

UNIVERSITÉ SAAD DEHLEB DE BLIDA

**LABORATOIRE ETUDES ET RECHERCHE EN TECHNOLOGIES
INDUSTRIELLES**

THÈSE DE DOCTORAT

ETUDE DU COMPORTEMENT HYDRODYNAMIQUE DU BAIN FONDU

LORS DU SOUDAGE A L'ARC ELECTRIQUE

Pour obtenir

Le GRADE DE DOCTEUR

Spécialité : Energétique

Par

Abdel Halim ZITOUNI

devant le jury composé de:

BOUMEDDANE Boussad	Professeur	Université de BLIDA1	Président
ABDALLAH EIHADJ Abdallah	Professeur	Université de MEDEA	Examineur
TALA IGHIL Nacer	D. Recherche	CRTI (Chéraga)	Examineur
BENKHEDA Younes	Professeur	Université de BLIDA1	Directeur de thèse
SPITERI Pierre	Professeur	IRIT, INP-ENSEEIH, Toulouse, France	Codirecteur de thèse

Blida, novembre 2020

RÉSUMÉ

Ce travail de thèse a pour objectif d'étudier le comportement thermohydraulique du bain fondu lors du soudage à l'arc électrique. Cette étude a été menée dans le but de concevoir un modèle mathématique et de développer un programme FORTRAN qui permet de résoudre les équations gouvernant le bain de fusion pendant le soudage. Les résultats issus de ce programme peuvent contribuer à la prédiction de la distribution de température pendant le soudage, l'élargissement de la ZAT, le champ de vitesse ainsi que la forme et la taille du bain de fusion. En modélisation mathématique du soudage, l'apport d'énergie modélisé par une source de chaleur surfacique donne de bons résultats lorsque l'épaisseur des pièces à souder est faible. Dans la simulation numérique du comportement thermique du bain de fusion par les méthodes des différences finies et éléments finis, les cycles thermiques calculés par la méthode des éléments finis sont plus proches de ceux mesurés pendant la période de refroidissement. Le modèle du comportement thermohydraulique du bain de fusion basé sur la formulation courant-tourbillon des équations de Navier – Stokes nous a permis de les simplifier par l'élimination de l'équation de la conservation de masse et de champ de pression. Les résultats du calcul montrent que la force de tension superficielle domine les forces motrices dans le bain de fusion et favorise un bain de fusion mouillant.

Les résultats du calcul concernent le champ de température, les cycles thermiques, le champ de vitesse et la taille du bain de fusion sont en bon accord avec ceux rapportés dans la littérature.

ABSTRACT

This thesis work aims to study the thermohydraulic behavior of the weld pool during electrical arc welding. This study was conducted with the aim of designing a mathematical model and developing a FORTRAN program that permits to solve the equations governing the weld pool during welding. The results of this program can contribute to the prediction of temperature distribution during welding, the widening of the ZAT, the speed field the shape and the size of the weld pool. In mathematical modeling of welding, the energy input modeled by a source of surface heat gives good results for thin thicknesses of the welded sheets. Numerical simulation (using finite differences and finite elements) of the thermal behavior of the weld pool showed that the thermal cycles calculated by the finite element method are closer to those measured during the cooling period. The thermohydraulic weld pool behavior model based on the stream-vorticity formulation of the Navier-Stokes equations allowed us to simplify them by eliminating the mass conservation and pressure field equation. The results of

the calculation show that the surface tension force dominates the driving forces in the weld pool and promotes a wetting weld pool.

The results of the calculation concern the temperature field, the thermal cycles, the speed field and the size of the weld pool and are in good agreement with those reported in the literature.

ملخص :

يهدف عمل هذه المذكرة إلى دراسة السلوك الحراري الهيدروليكي للحمام المذاب أثناء لحام القوس الكهربائي . أجريت هذه الدراسة بهدف تصميم نموذج رياضي وتطوير برنامج FORTRAN الذي يسمح لنا بحل المعادلات التي تحكم حمام الانصهار أثناء اللحام. يمكن أن تساهم نتائج هذا البرنامج في التنبؤ بتوزيع درجة الحرارة أثناء اللحام، وتحديد المناطق التي تأثرت بالحرارة ZAT، ومجال السرعة وشكل وحجم حمام الذوبان . في النمذجة الرياضية للحام، مدخلات الطاقة على غرار مصدر الحرارة السطحية يعطي نتائج جيدة عندما يكون سمك الأجزاء الملحومة ضعيف. في المحاكاة العددية للسلوك الحراري للحمام الانصهار من خلال أساليب الفروق المحدودة والعناصر المحدودة، دورات الحرارة المحسوبة بواسطة طريقة العناصر المحدودة هي أقرب إلى تلك التي تقاس خلال فترة التبريد. سمح لنا نموذج سلوك حمام الانصهار الحراري القائم على صيغة stream-vorticity لمعادلات Navier-Stokes بتبسيطها من خلال اختزال معادلة الحفاظ على حقل الكتلة و حقل الضغط . تظهر نتائج الحساب أن قوة التوتر السطحي تهيمن على القوى الحركية في حمام الانصهار وتعزز حمام انصهار سطحي. نتائج الحسابات المتعلقة بدرجة الحرارة، والدورات الحرارية، ومجال السرعة، وحجم حمام الانصهار، هي في اتفاق جيد مع تلك التي وردت في الأدبيات.

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier DIEU le tout puissant, de m'avoir donné le courage et la patience afin de mener à bien et à terme ce travail. Ce travail a été mené au sein du Centre de Recherche en Technologies Industrielles (CRTI ex CSC), Division Métallurgie et Mécanique (DMM), en collaboration avec l'Institut de Recherche en Informatique de Toulouse (IRIT à l'INP-ENSEEIH) en France.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude aux Directeur Général du CRTI Dr BADJI Riad et le Professeur BEYLOT André-Luc Responsable du site de l'ENSEEIH pour les facilités qu'ils m'ont accordées pour l'accomplissement du présent travail, l'ensemble des personnes ayant contribué à son bon déroulement.

Je tiens particulièrement à remercier mes directeurs de thèse, le Pr BENKEDDA Younes, Professeur à l'Université Saad Dahleb de Blida (Algérie) et le Pr SPITERI Pierre Professeur des Universités à l'Institut de Recherche en Informatique de Toulouse, qui ont suivi l'évolution de ce travail avec beaucoup d'intérêt. Je leur exprime ma plus profonde gratitude pour avoir porté toute l'attention nécessaire afin de finaliser ce travail.

Je tiens également à remercier tout particulièrement le Pr BOUMEDDANE Boussad professeur à l'Université Saad Dahleb de Blida (Algérie), qui m'a fait l'honneur de présider mon jury. Je remercie d'autre part le Pr ElHADJ Abdallah el hadj professeur à l'université de Media ainsi que le Dr TALA IGHIL Nacer Directeur de recherche au Centre de Recherche en Technologies Industrielles (CRTI), pour avoir accepté d'être parmi les membres de jury pour examiner ce travail.

Je tiens à remercier l'Etat Algérien qui m'a accordé un stage résidentiel à l'étranger, et encore une fois le Pr SPITERI Pierre de m'avoir ouvert les portes de son laboratoire, de savoir qui m'a donné dans le domaine de programmation et pour toute l'aide durant mon stage.

Je remercie tous les collègues que j'ai eu le plaisir de côtoyer durant mon stage à IRIT Toulouse en France

Je remercie l'ensemble des personnes qui ont contribué de près ou de loin à mes travaux, que ce soit pour ma thèse et mes articles, KHERROUBA Nabil, CHENITE Bilal, AISSANI Mouloud.

Il est possible que j'oublie injustement certaines personnes, c'est pour cela que je salue ici toutes les personnes dont je n'ai pas cité le nom et qui ont contribué de près ou de loin à l'achèvement de ce travail.

Je terminerai par dédicacer ce travail à mes très chers parents, à mon cher père décédé, puisse DIEU le bénir de sa grande miséricorde, à ma femme, mon fils Iyad, mes sœurs, mes frères, mes nièces, mes neveux et toute ma famille.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE	13
CHAPITRE I/ ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE	15
I Introduction.....	16
II Soudage à l'arc	16
II.1 Type de joints de soudure	17
II.2 Différents procédés du soudage à l'arc.....	18
III Le soudage TIG.....	19
III.1 L'arc électrique.....	20
III.1.1 Rendement de l'arc électrique en soudage TIG	21
III.2 Bain de fusion.....	22
III.2.1 Effets des différents courants de convection sur la morphologie du bain.....	24
III.2.2 Effets des paramètres de soudage sur la morphologie du bain de fusion.....	29
III.2.3 Synthèse des travaux sur la modélisation du bain de fusion	34
III.3 Gaz de protection dans le soudage TIG.....	36
IV Conclusion	38
CHAPITRE II/ MODELISATION MATHEMATIQUE	39
I Introduction.....	40
II Modélisation thermique	40
II.1 Equation de la chaleur	40
II.2 Condition initiale et conditions aux limites	41
III Apport d'énergie dans une opération du soudage	42
III.1 Source de chaleur point	43
III.2 Source de chaleur surfacique.....	43
III.3 Source de chaleur volumique	44
IV Modélisation hydraulique	47
IV.1 Equation générale du mouvement d'un fluide	47
IV.2 Conditions aux limites	48
V Calcul numérique	49
V.1 Méthode des différences finies.....	49
V.2 Méthode des éléments finis	50
V.3 Présentation de code COMSOL	53
V.3.1 Simulation numérique en utilisant COMSOL Multiphysique.....	54
VI Conclusion	55
CHAPITRE III/ SIMULATION NUMERIQUE THERMIQUE	57
I Introduction.....	58

II Modélisation numérique par la méthode des différences finies en 2 D.....	58
II.1 Hypothèses.....	58
II.2 Mise en équations :.....	59
II.3 Principe de la résolution numérique	60
II.4 Résultats et discussions	64
III Modélisation numérique par la méthode des éléments finis	67
III.1 Maillage.....	67
III.2 Résultats et discussions	68
IV Comparaison des cycles thermiques calculés par les méthodes numériques et mesurés	71
IV.1 Effet du maillage sur les calculs.....	78
V Conclusion.....	80
CHAPITRE IV/ MODELISATION THERMOHYDRAULIQUE	82
I Introduction.....	83
II Formulation mathématique.....	84
II.1 Equation de la chaleur	85
II.2 Equation de continuité	86
II.3 Equation de mouvement	86
III Formulation courant tourbillon des équations de mouvements	86
III.1 Les équations transformées	86
III.2 Conditions aux limites associées.....	88
III.2.1 Conditions aux limites pour l'équation de la chaleur	88
III.2.2 Conditions limites pour l'équation des fluides	89
IV Résolution numérique	90
V Résultats et discussion.....	91
VI Conclusion	102
CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES	104
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES	107
ANNEXES	113
Annexe A/ Formulation courant tourbillon.....	115
Annexe B/ Discrétisation par différences finies.....	117
Annexe C/ Alliage 304L.....	122
Annexe D/ Programme Fortran de la résolution du problème thermique du soudage	124

Listes des Symboles et des Abréviations

Symboles	Significations	Unité
γ	Tension de surface	N/(m.K)
γ_0	Tension superficielle du solvant	N/(m.K)
γ_{T_f}	Tension de surface du métal pur	N/(m.K)
T	Température	K
I	Intensité du courant électrique	A
U	Tension électrique	Volt
r	Direction radial	m
Pr	Pression d'arc	Pa
τ_{ar}	Cisaillement aérodynamique	Pa
τ_{Ts}	Cisaillement de tension de surface	Pa
μ	Viscosité dynamique	Pa.s
μ_{liq}	Viscosité dynamique du liquide	Pa.s
V	Vitesse de déplacement de la source de chaleur	m/s
V_r	Vitesse radiale	m/s
F_f	Force de flottabilité	N
ρ_0	Masse volumique de référence	kg/m ³
ρ	Masse volumique	kg/m ³
β	Coefficient de la dilatation thermique	
g	L'accélération de pesanteur	m/s ²
T_0	Température de référence	K
F_{EM}	Force électromagnétique	N
B	Champ magnétique	Tesla
J	Distribution de densité de courant électrique	A/m ²
T_f	Température de fusion	K
R	Constante des gaz	J/(kg.K)
C_p	Capacité calorifique	J/(kg.K)
k	Conductivité thermique du matériau	W/(m.K)
H	Enthalpie	J
S	Source de chaleur	J
θ	Direction azimutal	
Γ	Frontière	
T_{imp}	Température imposée	K
q_{imp}	Flux imposé	W/m ²
T_{ext}	Température extérieur	K
h	Coefficient d'échange convectif	W/m ² /K
n	La normale à la surface	
σ_0	Constante de Stefan-Boltzmann	W/m ² /K ⁴
ε	Emissivité	
Ω	Domaine	
Q	Chaleur	W
g_l	Fraction du liquide	
ΔH	Chaleur latente de fusion	
k_l	Conductivité thermique du liquidus	W/m/K
k_s	Conductivité thermique du solidus	W/m/K

η	Rendement d'arc électrique	%
$q(r)$	Flux de chaleur surfacique	W/m ²
$q(0)$	Flux maximal	W/m ²
R_0	Paramètre de distribution du flux	1/ m ²
t	temps	s
$\Delta t, dt$	Pas temporel	s

Normes

AISI	American Iron and Steel Institute
NF	Norme française
EN	Normes européennes

Abréviations d'origine Anglophone / Francophone

ZAT	Zone affecté thermiquement
ZF	Zone fondue
MIG/MAG (GMAW)	Metal Inert Gas/ Metal Active Gas (Gas Metal Arc Welding)
SMAW	Shielded Metal Arc Welding
TIG (GTAW)	Tungsten Inert Gas (Gas Tungsten Arc Welding)
SAW	Submerged Arc Welding Process
EDP	Equations aux dérivées partielles

LISTES DES FIGURES, GRAPHIQUES ET TABLEAUX

CHAPITRE I

- Figure I.1** Cordon de soudure
Figure I.2 Torche TIG et son procédé de soudage
Figure I.3 Arc électrique
Figure I.4 Les différents courants du bain de fusion
Figure I.5 Schématisation des mouvements de convection induits par différentes forces d'entrainements
Figure I.6 Inversion des courants de tension de surface
Figure I.7 Gradient de tension superficielle en fonction de la température pour Fe-O
Figure I.8 Evolutions de l'aire de la section du bain de fusion (mm^2) en fonction du courant (A) d'une pièce en acier HY-80.
Figure I.9 Rapport de soudure pénétration sur la largeur du bain en fonction du courant pour l'acier inoxydable type 304 et 304 dopé avec du soufre ou du sélénium
Figure I.10 Evolution du rapport pénétration sur largeur P/L en fonction de la hauteur d'arc pour l'acier inoxydable de type 304 et 304 dopé avec du soufre ou du sélénium
Figure I.11 Evolution du rapport pénétration sur largeur P/L en fonction de la hauteur d'arc pour différents types d'acier
Figure I.12 Géométries d'électrodes
Figure I.13 Evolutions de la pénétration en fonction de l'angle d'affûtage de l'électrode ($^\circ$) selon différents auteurs

CHAPITRE II

- Figure II.1** Gaussienne 3D à répartition finie sur ellipsoïde de rayons a, b, c
Figure II.2 Gaussienne 3D à répartition finie sur double ellipsoïde de rayons a_f , a_r , b, c
Figure II.3 Maillage
Figure II.4 Principe de la méthode des éléments finis
Figure II.5 Interface de logiciel COMSOL, fenêtres et menus de commande (input, output)

CHAPITRE III

- Figure III.1** Schéma descriptif du problème et conditions aux limites
Figure III.2 Schéma illustratif du maillage pour la méthode des différences finies
Figure III.3 Distribution de champ de température à $t=10\text{s}$
Figure III.4 Distribution de champ de température à $t=20\text{s}$
Figure III.5 Distribution de champ de température à $t=40\text{s}$
Figure III.6 Isothermes à $t=10\text{s}$
Figure III.7 Isothermes à $t=20\text{s}$
Figure III.8 Isothermes à $t=40\text{s}$
Figure III.9 Fraction du liquide à $t=10\text{s}$
Figure III.10 Fraction du liquide à $t=20\text{s}$
Figure III.11 Fraction du liquide à $t=40\text{s}$
Figure III.12 Maillage optimal du domaine de calcul
Figure III.13 Distribution de champ de température à $t=10\text{s}$

Figure III.14	Distribution de champ de température à $t=20s$
Figure III.15	Distribution de champ de température à $t=40s$
Figure III.16	Isothermes à $t= 10s$
Figure III.17	Isothermes à $t= 20s$
Figure III.18	Isothermes à $t= 40s$
Figure III.19	Fraction du liquide à $t=10s$
Figure III.20	Fraction du liquide à $t=20s$
Figure III.21	Fraction du liquide à $t=40s$
Figure III.22	Dispositif expérimental
Figure III.23	Schéma de différentes positions des thermocouples
Figure III.24	Cycles thermiques évalués à la position P1
Figure III.25	Cycles thermiques évalués à la position P2
Figure III.26	Cycles thermiques évalués à la position P3
Figure III.27	Cycles thermiques évalués à la position P4
Figure III.28	Cycles thermiques évalués à la position P5
Figure III.29	Température maximale calculée sur la ligne du soudage
Figure III.30	Convergence du calcul de température par différences finies
Figure III.31	Convergence du calcul de température par éléments finis

CHAPITRE IV

Figure IV.1	Schéma de la section transversale de soudure
Figure IV.2	Maillage des différences finies du domaine du calcul
Figure IV.3(a)	Distribution du champ de température calculé à $t=1s$
Figure IV.3(b)	Distribution de champs de température calculée à $t=2s$
Figure IV.4(a)	Courbes d'isotherme calculées à $t = 1 \text{ sec}$
Figure IV.4(b)	Courbes d'isotherme calculées à $t=2 \text{ sec}$
Figure IV.5(a)	Fraction du liquide calculé à $t = 1 \text{ sec}$
Figure IV.5(b)	Fraction du liquide calculé à $t = 2 \text{ sec}$
Figure IV.6(a)	Orientation des champs de vitesses calculées à $t=2s$ pour la force de tension de surface.
Figure IV.6(b)	Amplitude des champs de vitesses calculées à $t=2s$ pour la force de tension de surface
Figure IV.7(a)	Orientation des champs de vitesses calculées à $t=2s$ pour la force électromagnétique
Figure IV.7(b)	Amplitude des champs de vitesses calculées à $t=2s$ pour la force électromagnétique
Figure IV.8(a)	Orientation des champs de vitesses calculées à $t=2s$ pour la force de convection naturelle
Figure IV.8(b)	Amplitude des champs de vitesses calculées à $t=2s$ pour la force de convection naturelle
Figure IV.9	Fraction du liquide à $t=2s$ en conduction seul
Figure IV.10 (a)	Orientation des champs de vitesses calculées à $t=2s$ pour la résultante des forces
Figure IV.10 (b)	Amplitude des champs de vitesses calculées à $t=2s$ pour la résultante des forces
Figure IV.11	Vitesses en surface du bain de fusion en fonction de la position radiale
Figure IV.12	Evolution de la pénétration et de la demi-largeur du bain de fusion et leur rapport.
Figure IV.13	Température de surface supérieure en fonction de la position radiale

LISTE DES TABLEAUX

Tableau I.1	Types de joint de soudure
Tableau II.1	Principaux types d'éléments finis utilisé en 2D et 3D
Tableau III.1	Paramètres de la simulation numérique thermique
Tableau III.2	Récapitulatifs des données du calcul par différences finies
Tableau III.3	Récapitulatifs des données du calcul par éléments finis
Tableau IV.1	Paramètres de la simulation numérique thermohydraulique

INTRODUCTION GENERALE

En général, le soudage peut être défini comme un processus dans lequel deux ou plusieurs pièces de métal sont reliées entre eux par l'application de chaleur, de pression, ou une combinaison des deux. Ces processus peuvent être regroupés en deux catégories principales : le soudage par pression, dans lequel la soudure est réalisée par l'application d'une forte pression entre les pièces à souder et le soudage par chaleur, dans lequel la soudure est réalisée généralement grâce à un arc électrique.

Le soudage à l'arc est l'un des procédés d'assemblage les plus utilisés pour une large gamme d'applications, (les chemins de guidage pour les trains, les bateaux, les ponts, la construction, les automobiles, et les réacteurs nucléaires...etc.). La description physique du bain fondu lors du soudage à l'arc fait appel aux plusieurs disciplines telles que la mécanique des fluides, les transferts thermiques et l'électromagnétisme. Les mouvements du métal fondu dans le bain de fusion sont initiés par des forces d'origines physiques différentes qui conditionnent l'allure mouillante ou pénétrante du joint soudé. La prise en compte de ces forces d'entraînement permet d'estimer de manière plus précise la forme et la morphologie du bain fondu ainsi que l'étendue de la ZAT. En effet, pendant le soudage TIG, le bain de fusion dans le soudage TIG est le siège d'un fort gradient thermique dont la variation s'échelonne entre la température de fusion du métal sur les bords du bain et la température du métal fondu. Cette variation de température s'étale sur une distance égale à quelques millimètres par rapport au centre du bain, ce qui engendre des problèmes de soudabilité comme la fissuration à la solidification, la fissuration à froid ainsi qu'à l'effet des contraintes résiduelles.

Par conséquent, notre travail est focalisé sur la connaissance profonde de ces phénomènes afin de concevoir un modèle mathématique adéquat pour réaliser une simulation numérique prédictive de la distribution du champ de température et du champ de vitesses pendant l'opération de soudage qui soit la plus proche possible de l'expérience, permettant, ainsi, l'optimisation du procédé afin d'obtenir une soudure de bonne qualité. Notre travail est articulé en quatre chapitres organisés comme suite :

- Le premier chapitre est consacré à l'étude bibliographique concernant le soudage à l'arc électrique. Après avoir donné quelques définitions nécessaires liées aux soudages à l'arc électrique, nous focalisons notre étude sur le soudage à l'arc TIG (Tungsten Inert Gas), avec une description détaillée de l'arc électrique et du bain de fusion en présentant les différents paramètres intervenants dans la formation du bain de fusion et la soudure pendant l'opération du soudage.

- Dans le deuxième chapitre, on présente une modélisation mathématique du problème du soudage TIG, cette modélisation comprend une description détaillée des équations du transfert thermique et du mouvement du liquide fondu gouvernant le problème du soudage, ainsi que les différentes conditions aux limites et initiales nécessaires pour la résolution de ce problème. D'autre part, nous allons présenter les différentes méthodes numériques utilisées pour résoudre ce type de problème.

- Le troisième chapitre contient trois parties essentielles, dans la première partie nous allons élaborer un code de calcul sous Fortran, pour résoudre le problème thermique du soudage TIG par la méthode des différences finies. La deuxième partie est dédiée à l'étude thermique du soudage TIG par la méthode des éléments finis, en utilisant les mêmes propriétés physiques et les mêmes paramètres de soudage utilisés dans la première partie. Cette fois-ci en implantant notre modèle dans le code de calcul COMSOL. Finalement la troisième partie est réservée à la validation expérimentale des résultats obtenus par simulation numérique.

- Le chapitre quatre est consacré à la présentation du modèle mathématique du problème thermo-hydraulique du soudage TIG, en particulier les équations gouvernent le mouvement du fluide représenté par les équations de Navier-Stokes en formulation courant-tourbillon ainsi que les conditions aux limites associées à ces équations. Ensuite on présente la méthode de résolution numérique du problème, une discrétisation temporelle et spatiale est brièvement présentée, ainsi que la méthode utilisée pour résoudre les systèmes algébriques linéaires issus de cette discrétisation. Enfin nous présentons et discutons les résultats de la simulation numérique.

Finalement on termine avec une conclusion générale de notre travail de thèse, suivie par des perspectives.

CHAPITRE I

ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

I Introduction

Le soudage des métaux est une technique d'assemblage permanent qui établit la continuité métallique entre les pièces soudées. La soudure est le nom donné au joint formé par la fusion des bords des pièces à souder entre elles, avec ou sans métal d'apport. La soudure peut donc être le résultat du seul mélange des métaux de base (les métaux à souder) ou du mélange des métaux de base et d'un métal d'apport. Dans l'industrie le soudage à l'arc électrique est le procédé d'assemblage le plus utilisé, il nécessite soit une alimentation continue, soit une alimentation alternative de courant électrique, qui crée un arc électrique pour générer suffisamment de chaleur afin de faire fondre le métal et de former une soudure.

Parmi l'ensemble des procédés de soudage à l'arc électrique, on s'intéressera au soudage TIG; le terme TIG est un acronyme qui signifie "Tungsten Inert Gas". Ce procédé est utilisé pour des réalisations délicates qui requièrent des qualités d'assemblage optimales. Lors du soudage plusieurs phénomènes physiques interviennent, tels que le transfert de chaleur et l'hydrodynamique qui ont une grande importance sur la microstructure et la morphologie de la zone soudée. Par conséquent, la connaissance profonde de ces phénomènes est primordiale pour obtenir une soudure de bonne qualité, et pour faire une simulation numérique du soudage la plus proche possible de la réalité.

Ainsi, l'objectif de ce travail est de mieux appréhender et d'étudier ces phénomènes thermiques et dynamiques préalablement cités. Le présent chapitre est structuré comme suit : Dans la première partie, nous rappelons quelques définitions des différents procédés de soudage à l'arc électrique.

Dans la seconde partie, nous présentons une description détaillée du procédé de soudage TIG; on s'intéressera alors aux différents phénomènes et paramètres physiques intervenants lors de la formation du l'arc électrique et du bain de fusion.

II Soudage à l'arc

Dans la littérature sont abordés divers aspects intervenants lors d'opérations de soudage à l'arc. Le soudage est une opération d'assemblage où la continuité métallique entre les pièces à assembler est assurée par la fusion globale ou partielle de leurs bords. On obtient ainsi, après solidification, soit un joint homogène aux caractéristiques plus au moins proches de celle du métal de base, soit un joint hétérogène dans le cas de métaux différents. La soudure à l'arc, ainsi réalisée se décompose en plusieurs zones (Figure I.1).

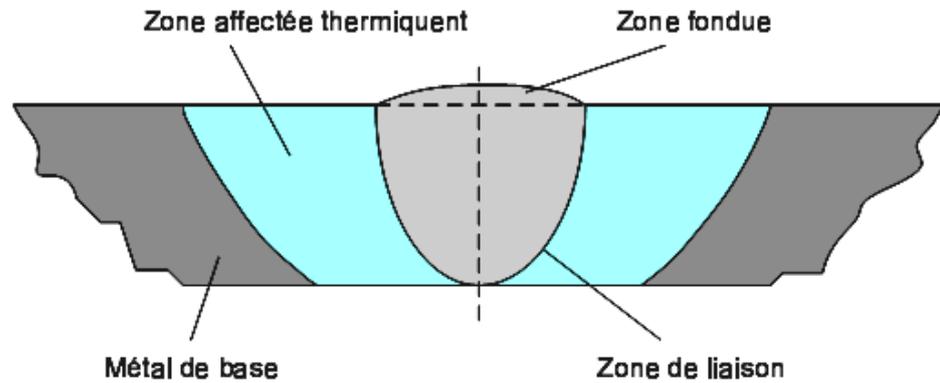


Figure I.1:Cordon de soudure [1].

a) La zone fondue (ZF)

C'est une zone où l'état liquide a été atteint et dans laquelle a été élaborée la composition chimique. La microstructure métallurgique obtenue après solidification dépend du cycle de refroidissement.

b) La zone affectée thermiquement (ZAT)

Elle se trouve entre la zone fondue et le métal de base ; cette zone a été soumise à l'élévation de température, mais sans atteindre l'état liquide. Le chauffage, la composition chimique et la vitesse de refroidissement de cette zone génèrent des modifications plus ou moins importantes de la microstructure métallurgique.

c) La zone de liaison

Elle est située entre la zone fondue et la zone affectée thermiquement et correspond à la surface sur laquelle la solidification du métal fondu a commencé.

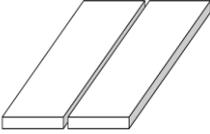
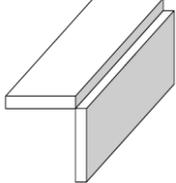
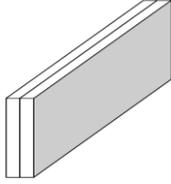
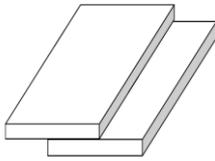
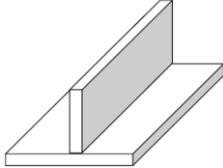
d) Le métal de base

Il se trouve au-delà de la zone affectée thermiquement ; l'élévation de température est insuffisante pour engendrer une quelconque transformation microstructurale.

II.1 Type de joints de soudure

Les soudures sont faites à la jonction des divers morceaux qui composent la construction soudée. La structure soudée peut avoir plusieurs formes. Il existe cinq types de joint de soudure de base pour les pièces plates, qui sont énumérés dans le tableau I.1 ci-dessous :

Tableau I.1 : Types de joint de soudure [1]

Types d'assemblage	Formes
Assemblage bord à bord : joint entre deux pièces se situées approximativement dans le même plan.	
Assemblage de coin : Un joint entre deux pièces situées approximativement perpendiculairement entre elles à leurs bords.	
Assemblage de Bord : joint entre les bords de deux pièces parallèles.	
Assemblage à clin : joint entre deux pièces superposées parallèlement.	
Assemblage en T : joint entre deux pièces plates perpendiculaires entre elles sous forme de T	

II.2 Différents procédés du soudage à l'arc [2]

Les procédés de soudage à l'arc électrique sont caractérisés selon la nature de l'électrode. On distingue trois types d'électrodes : la baguette, le fil fusible ou la tige réfractaire. Ces procédés se regroupent en quatre catégories.

II. Le soudage à l'électrode enrobée (SMAW)

Le SMAW (Shielded metal arc welding), couramment appelé soudage à la baguette. Dans ce procédé, l'électrode métallique est enrobée de fondant. Le soudage se fait à la main ; il est appelé également soudage manuel. Ce procédé de soudage est le plus couramment utilisé sur les chantiers de construction, car il est peu affecté par les courants d'air.

b) Le soudage sous flux en poudre

Le soudage à l'arc sous flux en poudre (SAFP) constitue l'automatisation du soudage à l'électrode enrobée. Il associe en effet un fil électrode fusible, dévidé d'une bobine, avec une

protection obtenue par des vapeurs provenant d'une poudre composite comparable à l'enrobage et apportée directement dans la zone d'arc, mais indépendamment de l'électrode. Ce procédé est aussi appelé soudage à l'arc submergé SAW (Submerged Arc Welding Process).

c) Le soudage semi-automatique et automatique sous gaz (GMAW)

L'électrode est également un fil fusible ; la protection est réalisée par un gaz inerte dans le procédé MIG (*Metal Inert Gas*) ou un gaz actif dans le procédé MAG (*Metal Active Gas*).

d) Le soudage à électrode de tungstène non fusible TIG (GTAW)

La protection est réalisée par un gaz nécessairement inerte. L'apport de métal est facultatif selon l'épaisseur et s'effectue indépendamment.

III Le soudage TIG

Le soudage TIG définit un procédé de soudage également appelé GTAW « Gas Tungsten Arc Welding » en langue anglaise, pour lequel la fusion des bords à assembler est obtenue par la création d'un arc électrique. Cet arc est initié à partir d'une électrode réfractaire en tungstène qui peut contenir des éléments d'addition comme le thorium ou l'yttrium, qui favorisent l'émission électronique de l'électrode. L'arc et le bain fondu sont protégés de l'atmosphère par l'utilisation d'un gaz neutre. L'argon est le gaz le plus couramment utilisé, mais il peut être parfois mélangé avec de l'hélium ou de l'hydrogène pour améliorer la soudabilité.

Le procédé de soudage TIG est le plus élémentaire puisqu'il n'apporte que des calories à la pièce à souder. Un métal d'apport peut éventuellement être ajouté, mais son introduction est totalement indépendante de la source thermique. La simplicité de ce procédé permet d'obtenir des joints soudés d'excellente qualité pour la plupart des matériaux métalliques.

Le matériel nécessaire pour réaliser des soudures TIG est relativement simple ; il se compose essentiellement :

- d'un générateur de courant qui délivre un courant continu lisse, continu pulsé ou alternatif. La plage d'intensités s'étend de quelques ampères à plus de 400A pour les postes automatisés. La tension de soudage varie de 8 à 30V,
- d'une torche composée d'une électrode de tungstène, d'une buse en céramique canalisant le flux de gaz neutre et d'une gâchette utilisable en soudage manuel pour commander l'arc. La torche peut être refroidie par un circuit fermé de fluide caloporteur (Figure I.2).
- d'un système de protection gazeuse qui est incorporé à la torche pour protéger l'arc et le bain.

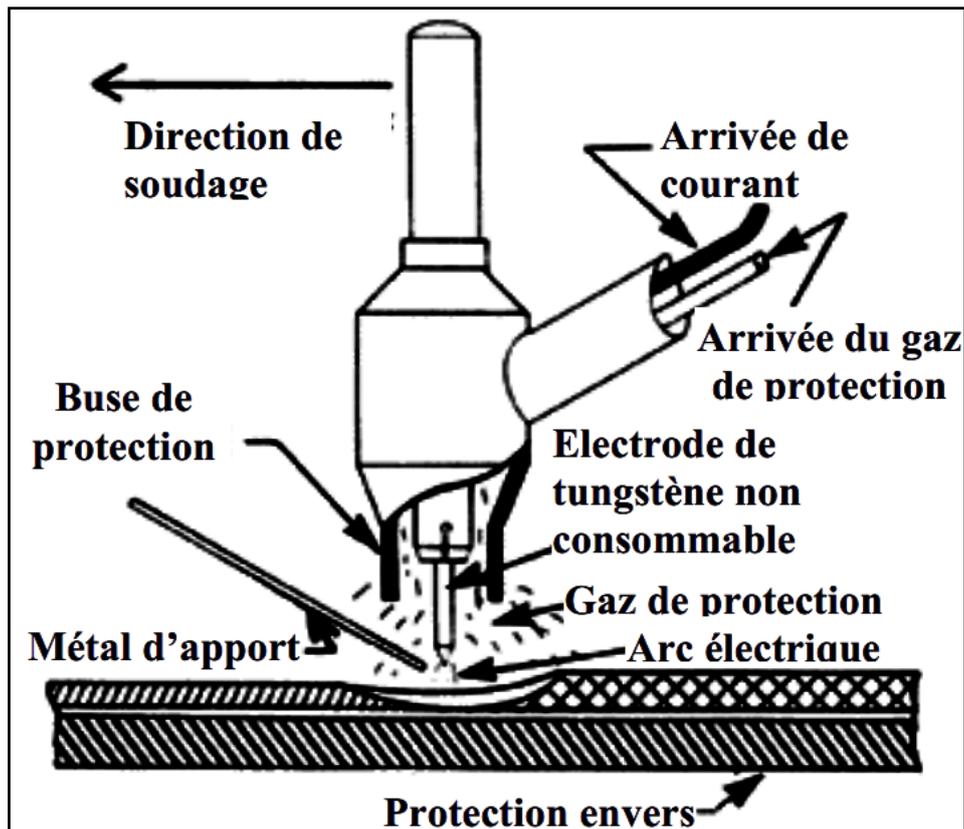


Figure I.2 : Torche TIG et son procédé de soudage [3].

III.1 L'arc électrique

En général, il est constitué par un flux d'électrons entre une électrode de charge négative appelée cathode et une électrode de charge positive appelée anode (Figure I.3). Ce flux est initié par une différence de potentiel entre la cathode et l'anode, confiné dans un gaz neutre. La chaleur intense nécessaire pour fondre le métal est produite par l'arc électrique. On constate l'existence d'une couche mince d'électrons en surface du métal ; les électrons sont accélérés de la cathode vers l'anode. Ils entrent en collision avec les atomes du gaz, provoquant l'ionisation de ces atomes, qui se décomposent en électrons et en ions positifs. Cette conduction gazeuse établie entre les deux électrodes est accompagnée d'une élévation importante de température et d'une lumière intense.

L'amorçage de l'arc se fait par contact ou par surtension appliquée entre les deux électrodes. Une surtension doit être supérieure à une valeur de tension critique appelée tension de claquage. Cette dernière dépend de la pression de l'arc, de la hauteur de l'arc et de la nature du gaz de protection injecté autour de l'électrode réfractaire.

Dans le procédé TIG, le soudage de la plupart des métaux et alliages est réalisé en courant continu à polarité directe ; c'est-à-dire que l'électrode en tungstène est négative (cathode) et que les électrons sont bombardés vers les pièces à souder (anode).

L'arc électrique est décomposé en trois zones qui sont la chute anodique, la chute cathodique et la colonne de l'arc.

II. La colonne de l'arc

Le passage des électrons entre les électrodes ionise partiellement le gaz de protection sur son chemin, ce qui rend la colonne de l'arc conductrice et crée un plasma de l'arc. En soudage TIG la hauteur de l'arc est un paramètre très important, puisqu'il conditionne la chute de tension entre l'électrode et la pièce, et donc l'énergie déposée. A une intensité constante, la tension peut être reliée quasi linéairement à la hauteur de l'arc.

b) La chute cathodique

La chute de tension cathodique est constituée par une couche très mince de 10^{-7} m et est caractérisée par une charge d'espace positive et une chute de tension variant entre 10 et 20V. C'est une zone de transition possédant un fort gradient de température 10^9 K/cm [4].

c) La chute anodique

La chute de tension anodique est définie par une couche très mince de 10^{-4} m ; cette couche est le siège d'un champ électrique très puissant (10^7 V/m) causé par une charge d'espace négative. La chute de tension varie entre 1 et 10V.

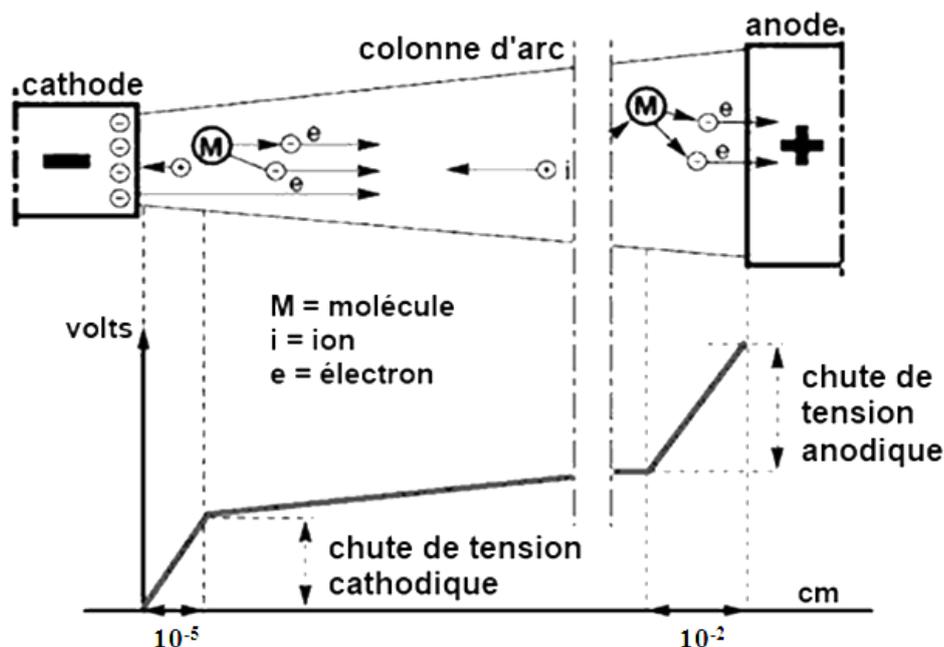


Figure I.3 Schéma illustratif de l'arc électrique [1].

III.1.1 Rendement de l'arc électrique en soudage TIG

En général, le rendement est exprimé par le rapport entre les énergies de sortie et les énergies d'entrée. Le rendement (η) du procédé de soudage TIG est défini comme étant le rapport entre l'énergie totale qui entre dans la plaque ou la section qui est soudée par unité de distance

parcourue, et l'apport énergétique total de l'arc sur cette même distance. En simulation numérique de soudage, le rendement du procédé de soudage est très important car il est introduit dans la plupart des modèles des sources de chaleur utilisés pour prédire la distribution des champs de température et les vitesses de refroidissement en soudage. Si le rendement de l'apport énergétique total n'est pas considéré, l'énergie d'entrée ne représentera pas l'énergie réelle entrant dans la plaque.

II. *Influence du courant sur le rendement de l'arc*

L'influence du courant sur le rendement de l'arc a fait l'objet de plusieurs travaux de recherche. Niles et al. [5] estiment un rendement baissant avec l'intensité de courant d'une valeur de 65% jusqu'à 35% lors du soudage TIG des pièces en acier HY-80. Par ailleurs, dans une étude plus récente Smartt et al. [6] ont trouvé un rendement d'arc entre 70% et 80% lors d'une opération de soudage TIG de pièces en acier. Giedt et al. [7] ont confirmé les résultats trouvés par Smartt et al ; ils ont conclu que le rendement d'arc ne varie pas beaucoup avec le courant, et ont estimé cette correction à une valeur d'environ 80%. Cependant, l'évolution du rendement en fonction du courant est différente pour chacune des études. Cela est dû à la différence des conditions opératoires, des techniques de mesures et de la gamme de courant utilisée.

b) Influence de la hauteur d'arc sur le rendement de l'arc

L'augmentation de la hauteur d'arc pour une valeur de courant constante, conduit à la diminution de la densité de courant et de l'intensité de la chaleur reçue par l'anode [8] ; le rendement diminue donc avec la hauteur d'arc. Smartt et al. [6], ont observé que le rendement diminue en fonction de la hauteur d'arc de 80% jusqu'à 65%, pour une valeur de courant égale à 100A. Ceci est confirmé par les travaux de Ghent et al. [9], de Choo et al. [10] et récemment par M.Brochard [11].

c) Influence de l'angle d'affûtage de l'électrode sur le rendement de l'arc

Dans une autre étude menée par Smartt et al. [6] relative au soudage TIG, pour des pièces en acier 304SS, le rendement d'arc diminue lorsque l'angle d'affûtage de l'électrode augmente. Cette modification du rendement peut être liée à la modification de la hauteur d'arc, qui a une forte influence sur le rendement.

III.2 Bain de fusion

Au cours du soudage TIG, un arc électrique se forme entre l'électrode non fusible de tungstène et la pièce à souder. Il crée un bain de métal fondu dont la morphologie (volume fondu, pénétration et largeur) est conditionnée par plusieurs paramètres. Ces derniers

dépendent essentiellement de l'énergie incidente ainsi que des mouvements de convection dans le bain de fusion. En effet, le bain de fusion est le siège de processus thermo-physiques très complexes mettant en jeu des phénomènes thermiques, convectifs, métallurgiques et électromagnétiques. Ces mouvements de convection du métal en phase liquide influencent de façon importante les transferts de chaleur et la forme du cordon de soudage.

Les différentes forces auxquelles le bain de fusion est soumis sont représentées sur la Figure I.4. Elles comprennent des forces surfaciques telles que la pression d'arc, le cisaillement hydrodynamique et les forces de tension de surface également appelées force de Marangoni. Des forces volumiques interne au bain sont également présentes telles que les forces électromagnétiques (Lorentz) et les forces de flottabilité.

En fonction des vitesses de brassage engendrées par les différentes forces d'entrainements dans le bain de fusion, ces forces peuvent être classées par ordre d'importance, des plus importantes au moins importantes comme suit : courants de Marangoni, forces de Lorentz, pression d'arc, forces de flottabilité [12].

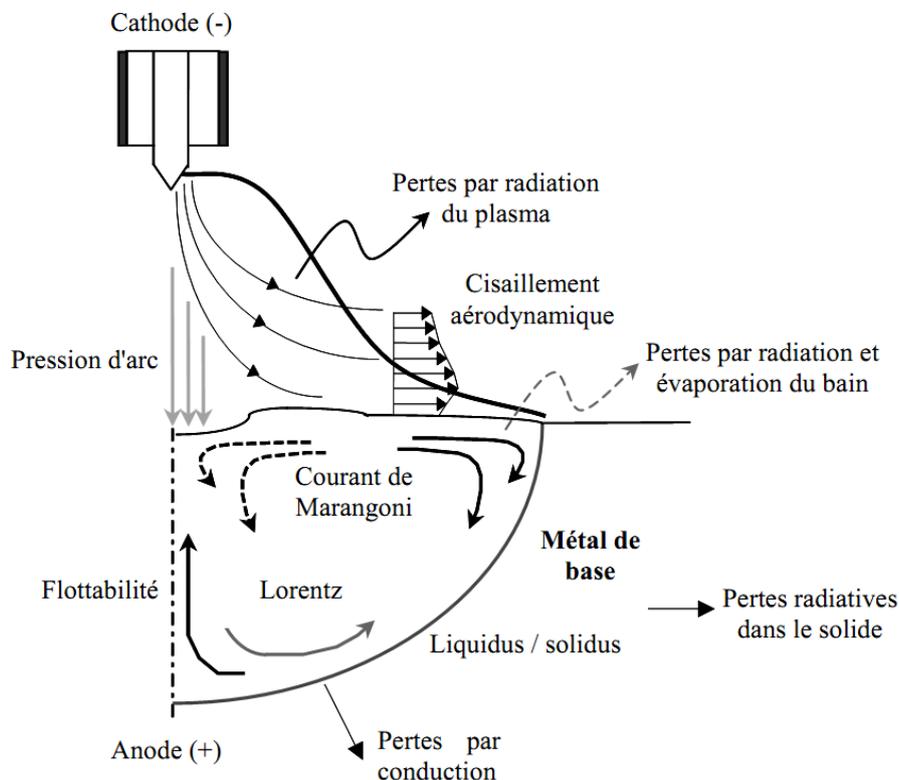


Figure I.4 : Les différents courants du bain de fusion [13]

Ces forces ont une influence variable sur la forme du bain de fusion, sur les transferts thermiques ainsi que sur le brassage des éléments chimiques ; selon le sens et la vitesse des mouvements des courants induits, elles favorisent la création de courants centrifuges ou centripètes. Les actions dans le bain peuvent être considérées comme favorables à la

formation d'un bain de fusion respectivement mouillant ou pénétrant (Figure I.5), on distingue :

Les courants mouillants : courants de Marangoni ($\frac{\partial \gamma}{\partial T} < 0$) ; cisaillement aérodynamique ; forces de flottabilité.

Les courants pénétrants : courants de Marangoni ($\frac{\partial \gamma}{\partial T} > 0$) ; forces de Lorentz ; pression de l'arc.

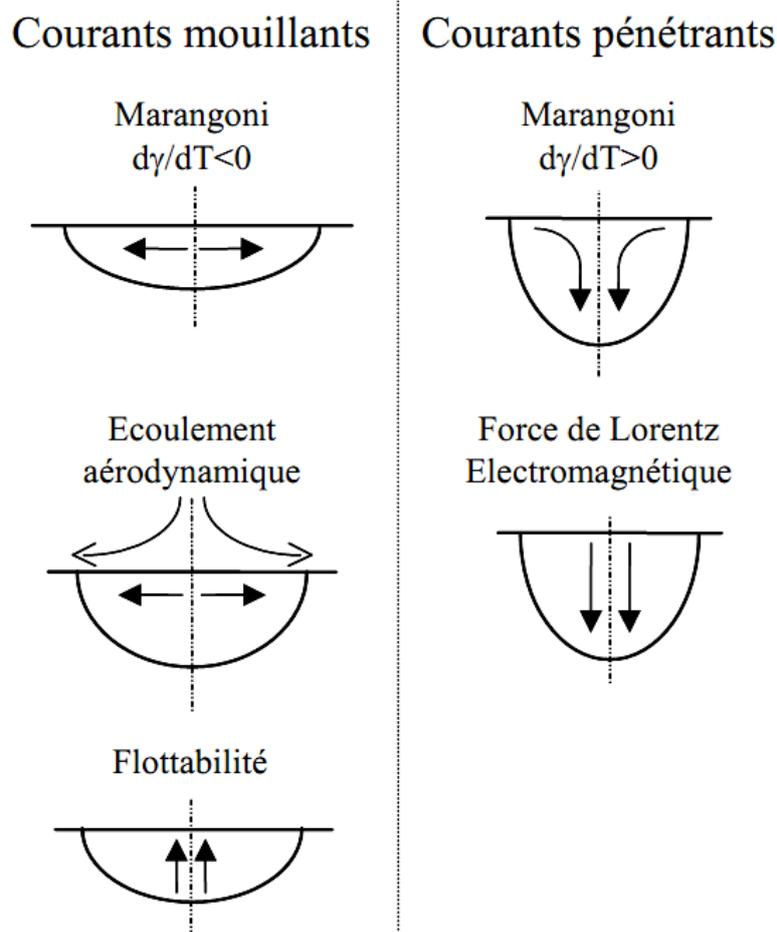


Figure I.5 : Schématisation des mouvements de convection induits par différentes forces d'entrainements [14].

III.2.1 Effets des différents courants de convection sur la morphologie du bain

La morphologie du bain de fusion dépend de plusieurs paramètres tels que la nature du matériau à souder, les caractéristiques de l'arc ou du plasma et les mouvements de convection du bain de fusion. Les mouvements de convection du métal liquide influencent de façon

importante la morphologie du cordon et les transferts de chaleur dans le bain de fusion ; ces mouvements de convections sont :

II. La pression d'arc

La pression d'arc est causée principalement par le flux du gaz plasmagène, elle dépend fortement de l'intensité du courant de soudage. Par ailleurs, la dépression d'arc en surface du bain va favoriser la pénétration [15]. La répartition de la pression d'arc est donnée par une loi gaussienne dont la valeur maximale est fonction du carré de l'intensité du courant électrique (équation I.1) [16].

$$p_r = bI^2 \exp(-ar) \quad (\text{I.1})$$

Où b et a sont fonction de la longueur d'arc, du diamètre et de la géométrie de l'électrode.

b) Cisaillement aérodynamique

Le cisaillement aérodynamique est le résultat du passage du gaz de protection à la surface du bain. Il crée en surface du liquide une contrainte de cisaillement qui favorise la mouillabilité du bain de fusion. Le cisaillement aérodynamique dépend de la nature du gaz, de son débit et de la géométrie de la buse utilisée.

Cette contrainte de cisaillement est donnée par l'équation (I.2) [17].

$$\tau_{ar} = -\mu_{liq} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_{liq} \quad (\text{I.2})$$

Où μ_{liq} est la viscosité dynamique du liquide.

L'étude de l'importance relative de contrainte de cisaillement aérodynamique, exercée par le jet de plasma d'arc à celle due au cisaillement de tension superficielle dans les opérations de soudage GTAW a été étudié par Choo et al [18]. Ils ont calculé l'évolution des vitesses surfaciques maximales avec ou sans la prise en compte de l'effet de contrainte de cisaillement aérodynamique ; les vitesses ainsi calculées varient entre 0,495 et 0,515m/s. Ils ont constaté que la contrainte due au cisaillement aérodynamique sur la surface libre du bain de fusion est beaucoup plus faible que celle due à la tension de surface, du moins pour l'acier inoxydable.

Cependant, le cisaillement aérodynamique du gaz pourrait jouer un rôle important dans les opérations de soudage en continu et lorsque le courant est élevé, des vitesses de gaz plus élevées pourraient produire une traînée comparable à celle due aux gradients de tension superficielle.

c) Forces de flottabilité

Les forces de flottabilité ou convection naturelle sont issues des gradients thermiques dans les fluides. En effet, la masse volumique du métal liquide dépend de la température et elle est variable dans le volume fondu. Les champs de vitesse due à ces forces conduisent à des vitesses d'écoulement très réduites, de l'ordre de quelques millimètres par seconde. À partir de l'approximation de Boussinesq, l'expression des forces de flottabilité est donnée par l'équation(I.3).

$$\vec{F}_f = \rho_0 (1 - \beta(T - T_0))\vec{g} \quad (\text{I.3})$$

où : β désigne le coefficient de la dilatation thermique, \vec{g} est l'accélération de pesanteur et ρ_0 , T_0 sont la masse volumique et la température de référence respectivement.

d) Forces électromagnétiques

Les forces électromagnétiques dans le bain de fusion sont créées par le champ magnétique induit par l'arc électrique [19] ; ces forces sont appelées également forces de Lorentz. Les courants résultants par ces forces peuvent être importants, modifiant fortement la géométrie du bain fondu obtenu. Les forces électromagnétiques dépendent de l'intensité du champ magnétique et donc de l'intensité et de la densité de courant appliqué.

Les forces sont données par l'équation (I.4). Les courants résultants de ces forces peuvent être importants et favorisent la pénétration du bain de fusion.

$$\vec{F}_{EM} = \vec{j} \wedge \vec{B} \quad (\text{I.4})$$

où \vec{j} est la distribution de densité de courant électrique et \vec{B} le champ magnétique.

Tsai [20] dans une étude numérique, de transfert thermique et de géométrie du bain de fusion avec surface libre déformable a trouvé des vitesses maximales atteintes par les forces électromagnétiques de 40cm/s avec une intensité de courant de soudage de 150A sur des pièces d'aluminium. D'autre part, Fautrelle [21] dans une étude des écoulements dans les bains métalliques en procédé de soudage TIG pour les aciers, détermine des vitesses de 7,6mm/s et de 80mm/s selon l'intensité de soudage respectivement 60A et 100A.

e) Tension de surface

Physiquement, la tension superficielle est associée aux forces de cohésion internes qui s'exercent entre les molécules d'un fluide. Dans un fluide, les forces exercées par chaque molécule sont équilibrées par celles exercées par les molécules voisines. Les gradients de tension superficielle dus à des variations de température ou de concentration de solutés (tensio-actifs par exemple) peuvent créer des contraintes en surface et induire des

mouvements dans les fluides. Le cisaillement τ_{TS} agissant sur un élément de surface provenant d'un gradient de tension de surface peut être décrit par l'équation (I.5) [22].

$$\tau_{TS} = \frac{\partial \gamma}{\partial r} = \left(\frac{\partial \gamma}{\partial T} \right) \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right) + \left(\frac{\partial \gamma}{\partial c} \right) \left(\frac{\partial c}{\partial r} \right) \quad (\text{I.5})$$

où γ est la tension de surface, c est la concentration en élément tensioactif, r est la distance radiale.

Lorsque les mouvements de fluide sont dus à des variations de la température T d'un point à l'autre d'une interface liquide-air ou liquide-liquide, le coefficient de tension superficielle dépend de la température, selon une loi qui peut s'écrire pour des variations de température, sous la forme suivante :

$$\gamma_T = \gamma_{T_f} - b(T - T_f) \quad (\text{I.6})$$

où γ_{T_f} est la tension de surface du métal pur à la température de fusion T_f , $b = \frac{\partial \gamma}{\partial T}$ pour le métal pur.

Ainsi, un gradient de température parallèle à la surface d'un liquide fait apparaître une contrainte tangentielle sur celle-ci. En effet, sur une bande de largeur dr , les forces de tension de surface ne sont plus équilibrées ; la résultante est orientée vers les zones où la température est la plus faible. Au gradient de température $\frac{\partial T}{\partial r}$ correspond un gradient de tension superficielle égal à :

$$\frac{\partial \gamma}{\partial r} = \left(\frac{\partial \gamma}{\partial T} \right) \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right) = -b \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (\text{I.7})$$

ce gradient induit une contrainte τ_{TS} parallèle à l'axe Ox avec :

$$\tau_{TS} = -b \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (\text{I.8})$$

Il en résulte donc un écoulement parallèle à la surface ; le signe négatif qui apparaît dans τ_{TS} traduit le fait que la traction se fait dans la direction où la température est la plus faible.

La mise en mouvement du fluide sous l'effet des gradients de tension superficielle constitue l'effet Marangoni. Pour une surface libre plane d'un liquide en contact avec un gaz, la contrainte tangentielle globale doit être nulle [23]. La contrainte de frottement visqueux $\tau_v = -\eta \left(\frac{\partial V_r}{\partial z} \right)$ correspondant à l'écoulement et doit donc compenser τ_{TS} . On a alors :

$$\tau_{TS} + \tau_v = -b \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right) - \eta \left(\frac{\partial V_r}{\partial z} \right) = 0. \quad (\text{I.9})$$

Un soluté dont la tension superficielle propre est inférieure à celle du solvant est dit tensioactif. S'il migre en surface, il va abaisser la valeur de tension superficielle. Le gradient de tension de surface peut alors devenir positif, créant des courants de Marangoni centripètes.

Dans le cas du soudage, selon le signe du gradient thermique de tension de surface $\frac{\partial\gamma}{\partial T}$ positif ou négatif, les courants induits affectant la géométrie du bain de fusion seront respectivement centripètes ou centrifuges.

L'effet des éléments tensioactifs sur la tension superficielle des solutions a été introduit par Szyszkowski [24], il a donné la relation empirique suivante :

$$\frac{\gamma_0 - \gamma}{\gamma} = c_1 \ln \left[\frac{m}{c_2} + 1 \right] \quad (\text{I.10})$$

où γ_0 est la tension superficielle du solvant pur, γ est la tension superficielle de la solution, m est la molarité de la solution, c_1 et c_2 sont des constantes.

Belton [25] a développé un formalisme qui décrit la tension interfaciale d'un métal liquide en présence d'un élément tensioactif. La relation est donnée par :

$$\gamma_0 - \gamma = RTd \ln[1 + Ka_i] \quad (\text{I.11})$$

où d est l'excès de concentration en soluté une fois la surface saturée, K est le coefficient d'absorption, et a_i est l'activité de l'espèce i dans la solution, R est la constante des gaz.

Quand la tension de surface dépend à la fois de la température et de la concentration en éléments tensioactifs du métal pur à la température de fusion, la relation suivante est utilisée :

$$\gamma = \gamma_{T_f} - \frac{\partial\gamma}{\partial T} (T - T_f) + RT\Gamma_s \ln \left[1 + Ka_i e^{\frac{-\Delta H}{RT}} \right] \quad (\text{I.12})$$

où ΔH est la chaleur d'absorption considérée comme indépendante de la température.

La Figure I.6 montre l'effet tensioactif de certains éléments sur le sens des courants dans le bain de fusion, cet effet va s'inverser au-delà d'une température critique ; cette dernière dépend essentiellement de la concentration en éléments tensioactifs. Dans la Figure I.7, les concentrations de soluté en soudage sont généralement fixes, l'augmentation de l'énergie de soudage conduit à l'apparition rapide de la température critique.

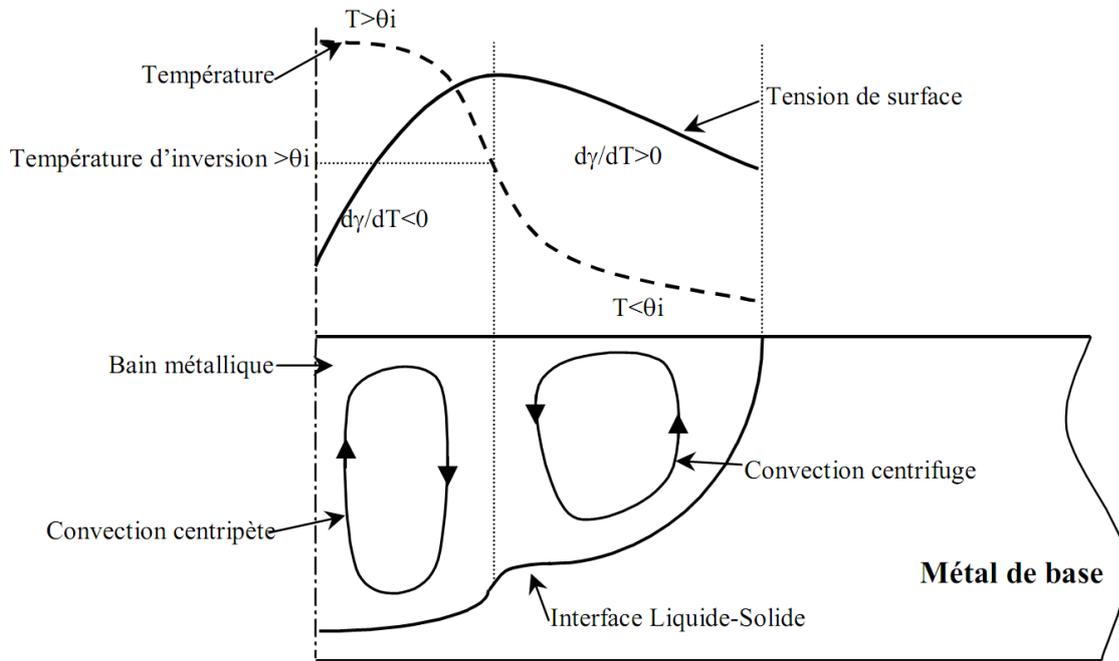


Figure I.6 : Inversion des courants de tension de surface [3].

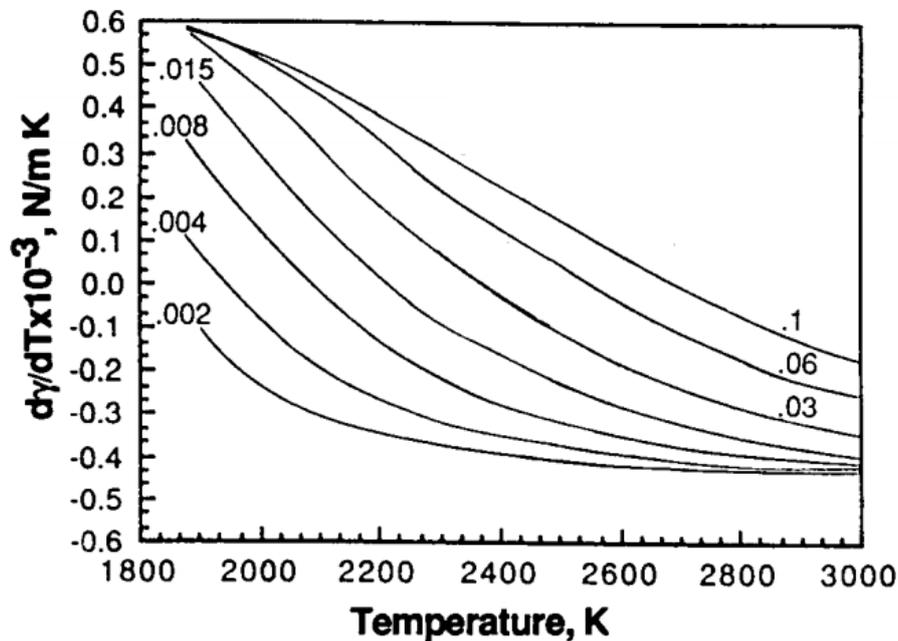


Figure I.7 : Gradient de tension superficielle en fonction de la température pour Fe-O [26].

III.2.2 Effets des paramètres de soudage sur la morphologie du bain de fusion

II. Effet du courant de soudage sur la morphologie du bain

La Figure I.8 montre l'évolution de l'aire de la section du bain de fusion en fonction du courant lors d'une opération du soudage TIG pour différentes vitesses de soudage (Niles et al. [5]). On voit que l'aire de la section du bain de fusion augmente en fonction du courant de soudage. Il faut noter que l'augmentation de l'aire de la section du bain de fusion en fonction du courant de soudage est double lorsque l'hélium est utilisé comme gaz de protection au lieu

de l'argon. Néanmoins, le rapport de la pénétration sur la largeur du bain de fusion n'augmente pas forcément en fonction du courant de soudage. En effet ce rapport dépend de la présence et de la quantité des éléments tensioactifs tels que le soufre pour les aciers (Figure I.9) [27].

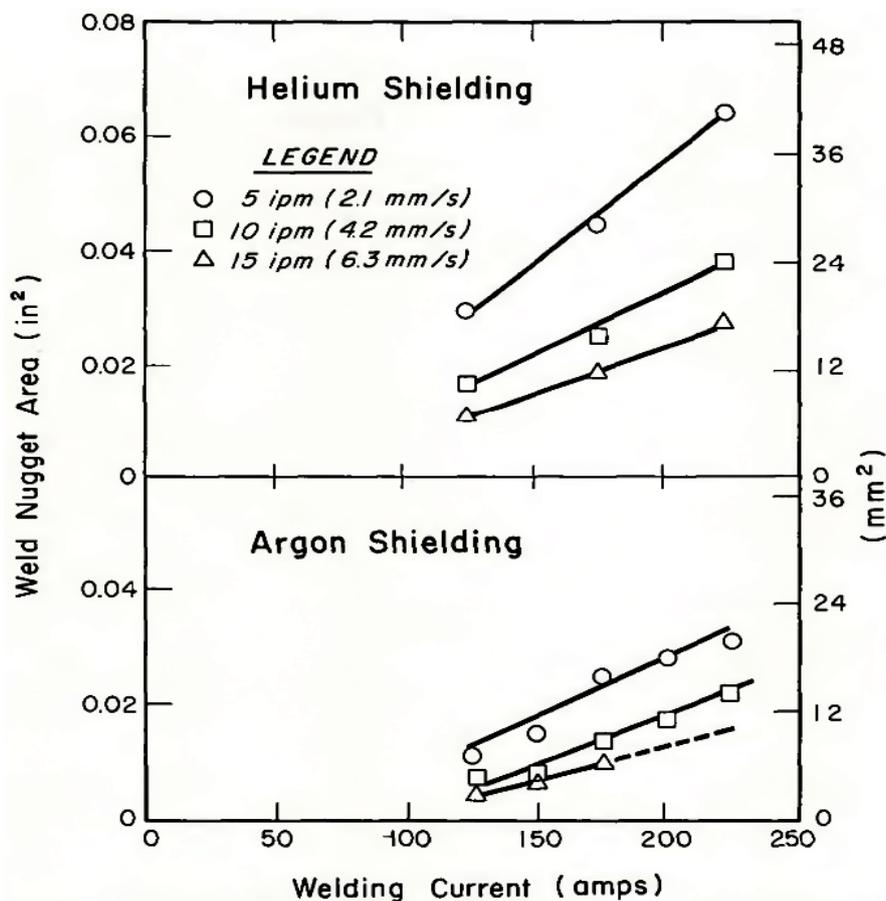


Figure I.8 : Evolutions de l'aire de la section du bain de fusion (mm^2) en fonction du courant (A) d'une pièce en acier HY-80.

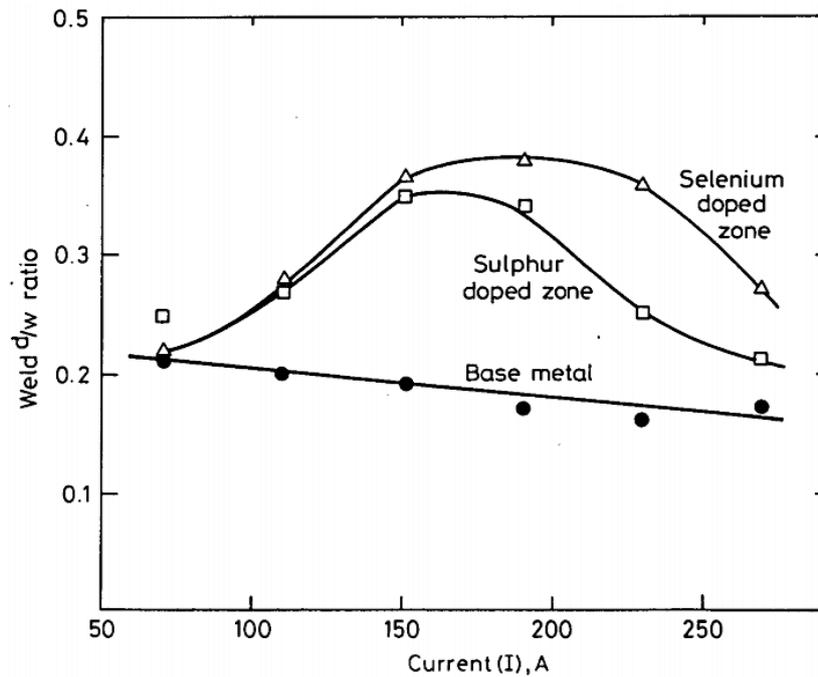


Figure I.9 : Rapport de pénétration sur la largeur du bain en fonction du courant pour l'acier inoxydable type 304 et 304 dopé avec du soufre ou du sélénium

b) Effet de la hauteur d'arc sur la morphologie du bain

L'effet d'augmentation de la hauteur de l'arc électrique sur la morphologie du bain de fusion a été étudié par Burgardt et Heiple [27] et par Ishizaki et al. [28] ; les résultats sont donnés aux Figures I.10 et I.11, respectivement. Le rapport de la pénétration sur la largeur du bain de fusion diminue en fonction de la hauteur d'arc électrique, sauf dans le cas, où une légère augmentation a été notée pour un acier à faible soufre. En effet l'augmentation de la hauteur d'arc électrique fait augmenter la force de cisaillement aérodynamique et le champ de vitesse sur la surface de bain de fusion ; cette force favorise un bain de fusion mouillant, c'est-à-dire que l'augmentation de la largeur est plus grande que celle de la pénétration. Matsunawa et al. [29] ont montré que pour des hauteurs d'arc d'environ 8mm, la force de cisaillement aérodynamique devient prédominante sur les autres forces, cette force vient contrecarrer la pénétration causée par la force de tension de surface pour les aciers dont la teneur en soufre est élevée.

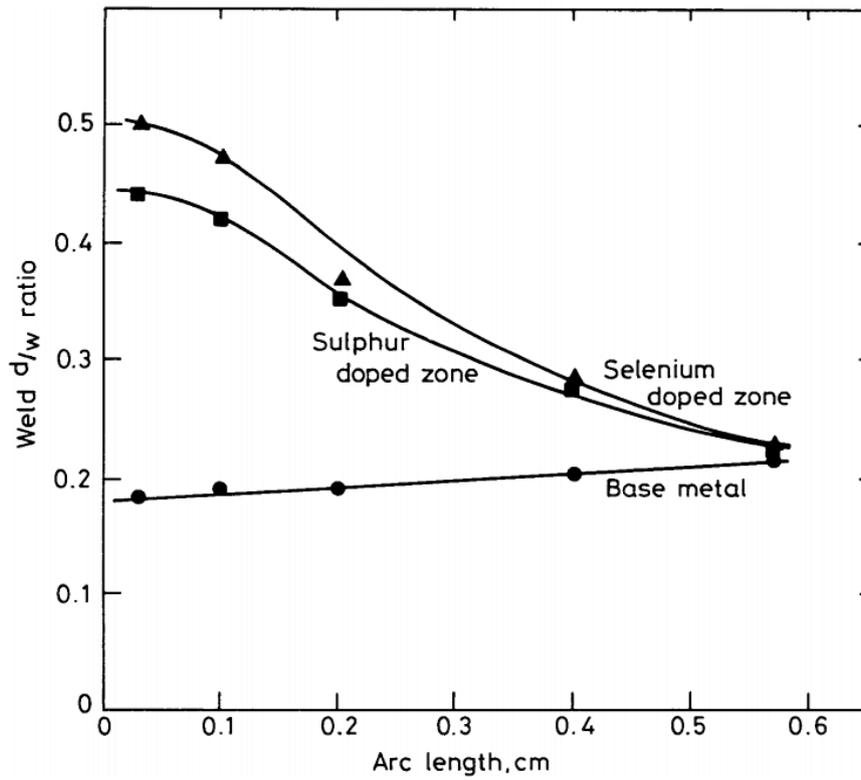


Figure I.10 : Evolution du rapport pénétration sur largeur en fonction de la hauteur d'arc pour l'acier inoxydable de type 304 et 304 dopé avec du soufre ou du sélénium [27].

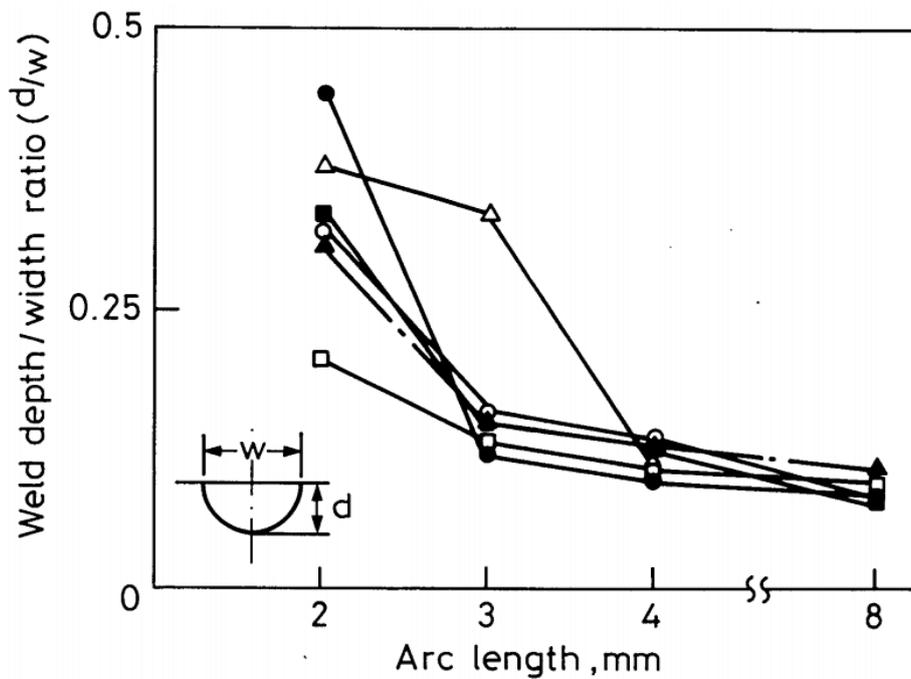


Figure I.11 : Evolution du rapport pénétration sur largeur en fonction de la hauteur d'arc pour différents types d'acier [28].

c) Effet de l'angle d'affûtage de l'électrode sur la morphologie du bain

L'effet de l'angle d'affûtage (voir Figure I.12) sur la morphologie du bain de fusion a fait l'objet de différents travaux dans la littérature [27, 30, 31, 32] ; les résultats sont montrés dans la Figure I.13 [33]. BURGARDT et al. [27] ont mesuré la pénétration en fonction de l'angle d'affûtage pour trois dopages d'aciers différents, et ont constaté que la pénétration restait constante pour le métal non dopé ; pour les aciers dopés au soufre, la pénétration diminue quand l'angle d'affûtage augmente de 30° jusqu'à 120° ; quant aux aciers dopés au sélénium la pénétration augmente pour arriver à un maximum lorsque l'angle d'affûtage est égale à 45° ; cette dernière diminue quand l'angle augmente de 45° jusqu'à 120°. Key [30] a observé que la pénétration du bain de fusion augmente en fonction de l'angle d'affûtage de l'électrode, jusqu'à arriver à un maximum quand l'angle d'affûtage fait 90° puis elle diminue au-delà de cet angle. D'autre part, Key a conclu que pour une meilleure stabilité de l'arc électrique, l'angle optimal est compris entre 30 et 60°.

Glickstein et al. [31] ont constaté que le rapport profondeur sur largeur du bain augmente en fonction de l'angle jusqu'à un maximum qui correspond à un angle de 45° ; puis ce dernier, diminue en fonction de l'angle. L'étude numérique de Goodarzi et al. [32] montre aussi que le rapport pénétration sur largeur augmente lorsque l'angle d'affûtage augmente.

À partir de ces résultats, il est difficile d'évaluer précisément la pénétration du bain de fusion par rapport à la variation de l'angle d'affûtage de l'électrode du fait de l'influence couplée de chacun des phénomènes physiques mis en jeu dans le bain de fusion.

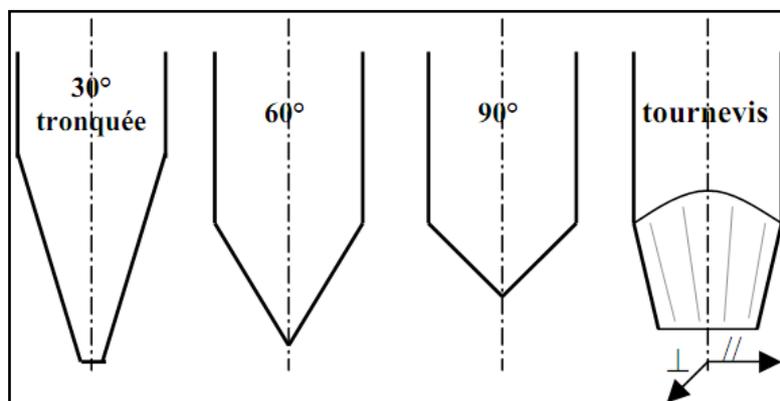


Figure I.12 : Géométries d'électrodes [6]

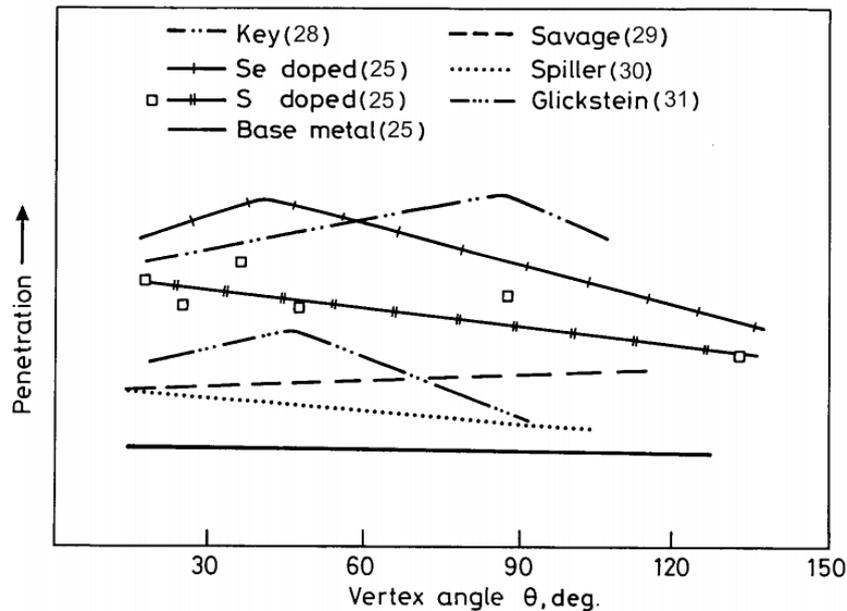


Figure I.13 : Evolutions de la pénétration en fonction de l'angle d'affûtage de l'électrode (°) selon différents auteurs [33]

III.2.3 Synthèse des travaux sur la modélisation du bain de fusion

La simulation du transfert de chaleur et de l'écoulement de fluide dans le bain de fusion a fait l'objet de nombreux travaux. Atthey [34] a été l'un des premiers à étudier l'écoulement du fluide dans un bain de fusion hémisphérique, pour déterminer le transfert de chaleur pendant le soudage TIG (Tungsten Inert Gas), en considérant la force électromagnétique comme une force d'entraînement principale dans le bain de fusion. Des simulations numériques du soudage TIG réalisées pour voir l'effet d'écoulement du fluide sur la pénétration du bain de fusion, en tenant compte de trois forces d'entraînement, la force de flottabilité, la force électromagnétique et la force de tension superficielle, ont fait l'objet de diverses études [35-39]. Tsai et al. [40] ont étudié l'effet Marangoni sur la géométrie de surface libre dans le cas de gradient de tension superficielle positif et négatif. Zacharia et al. [41] ont introduit dans une étude numérique de soudage TIG et laser l'utilisation d'un coefficient de tension de surface qui dépend de la température et la concentration des éléments tensioactifs, comme le soufre. Leur but était de comprendre l'effet du flux de chaleur et son influence sur le développement transitoire du bain de fusion ; ils ont, en suite, fait une étude expérimentale dont les résultats concernent la taille et la forme du bain de fusion sont comparés avec leurs résultats numériques [42]. Goodarzi et al. [43] ont étudié l'effet de l'angle de pointe de l'électrode sur les propriétés de l'arc dans une première partie. Dans la seconde partie de leur étude, Goodarzi et al. [44] ont développé un modèle mathématique décrivant l'écoulement du fluide et le transport d'énergie thermique pour un écoulement bidimensionnel ; le but était

d'étudier l'effet de l'angle de pointe de l'électrode sur les propriétés du bain de fusion. Un modèle 3D décrivant le flux de chaleur et l'écoulement de fluide dans un bain de fusion mobile avec une surface libre déformable du procédé GMAW (Gas Metal Arc welding) a été introduit par Ushio et al. [45]. Les résultats de cette étude montrent que la taille et la forme de bain de fusion sont fortement influencées par le volume du métal d'apport et la chaleur des gouttelettes. Médale et al. [46] ont réalisé une étude basée sur la méthode des éléments finis, pour traiter les problèmes d'interfaces (liquide-liquide et liquide-solide). L'objectif de leur travail était de présenter un modèle qui prend en considération les deux types d'interfaces intervenant simultanément lors d'une opération de soudage. Après détermination de la position des interfaces fluide-fluide, ils ont effectué une adaptation locale et temporaire du maillage permettant de préserver la discontinuité matérielle. Le suivi des fronts de changement de phase est assuré à l'aide d'une formulation enthalpique, considérant l'existence d'une zone pâteuse. Fan et al. [47] ont développé un modèle numérique pour décrire le bain de fusion partiellement ou totalement pénétré pendant l'opération de soudage TIG. La forme irrégulière du bain de fusion et le déplacement de l'interface liquide-solide sont été traités par boundary-fitted-coordinates technique. Le domaine physique représenté par ce système devrait être transformé en un domaine rectangulaire avant qu'une méthode des différences finies standard puisse être appliquée pour résoudre le système d'équations. Le modèle de Tanaka et al. [48] fait référence aux modèles complets couplant la physique de l'arc et du bain de fusion pour modéliser le processus de soudage TIG axisymétrique bidimensionnel. Zhang et al. [49] ont développé un modèle tridimensionnel de transfert de chaleur et d'écoulement de fluide pour calculer les champs de température et de vitesses, la taille du bain de fusion et la forme de la surface libre solidifiée lors du soudage par fillet GMAW, les résultats de ce modèle ont été validés ensuite par une étude expérimentale [50]. Wu et al. [51] ont réalisé un modèle numérique 3D en utilisant le code SIMPLER (développé par Patankar [52]) afin de calculer les champs de vitesses et de température dans une opération de soudage TIG avec une source de chaleur mobile, sans tenir compte des phénomènes de rayonnement. Wang et al. [53] ont utilisé un champ magnétique externe pour contrôler le débit et le transfert de chaleur dans la masse fondue afin d'éliminer la formation de bosses pendant le soudage GMAW. Kempf [54] a proposé une solution analytique approximative en utilisant une approche de la fonction de Green pour calculer le champ de température pour un procédé de soudage à l'arc pulsé. Il a comparé ces résultats analytiques avec ceux calculés par la méthode des éléments finis à l'aide du code de calcul FeniCS, il a trouvé une bonne concordance entre les deux résultats. Récemment, Zitouni et al. [55] ont

développé un modèle mathématique du comportement thermohydraulique du bain de fusion, et un programme FORTRAN qui permet la résolution des équations gouvernantes pendant le soudage TIG.

III.3 Gaz de protection dans le soudage TIG

Dans le soudage à l'arc électrique TIG, les gaz de protection sont nécessaires pour protéger la zone de soudage des gaz atmosphériques tels que l'azote, l'hydrogène et l'oxygène, qui peuvent provoquer des défauts dans les soudures, la porosité et la fragilisation des métaux de soudage s'ils entrent en contact avec l'électrode, l'arc ou la pièce à souder. Le gaz transmet également la chaleur de l'électrode de tungstène à la pièce, et il aide à l'amorçage et au maintien d'un arc stable.

Le choix d'un gaz de protection dépend de plusieurs facteurs, y compris le type de matériau à souder, la morphologie des joints et l'aspect final souhaité de la soudure. Les principaux gaz de protection utilisés en soudage TIG sont [3] :

- L'argon

L'argon est le gaz de protection le plus couramment utilisé pour le procédé de soudage TIG, car il aide à éviter les défauts dus à une longueur d'arc variable ; totalement inerte et relativement lourd, il assure une excellente protection du bain et de l'électrode. Lorsqu'il est utilisé avec un courant alternatif, la protection se traduit par une haute qualité de soudage et une bonne apparence. Par contre, la présence d'un film d'oxydes ou de dépôts de surface réduit son efficacité. Enfin, son faible potentiel d'ionisation facilite l'amorçage de l'arc et se traduit par une colonne d'arc plutôt conique.

- L'hélium

Un autre gaz de protection utilisé en soudage TIG est l'hélium, souvent utilisé pour augmenter la pénétration de la soudure dans un joint, ainsi que pour souder des métaux à haute conductivité thermique, comme le cuivre et l'aluminium. L'hélium est un gaz inerte chimiquement, mais a une densité très faible. Il faut donc augmenter le débit d'hélium pour obtenir une protection équivalente à celle de l'argon. Le coût d'utiliser l'hélium est quatre fois supérieur qu'une soudure sous argon, ce qui explique sa faible utilisation en soudage TIG. L'amorçage d'arc est difficile à cause de son potentiel d'ionisation élevé ; mais les énergies incidentes sont plus importantes comparativement à l'argon et permettent d'éviter les défauts de fusion. Par conséquent, les vitesses de soudage associées sont plus élevées et peuvent compenser le surcoût d'utilisation de l'hélium.

- Les gaz actifs

Les gaz de protection actifs comme le dioxyde de carbone, l'oxygène, l'azote et l'hydrogène, sont parfois utilisés, en faible proportion, en combinaison avec l'argon ou l'hélium. La plupart de ces gaz endommageraient la soudure lorsqu'ils sont utilisés en grandes quantités ; mais lorsqu'ils sont utilisés en petites quantités contrôlées, ils peuvent améliorer les caractéristiques de la soudure.

L'oxygène est utilisé en petite quantité comme ajout de 2-5 % à d'autres gaz tels que l'argon et l'hélium. Il améliore la stabilité de l'arc et réduit la tension superficielle du métal fondu, augmente le mouillage du métal liquide et inverse le gradient de tension superficielle en surface du bain de fusion. L'oxygène provoque l'oxydation de la soudure ; il n'est donc pas approprié pour le soudage de l'aluminium et du cuivre. Un excès d'oxygène, peut conduire à la fragilité dans la zone affectée par la chaleur. Des mélanges argon-oxygène avec 1 à 2% d'oxygène sont utilisés pour les aciers inoxydables ; la soudure a un revêtement d'oxyde dur et peut nécessiter un nettoyage.

L'hydrogène est utilisé pour le soudage du nickel et de certains aciers inoxydables, en particulier des pièces plus épaisses. Il améliore la fluidité du métal fondu et améliore la propreté de la surface. Grâce à sa conductivité thermique élevée l'hydrogène réduit l'arc et augmente la pénétration du bain de fusion permettant, ainsi, d'obtenir une section fondue plus importante. Néanmoins, le rapport pénétration sur largeur du bain diminue considérablement par cet ajout [11]. Il peut toutefois provoquer la fragilisation de nombreux alliages et en particulier de l'acier au carbone, de sorte que son application est habituellement limitée seulement à certains aciers inoxydables. Il est ajouté à l'argon en quantités généralement inférieures à 10%. Il peut être ajouté à des mélanges argon-dioxyde de carbone pour contrecarrer les effets oxydants du dioxyde de carbone. En concentration plus élevée (jusqu'à 25% d'hydrogène), il peut être utilisé pour le soudage de matériaux conducteurs tels que le cuivre. Cependant, il ne doit pas être utilisé sur l'acier, l'aluminium ou le magnésium car il peut causer la porosité et la fragilisation de la structure.

L'ajout d'azote favorise la présence de ferrite dans le cas de soudure d'aciers duplex austéno-ferritiques. Le taux d'azote permet également d'affiner la taille des grains austénitiques des aciers austénitiques à haute limite élastique [56].

Néanmoins, l'utilisation de gaz de protection actif nécessite une étude complète sur la sensibilité du matériau soudé ; car l'utilisation de ces gaz peut endommager la structure soudée.

IV Conclusion

Dans ce chapitre on a présenté une étude bibliographique sur le soudage à l'arc électrique. Après avoir défini les différents procédés de soudage à l'arc électrique, une orientation bien particulière a été donnée au procédé de soudage TIG. Un état de l'art de la modélisation des phénomènes physiques mis en jeu dans l'arc et dans le bain de fusion a été présenté.

L'influence de certains paramètres de soudage sur le rendement de l'arc électrique et sur la morphologie du bain de fusion, le choix des gaz de protections pour le soudage TIG ont été exposés dans ce chapitre. Le rendement de l'arc est influencé par plusieurs paramètres tels que le courant, la hauteur d'arc et l'angle d'affûtage de l'électrode. Les résultats rapportés dans la littérature concernant les effets de chacun de ces paramètres sur le rendement sont parfois contradictoires. L'effet de l'intensité et de l'angle d'affûtage de l'électrode ne concordaient pas selon les différentes études expérimentales. Cependant dans une étude récente de sensibilité numérique de ces paramètres sur le rendement [11], il est confirmé que le rendement diminue avec l'augmentation de la hauteur d'arc.

La morphologie du bain de fusion est conditionnée par les mouvements de convection dans ce dernier, ainsi que par les paramètres de soudage tels que l'intensité, la hauteur d'arc et l'angle d'affûtage. La tension de surface a un effet majeur sur les forces d'entraînement dans le bain de fusion, tels que la force électromagnétique, la pression d'arc et la force de convection naturelle. Selon le signe positif ou négatif du gradient de tension de surface, on obtient respectivement un bain de fusion pénétrant ou mouillant. Pour les paramètres de soudage, l'intensité joue un rôle important sur la morphologie du bain de fusion, l'augmentation de l'intensité cause l'augmentation de volume du liquide fondu et modifie la morphologie du bain de fusion. La hauteur d'arc est aussi un facteur important qui influence fortement les dimensions du bain, puisque le rapport P/L diminue lorsque la hauteur d'arc augmente. L'effet de l'angle d'affûtage sur la morphologie du bain de fusion dépend de chaque étude ; les auteurs arrivent à des conclusions différentes concernant l'évolution du rapport P/L en fonction de l'angle d'affûtage de l'électrode.

CHAPITRE II

MODELISATION MATHEMATIQUE

Sommaire

I Introduction

II Modélisation thermique

II.1 Equation de la chaleur

II.2 Condition initiale et conditions aux limites

III Apport d'énergie dans une opération du soudage

III.1 Source de chaleur point

III.2 Source de chaleur surfacique

III.3 Source de chaleur volumique

IV Modélisation hydraulique

IV.1 Equation générale du mouvement d'un fluide

IV.2 Conditions aux limites

V Calcul numérique

V.1 Méthode des différences finies

V.2 Méthode des éléments finis

V.3 Présentation de code COMSOL

V.3.1 Simulation numérique en utilisant COMSOL Multiphysique

VI Conclusion

I Introduction

Ce chapitre est consacré à la modélisation mathématique du transfert thermique, du mouvement du métal fondu et des sources de chaleur utilisées en soudage TIG. Au début de ce chapitre, nous allons développer le modèle thermique à travers une description de l'équation de la chaleur en différents systèmes de coordonnées ; puis on va détailler les conditions aux limites et initiale qui complètent cette équation. Après les conditions aux limites, nous décrivons l'apport d'énergie en simulation numérique de soudage TIG en rappelant les différents modèles de sources de chaleurs utilisés. Ces dernières peuvent être introduites comme condition à la limite externe ou comme source de chaleur volumique dans l'équation de la chaleur. Vu l'importance du mouvement du métal fondu dans la soudure, nous allons développer ensuite le modèle hydraulique, en décrivant l'équation du mouvement du fluide en différent systèmes de coordonnées. A la fin de ce chapitre, nous présentons dans une partie le calcul numérique et les différentes méthodes utilisées pour résoudre les équations aux dérivées partielles, telles que la méthode des différences finies et la méthode des éléments finis ; comme nous allons présenter le code de calcul COMSOL Multiphysiques, qui est dédié à la modélisation et la simulation numérique dans différents domaines physiques.

II Modélisation thermique

II.1 Equation de la chaleur

Considérons le transfert de chaleur par conduction dans un volume Ω d'une pièce à souder ; si on suppose que les propriétés du matériau ne dépendent pas de la température, et on a une source de chaleur volumique dans la pièce. Le bilan énergétique dans le domaine Ω est traduit par l'équation de la chaleur suivante [57]:

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right) - \text{div}(k \cdot \text{grad}T) = S \quad (\text{II.1})$$

Où encore, en faisant intervenir l'enthalpie du matériau, définie par $H(T) = \int_{T_0}^T \rho C_p (T) dT$

$$\frac{\partial H}{\partial t} - \text{div}(k \cdot \text{grad}T) = S \quad (\text{II.2})$$

Où T est la température, k la conductivité thermique du matériau, ρ la masse volumique, C_p la capacité calorifique et S une éventuelle source de chaleur volumique interne.

L'équation (II.1) est la forme générale de l'équation de diffusion de la chaleur. Cette équation, souvent appelée équation de la chaleur, fournit l'outil de base pour analyser la conduction de

la chaleur. La résolution de l'équation de la chaleur nous permet d'obtenir la répartition de la température T en fonction du temps.

L'équation de la chaleur (II.1) peut s'écrire dans différents systèmes de coordonnées comme suite :

a) En coordonnées cartésiennes

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) = S \quad (\text{II.3})$$

b) En coordonnées cylindriques

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(kr \frac{\partial T}{\partial r} \right) - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(k \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) = S \quad (\text{II.4})$$

II.2 Condition initiale et conditions aux limites

La relation (II.1) est une équation aux dérivées partielles, elle possède en théorie une infinité de solutions si on ne fixe pas de condition initiale en temps et de conditions aux limites aux frontières du domaine étudié. Par conséquent, la solution de l'équation de la chaleur dépend des conditions physiques existant à la frontière du domaine Ω , où est défini le processus thermique, ainsi que d'une condition initiale. On remarque que l'équation de la chaleur est une équation aux dérivées partielles du second ordre en espace et du premier ordre en temps. Les conditions aux limites peuvent être de type température imposée, ou bien flux imposé, ou encore elles sont déterminées par des échanges par rayonnement et convection avec l'air extérieur ; ces conditions peuvent s'exprimer simplement sous formes mathématique comme suit:

-conditions aux limites

On distingue plusieurs types de conditions aux limites thermiques.

-condition de température imposée de type Dirichlet

$$T|_{\Gamma_T} = T_{imp}, \quad t > 0 \text{ pour } \Gamma_T \in \Gamma \quad (\text{II.5})$$

T_{imp} est la température imposée à la frontière Γ_T .

-condition de flux imposé de type Neumann

$$-k \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{\Gamma_q} = q_{imp}, \quad t > 0 \text{ pour } \Gamma_q \in \Gamma \quad (\text{II.6})$$

q_{imp} est le flux imposé à la frontière Γ_q , n est la norme extérieur.

-condition de symétrie (surface isolée)

$$-k \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{\Gamma_s} = 0, \quad t > 0 \text{ pour } \Gamma_s \in \Gamma \quad (\text{II.7})$$

-condition mixte de type convection et rayonnement

$$-k \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{\Gamma_{cr}} = h(T - T_{ext}) + \sigma_0 \varepsilon (T^4 - T_{ext}^4) \quad t > 0 \text{ pour } \Gamma_{cr} \in \Gamma \quad (\text{II.8})$$

h est le coefficient d'échange convectif, T_{ext} est la température du milieu extérieur, σ_0 est la constante de Stefan-Boltzmann, ε l'émissivité du matériau.

Il est à noter que la source de chaleur provenant du soudage peut être aussi introduite dans les conditions aux limites, c'est à dire comme condition limite externe.

Quand aux conditions initiales elles sont classiquement définies comme suit :

-condition initiale

Si on considère un domaine Ω , et lorsqu'on veut modéliser le transfert thermique en régime transitoire, on doit connaître l'état thermique initial en tout point M du domaine. Cette condition peut se mettre sous la forme suivante :

$$T(M, t) = T_0, \quad \text{à } t=0 \text{ pour } M \in (\Omega \cup \Gamma) \quad (\text{II.9})$$

où T_0 est la température initiale.

III Apport d'énergie dans une opération du soudage

La modélisation thermique du soudage requiert une connaissance profonde de l'apport d'énergie résultant des phénomènes très complexes dans l'arc électrique ; la modélisation de l'arc électrique a été l'objet de plusieurs travaux [58-60]. L'apport d'énergie dans une opération de soudage provient de l'arc électrique ; ce dernier provoque, grâce à la collision des porteurs de charges (électrons, ions, molécules), une augmentation de la température de la pièce à souder. L'énergie est déposée essentiellement en surface de la pièce à souder, elle dépend fortement du procédé de soudage utilisé. Par ailleurs, l'apport de chaleur dépendra également de l'utilisation ou non du métal d'apport.

En simulation numérique de soudage, la modélisation de la source de chaleur est très importante ; les difficultés consistent alors à choisir le phénomène physique responsable de l'apport de chaleur et les remplacer par une source de chaleur appropriée dans l'équation de la

chaleur [61]. La modélisation de l'apport d'énergie a été effectuée en supposant différentes formes des sources de chaleur. Depuis les années quatre-vingt, plusieurs articles ont été publiés sur la modélisation des sources de chaleur dans le cas de soudage. Nous citerons ci-après les différents modèles de source de chaleur utilisés dans la simulation numérique du soudage à l'arc électrique.

III.1 Source de chaleur point

Rosenthal vers la fin des années trente a réussi à trouver la solution analytique exacte de l'équation de la chaleur dans le cas de soudage [62, 63]. Il a résolu l'équation aux dérivées partielles de conduction de chaleur en utilisant une source de chaleur point qui se déplace avec une vitesse constante. La source de chaleur point de Rosenthal est donnée par l'équation II.10. L'analyse de Rosenthal qui suppose une source de chaleur ponctuelle, linéaire ou plane est soumise à de graves erreurs pour les températures calculées près de la zone de fusion et de la zone affectée par la chaleur [64] :

$$Q = \eta \cdot I \cdot U \quad (\text{II.10})$$

Q est la chaleur, η est le rendement d'arc, I le courant de soudage, U est le potentielle de soudage.

III.2 Source de chaleur surfacique

L'apport d'énergie en surface d'une pièce à souder est donné par une condition à la limite de l'équation aux dérivées partielles de la chaleur. La source de chaleur surfacique est modélisée comme une densité de flux de chaleur, appliquée sur une surface S ; on a alors, dans un repère lié à la source :

$$q(x, y) = \frac{Q}{S} \cdot f(x, y) \quad (\text{II.11})$$

$f(x, y)$ étant la fonction de répartition surfacique, qui est maximale en $(x = 0, y = 0)$, c'est à dire pour un point situé juste sous la source, A est la surface.

a) *Source de chaleur surfacique répartie sur un disque de rayon r*

Pavelic et al [65] ont proposé un modèle d'une source de chaleur répartie sur un disque de rayon r , le flux thermique a une distribution gaussienne.

$$q(r) = q(0) \cdot e^{-R_0 r^2} \quad (\text{II.12})$$

$q(r)$ est le flux de chaleur surfacique en W/m^2 , $q(0)$ est le flux maximal au centre de la source de chaleur W/m^2 , R_0 est le paramètre de distribution du flux, r est la distance radiale du centre de la source de chaleur en m.

Krutz et al [66] ont suggéré une autre forme pour la source de chaleur surfacique répartie sur un disque de Pavelic. Exprimé dans un système de coordonnées qui se déplace avec la source de chaleur, l'équation II.12 prend la forme suivante:

$$q(\xi, y) = \frac{3Q}{\pi R_0^2} \cdot e^{-3y^2/R_0^2} e^{-3\xi^2/R_0^2} \quad (\text{II.13})$$

La transformation liant le système de coordonnées fixe au système de coordonnées mobile est :

$$\xi = x + v(\tau - t)$$

v vitesse de déplacement de la source de chaleur en m/s, t le temps en s, τ facteur de décalage nécessaire pour définir la position de la source de chaleur à l'instant $t = 0$.

III.3 Source de chaleur volumique

Pour les situations de soudage, où la profondeur de pénétration est faible, le modèle de source de chaleur de surface donne de bons résultats. Cependant, pour les sources de densité de forte puissance tels que le laser ou le faisceau d'électrons, elle ignore l'action de creusement de l'arc qui transporte la chaleur en dessous de la surface. Dans ce cas, on modélise l'apport de chaleur en faisant intervenir un terme source interne dans l'équation de la chaleur, c'est à dire une densité volumique de flux de chaleur appliquée au sein du volume du matériau. Ce dernier type de modélisation est plus adapté lorsqu'on veut englober dans la formulation de l'apport de chaleur la contribution énergétique des phénomènes qui ont lieu dans le bain fondu.

a) *Source de chaleur gaussienne de forme hémisphérique*

Bien que la source de chaleur hémisphérique puisse modéliser une soudure à l'arc mieux qu'une source de disque, celle-ci a aussi ses limitations. La distribution de densité de puissance pour une source de volume hémisphérique peut s'écrire :

$$q(\xi, y, z) = \frac{6\sqrt{3}Q}{\pi c^3 \sqrt{\pi}} \cdot e^{-3\xi^2/c^2} e^{-3y^2/c^2} e^{-3z^2/c^2} \quad (\text{II.14})$$

b) Source de chaleur gaussienne de forme ellipsoïdale

Le bain fondu dans de nombreuses soudures est souvent loin d'être sphérique. De même, une source hémisphérique n'est pas appropriée pour des soudures qui ne sont pas sphériques symétriques, telles qu'un faisceau d'électrons à pénétration profonde ou des soudures à faisceau laser. Dans ce cas, on considère un volume fini de forme ellipsoïdale, de rayon a, b, et c (Figure II.1). La densité de flux volumique s'écrit alors [66] :

$$q(\xi, y, z) = \frac{6\sqrt{3}Q}{\pi abc \sqrt{\pi}} \cdot e^{-3\xi^2/a^2} e^{-3y^2/b^2} e^{-3z^2/c^2} \quad (\text{II.15})$$

Les rayons a, b et c correspondent aux rayons pour lesquels l'énergie est égale à 5% du pic.

Par rapport au système de coordonnées fixes, l'équation II.15 peut se mettre sous la forme.

$$q(x, y, z, t) = Q_m \cdot e^{-3[x+v(\tau-t)]^2/a^2} e^{-3y^2/b^2} e^{-3z^2/c^2} \quad (\text{II.16})$$

avec

$$Q_m = \frac{6\sqrt{3}Q}{\pi abc \sqrt{\pi}}$$

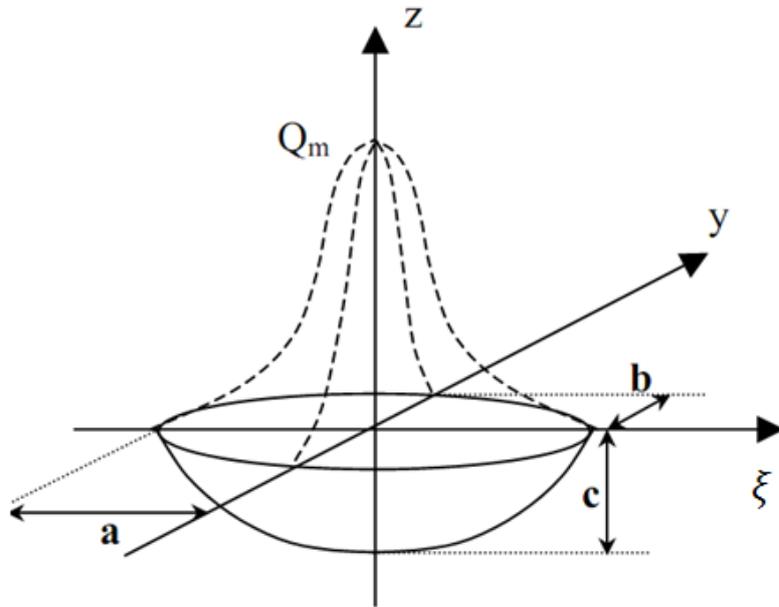


Figure II.2 : Gaussienne 3D à répartition finie sur ellipsoïde de rayons a, b, c

c) Source de chaleur gaussienne de forme double ellipsoïdale

L'expérience a montré que le champ de températures calculé avec le modèle de source de chaleur ellipsoïdale révèle que le gradient de température avant la source de chaleur est plus faible que prévu et que le gradient au bord arrière de la zone fondue était plus élevé que les résultats expérimentaux obtenus. Pour tenir compte du mouvement de la source, et donc de la dissymétrie de la source de chaleur, Goldak [67] a proposé deux sources ellipsoïdales combinées. La moitié avant de la source est le quadrant d'une source ellipsoïdale, et la moitié arrière est le quadrant d'un autre ellipsoïde. La distribution de densité de puissance le long de l'axe ξ est montrée sur la Figure II.2. La répartition de densité de puissance à l'intérieur du quadrant avant est donnée par l'équation II.17 :

$$q(x, y, z, t) = \frac{6\sqrt{3}Qf_f}{\pi abc \sqrt{\pi}} \cdot e^{-3[x+v(\tau-t)]^2/a^2} e^{-3y^2/b^2} e^{-3z^2/c^2} \quad (\text{II.17})$$

avec

$$f_f = \frac{2a_f}{a_f + a_r}$$

De même, pour le quadrant arrière de la source, la distribution de densité de puissance à l'intérieur de l'ellipsoïde est donnée par l'équation II.18 :

$$q(x, y, z, t) = \frac{6\sqrt{3}Qf_r}{\pi abc \sqrt{\pi}} \cdot e^{-3[x+v(\tau-t)]^2/a^2} e^{-3y^2/b^2} e^{-3z^2/c^2} \quad (\text{II.18})$$

avec

$$f_r = \frac{2a_r}{a_f + a_r}$$

Dans ce modèle, les fractions f_f et f_r de la chaleur déposée dans les quadrants avant et arrière sont nécessaires, avec $f_f + f_r = 2$.

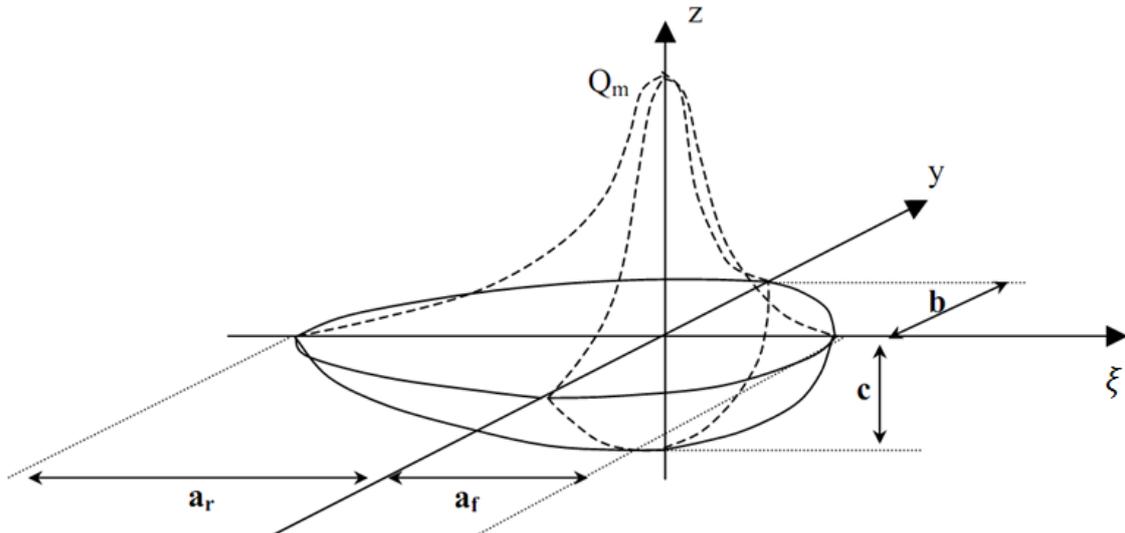


Figure II.2 : Gaussienne 3D à répartition finie sur double ellipsoïde de rayons a_f , a_r , b , c

IV Modélisation hydraulique

IV.1 Equation générale du mouvement d'un fluide

Si on considère un volume de fluide V en mouvement, par application de la relation fondamentale de la dynamique, en écrivant l'égalité entre la variation temporelle de sa quantité de mouvement et l'ensemble des forces surfaciques et volumiques exercées sur ce volume, on obtient l'équation de mouvement suivante [68]:

$$\frac{d}{dt} [\iiint_V \rho V d\tau] = \iiint_V \rho F d\tau + \iint_S [\sigma] \cdot n d\Sigma \quad (\text{II.19})$$

$d\tau$ représente un élément matériel de fluide, $d\Sigma$ est un élément de surface fermée S limitant le volume V de fluide, V est le champ de vitesse, σ est l'ensemble des forces surfaciques s'exerçant sur l'élément de surface $d\Sigma$, F est l'ensemble des forces de volume, n est la normale à la surface.

En partant de l'équation II.19, on obtient après un calcul l'équation de mouvement de Navier-Stokes usuelle pour un écoulement de fluide Newtonien incompressible :

$$\rho \frac{dV}{dt} = -\text{grad } p + \eta \Delta V + F \quad (\text{II.20})$$

Ou encore

$$\rho \frac{\partial V}{\partial t} + \rho(V \cdot \text{grad})V = -\text{grad } p + \eta \Delta V + F \quad (\text{II.21})$$

Pour un fluide incompressible, c'est-à-dire pas de variation de la masse volumique en fonction du temps au cours du mouvement du fluide, l'équation de conservation de la masse prend la formule suivante:

$$\text{div } V = 0 \quad (\text{II.22})$$

Cette formule est appelée équation de continuité

a) Equation de Navier-Stokes en coordonnées cartésiennes (x, y, z)

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + F_x + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (\text{II.23})$$

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + F_y + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \quad (\text{II.24})$$

$$\rho \left(\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} + F_z + \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \quad (\text{II.25})$$

Equation de continuité :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{II.26})$$

b) Equation de Navier-Stokes en coordonnées cylindriques (r, θ, z)

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} - \frac{u_\theta^2}{r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} \right) \\ = -\frac{\partial p}{\partial r} + F_r + \mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u_r}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u_r}{\partial \theta^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} - \frac{u_r}{r^2} + \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (\text{II.27})$$

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial u_\theta}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_r u_\theta}{r} + u_z \frac{\partial u_\theta}{\partial z} \right) \\ = -\frac{\partial p}{\partial r} + F_\theta \\ + \mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u_\theta}{\partial \theta^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} - \frac{u_\theta}{r^2} + \frac{\partial^2 u_\theta}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (\text{II.28})$$

$$\rho \left(\frac{\partial u_z}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_z}{\partial \theta} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} + F_z + \mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u_z}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \right) \quad (\text{II.29})$$

Equation de continuité :

$$\frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0 \quad (\text{II.30})$$

IV.2 Conditions aux limites

La résolution des équations de mouvement d'un fluide nécessite la connaissance de sa vitesse sur les frontières du domaine du calcul. Bien souvent, ces limites sont des parois solides ou des interfaces avec d'autres fluides (liquides ou gaz).

Les principales conditions limites portant sur le champ de vitesse d'un écoulement limité par une paroi immobile sont :

- cas des fluides visqueux : adhérence à la paroi

$$V = 0 \quad (\text{II.31})$$

- cas des fluides parfaits : glissement imperméable

$$\vec{V} \cdot \vec{n} = 0 \quad (\text{II.32})$$

À l'interface entre deux fluides, la condition sur les contraintes normales (pression) est donnée par :

$$p_1 - p_2 = \gamma \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'} \right) \quad (\text{II.33})$$

γ est le coefficient de tension superficielle entre le fluide 1 et le fluide 2, et R et R' sont les rayons de courbure principaux de l'interface.

À la surface libre d'un fluide, la contrainte tangentielle dans le liquide à l'interface est donnée par :

$$[\sigma] \cdot n \cdot t = 0 \quad (\text{II.34})$$

σ est le tenseur des contraintes, n la normale à l'interface, t est le vecteur unitaire tangente à l'interface.

V Méthodes numérique

Les phénomènes physiques produits pendant une opération de soudage, tels que le transfert thermique et l'écoulement du métal fondu, sont traduits en mathématiques par des équations aux dérivés partielles. Généralement ces équations sont très complexes et fortement non linéaires; pour les résoudre on fait toujours recours aux méthodes numériques pour trouver une solution approchée du problème. Le principe de calcul est basé sur la transformation des équations aux dérivées partielles à un système d'équations algébriques; ce système est résolu par l'une des méthodes de la résolution telle que la méthode de résolution itérative de Gauss-Seidel.

Parmi les méthodes de discrétisation des équations aux dérivées partielles nous citons la méthode des différences finies et la méthode des éléments finis.

V.1 Méthode des différences finies

La méthode des différences finies est une technique pour trouver une solution approchée des équations aux dérivées partielles (EDP), dont le principe est de discrétiser le domaine de calcul en un nombre fini de points sur lesquels on approche les opérateurs de dérivation dans les EDP par des développements en séries de Taylor tronquées à l'ordre de précision choisie ; en remplaçant les opérateurs dérivés par différences finies on obtient un système d'équations algébriques pour les valeurs de l'inconnue Φ dans chaque point du maillage.

Discrétisation par différences finies spatiales

Considérons un maillage régulier à une dimension :

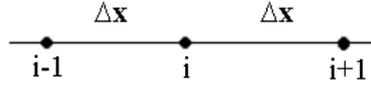


Figure II.3 : Maillage

où $\Delta x = x_i - x_{i-1} = x_{i+1} - x_i$

Si on a une variable inconnue Φ , le développement en série de Taylor, autour du point i du maillage est donné par les relations :

$$\Phi_{i-1} = \Phi_i - \frac{1}{1!} \Delta x \left(\frac{d\Phi}{dx} \right)_i + \frac{1}{2!} (\Delta x)^2 \left(\frac{d^2\Phi}{dx^2} \right)_i - \frac{1}{3!} (\Delta x)^3 \left(\frac{d^3\Phi}{dx^3} \right)_i + O((\Delta x)^4) \quad (\text{II.35})$$

$$\Phi_{i+1} = \Phi_i + \frac{1}{1!} \Delta x \left(\frac{d\Phi}{dx} \right)_i + \frac{1}{2!} (\Delta x)^2 \left(\frac{d^2\Phi}{dx^2} \right)_i + \frac{1}{3!} (\Delta x)^3 \left(\frac{d^3\Phi}{dx^3} \right)_i + O((\Delta x)^4) \quad (\text{II.36})$$

Si l'on tient compte des deux premiers termes de la relation (II.35) on obtient la dérivée approchée régressives par différence finies d'ordre 1.

$$\left(\frac{d\Phi}{dx} \right)_i = \frac{\Phi_i - \Phi_{i-1}}{\Delta x} \quad (\text{II.37})$$

Si on fait la même chose avec l'équation (II.36) on obtient la dérivée approchée progressive par différence finies d'ordre 1

$$\left(\frac{d\Phi}{dx} \right)_i = \frac{\Phi_{i+1} - \Phi_i}{\Delta x} \quad (\text{II.38})$$

En faisant la soustraction de la relation (II.35) de la relation (II.36), on obtient l'approximation par différences finies centrales d'ordre 2.

$$\left(\frac{d\Phi}{dx} \right)_i = \frac{\Phi_{i+1} - \Phi_{i-1}}{2\Delta x} \quad (\text{II.39})$$

En additionnant les relations (II.35) et (II.36) on obtient l'approximation par différences finies centrales d'ordre 2

$$\left(\frac{d^2\Phi}{dx^2} \right)_i = \frac{\Phi_{i+1} - 2\Phi_i + \Phi_{i-1}}{(\Delta x)^2} \quad (\text{II.40})$$

V.2 Méthode des éléments finis

Le principe de la méthode des éléments finis est basé sur le découpage du domaine d'étude en domaines élémentaires de dimensions finies. Sur chacun des éléments finis, l'équation aux dérivées partielles est remplacée par un système d'équations algébriques, la fonction inconnue Φ est approchée par un polynôme dont le degré peut varier d'une application à l'autre, mais reste en général faible. Ces éléments peuvent prendre plusieurs formes rectilignes ou

curvilignes, telles qu'elles sont mentionnées sur le tableau II.1 ; l'ensemble de ces éléments disjoints forme le domaine de calcul entier. Le système d'équations algébriques obtenu est décrit par une matrice ; il y a donc une matrice par élément fini. La résolution de ce système d'équations nécessite la connaissance des conditions aux limites, qui sont définies sur les frontières du système global et pas sur les frontières de chaque élément fini; il est donc impossible de résoudre indépendamment chaque système. Les matrices sont donc réunies au sein d'une matrice globale. L'EDP est résolue aux nœuds du maillage, c'est-à-dire que la solution est calculée en des points donnés et non en chaque point du domaine Ω . La Figure II.4 représente le principe de la méthode des éléments finis. Les détails du calcul de cette méthode sont cités dans la référence [69].

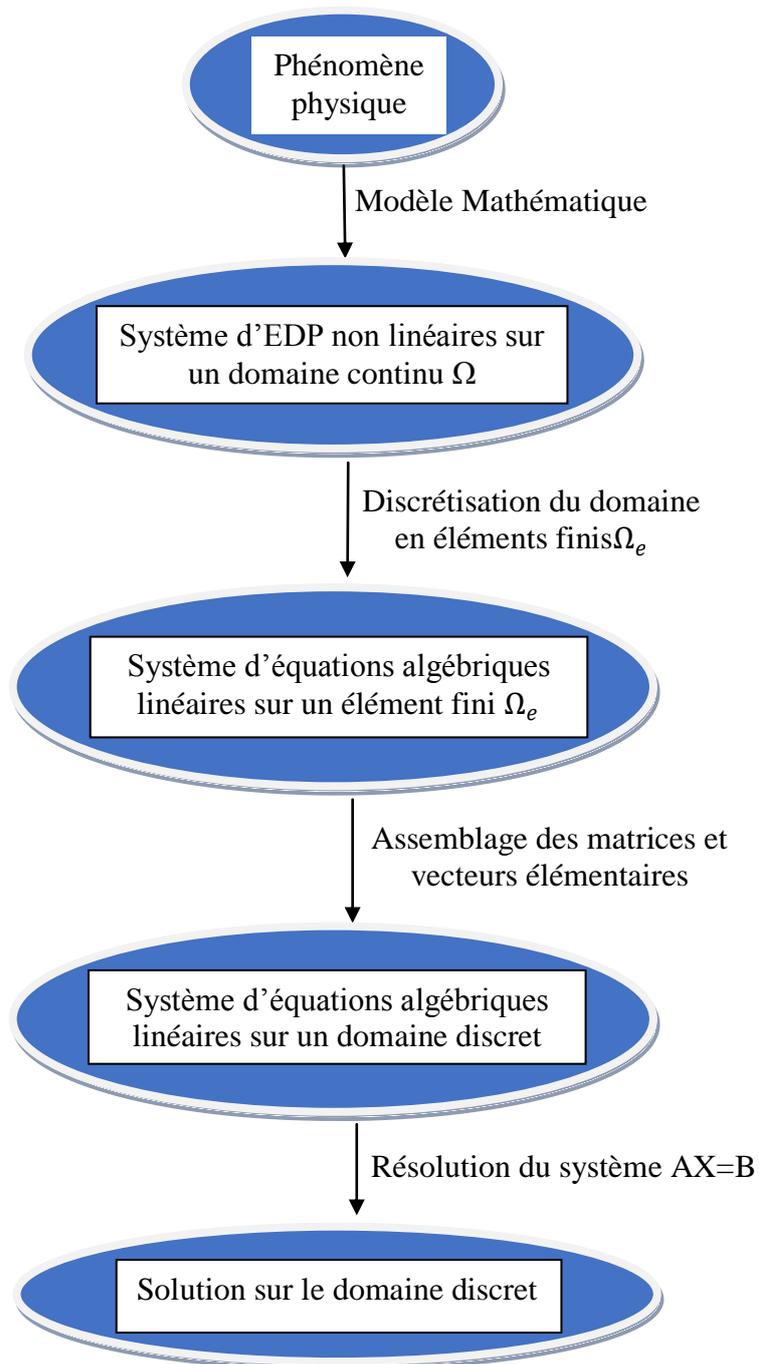
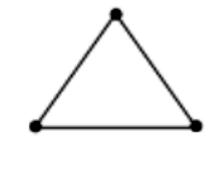
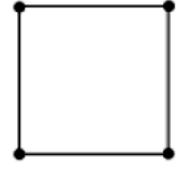
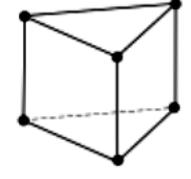
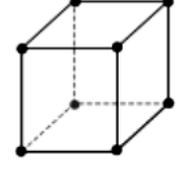
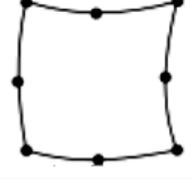
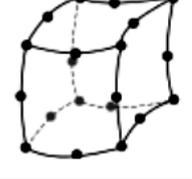
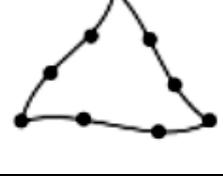
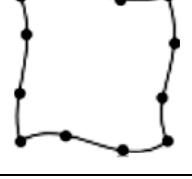
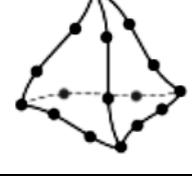
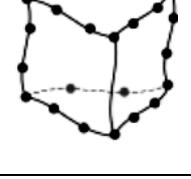
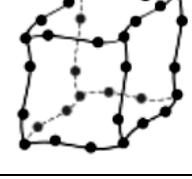


Figure II.4 : Principe de la méthode des éléments finis

Tableau II.1 : Principaux types d'éléments finis utilisé en 2D et 3D

	Triangle	Quadrilatère	Tétraèdre	Prisme	Hexaédrique
Linéaire P1					
Quadratique P2					
Cubique P3					

V.3 Présentation de code COMSOL

COMSOL est un logiciel Multiphysiques de simulation numérique des phénomènes physiques, basé sur la méthode éléments finis. Il a une interface utilisateur classique qui permet le couplage des phénomènes physiques à travers la résolution des systèmes couplés d'équations aux dérivées partielles (Figure II.5). COMSOL Multiphysiques comprend plus de 30 modules complémentaires spécialisés en génie électrique, mécanique, transfert de chaleur, chimie....etc. De plus, COMSOL permet de faire des liaisons avec d'autres logiciels, tels que l'AUTOCADE et MATLAB, et possède aussi un environnement graphique intégré, conçu pour développer et afficher les résultats de la simulation numérique facilement et efficacement.

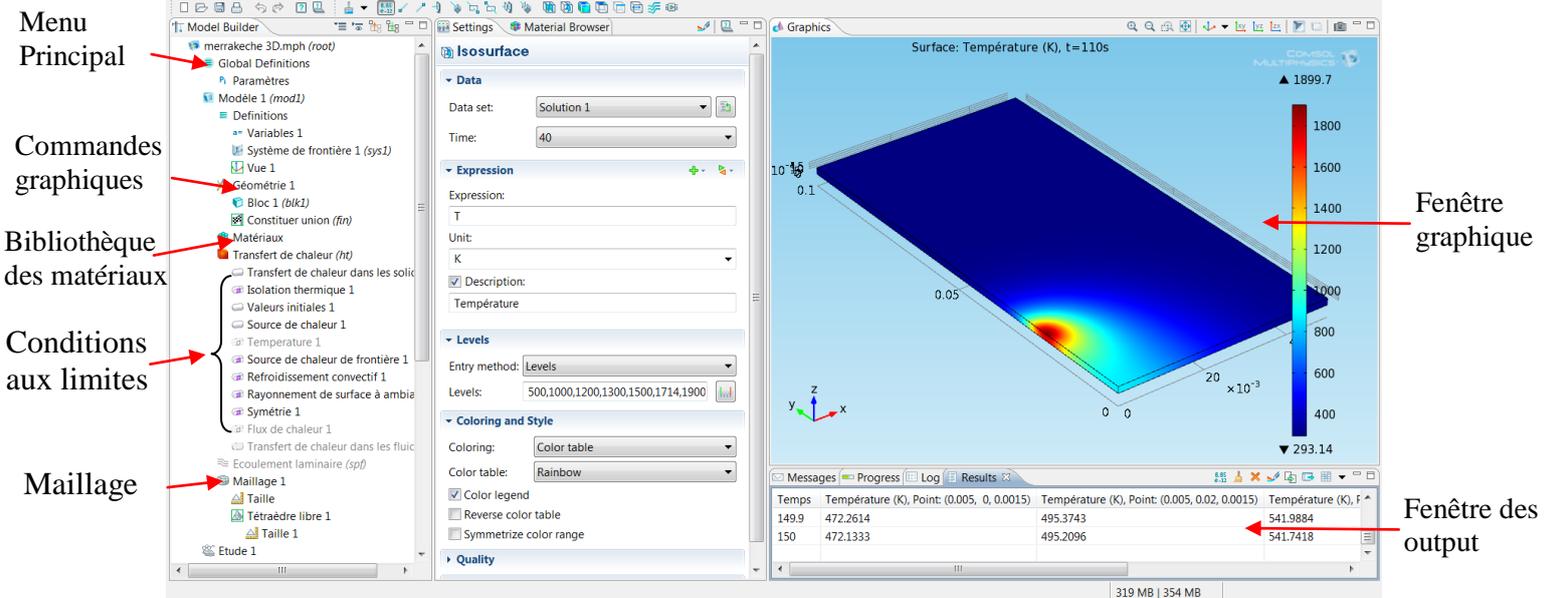


Figure II.5 : Interface de logiciel COMSOL, fenêtres et menus de commande (input, output)

V.3.1 Simulation numérique en utilisant COMSOL Multiphysique

Avant de faire une simulation numérique avec un logiciel de calcul numérique, il faut passer par certaines étapes pour lancer la simulation. Pour travailler avec le logiciel COMSOL, ces étapes sont :

- **Espace de travail** : la première chose à faire est de choisir l'espace de travail dans lequel on veut étudier le problème (3D, 2D axisymétrique, 2D,.....etc.)
- **Domaines physiques** : sélectionner les domaines physiques à partir des phénomènes physiques entrants dans le problème. S'il s'agit d'un couplage, on additionne de deux modules ou plus selon les phénomènes qu'on veut étudier. Par exemple transfert de chaleur, écoulement des fluides, les courants électriques...etc.
- **Type d'étude** : selon l'évolution temporelle des variables dans les phénomènes à étudier, on doit choisir une étude stationnaire ou temporelle.
- **Paramètres de simulation** : les paramètres de la simulation numérique sont introduits dans un tableau. Ces paramètres peuvent être constantes ou variables ; comme on peut ajouter aussi des paramètres à tout moment dans la modélisation.
- **Géométrie** : dessiner la géométrie de l'objet sur lequel on veut étudier le phénomène à l'aide des commandes graphiques, comme on a la possibilité d'importer la géométrie sous forme d'un fichier CAD.

- **Matériaux** : choisir les matériaux à l'aide de bibliothèque des matériaux dans COMSOL, comme on a la possibilité d'insérer les propriétés des matériaux si elles ne se trouvent pas dans la bibliothèque.
- **Conditions aux limites et initiale** : Pour imposer une condition à la limite, il faut d'abord sélectionner la limite, et après choisir dans la liste des conditions aux limites le type de condition qu'on veut l'imposer.
- **Maillage** : COMSOL Multiphysiques propose des outils de maillage automatique et semi-automatique, l'algorithme par défaut génère automatiquement un maillage tétraédrique. Nous avons le choix entre un maillage triangle ou quadrilatère en 2D, un maillage tétraédrique ou hexaédrique en 3D. On peut faire aussi un raffinement du maillage dans une zone par rapport à une autre.
- **Étude** : COMSOL Multiphysiques fait le calcul à l'aide des solveurs numériques directs ou itératifs, celui-ci est exécuté sur la base d'un contrôle d'erreurs. La configuration par défaut du solveur dépend des couplages physiques. L'utilisateur peut consulter cette configuration et définir manuellement les réglages de base.
- **Visualisation des résultats** : Les résultats du calcul sont affichés à l'aide des outils de visualisation intégrés, qui comprennent des graphiques en 3D, d'iso surface, de plan de coupe, de flèche et de ligne de courant, ainsi que les graphes. De plus, COMSOL est doté d'outils qui permettent de calculer la valeur maximale, minimale, moyenne ou intégrée de toute quantité dans un volume, sur une surface, le long d'une arête incurvée et au niveau d'un point.

VI Conclusion

Dans ce chapitre nous avons développé les modèles mathématiques thermique et hydraulique du soudage TIG, ainsi une partie sur le calcul et les méthodes numériques utilisées pour résoudre ces types de problèmes. Dans la modélisation thermique on a décrit l'équation de la chaleur et les conditions aux limites et initiale nécessaire pour résoudre ce type d'équations. Pour l'apport d'énergie en soudage on a présenté les différents modèles de sources de chaleur utilisés dans le cadre de la simulation numérique du soudage TIG. Le modèle de source de chaleur de surface donne de bons résultats lorsque la profondeur de pénétration est faible. Cependant, pour les fortes puissances où il y a une forte pénétration le modèle de source de chaleur volumique est le plus adapté pour avoir des bons résultats. Afin d'étudier le mouvement du liquide fondu sur la forme et la morphologie de la soudure, nous avons développé le modèle hydraulique en décrivant l'équation du mouvement du fluide et les

conditions aux limites utilisées dans ce type d'équations. Finalement, on a présenté une partie sur le calcul numérique à travers une brève description de la méthode des différences finies et la méthode des éléments finis, ainsi que les différentes étapes à suivre pour la simulation numérique en utilisant le code de calcul COMSOL Multiphysique.

Ce chapitre sera la base de nos travaux de simulation numériques thermique en chapitre III et thermohydraulique en chapitre IV.

CHAPITRE III

SIMULATION NUMERIQUE

THERMIQUE

Sommaire

I Introduction

II Modélisation numérique par la méthode des différences finies en 2 D

II.1 Hypothèses

II.2 Mise en équations

II.3 Principe de la résolution numérique

II.4 Résultats et discussions

III Modélisation numérique par la méthode des éléments finis

III.1 Maillage

III.2 Résultats et discussions

IV Comparaison des cycles thermiques calculés par les méthodes numériques et mesurés

IV.1 Effet du maillage sur les calculs

V Conclusion

I Introduction

Pour une analyse précise du comportement des matériaux soudés, le calcul du champ de température transitoire pendant le soudage est très important. Pour un matériau soudé, le champ de température nous permet de déterminer la taille des différentes zones après le soudage, tels que la zone affectée par la chaleur et la zone fondue ainsi que la variation de la microstructure et les contraintes résiduelles. Le processus de soudage est tellement complexe qu'à ce jour, la modélisation mathématique et la simulation numérique n'a pas pu suivre la technologie moderne de soudage. Cependant, le transfert de chaleur dans des situations matérielles réelles peut être simulé avec précision. La mesure directe des données thermiques des soudures est très problématique, en raison des limites techniques des équipements de mesure, ce qui rend la simulation numérique un outil efficace pour calculer le champ thermique pendant le soudage.

L'objectif de la première partie de ce chapitre est d'élaborer un code de calcul sous Fortran, pour résoudre les équations issues de la discrétisation par différence finie de l'équation de la chaleur avec les conditions aux limites associées au problème du soudage TIG. Dans ce code on tient compte de l'effet du changement de phase solide-liquide, avec le déplacement de la source de chaleur. Les résultats de la simulation numérique concernant le champ et les cycles thermiques, les isothermes, la taille de différentes zones (ZAT, ZF) sont affichés à l'aide du logiciel MATLAB. Dans la deuxième partie nous allons réaliser une étude thermique du soudage TIG, à travers une simulation numérique en 2D par la méthode des éléments finis, en utilisant les mêmes propriétés physiques et les mêmes paramètres du soudage utilisés dans la première partie. Cette fois-ci, nous allons implanter notre modèle dans le code de calcul COMSOL. La troisième partie de ce chapitre est consacrée à la comparaison des différents résultats de calcul par différences finies et par éléments finis. Pour valider les résultats issues de la modélisation et de la simulation par les méthodes numériques (éléments finis et différences finies), nous allons comparer les cycles thermiques mesurés en utilisant des thermocouples de type "K", à différents positions, avec les cycles thermiques calculés aux mêmes positions par les méthodes numériques.

II Modélisation numérique par la méthode des différences finies en 2 D

II.1 Hypothèses

L'apport d'énergie de l'arc électrique est modélisé par une source de chaleur ayant une distribution surfacique Gaussienne [67, 70]; cette dernière se déplace avec une vitesse V selon l'axe Z en coordonnées cylindriques. Les hypothèses de base sont récapitulées comme suit :

- le régime est transitoire
- les effets convectifs dans le bain sont négligés.
- le calcul est bidimensionnel et symétrique, avec OZ axe de symétrie.
- les propriétés physiques du matériau sont considérées constantes.
- le changement de phase est pris en considération.

La Figure III.1 représente de façon schématique le problème thermique les conditions aux limites ; le symbole  fait référence à un phénomène de convection alors que l'autre symbole  traduit une condition de rayonnement.

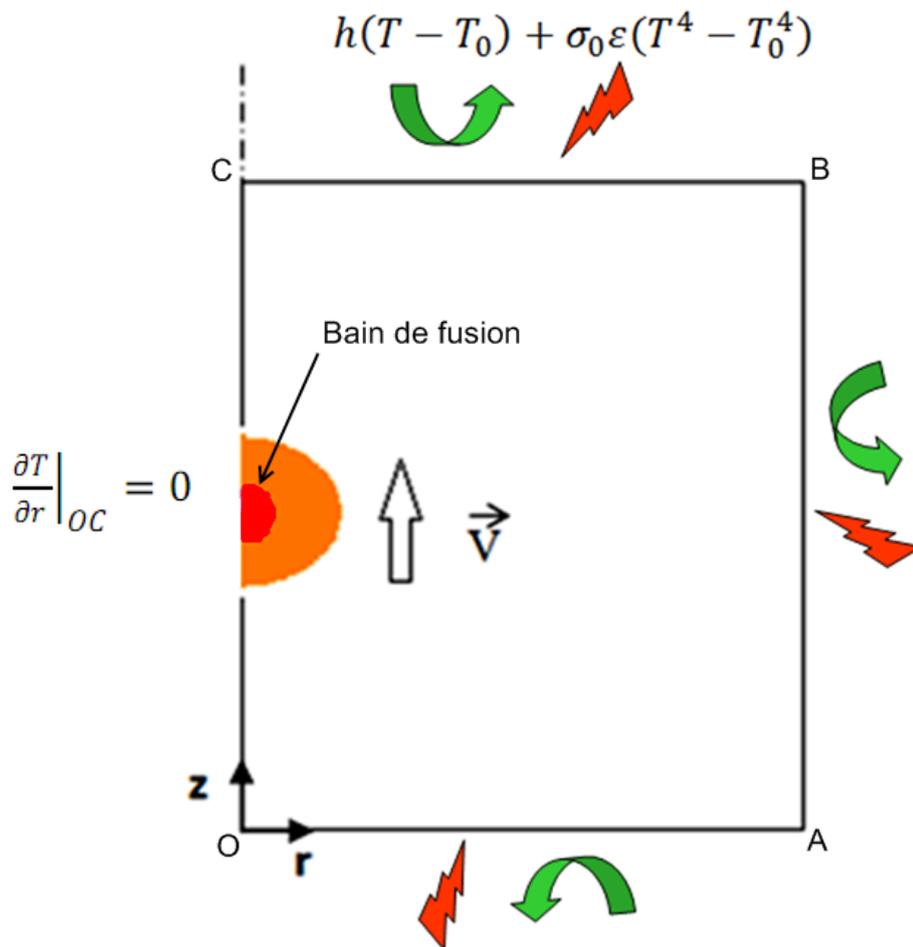


Figure III.1 : Schéma descriptif du problème et conditions aux limites

II.2 Mise en équations :

En tenant compte de la présence d'un changement de phase solide-liquide, le bilan d'énergie s'écrit sous la forme de l'équation de la chaleur suivante (III.1) [71].

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right) - k \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} - k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{k}{r} \frac{\partial T}{\partial r} = -\rho \Delta H \frac{\partial g_l}{\partial t} + S \quad (\text{III.1})$$

$$g_l = \begin{cases} 1 & T > T_L \\ \frac{T-T_S}{T_L-T_S} T_S & T_L \leq T \leq T_L \\ 0 & T < T_S \end{cases} \quad (\text{III.2})$$

$$S = \frac{3Q}{2\pi e R_0^2} e^{-\frac{3(r^2+(z+V(t-t_0))^2)}{R_0^2}} \quad (\text{III.3})$$

où S est la source de chaleur interne et e est l'épaisseur de la pièce à souder, g_l représente la fraction du liquide au point considéré du domaine de calcul, ΔH est la chaleur latente, T_S est la température du solidus et T_L est la température du liquidus.

II.3 Principe de la résolution numérique par la méthode des différences finies

Pour trouver une solution approchée du problème thermique de soudage, nous allons construire une approximation par différences finies des équations gouvernantes obtenues précédemment.

Pour cette résolution numérique du problème, on considère une discrétisation spatiale en utilisant la méthode classique des différences finies (Voir annexe B); les points sont numérotés dans Ω de bas en haut, puis de gauche à droite en fonction des abscisses croissantes. Par conséquent, le domaine de calcul est divisé en $NZ + 1$ intervalles le long de l'axe OZ, chaque longueur d'intervalle est $h_z = \frac{L}{NZ+1}$, et en $NR + 1$ selon l'axe OR, de longueur $h_r = \frac{l}{NR+1}$ (Figure III. 2).

La dérivée seconde d'une quantité Θ par rapport à r est approximée par

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} \approx \frac{\theta_{i+1} - 2\theta_i + \theta_{i-1}}{h_r^2} + O(h_r^2) \quad (\text{III.4})$$

et pareillement pour la dérivée seconde par rapport à z.

En outre, pour la dérivée première de Θ par rapport à r on considère un schéma décentré défini par :

$$\alpha \frac{\partial \theta}{\partial r} = \begin{cases} \alpha_i \frac{\theta_i - \theta_{i-1}}{h_r} + O(h_r) & \text{if } \alpha_i > 0 \\ \alpha_i \frac{\theta_{i+1} - \theta_i}{h_r} + O(h_r) & \text{if } \alpha_i < 0 \end{cases} \quad (\text{III.5})$$

la dérivée première par rapport à z est, donc aussi, approximée de manière identique. Un tel schéma décentré permet d'obtenir des matrices de discrétisation spatiales à diagonale dominante et même à diagonale strictement dominante.

Pour la discrétisation temporelle, nous considérons, de préférence, un schéma temporel implicite qui est inconditionnellement stable, alors qu'un schéma explicite en temps est conditionnellement stable ce qui impliquerait de choisir un pas de temps Δt petit. La combinaison des deux discrétisations spatiale et temporelle conduit à résoudre à chaque étape du temps, un système algébrique non linéaire compte tenu du phénomène de rayonnement sur la frontière (OA U AB U BC) décrite par l'application $\Theta \rightarrow \Phi(\Theta)$; donc à chaque pas de temps, on doit résoudre le système algébrique suivant :

$$(\text{Id} + \Delta t A) \cdot \Theta^{n+1} + \Phi(\Theta^{n+1}) = \Delta t \cdot S^{n+1} + \Theta^n \quad (\text{III.6})$$

où Id est la matrice d'identité, A est la matrice de discrétisation spatiale, S^{n+1} est le terme source calculé à l'étape (n + 1) et $\Phi(\Theta^{n+1})$ représente l'état de la radiation donnée par l'équation (II.8) en chapitre II.

Pour la résolution numérique de (III.6), il faut considérer un couplage, d'une part, de la méthode de Newton pour les points de discrétisation où se produisent les phénomènes de convection et de rayonnement et d'autre part, puisque la matrice A est très creuse, une méthode itérative, comme la méthode de Gauss-Seidel pour les autres points de discrétisation. En effet, les méthodes directes, comme la méthode de Gauss ne sont pas très appropriées, en raison de la propagation d'erreurs d'arrondies qui peuvent dénaturer les résultats. Dans un tel couplage de la méthode de Newton avec la méthode de Gauss-Seidel, les équations non linéaires et les équations linéaires sont résolues séparément. A noter que pour les points de discrétisation intérieurs à Ω , la méthode Gauss-Seidel est bien adaptée à notre cas car la matrice A n'est pas symétrique en raison du terme de convection. En outre, la méthode de Gauss-Seidel converge puisque la matrice est strictement diagonale dominante.

Pour les points de discrétisation appartenant, par exemple à OA, nous devons résoudre des NZ équations algébriques du type

$$\Phi_j(\theta_j) = 0 \quad j = 1, \dots, \text{NZ} \quad (\text{III.7})$$

La méthode de Newton correspond en fait à une linéarisation locale de l'application $\theta_j \rightarrow \Phi_j(\theta_j)$ autour d'un point noté θ_j^q ; Il est donc nécessaire de mettre en œuvre pour chaque composant θ_j la méthode itérative suivante (Voir annexe B) :

$$\theta_j^{q+1} = \theta_j^q - \frac{\Phi_j(\theta_j^q)}{\Phi_j'(\theta_j^q)} \quad j=1, \dots, \text{NZ} \quad (\text{III.8})$$

où q indique le numéro d'itérations de la méthode de Newton et l'approximation initiale θ_j^0 est donnée, par exemple, par la valeur obtenue à l'étape de temps précédente.

Dans le présent travail, on utilise une répartition régulière des nœuds dans la direction radiale ainsi qu'avec une répartition uniforme dans la direction OZ . Le domaine est maillé avec 150×360 cellules. Le critère de convergence a été fixé par une erreur relative maximale entre deux itérations successifs pour la variable T inférieur à un seuil ε égal à 10^{-6} et correspond à la satisfaction de l'inégalité suivante (III.9):

$$\frac{\sum_{i=1}^{NR+2} \sum_{j=1}^{NZ+2} |\Theta_{i,j}^{new} - \Theta_{i,j}^{old}|_m}{\Theta_{\max}} < \varepsilon \quad (III.9)$$

où Θ^{new} est la valeur actualisée de Θ et Θ^{old} est la valeur précédente de Θ .

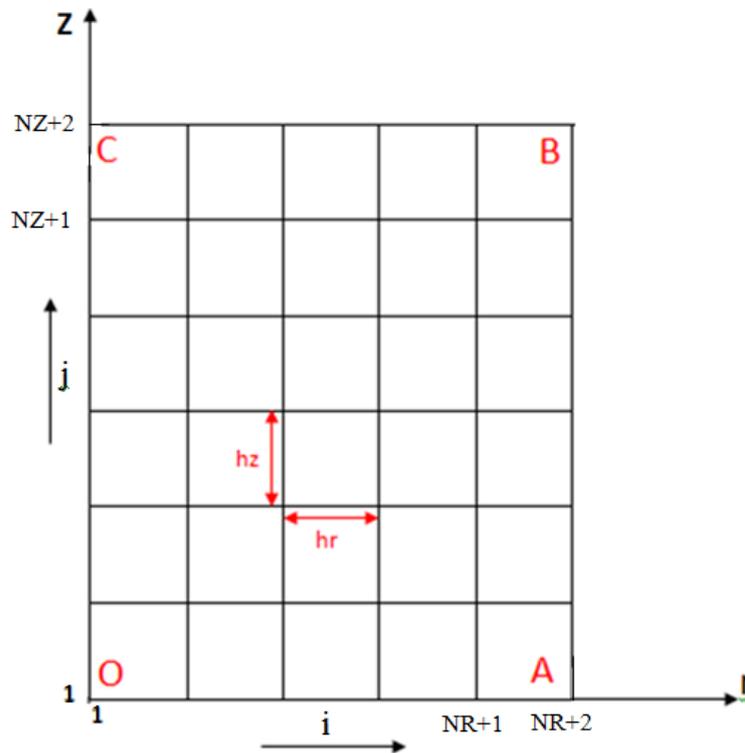


Figure III.2 : Schéma illustratif du maillage pour la méthode des différences finies

Dans la suite, la valeur des coefficients physiques du matériau utilisé, en l'occurrence l'acier inoxydable 304L, et les paramètres de la simulation numérique sont présentés dans le tableau III.1 ci-dessous [17] :

Tableau III.1 : Paramètres de la simulation numérique thermique

<u>Parameters physiques</u>	Symbole	Valeur	Unité
Capacité thermique spécifique	C_p	602	$J/(kg.K)$
Gravité	g	9.81	m/s^2
Chaleur latente de fusion	ΔH	272	kJ/kg
Coefficient de délation thermique	β	10^{-4}	$1/K$
Température du liquidus	T_l	1723	K
Température du Solidus	T_s	1673	K
Conductivité thermique du métal fondu	k_l	20	$W/(m.K)$
Conductivité thermique du métal solide	k_s	24	$W/(m.K)$
Densité du métal fondu	ρ_l	6350	Kg/m^3
Densité du métal solide	ρ_s	7500	Kg/m^3
Coefficient d'échange convectif	h	15	$W/(m^2K)$
Constante de Stephan-Boltzman	σ	5.6710^{-8}	$Wm^{-2}K^{-4}$
Emissivité	ε	0.82	-
quantité de chaleur maximale	q_{max}	200	W
Longueur de la pièce	L	0.12	m
Largeur de la pièce	l	0.05	m
Epaisseur de la pièce	e	0.0015	m
Température du milieu extérieur	T_{ext}	306	K

On complète à présent l'équation (III.11) en spécifiant les conditions aux limites suivantes :

- conditions aux limites

Sur les bords OA, AB et BC, on a un échange par convection et par rayonnement modélisés par :

$$-k \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{OA,BC} = h(T - T_{ext}) + \sigma_0 \varepsilon (T^4 - T_{ext}^4) \quad (III.10)$$

$$-k \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{AB} = h(T - T_{ext}) + \sigma_0 \varepsilon (T^4 - T_{ext}^4) \quad (III.11)$$

Sur le bord OC, nous avons la condition de symétrie suivante :

$$\frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{OC} = 0 \quad (III.12)$$

II.4 Résultats et discussions

Le code de calcul élaboré (Voir annexe D) est utilisé pour déterminer la distribution du champ de température au cours du soudage TIG, suivre le déplacement de la source de chaleur et calculer les isothermes et la fraction du liquide à différents instants afin de pouvoir déterminer les dimensions de la zone fondue et de la zone affectée thermiquement.

Les résultats du calcul concernant la distribution du champ de température en fonction du temps lors du soudage sont illustrés à travers les Figures III.3-III.5. Dans la Figure III.3 la température maximale calculée à l'instant $t = 10s$ atteint les 1800 K environ. Cette valeur est légèrement supérieure à la température de fusion de l'acier inoxydable qui est de l'ordre de 1673 K. La température continue son accroissement en fonction du temps pour atteindre une valeur de l'ordre de 1958 K à la vingtième seconde. Cette valeur est largement supérieure à la température de fusion de l'acier ; cela entraîne l'élargissement de la zone fondue. À partir de la vingtième seconde on constate que les températures maximales ne varient pas beaucoup en fonction du temps, elles sont de l'ordre de 2030 K Figure III.5. On peut dire que le régime quasi-stationnaire est atteint. Ces résultats révèlent un bon accord avec les travaux précédents [72, 73].

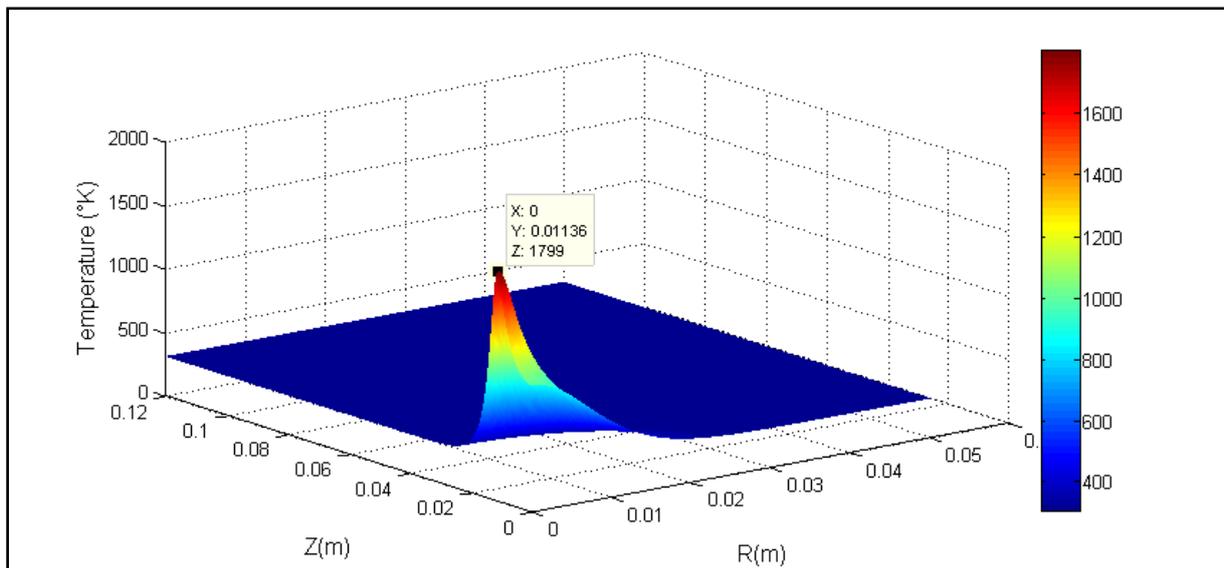


Figure III.3 : Distribution de champ de température à $t=10s$.

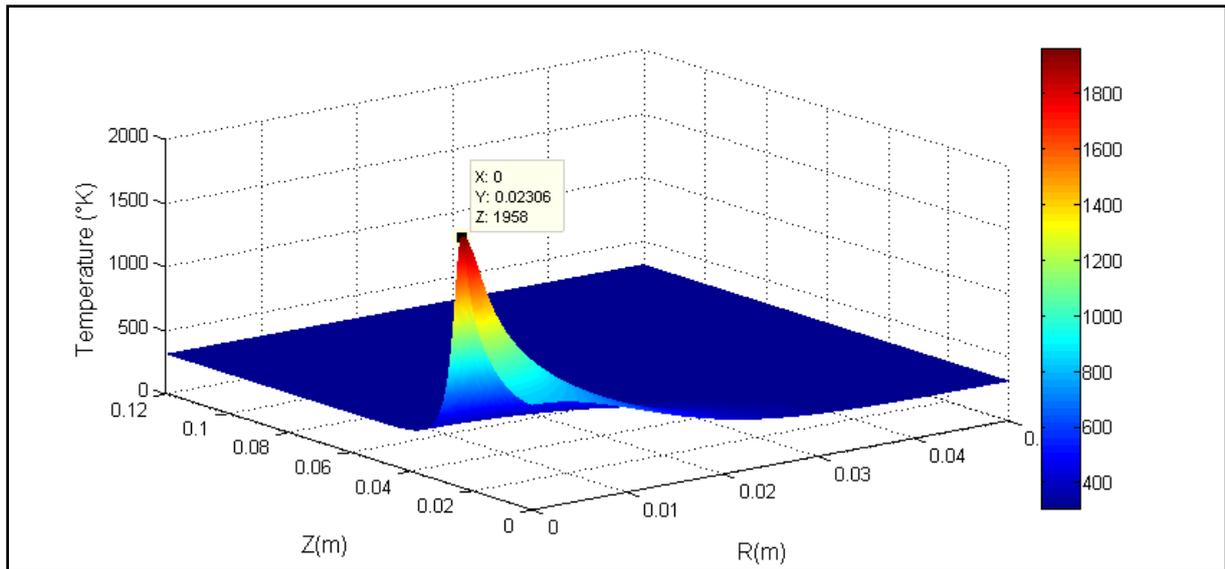


Figure III.4 : Distribution de champ de température à $t=20s$.

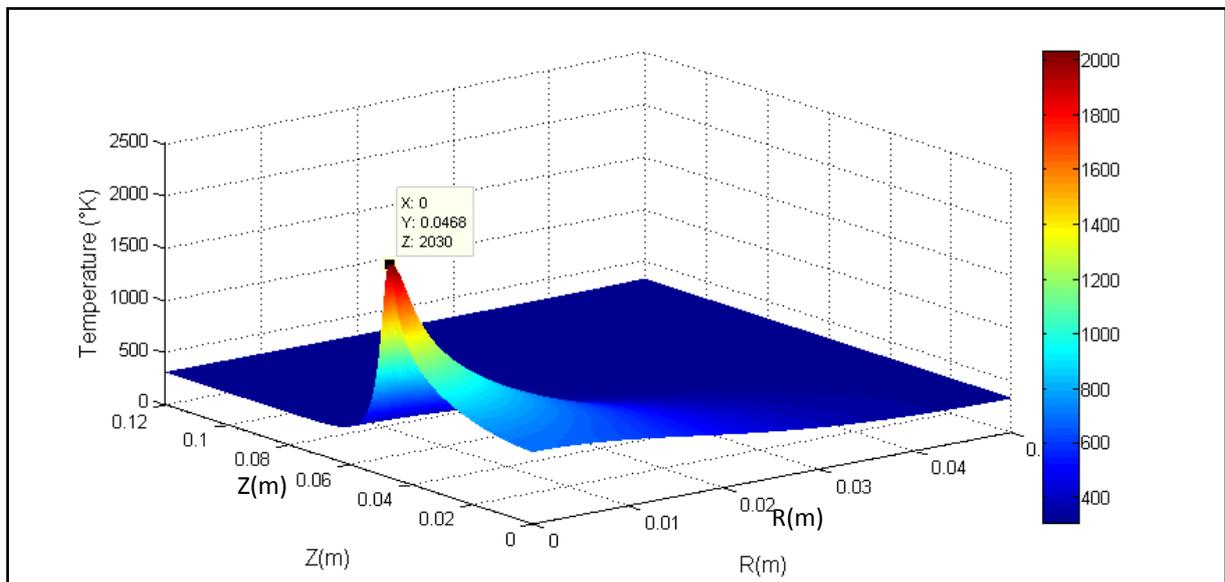


Figure III.5 : Distribution de champ de température à $t=40s$.

Les isothermes calculées à l'instant $t = 10s$, $t = 20s$ et $t = 40s$ sont représentées aux Figures III.6-III.8. La zone liquide est délimitée par les isothermes qui donnent la température maximale et la température de fusion de 1673 K ; par contre la zone affectée thermiquement est déterminé par les isothermes qui donnent la température de fusion et la température fixée à 996 K [73] (voir annexe C). Les Figures III.9-III.11 montrent la fraction volumique du liquide ; on constate que cette fonction délimite bien l'interface solide-liquide de la zone fondue. La taille de cette zone augmente en fonction du temps, à partir de la vingtième seconde cette zone devient plus ou moins uniforme et demeure stable après cet instant.

Une fois le régime devenu quasi-stationnaire, on peut évaluer les dimensions de la zone fondue et de la zone affectée thermiquement ; la largeur de la zone fondue est déterminée à partir de la Figure III.11, cette largeur est de l'ordre de $ZF/2 = 2 \text{ mm}$. La largeur de la zone affectée thermiquement est déterminée à partir de la Figure III.8, elle est de l'ordre de $ZAT = 4 \text{ mm}$. Ces résultats sont proches de ceux trouvés dans la littérature [73, 74].

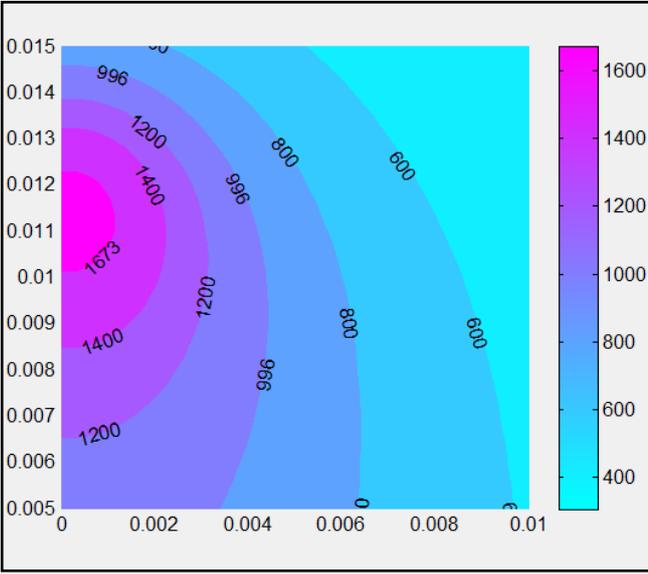


Figure III.6: Isothermes à $t=10s$

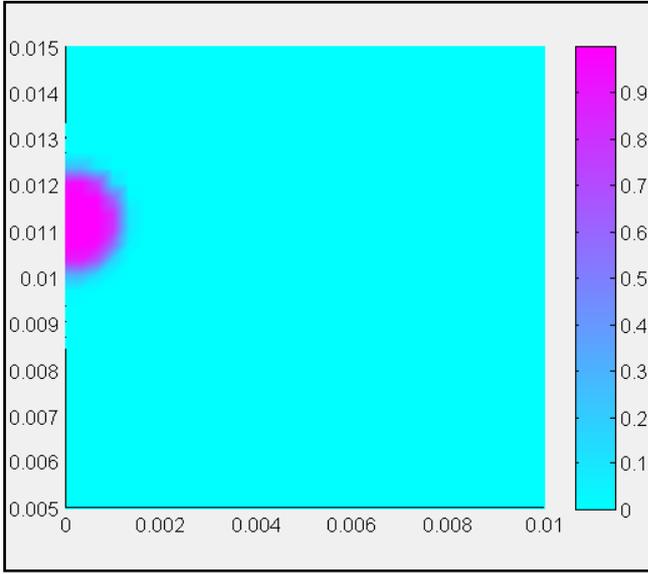


Figure III.9 : Fraction du liquide à $t=10s$.

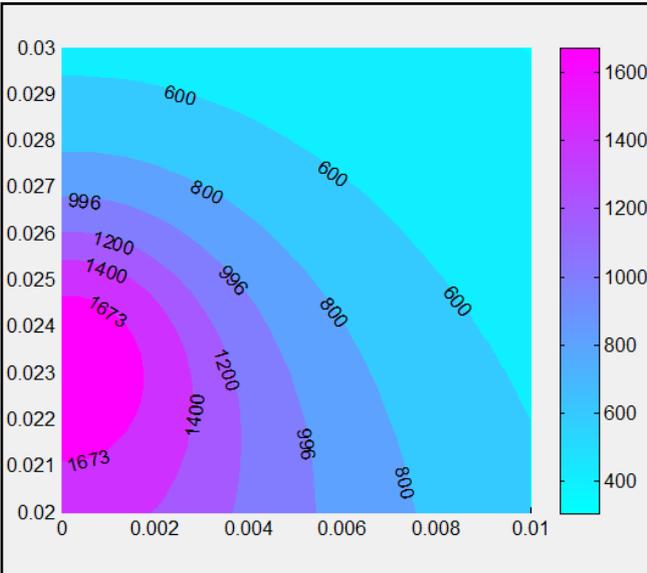


Figure III.7: Isothermes à $t=20s$

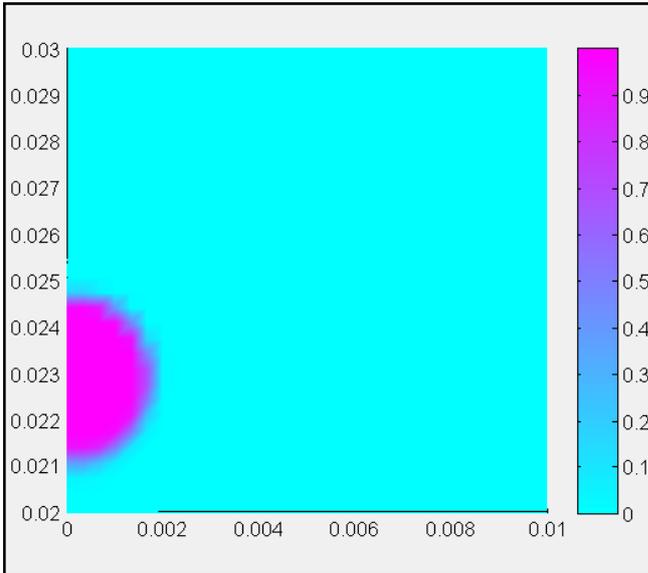


Figure III.10 : Fraction du liquide à $t=20s$.

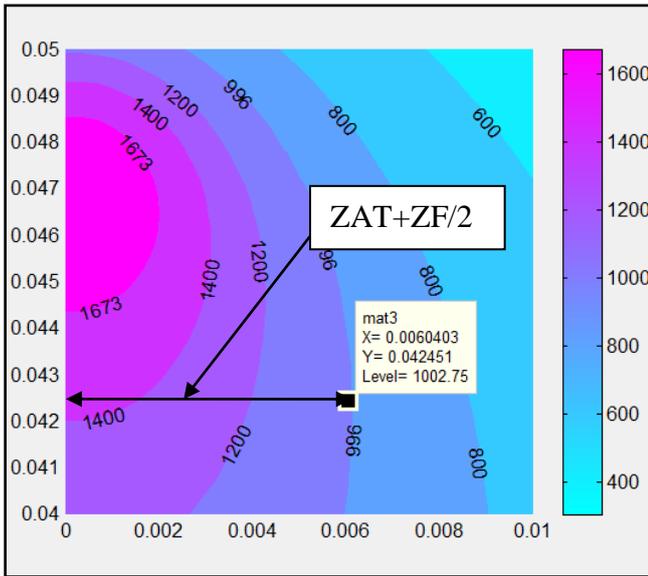


Figure III.8: Isothermes à t=40s

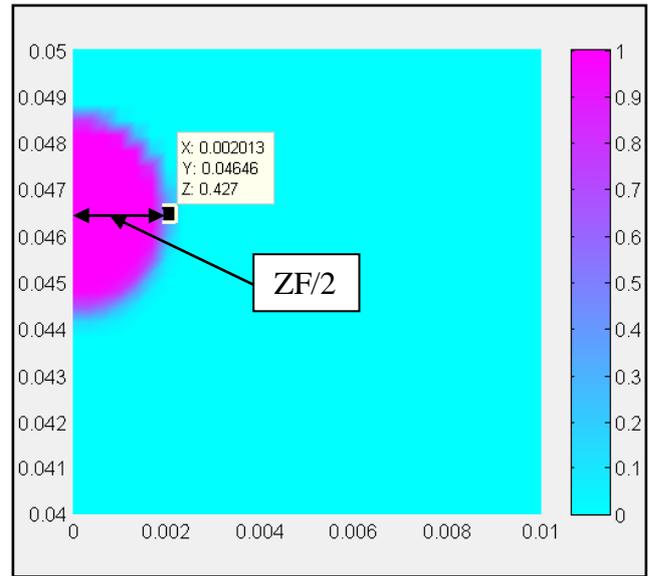


Figure III.11 : Fraction du liquide à t=40s.

III Modélisation numérique par la méthode des éléments finis

Dans cette modélisation, nous travaillons avec les mêmes hypothèses et les mêmes équations et conditions aux limites utilisées dans la modélisation par différences finies avec les mêmes paramètres de soudage, seul le maillage sera différent.

III.1 Maillage

On a utilisé dans nos calculs un maillage tétraédrique libre qui est constitué de 1456 éléments. Le maillage est représenté par la Figure III.12. La région du bain liquide est maillée beaucoup plus finement que les autres régions, en raison des forts gradients de température [46].

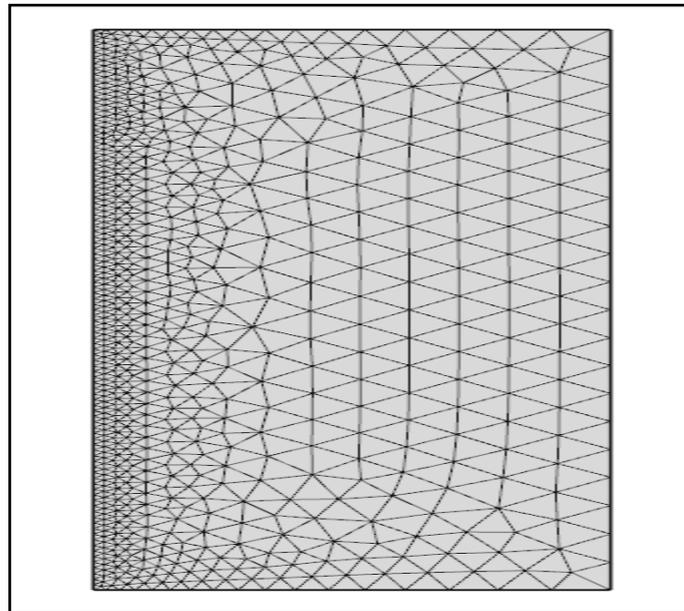


Figure III.12 : Maillage opté du domaine de calcul.

III.2 Résultats et discussions

Le modèle de simulation numérique par éléments finis du transfert thermique pendant le soudage TIG est utilisé pour calculer le champ de température, la taille de la zone fondue et la zone affectée thermiquement, poursuivre le déplacement de la source de chaleur ainsi que la fraction du liquide à différents instants.

Les Figures III.13-III.15 illustrent la distribution du champ de température calculée à différents instants. À la dixième seconde, la température maximale au atteint les 1880 K environ. Cette valeur est supérieure à la température de fusion de l'acier inoxydable ; la température continue son accroissement en fonction du temps pour atteindre une valeur de l'ordre de 1962 K à la vingtième seconde. Cette valeur est largement supérieure à la température de fusion de l'acier, ce qui entraîne l'élargissement de la zone fondue. À partir de la vingtième seconde, les températures maximales ne varient pas beaucoup en fonction du temps ; elles sont de l'ordre de 1996 K ; et on peut dire que le régime quasi-stationnaire est atteint.

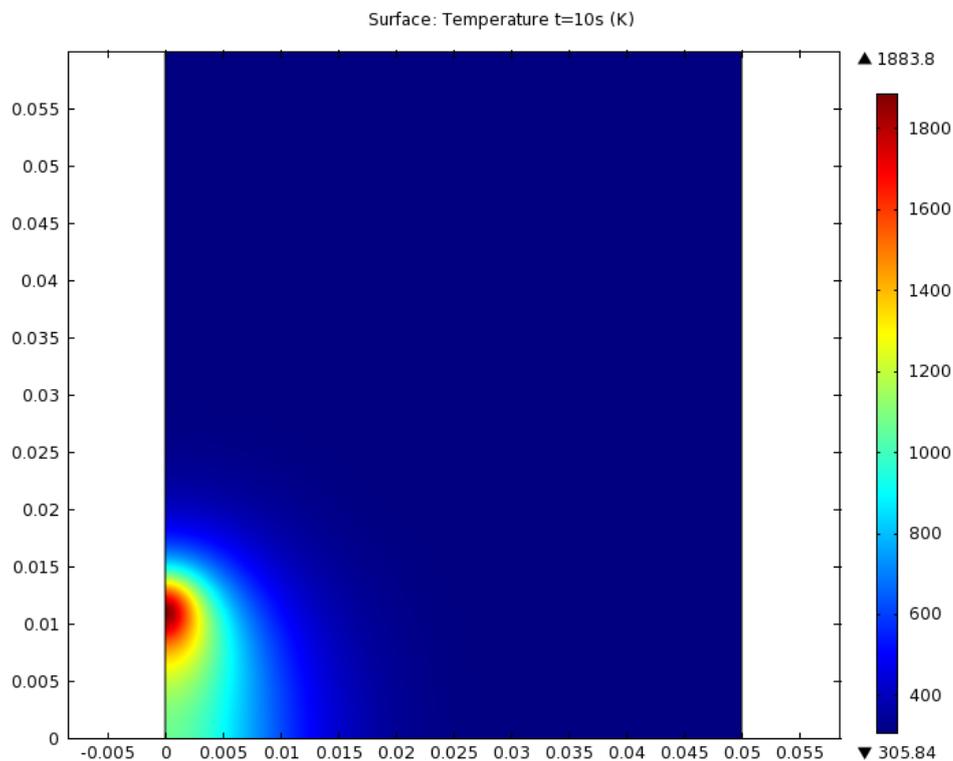


Figure III.13 : Distribution de champ de température à t=10s

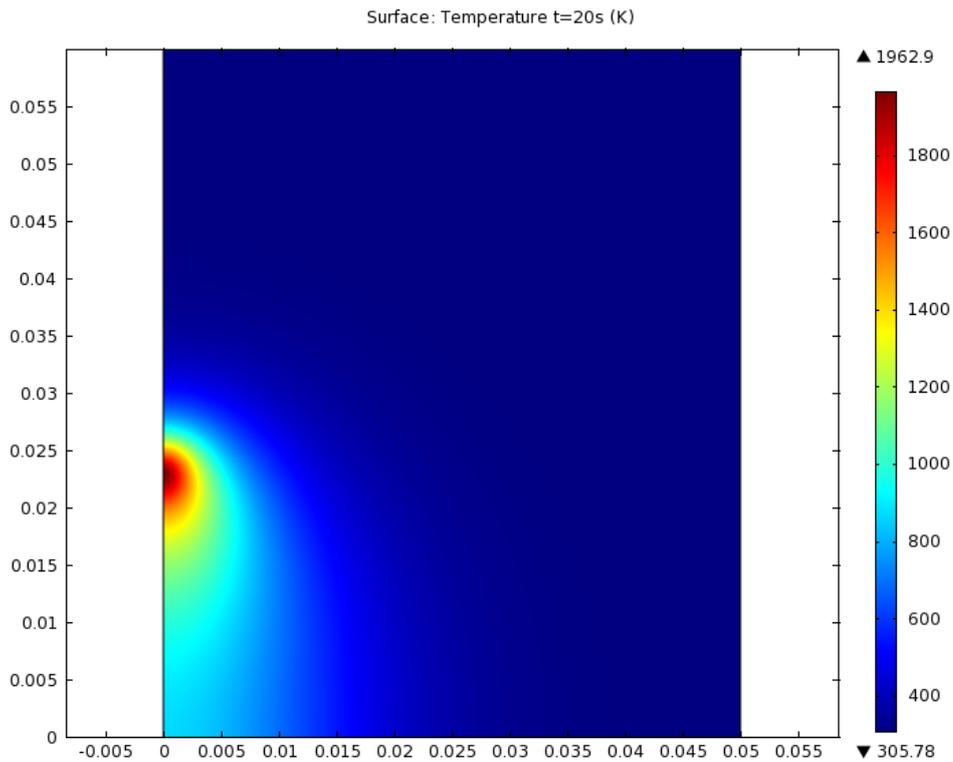


Figure III.14 : Distribution de champ de température à $t=20s$

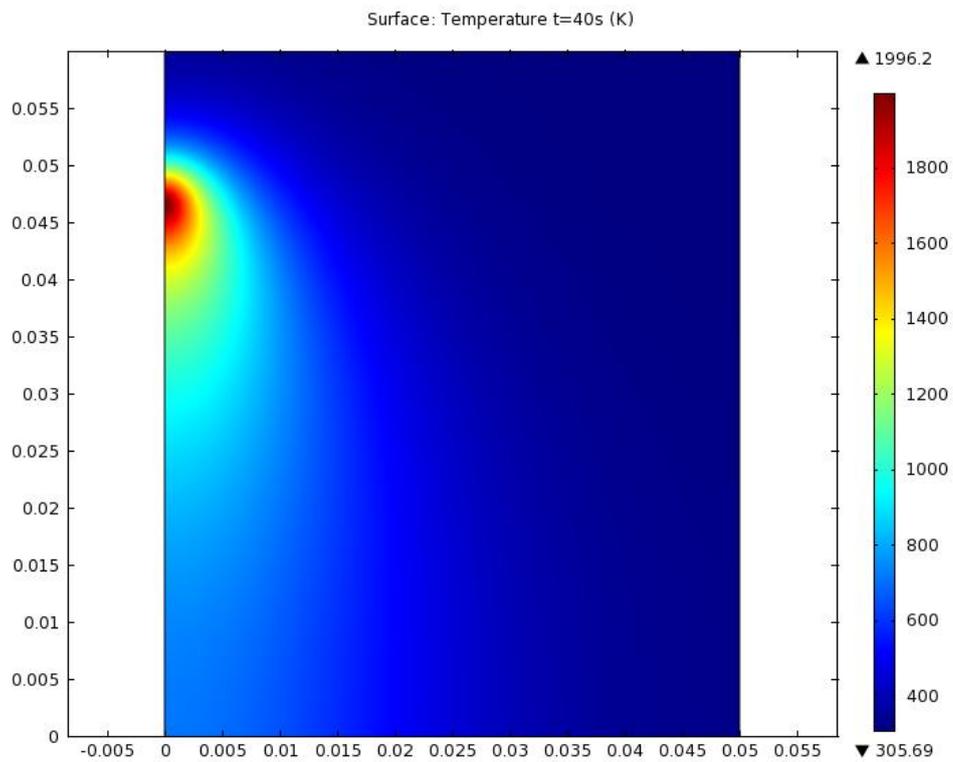


Figure III.15 : Distribution de champ de température à $t=40s$

Les isothermes et la fraction volumique du liquide calculées à différents instants sont représentées dans les Figures III.16-III.18 et les Figure III.19-III21 respectivement. Quand le régime devient quasi stationnaire on procède de la même manière utilisée précédemment pour

calculer les dimensions de la zone fondue et la zone affectée thermiquement. A partir de la Figure III.21, qui représente la fraction volumique de liquide à l'instant $t = 40s$, on peut calculer la demi largeur de la zone fondue, cette dernière est égale à $ZF/2 = 1.7mm$. L'étendue de la zone affectée thermiquement est déterminée à partir de la Figure III.18, elle à une valeur de $ZAT = 3.7mm$.

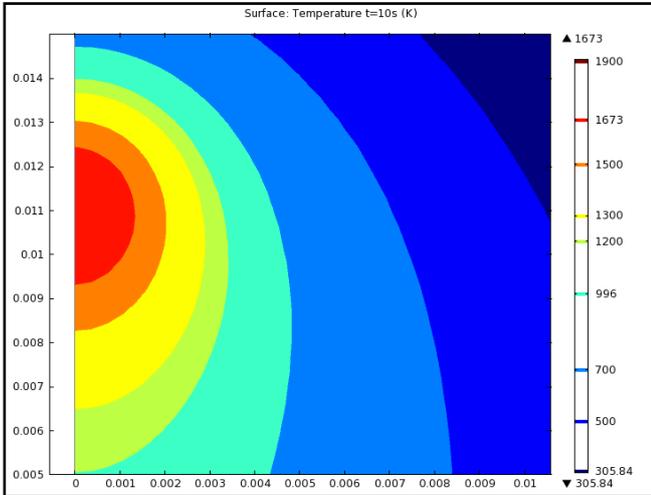


Figure III.16: Isothermes à $t= 10s$

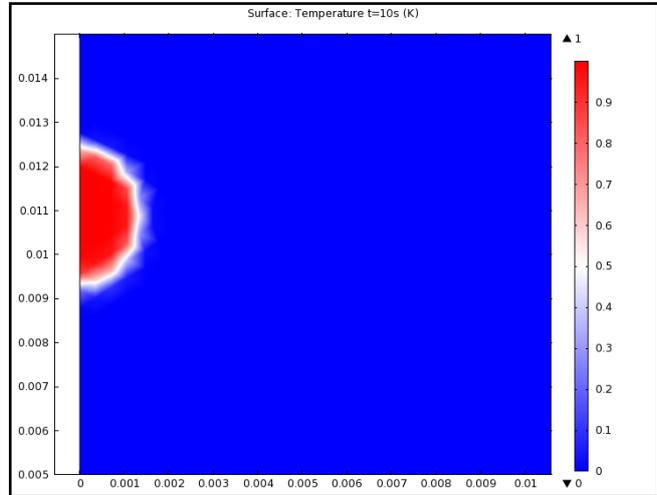


Figure III.19 : Fraction du liquide à $t=10s$.

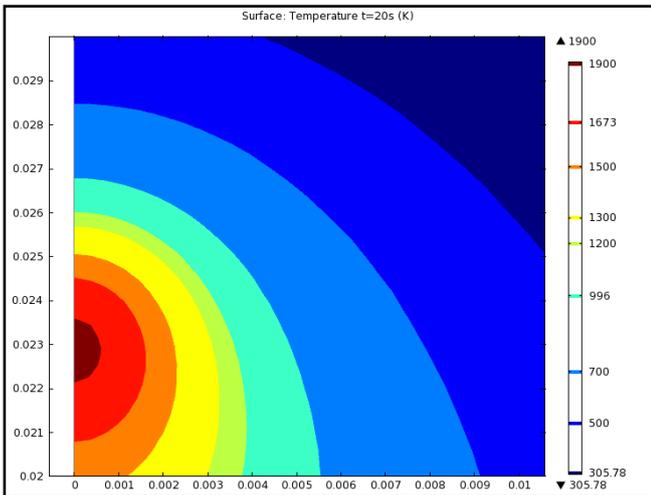


Figure III.17: Isothermes à $t=20s$

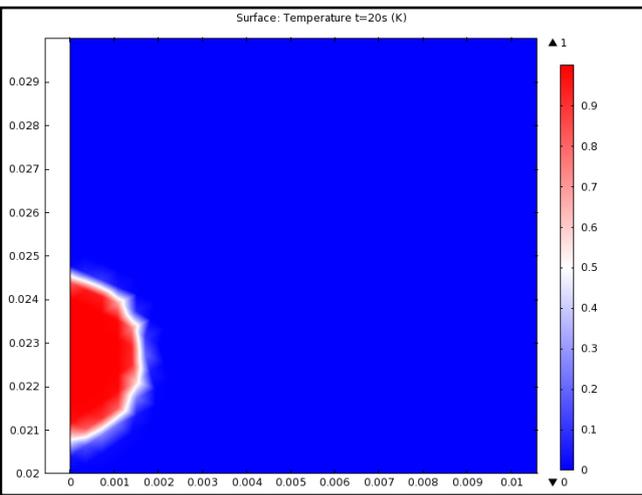


Figure III.20 : Fraction du liquide à $t=20s$.

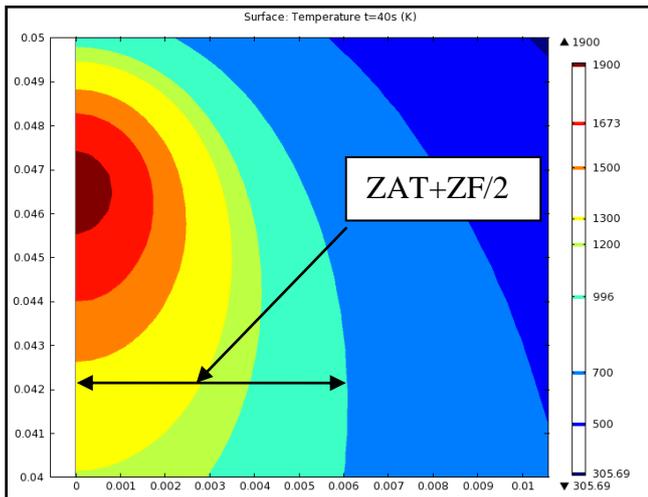


Figure III.18: Isothermes à $t=40s$

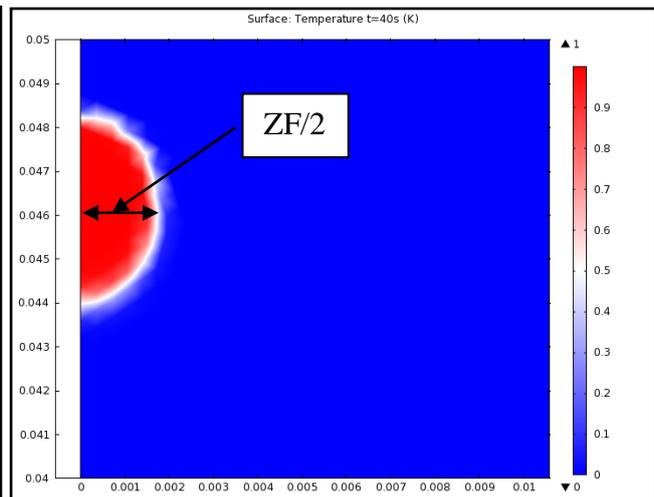


Figure III.21 : Fraction du liquide à $t=40s$.

IV Comparaison des cycles thermiques calculés par les méthodes numériques et mesurés

Pour mesurer les cycles thermiques nous présentons dans la Figure III.22, le dispositif expérimental utilisé dans cette étude. Pour tous les essais de soudage TIG un poste de soudage de type Dynasty 350 a été employé. Le matériau utilisé dans cette étude est un acier inoxydable austénitique 304L. La protection de la soudure contre le milieu extérieur pendant le soudage est assuré par l'utilisation de l'argon comme gaz de protection. Pour mesurer la température et les cycles thermiques pendant le soudage on a implanté cinq thermocouples de type K à différentes positions dans la face supérieure des pièces qu'on a voulu souder, ces thermocouples sont reliés à un enregistreur thermique de type Fluke Hydra 2638A, qui nous permet de lire directement et instantanément la mesure de température, comme on peut récupérer un fichier data contenant les différents enregistrements programmés au début de l'expérience.



Figure III.22 : Dispositif expérimental

1 : Fluke Hydra 2638A

2 : Torche de soudage

3 : Gaz de protection

4 : Tôles

5 : Bridage

6 : Pâte de protection

7 : Thermocouple

Paramètres du soudage

- Tension de soudage : 11 V

- Courant de soudage : 45 A (en continue)

- Débit de gaz de protection : 8.5 L/min

- Dimension de la pièce à soudé : 125 × 151 mm

Pour valider les résultats issus de la modélisation numérique par les méthodes des éléments finis et différences finies, nous allons comparer les cycles thermiques mesurés en utilisant des thermocouples de type "K", à différentes positions selon le schéma représenté par la Figure Figure III.23, avec les cycles thermiques calculés aux mêmes positions par les méthodes numériques. Ce schéma est conçu de telle sorte qu'on puisse avoir des informations sur la distribution de la température radiale et axiale.

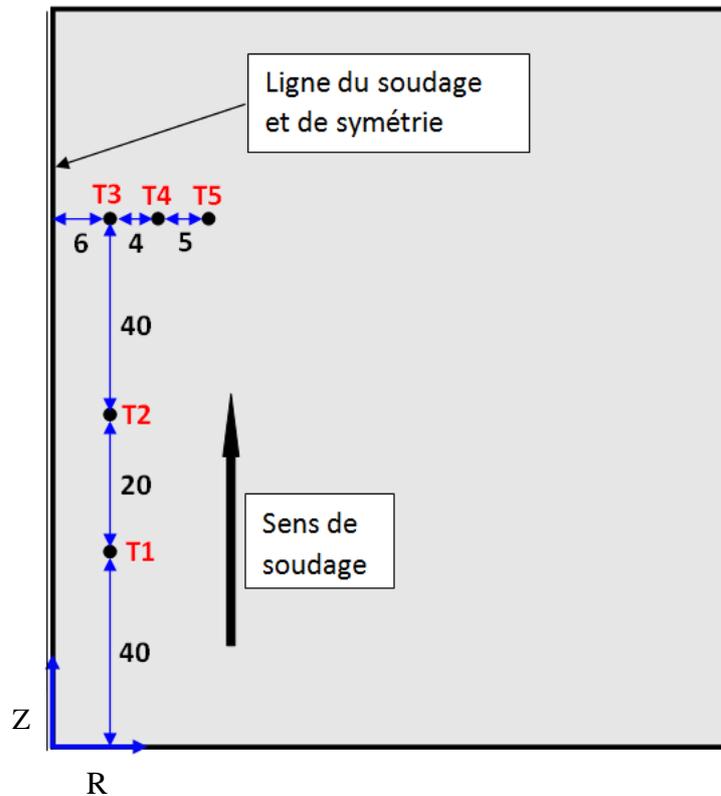


Figure III.23 : Schéma de différentes positions des thermocouples.

Pendant la période de chauffage, on voit que les résultats de calcul des cycles thermiques par les deux méthodes numériques coïncident parfaitement (Figures III.24-III.28). Pour les trois premiers points parallèles à l'axe de soudage P1, P2, P3 (Figures III.24,25,26), la température maximale calculée atteint 1010K environ. En position P3 il y a une légère augmentation de la température maximale calculée par la méthode des différences finies. Durant le refroidissement, les résultats de calcul pour les deux premiers points sont les mêmes pour les deux méthodes, par contre il y a une faible différence entre les températures calculées en P3 ; celles calculées par la méthode des différences finies sont plus élevées que celles calculées par éléments finis.

La Figure III.24 représente les cycles thermiques calculés comparés avec le cycle thermique mesuré expérimentalement par le thermocouple à la position P1. Les cycles présentent des formes tout à fait classiques avec une augmentation brusque de température puis un refroidissement rapide qui tend à devenir de plus en plus lent au cours du temps. L'augmentation brusque de la température est due au passage de la source de chaleur au voisinage de ces positions; le refroidissement devient de plus en plus lent au cours du temps à cause de l'éloignement de la source. Durant la période de chauffage il y a coïncidence entre les résultats calculés par les méthodes numériques et celui mesuré expérimentalement, la température maximale mesurée est légèrement faible par rapport à celle calculée

numériquement, cela est dû à l'erreur sur le positionnement de thermocouple sur la pièce à souder. Durant le refroidissement l'écart entre les températures mesurés et celles calculées numériquement a augmenté.

Les Figures III.25 et III.26 représentent les comparaisons des cycles thermiques calculés et mesurés parallèlement à la ligne de soudage aux positions P2 et P3 respectivement. Durant le chauffage, chauffage on remarque qu'il y a une concordance entre les résultats issus du calcul numérique et ceux mesurés expérimentalement, les températures maximales calculées sont très proche de celles mesurées dans les trois points, cela signifie que le régime quasi stationnaire est atteint. Durant le refroidissement, les températures calculées au point P1, P2, P3 sont légèrement décalées par rapport à celles mesurées.

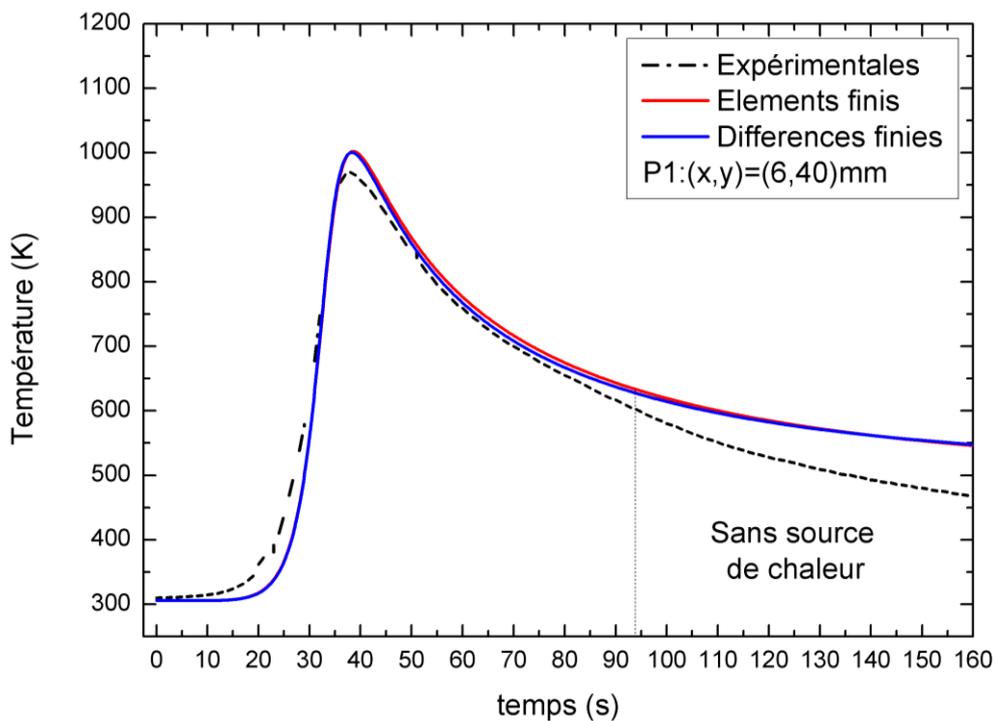


Figure III.24 : Cycles thermiques évalués à la position P1

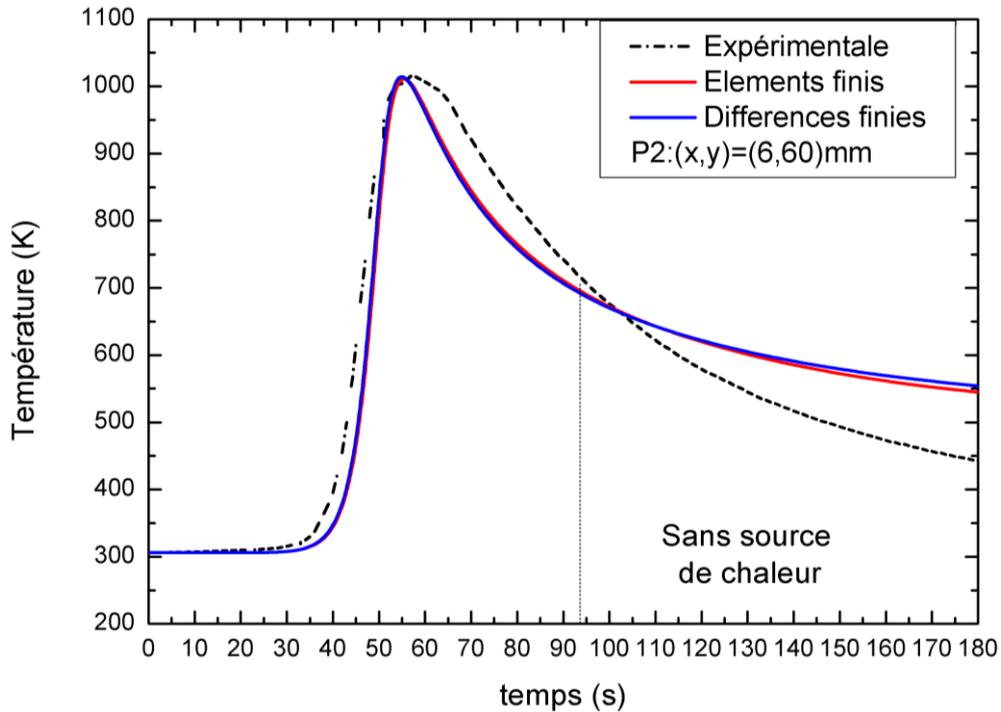


Figure III.25 : Cycles thermiques évalués à la position P2

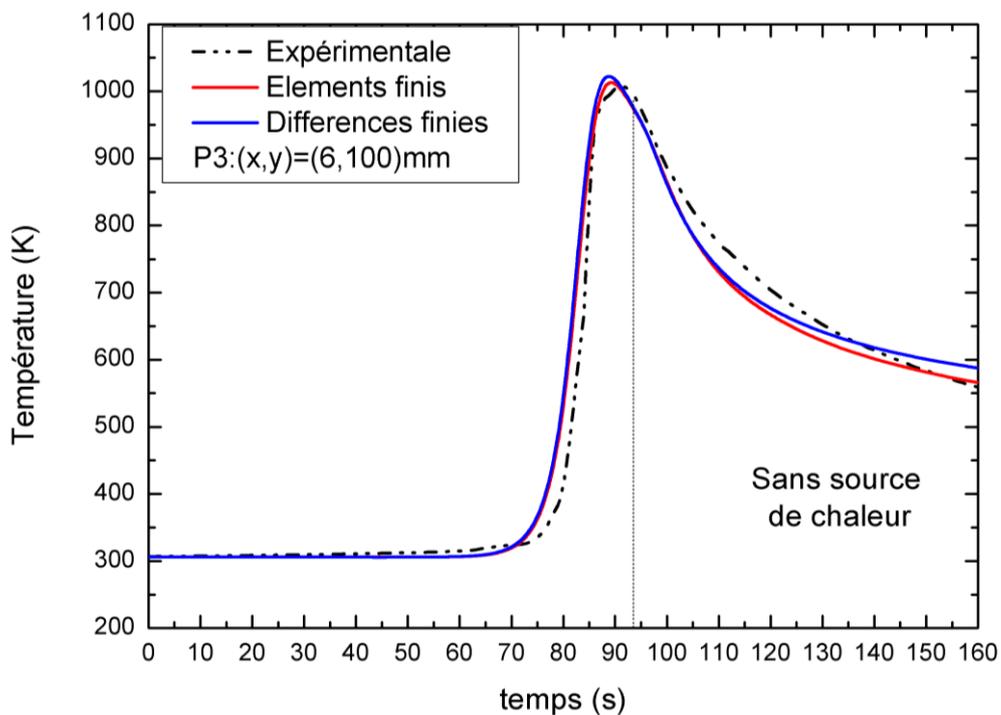


Figure III.26 : Cycles thermiques évalués à la position P3

La Figure III.27 représente le cycle thermique calculé à la position P4 ; pendant le chauffage, on remarque que les températures calculées par les deux méthodes coïncident, la température maximale est de l'ordre de 790 K, cette valeur est un peu faible par rapport à celle mesurée en P4. La température maximale calculée dans les trois premiers points est plus grande que celle calculée en P4, cela est dû à l'éloignement de la source de chaleur par rapport au point P4.

Durant la phase de refroidissement, il y a un certain décalage entre les températures calculées par les deux méthodes, celles calculées par la méthode des éléments finis sont un peu faibles. Le cycle thermique calculé en position P5 est représenté par la Figure III.28, cette fois le décalage entre les températures calculées par les deux méthodes commence en phase de chauffage, cela est dû à l'absence de la source de chaleur pendant le chauffage ; la température maximale calculée par la méthode des différences finies est un peu plus grande que celle calculée par les éléments finis, elle est de l'ordre de 640 K. Pendant le refroidissement, l'écart entre les températures calculées par les deux méthodes est un peu plus grand.

Les cycles thermiques calculés pendant le chauffage dans la direction radiale aux points P4 et P5 coïncident bien à ceux mesurés, les températures maximales calculées sont légèrement faibles que celles mesurées. Pendant le refroidissement, les cycles thermiques mesurés en P4 et P5 sont beaucoup plus proches de ceux calculés par la méthode des éléments finis.

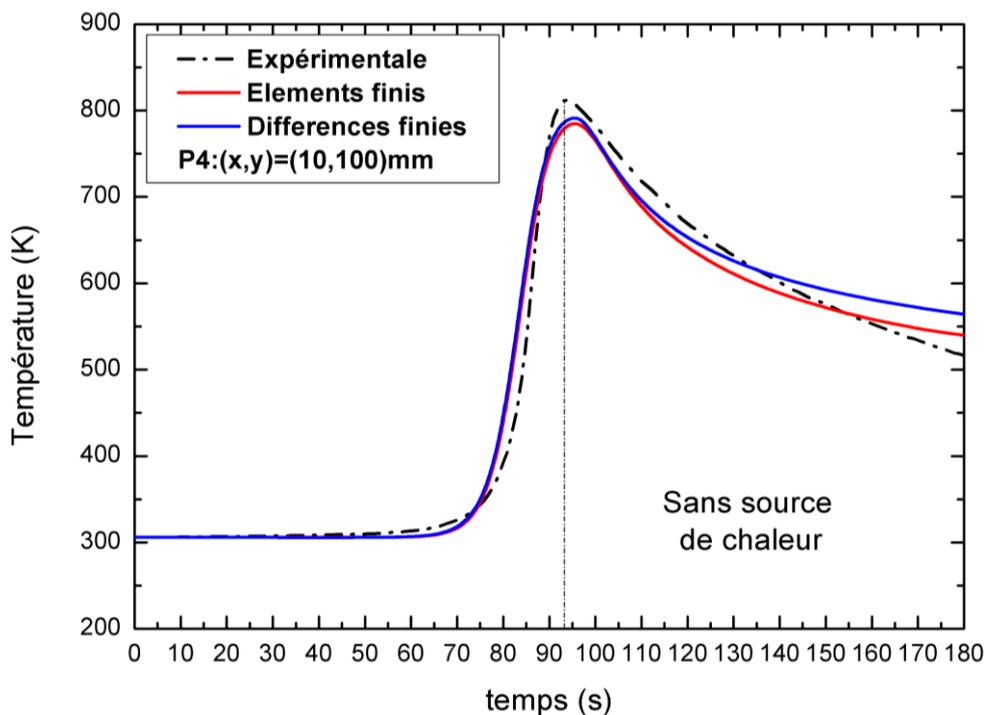


Figure III.27 : Cycles thermiques évalués à la position P4

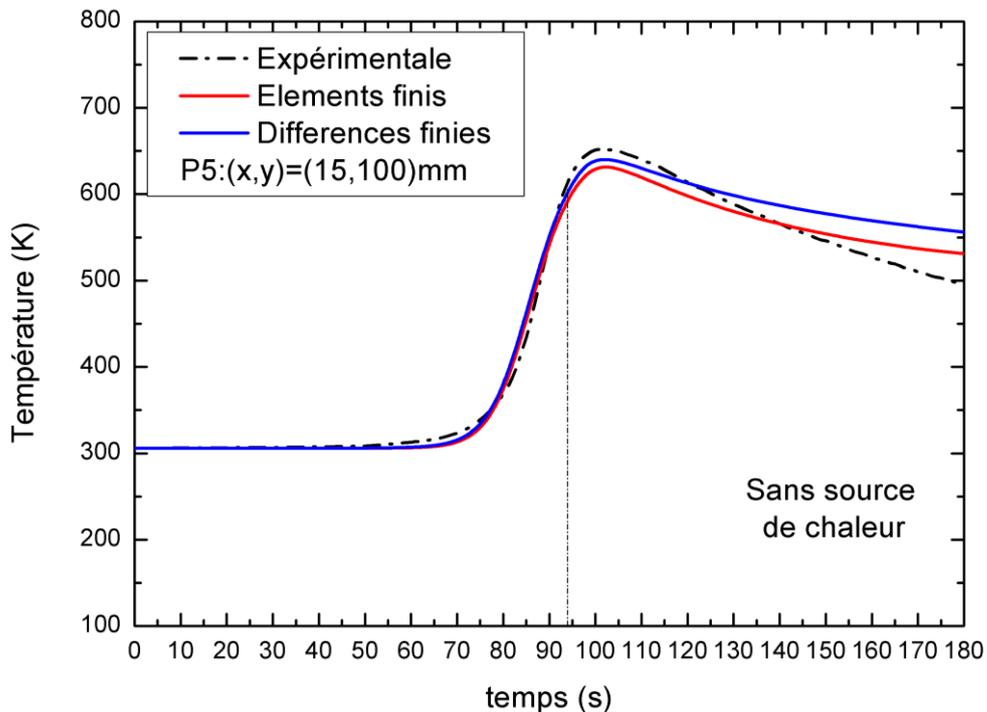


Figure III.28 : Cycles thermiques évalués à la position P5

La Figure III.29 représente une comparaison de la température maximale calculée tout le long de la ligne de soudage par les deux méthodes, la méthode des différences finies et la méthode des éléments finis, en fonction du temps. La température maximale calculée évolue selon trois parties, la première partie de $t=0s$ jusqu'à $t=2s$ où la température maximale augmente très rapidement pour atteindre la valeur de 1400 K environ, dans cette partie les résultats de calcul des deux méthodes coïncident parfaitement. Dans, la deuxième partie de $t=3s$ jusqu'à $t=20s$, la température maximale augmente lentement pour atteindre une valeur de 1950K à la vingtième seconde, dans cette partie il y a une petite différence entre les résultats de calcul par les deux méthodes, les valeurs de la température maximale calculée par la méthode des éléments finis sont un peu plus grandes que celles calculées par la méthode des différences finies. On note que le changement de phase prend effet dans cette partie. En ce qui concerne la troisième partie de $t=20s$ jusqu'à $t=90s$, la température maximale calculée est pratiquement constante pour les deux méthodes, la température calculée atteint une valeur de 2000K environ pour les deux méthodes, avec une légère différence entre elles. Dans cette partie on peut dire que le régime quasi stationnaire est atteint.

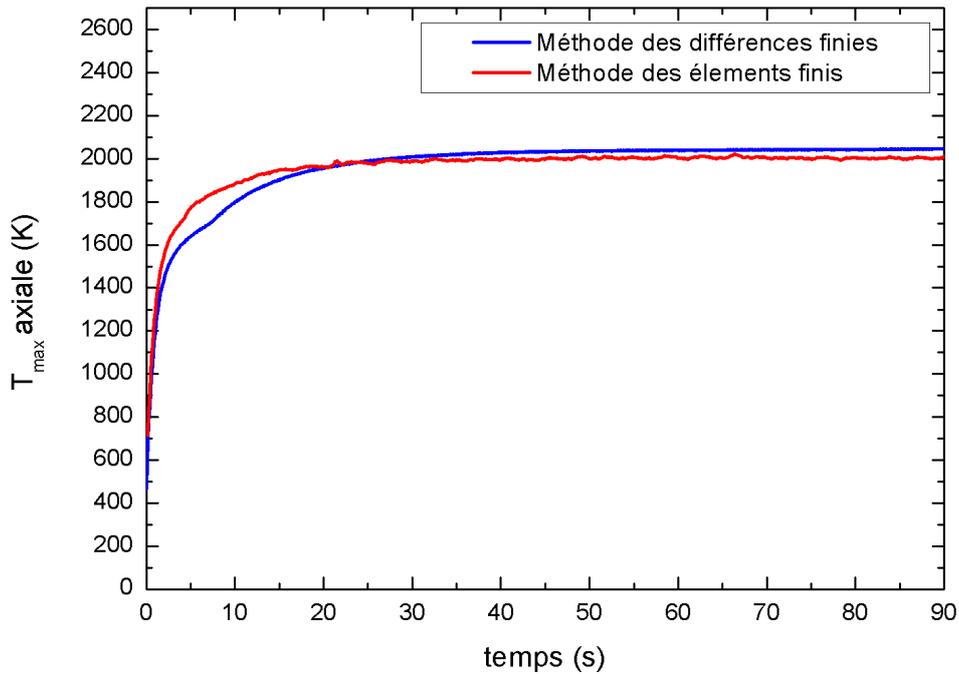


Figure III.29 : Température maximale calculée sur la ligne du soudage.

IV.1 Effet du maillage sur les calculs

Pour réaliser l'étude de convergence, nous avons repris les mêmes calculs dont la géométrie est maillée en utilisant des éléments quadratiques de tailles différentes, toute la pièce est maillée de la même façon pour les deux méthodes numériques utilisées (Différences finies, Éléments finis). Afin de déterminer la méthode la plus proche des mesures thermiques expérimentales, nous avons comparé les cycles thermiques calculés en position 3 (Figure III.23) avec le cycle thermique mesuré expérimentalement à la même position. La Figure III.30 représente le calcul par la méthode des différences finies de la température des cycles thermiques, comparé avec le cas expérimental. Le Tableau III.2 récapitule les différentes données concernant le maillage et les temps des calculs pour chaque cas. En comparant avec les données expérimentales on remarque que pour un maillage très fin (53491) éléments (taille d'élément 0.33mm), on obtient un bon résultat avec un temps de calcul $t=230s$. Lorsqu'on augmente la taille des éléments à 0.5mm, les températures calculées pendant la période de refroidissement commence à diverger. À partir de cette dernière taille des éléments de maillages, les résultats des calculs divergent complètement.

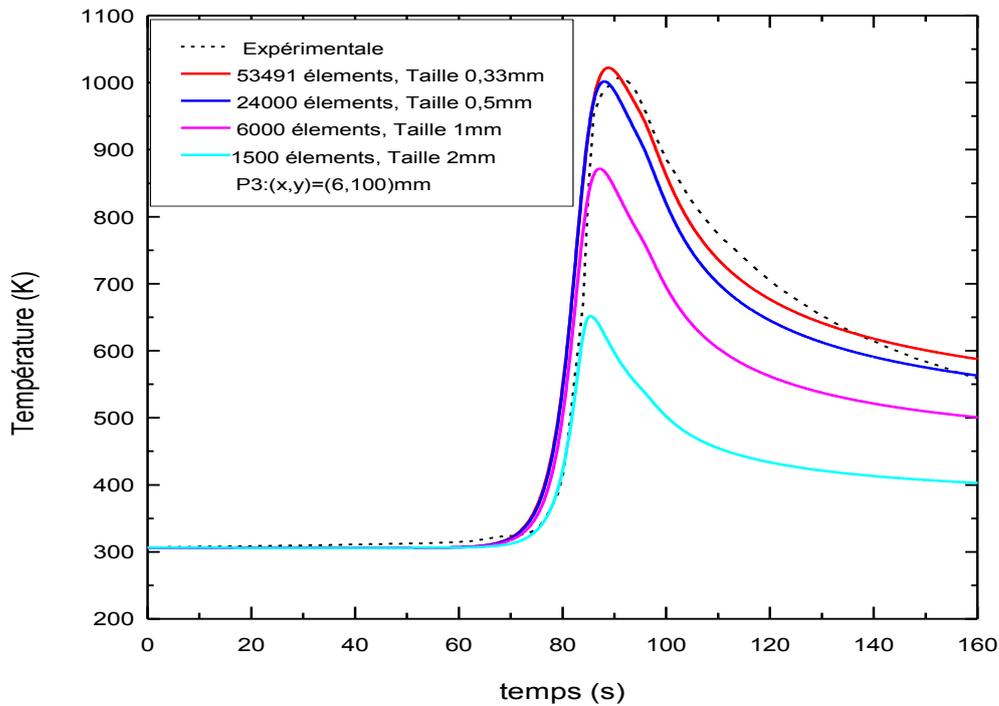


Figure III.30 : Convergence du calcul de température par différences finies.

Tableau III.2 : Récapitulatifs des données du calcul par différences finies

Nombres d'éléments	Taille d'éléments (mm)	Temps du calcul(s)	Observations
53491	0.33	230s	Bon résultats
24000	0.5	65s	Bon résultats en chauffage
6000	1	9s	Mauvais résultats
1500	2	3s	Mauvais résultats

La comparaison des données expérimentales avec les résultats des calculs de la température des cycles thermiques par la méthode des éléments finis est illustrée dans la Figure III.31. Le Tableau III.3 récapitule les différentes données concernant le maillage et les temps de calculs pour les différents cas. Pour un maillage de 53491 éléments avec une taille de 0.33mm contrairement à la méthode des différences finies le calcul n'a pas abouti (défaut de mémoire du PC). Pour un maillage de 24000 éléments jusqu'à 1500 éléments les calculs donnent de bons résultats comparativement aux données expérimentales, que ce soit pour la période de chauffage et de refroidissement, avec un temps du calcul de 78s pour le nombre d'éléments 1500. Ce qui montre le point fort de la méthode des éléments finis. À partir d'un nombre d'éléments de 240 les résultats commencent à diverger.

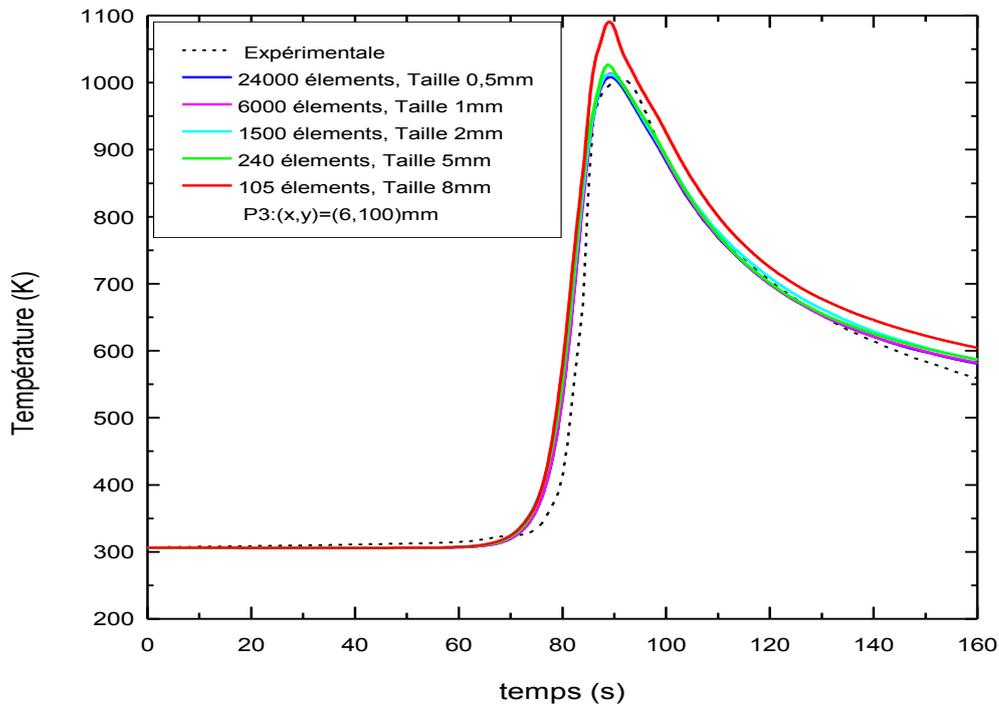


Figure III.31 : Convergence du calcul de température par éléments finis.

Tableau III.3 : Récapitulatifs des données du calcul par éléments finis

Nombres d'éléments	Taille d'éléments (mm)	Temps du calcul (s)	Observations
53491	0.33	-	Problème de mémoire du PC
24000	0.5	482	Bon résultats
6000	1	180	Bon résultats
1500	2	78	Bon résultats
240	5	18	Début de divergence
105	8	25	Mauvais résultats

V Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté une étude thermique du soudage TIG. Dans la partie du calcul numérique, on a développé et présenté les résultats des deux méthodes de calcul différentes : la méthode des différences finies et la méthode des éléments finis. Dans la dernière partie, les résultats des cycles thermiques issus de la modélisation numérique sont comparés avec des cycles thermiques mesurés expérimentalement. La taille de la demi-largeur de la zone fondue calculée par les différences finies est de l'ordre de $ZF/2 = 2$ mm, elle est de l'ordre de 1.7mm lorsqu'elle est calculée par éléments finis. La taille de la zone affectée thermiquement calculée par éléments finis ($ZAT = 3.7$ mm) est inférieure à celle calculée par différences finies ($ZAT = 4$ mm). Les cycles thermiques calculés par les deux méthodes présentent des formes tout à fait classiques avec une augmentation brusque de température puis un refroidissement rapide qui tend à devenir de plus en plus lent au cours du temps.

Pendant le chauffage les résultats de calcul des cycles thermiques par les deux méthodes numériques coïncident avec ceux mesurés expérimentalement. Dans la direction axiale le régime quasi stationnaire est atteint après 20s, la température maximale est de l'ordre de 1010K dans les positions P1, P2, P3.

Les cycles thermiques calculés pendant le chauffage dans la direction radial aux points P4 et P5 coïncident bien avec ceux mesurés expérimentalement, les températures maximales calculées sont légèrement faible que celles mesurées. Durant le refroidissement, les températures calculées en positions axiales P1, P2, P3 sont légèrement décalées par rapport à celles mesurées. Les cycles thermiques mesurés en P4 et P5 sont beaucoup plus proche de ceux calculés par la méthode des éléments finis. La température maximale calculée le long de la ligne du soudage évolue de la même façon pour les deux méthodes numériques, la température calculée atteint une valeur de 2000K à partir de la vingtième seconde, là où le régime quasi-stationnaire est établi.

La modélisation thermique du soudage TIG va nous servir comme une base de données dans notre prochain chapitre de simulation du comportement thermohydraulique du bain de fusion au chapitre IV.

CHAPITRE IV

MODELISATION

THERMOHYDRAULIQUE

Sommaire

I Introduction

II Formulation mathématique

II.1 Equation de la chaleur

II.2 Equation de continuité

II.3 Equation de mouvement

III Formulation courant tourbillon des équations de mouvements

III.1 Les équations transformées

III.2 Conditions aux limites associées

III.2.1 Conditions aux limites pour l'équation de la chaleur

III.2.2 Conditions limites pour l'équation des fluides

IV Résolution numérique

V Résultats et discussion

VI Conclusion

I Introduction

Le soudage TIG (Tungsten Inert Gas) est un procédé d'assemblage par un arc électrique. Au cours du soudage, plusieurs phénomènes physiques se produisent, tels que le transfert de chaleur, l'hydrodynamique, l'électromagnétisme et la transformation métallurgique des phases; ces phénomènes ont une grande influence sur la microstructure et la morphologie de la zone de soudure. En effet, pendant le soudage TIG, le bain de fusion est le siège d'un fort gradient thermique; cette variation varie entre la température de fusion du métal sur les bords du bain de fusion et sa température de vaporisation au centre. Cela crée des problèmes de soudabilité en raison de l'apparition de zones de risque, notées par FZ pour la zone de fusion et par HAZ pour la zone affectée par la chaleur ; ces problèmes de soudabilité correspondent à un phénomène de fissuration à la solidification et la fissuration à froid, qui sont provoquées par l'effet des contraintes résiduelles et de distorsion [75,76]. Par conséquent, afin de résoudre les problèmes de soudabilités, grâce au développement et à l'amélioration des technologies, plusieurs voies d'investigations ont été suivies; parmi elles, citons la prédiction par la modélisation et la simulation numérique. Etant donné que, le modèle mathématique décrivant les phénomènes physiques en soudage conduit à des équations couplées très difficile à résoudre par voie analytique; alors la méthode efficace adoptée pour résoudre ces problèmes est la simulation numérique. De nombreux auteurs, comme Varghese et al. [77], ont montré l'intérêt croissant d'utilisation du calcul numérique permettant plus de connaissance et de compréhension des processus de soudage et des phénomènes physiques associés.

Dans ce chapitre nous allons décrire un modèle mathématique qui prend en compte et combine l'effet des différentes forces motrices sur la morphologie et la taille du bain de fusion, à savoir : la force de tension superficielle, la force électromagnétique et la force de convection naturelle; cela nous permettra de prédire la température et la vitesse du métal fondu dans le bain de fusion et dans les régions adjacentes. Un tel modèle est obtenu en couplant l'équation de chaleur, prenant en compte de rayonnement avec les équations de Navier-Stokes. En raison de la formulation non linéaire de ces dernières équations, nous considérons, dans le présent chapitre la formulation courant tourbillon pour les équations régissant le fluide dans le bain de fusion. Ceci nous conduit à résoudre une équation de diffusion couplée à celle de convection-diffusion associées à des conditions aux limites appropriées décrivant le processus physique. Pour réaliser les simulations numériques, nous avons écrit un programme Fortran et le logiciel Matlab a été utilisé pour afficher les sorties graphiques.

Le présent chapitre est organisé en quatre sections, comme suit : La deuxième section est consacrée à la présentation des modèles mathématiques couplés (thermo-hydraulique) du soudage TIG, en particulier l'équation de la chaleur et les équations de Navier-Stokes. Dans la section suivante, on présente la formulation courant tourbillon des équations de Navier-Stokes; les conditions aux limites associées pour toutes ces équations différentielles partielles sont alors spécifiées. La section trois est consacrée à la résolution numérique du problème modélisé; en particulier, les discrétisations temporelles et spatiales sont brièvement rappelées ainsi que la méthode utilisée pour résoudre les systèmes algébriques linéaires. Étant donné que ces systèmes algébriques sont de grande taille, compte tenu de la propagation des erreurs d'arrondi et des instabilités qui peuvent se propager au cours des calculs, les méthodes itératives comme les méthodes de relaxation sont préférées aux méthodes directes. A noter que la discrétisation appropriée du terme de convection implique une propriété de diagonal strictement dominante pour les matrices de discrétisations, des matrices strictement dominantes en diagonale, propriété qui assure la convergence de la solution itérative quel que soit la condition initiale. Dans la dernière section, nous présentons les résultats et la discussion des simulations numériques. Enfin, une conclusion complète le présent chapitre.

II Formulation mathématique

Le schéma d'une coupe transversale du processus de soudage TIG est représenté sur la Figure IV.1. Le modèle mathématique décrivant le soudage de pièces en acier inoxydable 304L est bien décrit par les équations à dérivées partielles couplées. La première équation décrit l'équation de la chaleur; la deuxième équation est l'équation de continuité et le comportement du fluide est décrit par les équations de Navier-Stokes. Plus précisément, les équations du transfert de chaleur et d'écoulement du fluide sont couplées à l'équation de continuité en tenant compte des hypothèses décrites ci-dessous:

- le problème de transfert de chaleur est symétrique bidimensionnel avec Oz étant l'axe de symétrie,
- les coefficients physiques sont choisis constants, à l'exception de la tension superficielle qui est dépendante en permanence de la température,
- la surface de la pièce est non déformable,
- le métal liquide est un fluide newtonien incompressible,
- l'écoulement de fluide est laminaire,
- les flux de chaleur et de courant sont spatialement répartis dans la surface libre et ont des caractéristiques gaussiennes,

-l'approximation de Boussinesq est utilisée dans notre cas afin de tenir compte de la variation de densité,

- dans l'équation de la chaleur on prend en compte le changement de phase solide liquide.

Les modèles mathématiques sont donnés au paragraphe suivant.

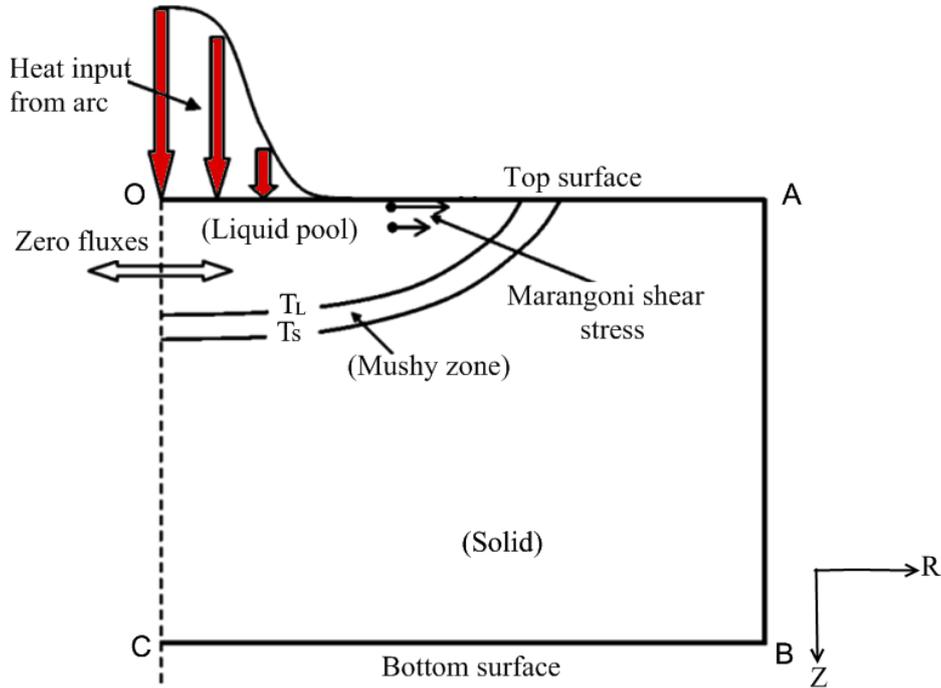


Figure IV.1: Schéma de la section transversale de soudure

II.1 Equation de la chaleur

En tenant compte de la présence d'un changement de phase solide-liquide, l'équation de la chaleur en coordonnées cylindriques (r, z) est exprimée comme suit [47]:

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial r} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) - k \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} - k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{k}{r} \frac{\partial T}{\partial r} = -\rho \Delta H \frac{\partial g_l}{\partial t} \quad (\text{IV.1})$$

où u et w sont les composants de la vitesse, C_p est la capacité calorifique spécifique, k est la conductivité, ρ est la densité, T est la température, et ΔH est la chaleur latente de fusion.

De plus, la fraction liquide g_l est définie par

$$g_l = \begin{cases} 1 & T > T_L \\ \frac{T-T_S}{T_L-T_S} & T_S \leq T \leq T_L \\ 0 & T < T_S \end{cases} \quad (\text{IV.2})$$

où T_L et T_S sont respectivement la température liquidus et solidus.

En raison de la symétrie par rapport à la ligne médiane due à la soudure, nos calculs ont été effectués uniquement pour qu'une seule pièce soit soudée comme indiqué dans la Figure IV.1.

II.2 Equation de continuité

L'équation de continuité est donnée par :

$$\frac{u}{r} + \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{IV.3})$$

II.3 Equation de mouvement

L'expression radiale de l'équation de Navier-Stokes est présentée comme suit [78]:

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial r} + \rho w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial r} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + F_r \quad (\text{IV.4})$$

avec
$$F_r = (\vec{J} \times \vec{B})_r \quad (\text{IV.5})$$

où \times désigne le produit vectoriel

L'expression axiale de l'équation de Navier-Stokes est donnée par:

$$\rho \frac{\partial w}{\partial t} + \rho u \frac{\partial w}{\partial r} + \rho w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + F_z \quad (\text{IV.6})$$

avec
$$F_z = (\vec{J} \times \vec{B})_z + \beta \rho g (T - T_0) \quad (\text{IV.7})$$

où p est la pression, μ est la viscosité dynamique, β est le coefficient de dilatation thermique, g est la gravité, J est la densité du courant de soudure, B est l'induction magnétique, T_0 est la température de référence et dans l'équation (IV.4) F_r est la force électromagnétique dans les directions R radiales, et dans (IV.6) F_z est la somme de la force de flottabilité et de la force électromagnétique dans la direction axiale Z , F_z étant donnée par (IV.7).

Dans la prochaine section, nous spécifierons les conditions aux limites associées après la transformation des équations de Navier-Stokes.

III Formulation courant tourbillon des équations de mouvements

III.1 Les équations transformées

Dans le problème actuel, nous avons considéré que les équations aux dérivées partielles sont définies dans le cas bidimensionnel. En outre, on peut noter que nous devons résoudre les équations de Navier-Stokes qui sont très difficiles à résoudre en raison de la non-linéarité présente dans le modèle. Néanmoins, puisque nous ne considérons que le cas bidimensionnel,

la résolution des équations de Navier-Stokes peut être simplifiée lorsque l'on considère la formulation courant tourbillon des équations Navier-Stokes (Voir annexe A).

Dans une telle formulation, la vorticité est définie par

$$\omega = \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial r} \right) \quad (\text{IV.8})$$

En outre, la fonction de courant ψ est exprimée par

$$u = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad (\text{IV.9})$$

$$w = +\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \quad (\text{IV.10})$$

En utilisant les fonctions de vorticité et de courant, les équations régissant la dynamique des fluides peuvent être écrites facilement comme suit:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + u \frac{\partial \omega}{\partial r} + w \frac{\partial \omega}{\partial z} - \frac{u\omega}{r} = \nu \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \omega}{\partial r} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} - \frac{\omega}{r^2} \right) - \beta g \frac{\partial T}{\partial r} + \nabla \times (\vec{J} \times \vec{B}) \quad (\text{IV.11})$$

$$-\omega = \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial \psi}{\partial r} \quad (\text{IV.12})$$

Dans l'équation (IV.11) apparaît une force électromagnétique qui peut être calculée par la résolution des équations de Maxwell dans le système de coordonnées (r, z) ; cette force est donnée par l'équation suivante (IV.13) [79].

$$\nabla \times (\vec{J} \times \vec{B}) = \frac{C_0 \mu_0 I^2}{2\pi^2 L r^3} \left(1 - \frac{z}{e} \right) \left[1 - \exp \left(-\frac{r^2}{2\sigma_j^2} \right) \right]^2 \quad (\text{IV.13})$$

où C_0 est le facteur d'échelle de longueur, I est le courant de soudage, μ_0 est la perméabilité magnétique, σ_j est le paramètre de distribution de courant et e est l'épaisseur de la pièce à soudée.

Les valeurs des coefficients physiques sont définies dans le tableau IV.1 [79, 80].

Tableau IV.1 : Paramètres de la simulation numérique thermohydraulique

<u>Parameters physiques</u>	Symbole	Valeur	Unité
Capacité thermique spécifique	C_p	602	$J/(kg.K)$
Gravité	g	9.81	m/s^2
Chaleur latente de fusion	ΔH	272	kJ/kg
Coefficient de dilatation thermique	β	10^{-4}	$1/K$
Température du liquidus	T_L	1723	K
Température du Solidus	T_S	1673	K
Conductivité thermique du métal fondu	k_l	20	$W/(m.K)$
Conductivité thermique du métal solide	k_s	24	$W/(m.K)$
Densité du métal fondu	ρ_l	6350	Kg/m^3
Densité du métal solide	ρ_s	7500	Kg/m^3
Coefficient d'échange thermique	h	15	$W/(m^2.K)$
Constante de Stephan-Boltzman	σ	5.6710^{-8}	$Wm^{-2}K^{-4}$
Emissivité	ε	0.82	-
quantité de chaleur maximale	q_{max}	200	W
Courant de soudage	I	120	A
Tension d'arc de soudage	V	14	V
Rendement	η	0.7	$\%$
Perméabilité magnétique du vide	μ_0	$1.26 \cdot 10^{-6}$	H/m
épaisseur de la pièce	e	0.12	m
Largeur de la pièce	l	0.01	m
Température du milieu extérieur	T_{ext}	306	K
Gradient de tension de surface	$\frac{\partial \gamma}{\partial T}$	-10^{-4}	$N/(m.K)$

III.2 Conditions aux limites associées

Pour le problème de modélisation du transfert de chaleur et du comportement de l'écoulement de fluide lors du soudage TIG, des tôles en acier inoxydable 304 L, il est nécessaire de décrire les conditions aux limites pour donner une description complète des phénomènes.

III.2.1 Conditions aux limites pour l'équation de la chaleur

- sur la surface supérieure OA, on applique une source de chaleur sous forme gaussienne [67] le long de R_0 :

$$-k \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{OA} = \frac{Q}{2\pi R_0^2} e^{-\left(\frac{3r^2}{R_0^2}\right)} \quad (\text{IV.14})$$

$$Q = \eta \cdot I \cdot V$$

où η est le rendement d'arc, I est le courant de soudure, V est la tension d'arc de soudage et R_0 est le paramètre de rayon de distribution de flux de chaleur (m),

- sur la surface droite AB, BC il y a un échange par convection et par rayonnement avec la température ambiante défini par,

$$-k \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{AB} = h(T - T_0) + \sigma_0 \varepsilon (T^4 - T_0^4) \quad (\text{IV.15})$$

$$-k \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{BC} = h(T - T_0) + \sigma_0 \varepsilon (T^4 - T_0^4) \quad (\text{IV.16})$$

où σ_0 est la constante de Stefan-Boltzmann, ε est l'émissivité de la surface du corps,

- sur la surface OC, nous avons une condition de symétrie,

$$\frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{OC} = 0 \quad (\text{IV.17})$$

III.2.2 Conditions limites pour l'équation des fluides

À partir de l'équation de mouvement classique, nous spécifions les conditions aux limites associées et leur transformation en fonction de la vorticité et de la fonction du courant.

- sur la face supérieur OA, nous avons

$$-\mu \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{OA} = -\mu \frac{\partial}{\partial z} \left(-\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) \Big|_{OA} \Rightarrow \mu \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \Big|_{OA} = \frac{\partial \gamma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{OA}$$

$$w \Big|_{OA} = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \Big|_{OA} = 0 \Rightarrow \frac{\partial \psi}{\partial r} \Big|_{OA} = 0 \text{ et } \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} \Big|_{OA} = 0 \quad (\text{IV.18a})$$

$$-\omega \Big|_{OA} = \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \Big|_{OA}$$

Puis
$$\omega \Big|_{OA} = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial \gamma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial r} \quad (\text{IV.18b})$$

où γ est la tension superficielle,

- sur les faces BC et AB il n'y a pas de glissement et les composants de la vitesse sont nulles

$$u|_{BC} = 0 = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \Big|_{BC} \Rightarrow \frac{\partial \psi}{\partial z} \Big|_{BC} = 0 \text{ et donc } \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \Big|_{BC} = 0$$

$$w|_{BC} = 0 = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \Big|_{BC} \Rightarrow \frac{\partial \psi}{\partial r} \Big|_{BC} = 0 \text{ et donc } \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} \Big|_{BC} = 0$$

$$\omega|_{BC} = 0 \quad (\text{IV.19a})$$

$$\omega|_{AB} = 0 \quad (\text{IV.19b})$$

-sur la face OC, aucun glissement n'est supposé pour la première composante u de vitesse; de plus, pour la seconde composante w, le flux est nul. Donc

$$u|_{OC} = 0 = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \Big|_{OC} \Rightarrow \frac{\partial \psi}{\partial z} \Big|_{OC} = 0 \text{ et donc } \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \Big|_{OC} = 0 \quad (\text{IV.19c})$$

$$\frac{\partial w}{\partial r} \Big|_{OC} = 0 \Rightarrow \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) \Big|_{OC} = 0 \Rightarrow \frac{\partial w}{\partial r} \Big|_{OC} = -\frac{1}{r^2} \frac{\partial \psi}{\partial r} \Big|_{OC} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} \Big|_{OC} = 0$$

$$\omega|_{OC} = -\frac{1}{r} \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} \Big|_{OC} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial \psi}{\partial r} \Big|_{OC} = 0$$

$$\omega|_{OC} = 0 \quad (\text{IV.19d})$$

IV Résolution numérique

Nous avons maintenant à résoudre le problème couplé décrivant le soudage appliqué sur des tôles en acier inoxydable 304L; un tel problème consiste à résoudre en coupe transversale d'une part les équations de Navier-Stokes formulées par les fonctions de vorticité et de courant et d'autre part l'équation de la chaleur. Compte tenu des équations couplées, une résolution analytique est très difficile à obtenir. Ainsi, nous résolvons les équations (IV.1), (IV.11) et (IV.12) numériquement. Pour la résolution numérique du problème, on procède de la même façon que dans le chapitre III, section II.3 sauf que cette fois ci les points sont numérotés de haut en bas, puis de gauche à droite en fonction des abscisses croissantes comme est indiqué sur la Figure IV.2. Le domaine de calcul est maillé en utilisant une répartition régulière des nœuds par 100 * 50 cellules. Le critère de convergence a été fixé à une erreur relative maximale pour toutes les variables dépendantes (ψ , ω , T) inférieur à 10^{-6} . Nous pouvons ainsi déduire toutes les variables restantes comme u, w, gl ...

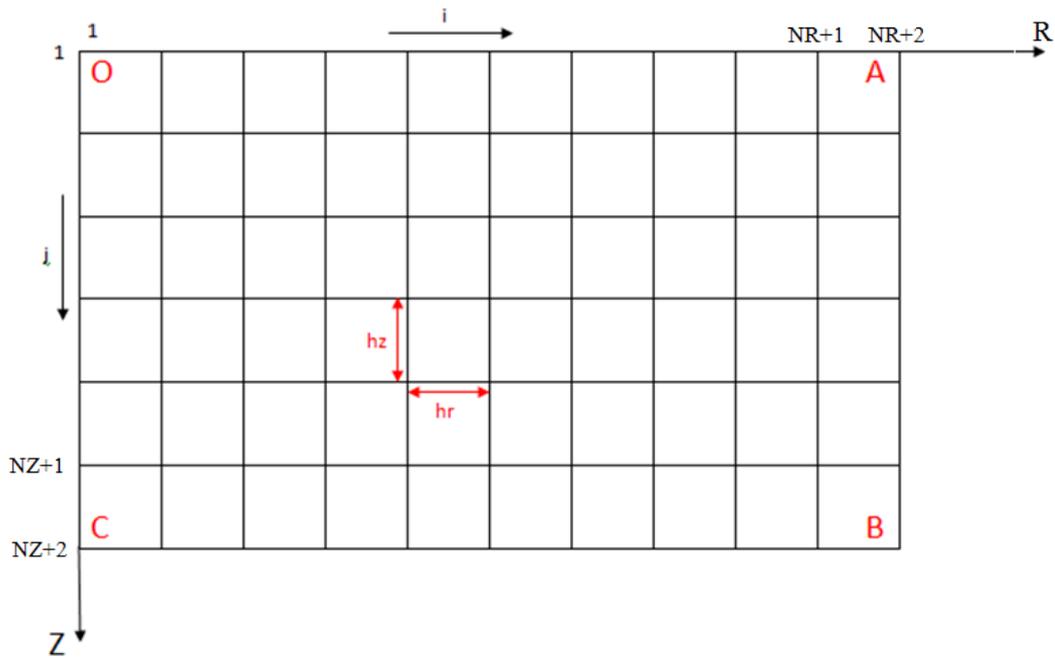


Figure IV.2: Maillage des différences finies du domaine du calcul

V Résultats et discussion

Le modèle et le programme élaboré est utilisé pour le calcul numérique du champ de températures, les champs de vitesses, la fraction du liquide, la taille et la morphologie de bain de fusion (FZ) ainsi que la taille de la zone affectée thermiquement (HAZ) lors d'une opération de soudage TIG de tôles en acier inoxydable 304 L sans apport de métal dans le cas où $\frac{\partial \gamma}{\partial T} < 0$. Les caractéristiques de soudage utilisées pour les calculs sont indiquées dans le tableau IV.1. La Figure IV.3 (a,b) représente l'évolution de la température prédite dans le bain de fusion et dans le métal de base aux deux instants $t=1s$ et $t=2s$ ainsi que la température maximale au sommet correspondant au point O de la Figure IV.2 ; cette valeur maximale est d'environ $2000\text{ }^{\circ}\text{K}$, est supérieure à la température de fusion de l'acier inoxydable 304L qui varie entre 1673°K et 1723°K . La température évolue en fonction du temps pour atteindre une valeur de l'ordre de $2800\text{ }^{\circ}\text{K}$ à la deuxième seconde. Cette valeur est largement supérieure à la température de fusion. L'évolution dans le temps de la distribution de température au cours du processus de soudage entraîne l'apparition d'une zone liquide dont la taille augmente ; de plus, compte tenu des vitesses de refroidissement de la pièce à souder, un changement de la microstructure se produit [81].

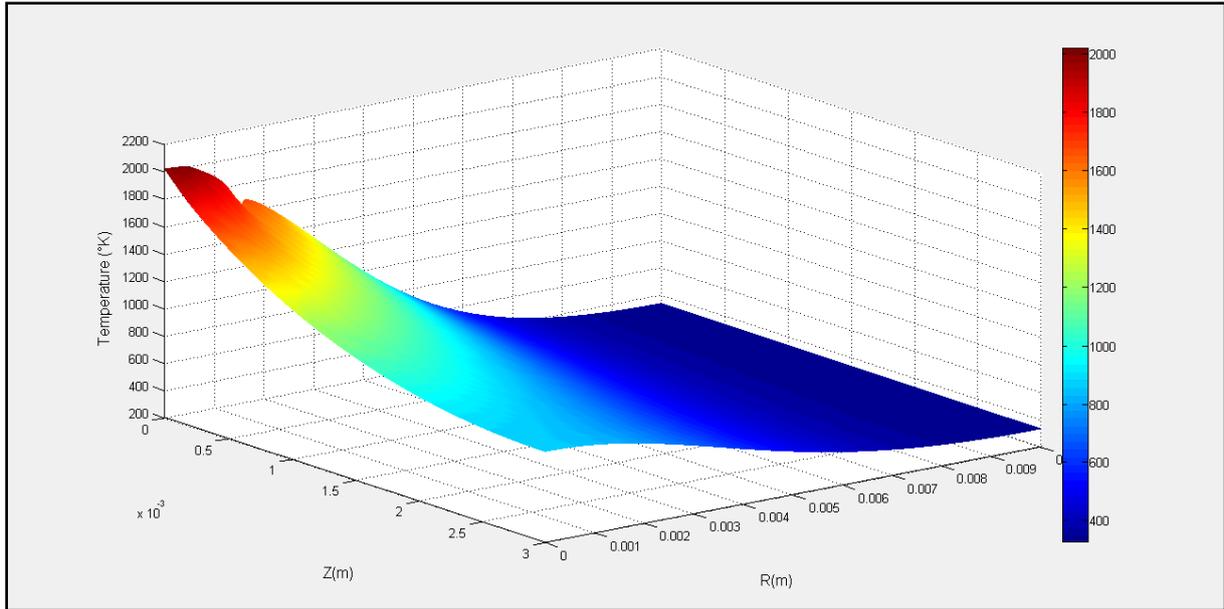


Figure IV.3 (a): Distribution du champ de température calculé à $t=1s$

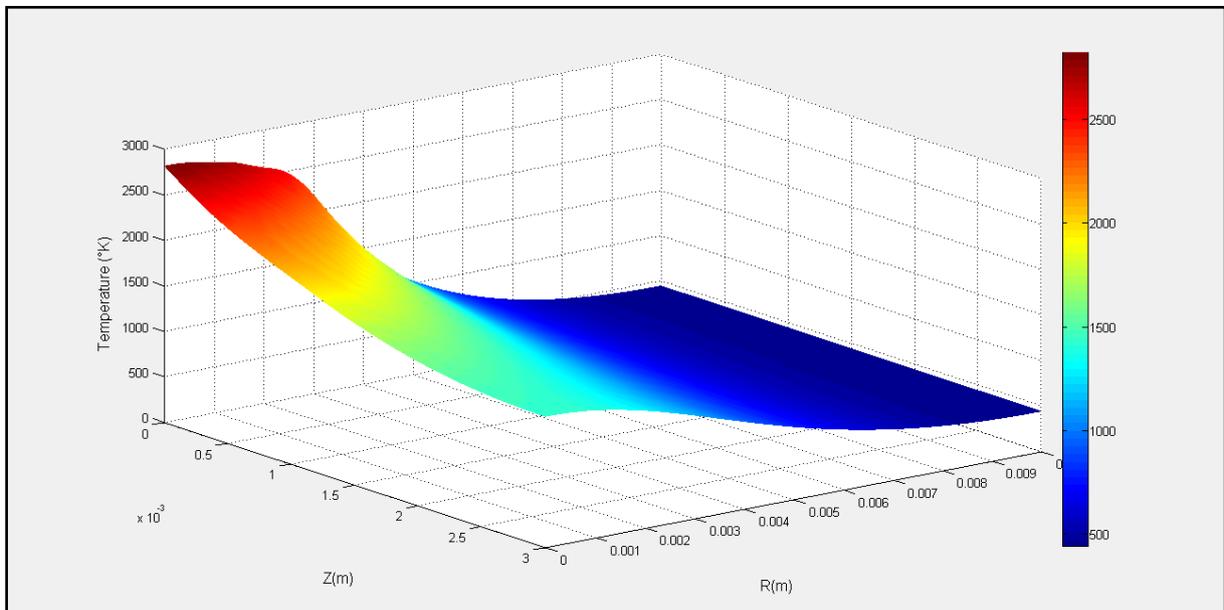


Figure IV.3 (b) : Distribution de champs de température calculée à $t=2s$

Les courbes isothermes et la fraction de liquide calculées aux instants 1s et 2s sont représentées sur les Figure IV.4 (a, b) et Figure IV.5 (a, b). Les courbes isothermes sont très proches les unes des autres à l'origine et sont plus largement séparés en s'en éloignant. Les différentes zones correspondant à des états différents du matériau sont prédites par les valeurs des courbes isothermes, en particulier la zone liquide (ZF) et la zone affectée par la chaleur (ZAT). A la première seconde, le bain de fusion a une largeur égale à 2.8 mm et une profondeur de 0.4mm environ, et la ZAT à une largeur de 2.7mm et une profondeur de 1.4mm. A la deuxième seconde la taille du bain de fusion a augmenté pour atteindre une

profondeur de $P=1.7\text{mm}$ et une largeur de $L=6.6\text{mm}$ environ, soit un rapport de $\frac{p}{L} = 0.26$. Ces résultats sont en bon accord avec ceux trouvés par Kim et al. [80]. Dans ce laps de temps, la zone affectée thermiquement HAZ a considérablement diminué pour atteindre une largeur est de 1.8 mm sur la face supérieure. Le changement de taille de la fraction de liquide est clairement représenté par la Figure IV.5 (a,b).

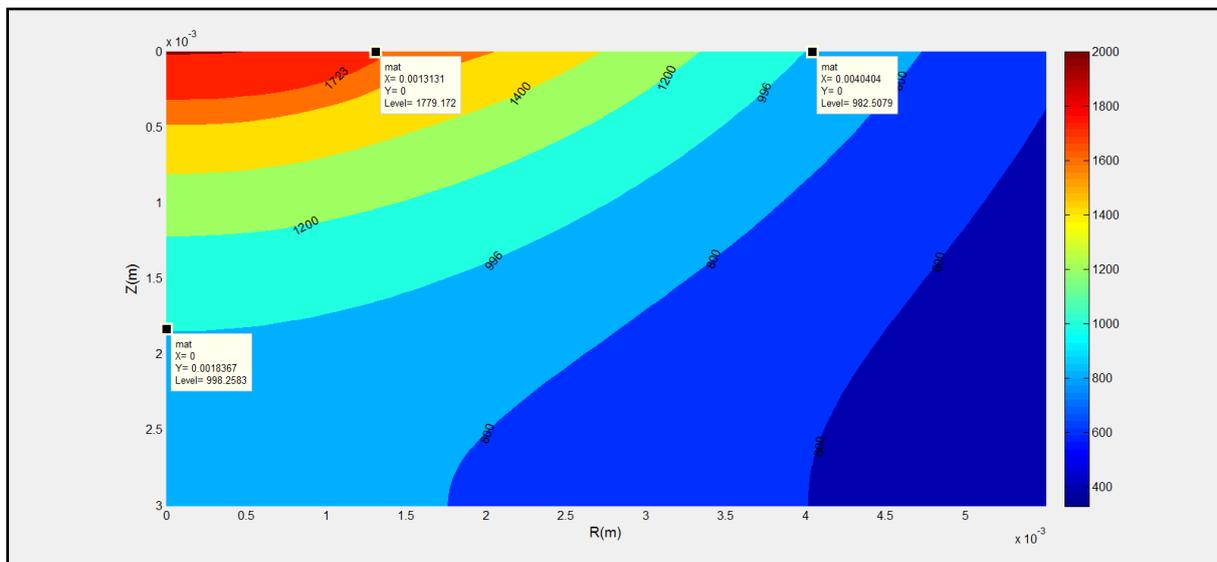


Figure IV.4 (a): Courbes d'isotherme calculées à $t = 1\text{ sec}$.

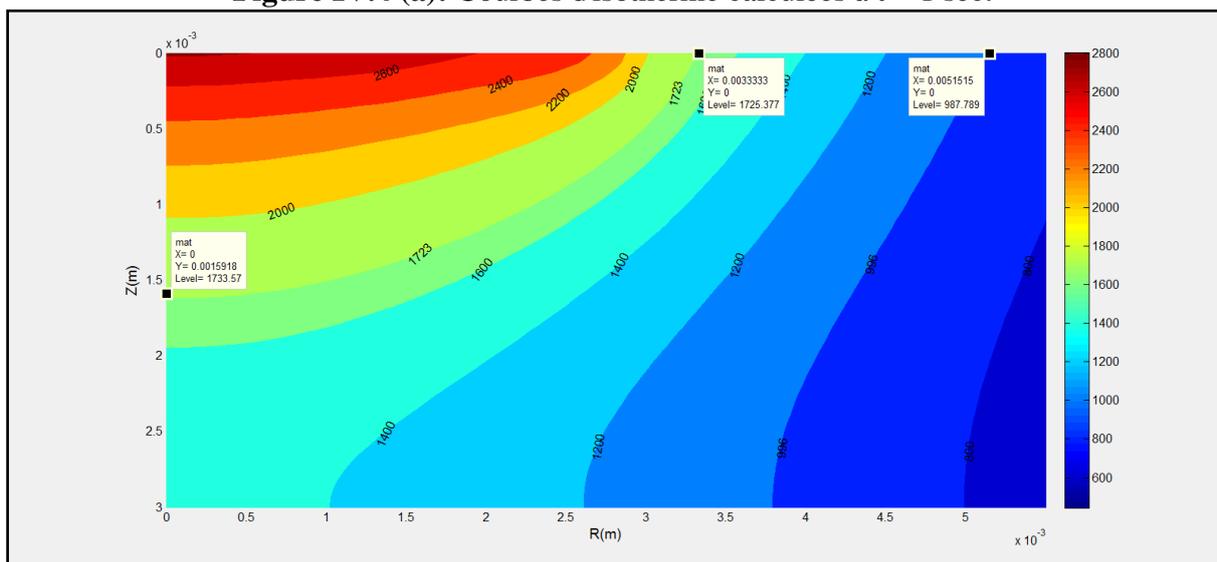


Figure IV.4 (b): Courbes d'isotherme calculées à $t=2\text{sec}$.

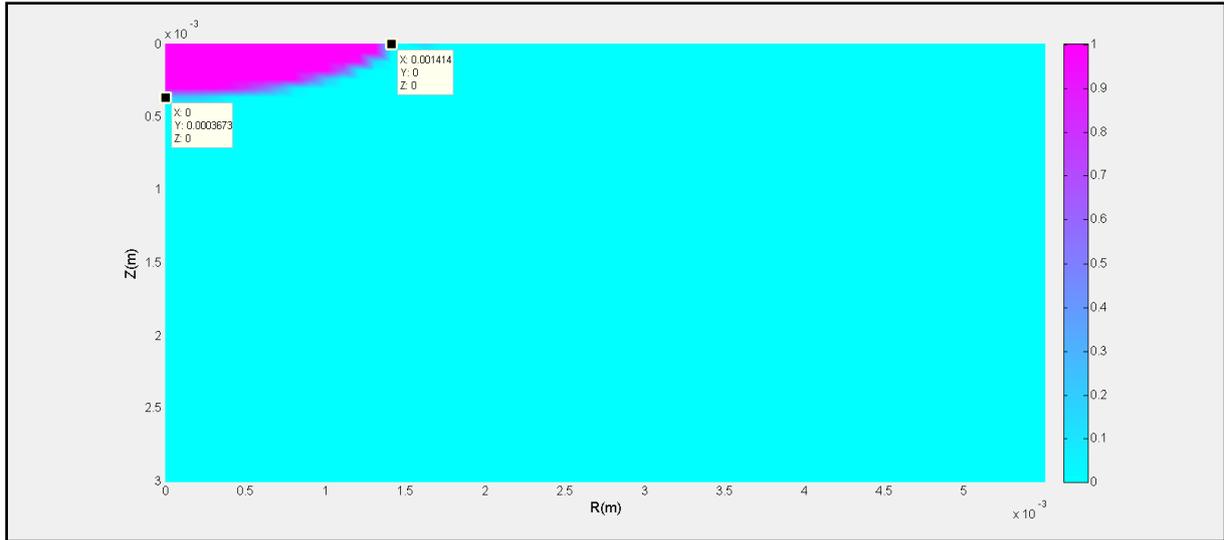


Figure IV.5 (a): Fraction du liquide calculé à $t = 1$ sec.

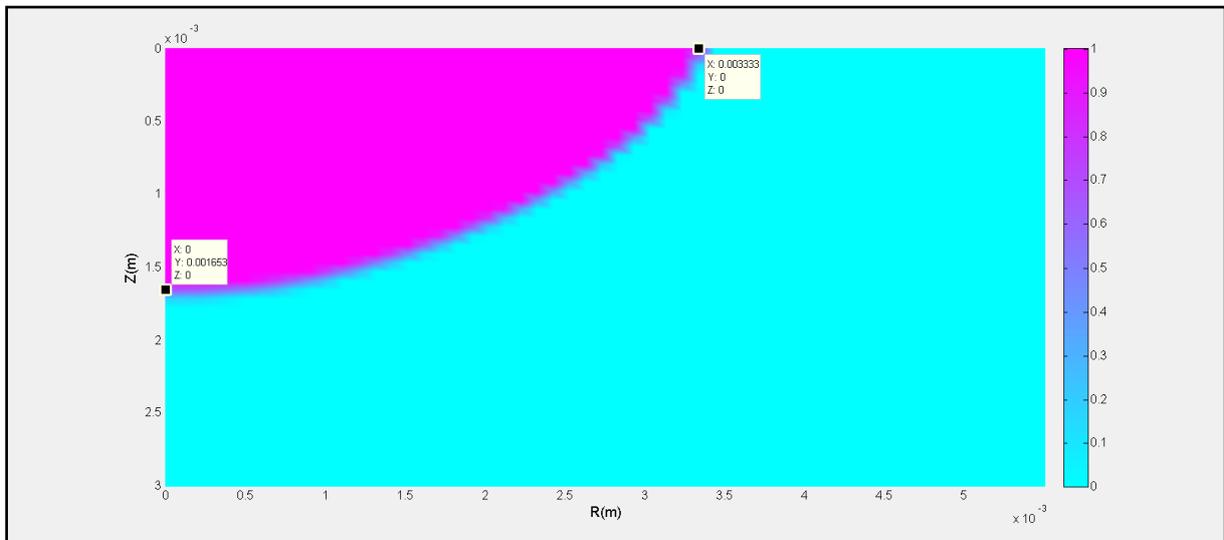


Figure IV.5 (b): Fraction du liquide calculé à $t = 2$ sec.

La Figure IV.6 (a) (respectivement (b)) représente l'orientation et l'amplitude des champs de vitesse due à la force de tension de surface du bain de fusion. Pour donner une explication des résultats représentés sur la Figure IV.6, on rappelle que la tension superficielle du métal fondu augmente lorsqu'on s'éloigne du centre de la source de chaleur et diminue quand on s'en rapproche, c'est à dire pour les températures plus élevées, ce qui donne un gradient de tension de surface négatif. Dans le cas d'un gradient négatif les vecteurs vitesses à la surface du bain de fusion sont dirigés vers l'extérieur et l'écoulement est radial et dirigé vers l'extérieur ce qui donne un brassage centrifuge [82, 83]. La pénétration du bain de fusion et sa largeur sont respectivement $P=1\text{mm}$ et $L= 6.6\text{mm}$, soit un rapport de $\frac{P}{L} = 0.15$ ce qui donne un bain de fusion mouillant. Confirmant ainsi que lorsque le gradient de tension superficielle

est négatif, la force de tension de surface empêche la pénétration du bain de fusion. L'observation de l'amplitude des vitesses dans le bain de fusion représenté en Figure IV.6 (b) montre qu'on atteint une valeur maximale d'environ 8.5cm/s.

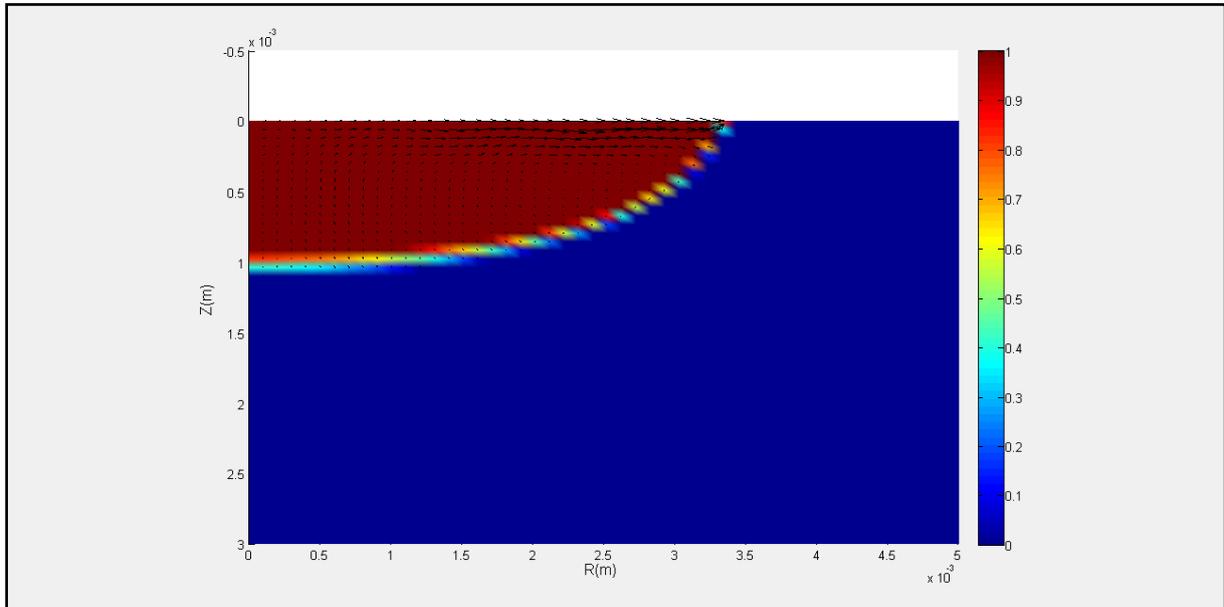


Figure IV.6 (a): Orientation des champs de vitesses calculées à $t=2s$ pour la force de tension de surface.

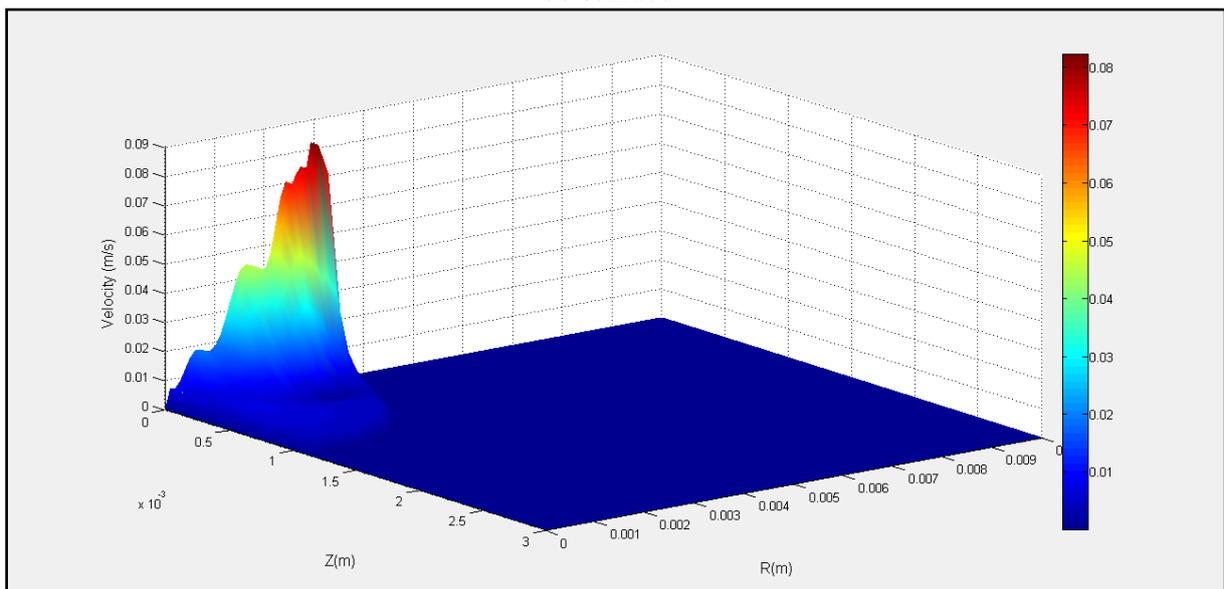


Figure IV.6 (b): Amplitude des champs de vitesses calculées à $t=2s$ pour la force de tension de surface.

Les Figure IV.7(a) et Figure IV.7 (b) représentent le champ et l'amplitude de la vitesse du fluide ; les effets constatés sont dus à l'action d'une force électromagnétique provoquée par l'interaction entre le courant qui passe dans le bain de fusion et le champ magnétique qu'il génère. Les vecteurs vitesses sont orientés vers l'intérieur et vers le bas du centre du bain de

fusion ; de plus l'écoulement du fluide sur la surface du bain de fusion est radial et dirigé vers son intérieur ce qui provoque un brassage centripète. La pénétration du bain de fusion est de l'ordre de $P=1.6\text{mm}$, sa largeur étant de $L=5.8\text{mm}$; elle a augmenté d'environ 60% par rapport à la pénétration calculée uniquement avec la force de tension de surface, cela confirme que la force électromagnétique favorise la pénétration du bain de fusion et a des effets contraires à ceux provoqués par la force de tension superficielle. L'amplitude des vitesses dans le bain de fusion représentée par la Figure IV.7(b) montre que celle ci atteint une valeur maximale de 2.5cm/s environ.

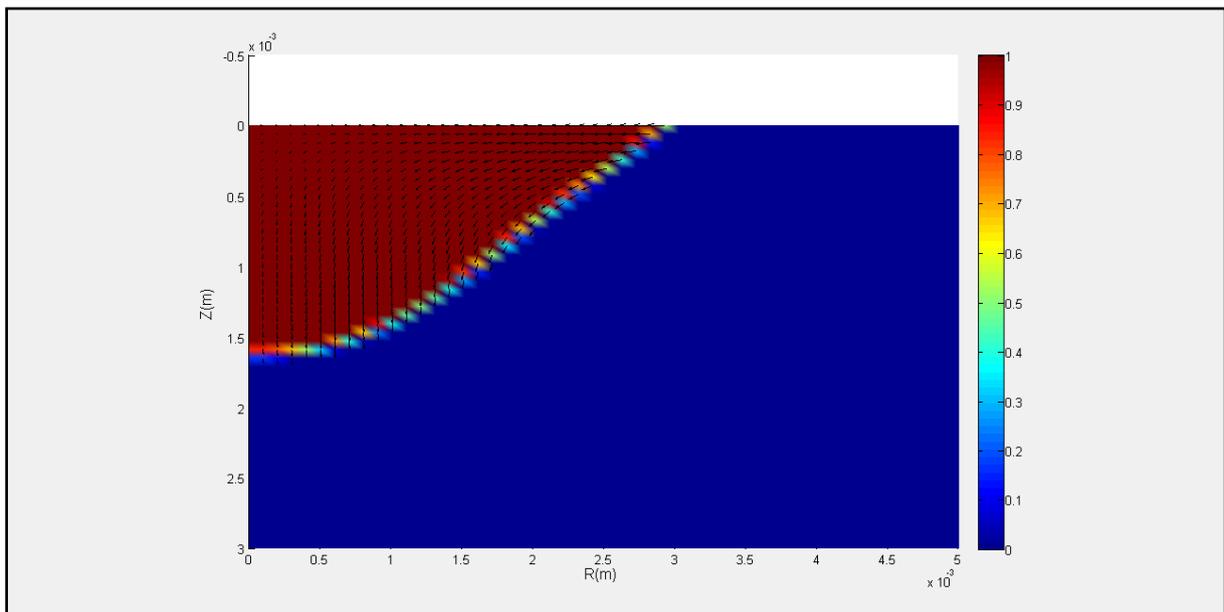


Figure IV.7 (a): Orientation des champs de vitesses calculées à $t=2\text{s}$ pour la force électromagnétique.

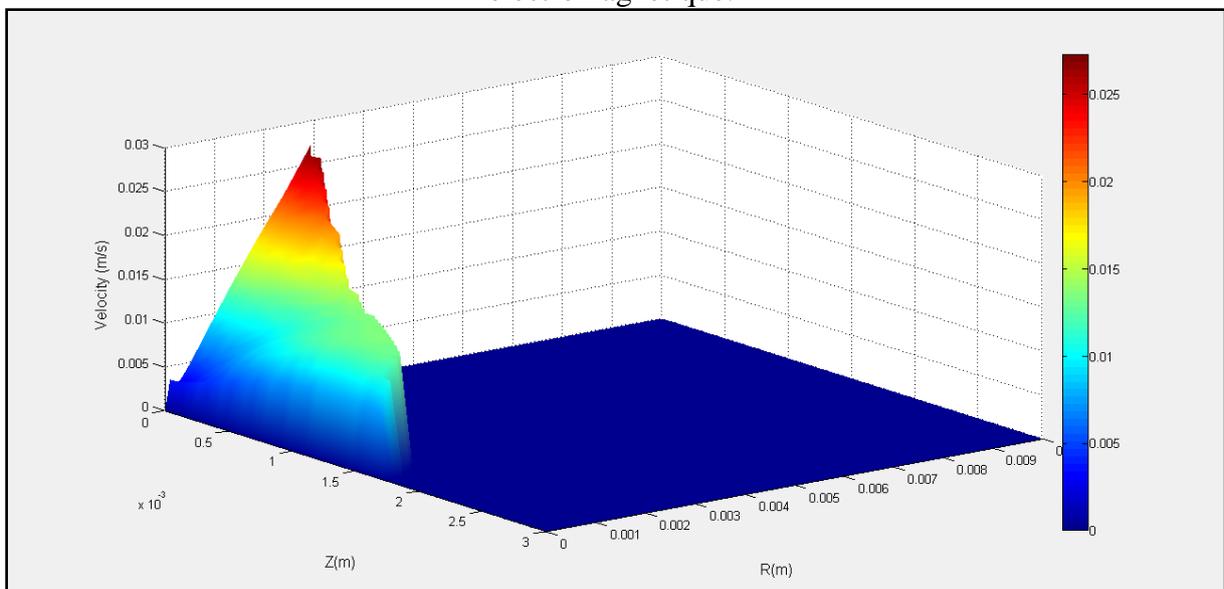


Figure IV.7(b): Amplitude des champs de vitesses calculées à $t=2\text{s}$ pour la force électromagnétique.

Le champ et l'amplitude de vitesse due à la force de convection naturelle sont illustrés par la Figure IV.8 ; cette force de convection naturelle, également appelée force de flottabilité, est issue des gradients thermiques dans le fluide. En effet, la masse volumique du métal en phase liquide dépend de la température et varie dans le volume de matériau fondu. Les vecteurs vitesses sont orientés vers l'extérieur du bain de fusion, du bas vers le haut, et l'écoulement à la surface de bain de fusion est dirigé vers l'extérieur de celui-ci. La pénétration du bain de fusion due à la force de convection naturelle est d'environ $P = 1.16\text{mm}$, sa largeur étant de $L=5.6\text{mm}$. Cette force favorise donc un bain de fusion mouillant. La vitesse maximale due à la force de convection naturelle est de l'ordre de 0.2cm/s ; cette valeur est faible par rapport à la vitesse due à la force de tension de surface et à la force électromagnétique. Les résultats concernant les champs de vitesse calculés par notre modèle sont en accord avec la littérature [84].

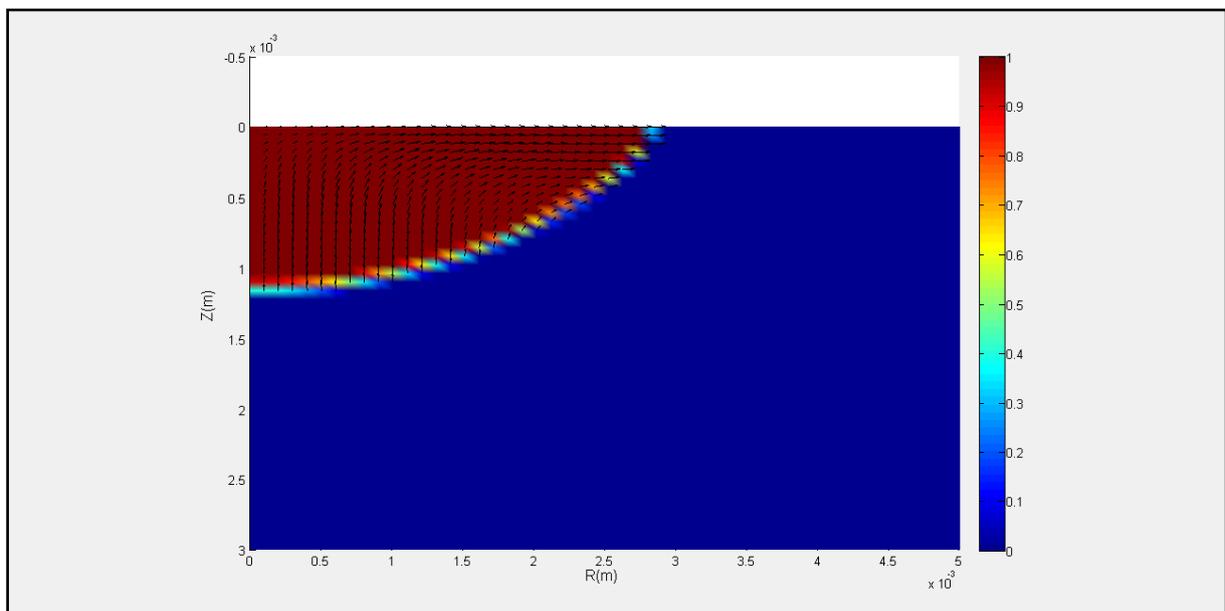


Figure IV.8 (a): Orientation des champs de vitesses calculées à $t=2\text{s}$ pour la force de convection naturelle.

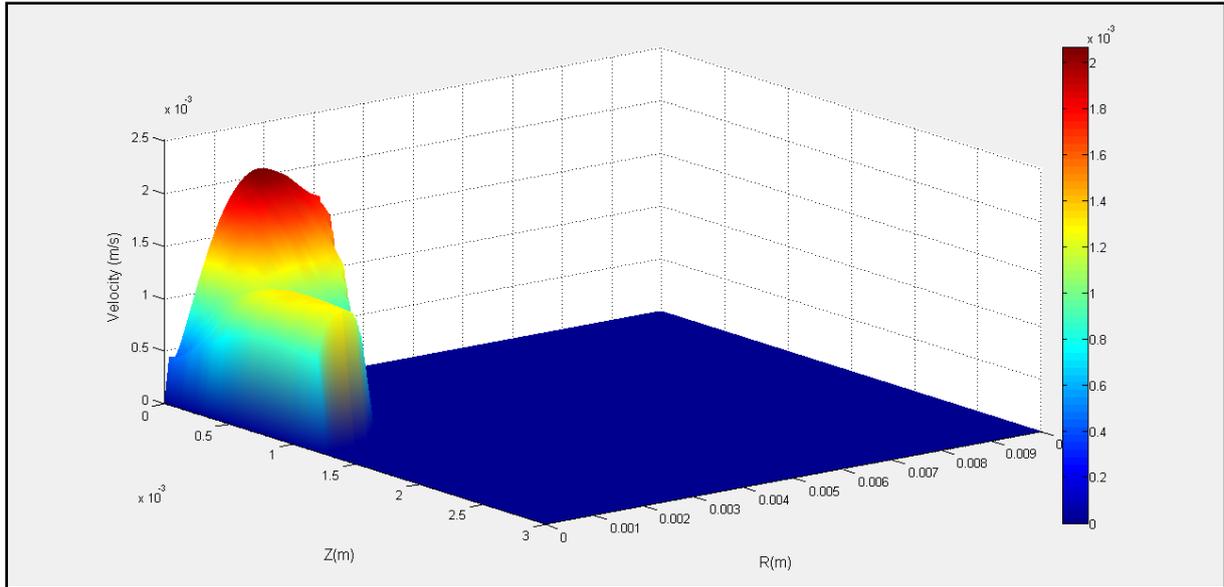


Figure IV.8(b): Amplitude des champs de vitesses calculées à $t=2$ s pour la force de convection naturelle.

La Figure IV.9 montre la forme et la taille de bain de fusion sans prise en compte de l'effet convectif c'est-à-dire avec conduction seule. La pénétration et la largeur du bain de fusion calculées avec le modèle de conduction seule est égale à $P=1.16$ mm environ et $L=5.6$ mm. On voit bien que la taille du bain de fusion est la même que celle trouvée avec la force de convection naturelle, ce qui confirme que la force de convection naturelle est faible et n'a pas de grand effet sur la morphologie et la taille de bain de fusion.

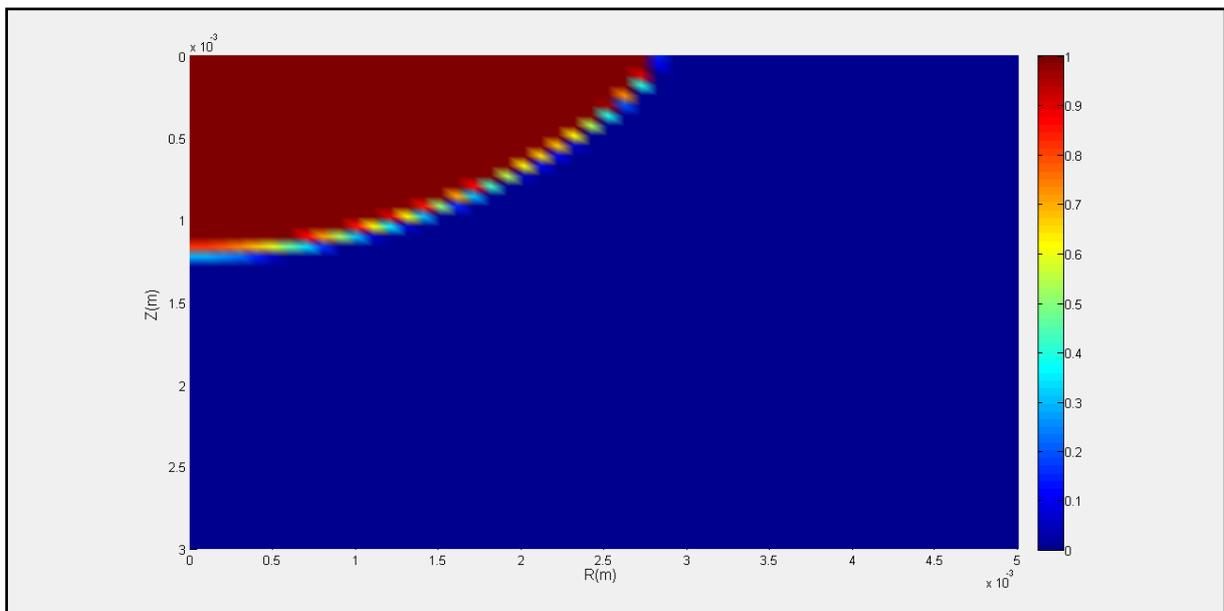


Figure IV.9: Fraction du liquide à $t=2$ s en conduction seul.

Les Figure IV.10 (a) et Figure IV.10 (b) représentent le champs et l'amplitude de vitesse dû à la résultante des trois forces d'entrainements pris en compte par notre modèle avec un gradient de tension de surface négatif, la force de tension de surface, la force électromagnétique et la force de convection naturelle. L'orientation des vecteurs de vitesse est vers l'extérieur, l'écoulement à la surface de bain de fusion dirige l'énergie délivrée par la source de chaleur vers l'extérieur ce qui donne un brassage centrifuge. La pénétration et la largeur du bain de fusion sont respectivement $P=1.6\text{mm}$ et $L=6.6\text{mm}$ avec un rapport de $\frac{P}{L} = 0.24$. La vitesse maximale se trouve dans la face supérieure loin du centre de la source de chaleur avec une valeur de 11cm/s environ Figure IV.10 (b), ce qui montre que la force de tension superficielle domine les forces d'entrainement dans le bain de fusion et quand le gradient de tension superficielle est négatif on aura un bain de fusion mouillant [82, 83].

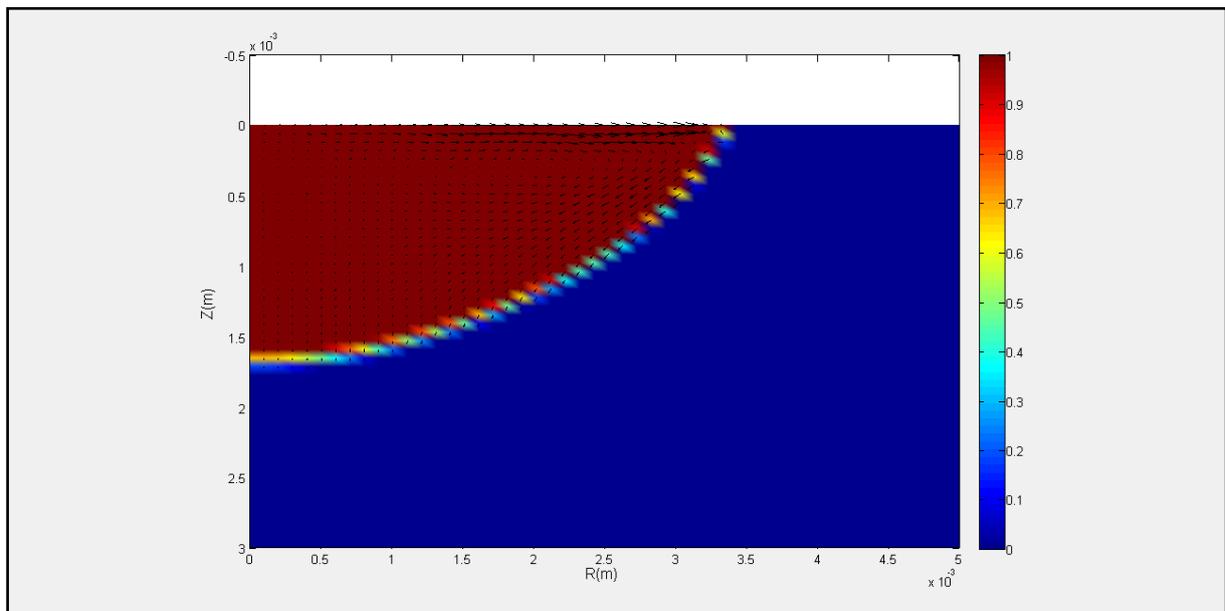


Figure IV.10 (a): Orientation des champs de vitesses calculées à $t=2\text{s}$ pour la résultante des forces.

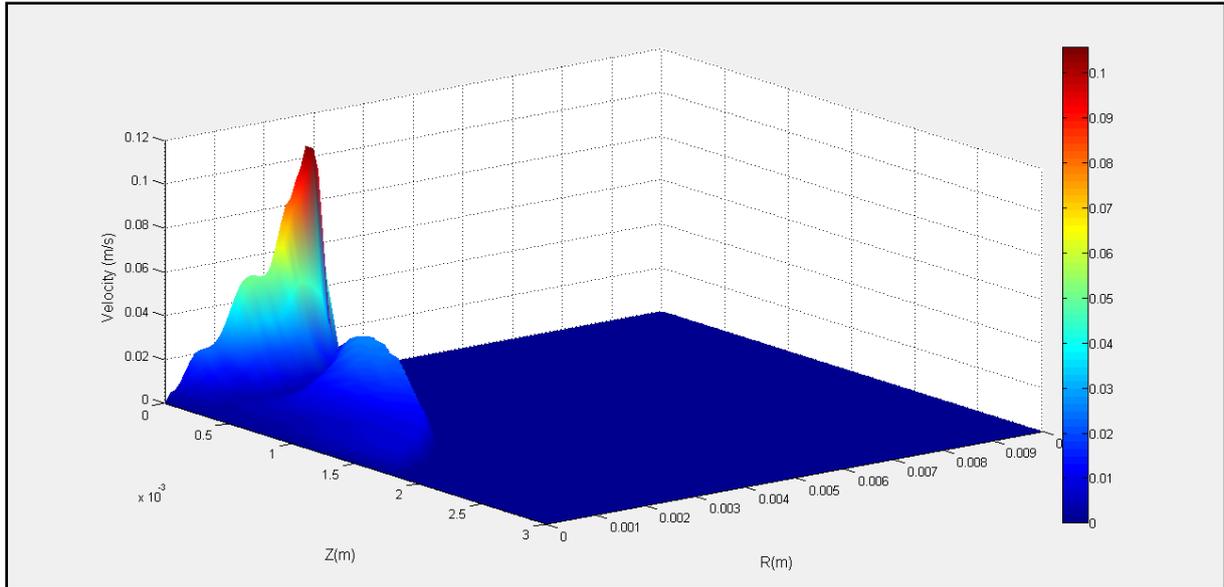


Figure IV.10(b): Amplitude des champs de vitesses calculées à $t=2s$ pour la résultante des forces.

La Figure IV.11 montre les profils des vitesses radiales à la face supérieure du bain de fusion calculées par notre modèle à $t=2s$ en tenant compte de chaque force d'entraînement seul et de la résultante des forces avec un gradient de tension de surface négatif. On voit qu'il y a des différences notables des vitesses maximales calculées en tenant compte des différentes forces d'entraînement dans le bain de fusion. On constate que l'effet Marangoni domine les forces d'entrainements à la face supérieure de bain de fusion.

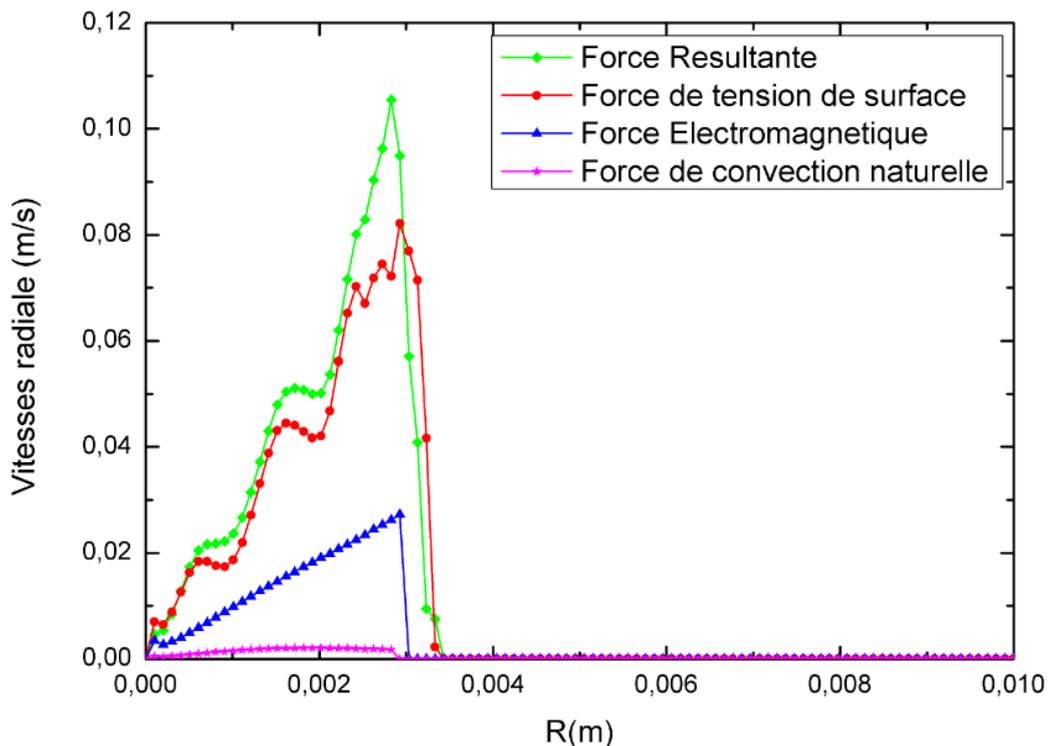


Figure IV.11: Vitesses en surface du bain de fusion en fonction de la position radiale.

La Figure IV.12 montre l'évolution de la pénétration et de la demi largeur du bain de fusion et le rapport de la pénétration sur la demi largeur $\frac{P}{0.5L}$ calculée par notre modèle en tenant compte de la résultante des forces d'entrainements dans le bain de fusion en fonction du temps. La pénétration et la demi-largeur augmentent en fonction du temps, la demi-largeur augmente aussi rapidement par rapport à la pénétration pour arriver à une valeur de 3.4mm à la deuxième seconde. Le rapport $\frac{P}{0.5L}$ augmente dès les premières seconde après jusqu'à $t=1.4s$; après $t=1.4s$; ce rapport ne varie pas beaucoup et a une valeur de $\frac{P}{0.5L} = 0.5$ à la deuxième seconde se qui donne un bain de fusion mouillant. Les résultats obtenus à $t=2s$ sont en bon accord avec les résultats expérimentaux trouvés par Kim et al. [80].

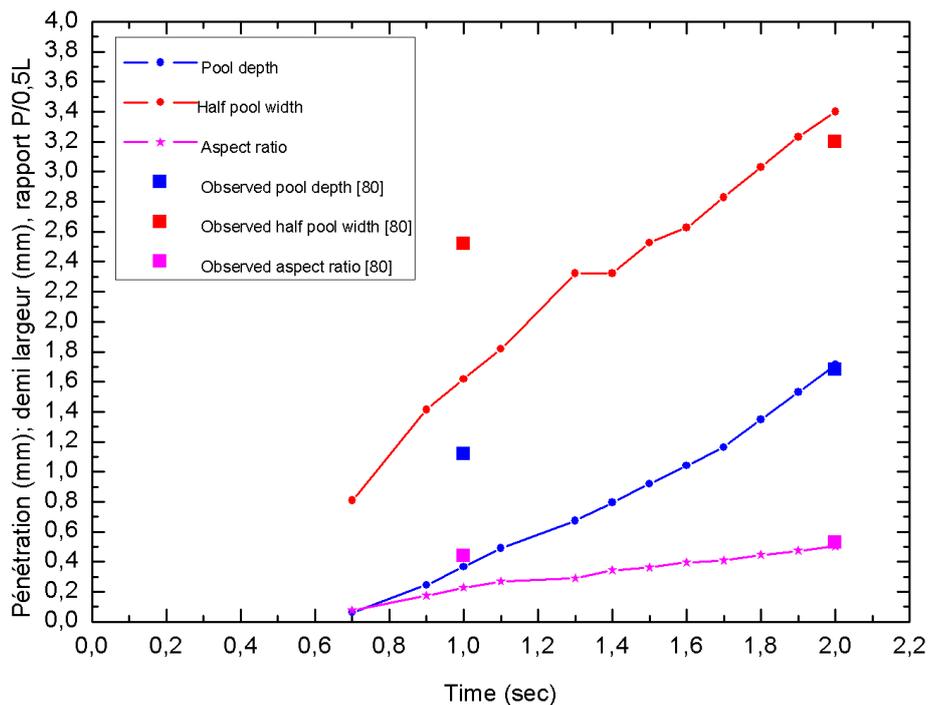


Figure IV.12: Evolution de la pénétration et de la demi-largeur du bain de fusion et leur rapport [80].

L'évolution de la température radiale à la face supérieure pour chaque force d'entrainement dans le bain de fusion et pour la résultante des forces est représentée dans la Figure IV.13. Le profil de température radiale à la surface de bain de fusion calculé en tenant compte de la force de convection naturelle et avec le modèle de conduction sont semblables et ont une distribution Gaussienne avec une valeur maximale de 2580°K environ; cela confirme que la force de convection naturelle n'a pas d'influence sur le profil et le maximum de température calculé. La température maximale calculée par le modèle en tenant compte de la force électromagnétique a augmenté jusqu'à une valeur de 2800°K environ; par contre la

température a gardé le même profil que celle calculée par le modèle avec conduction seulement. Le profil de la température calculée en tenant compte de la force de tension de surface avec un gradient négatif est différent par rapport au modèle avec conduction seule dans la partie où il y a le métal fondu c'est-à-dire sur la face supérieure du bain de fusion; la température maximale est de l'ordre de 2400°K , elle diminue lentement dans la face supérieure du bain de fusion jusqu'à la zone de transition liquide solide où elle va diminuer rapidement. Dans la partie solide, la température suit la forme de la Gaussienne calculée par le modèle avec conduction seule. Le profil de la température calculé avec la résultante des forces d'entraînement a pratiquement la même forme que celle calculée avec le modèle en tenant compte de la force de tension de surface. On constate seulement une augmentation de température maximale qui est de l'ordre de 2800°K . Ce résultat confirme que la tension de surface a un effet majeur sur le profil de la température calculée par notre modèle. Ces résultats sont en bon accord avec la littérature [80].

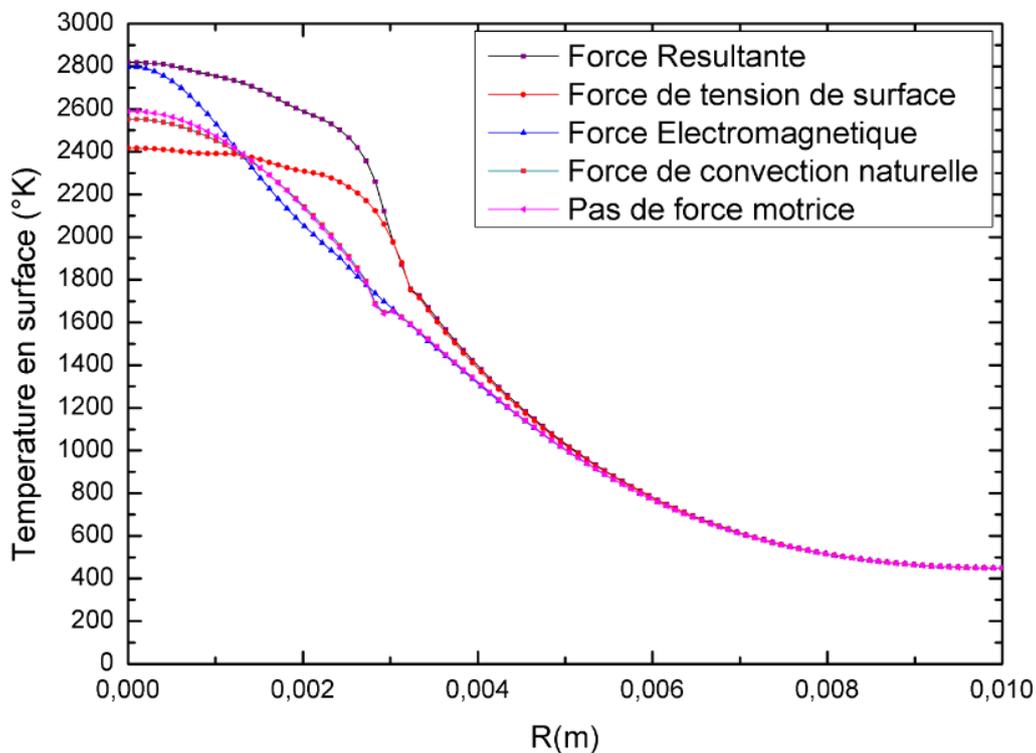


Figure IV.13: Température de surface supérieure en fonction de la position radiale.

VI Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté une étude thermohydraulique du soudage TIG en deux dimensions sans métal d'apport. Un modèle et un code de calcul FORTRAN ont été développés pour la résolution numérique des systèmes algébriques résultant de la

discrétisation par la méthode des différences finie de l'équation de la chaleur couplée aux équations de Navier – Stokes exprimée dans la formulation courant-tourbillon. Ce modèle a été utilisé pour simuler le comportement du bain de fusion pendant le soudage TIG de tôle d'acier inoxydable 304L.

Les conclusions suivantes peuvent être déduites:

-La formulation courant-tourbillon des équations de Navier – Stokes nous a permis de les simplifier par l'élimination de l'équation de la conservation de masse et de champ de pression.

-L'évolution temporelle de la distribution des températures pendant le processus de soudage entraîne un élargissement de la zone fondue à $t = 2s$ avec une température maximale de 2800 K.

-La pénétration et la demi-largeur du bain de soudure (1.6mm, 3.4mm, respectivement) calculé à partir des courbes isothermes à $t = 2s$ sont en bon accord avec la littérature.

-Le champ et l'amplitude des vitesses calculées en tenant compte des trois forces motrices prises individuellement, la force de tension superficielle, la force électromagnétique et la force de convection naturelle, coïncident avec ceux calculés par Kim et al.

-Le champ et l'amplitude des vitesses dues à la résultante des trois forces motrices lorsque $\frac{\partial \gamma}{\partial T} < 0$, montrent que la force de tension superficielle domine les forces motrices et favorise un bain de fusion mouillant.

-L'évolution de la température radiale à la surface supérieure pour chaque force motrice dans le bain de fusion confirme que la tension superficielle a un effet majeur sur le profil de température calculé.

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

Le présent travail de thèse s'inscrit dans le cadre de l'étude du comportement thermique et thermohydraulique du bain de fusion lors du soudage à l'arc électrique TIG.

L'objectif est de concevoir un modèle mathématique et de développer un programme FORTRAN permettant de résoudre les équations gouvernant le transfert de chaleur et le mouvement du métal liquide dans le bain de fusion pendant le soudage. Les résultats concernant la distribution de température pendant le soudage, l'élargissement de la ZAT, le champ de vitesse ainsi que la forme et la taille du bain de fusion, peuvent être prédits par ce programme. Les résultats de la littérature concernant l'effet des certains paramètres de soudage sur le rendement de l'arc électrique sont parfois contradictoires. Néanmoins une étude récente de sensibilité numérique [11], montre que l'augmentation de la hauteur d'arc diminue le rendement de ce dernier. Dans le bain de fusion la hauteur d'arc est aussi un facteur important qui influence fortement les dimensions du bain, puisque le rapport de la pénétration sur la largeur (P/L) diminue lorsque la hauteur d'arc augmente. L'augmentation de l'intensité provoque l'augmentation de volume du liquide fondu et modifie la morphologie du bain de fusion. Pour l'apport d'énergie dans la simulation numérique du soudage TIG, le modèle de la source de chaleur surfacique donne de bons résultats lorsque les épaisseurs des pièces à souder sont faibles.

En simulations numériques thermiques, deux méthodes de discrétisation et de résolution numérique sont été développées et utilisées (méthodes des différences finies et des éléments finis). Dans la discrétisation par la méthode des différences finies, le schéma décentré utilisé permet d'obtenir des matrices de discrétisation spatiales à diagonale dominante et inversible. Les résultats concernant les températures maximales calculées le long de la ligne du soudage montrent les mêmes allures pour les deux méthodes numériques. La température calculée atteint une valeur de 2000K à partir de la vingtième seconde, là où le régime quasi-stationnaire est établi. Les tailles de la demi-largeur de la zone fondue et de la zone affectée thermiquement calculées par éléments finis sont légèrement faibles par rapport à celles calculées par différences finies.

Afin de comparer les résultats du calcul des cycles thermiques aux résultats expérimentaux, des mesures expérimentales des cycles thermiques ont été réalisées sur des tôles en aciers inoxydable 304L à faible épaisseur (1.5mm). Les résultats du calcul des cycles thermiques par les deux méthodes présentent des formes tout à fait classiques avec une augmentation brusque de température puis un refroidissement rapide. Pendant le chauffage les résultats de calcul des

cycles thermiques par les deux méthodes numériques coïncident avec ceux mesurés expérimentalement. Durant la période de refroidissement les cycles thermiques calculés par la méthode des éléments finis donnent une meilleure approximation des résultats expérimentaux. L'effet du changement de la taille du maillage sur les cycles thermiques a bien été mis en évidence pour les deux méthodes étudiées. Pour un maillage très fin les résultats du calcul par la méthode des différences finies donnent de bonnes approximations des résultats expérimentaux, avec un temps du calcul relativement faible. Les résultats divergent en augmentant la taille des éléments. Par contre pour la méthode des éléments finis, l'augmentation de la taille des éléments ne fait pas diverger les résultats du calcul numérique, avec un temps du calcul relativement faible, d'où la puissance de la méthode des éléments finis.

La modélisation thermohydraulique consiste à coupler l'équation d'énergie avec les équations de Navier-Stokes en 2D ; la formulation courant-tourbillon des équations de Navier-Stokes nous a permis de simplifier ces équations en éliminant l'équation de conservation de masse et du champ de pression. Le code de calcul sous FORTRAN élaboré pour résoudre les équations issues de la discrétisation par différences finies, nous a permis de comparer l'effet des différentes forces d'entrainements sur la morphologie et la taille du bain de fusion, de calculer le champ thermique, le champ de vitesses, la taille de la zone fondue et la zone affectée thermiquement, ainsi que de suivre le changement de phase solide liquide. Les résultats obtenus concernant l'évolution avec le temps de la répartition des températures au cours du processus de soudage se traduit par un élargissement de la zone liquide à $t = 2s$ avec une température maximale de 2800 K. La pénétration et la demi-largeur du bain de soudure (1,6 mm, 3,4 mm, respectivement) calculées à partir des isothermes à $t = 2s$ sont en bon accord avec la littérature. Lorsque le gradient de tension superficielle est négatif, la force de gradient de tension de surface superficielle domine les forces motrices dans le bain de soudure telles que la force électromagnétique, et la force de convection naturelle, et favorise un bain de fusion mouillant.

Perspectives

Nous envisageons comme perspectives pour la présente étude de réaliser les travaux suivants :

- Faire une étude du comportement thermique et thermohydraulique du bain de fusion lors du soudage TIG avec métal d'apport, en prenant en considération les échanges thermiques entre le métal d'apport et le bain de fusion.

- Réaliser des simulations numériques du soudage en tenant compte de la surface libre déformable.
- Etudier l'effet d'une force électromagnétique extérieure sur la taille et la morphologie du bain de fusion et sur le cordon du soudage.
- Etudier le cas du soudage A-TIG (Activated Tungsten Inert Gas) et voir l'effet des éléments tensioactifs sur le soudage.

- Étudier la variation des paramètres physiques en fonction de la température pendant le soudage sur les résultats du calcul numérique.

Références Bibliographiques

- [1] Planckaert, J-P. “ Modélisation du soudage MIG/MAG en mode short-arc.,” Thèse de doctorat, Université Henri Poincaré, Nancy 1, (2008).
- [2] HAMIDE, M. “ Modélisation numérique du soudage à l’arc des aciers,” Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, (2008).
- [3] Perry, N. “ Etude et développement des flux solides en vue d’application en soudage ATIG appliqué au titane et ses alliages ainsi qu’aux aciers inoxydables,” PhD thesis, Ecole Centrale de Nantes, (2000).
- [4] Marya, S. L. M., Olson, D.L., Kaydanov, V.I. “Semi-empirical correlations and electronic model for thermoelectron enhancing particles in GTAW cathodes Semi-empirical correlations and electronic model for thermoelectron enhancing particles in GTAW cathodes,” Proceeding of the International Conference on Joining of Advanced and Specialty Materials, Indianapolis, IN. ASM. (2001).
- [5] Niles, R. W., and C. E. Jackson. “Weld Thermal Efficiency of the GTAW Process.” *Weld. J.* (1975), 25–32.
- [6] Smartt, H.B., Stewart, J.A. and Einerson, C.J. “ Heat transfer in gas tungsten arc welding,” In Proceedings of the ASM International Conference, (1986).
- [7] Giedt, W. H., P. W. Fuerschbach, and L. N. Tallerico. “GTA Welding Efficiency - Calorimetric and Temperature Field Measurements.” *Weld. J.*, (January 1987), 28–31.
- [8] Nestor, O. H. “Heat Intensity and Current Density Distributions at the Anode of High Current, Inert Gas Arcs,” *J. Appl. Phys.*, vol. 33, no. 5, (1962), 1638–1648.
- [9] Ghent, H.W., Roberts, D.W., Hermance, C.E., Kerr, H.W. and Strong, A.B. “Arc efficiencies in TIG welds. In Arc physics and weld pool behaviour,” Proceedings of the International Conference, (1989).
- [10] Choo, R. T. C., Szekely, J. and Westhoff, R. C. “On the calculation of the free surface temperature of gas-tungsten-arc weld pools from first principles: Part I. modeling the welding arc,” *Metall. Trans. B*, vol. 23, no. 3, (1992), 357–369.
- [11] Brochard, M. “ Modèle couplé cathode-plasma-pièce en vue de la simulation du procédé de soudage à l’arc TIG,” Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique Universitaire de Marseille, (2009).
- [12] Tsai, M. C. and Kou, S. “Marangoni convection in weld pools with a free surface,” *Int. J. Numer. Methods Fluids*, vol. 9, no. 12, (1989), 1503–1516.

- [13] Perry, N., Marya, S. "Evolution du Soudage Multipasses des Aciers Inoxydables, Procédé A-TIG," Compte rendu de conférence : 9^e Journées d'Etude sur la Technologie des Appareils à Pression, Association Française des Ingénieurs en Appareils à Pression, Paris, Octobre, Colloque Fabrication - Soudage - Contrôle, Communication N° 49, ISBN 2-525-88461-7,(1998).
- [14] Cretteur, L., Perry, N., Marya, S.K. "Development of actives flux for superior GTA and Laser Welds," MATEHN'98, Romanian 2nd International Conference On Materials And Manufacturing Technologies, CLUJ-NOPOCA September, p.927-933, vol.2 ISBN 973-98701-2-0, (1998).
- [15] Burgardt, P., Heiple, C.R. "Interaction between Impurities and Welding Variables in Determining GTA Weld Shape," Weld. Res. Suppl., (June 1986), 150-155.
- [16] Erokhin, A.A. "The Force Exerted by the Arc on a Metal being Melted," Avt.Svarka, N°9, (1979), 21-26.
- [17] Ruckert, G. "Etude de la contribution des flux activants en soudage A-TIG: application de la silice au soudage de différents métaux et alliages," Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Nantes, France, (2005).
- [18] Choo, R., Szekely, J. "The Effect of Gas Shear Stress on Marangoni Flows in Arc Welding," Weld. Res. Suppl., (1991), 223s-233s.
- [19] Tsai, C., Tso, C. "Welding brazing and soldering, volume 6 de ASM Handbook," chapter Heat Flow in Fusion Welding," (1993), 7-18.
- [20] Tsai, N. "Heat distribution and weld bead geometry in arc welding," PhD Thesis, Mass Inst Tech, Cambridge, Mass, USA, (1983).
- [21] Fautrelle, Y. "Ecoulement dans les bains métalliques en procédé de soudage TIG," Soudage et Techniques Connexes, Janvier - Février, (1985), 12-19.
- [22] Olson, D., Edwards, G. "Interfacially driven mass transport in joining and coating technologies," Philosophical Transaction of the Royal Society, Mathematical, Physical and Engineering Sciences, (1998), 927-940.
- [23] Guyon, E., Pierre Hulin, J., Petit, L. "Hydrodynamique physique," livre, EDP Sciences, CNRS Editions, (2001), 674.
- [24] Von Szyszkowski, B. "Experimental studies of the capillary properties of aqueous solutions of fatty acids," Z. Phys. Chem., vol. 64, (1908), 385-414.
- [25] Belton, G.R. "Langmuir adsorption, the Gibbs adsorption isotherm, and interfacial kinetics in liquid metal systems Metall," Trans. B, vol. 7B, (1976), 35-42.

- [26] Sahoo, P., Debroy, T. and McNallan, M. J. "Surface tension of binary metal-surface active solute systems under conditions relevant to welding metallurgy," *Metall. Trans. B*, vol. 19, no. 2, (1988), 483–491.
- [27] Burgardt, P. and Heiple, C.R. "Interaction between impurities and welding parameters in determining gta weld shape," *Weld. Res. Suppl.*, vol 65, (1986), 150s-155s.
- [28] ISHIZAKI, K., YOKOYA, S. and OKADA, T. "Mechanism of penetration in arc welding", Report, Nippon Institute of Technology, Saitama, Japan to VAMAS meeting on Technical Working Area 'Weld characteristics', NPL, Teddington, 5 Dec. (1988).
- [29] Matsunawa, A., Yokoya, S. and Asako, Y. "Convection in weld pool and its effect on penetration shape', *IIW Doc. 212-68787*, (1987).
- [30] Key, J. F. "Anode cathode geometry and shielding gas interrelationships in GTAW," *Weld. Res. Suppl.*, (1980), 364–370.
- [31] Glickstein, S.S., Friedman, E. and Yeniscavich, W. "Investigation of alloy 600 welding parameters," *Weld. Res. Suppl.*, (1975), 113s-122s.
- [32] Goodarzi, M., Choo, R., Takasuand, T., Toguri, J.M. "The effect of the cathode tip angle on the gas tungsten arc welding arc and weld pool: Mathematical model of the arc," *J. Phys. D: Appl. Phys.* 30, (1997), 2744–2756.
- [33] Mills, K. C. and Keene, B. J. "Factors affecting variable weld penetration," *Int. Mater. Rev.*, vol. 35, no. 1, (1990), 185–216.
- [34] Atthey, D. R. "A mathematical model for fluid flow in a weld pool at high currents", *I.J. Fluid Mech*, vol. 98, no. 4, (1980), 787-801.
- [35] Oreper, G. M., Eagar, T. W. and Szekely, J. "Convection in Arc Weld Pools," *Weld. J. Res. Suppl*, vol. 62, no. 11, (1983), 307s-312s.
- [36] Oreper, G. M. and Szekely, D. J. "Heat-and fluid-flow phenomena in weld pools," *J. Fluid Mech*, vol. 147, (1984), 53–79.
- [37] Kou S., and Sun, D. K. "Fluid flow and weld penetration in stationary arc welds," *Metall. Trans. A*, vol. 16, no. 1, (1985), 203–213.
- [38] Kou, S. and Wang, Y. H. "Weld Pool Convection and Its Effect." *Weld. J. Res. Suppl*, vol. 65, no. 3, (1986), 63s-70s.
- [39] Kou, S. and Wang, Y. H. "Computer simulation of convection in moving arc weld pools," *Metall. Trans. A*, vol. 17, no. 12, (1986), 2271–2277.
- [40] Tsai, M. C. and Kou, S. "Marangoni convection in weld pools with a free surface," *Int. J. Numer.Methods Fluids*, vol. 9, no. 12, (1989), 1503–1516.

- [41] Zacharia, T., David, S. A., Vitek, J. M. and Debroy, T. “Weld Pool Development during GTA and Laser Beam Welding of Type 304 Stainless Steel , Part I — Theoretical Analysis,” *Weld. J.*, (1989), 499–509.
- [42] Zacharia, T., David, S. A., Vitek, J. M. and Debroy, T. “Weld pool development during GTA and laser beam welding of type 304 stainless steel, Part II—experimental correlation,” *Weld. J.*, vol. 68, (1989), 510–519.
- [42] Goodarzi, M., Choo, R., Takasuand, T., Toguri, J.M. “The effect of the cathode tip angle on the gas tungsten arc welding arc and weld pool: Mathematical model of the arc”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 30, (1997), 2744–2756.
- [44] Goodarzi, M., Choo, R., Takasuand, T., Toguri, J.M. “The effect of the cathode tip angle on the gas tungsten arc welding arc and weld pool: II. The mathematical model for the weld pool”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 31, (1998), 569–583.
- [45] Ushio, M., Ushio, M., Wu, C. S. and Wu, C. S. “Mathematical Modeling of Three-Dimensional Heat and Fluid Flow in a Moving Gas Metal Arc Weld Pool,” *Metall. Mater. Trans. B*, vol. 28, (1997), 509–516.
- [46] Médale, M., Jaeger, M. “ Modélisation par éléments finis d'écoulements a surface libre avec changement de phase solide-liquide,” *Int. J. Therm. Sci.* 38, (1999), 267-276.
- [47] Fan, H.G., Tsai, H.L. and Na, S.J. “Heat transfer and fluid flow in a partially or fully penetrated weld pool in gas tungsten arc welding,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 44, no. 2, (2001), 417–428.
- [48] Tanaka, M., Terasaki, H., Ushio, M. and Lowke, J. J. “A Unified Numerical Modeling of Stationary Tungsten-Inert- Gas Welding Process,” *Metall. Mater. Trans. A*, vol. 33, no. July, (2002), 2043–2052.
- [49] Zhang, W., Kim, C.-H. and DebRoy, T. “Heat and fluid flow in complex joints during gas metal arc welding—Part I: Numerical model of fillet welding,” *J. Appl. Phys.*, vol. 95, no. 9, (2004), 5210-5219.
- [50] Zhang, W., Kim, C.-H. and DebRoy, T. “Heat and fluid flow in complex joints during gas metal arc welding—Part II: Application to fillet welding of mild steel,” *J. Appl. Phys.*, vol. 95, no. 9, (2004), 5220-5229.
- [51] Wu, C. S. and Tsao, K. C. “Modelling the three-dimensional fluid flow and heat transfer in a moving weld pool,” *Eng. Comput.*, vol. 7, no. 3, (1990), 241–248.
- [52] Patankar, S. V. “ Numerical Heat Transfer and Fluid Flow,” McGraw-Hill, New York, (1980).

- [53] Wang, L., Wu, C., Chen, J., Gao, J. "Influence of the external magnetic field on fluid flow, temperature profile and humping bead in high speed gas metal arc welding," *Int. J. Heat Mass Transf.* 116, (2018), 1282–1291.
- [54] Kempf, V. "Approximated analytical approach for temperature calculation in pulsed arc welding," *Int. J. Interact. Des. Manuf.* (2019). <https://doi.org/10.1007/s12008-019-00638-8>
- [55] Zitouni, A.H., Spiteri, P., Aissani, M., Benkheda, Y. "Thermal and fluid flow modeling of the molten pool behavior during TIG welding by stream vorticity method," *Int J Interact Des Manuf* (2020). <https://doi.org/10.1007/s12008-020-00653-0>.
- [56] Burgardt, P. "Effects of SO₂ Shielding Gas Additions on GTA Weld Shape," *Weld. Res. Suppl.*, vol. 64, no. 6, (1985), 159–162.
- [57] DEPRADEUX, L. "Simulation numérique du soudage – acier 316l validation sur cas tests de complexité croissante," Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, (2004).
- [58] Wu, C. S., Ushio, M. and Tanaka, M. "Analysis of the TIG welding arc behavior," *Comput. Mater. Sci.*, vol. 7, no. 3, (1997), 308–314.
- [59] Mahrle, A., Schmidt, J. and Weiss, D. "Simulation of temperature fields in arc and beam welding," *Heat Mass Transf.*, vol. 36, no. 2, (2000), 117–126.
- [60] Tanaka, M., Terasaki, H. Ushio, M. and Lowke, J. J. "A Unified Numerical Modeling of Stationary Tungsten-Inert- Gas Welding Process," *Metall. Mater. Trans. A*, vol. 33, no. July, (2002), 2043–2052.
- [61] Waeckel, F. "Synthèse des modélisations thermiques d'une opération de soudage réalisées dans la fiche coopérative 3449," note EDF/DER n°HI-74/95/028/0, Département Mécanique et Modèles Numériques , p 47, (1995).
- [62] Rosenthal, D. "Mathematical theory of heat distribution during welding and cutting," *Welding Journal*, vol. 20, no. 5, (1941), 220s-234s.
- [63] Rosenthal, D. "Mathematical Theory of moving sources of heat and its application to metal treatments," *Trans ASME*, vol. 68, no. 8, (1946), 849-866.
- [64] Myers, P.S., Uyehara, O. A. and Borman, G. L. "Fundamentals of Heat Flow in Welding," *Welding Research Council Bulletin*, New York, NY, no. 123, (1967).
- [65] Pavelic, V., Tanbakuchi, R., Uyehara, O. A. and Myers, P. S. "Experimental and computed temperature histories in gas tungsten arc welding of thin plates," *Weld. Res. Suppl.*, vol. 48, (1969), 295s-305s.

- [66] Krutz, G.W. and Segerlind, L.J. "Finite element analysis of welded structures ," *Weld. Res. Suppl*, vol. 57, (1978), 211s-216s.
- [67] Goldak, J., Chakravarti, A. and Bibby, M. "A new finite element model for welding heat sources," *Metall. Trans. B*, vol. 15, no. 2, (1984), 299–305.
- [68] GUYON, E., HULIN, J-P., PETIT, L "Hydrodynamique Physique," Livre, CNRS EDITIONS, 15, rue Malebranche, 75005 Paris., (2001).
- [69] Aissani, M. " Étude du comportement thermique et mécanique des matériaux aéronautiques par des méthodes numériques: application au soudage de structure métallique," Thèse de doctorat, Université Saad Dahlab - Blida 1, (2013).
- [70] Goldak, J.A., Akhlaghi, M. "Computational Welding Mechanics," Springer Science, New York, USA, (2005).
- [71] VOLLER V. R. "Implicit Finite-difference Solutions of the Enthalpy Formulation of Stefan Problems," *IMA Journal of Numerical Analysis*, vol. 5, no. 2, (1985), 201–214.
- [72] Eagar, T.W., Tsai, N.S.J. "Temperature fields produced by travelling distributed heat sources," *Welding Journal*, (1983), 346s-355s.
- [73] Aissani M. et Maza, H. et Belkessa, B. et Benkedda, Y. "Modélisation numérique du soudage TIG des tôles d'aciers inoxydables et caractérisation mécanique et métallurgique, " 17ème Congrès Français de Mécanique, Troyes, France (2005).
- [74] Aissani, M., Bassir, D. H., Benkedda, Y. "Thermal simulation and experimental characterizations of aeronautic stainless steel welded by TIG process, " *International Review of Aerospace Engineering (I.RE.AS.E)* , (2008), 481-488.
- [75] Lant, T., Robinson, D.L., Spafford, B., Storesund, J. "Review of weld repair procedures for low alloy steels designed to minimise the risk of future cracking," *Int. J. Press. Vessels Pip.* vol.78, (2001), 813-818.
- [76] Lucjan, W. "Failure analysis of the wing-fuselage connector of an agricultural aircraft," *Eng. Fail.Anal*, vol.13.no. 4, (2006), 572-581.
- [77] Varghese, V.M.J., Suresh, M.R., Kumar, D.S. "Recent developments in modeling of heat transfer during TIG welding-a review," *Int. J. Adv. Manuf. Technol.* vol. 64.no. 5, (2013), 749-754.
- [78] Kim, I.S., Basu, A. "A mathematical model of heat transfer and fluid flow in the gas metal arc welding process," *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 77, (1998), 17–24.

- [79] Tsao, K. C. and Wu, C. S. "Fluid flow and heat transfer in GMA weld pools," *Weld. J.*, vol. 67, no. 3, (1988), 70s–75s.
- [80] Kim, W.-H., Fan, H. G. and Na, S.-J. "Effect of Various Driving Forces on Heat and Mass Transfer in Arc Welding," *Numer. Heat Transf. Part A Appl.*, vol. 32, no. 6, (1997), 633–652.
- [81] Aissani, M., Guessasma, S., Zitouni, A., Hamzaoui, R., Bassir, D. and Benkedda, Y. "Three-dimensional simulation of 304L steel TIG welding process: Contribution of the thermal flux," *Appl. Therm. Eng.*, vol. 89, (2015), 822–832.
- [82] Zhang, W., Roy, G. G., Elmer, J. W. and DebRoy, T. "Modeling of heat transfer and fluid flow during gas tungsten arc spot welding of low carbon steel," *J. Appl. Phys.*, vol. 93, no. 5, (2003), 3022–3033.
- [83] Berthier, A., Paillard, Carin, P. M., Valensi, F. and Pellerin, S. "TIG and A-TIG welding experimental investigations and comparison to simulation," *Sci. Technol. Weld. Join.*, vol. 17, no. 8, (2012), 609–615.
- [84] Li, Y., Feng, Y., Li, Y., Zhang, X. and Wu, C. "Plasma arc and weld pool coupled modeling of transport phenomena in keyhole welding," *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 92, (2016), 628–638.
- [85] Hsieh, C. et al. "Evolution of Microstructure and Residual Stress under Various Vibration Modes in 304 Stainless Steel Welds," *The Scientific World Journal.*, (2014), <http://dx.doi.org/10.1155/2014/895790>.
- [86] Thompson, A.W. "A Fundamental Study of the Beneficial Effects of Delta Ferrite in Reducing Weld Cracking," *Weld. Res. Suppl.*, (1984), 71s-83s.

LES ANNEXES

Sommaire

Annexe A/ Formulation courant tourbillon.

Annexe B/ Discrétisation par différences finies.

Annexe C/ Alliage 304L.

Annexe D/ Programme Fortran de la résolution thermique du problème.

ANNEXE A

Formulation courant tourbillon

A1) Equation de tourbillon ω

Dû au non linéarité des équations du mouvement de fluide retrouvées dans les équations de Navier-Stokes, nous considérons dans notre étude la formulation de courant-tourbillon pour linéariser ces dernières. Pour cela on procède comme suite :

On a l'équation de Navier-Stokes usuelle suivante (écoulement incompressible):

$$\rho \frac{d\vec{V}}{dt} + \overrightarrow{\text{grad}} p = \mu \overrightarrow{\Delta} \vec{V} + \vec{F} \quad (1)$$

Equation de continuité

$$\text{div} \vec{V} = 0$$

Mais encore

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \overrightarrow{\text{grad}} \left(\frac{V^2}{2} \right) + \overrightarrow{\text{rot}} \vec{V} \wedge \vec{V}, V = \|\vec{V}\| \quad (2)$$

$$(1) \rightarrow \frac{d\vec{V}}{dt} + \frac{1}{\rho} \overrightarrow{\text{grad}} p = \nu \overrightarrow{\Delta} \vec{V} + \frac{1}{\rho} \vec{F} \quad \text{avec } \nu = \frac{\mu}{\rho}$$

$$(1)-(2) \rightarrow \cancel{\frac{d\vec{V}}{dt}} + \frac{1}{\rho} \overrightarrow{\text{grad}} p - \cancel{\frac{d\vec{V}}{dt}} = \nu \overrightarrow{\Delta} \vec{V} - \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} - \overrightarrow{\text{grad}} \left(\frac{V^2}{2} \right) - \overrightarrow{\text{rot}} \vec{V} \wedge \vec{V} + \frac{1}{\rho} \vec{F}$$

On applique le rotationnel

$$\overrightarrow{\text{rot}}[(1) - (2)] \rightarrow \frac{1}{\rho} \overrightarrow{\text{rot}} \overrightarrow{\text{grad}} p = \nu \overrightarrow{\text{rot}} \overrightarrow{\Delta} \vec{V} - \overrightarrow{\text{rot}} \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} - \overrightarrow{\text{rot}} \overrightarrow{\text{grad}} \left(\frac{V^2}{2} \right) - \overrightarrow{\text{rot}} (\overrightarrow{\text{rot}} \vec{V} \wedge \vec{V}) + \frac{1}{\rho} \overrightarrow{\text{rot}} \vec{F} \quad (3)$$

Par définition le vecteur tourbillon est : $\vec{\Omega} = \overrightarrow{\text{rot}} \vec{V}$

$$\vec{\Omega} = \overrightarrow{\text{rot}} \vec{V} = \begin{bmatrix} \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial \theta} - \frac{\partial v}{\partial z} \\ \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial r} \\ \frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} (rv) - \frac{\partial u}{\partial \theta} \right) \end{bmatrix}$$

Dans le cas plan $\vec{\Omega}$ à qu'une composante suivant \vec{u}_θ et on a $\frac{\partial}{\partial \theta} = 0$ et $v = 0$

$$\vec{\Omega} = \overrightarrow{rot} \vec{V} = \begin{bmatrix} \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial \theta} - \frac{\partial v}{\partial z} \\ \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial r} \\ \frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} (rv) - \frac{\partial u}{\partial \theta} \right) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial r} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4)$$

Calculons les différents termes de l'équation (3)

$$\overrightarrow{rot} \vec{\Delta} \vec{V}$$

$$\overrightarrow{rot} \vec{\Delta} \vec{V} = \vec{\Delta} \overrightarrow{rot} \vec{V} = \vec{\Delta} \vec{\Omega}$$

$$\vec{\Delta} \vec{\Omega} = \vec{\Delta} \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial r} \\ 0 \end{bmatrix}$$

$$\vec{\Delta} \vec{\Omega} = \frac{\partial^2}{\partial r^2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial r} \right) - \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial r} \right) \quad (5)$$

On pose

$$\omega = \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial r} \right)$$

$$\vec{\Delta} \vec{\Omega} = \frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \omega}{\partial r} - \frac{1}{r^2} \omega \quad (6)$$

$$\overrightarrow{rot} \frac{\partial \vec{V}}{\partial t}$$

$$\overrightarrow{rot} \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \overrightarrow{rot} \vec{V} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial r} \right) = \frac{\partial \omega}{\partial t} \quad (7)$$

$$\overrightarrow{rot} \vec{V} \wedge \vec{V}$$

$$\overrightarrow{rot} \vec{V} \wedge \vec{V} = \vec{\Omega} \wedge \vec{V} = \begin{bmatrix} \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial \theta} - \frac{\partial v}{\partial z} \\ \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial r} \\ \frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} (rv) - \frac{\partial u}{\partial \theta} \right) \end{bmatrix} \wedge \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix}$$

$$\vec{\Omega} \wedge \vec{V} = \begin{bmatrix} w \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial r} \right) - \frac{v}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} (rv) - \frac{\partial u}{\partial \theta} \right) \\ -w \left(\frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial \theta} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \frac{u}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} (rv) - \frac{\partial u}{\partial \theta} \right) \\ \frac{1}{r} \left(\frac{\partial w}{\partial \theta} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) - u \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial r} \right) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} w \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial r} \right) \\ 0 \\ -u \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial r} \right) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_r \\ A_\theta \\ A_z \end{bmatrix}$$

$$\overrightarrow{rot}(\vec{\Omega} \wedge \vec{V}) = \overrightarrow{rot} \begin{bmatrix} A_r \\ A_\theta \\ A_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{r} \frac{\partial A_z}{\partial \theta} - \frac{\partial A_\theta}{\partial z} \\ \frac{\partial A_r}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial r} \\ \frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} (r A_\theta) - \frac{\partial A_r}{\partial \theta} \right) \end{bmatrix}$$

$$\overrightarrow{rot}(\vec{\Omega} \wedge \vec{V}) = \frac{\partial A_r}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial z} \left(w \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial r} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(u \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial r} \right) \right) \quad (8)$$

$$\omega = \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial r} \right)$$

$$\overrightarrow{rot}(\vec{\Omega} \wedge \vec{V}) = \frac{\partial}{\partial z} (w\omega) + \frac{\partial}{\partial r} (u\omega)$$

$$\overrightarrow{rot}(\vec{\Omega} \wedge \vec{V}) = \omega \frac{\partial w}{\partial z} + w \frac{\partial \omega}{\partial z} + \omega \frac{\partial u}{\partial r} + u \frac{\partial \omega}{\partial r} = \omega \left(\frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial r} \right) + w \frac{\partial \omega}{\partial z} + u \frac{\partial \omega}{\partial r} \quad (9)$$

En tenant compte de l'équation de continuité

$$\frac{u}{r} + \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (10)$$

$$\overrightarrow{rot}(\vec{\Omega} \wedge \vec{V}) = -\frac{u\omega}{r} + w \frac{\partial \omega}{\partial z} + u \frac{\partial \omega}{\partial r} \quad (11)$$

rotF

$$\overrightarrow{rot}\vec{F} = \overrightarrow{rot} \begin{bmatrix} F_r \\ F_\theta \\ F_z \end{bmatrix} = \overrightarrow{rot} \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ F_z \end{bmatrix}$$

$$\overrightarrow{rot}\vec{F} = -\frac{\partial F_z}{\partial r} = -\frac{\partial}{\partial r} \rho \beta g (T - T_0) = -\rho \beta g \frac{\partial T}{\partial r} \quad (12)$$

En remplaçons les calculés dans l'équation (3) on trouve l'équation pour ω

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} - \frac{u\omega}{r} + w \frac{\partial \omega}{\partial z} + u \frac{\partial \omega}{\partial r} = \nu \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \omega}{\partial r} - \frac{1}{r^2} \omega \right) - g \beta \frac{\partial T}{\partial r} \quad (13)$$

A2) L'équation de courant ψ

On pose

$$u = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad (14)$$

$$w = +\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \quad (15)$$

On a

$$\omega = \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial r} \right) \quad (16)$$

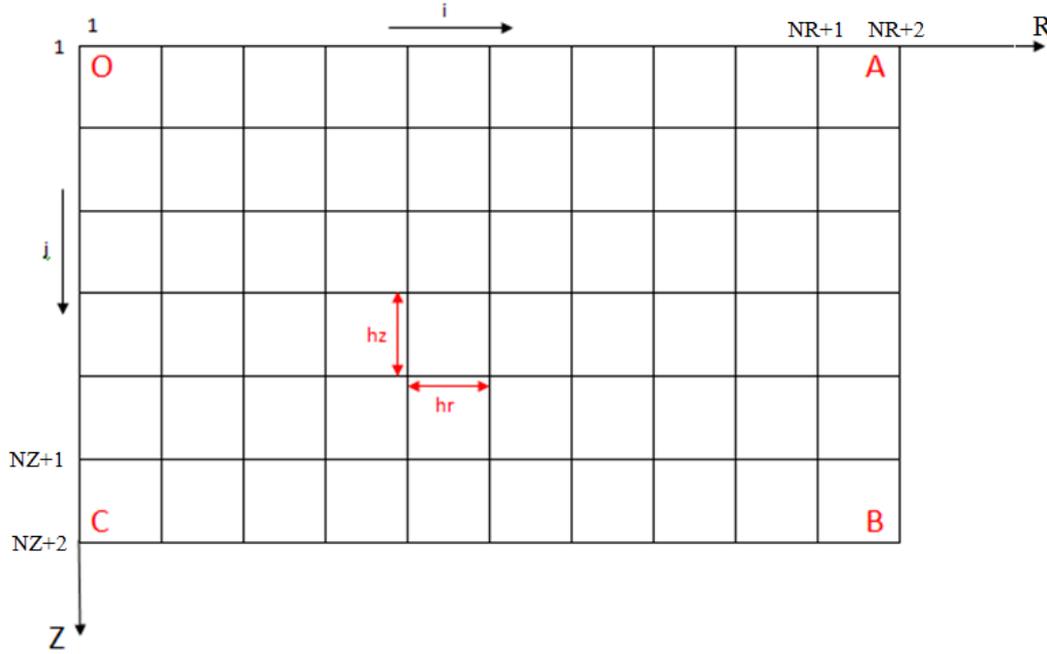
$$\omega = \left(\frac{\partial}{\partial z} \left(-\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left(+\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) \right) = \frac{1}{r} \left(-\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) \quad (17)$$

L'équation pour ψ est :

$$-\omega = \frac{1}{r} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) \quad (18)$$

ANNEXE B

Discrétisation par différences finies



Discrétisation du domaine de calcul

B1) Discrétisation de l'équation sur ψ

- *Points intérieurs* $\begin{cases} 2 \leq i \leq NR + 1 \\ 2 \leq j \leq NZ + 1 \end{cases}$

$$-\omega = \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial \psi}{\partial r} \quad (1)$$

$$(i-1)h_r \omega_{i,j} = -\frac{\psi_{i,j+1} - 2\psi_{i,j} + \psi_{i,j-1}}{h_z^2} - \frac{\psi_{i+1,j} - 2\psi_{i,j} + \psi_{i-1,j}}{h_r^2} + \frac{1}{(i-1)h_r} \frac{\psi_{i,j} - \psi_{i-1,j}}{h_r} \quad (2)$$

- *Points extérieurs (conditions aux limites)*

Sur AB $\frac{\partial \psi}{\partial r} = 0 \quad j = 1, NZ + 2$

$$\frac{\psi_{NR+2,j} - \psi_{NR+1,j}}{h_r} = 0 \Rightarrow \psi_{NR+2,j} = \psi_{NR+1,j} \quad (3)$$

Sur OC $-\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} = 0 \quad j = 1, NZ + 2$

on multiplie par r pour enlever la singularité

$$\frac{\partial \psi}{\partial r} = r \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} = 0 \quad \text{car } r=0 \quad \text{quand } i = 1$$

$$\psi_{1,j} = \psi_{2,j} \quad (4)$$

Sur OA pour $r > 0$ $j = 1$ et $2 \leq i \leq NR + 1$

$$\mu \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = \frac{\partial \gamma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial r} = f$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} (r, z = 0) = \frac{\psi_{i,1} - 2\psi_{i,2} + \psi_{i,3}}{h_z^2}$$

$$\Rightarrow \frac{\mu}{(i-1)h_r} \frac{\psi_{i,1} - 2\psi_{i,2} + \psi_{i,3}}{h_z^2} = \frac{\partial \gamma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial r}$$

$$\psi_{i,1} - 2\psi_{i,2} + \psi_{i,3} = \frac{(i-1)h_r h_z^2}{\mu} \frac{\partial \gamma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial r} = f_{i,1} \quad (5)$$

Sur BC $\frac{\partial \psi}{\partial z} = 0$ $i = 2, NR + 1$

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{\psi_{i,j+1} - \psi_{i,j}}{h_z} = 0 \psi_{i,NZ+2} = \psi_{i,NZ+1} \quad (6)$$

B2) Discrétisation de l'équation sur ω

- **Points intérieurs** $\begin{cases} 2 \leq i \leq NR + 1 \\ 2 \leq j \leq NZ + 1 \end{cases}$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + u \frac{\partial \omega}{\partial r} + w \frac{\partial \omega}{\partial z} - \frac{u\omega}{r} = v \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \omega}{\partial r} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} - \frac{\omega}{r^2} \right) - \beta g \frac{\partial T}{\partial r} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\omega_{i,j}^{n+1} - \omega_{i,j}^n}{\Delta t} + u_{i,j}^{n+1} \text{Test1} + w_{i,j}^{n+1} \text{Test2} - \frac{u_{i,j}^{n+1} \omega_{i,j}^{n+1}}{(i-1)h_r} = \\ & v \left(\frac{\omega_{i+1,j}^{n+1} - 2\omega_{i,j}^{n+1} + \omega_{i-1,j}^{n+1}}{h_r^2} + \frac{1}{(i-1)h_r} \frac{\omega_{i+1,j}^{n+1} - \omega_{i,j}^{n+1}}{h_r} + \frac{\omega_{i,j+1}^{n+1} - 2\omega_{i,j}^{n+1} + \omega_{i,j-1}^{n+1}}{h_z^2} - \frac{\omega_{i,j}^{n+1}}{((i-1)h_r)^2} \right) - \\ & \beta g \frac{T_{i+1,j}^{n+1} - T_{i,j}^{n+1}}{h_r} \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \text{Test 1} & \begin{cases} \text{Si } u_{i,j}^{n+1} > 0 \Rightarrow \text{Test 1} = \frac{\omega_{i,j}^{n+1} - \omega_{i-1,j}^{n+1}}{h_r} \\ \text{Si } u_{i,j}^{n+1} < 0 \Rightarrow \text{Test 1} = \frac{\omega_{i+1,j}^{n+1} - \omega_{i,j}^{n+1}}{h_r} \end{cases} \\ \text{Test 2} & \begin{cases} \text{Si } w_{i,j}^{n+1} > 0 \Rightarrow \text{Test 2} = \frac{\omega_{i,j}^{n+1} - \omega_{i,j-1}^{n+1}}{h_z} \\ \text{Si } w_{i,j}^{n+1} < 0 \Rightarrow \text{Test 2} = \frac{\omega_{i,j+1}^{n+1} - \omega_{i,j}^{n+1}}{h_z} \end{cases} \end{aligned}$$

- **Points extérieurs (conditions aux limites)**

$$\begin{aligned} \text{Sur AB} \quad \omega|_{AB} &= 0 & i = NR + 2, 1 \leq j \leq NZ + 2 \\ \omega_{NR+2} &= 0 & 1 \leq j \leq NZ + 2 \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \text{Sur BC} \quad \omega|_{BC} &= 0 & j = NZ + 2, 1 \leq i \leq NR + 1 \\ \omega_{NR+2} &= 0 & 1 \leq j \leq NZ + 2 \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \text{Sur OA} \quad \omega|_{OA} &= \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = \frac{f}{\mu} = \frac{1}{\mu} \frac{\partial \gamma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial r} \\ -\mu \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} &= \frac{\partial \gamma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial r} = f \text{ et } \frac{\partial \psi}{\partial r} = 0 \text{ et } \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} = 0 \\ -\omega|_{OA} &= \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = \frac{f}{\mu} = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial \gamma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial r} \\ \omega_{i,1} &= \frac{1}{\mu} f_{i,1} & j = 1, 2 \leq i \leq NR + 1 \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \text{Sur OC} \quad \omega|_{OC} &= 0 \\ \omega_{1,j} &= 0 & 2 \leq j \leq NZ + 1 \end{aligned} \quad (12)$$

B3) Discrétisation de l'équation sur T

- **Points intérieurs** $\begin{cases} 2 \leq i \leq NR + 1 \\ 2 \leq j \leq NZ + 1 \end{cases}$

$$\rho c \left(\frac{dT}{dt} + u \frac{\partial T}{\partial r} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) - k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) = 0 \quad (13)$$

$$\rho c \left(\frac{T_{ij}^{n+1} - T_{ij}^n}{\Delta t} + u_{ij}^{n+1} \text{Test1} + w_{ij}^{n+1} \text{Test2} \right) - k \left(\frac{T_{i+1j}^{n+1} - 2T_{ij}^{n+1} + T_{i-1j}^{n+1}}{h_r^2} + \frac{1}{(i-1)h_r} \frac{T_{i+1j}^{n+1} - T_{ij}^{n+1}}{h_r} + \frac{T_{ij+1}^{n+1} - 2T_{ij}^{n+1} + T_{ij-1}^{n+1}}{h_z^2} \right) = 0 \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \text{Test 1} &\begin{cases} \text{Si } u_{ij}^{n+1} > 0 \Rightarrow \text{Test 1} = \frac{T_{ij}^{n+1} - T_{i-1j}^{n+1}}{h_r} \\ \text{Si } u_{ij}^{n+1} < 0 \Rightarrow \text{Test 1} = \frac{T_{i+1j}^{n+1} - T_{ij}^{n+1}}{h_r} \end{cases} \\ \text{Test 2} &\begin{cases} \text{Si } w_{ij}^{n+1} > 0 \Rightarrow \text{Test 2} = \frac{T_{ij}^{n+1} - T_{ij-1}^{n+1}}{h_z} \\ \text{Si } w_{ij}^{n+1} < 0 \Rightarrow \text{Test 2} = \frac{T_{ij+1}^{n+1} - T_{ij}^{n+1}}{h_z} \end{cases} \end{aligned}$$

- *Points extérieurs (conditions aux limites)*

Sur OA $k > 0$ $j=1$ et $1 \leq i \leq NR + 2$

$$-k \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{OA} = \frac{Q}{2\pi R_0^2} e^{-\left(\frac{3r^2}{R_0^2}\right)}$$

$$k \frac{T_{i,2} - T_{i,1}}{h_z} + \frac{Q}{2\pi R_0^2} e^{-\left(\frac{3r^2}{R_0^2}\right)} = 0$$

$$T_{i,1} = T_{i,2} + s(i) \text{ avec } s(i) = \frac{h_z}{k} \frac{Q}{2\pi R_0^2} e^{-\left(\frac{3r^2}{R_0^2}\right)} \quad (15)$$

Sur CB $k > 0$ $2 \leq i \leq NR + 1$

$$k \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{BC} + h(T - T_0) + \sigma_0 \varepsilon (T^4 - T_0^4) = 0$$

$$\frac{T_{i,NZ+2} - T_{i,NZ+1}}{h_z} + \frac{h}{k} (T_{i,NZ+2} - T_0) + \frac{\sigma_0 \varepsilon}{k} (T_{i,NZ+2}^4 - T_0^4) = 0$$

$$(T_{i,NZ+2} - T_{i,NZ+1}) + \frac{h_z h}{k} (T_{i,NZ+2} - T_0) + \frac{h_z \sigma_0 \varepsilon}{k} (T_{i,NZ+2}^4 - T_0^4) = 0$$

$$\left(1 + h_z \frac{h}{k}\right) T_{i,NZ+2} + \frac{h_z \sigma_0 \varepsilon}{k} T_{i,NZ+2}^4 - T_{i,NZ+1} - \frac{h_z \sigma_0 \varepsilon}{k} T_0^4 - h_z \frac{h}{k} T_0 = \theta(T_{i,NZ+2}) = 0$$

$$T_{i,NZ+2}^{(q+1)} = T_{i,NZ+2}^{(q)} - \frac{\theta T_{i,NZ+2}^{(q)}}{\theta' T_{i,NZ+2}^{(q)}}, \quad q > 0 \quad (16)$$

$$\theta' = \left(1 + h_z \frac{h}{k}\right) + \frac{4h_z \sigma_0 \varepsilon}{k} T_{i,NZ+2}^3$$

Sur OC $k > 0$ $i=1$ $2 \leq j \leq NZ + 1$

$$\frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{OC} = 0$$

$$T_{1,j} = T_{2,j} \quad (17)$$

Sur AB $k > 0$ $i=NR+2$ $2 \leq j \leq NZ + 1$

$$-k \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{AB} = h(T - T_0)$$

$$k \left(\frac{T_{NR+2,j} - T_{NR+1,j}}{h_r} \right) + h(T_{NR+2,j} - T_0) = 0$$

$$T_{NR+2,j} \left(1 + \frac{h_r h}{k} \right) = T_{NR+1,j} + h_r \frac{h}{k} T_0$$

$$T_{NR+2,j} = \frac{k}{(k+h_r h)} T_{NR+1,j} + \frac{h h_r}{k+h_r h} T_0 \quad (18)$$

ANNEXE C

Alliage 304L

Le matériau utilisé pendant cette étude est un acier inoxydable austénitique 304L, également connue sous la norme "18/8 inox", il a de l'austénite comme phase primaire, se trouve couramment dans les casseroles et les outils de cuisson. L'alliage 304L est l'alliage le plus polyvalent et largement utilisé dans les aciers inoxydables austénitiques. Idéal pour une grande variété d'applications domestique et commerciale, l'alliage 304L présente une excellente résistance à la corrosion et a une grande facilité de fabrication et excellente formabilité. Les aciers inoxydables austénitiques sont également considérés comme les aciers les plus soudés et peuvent être soudés par tous les procédés de soudage par fusion et par résistance. Ils sont utilisés dans de nombreuses applications industrielles et de consommation, comme dans les usines chimiques, les centrales électriques, la transformation des aliments et les équipements laitiers. Ces aciers peuvent être divisés en trois groupes: le chrome-nickel commun (série 300), le manganèse-chrome-nickel-azote (séries 200) et les alliages spécialisés.

Caractéristiques métallurgiques du 304L

L'acier inoxydable austénitique type 304L est appelé fer à phase gamma (γ -Fe), structuré dans un réseau d'atomes de fer cubique face centré, il contient un minimum de 18% de chrome et 8% de nickel, le type 304L a un maximum de carbone de 0,03%. La composition chimique est détaillée dans le tableau II.1 [72]. Il existe certains éléments chimiques sont dits gammagènes, car ils auront tendance à stabiliser la phase austénitique. Parmi ces éléments on a: C, N, Ni, Mn, Co, Cu, Ti. Le carbone et l'azote sont des éléments gammagènes puissants, même en faible quantité. D'autre part il y a des éléments dits alphagènes. Les éléments alphagènes, de structure Cubique Centrée (CC) sont : Cr, Si, Mo,...

La Figure c représente le diagramme pseudo-binaire du système Fe-Cr-Ni à 70% Fe, la ligne bleue représente la position de l'alliage étudié dans le présent travail.

Tableau 1 : Composition chimique de la tôle d'acier inoxydable AISI 304L (X2CrNi18-9 d'après NF EN 10088-2)

Éléments	C	Si	Mn	P	S	Cr	Ni	CO	N
Taux %	0.016	0.44	1.01	0.025	0.001	18.26	10.11	0.11	0.042

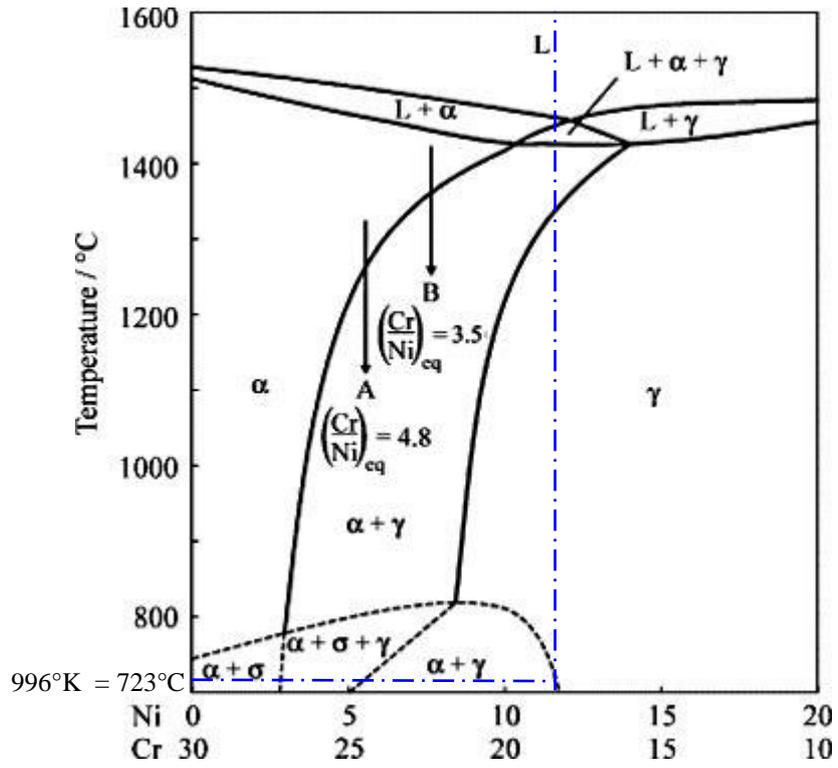


Figure c : Diagramme pseudo-binaire du système Fe-Cr-Ni à 70% Fe [85,86].

ANNEXE D

Programme Fortran pour la résolution du problème thermique du soudage

```
1
2 C*****FORTAN PROGRAMME POUR LA RESOLUTION DU PROBLEME THERMIQUE*****
3 C COEFFICIENT DE MATRICE DE DISCRETISATION
4 C  IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
5     DIMENSION a1(150,360),b1(150,360),c1(150,360),d1(150,360)
6     DIMENSION a2(150,360),b2(150,360),c2(150,360),d2(150,360)
7     DIMENSION aa2(150,360),bb2(150,360),cc2(150,360),dd2(150,360)
8     DIMENSION a3(150,360),b3(150,360),c3(150,360),d3(150,360)
9     DIMENSION aa3(150,360),bb3(150,360),cc3(150,360),dd3(150,360)
10    DIMENSION c21(150,360),RR(150),POUB(150,360),AMU(150,360),ZZ(360)
11    DIMENSION e1(150,360),e2(150,360),ee2(150,360),e3(150,360)
12    DIMENSION ee3(150,360),AK(150,360),RHO(150,360)
13
14
15 C
16 C FONCTIONS Recherchées
17     DIMENSION PSI0(150,360), AKSI0(150,360), U0(150,360)
18     DIMENSION DT0R(150,360),V0(150,360),V(150,360)
19     DIMENSION T0(150,360),FL0(150,360),DFL0Dt(150,360)
20 C OUVERTURE DES FICHIERS
21     OPEN (unit=1,file="X.txt",action="write",status="replace")
22     OPEN (unit=2,file="Z.txt",action="write",status="replace")
23     OPEN (unit=3,file="T10s.txt",action="write",status="replace")
24     OPEN (unit=4,file="FRL10s.txt",action="write",status="replace")
25     OPEN (unit=5,file="T20s.txt",action="write",status="replace")
26     OPEN (unit=6,file="FRL20s.txt",action="write",status="replace")
27     OPEN (unit=7,file="T40s.txt",action="write",status="replace")
28     OPEN (unit=8,file="FRL40s.txt",action="write",status="replace")
29     OPEN (unit=9,file="T1J.txt",action="write",status="replace")
```

```

30 OPEN (unit=10,file="T100s.txt",action="write",status="replace")
31 OPEN (unit=11,file="FRL100s.txt",action="write",status="replace")
32 OPEN (unit=12,file="Tx1s.txt",action="write",status="replace")
33 OPEN (unit=13,file="Tx2s.txt",action="write",status="replace")
34 OPEN (unit=14,file="Tx3s.txt",action="write",status="replace")
35 OPEN (unit=15,file="Tx4s.txt",action="write",status="replace")
36 OPEN (unit=16,file="Tx5s.txt",action="write",status="replace")
37 OPEN (unit=17,file="Tpts.txt",action="write",status="replace")
38 C PARAMETRES DU PROGRAMME
39 C PARAMETRES PHYSIQUE
40 EPS=1.0 e-8
41 DGAMDT=+1 e-4
42 RHOL=6350.
43 AKS=24.
44 AKL=20.
45 AH=15.
46 RHOS=7500.
47 CC=602.
48 AMUL=6.0 e-03
49 AMUS=1.0 e+05
50 SIGMA0=5.67 E-08
51 R0=0.003
52 Q=180.
53 EPSI=0.5
54 PI=3.14159
55 TT00=306.
56 BETA=1.0 E-04
57 GG=9.81
58 CHL=272000.
59 TS=1673.
60 TL=1723.
61 UU0=0.001186
62 C DECLARATION DU TEMPS
63 TEMPSMAX=200.
64 C PAS DE TEMPS
65 NT=2000.
66 DT= TEMPSMAX/NT
67 COEF1=DT/TEMPSMAX
68 C PAS D'ESPACE
69 C DONNEES GEOMETRIQUE
70 RMAX=0.05
71 ZMAX=0.12
72 C NOMBRE DE NOEUX
73 NR=148
74 NZ=358
75 C LES PAS D ESPACE
76 HR=RMAX/(NR+1)
77 HZ=ZMAX/(NZ+1)
78 C LE RAYON
79 DO I =1, NR+2
80 RR(I)=(I-1)*HR
81 write(1,*)RR(I)
82 ENDDO
83 DO J =1, NZ+2
84 ZZ(J)=(J-1)*HZ
85 write(2,*)ZZ(J)
86 ENDDO

```

```

87 C INITIALISATION DES FONCTIONS ET DONNEES PHYSIQUES
88     NR2=NR+2
89     NZ2=NZ+2
90     DO I= 1, NR2
91     DO J= 1, NZ2
92     T0(I,J)=306.
93     U0(I,J)=0.
94     V0(I,J)=0.
95     PSI0(I,J)=0.
96     AKSI0(I,J)=0.
97     AMU(I,J)=100000.
98     RHO(I,J)=RHOS
99     AK(I,J)=AKS
100    FL0(I,J)=0.
101    DFL0Dt(I,J)=0.
102    ENDDO
103    ENDDO
104    COEFFE=3.*Q/(0.0015*PI*R0**2)
105 C *****STRUCTURE DU PROGRAMME*****
106    DO KKK=0,NT
107    CALL TROIS (NR,NZ,HR,HZ,a3,b3,c3,d3,e3,DT,AK,RR,RHO,AH,CC,T0,U0
108    *,V0)
109    DO I=1,NR+2
110    DO J=1,NZ+2
111    IF (kkk.LT.940) THEN
112    POUB(I,J)=COEFFE*EXP(-(3.0*(RR(I)**2+(ZZ(J)-UU0*DT*KKK)**2))
113    1/(R0**2))
114    ELSE
115    POUB(I,J)=0.
116    ENDIF
117    ENDDO
118    ENDDO
119    CALL TEMPERATURE (NZ,NR,U0,V0,HR,HZ,a3,b3,C3,d3,e3,aa3,bb3,
120    1CC3,dd3,ee3,T0,DT,Sigma0,EPS,EPSI,POUB,TT00,CCOEFF,CCOEFF4
121    1,AK,AH,AMU,RHO,CC,CHL,DFL0Dt)
122    DO I=1,NR+2
123    DO J=1,NZ+2
124    IF (T0(I,J) .LT. TS) THEN
125    RHO(I,J)=RHOS
126    AK(I,J)=AKS
127    ELSE
128    IF (T0(I,J) .GT. TL) THEN
129    RHO(I,J)=RHOL
130    AK(I,J)=AKL
131    ELSE
132    RHO(I,J)=((RHOL-RHOS)/(TL-TS))*(T0(I,J)-TS)+RHOS
133    AK(I,J)=((AKL-AKS)/(TL-TS))*(T0(I,J)-TS)+AKS
134    ENDIF
135    ENDIF
136    ENDDO
137    ENDDO
138    CALL FRACTIONL (FL0,DFL0Dt,T0,TL,TS,DT,NR,NZ)
139    CALL DERIT0R (T0,HR,NR,NZ,DT0R)
140    DO J=1,NZ+2
141    DO I=1,NR+2
142    IF (KKK.EQ.100)THEN
143    write(3,*)T0(I,J)
144    write(4,*)FL0(I,J)

```

```

145     ENDIF
146     ENDDO
147     ENDDO
148     DO J=1,NZ+2
149     DO I=1,NR+2
150     IF (KKK.EQ.200) THEN
151     write(5,*)T0(I,J)
152     write(6,*)FL0(I,J)
153     ENDIF
154     ENDDO
155     ENDDO
156     DO J=1,NZ+2
157     DO I=1,NR+2
158     IF (KKK.EQ.400) THEN
159     write(7,*)T0(I,J)
160     write(8,*)FL0(I,J)
161     ENDIF
162     ENDDO
163     ENDDO
164     DO J=1,NZ+2
165     DO I=1,NR+2
166     IF (KKK.EQ.1000) THEN
167     write(10,*)T0(I,J)
168     write(11,*)FL0(I,J)
169     ENDIF
170     ENDDO
171     ENDDO
172     DO J=1,NZ+2
173     IF (KKK.EQ.10) THEN
174     write(12,*)T0(1,J)
175     ENDIF
176     IF (KKK.EQ.20) THEN
177     write(13,*)T0(1,J)
178     ENDIF
179     IF (KKK.EQ.30) THEN
180     write(14,*)T0(1,J)
181     ENDIF
182     IF (KKK.EQ.40) THEN
183     write(15,*)T0(1,J)
184     ENDIF
185     IF (KKK.EQ.50) THEN
186     ENDIF
187     IF (KKK.EQ.1000) THEN
188     ENDIF
189     IF (KKK.EQ.1200) THEN
190     ENDIF
191     ENDDO
192     DO J=1,NZ+2
193     write(9,*)T0(1,J)
194     ENDDO
195     write(17,*)T0(19,121),T0(19,180),T0(19,300),T0(31,300),T0(46,300)
196 C FIN DE BOUCLE EN TPS
197     ENDDO
198     STOP
199     END

```

```

201 C***** SUBROUTINES*****
202 SUBROUTINE TROIS (NR,NZ,HR,HZ,a3,b3,c3,d3,e3,DT,AK,RR,RHO,AH,CC
203 *,T0,U0,V0)
204 DIMENSION a3(150,360),b3(150,360),c3(150,360),d3(150,360)
205 *,T0(150,360),U0(150,360),V0(150,360)
206 DIMENSION e3(150,360),RR(150),AK(150,360),RHO(150,360)
207 DO J =2,NZ+1
208 DO I=2,NR+1
209 a3(I,J)= -1.0/(HZ*HZ)
210 a3(I,J)=a3(I,J)*AK(I,J)
211 b3(I,J)=-1.0/(HR*HR)
212 b3(I,J)=b3(I,J)*AK(I,J)
213 c3(I,J)=(2.0/(HR*HR))+(2.0/(HZ*HZ))
214 c3(I,J)=c3(I,J)*AK(I,J)+(RHO(I,J)*CC)/DT)
215 d3(I,J)=-1.0/(HR*HR)
216 d3(I,J)=d3(I,J)*AK(I,J)
217 e3(I,J)= -1.0/(HZ*HZ)
218 e3(I,J)=e3(I,J)*AK(I,J)
219 ENDDO
220 ENDDO
221 RETURN
222 END
223 SUBROUTINE TEMPERATURE (NZ,NR,U0,V0,HR,HZ,a3,b3,c3,d3,e3,aa3,bb3,
224 1cc3,dd3,ee3,T0,DT,Sigma0,EPS,EPSI,POUB,TT00,CCO0EFF,CCO0EFF4
225 1,AK,AH,AMU,RHO,CC,CHL,DFL0Dt)
226 DIMENSION a3(150,360),b3(150,360),C3(150,360),d3(150,360)
227 *,e3(150,360),AMU(150,360),AK(150,360)
228 DIMENSION aa3(150,360),bb3(150,360),CC3(150,360),dd3(150,360)
229 *,ee3(150,360),RHO(150,360),DFL0Dt(150,360)
230 DIMENSION U0(150,360),V0(150,360),T0(150,360),F(150,360)
231 *,POUB(150,360)
232 C TERME CONVECTIF
233 DO J=2,NZ+1
234 DO I=2,NR+1
235 AA= U0(I,J)/HR
236 IF (U0(I,J).GT.0.) THEN
237 cc3(I,J)= c3(I,J)+ AA*(RHO(I,J)*CC)
238 bb3(I,J)= b3(I,J)- AA*(RHO(I,J)*CC)
239 dd3(I,J)=d3(I,J)
240 ELSE
241 cc3(I,J)=c3(I,J)-AA*(RHO(I,J)*CC)
242 dd3(I,J)=d3(I,J)+AA*(RHO(I,J)*CC)
243 bb3(I,J)=b3(I,J)
244 ENDIF
245 ENDDO
246 ENDDO
247
248 DO J=2,NZ+1
249 DO I=2,NR+1
250 AA=V0(I,J)/HZ
251 IF (V0(I,J).GT.0.) THEN
252 cc3(I,J)= cc3(I,J)+ AA*(RHO(I,J)*CC)
253 aa3(I,J)= a3(I,J)- AA*(RHO(I,J)*CC)
254 ee3(I,J)=e3(I,J)
255 ELSE
256 cc3(I,J)=cc3(I,J)-AA*(RHO(I,J)*CC)
257 ee3(I,J)=e3(I,J)+AA*(RHO(I,J)*CC)
258 aa3(I,J)=a3(I,J)

```

```

259     ENDIF
260     ENDDO
261     ENDDO
262
263     DO J=1,NZ+2
264     DO I=1,NR+2
265     F(I,J)=0.
266     ENDDO
267     ENDDO
268
269     DO J=2,NZ+1
270     DO I=2,NR+1
271     F(I,J)=F(I,J)+(RHO(I,J)*CC)*(T0(I,J)/DT)+POUB(I,J)
272     ENDDO
273     ENDDO
274 C *****RESOLUTION DE LEQUATION DE TEMPERATURE*****
275     ANORME=1.
276     DO WHILE (ANORME .GT. EPS)
277     ANORME=0.
278 C POINT INTERIEURS
279     DO J= 2,NZ+1
280     S=T0(2,j)
281     R=ABS(S-T0(1,j))
282     IF (R .GT. ANORME) THEN
283     ANORME=R
284     ENDIF
285     T0(1,J)=S
286 C POINTS INTERIEURS
287     DO I=2,NR+1
288     S=(F(I,J)-a3(I,J)*T0(I,J-1)-b3(I,J)*T0(I-1,J)-d3(I,J)*T0(I+1,J)
289     *-e3(I,J)*T0(I,J+1))/c3(I,J)
290     R=ABS(S-T0(I,J))
291     IF (R .GT. ANORME) THEN
292     ANORME=R
293     ENDIF
294     T0(I,J)=S
295     ENDDO
296     ENDDO
297 C *****CONDITION RAYONEMENT*****
298 C     convection rayonnement sur BC
299 C NEWTON
300     DO I=1,NR+2
301     SAUV=T0(I,NZ+2)
302     ANOR=10.
303     DO WHILE (ANOR .GT. EPS)
304     ANOR=0.
305 C CALCUL FONCTION
306     SS1=(1+(HZ*(AH/AK(I,J))))*T0(I,NZ+2)+(SIGMA0*EPSI*HZ/AK(I,J))
307     1*T0(I,NZ+2)**4-(T0(I,NZ+1)+CCOOEFF*TT00**4+HZ*(AH/AK(I,J))*TT00)
308 C CALCUL DERIVEE
309     SS2=(1+HZ*(AH/AK(I,J)))+(4*SIGMA0*EPSI*HZ/AK(I,J))*T0(I,NZ+2)**3
310 C NEWTON
311     SS=T0(I,NZ+2)-SS1/SS2
312     RR=ABS(SS-T0(I,NZ+2))
313     IF (RR .GT. ANOR) THEN
314     ANOR =RR
315     ENDIF
316     T0(I,NZ+2)=SS

```

```

317         ENDDO
318 C FIN NEWTON
319         R=ABS(SAUV-T0(I,NZ+2))
320         IF(R.GT.ANORME) THEN
321             ANORME=R
322         ENDIF
323         ENDDO
324 C         convection rayonnement sur OA
325         DO I=1,NR+2
326             SAUV=T0(I,1)
327             ANOR=10.
328             DO WHILE (ANOR .GT. EPS)
329                 ANOR=0.
330 C CALCUL FONCTION
331                 SS1=(1+(HZ*(AH/AK(I,J))))*T0(I,1)+(SIGMA0*EPSI*HZ/AK(I,J))
332                 1*T0(I,1)**4-(T0(I,2)+CCOEFF*TTOO)**4+HZ*(AH/AK(I,J))*TTOO)
333 C CALCUL DERIVEE
334                 SS2=(1+HZ*(AH/AK(I,J)))+(4*SIGMA0*EPSI*HZ/AK(I,J))*T0(I,1)**3
335 C NEWTON
336                 SS=T0(I,1)-SS1/SS2
337                 RR=ABS(SS-T0(I,1))
338                 IF(RR .GT. ANOR) THEN
339                     ANOR =RR
340                 ENDIF
341                 T0(I,1)=SS
342             ENDDO
343 C FIN NEWTON
344         R=ABS(SAUV-T0(I,1))
345         IF(R.GT.ANORME) THEN
346             ANORME=R
347         ENDIF
348         ENDDO
349 C         convection rayonnement sur AB
350         DO J=2,NZ+1
351             SAUV=T0(NR+2,J)
352             ANOR=10.
353             DO WHILE (ANOR .GT. EPS)
354                 ANOR=0.
355 C CALCUL FONCTION
356                 SS1=(1+(HZ*(AH/AK(I,J))))*T0(NR+2,J)+(SIGMA0*EPSI*HZ/AK(I,J))
357                 1*T0(NR+2,J)**4-(T0(NR+1,2)+CCOEFF*TTOO)**4+HZ*(AH/AK(I,J))*TTOO)
358 C CALCUL DERIVEE
359                 SS2=(1+HZ*(AH/AK(I,J)))+(4*SIGMA0*EPSI*HZ/AK(I,J))*T0(NR+2,J)**3
360 C NEWTON
361                 SS=T0(NR+2,J)-SS1/SS2
362                 RR=ABS(SS-T0(NR+2,J))
363                 IF(RR .GT. ANOR) THEN
364                     ANOR =RR
365                 ENDIF
366                 T0(NR+2,J)=SS
367             ENDDO
368 C FIN NEWTON
369         R=ABS(SAUV-T0(NR+2,J))
370         IF(R.GT.ANORME) THEN
371             ANORME=R
372         ENDIF
373         ENDDO
374 C         fin condition aux limite

```

```

375 C FIN DU WHILE
376     ENDDO
377     RETURN
378     END
379 C     calcul de la fraction du liquide
380 SUBROUTINE FRACTIONL (FL0,DFL0Dt,T0,TL,TS,DT,NR,NZ)
381 C IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
382 DIMENSION FL0(150,360),DFL0Dt(150,360),T0(150,360)
383 C write(2,*)'1'
384     DO I=1,NR+2
385     DO J=1,NZ+2
386     IF (T0(I,J) .LT. TS)THEN
387     S=0.
388     DFL0Dt(I,J)=0.
389     ELSE
390     IF (T0(I,J) .GT. TL)THEN
391     S=1.
392     DFL0Dt(I,J)=0.
393     ELSE
394     S=(T0(I,J)-TS)/(TL-TS)
395     ENDIF
396     ENDIF
397 C     calcul de la dérivée
398 R=(S-FL0(I,J))/DT
399 FL0(I,J)=S
400 DFL0Dt(I,J)=R
401 ENDDO
402 ENDDO
403 RETURN
404     END
405 C
406 SUBROUTINE DERIT0R (T0,HR,NR,NZ,DT0R)
407 DIMENSION T0(150,360), DT0R(150,360)
408 DO J=2,NZ+1
409 DO I=2,NR+1
410 DT0R(I,J)=(T0(I+1,J)-T0(I-1,J))/(2*HR)
411 ENDDO
412 ENDDO
413 C     SUR OC
414 DO J=1,NZ+2
415 DT0R(1,J)=(+3.0*T0(1,J)-4.0*T0(2,J)+T0(3,J))/(2*HR)
416 ENDDO
417 C     SUR AB
418 DO J=1,NZ+2
419 DT0R(NR+2,J)=(3.0*T0(NR+2,J)-4.0*T0(NR+1,J)+T0(NR,J))/(2*HR)
420 ENDDO
421 C     SUR OA
422 DO I =2,NR+1
423 DT0R(I,1)=(T0(I+1,1)-T0(I-1,1))/(2*HR)
424 ENDDO
425 C     SUR CB
426 DO I =2,NR+1
427 DT0R(I,NZ+2)=(T0(I+1,NZ+2)-T0(I-1,NZ+2))/(2*HR)
428 ENDDO
429 RETURN
430     END

```