vérifier le bon fonctionnement de l'instrumentation, en particulier, la bonne tenue des thermocouples avec un premier post-traitement des températures enregistrées.

La figure 4.4 illustre la mise en place de l'expérience. Le substrat est fixé dans un étau pour assurer un bon maintien. De plus, des clinquants sont positionnés de façon à protéger les thermocouples des effets de l'arc qui pourraient les détériorer.

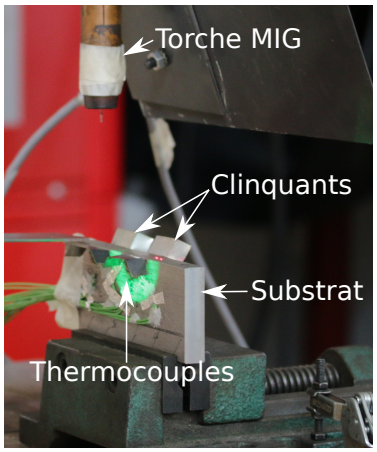


FIGURE *4.4:* ***Photographie illustrant la mise en place de l'expérience***

Durant les essais, une caméra haute vitesse (Keyence VM-600M) a été utilisée pour visualiser le bain liquide et son interaction avec le fil d'apport. La caméra haute vitesse a été associée à un éclairage laser pour améliorer la visibilité du bain de fusion et limiter les perturbations liées à l'arc électrique. Les vidéos sont réalisées avec une fréquence d'acquisition de 2000 Hz et permettent d'obtenir la longueur du bain de fusion et sa hauteur pour les différentes couches (figure 4.5). La caméra haute vitesse est positionnée perpendiculairement au mur et vise le milieu du mur de façon à pouvoir visionner les dimensions du bain de fusion dans le plan longitudinal. La position verticale de la caméra a été ajustée entre chaque passe afin d'être toujours centrée sur le bain de fusion de chaque couche au cours de leur création.

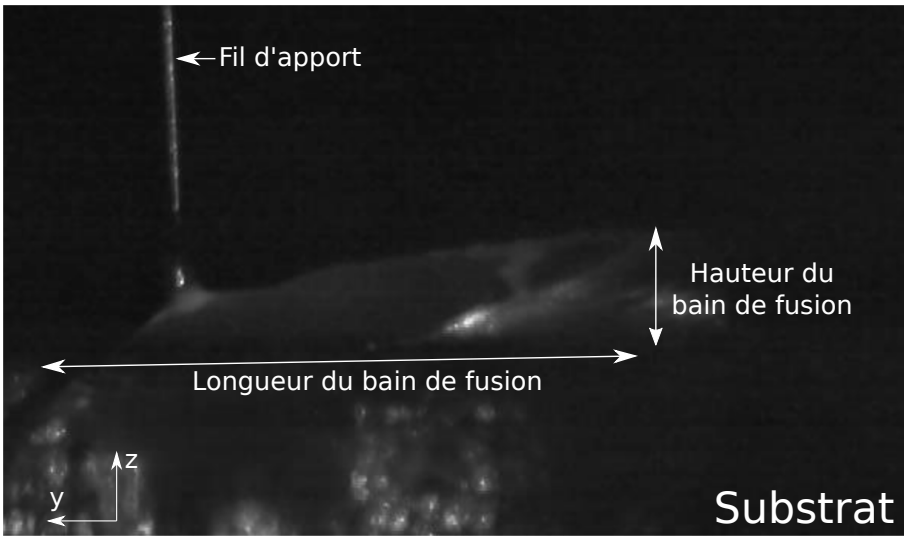


FIGURE *4.5:* ***Extrait d'une image issue de la caméra haute vitesse Keyence VW-600M illustrant la mesure de la longueur et hauteur du bain de fusion***

Lors de la réalisation des passes, les mesures des paramètres électriques ont été effectuées à l'aide d'une pince ampérométrique (réf : Sonde de courant Pico Technology TA167) et un picoscope afin de connaitre l'intensité et la tension avec une fréquence d'acquisition de 1 000 Hz. Cependant, les pinces ampérométriques sont réputées peu fiables si les signaux électriques sont fluctuants à haute

fréquence. Or, dans le cas du procédé CMT, ces signaux le sont particulièrement. D'après [Institut de Soudure Association, 2019], des erreurs de mesures jusqu'à 60% peuvent être obtenues avec ce genre de signaux. En raison de ces difficultés et compte tenu des incohérences observées sur les mesures effectuées, ces données n'ont pas été exploitées.

4.3 Modèle 3D multiphysique du procédé WAAM

Le modèle 3D multiphysique présenté dans ce paragraphe vise à simuler l'ensemble des phénomènes physiques au niveau du fil, de l'arc et du bain de fusion. Il a été développé sur la base du modèle 2D axisymétrique présenté dans le chapitre 3, en tenant compte également des spécificités du procédé CMT. La configuration simulée et les conditions aux limites associées sont définies à partir des essais instrumentés présentés précédemment. Afin de limiter les temps de calcul, ce modèle est limité à un domaine de calcul représentant une zone autour du bain de fusion, dans lequel la torche MIG est supposée fixe, et c'est le substrat qui se déplace.

4.3.1 Description mathématique du modèle simulant le procédé CMT

La description mathématique est similaire au modèle multiphysique 2D axisymétrique du paragraphe 3.3. Les principales différences vont se trouver au niveau du fil qui effectue, dans le cas du procédé CMT, des mouvements d'avance et de recul avec des périodes de contact avec le bain. La hauteur d'arc varie donc en permanence.

Dans cette partie, les équations seront rappelées de façon succincte en portant une attention particulière aux termes propres au procédé CMT.

4.3.1.1 Equations électromagnétiques

Comme dans le modèle 2D axisymétrique, le problème électromagnétique est résolu à partir de l'équation de continuité du courant et de la loi d'Ohm issues des équations de Maxwell :

$$\begin{cases} div\left(\sigma_e \vec{grad}(V) + \sigma_e \dfrac{\partial \vec{A}}{\partial t}\right) = 0 \\ \sigma_e \dfrac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \dfrac{1}{\mu_0} \vec{rot}(\vec{rot}(\vec{A})) + \sigma_e \vec{grad}(V) = \vec{0} \end{cases} \tag{4.1}$$

où σ_e est la conductivité électrique, V est le potentiel électrique, μ_0 est la perméabilité magnétique et $\vec{A}$ est le potentiel du vecteur magnétique.

4.3.1.2 Equations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement

Le problème de mécanique des fluides est formulé à partir des équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement, comme pour le cas du procédé MIG pulsé. Par contre, les artifices appliqués pour le détachement de la goutte au niveau des forces de Lorentz et des forces de cisaillement ne sont pas nécessaires ici, puisque le détachement des gouttes est assuré ici par la

tension superficielle et le mouvement de retrait du fil. L'expression est ainsi :

$$\begin{cases} div(\vec{v}) = 0 \\ \rho\left(\dfrac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \underset{\sim}{\underset{\sim}{grad}}(\vec{v}).\vec{v}\right) = d\vec{iv}[-P\underset{\sim}{i} + \mu(\underset{\sim}{\underset{\sim}{grad}}(\vec{v}) + {}^{t}\underset{\sim}{\underset{\sim}{grad}}(\vec{v}))] + \vec{F}_v \end{cases} \tag{4.2}$$

avec $\vec{F}_v = \vec{F}_{Lorentz} + \vec{F}_{tensionsurface} + \vec{F}_{Darcy} + \rho\vec{g}$ et plus précisément :

— Les forces électromagnétiques

$$\vec{F}_{Lorentz} = \vec{j} \times \vec{B} \tag{4.3}$$

où B est la densité du flux magnétique et j est la densité du courant.

— Les forces de tension de surface

$$\vec{F}_{ts} = (\gamma\kappa\vec{n} + (\underset{\sim}{i} - \vec{n}\vec{n}^{T})\vec{grad}(\gamma))\delta(\phi) \tag{4.4}$$

avec γ le coefficient de tension superficielle, κ la courbure de l'interface, et $\vec{n}$ le vecteur normal à la surface.

— Deux types de méthodes d'extinction de l'écoulement dans la partie solide de l'acier sont utilisés. La première méthode utilisée est la méthode de viscosité équivalente. Afin d'annuler les vitesses d'écoulement dans la partie solide du dépôt, une viscosité très grande est choisie pour la partie solide. L'expression de la viscosité dans l'acier s'écrit alors, en fonction de la fraction liquide f_l :

$$\mu = \mu_{acier_{liquide}} f_l + \mu_{acier_{solide}}(1 - f_l) \tag{4.5}$$

avec $\mu_{acier_{solide}} = 1000$ Pa.s

En complément, pour rigidifier le fil lors des mouvements d'avance et de recul pour la partie solide du fil, on ajoute une condition de Darcy sous la forme :

$$\vec{F}_{Darcy} = -C\frac{(1 - f_l)^2}{f_l^3 + b}\begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ 0 \end{pmatrix}_{(\vec{x},\vec{y},\vec{z})} \tag{4.6}$$

avec b=0,001, C=10^8 Pa.s.m^{-2}, et v_x et v_y les composantes du vecteur vitesse $\vec{v}$. Le fait d'avoir la composante suivant $\vec{z}$ nulle permet de rendre le fil mobile uniquement suivant l'axe $\vec{z}$. La loi de Darcy n'a pas été appliquée dans le substrat car la formulation doit être changée (avec la vitesse de déplacement du substrat et non plus celle du fil) et localement à la rencontre du fil et du substrat, deux formulations de la loi de Darcy ne peuvent coexister.

4.3.1.3 Equation de conservation de l'énergie

Le problème thermique se formule de la même façon que pour le modèle 2D axisymétrique du procédé MIG pulsé, en particulier, les termes spécifiques pour l'absorption des électrons au niveau du fil et les émissions thermoïoniques au niveau du substrat seront donc présents.

$$\rho C_p(\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v}.\vec{grad}(T)) = div(\underset{\sim}{\lambda}\vec{grad}(T)) + S_v \tag{4.7}$$

où S_v représente l'ensemble des sources de chaleur volumiques, et plus précisément :

$S_v = S_{effetJoule} + S_{rayonnementplasma} + S_{interfacefil/plasma} + S_{interfacesubstrat/plasma} + S_{LS}$

avec :

— L'effet Joule

$$S_{effetJoule} = \vec{j}.\vec{E} \tag{4.8}$$

où j est la densité de courant et E est le champ électrique

— Les pertes par rayonnement du plasma

$$S_{rayonnementplasma} = (-4\pi\varepsilon_N(T)) \quad \text{uniquement pour le plasma} \tag{4.9}$$

où ε_N est le coefficient d'émission nette de l'argon.

— Au niveau de l'interface fil/plasma

$$S_{interfacefil/plasma} = (|\vec{j}.\vec{n}_a|\phi_a)\delta(\phi) \tag{4.10}$$

— Au niveau de l'interface substrat/plasma

$$S_{interfacesubstrat/plasma} = (j_i V_i - j_e\phi_c)\delta(\phi) \tag{4.11}$$

— L'artifice level set

$$S_{LS} = \begin{cases} (\int_V S_{effetJoule}dV)\dfrac{e^{-\frac{r^2}{r_0^2}}}{\pi r_0^2}\delta(\phi) & \text{pour l'interface fil/plasma} \\ (\int_V S_{effetJoule}dV)\dfrac{e^{-\frac{r^2}{r_0^2}}}{\pi r_0^2}\delta(\phi) & \text{pour l'interface substrat/plasma} \end{cases} \tag{4.12}$$

4.3.2 Géométrie utilisée et maillage

L'objectif de ce modèle 3D multiphysique étant d'analyser les phénomènes physiques au voisinage de l'arc et du bain liquide, la géométrie du modèle est réduite, ce qui permet également de réduire les temps de calcul (figure 4.6).

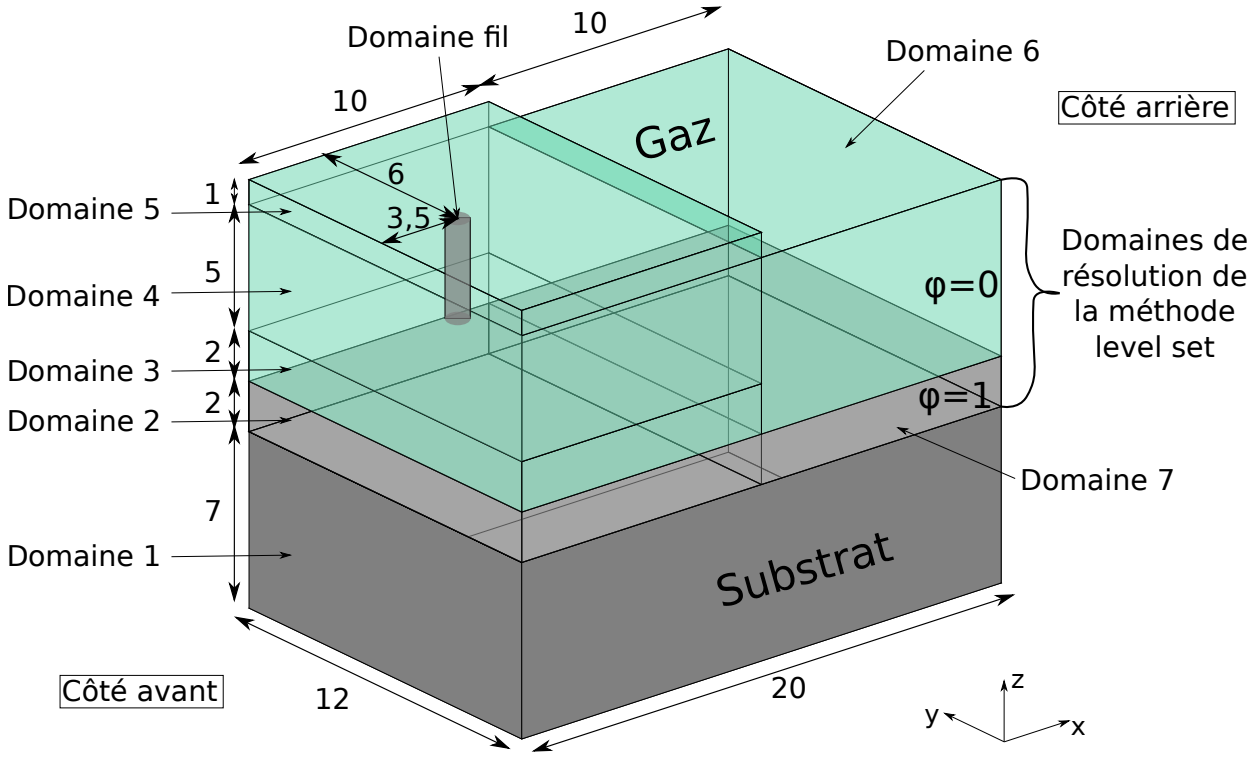


FIGURE *4.6:* ***Géométrie du modèle 3D multiphysique (dimensions en mm)***

De même, pour réduire les temps de calcul, toutes les physiques ne sont pas résolues dans tous les domaines (figure 4.6). L'équation de la chaleur est résolue dans l'ensemble des domaines, par contre, la méthode level set et la mécanique des fluides ne sont pas utilisées dans le domaine 1, puisque cette partie du substrat reste solide. L'électromagnétisme est seulement résolu dans les domaines 2, 3, 4, 5 et fil afin de gagner en temps de calcul. De plus, son effet devient négligeable en dehors de ces domaines.

Les modèles en trois dimensions sont connus pour être des modèles très coûteux en temps de calcul, d'autant plus lorsque les physiques utilisées demandent un maillage fin. Mais l'exigence du maillage varie selon les équations à résoudre. Dans le cas du procédé WAAM-CMT, l'équation la plus exigeante est celle liée à la méthode level set. Une étude de convergence a montré qu'un maillage avec une taille minimale de 180 μm était nécessaire pour bien traiter le déplacement des interfaces. Or, le fait d'utiliser un maillage aussi fin pour les autres physiques entraîne nécessairement des temps de calcul encore plus importants. L'une des solutions pour diminuer les temps de calcul est d'utiliser un maillage différent pour chaque physique, comme l'a proposé [Courtois *et al.*, 2018]. Cette technique, appliquée au soudage laser, a ainsi permis une réduction drastique des temps de calcul, en passant de 4 semaines de calcul à une journée. Ici, un maillage de 500 μm a été choisi pour les autres physiques. Des variables de projection sont définies pour interpoler les différentes grandeurs d'un maillage à l'autre et ainsi réaliser tous les couplages.

A titre indicatif, les calculs sont effectués en 15 jours sur 8 cœurs (3 GHz et 128 Go de RAM DDR4) pour un calcul temporel simulant 6 s de procédé.

4.3.3 Conditions aux limites

Les conditions aux limites utilisées pour le problème thermique sont les suivantes :

— Une température de 300 K est imposée sur les surfaces normales à l'axe $\vec{x}$, côté avant, des domaines 1, 2, 3, 4, et 5 (figure 4.6).

— Des conditions d'écoulement sortant sont imposées sur le reste des contours des domaines de gaz c'est-à-dire les domaines 3, 4, 5, et 6 (figure 4.6).

— Des pertes par convection et rayonnement sont imposées sur le reste des contours du substrat, c'est-à-dire les domaines 1 et 2 (figure 4.6).

Pour la partie mécanique des fluides qui est dans tous les domaines à part le domaine 1 (figure 4.6), les conditions aux limites sont :

— Une vitesse d'entrée est imposée sur les surfaces normales à l'axe $\vec{x}$, côté avant, des domaines 1, 2, 3, 4, et 5 (figure 4.6). Cette vitesse correspond à la vitesse de déplacement de la torche.

— Une pression nulle est imposée sur la surface normale à l'axe $\vec{x}$, côté arrière, des domaines 5 et 6, mais également sur la surface supérieure du domaine 6 (figure 4.6).

— Sur les surfaces de côté, une condition de glissement est imposée, $\vec{v}.\vec{n} = 0$, permettant ainsi aux domaines de pouvoir translater à la vitesse de déplacement de la torche.

— Au niveau de la surface supérieure du domaine fil, une vitesse d'avance du fil est appliquée. Dans le modèle 2D axisymétrique multiphysique, la vitesse d'avance était constante, alors que le procédé CMT nécessite d'avoir des phases de descente et de montée du fil. Afin de contrôler cette variation, le développement du modèle s'est basé sur la valeur de la tension. Comme le montre la figure 4.7, la tension est nulle au moment où le fil est en contact avec le bain de fusion. Néanmoins, le cycle d'apport se répète à une fréquence précise. Ayant conscience de ces éléments, la vitesse du fil a été gérée de la façon suivante. Le fil descend jusqu'à ce que la tension soit nulle. Puis au moment du court-circuit, le fil remonte pendant une demi-période. A la fin de la demi-période, le cycle se répète, c'est-à-dire que le fil redescend jusqu'à ce que la tension soit à nouveau nulle. La fréquence du cycle d'apport de matière est de 15 Hz, il a été obtenu à l'aide de la caméra haute vitesse.

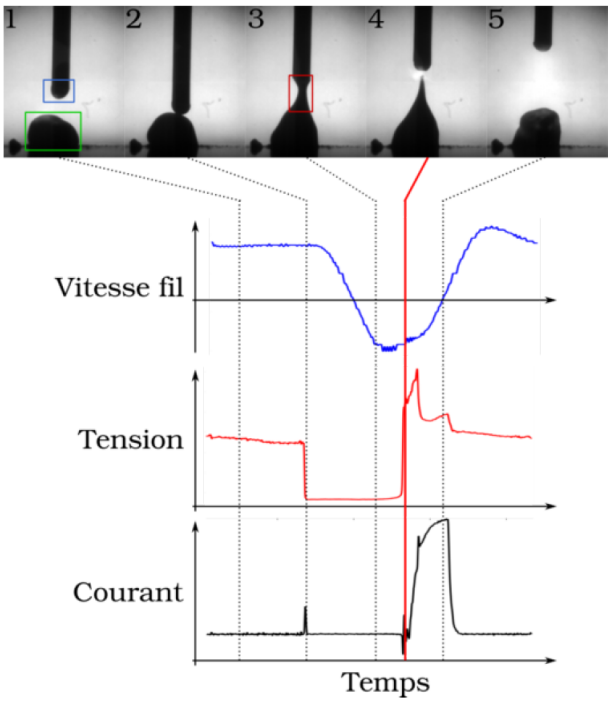


FIGURE *4.7:* ***Observations couplées de la vitesse du fil, tension, courant en procédé CMT (ligne rouge : rupture du court-circuit, 3 zones : goutte pendante (bleu), macro-goutte (vert), ménisque (rouge)) [Monier, 2016]***

— Au niveau de la surface supérieure du domaine 1, l'arrivée de gaz, limitée au diamètre interne de la buse de 14 mm, est prise en compte en appliquant une vitesse d'entrée normale à la surface valant 0,25 m/s.

Les conditions aux limites liées au problème électromagnétique, qui n'est résolu que dans les domaines 2, 3, 4, 5, et fil (figure 4.6), sont les suivantes :

— L'intensité de courant a été prise constante, et vaut 25 A, afin de simplifier le modèle. Elle est appliquée sur la surface supérieure du domaine fil d'apport. Dans le cas du procédé CMT, cette intensité est généralement plus élevée et varie au cours du temps [Monier, 2016], [Benoit, 2012].

— Une tension nulle, la masse, a été imposée sur la surface inférieure du substrat, le domaine 2 (figure 4.6).

4.3.4 Résultats du modèle 3D multiphysique

Suite à la résolution de l'ensemble de ces équations, le modèle est capable de simuler les différents phénomènes d'un procédé WAAM-CMT. La figure 4.8 montre le champ de température dans le fil et le bain de fusion à différents moments. Les illustrations présentent les premiers instants du processus, c'est-à-dire l'apport de deux gouttes. A t = 0,08 s, il est possible de voir la première goutte se former à l'extrémité du fil. A t = 0,19 s, le fil descend jusqu'à toucher le substrat. A partir de ce moment, la vitesse du fil d'apport s'inverse pour qu'il puisse remonter. A t = 0,22 s, il possible de voir que le fil est remonté, et que la goutte se détache par le biais de la tension superficielle. A t = 0,26 s, la goutte est bien présente sur le substrat, et le fil est remonté pour créer la prochaine

goutte en son extrémité. A t = 0,28 s, il est possible de voir le fil en train de débuter sa descente avec, en son extrémité, une seconde goutte en cours de formation pour redémarrer un nouveau cycle d'apport comme il est possible de voir de 0,34 à 0,40 s. Les trois dernières illustrations montrent l'évolution de la construction du mur et, par conséquent, l'évolution du dépôt pour t = 1,5 s, 3 s et 4,5 s.

Au niveau du problème thermique, le modèle actuel surestime les niveaux de températures allant atteindre le niveau de température d'évaporation. Or, lors de l'utilisation du procédé CMT, de tels niveaux de température ne sont a priori pas atteints [Monier, 2016]. Le développement du modèle est à poursuivre afin de le perfectionner. Néanmoins, la faisabilité est prouvée concernant la résolution de toutes les équations nécessaires et particulièrement de l'apport de matière spécifique au procédé CMT.

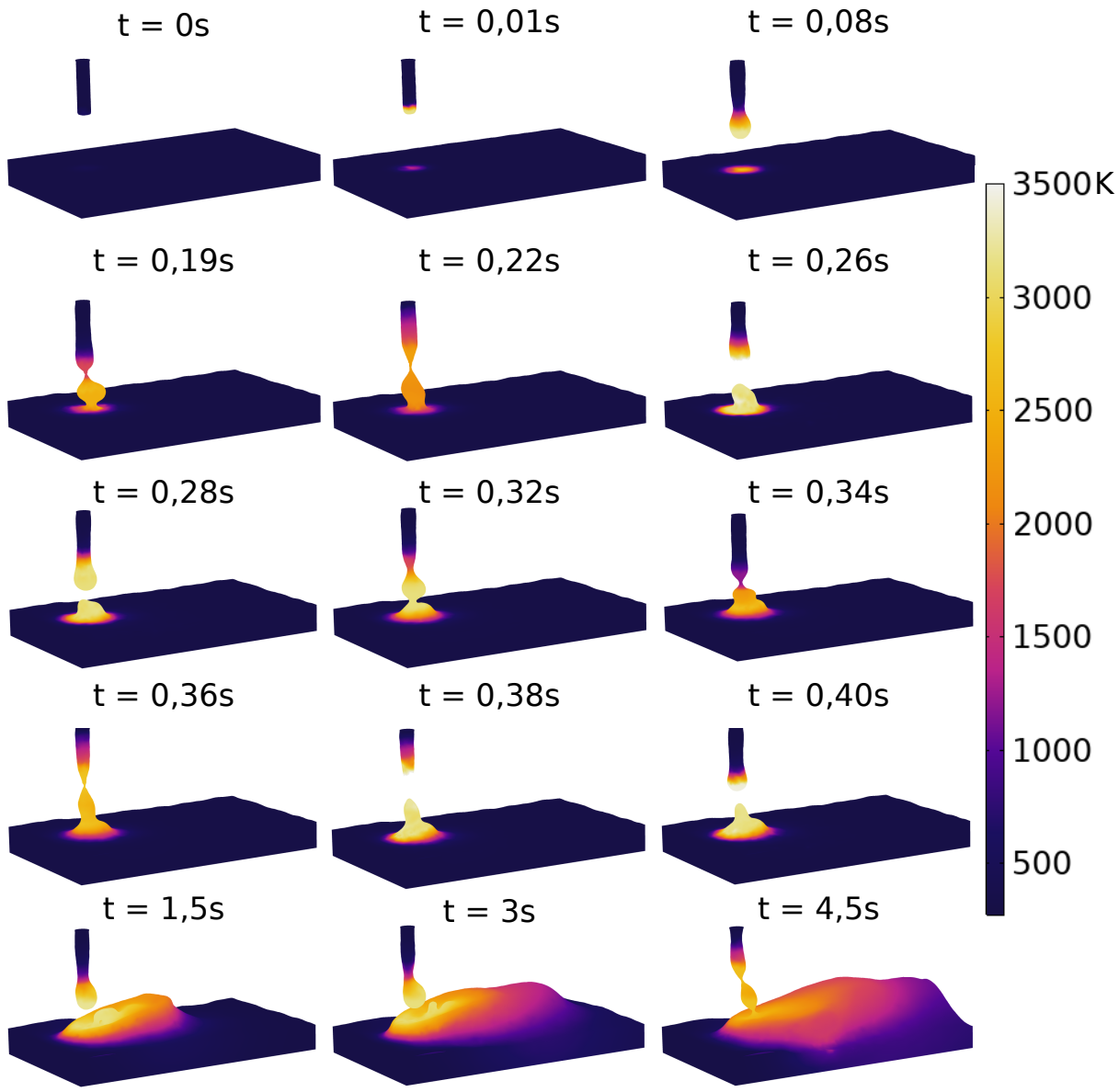


FIGURE 4.8: ***Visualisation des deux premiers apports de goutte ainsi que la visualisation de la construction du mur avec les champs de température (en K)***

Le modèle permet également d'apporter des informations concernant l'écoulement dans le métal liquide. Ces informations permettent d'analyser le transfert de chaleur et de quantité de mouvement de la goutte dans le bain de fusion. La figure 4.9 met en évidence que, lors de l'impact de la goutte dans le bain de fusion, les écoulements se dirigent vers le bas du bain de fusion dans un premier temps, puis ensuite principalement vers l'arrière du bain de fusion. Par conséquent, l'apport de la goutte favorise la pénétration du bain de fusion dans le substrat. L'étude de l'écoulement permet donc de visualiser le transfert d'énergie de la goutte au bain de fusion et donc au final de pouvoir étudier les pénétrations du cordon dans le substrat. Le modèle estime que les vitesses maximales de l'écoulement sont concentrées à l'endroit de l'impact de la goutte et elles valent approximativement 0,07 m/s. Dans la partie avant du bain de fusion, elles sont nettement plus faibles, et sont de l'ordre de 0,01 m/s. Les vecteurs vitesses, au niveau du fil d'apport, indiquent le sens de déplacement de celui-ci.

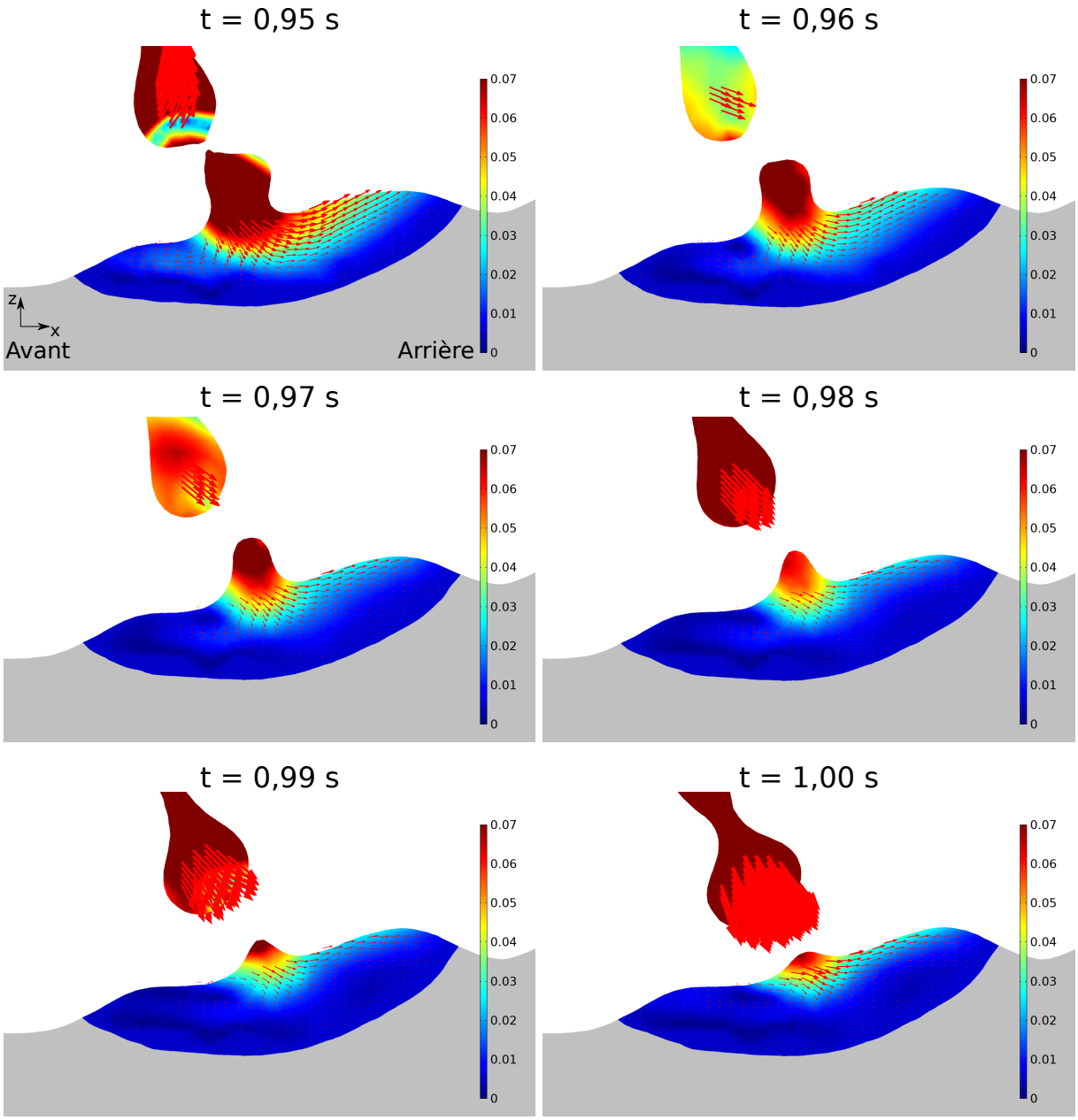


FIGURE *4.9:* ***Vue en coupe (plan xz) de l'impact de l'apport d'une goutte sur les écoulements du bain de fusion (en m/s)***

Le modèle multiphysique permet également d'estimer la taille du bain de fusion qui peut être comparée aux données expérimentales afin de valider la cohérence du modèle (figure 4.10). Le modèle estime une longueur de bain à 13,2 mm concordante avec l'expérience puisqu'elle donne un bain de 13,7 mm lors de la première passe. De plus, la hauteur du bain de fusion estimée par le modèle est de 3,1 mm, ce qui est proche de la hauteur obtenue lors l'expérience qui était de 2,9 mm. En revanche, le modèle surestime la largeur du dépôt. Elle est de 9,3 mm alors que, d'après l'expérience, elle n'est que de 6,1 mm pour la première passe au niveau de la base du substrat (figure 4.11). Une explication plausible est la non prise en compte dans ce modèle de l'angle de mouillage du bain sur le substrat. En effet, la mouillabilité demande un traitement particulier, avec une frontière physique pour être modélisé grâce à la méthode level set.

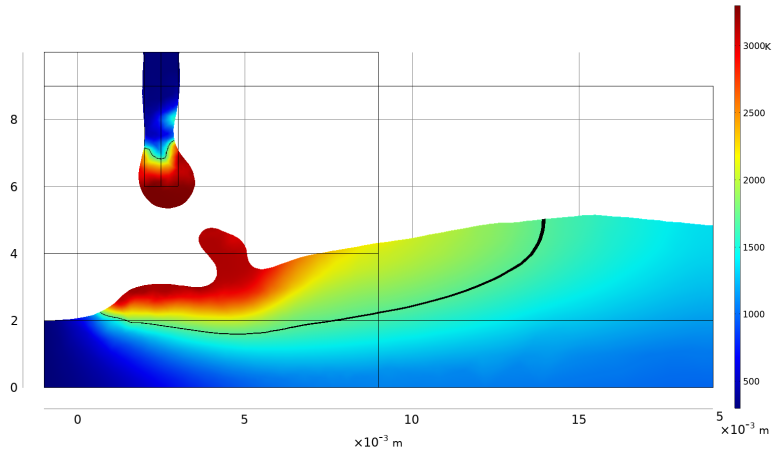


FIGURE *4.10:* ***Vue en coupe (plan xz) de la taille du bain de fusion ainsi que son champ de température (en K) et en noire l'isotherme de température de fusion***

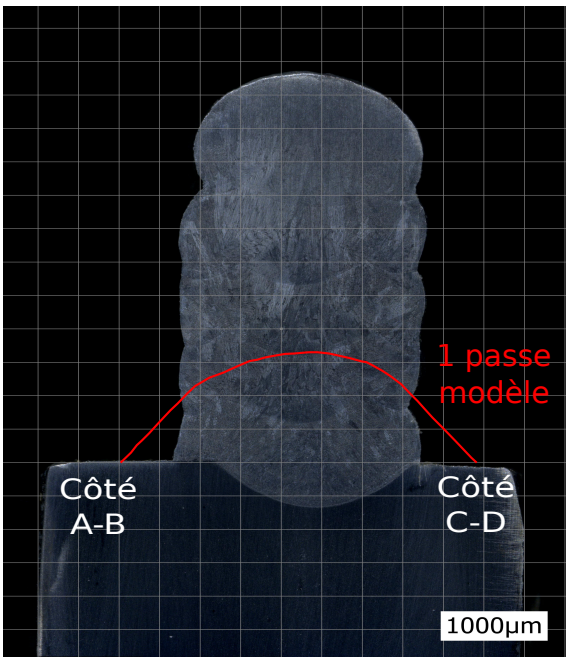


FIGURE *4.11:* ***Comparaison de la macrographie numérique pour la première passe (en rouge) avec la macrographie expérimentale de 5 passes***

Ce modèle multiphysique est capable d'apporter des informations au sujet du passage du courant électrique lors de la réalisation de la pièce. La figure 4.12 met en évidence que le passage privilégié du courant se fait en passant par la goutte, ce qui est logique vu que l'acier est un meilleur conducteur électrique que l'argon. Le passage du courant joue un rôle sur les écoulements par l'intermédiaire des forces électromagnétiques, mais également sur la les phénomènes thermiques par l'intermédiaire de l'effet Joule.

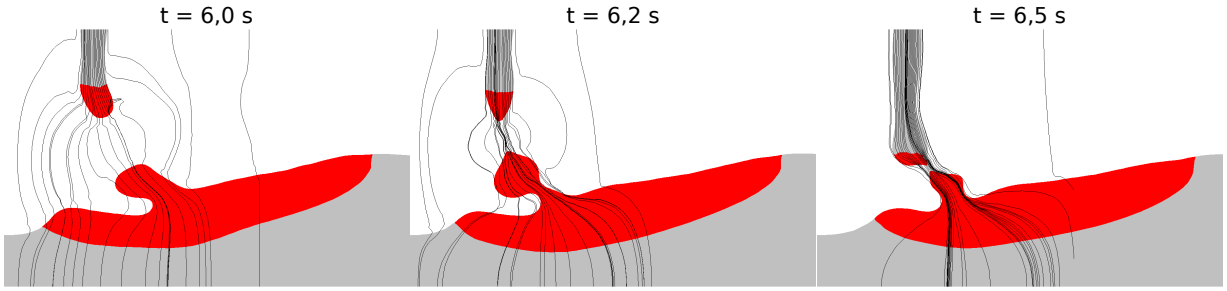


FIGURE *4.12:* ***Vue en coupe (plan xz) des lignes de courant électrique lors de l'apport de matière***

A l'heure actuelle, le développement du modèle CMT reste à poursuivre pour obtenir un meilleur accord entre modèle et expérience. En l'absence de données expérimentales précises concernant certains paramètres d'entrée du modèle, comme les évolutions de la vitesse du fil, de l'intensité, et la tension au cours du temps via les synergies, des hypothèses ont été faites. Des mesures expérimentales plus complètes permettraient d'affiner ces hypothèses. Toutefois, ce modèle a permis de mettre en évidence la possibilité de simuler le procédé CMT à l'aide d'un modèle multiphysique en trois dimensions. Ce modèle a également permis de montrer les limites en termes de temps de calcul. Il faut 15 jours pour simuler seulement 6 s. Il est donc impensable de simuler une pièce entière à l'aide ce modèle. L'objectif est donc de s'orienter vers un modèle "simplifié" permettant de simuler la construction d'une pièce dans sa globalité. L'inconvénient d'un modèle simplifié est qu'il ne pourra pas estimer la géométrie, et le champ de température de la pièce à partir des paramètres opératoires. L'objectif à long terme est donc de pouvoir se servir des résultats du modèle multiphysique comme données d'entrée pour le modèle simplifié.

4.4 Modèle thermique global

En raison des temps de calcul importants, l'approche multiphysique est plutôt adaptée à une étude à l'échelle du bain liquide. Afin de simuler les cycles thermiques dans toute la pièce au cours de la construction couche par couche, un modèle thermique global a été développé. Il est associé à une méthode level set afin de simuler la construction de la pièce couche par couche ainsi que le champ de température à tout instant de sa construction.

4.4.1 Géométrie utilisée pour le modèle simplifié

La géométrie de ce modèle 3D est composée de trois domaines parallélépipédiques (figure 4.13). Les deux domaines inférieurs représentent le substrat en acier inoxydable 304. Le domaine supérieur représente le gaz environnant. Ce domaine gazeux sera progressivement remplacé localement par du métal en fonction de la valeur de la variable level set ϕ. La méthode level set n'est appliquée que pour les deux domaines supérieurs (zones plus transparentes sur la figure 4.13). Dans la zone verte en transparence, la variable level set ϕ vaut 0 et équivaut au domaine du gaz, tandis que, dans la zone grisée transparente, cette variable ϕ vaut 1 et correspond au domaine du substrat. L'isovaleur ϕ =0,5 permet de suivre la construction de la pièce lors du dépôt de matière grâce à l'équation de transport qui impose une vitesse de déplacement. La figure 4.13 présente également les dimensions

des différents domaines ainsi que le repère utilisé. Afin de limiter les temps de calcul, des conditions de symétrie sont appliquées sur le plan (yOz). La largeur du domaine n'est donc que de 6 mm et non de 12 mm comme la largeur réelle du substrat.

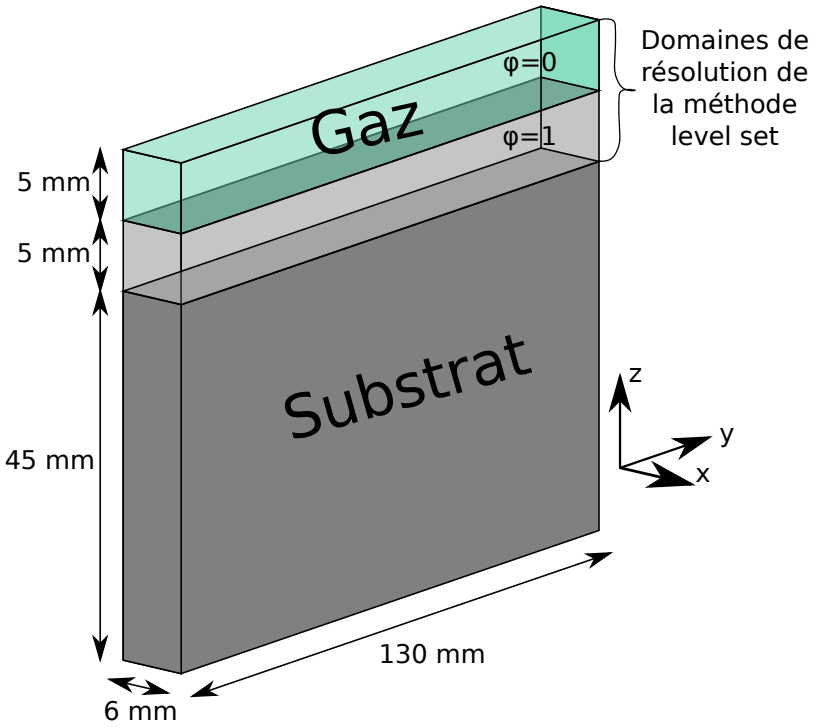


FIGURE *4.13:* ***Dimensions de la géométrie du modèle simplifié***

4.4.2 Description mathématique

Pour ce modèle global, l'équation de conservation de l'énergie est résolue dans les trois domaines de la figure 4.6. L'apport de chaleur induit par l'arc et la chute des gouttes en fusion dans le métal liquide est modélisé à l'aide d'une source de chaleur équivalente. La fusion du fil d'apport, son détachement ainsi que les écoulements au sein du métal liquide ne sont pas simulés. L'augmentation de volume du bain liquide sous l'effet de l'apport de matière est prise en compte grâce à la méthode level set utilisée pour les deux domaines supérieurs. Ce modèle permet ainsi de calculer l'évolution du champ de température au sein du substrat et des couches déposées ainsi que l'évolution de la géométrie des dépôts lors de la construction de la pièce en couplant l'équations de conservation de l'énergie avec celle de la méthode level set.

4.4.2.1 Equation de conservation de l'énergie

Compte tenu des hypothèses précédentes, l'équation de conservation de la chaleur ne comporte pas de terme d'advection puisque les écoulements dans les phases gazeuses et métalliques ne sont pas pris en compte. Néanmoins, une conductivité thermique artificielle λ_{eff} est utilisée pour la phase liquide pour tenir compte de la redistribution de l'énergie par l'écoulement. L'apport de chaleur induit par l'arc et le métal d'apport est modélisé par une source de chaleur équivalente de type gaussien appliquée au sein de l'interface métal-gaz grâce à la fonction de Dirac calculée avec la

variable level set. Les pertes par convection et rayonnement au niveau de la surface du dépôt sont également prises en compte à l'aide d'un terme source introduit dans l'équation de conservation de la chaleur et de la fonction de Dirac $\delta(\phi)$, d'où la formulation suivante :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = div(\underline{\underline{\lambda_{eff}}} \vec{grad}(T)) + S_{gaussienne} + S_{conv} + S_{ray} \tag{4.13}$$

où $S_{gaussienne}$ représente le flux de chaleur de type gaussien appliqué à l'interface métal /gaz et plus précisément au niveau de la surface du substrat. Ce terme est pris égal à :

$$S_{gaussienne} = \frac{P}{2\pi r_{fil}^2} exp(-\frac{x^2 + (y - y_{torche})^2}{2r_{fil}^2}) \times \delta(\phi) \tag{4.14}$$

avec P la puissance appliquée, r_{fil} le rayon du fil d'apport, et y_{torche} la position de la torche MIG. Le choix d'appliquer le rayon du fil d'apport pour le rayon de la fonction gaussienne est basé sur le modèle multiphysique qui indique que l'essentiel de l'apport de chaleur se trouve dans la goutte. Or, le diamètre de la goutte est de l'ordre de grandeur du diamètre du fil d'apport. La position de la torche est obtenue à l'aide de l'expression suivante :

$$y_{torche} = v_{torche} \times t + y_{départtorche} \tag{4.15}$$

avec t le temps, $y_{départtorche}$ la position de départ de la torche, et v_{torche} la vitesse de la torche.

Le terme S_{conv} représente les pertes par convection à la surface du substrat et du dépôt formé et s'exprime de la façon suivante :

$$S_{conv} = \begin{cases} -h_{c_{eq}}(T - T_{ambiante}) \times \delta(\phi) & \text{pour } T > T_{fusion} \\ -h_c(T - T_{ambiante}) \times \delta(\phi) & \text{pour } T < T_{fusion} \end{cases} \tag{4.16}$$

avec $h_{c_{eq}}$ un coefficient de convection équivalent. Ce coefficient permet de compenser l'absence d'écoulement dans le domaine gazeux à la surface du bain liquide. Ce coefficient est plus élevé que le coefficient h_c appliqué sur la partie solide pour tenir compte des écoulements de gaz plus importants sous la torche. Ce coefficient a été calé en comparant les niveaux de températures du modèle avec ceux issus des thermocouples.

Les pertes par rayonnement à la surface du dépôt sont introduites à travers le terme S_{ray} :

$$S_{ray} = -\varepsilon \sigma_B (T^4 - T_{ambiante}^4) \times \delta(\phi) \tag{4.17}$$

Par ailleurs, comme indiqué précédemment pour la phase liquide, une conductivité thermique artificielle a été utilisée afin de prendre en compte les effets de l'écoulement sur le champ de température. Le choix s'est porté sur une conductivité anisotrope afin d'obtenir un meilleur accord entre le modèle et l'expérience. L'expression de la conductivité thermique pour la partie acier

inoxydable est la suivante :

$$\underset{\sim\sim}{\lambda_{acier}} = \begin{cases} \lambda_{acier}(T) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}_{(\vec{x},\vec{y},\vec{z})} & \text{pour } T < T_{fusion} \\ \lambda_{acier}(T) \begin{pmatrix} k_x & 0 & 0 \\ 0 & k_y & 0 \\ 0 & 0 & k_z \end{pmatrix}_{(\vec{x},\vec{y},\vec{z})} & \text{pour } T > T_{fusion} \end{cases} \tag{4.18}$$

avec k_x, k_y et k_z des coefficients calés afin d'obtenir le meilleur accord entre les résultats numériques et expérimentaux, en termes de tailles de bain.

4.4.2.2 Equation de la méthode level set

La méthode level set est utilisée pour traiter l'apport de matière afin de prédire l'évolution de la géométrie de la pièce au cours de sa construction. Cet apport de matière n'est actif que lorsque la température du substrat est supérieure à la température de fusion.

Pour rappel, la méthode level set fait appel à une équation de transport :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \vec{v}.\vec{grad}(\phi) = \gamma_{ls}\vec{div}(\varepsilon_{ls}\vec{grad}(\phi) - \phi(1-\phi)\frac{\vec{grad}(\phi)}{|\vec{grad}(\phi)|}) \tag{4.19}$$

où γ_{ls} est le paramètre de réinitialisation et ε_{ls} le paramètre de contrôle d'épaisseur d'interface. Le déplacement de la variable level set, et donc de l'interface métal-gaz, est induit par le terme d'advection qui dépend du vecteur vitesse $\vec{v}$. Dans le cas d'un couplage avec un problème de mécanique des fluides, comme pour le modèle multiphysique, cette vitesse est calculée à partir de la résolution des équations de Navier-Stokes. Pour ce modèle purement thermique, l'idée est d'imposer une vitesse pour rendre compte du déplacement de l'interface sous l'effet de l'apport de matière.

Cette vitesse est calculée à partir des vidéos provenant de la caméra haute vitesse et des macrographies afin d'obtenir une forme de dépôt similaire à celle observée expérimentalement. Pour ce faire, des hypothèses ont été faites.

La première hypothèse a été de considérer que la forme du dépôt en coupe transverse, c'est-à-dire dans le plan (xz) de la figure 4.13, peut être assimilée à une demi-ellipse. La taille de cette demi-ellipse peut cependant évoluer au cours de la construction des différents dépôts. Il faudra donc contrôler son accroissement. Pour obtenir une forme selon une demi-ellipse, il faut appliquer une vitesse de déplacement contenue dans un espace ellipsoïde. Pour rappel, l'équation d'une ellipse, dans le plan (xz), est la suivante :

$$\left(\frac{x-x_0}{a}\right)^2 + \left(\frac{z-z_0}{b}\right)^2 = 1 \tag{4.20}$$

avec a le demi-grand axe suivant l'axe x, b le demi-petit axe suivant l'axe z, et (x_0,z_0) sont les coordonnées du centre de l'ellipse.

La seconde hypothèse a été de considérer que la forme du bain de fusion dans le plan longitudinal, c'est-à-dire dans le plan (yz) de la figure 4.13, a une forme triangulaire. La figure 4.14 montre que cette hypothèse est cohérente.

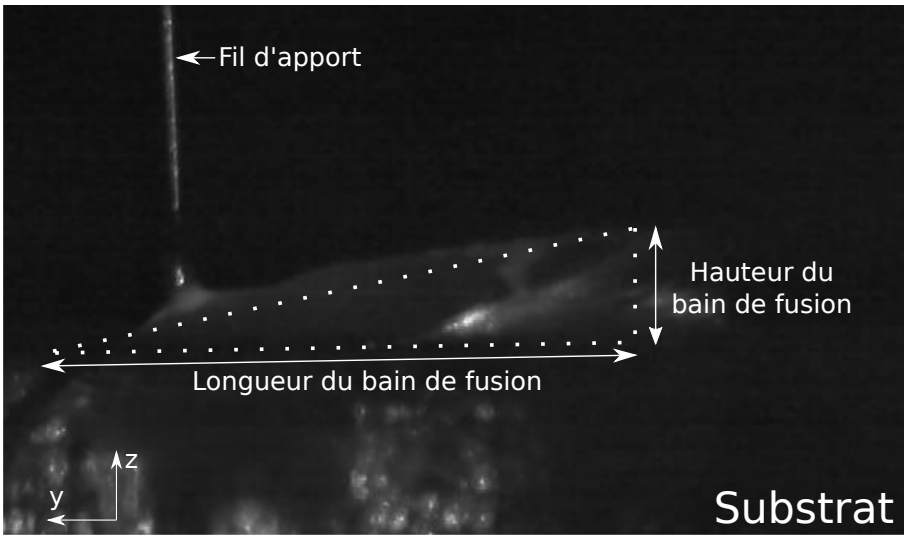


FIGURE *4.14:* ***Visualisation de la forme du bain de fusion obtenue par la caméra haute vitesse***

Grâce à la caméra haute vitesse, il est également possible d'estimer la vitesse de déplacement du dépôt suivant l'axe z. Connaissant la vitesse de déplacement de la torche selon l'axe y, et la longueur du bain de fusion, il est possible de calculer le temps nécessaire pour que le dépôt atteigne sa hauteur maximale à l'aide de l'expression suivante :

$$t_{hauteurbain} = \frac{Longueur_{bain}}{v_{torche}} \tag{4.21}$$

avec $t_{hauteurbain}$ le temps nécessaire pour atteindre la hauteur maximale du bain de fusion, $Longueur_{bain}$ la longueur du bain de fusion, et v_{torche} la vitesse de la torche.

Désormais, il est possible de calculer la vitesse de déplacement de l'interface à l'aide de l'expression suivante :

$$v_{interface} = \frac{Hauteur_{bain}}{t_{hauteurbain}} \tag{4.22}$$

avec $Hauteur_{bain}$ la hauteur du bain de fusion.

La troisième et dernière hypothèse porte sur le fait que l'interface ne peut se déplacer que lorsque la zone en acier inoxydable a une température supérieure à la température de fusion.

En combinant ces trois hypothèses, la vitesse de déplacement de l'interface est de la forme suivante :

$$\vec{v} = \begin{pmatrix} v_{interface} \text{pour } T > T_{fusion} \text{ et } ((\frac{x-x_0}{a})^2 + (\frac{z-z_0}{b})^2 < 1) \text{ sinon } & 0 \\ 0 & \\ v_{interface} \text{pour } T > T_{fusion} \text{ et } ((\frac{x-x_0}{a})^2 + (\frac{z-z_0}{b})^2 < 1) \text{ sinon } & 0 \end{pmatrix}_{(\vec{x},\vec{y},\vec{z})} \tag{4.23}$$

Tous ces paramètres ont été établis selon des résultats expérimentaux. Ils auraient aussi pu être déterminés à partir du modèle multiphysique mais ce dernier n'a pas été jugé suffisamment abouti au moment de réaliser le modèle simplifié pour qu'il serve de référence.

4.4.3 Paramètres utilisés et conditions aux limites

Les propriétés matériaux utilisées sont récapitulées dans le tableau 4.III. Les autres grandeurs intervenant également dans le modèle, décrites dans les paragraphes 4.4.2.1 et 4.4.2.2, sont indiquées dans le tableau 4.IV.

	304	**Gaz**
Conductivité thermique (W/m/K)	$\lambda(T)$ [Kim, 1975]	0,08
Capacité thermique massique (J/kg/K)	$C_p(T)$ [Kim, 1975]	510
Masse volumique (kg/m^3)	7000	1

TABLE 4.III: Propriétés utilisées pour le métal et le gaz dans le modèle thermique

Les propriétés dépendantes de la température sont identiques à celles présentées sur la figure B.4.

	Paramètres du modèle thermique
k_x **(-)**	1
k_y **(-)**	2
k_z **(-)**	0,5
P **(W)**	1200
v_{torche} **(cm/min)**	30
$y_{départtorche}$ **(mm)**	15
r_{fil} **(mm)**	0,5
h_c **(W/m^2/K)**	15
ε	0,7
$h_{c_{eq}}$ **(W/m^2/K)**	150
$v_{interface}$ **(m/s)**	0,001

TABLE 4.IV: Paramètres utilisés dans le modèle thermique

Ces paramètres ont été soit directement estimés à partir des données expérimentales, soit par comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux.

Sur la surface du substrat, des pertes par convection et rayonnement sont appliquées au contour du domaine en acier (figure 4.13) selon les équations 4.24 et 4.25, respectivement :

$$q_{conv} = -h_c(T - T_{ambiante}) \tag{4.24}$$

où h_c est le coefficient de convection, $T_{ambiante}$ est la température ambiante, et T est la température à l'interface.

$$q_{ray} = -\varepsilon\sigma_B(T^4 - T^4_{ambiante}) \tag{4.25}$$

où ε est l'émissivité de l'anode et σ_B est la constante de Stefan-Boltzmann, $T_{ambiante}$ est la température ambiante, et T est la température à l'interface.

Sur le contour du domaine délimitant le gaz (figure 4.13), une condition de flux nul est appliquée.

4.4.4 Maillage

Tous ces résultats ont été obtenus avec un domaine de calcul maillé à l'aide d'éléments triangulaires à interpolation linéaire. Les densités de maillage sont les suivantes : 50 μm dans les domaines où la méthode level set est appliquée. Un maillage plus grossier dans la partie du substrat est choisi. Les tailles des éléments évoluent jusqu'à 15 mm, au plus loin du domaine level set. A titre indicatif, les calculs sont effectués en 12 heures sur 8 cœurs (3,47 GHz et 96 Go de RAM DDR3) pour un calcul temporel simulant la première passe d'une durée totale de 18min45s (apport de matière et refroidissement).

4.4.5 Résultats et discussions

4.4.5.1 Analyse des champs de température et formes de dépôt calculés par le modèle

Le modèle est capable de simuler la construction du mur, c'est-à-dire, de visualiser sa création au cours du temps avec son champ de température, comme indiqué sur la figure 4.15. Cette figure illustre également la longueur de bain de fusion ainsi que la pénétration de celui-ci dans le substrat à différents instants pour la première passe. Sur les premiers instants, on observe une croissance du bain de fusion. A partir de 5 s, la taille de bain et la hauteur du dépôt sont stabilisées.

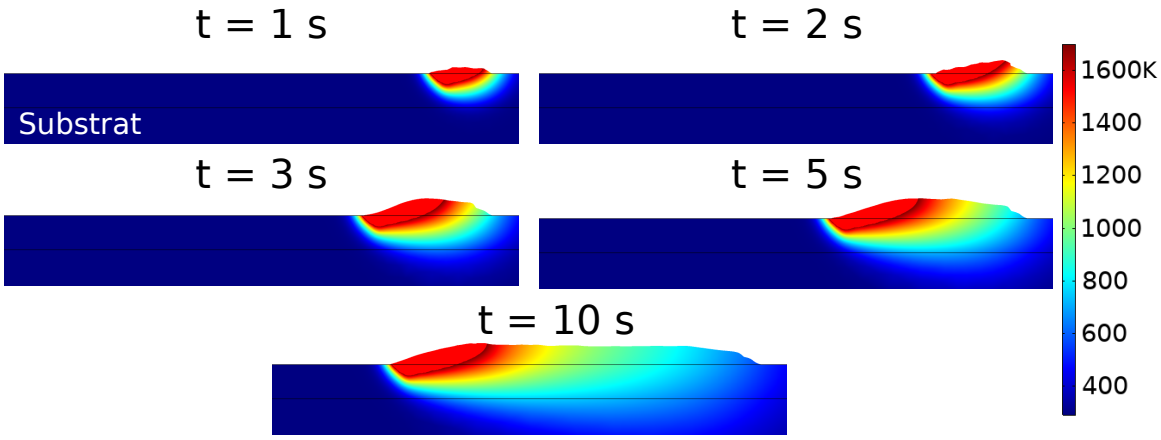


FIGURE *4.15:* ***Visualisation de la construction de la première couche avec son champ de température***

La figure 4.16 montre la géométrie finale obtenue pour les deux dépôts à l'aide de la méthode level set.

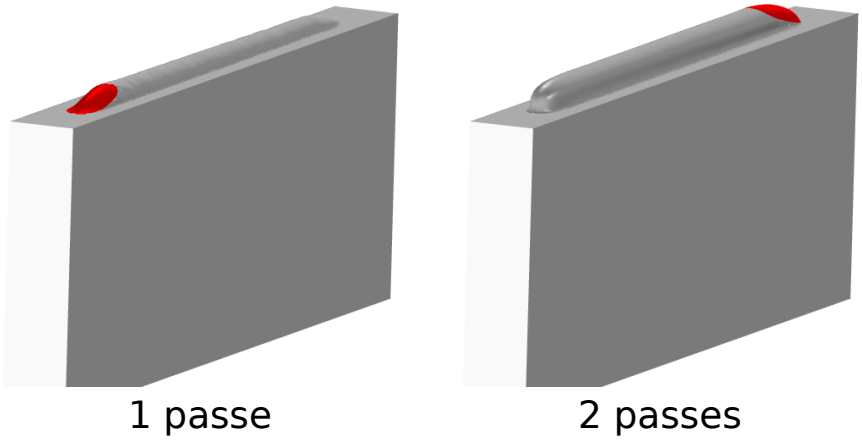


FIGURE *4.16:* ***Visualisation de la géométrie estimée pour une et deux passes à l'arrêt de la torche***

4.4.5.2 Confrontation entre les résultats numériques et données expérimentales

Afin de valider le développement du modèle thermique à l'échelle de la pièce, les résultats numériques ont été confrontés aux résultats expérimentaux. Les comparaisons se sont focalisées sur les cycles thermiques obtenus grâce aux thermocouples, sur les géométries des bains de fusion, et de la hauteur des passes obtenues à l'aide de la caméra haute vitesse.

Les résultats présentés ont été obtenus à partir de paramètres calés à l'aide des résultats expérimentaux. Les paramètres tels que les conductivités équivalentes et le coefficient de convection équivalent ont été calés sur la taille du bain de fusion tandis que la puissance appliquée a surtout été calée à l'aide des mesures de température de la première passe. Cependant, les résultats présentés ici ont été obtenus avec les mêmes paramètres que ce soit pour la première ou la seconde passe.

Comparaison des tailles de bain de fusion et des géométries

Afin de valider le développement du modèle thermique global, la taille du bain de fusion calculée par le modèle a été comparée avec celle obtenue expérimentalement à l'aide du logiciel ImageJ et de la caméra haute vitesse. Le bain de fusion expérimental de la première passe a été estimé à une longueur de 13,2±0,2 mm (figure 4.17). Le modèle estime la longueur de bain de 14 mm. Cela représente un écart relatif de 5,8% par rapport à la taille expérimentale. Grâce à cette même figure, il est possible de déterminer la hauteur du dépôt concernant la première passe qui est de 2,9±0,1 mm. Le modèle, quant à lui, estime la hauteur du dépôt à 3 mm, ce qui représente un écart relatif de 3,5% par rapport à la hauteur expérimentale pour la première passe.

En procédant de la même façon pour la seconde passe, la taille expérimentale du bain de fusion est de 17±0,2 mm et la hauteur du dépôt (distance entre le substrat et la couche supérieure) s'élève à 5,4±0,1 mm. Numériquement, la taille du bain de fusion est de 17,5 mm et la hauteur du dépôt s'élève à 5,5 mm. Cela représente, respectivement, des écarts relatifs de 2,6% et de 2% par rapport à l'expérience.

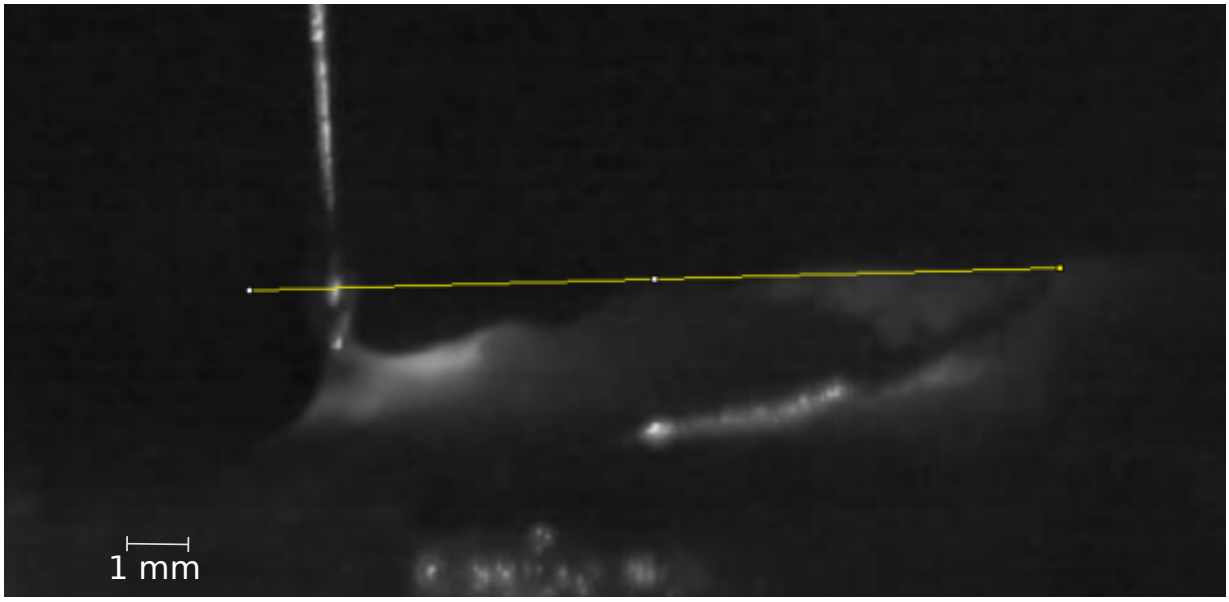


FIGURE *4.17:* ***Image issue de la caméra rapide pour l'estimation des dimensions du bain de fusion pour la première passe***

De plus, grâce à la macrographie, il est possible d'estimer la profondeur du bain de fusion. Elle est de 1,3 mm (figure 4.18). La macrographie montre également une dissymétrie du mur, le mur n'est pas centré sur le substrat. Cette dissymétrie a donc un impact sur le champ de température de la pièce dont la conséquence est visible sur les mesures de températures présentées dans le paragraphe suivant. Cependant, la profondeur de pénétration obtenue avec ce modèle simplifié est de 1,6 mm, ce qui représente un écart relatif de 25% par rapport à la profondeur expérimentale.

Cette macrographie nous renseigne également sur la largeur du dépôt qui est de 6,1 mm (figure 4.18). Cette largeur a été mesurée au niveau du dépôt se trouvant à la base du substrat. Numériquement, la largeur du dépôt est de 6 mm, ce qui représente un écart relatif de 1,6% par rapport à la largeur expérimentale pour la première passe. La macrographie permet de visualiser des ondulations à la surface du mur. Ces ondulations sont provoquées par la superposition des différents dépôts. On peut voir que le modèle est également capable de reproduire ces ondulations, de façon un peu lissée, qui provoquent des variations dans la largeur du mur. Par comparaison avec l'expérience, le modèle estime au même niveau cette ondulation. La largeur la plus fine du dépôt expérimental, au niveau du trait rouge, est de 5,5 mm, tandis que celui du dépôt numérique est de 5,27 mm. Cela représente un écart relatif de 4%.

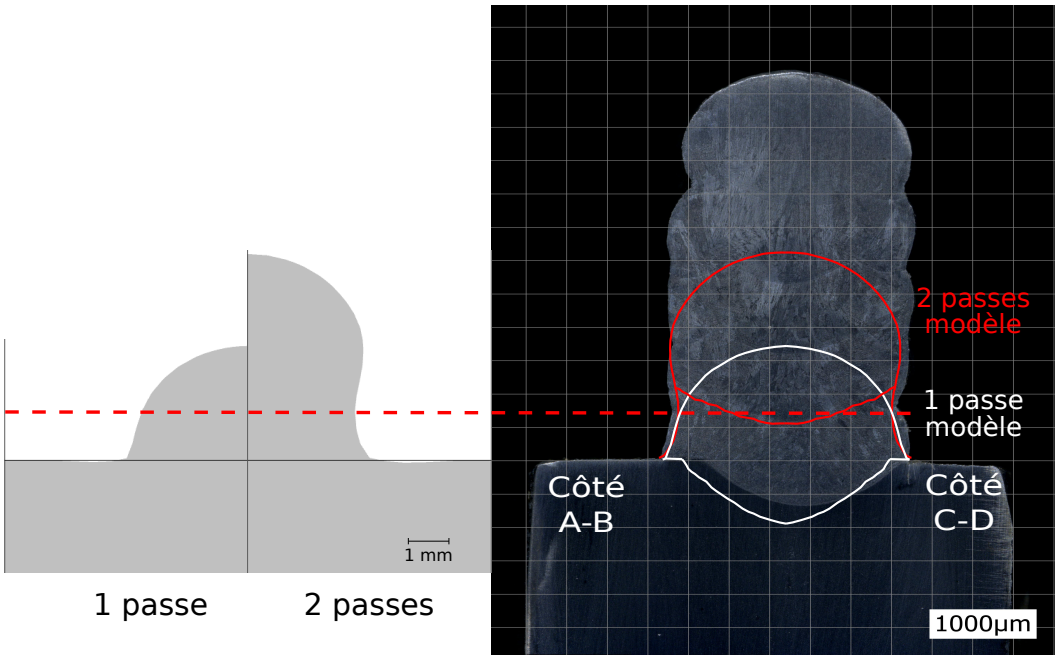
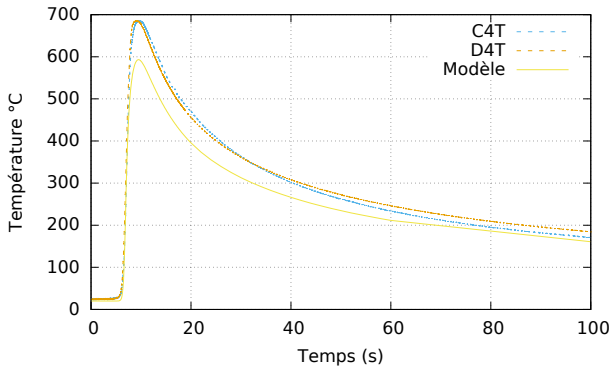


FIGURE *4.18:* ***Macrographie du mur instrumenté***

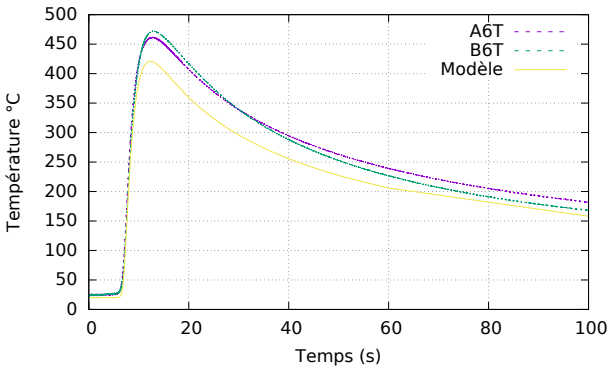
En conclusion, certains paramètres géométriques sont imposés ou ajustés à partir d'images de caméra rapide issues de la première passe. Cependant, les géométries finales obtenues démontrent un bon accord entre la géométrie des dépôts et les tailles des bains calculées par le modèle avec les résultats expérimentaux, avec des écarts de l'ordre de 5% pour une et deux passes. Afin de valider davantage le développement du modèle, celui-ci a été confronté aux mesures de températures des thermocouples.

Comparaison des températures calculées avec les mesures par thermocouples

Les températures calculées par le modèle ont été confrontées à celles mesurées par les thermocouples lors de la construction du premier dépôt. Les premières comparaisons ont été effectuées au niveau des thermocouples en fond de trou, c'est-à-dire les thermocouples C4T, D4T, A6T et B6T lors de la réalisation de la première passe (figure 4.19) et de la seconde passe (figure 4.20). Ces thermocouples, n'étant pas en surface, sont moins sensibles au milieu environnant. Le profil des températures estimées par le modèle concorde avec les températures obtenues via les thermocouples en fond de trou que ce soit pour 4 mm de profondeur (figures 4.19a-4.20a) ou bien 6 mm de profondeur (figures 4.19b4.20b). Cependant, le modèle sous-estime le niveau de température vis-à-vis des mesures de ces thermocouples. L'écart est de l'ordre de 45^{o}C pour les thermocouples A6T et B6T et de 92^{o}C pour les thermocouples C4T et D4T pour la première passe. Au vu de la dissymétrie, il est logique d'avoir des écarts plus importants avec C4T et D4T qui correspondent à un écart relatif de 13,4% des valeurs estimées par le modèle par rapport aux leurs. Néanmoins, l'écart entre les températures mesurées et calculées est moins important pour la seconde passe puisqu'il est seulement de 20^{o}C, ce qui représente un écart relatif de 4% par rapport aux mesures expérimentales.

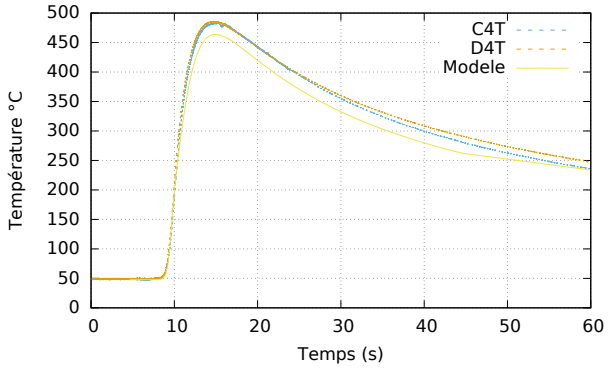


(a) Au niveau des thermocouples C4T et D4T

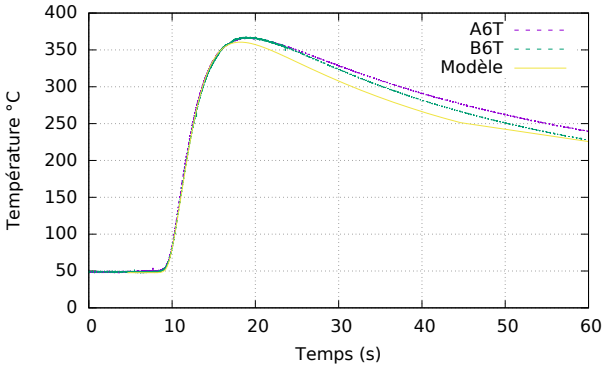


(b) Au niveau des thermocouples A6T et B6T

FIGURE *4.19:* ***Comparaisons des températures calculées par le modèle avec celles mesurées par les thermocouples au fond des trous (C4T-D4T (a), A6T-B6T (b)) lors de la réalisation de la première passe***



(a) Au niveau des thermocouples C4T et D4T

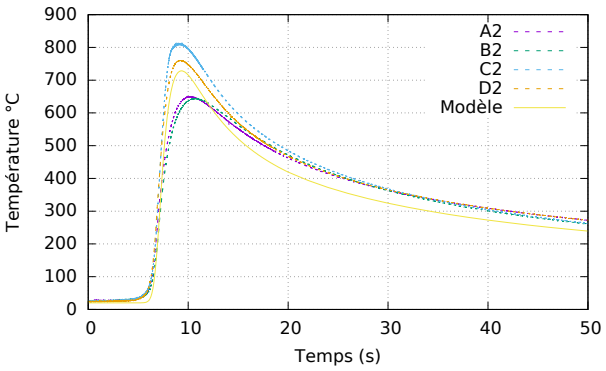


(b) Au niveau des thermocouples A6T et B6T

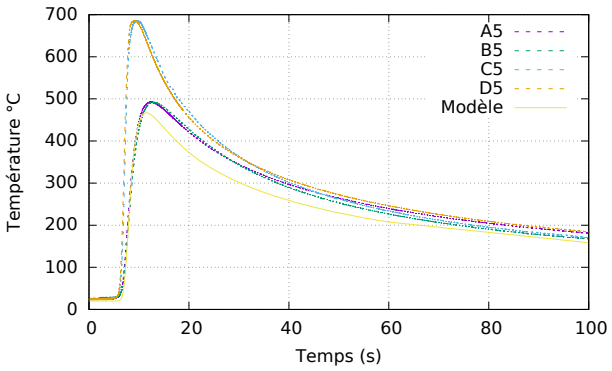
FIGURE *4.20:* ***Comparaisons des températures calculées par le modèle avec celles mesurées par les thermocouples au fond des trous (C4T-D4T (a), A6T-B6T (b)) lors de la réalisation de la seconde passe***

Pour la première passe, la figure 4.21 montre les comparaisons entre les températures calculées et celles mesurées par les thermocouples de surface. Les mesures de thermocouples mettent en évidence une dissymétrie lors de la réalisation de la première passe. En effet, les températures mesurées du côté C-D sont plus élevées que celles du côté A-B alors que les thermocouples ont été positionnés de manière symétrique. La macrographie (figure 4.18) permet de confirmer cette dissymétrie. Le mur est clairement plus proche du bord C-D du substrat. Néanmoins, les températures obtenues via le modèle concordent avec les niveaux de température mesurés par les thermocouples. De plus, d'après les figures 4.21c, 4.21d, et 4.21e, les thermocouples positionnés à au moins 10 mm de la surface du substrat mesurent des températures similaires que ce soit du côté A-B ou C-D. En s'éloignant de la surface du substrat, les gradients de température s'atténuent, et donc les températures dans le substrat sont plus homogènes.

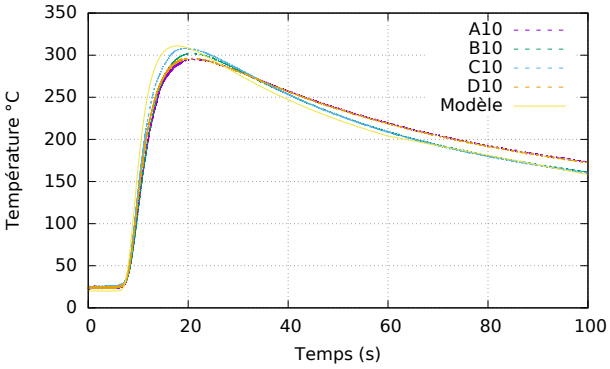
Le même constat est fait concernant les comparaisons des températures du modèle avec celles mesurées par les thermocouples pour la seconde passe (figure 4.22).



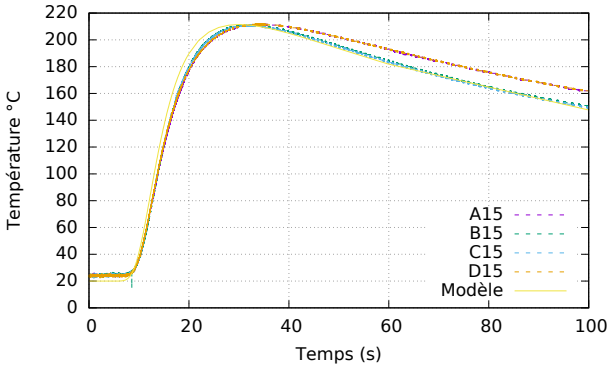
(a) Au niveau des thermocouples A2, B2, C2 et D2



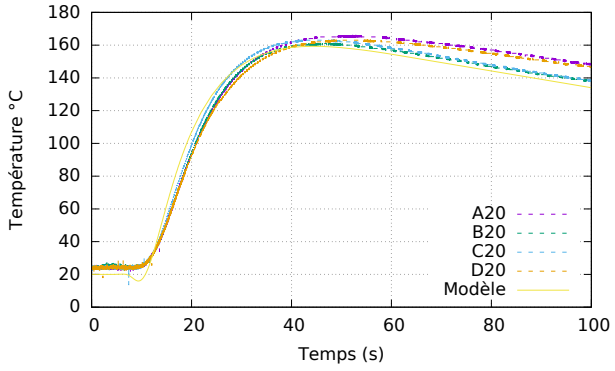
(b) Au niveau des thermocouples A5, B5, C5 et D5



(c) Au niveau des thermocouples A10, B10, C10 et D10

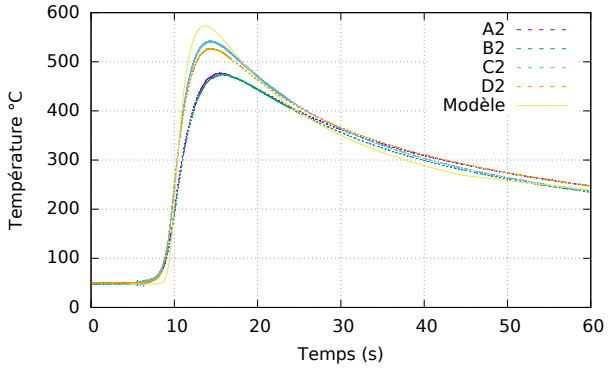


(d) Au niveau des thermocouples A15, B15, C15 et D15

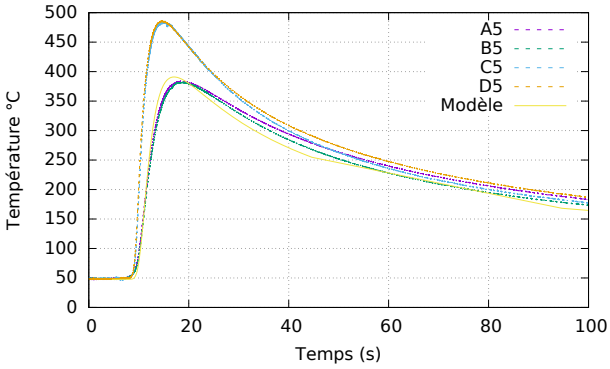


(e) Au niveau des thermocouples A20, B20, C20 et D20

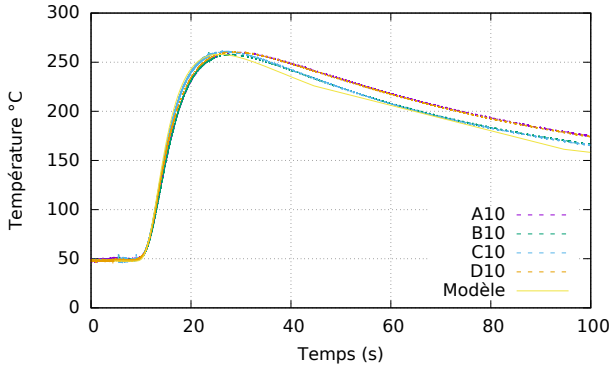
FIGURE *4.21:* ***Comparaisons des mesures de température du modèle avec celles des thermocouples à la surface du substrat lors de la construction de la première passe***



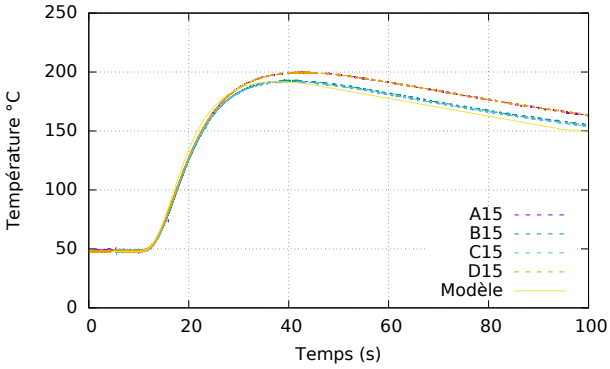
(a) Au niveau des thermocouples A2, B2, C2 et D2



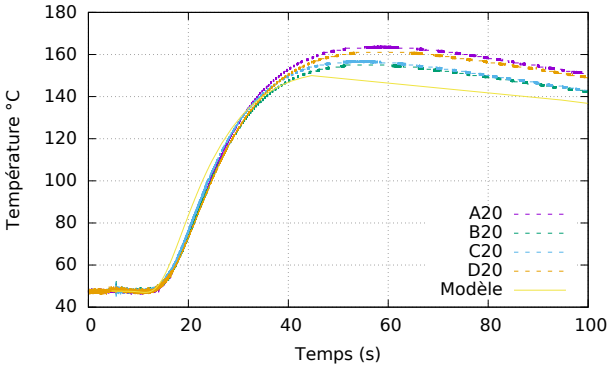
(b) Au niveau des thermocouples A5, B5, C5 et D5



(c) Au niveau des thermocouples A10, B10, C10 et D10



(d) Au niveau des thermocouples A15, B15, C15 et D15



(e) Au niveau des thermocouples A20, B20, C20 et D20

FIGURE *4.22:* ***Comparaisons des mesures de température du modèle avec celles des thermocouples à la surface du substrat lors de la construction de la seconde passe***

4.4.6 Conclusions concernant le modèle thermique global

Dans cette partie, un modèle thermique à l'échelle de la pièce a été présenté. Il est basé sur un calcul purement thermique couplé avec la méthode level set pour gérer la construction du mur au cours des différentes passes. L'objectif d'un tel modèle est qu'il soit capable d'apporter

des informations telles que le champ de température au sein de la pièce à chaque instant de sa création avec des temps de calcul raisonnables. Les résultats issus de ce modèle ont pour finalité de servir de données d'entrée pour des calculs thermo-mécaniques ou thermo-métallurgiques. Ces calculs permettront d'estimer les distorsions, les contraintes résiduelles, la microstructure de la pièce finale, ce qui permettra de vérifier si la pièce construite répond au cahier des charges.

Afin de valider le développement du modèle thermique global, celui-ci a été confronté à des données expérimentales. Sur la partie thermique, les températures calculées ont été comparées aux températures mesurées par les vingt-six thermocouples, dont le diamètre des fils est de 50 μm, instrumentés à la surface et en profondeur du substrat. Les températures calculées donnent une bonne concordance avec les températures mesurées. De plus, l'utilisation de la caméra haute vitesse a permis d'obtenir la taille de bain de fusion et de montrer une bonne concordance avec celle issue du modèle, et d'obtenir également la hauteur de la passe. En complément, la macrographie du mur construit a permis d'apporter des informations comme la profondeur de pénétration de la première passe dans le substrat, ainsi que la largeur du dépôt. Ces comparaisons ont permis de valider la partie thermique du développement du modèle, et également la bonne estimation des formes des deux premières passes au cours de leur création.

4.5 Conclusion

Ce chapitre avait pour but de présenter deux types de modèle en trois dimensions. Le premier modèle présenté est un modèle 3D multiphysique résolvant un problème couplé d'électromagnétisme, de thermique, de mécanique des fluides et une méthode level set. Le but de ce modèle est identique au modèle multiphysique 2D axisymétrique présenté au cours du chapitre 3, c'est-à-dire, qu'il soit capable de prédire la construction de la pièce à chaque instant à partir des paramètres opératoires. L'originalité du modèle proposé est le fait de simuler le procédé WAAM-CMT en résolvant l'ensemble des physiques nécessaires à une description complète du processus. Ce type de modèle multiphysique est inexistant à la vue de la bibliographie. Malgré cela, le procédé est couramment utilisé pour fabriquer des pièces, d'où l'intérêt de développer ce genre de modèle pour les optimisations futures. Le développement du modèle et surtout sa validation restent à poursuivre mais demande un temps supplémentaire incompatible avec le temps imparti lors de cette thèse. Déjà, les résultats ont montré la faisabilité de la résolution de toutes les équations et l'extrême richesse des variables de sortie. De nombreuses études autour du bain de fusion et de l'arc pourront ainsi être menées au moyen de cet outil. En complément, cette étude a permis de mettre en évidence les temps de calcul très couteux de ce type de modèles. A l'heure actuelle, au vu des performances des stations de calcul, il est impensable de construire une pièce entière avec ce genre de modèle. En plus de la connaissance et de la maitrise des procédés, ce type de modèle peut servir de données d'entrée, à partir de ses résultats, à des modèles simplifiés comme le modèle thermique à l'échelle global.

Le modèle thermique simplifié a pour objectif de simuler la construction d'une pièce dans sa globalité. A l'heure actuelle, ce modèle a besoin de données d'entrée issues d'un cas expérimental. Le but serait de ne plus se servir d'expériences mais de se servir des résultats d'un modèle multiphysique et d'en tirer les mêmes résultats que l'essai a permis de fournir. Le modèle thermique global permet d'estimer le champ de température de la pièce au cours de sa création, et donc de renseigner sur

l'évolution de la forme de la passe au cours du temps. Les résultats issus de ce modèle simplifié ont pour but de servir de données d'entrée pour des calculs thermo-métallurgiques et mécaniques pouvant ainsi prédire les distorsions et contraintes résiduelles de la pièce fabriquée en impression 3D, et ainsi de vérifier la conformité de la pièce vis-à-vis du cahier des charges.

Les deux modèles présentés, le multiphysique à l'échelle du bain et la thermique à l'échelle de la pièce, seront complémentaires dans la suite de ces travaux. Le cumul des deux modèles permet de pallier aux défauts de l'un et l'autre. Le principal défaut du modèle multiphysique est son temps de calcul qui rend impossible de simuler l'intégralité de la pièce, mais son avantage est de pouvoir prédire le champ de température de la pièce et sa géométrie à chaque instant, à partir des paramètres opératoires. Le défaut du modèle thermique global est de nécessiter d'avoir des informations concernant la source de chaleur, pour pouvoir estimer le champ de température de la pièce, mais son avantage est qu'il permet de simuler la pièce complète dans un temps acceptable. A l'aide de ces deux types de modèle dans l'avenir, il serait possible d'optimiser les paramètres opératoires afin d'améliorer la qualité des pièces construites en fabrication additive arc-fil.

Conclusion générale

Bilan

L'objectif de la thèse était de développer des modèles de connaissance prédictifs pour simuler le procédé de fabrication additive avec dépôt de fil. Ces modèles numériques prédictifs ont pour objectifs d'obtenir la forme du bain, le champ de température et de vitesse, et à long terme la construction de la pièce couche par couche, en ne se basant que sur les paramètres opératoires. Pour parvenir à de tels résultats, des modèles magnéto-thermohydrauliques de complexité croissante ont été proposés.

Le chapitre 1 avait pour but de passer en revue les principaux phénomènes mis en œuvre lors du procédé de fabrication arc-fil de pièces métalliques. La présentation de différents modes de transfert ainsi que l'influence de leurs paramètres ont permis de mettre en évidence la complexité des modèles simulant ce genre de procédés. En effet, chaque paramètre opératoire joue un rôle non négligeable sur les différents observables. Une description non exhaustive des modèles numériques autour des procédés à l'arc a été proposée, et plus particulièrement sur la modélisation magnéto-thermo-hydraulique. L'un des éléments manquants ou peu abordé dans la littérature est la modélisation tridimensionnelle simulant le procédé MIG/MAG et encore moins le procédé CMT. Ce procédé est plus complexe que les autres procédé WAAM du fait que l'électrode fusible effectue des allers-retours pour venir déposer la matière, alors que dans les procédés pulsé, globulaire, ou spray, l'électrode défile de façon régulière. De plus, les modèles présentés ne sont en général pas ou peu validés à l'aide d'expériences. Les confrontations des résultats numériques sont souvent limitées aux géométries des dépôts ou zones fondues à l'aide de macrographies. Les champs thermiques dans la pièce sont rarement discutés alors qu'ils sont pourtant l'origine essentielle de défauts métallurgiques et mécaniques. Grace à ce constat, les principaux axes de développements de la thèse ont pu être définis : à savoir développer un modèle d'arc pour proposer un modèle bidimensionnel puis tridimensionnel encore inexistant dans la littérature en conservant à chaque étape une validation expérimentale poussée.

Le chapitre 2 présente toutes les étapes nécessaires au développement d'un modèle d'arc avec l'application à un cas très documenté qu'est le tir statique TIG. En premier lieu, une description mathématique du modèle du procédé TIG est réalisée en prenant en compte la majorité des phénomènes physiques impliqués afin d'obtenir un modèle prédictif de ce procédé. La validation du développement à consister à reproduire des modèles de la littérature et à confronter les résultats numériques obtenus. Le premier cas a consisté à reproduire le modèle de Hsu [Hsu *et al.*, 1983]. Ce cas d'étude avait seulement pour but de valider le développement du modèle autour du plasma en comparant les isothermes dans le plasma avec celles mesurées par spectrométrie et issues d'autres

modèles numériques. Cette configuration a également permis de valider les vitesses d'écoulement dans le plasma vis-à-vis des résultats numériques de la littérature. Le second modèle reproduit de la littérature a été celui de Tanaka [Tanaka *et al.*, 2005]. Ce cas se focalise sur la partie bain de fusion. Les résultats en termes de vitesse d'écoulement, de flux de chaleur obtenu à la surface de l'anode, de contraintes de cisaillement et de densité de courant à la surface ont donné un bon accord avec les résultats de la littérature. Malheureusement, seuls Tanaka et Brochard [Brochard, 2009] ont fourni les formes de bain de fusion calculées par leur modèle. Or, il s'est avéré que des différences significatives notamment avec les résultats de Brochard et notre modèle ont été mises en évidence. Ces écarts étant difficilement explicables, compte tenu d'un manque de certaines précisions dans les modèles de la littérature, une étude expérimentale a été menée. Cette étude avait pour objectif de lever les interrogations subsistantes concernant les formes de bain de fusion et aussi de vérifier le côté prédictif du modèle en faisant varier les paramètres opératoires tels que l'intensité du courant, la hauteur d'arc et le temps de soudage. Un bon accord pour ces différents paramètres opératoires a été obtenu concernant les formes et tailles de bain de fusion expérimentales moyennant le calage du coefficient thermocapillaire lié à l'effet Marangoni. Ce paramètre très dépendant de la composition chimique du matériau est particulièrement difficile à mesurer. Il constitue donc bien souvent un paramètre d'ajustement des modèles thermohydrauliques des bains métalliques. Le développement d'un modèle d'arc sans apport de matière (procédé TIG) a été la première étape avant le développement d'un modèle avec apport de matière. Cette étape était particulièrement importante pour le laboratoire IRDL, puisqu'il ne disposait pas jusqu'alors d'un modèle numérique capable de traiter la physique du plasma. Seuls des termes sources équivalents permettaient de simuler la partie thermique des procédés d'arc. Par conséquent, ces modèles étaient peu prédictifs et nécessitaient des données expérimentales pour le calage des paramètres des sources de chaleur.

Le chapitre 3 ajoute une difficulté supplémentaire en s'attachant à décrire une électrode fusible. L'objectif est la modélisation du procédé de fabrication additive arc-fil (WAAM) en régime pulsé dans le cas d'une configuration 2D axisymétrique. A nouveau, le développement de ce modèle s'est basé sur la volonté d'avoir uniquement en données d'entrée les paramètres opératoires utilisés par l'opérateur pour construire une pièce et comme données de sortie, le champ de température, le champ de vitesse, la forme du bain de fusion, et bien évidemment la construction de la pièce couche par couche. Le modèle développé résout les équations liées aux problèmes électromagnétique, thermique et de la mécanique des fluides aussi bien dans le bain de fusion que dans le plasma et fil d'apport. Afin de simuler le détachement des gouttes et leur chute dans le bain liquide, la méthode level set a été choisie comme méthode de suivi d'interface. Cette méthode avait déjà été utilisée avec succès au sein du laboratoire dans le cadre des travaux de thèse de M. Courtois [Courtois, 2014] pour simuler un procédé de soudage laser. Cette méthode, particulièrement performante pour traiter des problèmes à surface libre avec des changements topologiques complexes, comme lors de la coalescence de gouttes, a nécessité une attention particulière. Ainsi, deux cas d'étude ont été définis pour mieux comprendre les transferts d'énergie et de quantité de mouvement au niveau des interfaces représentées par cette méthode. Ces cas d'étude ont permis d'analyser l'influence de la transition de propriétés à l'interface sur les phénomènes physiques présents au niveau de l'interaction des deux milieux qui sont ici le gaz de protection et l'acier. En mécanique des fluides, il a été montré que les effets du cisaillement du gaz étaient sous-estimés. En transfert de chaleur,

la variation de propriétés impacte aussi de manière significative le bon transfert de l'énergie. Fort de ce constat, deux artifices introduits en tant que termes sources dans les équations de Navier-Stokes et de la chaleur ont été proposés pour pallier à ces défauts, tout en utilisant un maillage raisonnable. L'introduction de ce type d'artifice est toujours dommageable. Cependant, ici, seuls des développements numériques lourds pour mieux traiter les discontinuités à l'interface pourraient apporter une solution à ce défaut. Malgré des dérives plutôt bien identifiées, la méthode level set s'est révélée plutôt satisfaisante au vu des comparaisons entre modèle et expérience. En effet, les résultats numériques ont été comparés avec succès avec les données expérimentales issues d'essais réalisés à l'Institut des Matériaux Jean Rouxel (IMN) à Nantes. Les expériences consistaient à construire des barreaux verticaux en acier inoxydable 304 pour deux passes à partir de deux jeux de paramètres opératoires. Chaque passe était constituée d'une soixantaine de gouttes issues du fil d'apport, phénomène bien décrit par le modèle. Celui-ci a également permis d'étudier plus en détail le rôle des forces de tension superficielle et des forces de Lorentz dans le détachement des gouttes. En particulier, lors des pics d'intensité, l'augmentation brutale des forces de Lorentz permet un détachement contrôlé des gouttes à la même fréquence que le signal électrique. Les deux jeux de paramètres opératoires ont permis de valider le caractère prédictif du modèle. La taille des gouttes, leur fréquence de détachement, la forme du dépôt, ainsi que les températures au niveau du substrat ont donné un bon accord entre expérience et modèle et ce, pour les deux jeux de paramètres. A noter, que les artifices introduits pour pallier les défauts de la méthode level set ont été identiques pour les différents paramètres opératoires choisis. Par ailleurs, ce modèle multiphysique a également permis une meilleure compréhension de l'interaction entre les gouttes et le bain liquide. Il a été ainsi mis en évidence l'influence de la chute des gouttes sur les champs de vitesse et de température au sein du bain liquide, ainsi que sur la forme du bain liquide. Ce type d'analyse n'est évidemment pas possible à partir de modèles basés sur des termes sources appliqués au sein du bain de fusion ne traitant pas de manière explicite toute la physique de l'arc et du détachement des gouttes.

Bien qu'offrant des temps de calcul relativement courts (inférieurs à 48h), le modèle 2D axi-symétrique reste assez éloigné des attentes pour des pièces industrielles. Le chapitre 4 avait donc pour but de présenter deux approches de modèles en trois dimensions permettant de se rapprocher de pièces réalistes. La première approche est un modèle 3D multiphysique résolvant un problème couplé magnéto-thermo-hydraulique et une méthode level set. L'objectif de ce modèle est identique au modèle multiphysique 2D axisymétrique présenté au cours du chapitre 3, c'est-à-dire, qu'il soit capable de prédire la forme du dépôt et les champs de température à chaque instant à partir des paramètres opératoires. L'originalité du modèle proposé porte sur le type de procédé à simuler. Le fait de simuler le procédé WAAM-CMT en résolvant l'ensemble des physiques nécessaires à une description complète du processus, constitue, au vu de la littérature, la grande originalité de ces travaux. Ce procédé suscitant un intérêt croissant de la part des industriels, la mise au point de tels modèles semble indispensable pour pouvoir optimiser les paramètres opératoires minimisant les défauts des pièces construites et limiter les démarches habituelles d'essais/erreurs, particulièrement onéreuses pour des pièces de grandes dimensions. Ce premier modèle, bien qu'encore perfectible, a permis de simuler les mouvements d'avance et de retrait du fil, le détachement de la goutte lors du retrait, la croissance du bain et les évolutions du champ de température et de vitesse pendant toute la création du dépôt. Ces premiers résultats numériques ont montré la faisabilité de la résolution

de toutes les équations dans les différents domaines (fil, arc, bain de fusion) et l'extrême richesse des variables de sortie. De nombreuses études autour du bain de fusion et de l'arc pourront ainsi être menées au moyen de cet outil. De plus, par le biais cette étude, il a été possible de mettre en évidence les temps de calcul très coûteux de ce type de modèles en trois dimensions. A l'heure actuelle, au vu des performances des stations de calcul, il est impensable de construire une pièce entière avec ce genre de modèle. L'intérêt d'un tel modèle, outre une meilleure compréhension des phénomènes physiques autour du bain, réside plutôt dans le couplage possible avec un modèle à l'échelle globale. En effet, ce type de modèle peut servir de données d'entrée, à partir de ses résultats, à l'échelle de la pièce, résolvant, par exemple, qu'un problème thermique. C'est donc l'approche qui a été retenue dans la seconde partie de ce chapitre afin de simuler la construction d'une petite pièce dans sa globalité. Si l'idée à moyen terme est de se servir des résultats du modèle multiphysique comme données d'entrée au modèle thermique global, ici, les données d'entrées ont été issues directement des données expérimentales. En effet, le développement du modèle multiphysique reste encore à être perfectionner. Le modèle thermique 3D, associé à une méthode level set pour traiter l'apport de matière, a permis de calculer les champs de température au cours de la construction de deux dépôts. Les résultats ont été comparés avec succès avec les données expérimentales, en termes de températures dans le substrat et de formes de dépôt. Ces modèles, le modèle multiphysique à l'échelle du bain et le modèle thermique à l'échelle de la pièce, seront complémentaires dans la suite de ces travaux. Ils permettent de pallier chacun aux défauts de l'autre. Le principal défaut du modèle multiphysique est son temps de calcul qui rend impossible de simuler l'intégralité de la pièce, mais son avantage est de pouvoir prédire le champ de température de la pièce et sa géométrie à chaque instant. Le défaut du modèle thermique global est de nécessiter d'avoir des informations concernant la source de chaleur et l'apport de matière, pour pouvoir estimer le champ de température de la pièce, mais son avantage est qu'il permet de simuler la pièce complète dans un temps réduit. A l'aide de ces deux types de modèles dans l'avenir, il serait possible d'optimiser les paramètres opératoires afin d'améliorer la qualité des pièces construites en fabrication additive arc-fil.

Perspectives

Ce travail constitue seulement une étape dans l'étude de la modélisation magnéto-thermohydraulique de la fabrication additive arc-fil. Un certain nombre d'améliorations et d'interrogations restent en suspens qu'il serait intéressant d'étudier dans un futur proche. De façon non exhaustive, notons les principales :

— Il est connu que pour de fortes intensités ou de faibles hauteurs d'arc, la pression d'arc peut avoir un rôle important sur les écoulements du bain de fusion notamment à cause de la déformation de la surface libre. Il sera utile pour perfectionner le modèle simulant le procédé TIG de modéliser une surface déformable du bain de fusion. Vu les faibles déformations et l'absence de gouttes, la méthode ALE semble tout à fait adaptée [Yau, 2018]. En complément, ce même modèle pourrait être adapté à une configuration 3D pour représenter un processus de soudage avec avance de la torche. Enfin, à plus long terme, grâce aux développements et à la maitrise développée sur la méthode level set, il serait tout à fait envisageable d'ajouter

le fil d'apport afin d'étudier le soudage ou la fabrication additive TIG avec dépôt de fil.

— Plus fondamentalement, il est encore possible de perfectionner ce modèle d'arc en se passant de l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local (ETL). En effet, l'hypothèse d'ETL est appropriée pour des températures très élevées dans le plasma avoisinant les 20 000 K. Or, dans le cas de nos modèles dédiés à la fabrication additive, les températures sont inférieures à ces niveaux. Il serait donc intéressant de comparer les températures estimées par un modèle faisant l'hypothèse d'ETL avec un modèle plus complet. Ce modèle devra représenter thermiquement plusieurs espèces chimiques que ce soit pour traiter les vapeurs métalliques ou les différences de températures entre les particules lourdes et légères. De plus, il serait également intéressant de confronter ces résultats avec des données expérimentales obtenues, par exemple, par spectroscopie optique [Valensi, 2007].

— Bien que déjà plus complète que la moyenne des travaux équivalents, la validation des modèles pourrait être complétée par la mesure des niveaux de températures à la surface du bain de fusion, et de la goutte comme réalisé par Monier [Monier, 2016]. De plus, les vitesses de bain pourraient également être comparées au moyen de traceurs solides visualisés par caméra rapide [Courtois *et al.*, 2016].

— Le modèle 2D axisymétrique avec fusion de l'électrode a l'avantage d'être très riche physiquement mais de présenter aussi des temps de calculs relativement courts. A court terme, il serait utile de vérifier son comportement vis-à-vis d'une variation importante de courant. Le modèle, en théorie, décrit bien la transition entre les régimes types spray et globulaire mais cette supposition demande à être prouvée. Après cette étape préliminaire, le modèle pourrait être utilisé pour étudier l'ensemble des conséquences des choix en termes de synergies de soudage. En effet, le développement des postes de soudure modernes permet la génération de signaux électriques complexes, de jouer sur l'inversion des polarités et de nombreux autres paramètres. Il est évident que ce type de modèle peut aider à la définition de nouvelles procédures de soudage.

— Par manque de temps, le développement, et surtout la validation du modèle 3D simulant le procédé CMT sont encore partiels. Il est impératif de poursuivre ces travaux afin d'obtenir des résultats concordants avec les résultats expérimentaux. De plus, pour valider son caractère prédictif, il est nécessaire de réaliser d'autres essais avec des paramètres opératoires différents et vérifier que le modèle prédit toujours les bons bains de fusion sans recaler de paramètres.

— A plus long terme, et contenu de sa richesse, ce modèle 3D multiphysique pourrait très bien être appliqué à des procédés connexes. En effet, le modèle 3D présenté simule le procédé CMT, mais il est envisageable de l'adapter au procédé MIG-pulsé, comme pour le modèle 2D axisymétrique du chapitre 3, ou bien encore en régime globulaire ou spray. De plus, ce genre de développement convient à la fabrication additive mais également au soudage. Ce modèle 3D pourrait donc être utilisé pour assembler des pièces en simulant le procédé MIG-MAG. Le fort potentiel du modèle peut *a priori* se décliner sous tous les types de procédés de fabrication additive arc-fil et de soudage à l'arc avec apport de matière.

— Bien que peu discuté dans ces travaux, un verrou important reste à lever pour assurer la prédictivité des modèles multiphysiques. Il s'agit des propriétés thermophysiques des métaux fondus, qui très mal documentées. Dans ces travaux, soit la dernière valeur connue a été

conservée pour des températures plus élevées, soit les propriétés sont basées sur des lois thermodynamiques. Dans tous les cas, l'effet Marangoni est totalement inconnu alors qu'il a potentiellement un rôle majeur dans les écoulements du bain. Bien que des travaux soient en cours au sein du laboratoire IRDL pour mesurer ces propriétés en phase liquide par lévitation aérodynamique, notons que tant que la mesure n'est pas totalement opérationnelle, ce type de modèle demandera toujours certains calages.

— Enfin, bien que ces travaux soient très amonts aux préoccupations industrielles, et qu'il nous semble être une étape nécessaire à la maitrise des procédés, la finalité reste bien la prédiction des contraintes et déformations résiduelles induites lors de ces procédés. Des travaux futurs devront s'attacher à l'utilisation des résultats du modèle 3D multiphysique pour la simulation thermo-mécanique d'une pièce conçue par impression 3D. Il serait envisageable de projeter le terme source thermique issu du modèle multiphysique dans un modèle réduit thermo-mécanique permettant d'obtenir les contraintes et déformations résiduelles de la pièce ainsi fabriquée. L'approche locale-globale bien connue dans d'autres domaines doit être développée ici. En effet, la différence de dimensions entre le bain de fusion (de l'ordre du centimètre) et celle de la pièce (plusieurs mètres) nécessitera forcément le développement de passerelles entre les deux types de modèles.

Pour terminer, rappelons que l'objectif initial était de proposer des modèles magnéto-thermohydrauliques, dédiés à la fabrication additive arc-fil, capables de mieux comprendre l'interaction entre les paramètres opératoires et la forme du bain fondu, le champ de température, ainsi que la construction de la pièce. L'objectif est essentiellement rempli car les modèles présentés ont prouvé leurs capacités importantes et une grande richesse physique qu'il ne reste plus qu'à utiliser à bon escient. Bien sûr, des variations de paramètres opératoires et des études purement physiques autour de l'interaction arc-bain auraient été extrêmement intéressantes mais le temps a manqué. Cependant, une brique scientifique importante a été posée pour poursuivre ces travaux. Bien qu'un travail reste à accomplir pour perfectionner les modèles et en particulier le modèle multiphysique 3D, dans son état actuel, les modèles présentés possèdent suffisamment d'éléments pour être des outils puissants, capable d'apporter de nombreuses réponses aux interrogations industrielles et scientifiques.

A Formulations électromagnétiques

Formulation en potentiel électrique (problème 2D axisymétrique)

Dans le cas particulier d'un problème axisymétrique stationnaire, des simplifications sont possibles grâce à l'invariance par rotation autour de l'axe de symétrie. Ainsi, le vecteur densité de courant peut s'exprimer de la façon suivante :

$$\vec{j} = \begin{pmatrix} j_r(r,z) \\ 0 \\ j_z(r,z) \end{pmatrix}$$

et le champ magnétique, quant à lui, est seulement porté selon la composante azimutale. Le champ magnétique s'exprime donc de la façon suivante :

$$\vec{B} = \begin{pmatrix} 0 \\ B_\theta(r,z) \\ 0 \end{pmatrix}$$

Au vu des simplifications possibles, l'équation (2.2) devient :

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\sigma_e\frac{\partial V}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z}(\sigma_e\frac{\partial V}{\partial z}) = 0 \tag{A.1}$$

Cette équation (A.1), une fois résolue, permet de déterminer le potentiel électrique V. Les composantes du vecteur densité $\vec{j}$ sont donc :

$$\vec{j} = \begin{pmatrix} j_r(r,z) = -\sigma_e\frac{\partial V}{\partial r} \\ 0 \\ j_z(r,z) = -\sigma_e\frac{\partial V}{\partial z} \end{pmatrix}$$

La composante azimutale du champ magnétique B_θ est déterminée à partir de la loi de Maxwell-Ampère (équation (2.1c)) :

$$B_\theta = \frac{\mu_0}{r}\int_0^r j_z r dr \tag{A.2}$$

A la suite de cela, il est possible d'obtenir les composantes de la force de Lorentz :

$$\vec{F}_{Lorentz} = \begin{pmatrix} F_{Lorentz_r} = -j_z B_\theta \\ 0 \\ F_{Lorentz_z} = j_r B_\theta \end{pmatrix}$$

Dans cette approche, l'une des difficultés réside dans le calul de l'intégrale (équation A.2) permettant d'obtenir la composante azimutale du champ magnétique B_θ, qui n'est pas toujours facile à implémenter dans les codes de calcul commerciaux. De plus, une attention particulière doit être portée pour la condition en $r = 0$ en raison de la singularité sur l'axe. Cette formulation a été utilisé dans la thèse de Lago [Lago, 2004] mais également dans les travaux de Ramirez [Ramirez *et al.*, 2004].

Formulation en induction magnétique (problème 2D axisymétrique)

Comme précédemment, le cas particulier d'un problème axisymétrique stationnaire permet de réaliser des simplifications. Sauf qu'au lieu de partir du vecteur densité de courant $\vec{j}$, avec la formulation en induction magnétique, le point de départ est l'équation de conservation du flux magnétique (équation (2.1c)) et des équations (2.3c) et (2.5a) :

$$\vec{rot}(\vec{rot}(\vec{B})) = \vec{grad}(div(\vec{B})) - \Delta\vec{B} = \mu_m \sigma \vec{rot}(\vec{E}) \tag{A.3}$$

Or d'après les équations (2.1d) et (2.1a) en stationnaire, l'équation précédente (A.3) se simplifie :

$$\Delta\vec{B} = \vec{0} \tag{A.4}$$

Dans le cas d'un problème 2D axisymétrique, la composante azimutale du champ magnétique est alors donnée par l'équation :

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial(rB_\theta)}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial B_\theta}{\partial z}\right) = 0 \tag{A.5}$$

Les composantes du vecteur densité sont alors déterminées à partir de la loi de Maxwell-Ampère (équation (2.1c) :

$$\vec{j} = \begin{pmatrix} j_r(r,z) = -\frac{1}{\mu_0}\frac{\partial B_\theta}{\partial z} \\ 0 \\ j_z(r,z) = \frac{1}{r\mu_0}\frac{\partial rB_\theta}{\partial r} \end{pmatrix}$$

Il est alors possible de calculer les composantes de la force de Lorentz :

$$\vec{F}_{Lorentz} = \begin{pmatrix} F_{Lorentz_r} = -j_z B_\theta \\ 0 \\ F_{Lorentz_z} = j_r B_\theta \end{pmatrix}$$

La formulation en induction magnétique a été utilisée dans la thèse de Dal [Dal, 2011], de Traidia[Traidia, 2011], et également dans celle de Lago [Lago, 2004]. Cependant, Ramirez [Ramirez *et al.*, 2004] a comparé les deux formulations, en potentiel électrique et en induction magnétique, avec des données expérimentales. La formulation en potentiel électrique présente un meilleur accord avec les résultats expérimentaux que la formulation en induction magnétique, en ce qui concerne les températures, les densités de courant électrique et les flux de chaleur (figure A.1).

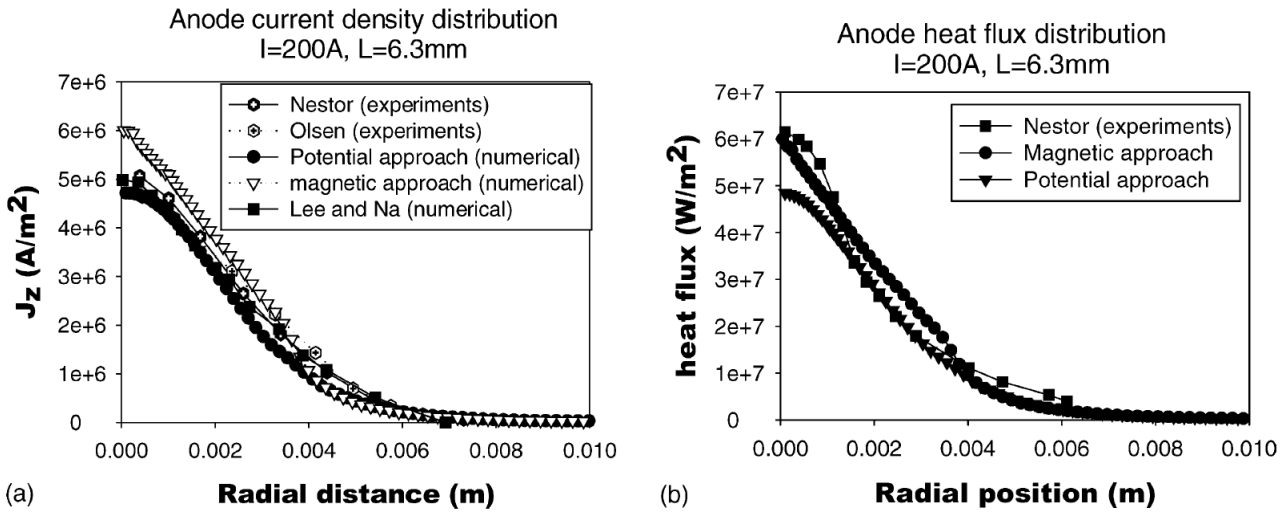
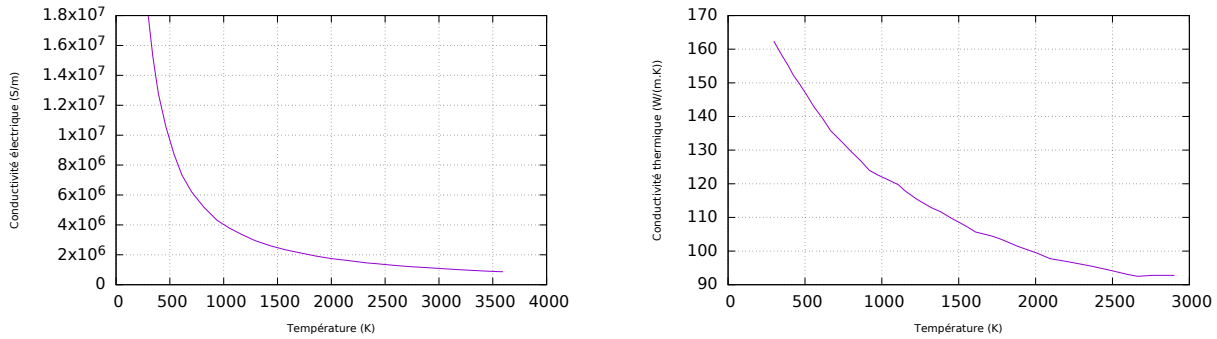


FIGURE *A.1:* ***Distribution de la densité de courant (a) et du flux de chaleur (b) à la surface de l'anode. Comparaison entre formulation en potentiel électrique, induction magnétique et expérience [Ramirez*** et al.***, 2004]***

B Propriétés thermophysiques

Dans cette annexe, les propriétés thermophysiques dépendantes de la température des matériaux utilisés sont présentées.

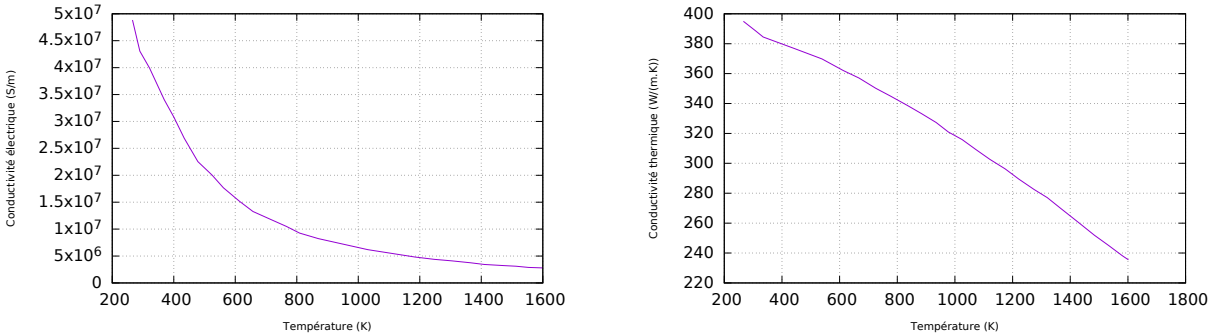
Propriétés thermophysiques du tungstène



(a) Conductivité électrique [Kim, 1975] **(b)** Conductivité thermique [Wu *et al.*, 2004]

FIGURE *B.1:* ***Conductivités électrique et thermique du tungstène pur en fonction de la température***

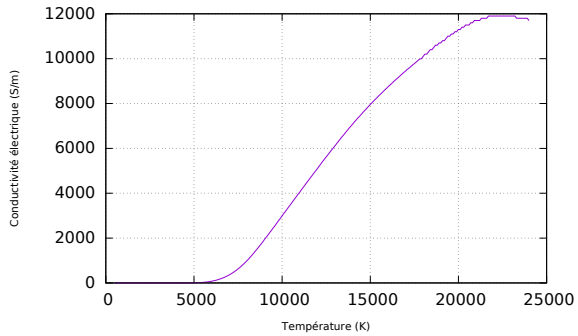
Propriétés thermophysiques du cuivre



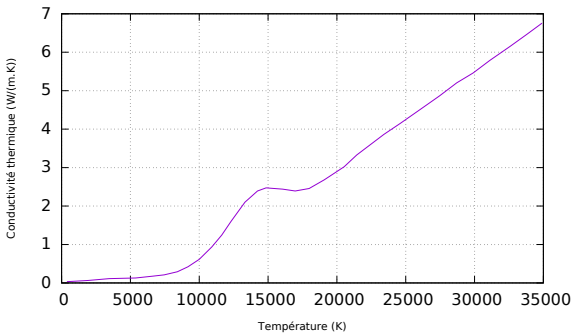
(a) Conductivité électrique [Handbook, 1990] **(b)** Conductivité thermique [Handbook, 1990]

FIGURE *B.2:* ***Conductivités électrique et thermique du cuivre pur en fonction de la température***

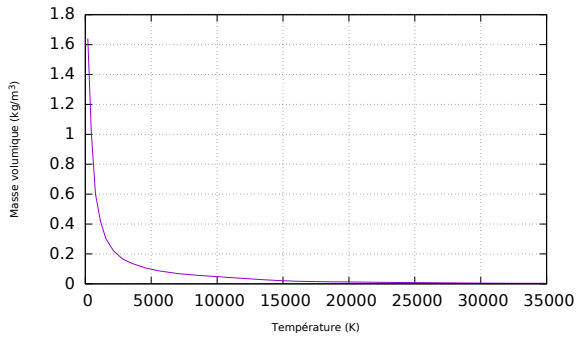
Propriétés thermophysiques de l'argon



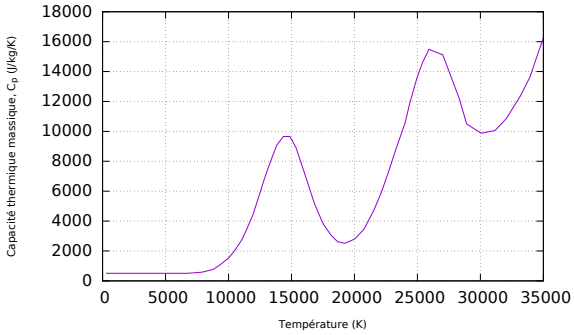
(a) Conductivité électrique [Boulos *et al.*, 1994]



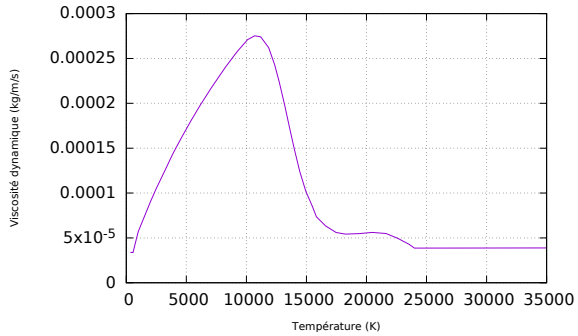
(b) Conductivité thermique [Boulos *et al.*, 1994]



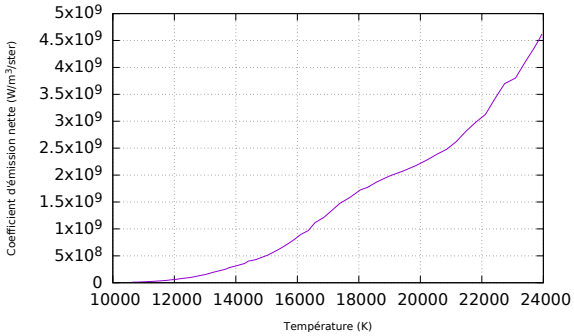
(c) Masse volumique [Boulos *et al.*, 1994]



(d) Capacité thermique massique, C_p [Boulos *et al.*, 1994]



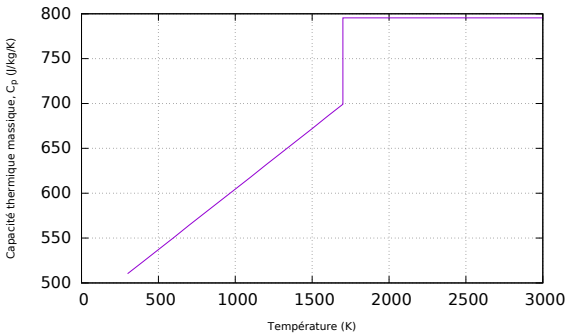
(e) Viscosité dynamique [Boulos *et al.*, 1994]



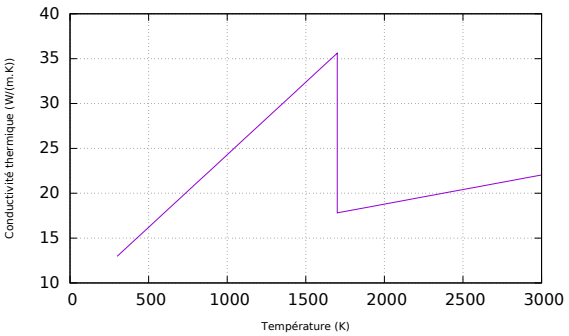
(f) Coefficient d'émission nette [Erraki, 1999]

FIGURE *B.3:* ***Propriétés thermophysiques de l'argon en fonction de la température***

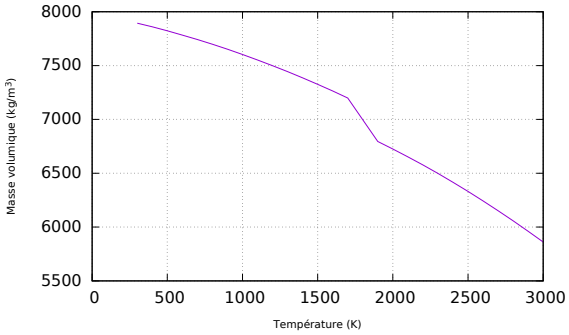
Propriétés thermophysiques de l'acier inoxydable 304



(a) Capacité thermique massique [Kim, 1975]



(b) Conductivité thermique [Kim, 1975]



(c) Masse volumique [Kim, 1975]

FIGURE *B.4:* ***Propriétés physiques dépendantes de la température de l'acier inoxydable 304***

Bibliographie

[Bai *et al.*, 2018] Bai, X., Colegrove, P., Ding, J., Zhou, X., Diao, C., Bridgeman, P., roman Hönnige, J., Zhang, H. et Williams, S. (2018). Numerical analysis of heat transfer and fluid flow in multilayer deposition of PAW-based wire and arc additive manufacturing. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 124:504–516.

[Benilov et Marotta, 1995] Benilov, M. S. et Marotta, A. (1995). A model of the cathode region of atmospheric pressure arcs. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 28(9):1869.

[Benoit, 2012] Benoit, A. (2012). *Développement du soudage MIG CMT pour la réparation de pièces aéronautiques. Application aux pièces en alliage base aluminium 6061.* Thèse de doctorat, Université de Paris-Sud, Paris.

[Borel, 2013] Borel, D. (2013). *Étude numérique et expérimentale des transferts thermiques dans un plasma d'arc : Application au soudage à l'arc TIG.* Thèse de doctorat, Université de Rouen.

[Boulos *et al.*, 1994] Boulos, M. I., Fauchais, P. et Pfender, E. (1994). *Thermal Plasmas.* Springer US, Boston, MA.

[Bourlet *et al.*, 2017] Bourlet, C., Scandella, F. et Jubin, L. (2017). Etat de l'art de fabrication additive métallique avec du fil. *Etudes et Recherche*, (1710_0133_P_053_066_ETUDES_ET_RECHERCHE.indd):11.

[Brochard, 2009] Brochard, M. (2009). *Modèle physique et prédictif du procédé de soudage à l'arc TIG.* Thèse de doctorat, Université de Provence.

[Carman, 1997] Carman, P. C. (1997). Fluid flow through granular beds. *Chemical Engineering Research and Design*, 75:S32–S48.

[Chapuis, 2011] Chapuis, J. (2011). *Une approche pour l'optimisation des opérations de soudage à l'arc.* Thèse de doctorat, Université de Montpellier, Montpellier.

[Chapuis *et al.*, 2016] Chapuis, J., Romero, E., Soulié, F., Bordreuil, C. et Fras, G. (2016). Transient behaviour of deposition of liquid metal droplets on a solid substrate. *Heat and Mass Transfer*, 52(10):2283–2292.

[Courtois, 2014] Courtois, M. (2014). *Modélisation thermohydraulique tri-dimensionnelle du soudage laser de flans raboutés et validation expérimentale.* Thèse de doctorat, Université Bretagne Sud, Lorient.

[Courtois *et al.*, 2018] Courtois, M., Carin, M., Le Masson, P. et Gaied, S. (2018). Complete 3d heat and fluid flow modeling of keyhole laser welding and methods to reduce calculation times. *Mathematical Modelling of Weld Phenomena 12.*

[Courtois *et al.*, 2016] Courtois, M., Carin, M., Le Masson, P., Gaied, S. et Balabane, M. (2016). Guidelines in the experimental validation of a 3d heat and fluid flow model of keyhole laser welding. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 49(15):155503.

[Dal, 2011] Dal, M. (2011). *Modélisation magnéto-thermo-hydraulique d'une pièce soumise à un procédé de soudage TIG et estimation d'évolution d'un front de fusion.* Thèse de doctorat, Université de Bretagne Sud, Lorient.

[Desmaison, 2013] Desmaison, O. (2013). *Modélisation numérique d'un procédé de soudage hybride arc / laser en approche level set : application au soudage multi-passes de tôles d'acier de forte épaisseur.* Thèse de doctorat, Mines ParisTech.

[Ding *et al.*, 2015] Ding, D., Pan, Z., Cuiuri, D. et Li, H. (2015). Wire-feed additive manufacturing of metal components : technologies, developments and future interests. *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, 81(1-4):465–481.

[Donea *et al.*, 1982] Donea, J., Giuliani, S. et Halleux, J. P. (1982). An arbitrary lagrangian-eulerian finite element method for transient dynamic fluid-structure interactions. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 33(1):689–723.

[Erraki, 1999] Erraki, A. (1999). *Etude du transfert radiatif dans les plasmas thermiques : application au sf6 et au melange argon-fer.* Thèse de doctorat, Université Toulouse 3, Toulouse.

[Evans et Huang, 1998] Evans, D. M. et Huang, D. (1998). Arc Efficiency of Plasma Arc Welding. *Welding Research Supplement*, page 6.

[Fan et Kovacevic, 2004] Fan, H. G. et Kovacevic, R. (2004). A unified model of transport phenomena in gas metal arc welding including electrode, arc plasma and molten pool. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 37(18):2531–2544.

[Gonzalez et Gleizes, 1993] Gonzalez, J. J. et Gleizes, A. (1993). Mathematical modeling of a free-burning arc in the presence of metal vapor. *Journal of Applied Physics*, 74(5):3065–3070.

[Griem, 1963] Griem, H. R. (1963). Validity of Local Thermal Equilibrium in Plasma Spectroscopy. *Physical Review*, 131(3):1170–1176.

[Griem, 1964] Griem, H. R. (1964). *Plasma Spectroscopy.* McGraw-Hill.

[Haidar, 1995] Haidar, J. (1995). Local thermodynamic equilibrium in the cathode region of a free burning arc in argon. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 28(12):2494.

[Handbook, 1990] Handbook, M. (1990). *ASM Handbook Volume 2 : Properties and Selection : Nonferrous Alloys and Special-Purpose Materials - ASM International*, volume 2.

[Hejripour *et al.*, 2018] Hejripour, F., Valentine, D. T. et Aidun, D. K. (2018). Study of mass transport in cold wire deposition for Wire Arc Additive Manufacturing. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 125:471–484.

[Hirt et Nichols, 1981] Hirt, C. W. et Nichols, B. D. (1981). Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. *Journal of Computational Physics*, 39(1):201–225.

[Ho et Chu, 1977] Ho, C. Y. et Chu, T. K. (1977). Electrical Resistivity and Thermal Conductivity of Nine Selected AISI stainless Steels. Rapport technique CINDAS-45, Thermophysical and Electronic Properties Information Analysis Center, CINDAS/Purdue Univ. 2595 Yeager Road, W. Lafayette, IN 47906.

[Hsu *et al.*, 1983] Hsu, K. C., Etemadi, K. et Pfender, E. (1983). Study of the free-burning high-intensity argon arc. *Journal of Applied Physics*, 54(3):1293–1301.

[Hu et Tsai, 2007a] Hu, J. et Tsai, H. (2007a). Heat and mass transfer in gas metal arc welding. Part I : The arc. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50(5-6):833–846.

[Hu et Tsai, 2007b] Hu, J. et Tsai, H. (2007b). Heat and mass transfer in gas metal arc welding. Part II : The metal. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50(5-6):808–820.

[Jones *et al.*, 1998a] Jones, L. A., Eagar, T. W. et Lang, J. H. (1998a). A dynamic model of drops detaching from a gas metal arc welding electrode. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 31(1):107–123.

[Jones *et al.*, 1998b] Jones, L. A., Eagar, T. W. et Lang, J. H. (1998b). Magnetic forces acting on molten drops in gas metal arc welding. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 31(1):93–106.

[Kim, 1975] Kim, C. S. (1975). Thermophysical Properties of Stainless Steels. *Argonne National Lab., Ill. (USA)*, (ANL–75-55).

[Koudadje, 2013] Koudadje, K. (2013). *Etude expérimentale et modélisation numérique du bain de fusion en soudage TIG d'aciers*. Thèse de doctorat, Université Aix-Marseille.

[Lago, 2004] Lago, F. (2004). *Modélisation de l'interaction entre un arc électrique et une surface : application au foudroiement d'un aéronef*. Thèse de doctorat, Université Toulouse 3, Toulouse.

[Lago *et al.*, 2004] Lago, F., Gonzalez, J. J., Freton, P. et Gleizes, A. (2004). A numerical modelling of an electric arc and its interaction with the anode : Part I. The two-dimensional model. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 37(6):883–897.

[Lancaster, 1987] Lancaster, J. (1987). The physics of fusion welding. Part 1 : The electric arc in welding. *Electric Power Applications, IEE Proceedings B*, 134:233–254.

[Le Guen, 2010] Le Guen, E. (2010). *Etude du procédé de soudage hybride laser/MAG : Caractérisation de la géométrie et de l'hydrodynamique du bain de fusion et développement d'un modèle 3D thermique*. Thèse de doctorat, Université de Bretagne Sud, Lorient.

[Li et Benilov, 2007] Li, H.-P. et Benilov, M. S. (2007). Effect of a near-cathode sheath on heat transfer in high-pressure arc plasmas. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 40(7):2010–2017.

[Lin *et al.*, 2001] Lin, Q., Li, X. et Simpson, S. W. (2001). Metal transfer measurements in gas metal arc welding. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 34(3):347–353.

[Lowke *et al.*, 1992] Lowke, J. J., Kovitya, P. et Schmidt, H. P. (1992). Theory of free-burning arc columns including the influence of the cathode. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 25(11):1600.

[Lowke et Quartel, 1997] Lowke, J. J. et Quartel, J. C. (1997). Use of Transport Coefficients to Calculate Properties of Electrode Sheaths of Electric Arcs. *ResearchGate*, Aust. J. Phys(50, 539-52).

[Lowke et Tanaka, 2006] Lowke, J. J. et Tanaka, M. (2006). 'LTE-diffusion approximation' for arc calculations. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 39(16):3634–3643.

[Monier, 2016] Monier, R. (2016). *Étude expérimentale du comportement dynamique des phases liquides en soudage par court-circuit contrôlé*. Thèse de doctorat, Université de Montpellier, Montpellier.

[Morville, 2012] Morville, S. (2012). *Modélisation multiphysique du procédé de Fabrication Rapide par Projection Laser en vue d'améliorer l'état de surface final.* Thèse de doctorat, Université de Bretagne Sud.

[Mougenot, 2013] Mougenot, J. (2013). *Modélisation de l'interaction entre un arc électrique et matériau : application au soudage TIG.* Thèse de doctorat, Université Toulouse 3, Toulouse.

[Murphy, 2013] Murphy, A. B. (2013). Influence of droplets in gas–metal arc welding : new modelling approach, and application to welding of aluminium. *Science and Technology of Welding and Joining*, 18(1):32–37.

[Murphy *et al.*, 2010] Murphy, A. B., Tanaka, M., Yamamoto, K., Tashiro, S., Lowke, J. J. et Ostrikov, K. (2010). Modelling of arc welding : The importance of including the arc plasma in the computational domain. *Vacuum*, 85(5):579–584.

[Murphy *et al.*, 2009] Murphy, A. B., Tanaka, M., Yamamoto, K., Tashiro, S., Sato, T. et Lowke, J. J. (2009). Modelling of thermal plasmas for arc welding : the role of the shielding gas properties and of metal vapour. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 42(19):194006.

[Niles et Jackson, 1975] Niles, R. W. et Jackson, C. E. (1975). Weld Thermal Efficiency of the GTAW Process. *Welding Research Supplement*, page 8.

[Ogino et Hirata, 2015] Ogino, Y. et Hirata, Y. (2015). Numerical simulation of metal transfer in argon gas-shielded GMAW. *Welding in the World*, 59(4):465–473.

[Ogino *et al.*, 2017] Ogino, Y., Hirata, Y. et Asai, S. (2017). Numerical simulation of metal transfer in pulsed-MIG welding. *Welding in the World*, 61(6):1289–1296.

[Ogino *et al.*, 2016] Ogino, Y., Hirata, Y. et Murphy, A. B. (2016). Numerical simulation of GMAW process using Ar and an Ar–CO2 gas mixture. *Welding in the World*, 60(2):345–353.

[Osher et Sethian, 1988] Osher, S. et Sethian, J. A. (1988). Fronts propagating with curvature-dependent speed : Algorithms based on Hamilton-Jacobi formulations. *Journal of Computational Physics*, 79(1):12–49.

[Perry, 2000] Perry, N. (2000). *Etude et développement des flux solides en vue d'application en soudage ATIG appliqué au titane et ses alliages ainsi qu'aux aciers inoxydables.* Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Nantes (ECN).

[Ramirez *et al.*, 2004] Ramirez, M. A., Trapaga, G. et McKelliget, J. (2004). A comparison between different numerical formulations for welding arc representations. *Journal of Materials Processing Technology*, 155:1634–1640.

[Roger, 2018] Roger, F. (2018). Simulation de la fabrication additive. *Techniques de l'Ingénieur*, (BM7990 V1):22.

[SAF-FRO, 2015] SAF-FRO (2015). Catalogue soudage-coupage. *Votre partenaire soudage.*

[Stadler, 2016] Stadler, M. (2016). *Etude expérimentale du mouvement hydrodynamique d'un bain métallique et de sa production de vapeurs sur une configuration de soudage TIG.* Thèse de doctorat, Université Toulouse 3, Toulouse.

[Strutt John William, 1879] Strutt John William (1879). VI. On the capillary phenomena of jets. *Proceedings of the Royal Society of London*, 29(196-199):71–97.

[Tanaka, 2004] Tanaka, M. (2004). An introduction to physical phenomena in arc welding processes. *Welding International*, 18(11):845–851.

[Tanaka et Lowke, 2007] Tanaka, M. et Lowke, J. J. (2007). Predictions of weld pool profiles using plasma physics. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 40(1):R1–R23.

[Tanaka *et al.*, 2002] Tanaka, M., Terasaki, H., Ushio, M. et Lowke, J. J. (2002). A unified numerical modeling of stationary tungsten-inert-gas welding process. *Metallurgical and Materials Transactions A*, 33(7):2043–2052.

[Tanaka *et al.*, 2003] Tanaka, M., Terasaki, H., Ushio, M. et Lowke, J. J. (2003). Numerical study of a free-burning argon arc with anode melting. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 23(3):585–606.

[Tanaka et Ushio, 1999] Tanaka, M. et Ushio, M. (1999). Plasma state in free-burning argon arc and its effect on anode heat transfer. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 32(10):1153.

[Tanaka *et al.*, 2005] Tanaka, M., Ushio, M. et Lowke, J. J. (2005). Numerical analysis for weld formation using a free-burning helium arc at atmospheric pressure. *JSME International Journal Series B Fluids and Thermal Engineering*, 48(3):397–404.

[Tanguy et Berlemont, 2005] Tanguy, S. et Berlemont, A. (2005). Application of a level set method for simulation of droplet collisions. *International Journal of Multiphase Flow*, 31(9):1015–1035.

[Tchoumi, 2016] Tchoumi, T. (2016). *Prédiction par simulation numérique des distorsions et contrantes résiduelles lors d'une opération de soudure*. Thèse de doctorat, Université de Technologie Belfort-Montbéliard.

[Thompson *et al.*, 2015] Thompson, S. M., Bian, L., Shamsaei, N. et Yadollahi, A. (2015). An overview of Direct Laser Deposition for additive manufacturing ; Part I : Transport phenomena, modeling and diagnostics. *Additive Manufacturing*, 8:36–62.

[Traidia, 2011] Traidia, A. (2011). *Multiphysics modelling and numerical simulation of GTA weld pools*. Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique.

[Valensi, 2007] Valensi, F. (2007). *Contribution à l'étude des phénomènes liés aux effets anodiques et cathodiques en soudage MIG-MAG*. Thèse de doctorat, Université d'Orléans.

[Vasquié, 2000] Vasquié, S. (2000). *L'Arc électrique*. Eyrolles, Paris.

[Wang *et al.*, 2003] Wang, G., Huang, P. G. et Zhang, Y. M. (2003). Numerical analysis of metal transfer in gas metal arc welding. *Metallurgical and Materials Transactions B*, 34(3):345–353.

[Waszink, 1982] Waszink, H. (1982). Heat Generation and Heat Flow in the Filler Metal in GMA Welding. *Welding journal*, page 12.

[Wu *et al.*, 2004] Wu, C. S., Zhao, P. C. et Zhang, Y. M. (2004). Numerical simulation of transient 3-D surface deformation of a completely penetrated GTA weld. *Welding journal*, 83(12):330s–335s.

[Yau, 2018] Yau, X. (2018). *Modélisation numérique instationnaire pour la simulation du soudage TIG avec couplage plasma / bain de fusion*. Thèse de doctorat, Aix Marseille université, Marseille.

[Yue *et al.*, 2004] Yue, P., Feng, J. J., Liu, C. et Shen, J. (2004). A diffuse-interface method for simulating two-phase flows of complex fluids. *Journal of Fluid Mechanics*, 515:293–317.

[Zhao et Chung, 2017] Zhao, Y. et Chung, H. (2017). Numerical simulation of droplet transfer behavior in variable polarity gas metal arc welding. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 111:1129–1141.

[Zhao et Chung, 2018a] Zhao, Y. et Chung, H. (2018a). Influence of power source dynamics on metal and heat transfer behaviors in pulsed gas metal arc welding. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 121:887–899.

[Zhao et Chung, 2018b] Zhao, Y. et Chung, H. (2018b). Numerical simulation of the transition of metal transfer from globular to spray mode in gas metal arc welding using phase field method. *Journal of Materials Processing Technology*, 251:251–261.

[Zhao *et al.*, 2019] Zhao, Y., Lee, P.-S. et Chung, H. (2019). Effect of pulsing parameters on drop transfer dynamics and heat transfer behavior in pulsed gas metal arc welding. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 129:1110–1122.

[Zhou et Heberlein, 1998] Zhou, X. et Heberlein, J. (1998). An experimental investigation of factors affecting arc-cathode erosion. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 31(19):2577–2590.

UNIVERSITE BRETAGNE SCIENCES LOIRE POUR L'INGENIEUR

Université Bretagne Sud

Titre : Modélisation magnéto-thermohydraulique de procédés de fabrication additive arc-fil (WAAM)

Mots clés : simulation multiphysique, modèle de plasma d'arc, CMT, MIG pulsé, acier inoxydable, détachement de goutte, level set

Résumé : Un des freins au développement des procédés de fabrication additive réside dans la qualité des pièces ainsi fabriquées. Certains défauts, tels que des porosités ou des déformations peuvent apparaître. Ces défauts sont étroitement liés au choix des paramètres opératoires et à l'histoire thermique subie lors de la fabrication. La modélisation numérique peut donc aider à comprendre comment ces paramètres opératoires influent sur la géométrie du dépôt, et sur les cinétiques thermiques qui conditionneront la microstructure et les déformations de la pièce finale.
Dans cette thèse, plusieurs modèles numériques de complexité croissante ont été développés afin de mieux appréhender l'état final de la pièce. La première étape a consisté à développer un modèle d'arc représentant un tir statique TIG en 2D axisymétrique. Les équations électromagnétiques, thermiques, et hydrodynamiques sont résolues dans le plasma et le bain de fusion. Ce cas de référence a permis de valider les choix faits pour la description mathématique et numérique. Ensuite, le modèle est complexifié en ajoutant une méthode level set pour le suivi des interfaces mobiles permettant la description du procédé MIG pulsé dans une configuration axisymétrique. Après avoir été validé grâce à des expériences, le modèle est transposé en 3D pour décrire la fabrication d'un mur à l'échelle du bain de fusion avec le procédé CMT. Enfin, le modèle est simplifié en ne résolvant que le transfert de chaleur afin de décrire les transferts thermiques à l'échelle d'une pièce complète.

Title : Magneto-thermohydraulic modelling of Wire Arc Additive Manufacturing processes (WAAM)

Keywords: multiphysics simulation, arc plasma, CMT, pulsed MIG, stainless steel, drop detachment, level set

Abstract: One of the obstacles to the development of additive manufacturing processes is the quality of the built parts. Some defects, such as porosity, deformations or cracks, may appear. These defects depend strongly on the choice of operating parameters. Numerical modelling can therefore help to understand how these operating parameters control the final geometry, and the thermal cycles experienced by the material, which impact the microstructure, the deformations and residual stresses of the final part.
In this thesis, several numerical models have been developed in order to better understand the final characteristics of the part. The first one concerns a 2D axial-symmetric model of arc to deal with a static TIG process. The Maxwell equations coupled with the mass, momentum, energy equations are solved in the plasma and the melt pool. Using this reference case, the arc model has been validated. This model has been made more complex by adding a level set method tracking the gas-liquid interface present in pulsed MIG process in 2D axial-symmetric geometry. This model has been validated through experimental data and then extended to a 3D geometry to simulate the build-up of a wall using a CMT process. This multiphysics model was limited to the scale of the melt pool. A second 3D model was then proposed at the scale of the wall using a purely thermal model to simulate the multi-layer process with geometry prediction.