

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Mohamed Boudiaf de M'sila
Faculté des Sciences et Sciences de l'ingénieur
Département de Génie Mécanique

MEMOIRE

Pour l'obtention du diplôme de Magister

Spécialité : Mécanique
Option : énergétique

Présenté par
Amar NEKBIL

THEME

Etude des mouvements de convection dans un bain fondu
d'un matériau soudé avec un laser CO₂

Soutenu le,/... /..... devant la commission d'examen

Jury

R. ZEGADI	Professeur	Président	(Univ. de Sétif)
A. TAIBI	Docteur	Rapporteur	(Univ. de M'sila)
M. SIAMEUR	Maître de conférence	Examineur	(Univ. de Batna)
Y. BENARIOUA	Maître de conférence	Examineur	(Univ. de M'sila)

Remerciements

Je remercie tout d'abord Monsieur Taibi Amar Docteur à l'université de M'sila qui a accepté d'encadrer cette thèse avec enthousiasme, et a su me conseiller efficacement tout en me laissant travailler très librement.

Une partie de ce travail s'est déroulée dans le Groupe de Mécanique Acoustique et Instrumentation au Centre d'Etudes Fondamentales à l'Université de Perpignan. Je tiens à remercier le Directeur du Laboratoire B. Zeghmati et Monsieur Xavier pour les moyens qui ont été mis à ma disposition.

Mes remerciements vont aussi à Monsieur B. Zeghmati Professeur à l'université de Perpignan qui m'a aussi beaucoup apporté au cours des nombreuses discussions que nous avons pu avoir lors de mon stage à Perpignan.

Je tiens à remercier Monsieur Mohamed Siameur maître de conférence à l'université de Batna, et Monsieur Younes Benarioua maître de conférence à l'université de M'sila, de m'avoir fait l'honneur d'être examinateurs de cette thèse.

Je remercie également Monsieur Rabah Zegadi Professeur à l'université de Sétif, qui non seulement a accepté d'être membre du jury mais aussi qui a pris en charge la présidence de ce jury.

Mes plus sincères remerciements s'adressent aux enseignants du Département de Génie Mécanique de l'université de M'sila

Mes pensées vont à toutes les personnes qui m'ont aidé à obtenir ce titre. Je pense notamment aux professeurs qui m'ont donné le goût de la Mécanique.

Je pense aussi aux amis sans qui la vie ne serait rien. Voici quelques prénoms, les personnes concernées se reconnaîtront, et que ceux qui auraient été oubliés ne se formalisent pas: Amar, Farouk, Brahim, Abdellaoui, Adel, Kouider, Mokhtar, Dahmane, Abderraouf...

Enfin, je remercie toute ma famille pour son soutien et plus particulièrement ma femme pour m'avoir supporté et encouragé pendant ces années.

T A B L E D E S M A T I E R E S

Table des matières

Nomenclature	1
Introduction Générale	3
Chapitre Premier Description du soudage laser	5
I-1. Introduction	5
I-2. Principe du laser	5
I-2-1. Principe.....	6
I-2-1. Inversion de population.....	7
I-3. Principaux composants	8
I-3-1. Milieu laser.....	8
I-3-2. Source de pompage	8
I-3-3. Résonateur.....	9
I-3-3-1. Inversion de la population.....	9
I-3-3-1. Emission spontanée.....	9
I-3-3-1. Emission spontanée amplifiée dans une direction préférée	10
I-3-3-1. Caractéristiques de l'oscillation dans le résonateur	11
I-4. Caractéristique du faisceau laser	12
I-4-1. Lumière monochromatique	12
I-4-2. Cohérence temporelle et spatiale.....	13
I-4-3. Rayons parallèles.....	13
I-4-4. Propriété de bonne focalisation.....	13
I-4-5. Faisceau laser et direction de polarisation.....	14
I-5. Qualité du faisceau	14
I-6. Modes d'exploitation du laser	16
I-6-1. Mode continu (CW)	16
I-6-2. Mode pulsé	16
I-7. Optiques externes et guidage du laser	16
I-7-1. Fonctions des optiques externes.....	16
I-7-2. Elargissement du faisceau	17
I-7-3. Polarisation du faisceau.....	17
I-7-4. Guidage du faisceau	17
I-7-5. Convergence du faisceau.....	18
I-7-6. Qualité des optiques	18

I-8. Applications du laser	18
I-9. Lasers utilisés en soudage	19
I-9-1. Laser YAG	19
I-9-2. Laser CO2	19
I-10. Interaction faisceau laser/matière	20
I-10-1. Réflectivité des métaux	21
I-10-2. Réponse optique d'un matériau.....	22
I-10-3. Processus et effets induits par l'interaction.....	24
I-11. Soudage laser	26
I-11-1. Paramètres opératoires	26
I-11-2. Conception des assemblages	26
I-11-3. Avantages du soudage laser	27
I-11-4. Inconvénients du soudage laser.....	27
I-11-5. Paramètres du soudage laser	27
I-11-5-1. Puissance laser	28
I-11-5-2. Longueur focale de la lentille	28
I-11-5-3. Défocalisation	28
I-11-5-4. Vitesse de soudage.....	28
I-11-5-5. Matériau de la cible.....	29
I-11-5-6. Influence du gaz.....	29
I-11-5-7. Effet de polarisation.....	30
I-11-5-8. Effet du plasma	30
Chapitre II Recherche bibliographique et modélisation	31
II-1. Introduction	31
II-2. Modélisation de l'apport de chaleur	32
II-3. Diffusion de chaleur par conduction thermique	33
II-4. Les changements de phase	34
II-5. Les mouvements fluides dans la zone fondue	35
II-5-1. Flottaison.....	37
II-5-2. Convection thermique de Marangoni.....	38

II-6. Rappels bibliographiques	40
II-7. Position du problème	43
II-8. Formulation mathématique	44
II-8-1. Equations gouvernantes	45
II-8-1-1. Equation de continuité.....	45
II-8-1-2. Equation de mouvement	45
II-8-1-3. Equation d'énergie.....	45
II-8-2. Hypothèses.....	46
II-8-3. Conditions aux limites	46
II-9. Formes adimensionnelles	48
II-9-1. Equations adimensionnelles.....	48
II-9-2. Conditions aux limites adimensionnelles.....	49
Chapitre III Logiciel de Calcul et méthodologie numérique	53
III-1. Introduction	53
III-2. Principe de la méthode des éléments finis	53
III-3. Logiciel FlexPDE	57
III-4. Méthodologie numérique	59
III-4-1. Formulation des équations adimensionnelles	60
III-4-2. Conditions aux limites adimensionnelles	61
III-4-2-1. Le long du plan de symétrie	61
III-4-2-2. A l'interface liquide-solide.....	61
III-4-2-3. Sur la surface libre.....	61
III-5. Paramètres de calcul	62
Chapitre IV Résultats et interprétations	64
IV-1. Introduction	64
IV-2 Interprétation par les nombres sans dimensions	64
IV-2-1 Importance relative de transfert de chaleur par conduction et convection.....	64

IV-2-2 Importance relative des différentes forces motrices.....	65
IV-3. Résultats obtenus.	65
IV-3-1. Cas de l'acier	65
IV-3-2. Cas de l'acier Inox 304.....	70
IV-3-3. Cas de l'aluminium	72
IV-3-4. Constatations	73
IV-4. Effets des différentes forces.	74
IV-4-1. Effet de la force de flottaison	74
IV-4-2. Effet de la force de Marangoni.....	75
IV-4-3. Effet du signe du coefficient de tension superficielle	77
IV-5. Effet de la puissance sur la forme du bain.	80
IV-6. Comparaison avec un cas réel	81
IV-7. Conclusions.	82
Conclusion générale	83
Annexes.....	85

NOMENCLATURE

A	Absorptivité	
a	diffusivité thermique du matériau	$(\text{m}^2.\text{s}^{-1})$
a_i	activité thermodynamique	
C_p	capacité calorifique à pression constante	$(\text{J.Kg}^{-1} . \text{K}^{-1})$
d_F	diamètre de la taille du faisceau	(mm)
E	énergie d'ionisation	(J)
f	Focale de lentille	(m)
f_i	fraction volumique du liquide	
g	accélération de pesanteur	$(\text{m} . \text{s}^{-2})$
H	épaisseur de la pièce	(m)
H	Enthalpie	(J.Kg^{-1})
h	Coefficient d'échange convectif	$(\text{W.m}^{-2} . \text{K}^{-1})$
I	densité de puissance incidente	(W/cm^2)
k	conductivité thermique du matériau	$(\text{W.m}^{-1} . \text{K}^{-1})$
k_e	Coefficient d'extinction	
L, l	chaleur latente de changement de phase	$(\text{J.Kg}^{-1} . \text{K}^{-1})$
m^*	Masse réduite optique	
n	Indice de réfraction	
n_c	Indice complexe de réfraction	
Ne	densité des électrons	(cm^{-3})
P	puissance du faisceau laser	(W)
P	puissance totale consommée par le soudage	(W)
q	paramètre produit	(mm.mrad)
q	densité du flux thermique	(W/m^2)
R	Réfectivité	
r	distance par rapport au centre de la tache calorifique	(m)
r_b	rayon de la tache calorifique	(m)
T	Température	(K)
T_m	température de fusion	(K)
T_v	température de vaporisation	(K)
T_0	température au centre de la surface de la tache	(K)
T_∞, T_{amb}	température ambiante	(K)
U_c	vitesse caractéristique	(m.s^{-1})
u, v	composantes du vecteur vitesse	(m.s^{-1})
w_0	rayon de la taille du faisceau	(mm)
w_s	rayon de la zone focale	(mm)
\vec{F}	vecteur force	(N)
\vec{n}	vecteur normal	
\vec{t}	vecteur tangentiel	
\vec{U}	vecteur vitesse	(m.s^{-1})

Lettres grecques

α_c	coefficient d'absorption du milieu	(m^{-1})
B	coefficient de dilatation thermique	(K^{-1})
δ	épaisseur de la peau	(Å)
ε	émissivité du matériau	
ε_d	réponse optique	
γ	tension superficielle.	($N.m^{-1}$)
η	Rendement	
λ	longueur d'onde du faisceau	(μm)
λ	conductivité thermique	($W.m^{-1} . K^{-1}$)
μ	viscosité dynamique	($Kg . m^{-1} . s^{-1}$)
ν	viscosité cinématique	($m^2 . s^{-1}$)
ν	Fréquence	(Hz)
θ	angle de divergence	(rd)
ρ	masse volumique	(kg/m^3)
τ	temps de relaxation de Drude	(s)
$\partial\gamma/\partial T$	coefficient de tension superficielle	($Kg.s^{-2} . K^{-1}$)
Ω^*	vorticité dimensionnelle	(s^{-1})
ψ^*	fonction de courant dimensionnelle	($m^2 . s^{-1}$)

Constantes

h	constante de Plank	(J.s)
σ	constante de stéfan	($W.m^{-2} . K^{-4}$)

Indices

l	Liquide
s	Solide

Exposants

* exposant pour les variables dimensionnelles

INTRODUCTION

INTRODUCTION

Le soudage laser est d'une importance croissante dans l'industrie, vu qu'on peut produire des joints de bonne qualité dans des zones affectées par la chaleur de dimensions très réduites, ce qui permet d'avoir une destruction minimale et l'avantage de souder des composants très sensibles à la chaleur.

Pendant l'opération de soudage la partie fondante du matériau, ou bain fondu est sujet à des mouvements de roulement sur elle-même qu'on appelle mouvement de convection. Ces mouvements ne se déroulent pas toujours de la même façon mais dépendent des paramètres de soudage, tel que la puissance laser, la protection gazeuse, et la préparation préalable du matériau.

La convection dans le bain fondu du métal peut fortement affecter la structure et les propriétés des joints de soudure, les facteurs qui peuvent influencer les caractéristiques du bain fondu convectif sont: pénétration, macro ségrégation, porosité des gaz, la structure de solidification et l'état de surface. Des modèles mathématiques décrivant la convection et l'écoulement de la chaleur dans les bains de métal fondu sont essentiels non seulement parce qu'ils fournissent des éléments de connaissance, mais aussi parce qu'il y a des difficultés pour l'expérimentation des mesures de la convection dans les bains de soudure. Ces difficultés sont principalement dues aux petites dimensions du bain.

L'étude des mouvements de convection dans le bain de soudure a suscité ces dernières années un nombre considérable de travaux théoriques, expérimentaux et numériques, ces derniers étant privilégiés par le développement de l'informatique.

Dans ce travail, nous donnons le système des équations aux dérivées partielles qui régissent les mouvements du matériau fondu, et puis nous étudions numériquement les effets des différentes forces présentes dans le bain du métal fondu d'un matériau soudé par Laser CO₂, à l'aide d'un modèle bidimensionnelle stationnaire et d'une technique aux éléments finis en exploitant les performances du Logiciel FlexPDE.

Notre objectif est d'analyser l'effet de certains paramètres entrant en jeu dans le procédé de soudage sur les mouvements de convection et la géométrie du bain de soudure

Pour accomplir ce travail, nous l'avons divisé en quatre chapitres, nous donnons dans un premier chapitre une description détaillée sur le soudage laser, en traitant le principe, les qualités et les types.

Dans un deuxième chapitre nous traitons l'étude bibliographique des modèles mathématiques sur la convection dans le bain de soudure et nous formulons le modèle décrivant notre problème.

Le troisième chapitre est consacré à la description du logiciel de calcul FlexPDE et la méthodologie numérique utilisée.

Dans le quatrième chapitre nous donnons les résultats obtenus pour les différents cas et pour plusieurs paramètres, ainsi qu'une comparaison avec des cas réels.

CHAPITRE I

DESCRIPTION DU SOUDAGE LASER

Chapitre premier : Soudage Laser

I-1 Introduction

Pour comprendre comment on produit le rayon laser, il est absolument nécessaire de rappeler les notions fondamentales portant sur le rayonnement, sur la structure et donc sur la spectroscopie qui étudie les échanges d'énergie entre les ondes lumineuses et les atomes.

C'est en juin 1960 que l'américain Maiman mis au point le premier laser à rubis dans les laboratoires Hughes. Le mot laser est formé par les initiales « Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation », c'est-à-dire, « Amplification de lumière par émission stimulée de rayonnement ».

L'existence de l'émission stimulée avait été introduite pour la première fois en 1917 par Einstein. C'est elle qui permet l'amplification du rayonnement après inversion de population de niveau d'énergie émetteur, ceci peut être réalisé en obtenant une distribution des populations contraire à ce que l'on obtient d'habitude à l'équilibre thermodynamique de Boltzmann. La réussite de l'opération d'amplification dépend non seulement de la puissance de la source d'excitation appelée source de pompage, mais aussi des paramètres dynamiques qui caractérisent le milieu matériel amplificateur. Le milieu actif peut être solide, liquide ou gazeux, c'est le mode d'action de la source d'excitation qui est important. L'amplification dépend de la longueur du milieu actif et comme celle-ci est limitée il fallait trouver le procédé qui permet d'utiliser plusieurs traversées du rayonnement stimulé à travers ce milieu amplificateur. L'effet amplificateur maximal est assuré par une cavité résonnante constituée par deux miroirs dont l'un semi-réfléchissant laisse échapper une partie de l'émission laser, tout en injectant l'autre partie dans le milieu dont les atomes produisent de nouveau l'émission stimulée. La longueur de la cavité peut être utilisée plusieurs fois grâce à la réflexion des miroirs. On met ainsi à profit l'établissement d'un système d'ondes stationnaires dans cette cavité résonnante dite optique parce que travaillant dans le domaine des fréquences lumineuses infrarouges visibles ou ultra violette ($0.2 \mu\text{m} < \lambda < 10 \mu\text{m}$).

Lorsque la résonance est parfaitement établie, que l'émission stimulée atteint son rendement maximum : l'émission laser pourra être très intense ; sa luminance est élevée.

La sélectivité due au mécanisme propre à la transition d'émission stimulée assure à l'émission laser une bonne monochromaticité.

I-2. Principe du laser [1,2, 6]:

I-2-1. Principe :

Dans les atomes (molécules ou ions), les électrons existent seulement dans certains niveaux d'énergie (discrets). Normalement ils sont dans leurs états de niveaux le plus bas d'énergie. Dans cette condition, ils sont capables d'absorber les radiations émanant d'un champ électromagnétique au même moment quand l'énergie du photon ($h\nu$) est égale à la différence d'énergie entre deux états atomiques (Figure I-1-a).

Un atome, absorbant le photon, monte à l'état d'excitation d'énergie supérieur (E_2). Cependant, ce n'est pas un état permanent, d'après sa propre durée de vie caractéristique (t), normale sur (E_1) sur lequel le photon est libéré (Figure I-1-b).

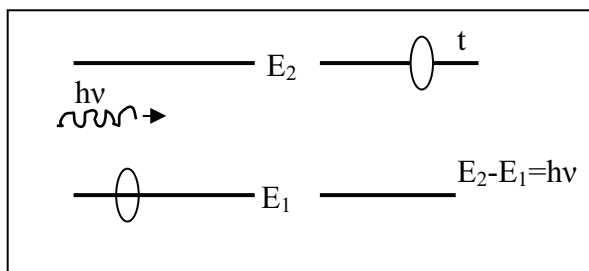


Figure I-1-a absorption

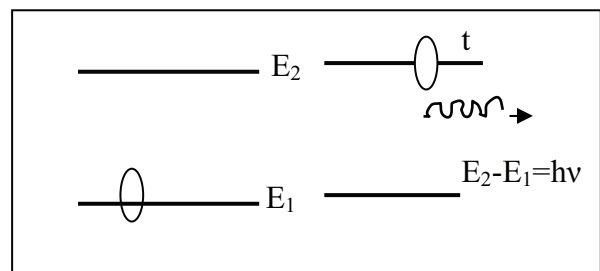


Figure I-1-b Emission spontanée

En plus de l'émission spontanée, une émission "induite" ou "stimulée" est possible ; c'est le cas quand un photon supplémentaire ($h\nu$) réagit avec l'atome excité. Ce photon induit (avec un certain degré de probabilité) une transition à l'état fondamental. Cela raccourcit la durée de l'état excité. L'énergie ($h\nu$), à entreposer dans l'atome revient au champ de la radiation.

La radiation émise pendant ce processus est cohérente. Cela veut dire que les ondes incidentes et émises sont en phase.

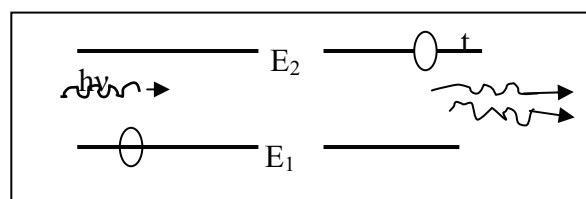


Figure I-2 Emission stimulée

Lorsque l'énergie du photon est convenable, un atome peut diminuer (absorption) ou amplifier (émission simulée), un champ de radiation. Les lasers utilisent le processus de l'émission stimulée pour amplifier la lumière (L.A.S.E.R). La lumière émise pendant la transition de l'électron d'un niveau laser "supérieur" à un niveau laser "inférieur" est amplifiée.

I-2-2. Inversion de la population

Un atome en niveau d'énergie inférieur peut absorber seulement; un atome à l'état excité peut amplifier seulement. Quand il y a plusieurs atomes, l'amplification est possible seulement si le nombre d'atomes excités dépasse celui dans l'état fondamental ("inversion de la population"). Ce n'est pas possible de transformer un grand nombre d'atomes au plus haut niveau d'énergie par l'excitation directe. Dès qu'un équilibre existe entre les atomes dans les niveaux supérieurs et inférieurs, l'émission stimulée est concevable de même que l'absorption. Par conséquent, l'excitation au niveau laser supérieur exige toujours un troisième niveau d'énergie appelé le "niveau de pompage" parce que l'énergie est pompée dans le système. L'atome est stimulé pour pomper le niveau et par la suite atteint le niveau laser supérieur à travers un processus non rayonnant (habituellement chaleur) (figure I-3-a):

Le niveau laser inférieur n'est pas fréquemment le niveau fondamental mais lui-même un état excité. Le niveau laser inférieur est automatiquement déchargé et l'inversion de la population s'implémente plus facilement (figure I-3-b).

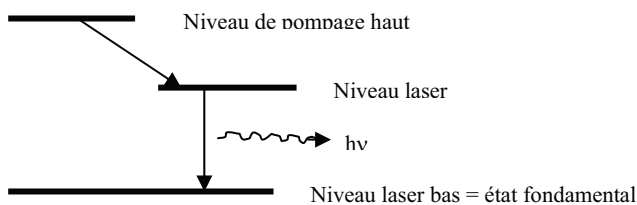


Figure I-3-a Système à trois niveaux

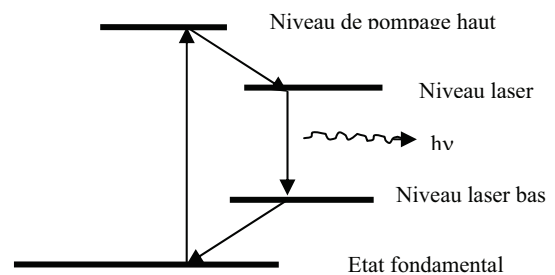


Figure I-3-b Système à quatre niveaux

I-3. Principaux composants:

Le laser utilise l'émission stimulée pour l'amplification de la lumière. Les trois composants suivants sont impératifs pour ce processus:

I-3-1. Milieu laser:

Le milieu laser est le site où la lumière laser provient ; c'est un milieu qui possède une structure appropriée de niveaux d'énergie discrets, s'excitant facilement, et possédant la capacité de stocker l'énergie reçue de l'extérieur. Une transition entre au moins deux niveaux d'énergie auxquels la radiation laser émane, est nécessaire. L'excitation peut avoir lieu dans un état à trois niveaux. Le milieu peut être solide, liquide ou gazeux. La gamme de matières laser-actifs est considérable, avec des nouvelles matières qui sont encore découvertes. Aujourd'hui, les lasers les plus importants peuvent être classés dans quatre types(Tableau I-1)

I-3-2. Source de pompage :

Une source puissante d'énergie capable de transformer les atomes, molécules ou ions à état exigé d'excitation; cette source peut être optique, électronique ou électrique. Pour les lasers à gaz on utilise généralement le pompage électrique [1]

Type du laser	Milieu	Source de pompage	Exemple
Laser a gaz	Gaz ou vapeur	Electrique	Laser CO2, 10.6µm (IR) He-Ne : 633nm (Rouge) Laser à Argon: 488 - 514.5 nm Laser à Krypton Laser He-Cd : 441.6 nm (bleu), 325nm(UV) Laser N : 337.1 nm (UV) Laser à excimères:175-483 nm (UV)
Laser solide	Cristaux ou verres dopés	Optique	Laser à rubis : 694 nm (rouge), premier laser découvert. Laser Nd:YAG , laser Nd:verre :1.06µm(IR)
Laser à colorant	Colorants organiques en solution liquide	Optique	de 300 nm à 1.2 µ m
Laser semi-conducteur	Semi-conducteur	Electrique	GaInP (670-680 nm), GaAlAs (780-880 nm)

Tableau I-1 : types de lasers selon [2,6]

I-3-3. Résonateur (cavité résonante) :

Constitué de deux miroirs parallèles dont l'un est totalement réfléchissant, et l'autre est semi réfléchissant, ils renvoient l'onde électromagnétique, il se produit de multiples passages va et vient dans le milieu actif, le résonateur a deux fonctions:

- Il assure que les photons restent une durée suffisante dans le milieu actif du laser.
- Il assure l'établissement de la direction préférée.

La source de pompage excite le milieu laser. Les éléments associés externes (par exemple miroirs) forment un résonateur où l'oscillation laser peut avoir lieu.

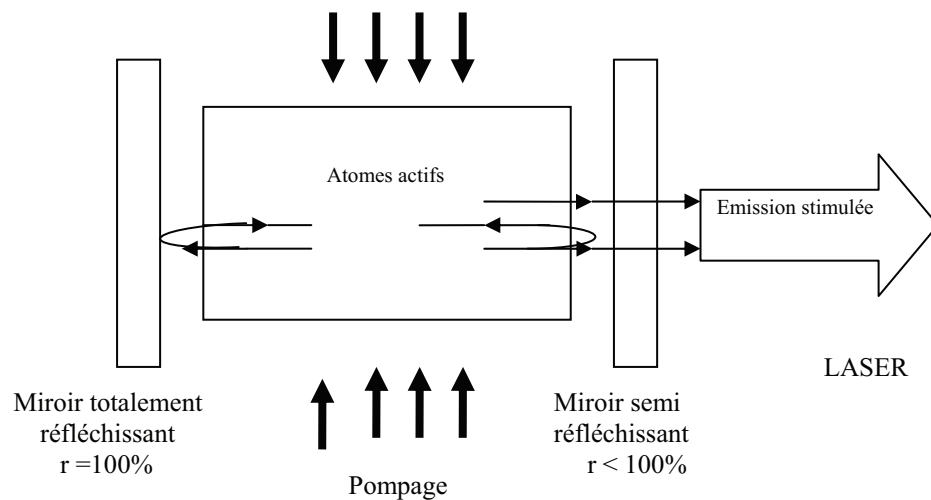


Figure I-4 Principe du laser (composants)

Le résonateur est le siège des opérations suivantes :

I-3-3-1 Inversion de la population :

La source de pompage produit l'inversion de la population nécessaire. Il en résulte que dans le milieu laser, il y a plus d'atomes dans le plus haut niveau d'énergie (dans un état excité) que dans le bas niveau d'énergie.

I-3-3-2 Émission spontanée :

Par l'émission spontanée, les atomes dans le milieu laser atteindront le niveau laser inférieur. Dans le processus, ils émettent des photons qui peuvent induire des photons avoisinants l'émission stimulée

I-3-3-3 Émission spontanée amplifiée dans une direction préférée :

Si le milieu laser est renfermé dans un espace cylindrique, l'émission spontanée se produit horizontalement le long de l'axe optique. Comme l'exposition du photon au milieu laser est réduite, l'amplification perpendiculaire à cet axe est négligeable.

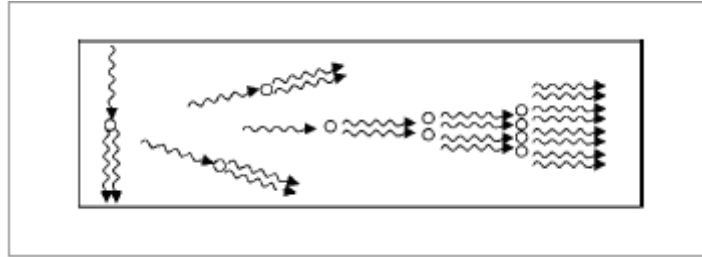
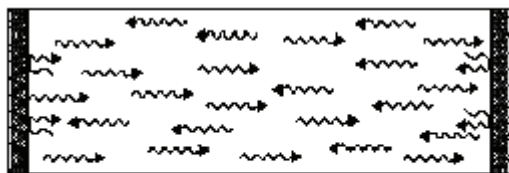


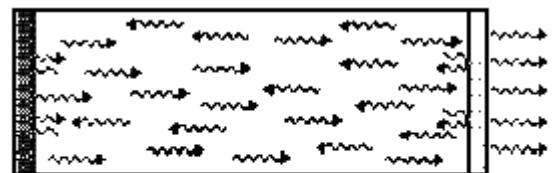
Figure I-5 Emission spontanée amplifiée

Si les miroirs sont placés dans les cotés latéraux du milieu laser, les photons se déplaçant parallèlement à l'axe cylindrique restent dans le milieu laser pour une longue période, stimulant les atomes voisins. Les deux miroirs forment le résonateur: les ondes électromagnétiques des photons forment des ondes stationnaires dans le résonateur; et l'oscillation laser commence.

Pour que le laser soit exploité comme une lumière laser, un des deux miroirs doit être transparent partiellement. La nouvelle portion de l'énergie laser est le faisceau laser désiré:



Effet résonateur



Apparition du faisceau laser

Figure I-6 Effet résonateur et apparition du faisceau laser

En plus des miroirs plans, il est aussi possible d'utiliser des miroirs concaves ou convexes qui sont habituellement plus facile à ajuster que les plans. Pour empêcher le faisceau laser de sortir du résonateur, les miroirs doivent avoir une certaine courbure. Une configuration avec deux miroirs concaves est souvent utilisée dans les lasers solides:

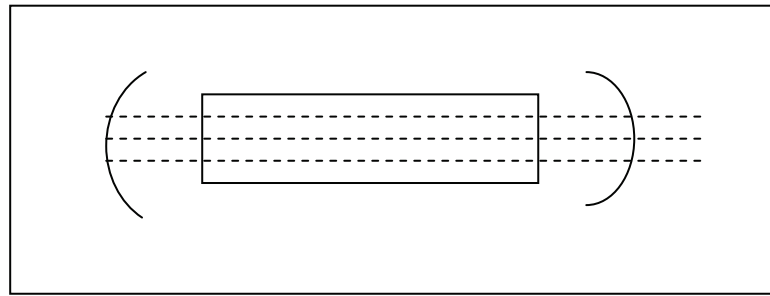


Figure I-7 Résonateur avec miroirs concaves

I-3-3-4. Caractéristiques de l'oscillation dans le résonateur: Modes

Les ondes électromagnétiques qui sont constituées par le mouvement des photons forment des ondes stationnaires dans le résonateur. La caractéristique de l'oscillation dans le résonateur est appelée " le mode ". Une distinction est faite entre:

- **Modes longitudinaux**: les caractéristiques de l'oscillation parallèles à l'axe du résonateur
- **Modes transversaux (modes TEM p,l)**: les caractéristiques de l'oscillation perpendiculaires à l'axe du résonateur. Chaque mode transversal du résonateur possède une distribution caractéristique typique d'énergie dans la section transversale du faisceau laser.

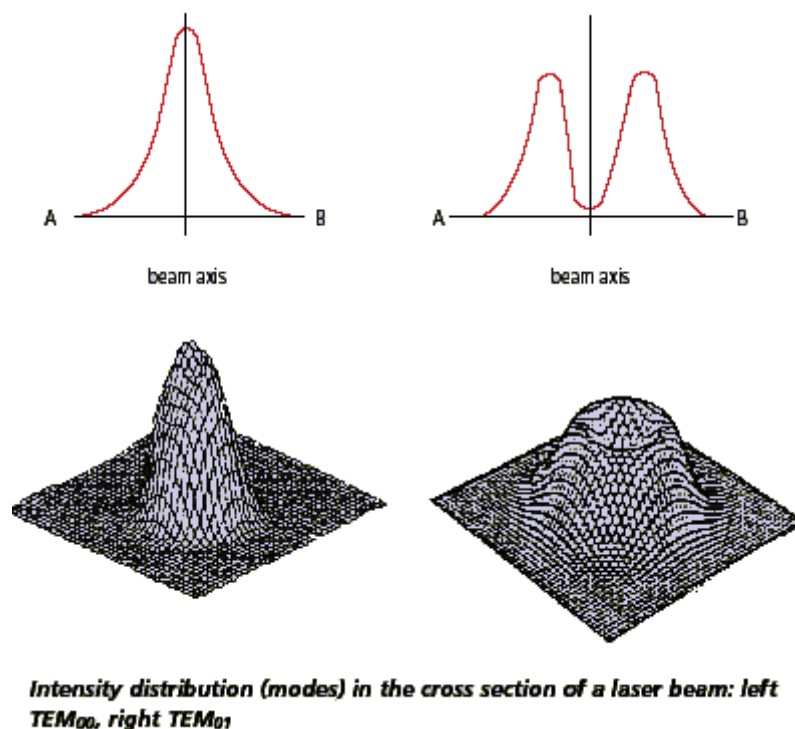


Figure I-8 Modes transversaux

La section transversale de la distribution d'énergie du faisceau laser est souvent complètement identifiée par son mode. Un seul mode peut osciller simultanément dans le résonateur. Dans le second cas, la distribution de l'intensité est le résultat des modes harmoniques (multi modes). La classification du Mode (p,l) est un critère décisif d'identification de la qualité du faisceau: Un mode de petite valeur (valeur numérique), donne une meilleur qualité du faisceau.

I-4. Caractéristiques du Faisceau Laser

La lumière produite par une source lumineuse thermique " normale" (par exemple le soleil ou une ampoule) est constituée par des ondes de plusieurs longueurs d'onde émises dans un modèle complètement aléatoire:

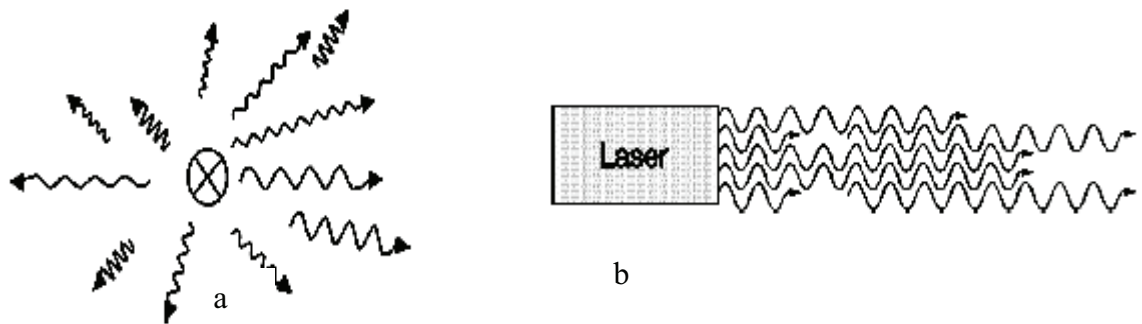


Figure I-9 a) Lumière d'une source lumineuse thermique
b) Lumière laser : cohérente, monochromatique et parallèle

La lumière laser a plusieurs propriétés qui la distinguent de sources thermiques:

I-4-1 Lumière monochromatique:

Le faisceau laser est monochromatique. La lumière qui constitue le faisceau laser est idéalement définie par une seule longueur d'onde, unique pour chaque type de laser.

I-4-2 Cohérence temporelle et spatiale :

Le faisceau laser est cohérent dans le temps et dans l'espace. La cohérence est un terme décrivant un état dans lequel les ondes électromagnétiques oscillent en phase, c.-à-d. "synchronisés": En égale distance de la source en temps différents (cohérence temporelle), et en différentes positions en même temps (cohérence spatiale).

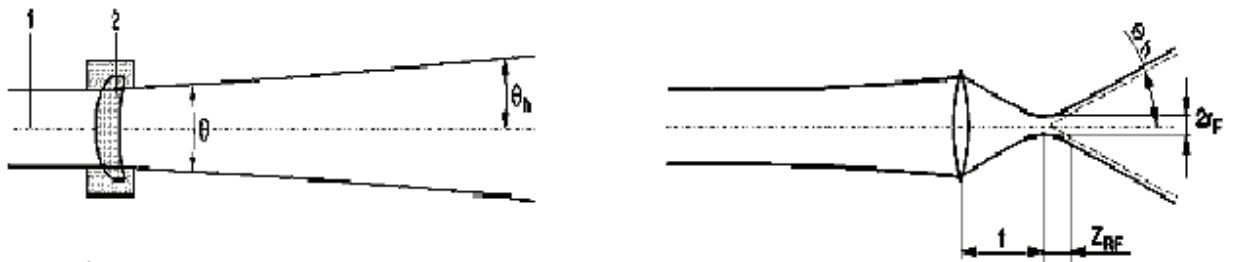
I-4-3 Les rayons laser sont pratiquement parallèles :

La divergence des rayons laser est minimale, c.-à-d. que le faisceau laser est presque parallèle. La déviation dans le parallélisme est connue sous le nom de divergence, la divergence est l'angle d'ouverture mesuré en degrés ou en radians.

I-4-4 Propriétés de bonne focalisation :

Les rayons sont pratiquement parallèles, la lumière laser peut être très facilement focalisée. L'énergie du faisceau laser peut être concentrée à un point très petit (le point focal).

Les lentilles sont employées comme milieu de convergence fondamentale pour les lasers CO2 jusqu'à 2.5 KW. Les miroirs doivent être utilisés pour les puissances élevées à cause des contraintes thermiques importantes. Les optiques de convergence concentrent le faisceau laser à un point focal de haute densité d'énergie.



r_f : rayon de la taille du faisceau (beam waist)

θ : angle de divergence θ_h : demi-angle de divergence

Z_{RF} : longueur de Rayleigh

f : longueur focale

Figure I-10 Caractéristiques de focalisation

I-4-5 Faisceau Laser et direction de polarisation :

Dans un environnement laser de géométrie convenable, en utilisant des éléments optiques appropriés (éléments sélectifs), il est possible d'accélérer seulement des ondes d'un niveau commun de polarisation spécifique. Cela résulte d'une manière prédominante en polarisation linéaire.

En soudant une pièce avec un faisceau laser de polarisation linéaire, la qualité est limitée à une seule direction de travail. Pour assurer une efficacité pour le laser multidirectionnel, on utilise un faisceau de polarisation circulaire, si le laser émet une lumière polarisée. Cela est accompli par un polariseur circulaire de phase (Laser CO2).

I-5. Qualité du faisceau

La qualité du faisceau sortant de la cavité peut être définie par son mode traduisant la configuration du champ électromagnétique lié à l'onde émise. Pour les faibles puissances, le mode obtenu est en général TEM00, qui correspond à une distribution Gaussienne de l'énergie dans le faisceau. Lorsque la puissance augmente, les répartitions énergétiques sont plus complexes et peuvent présenter des fluctuations dans le temps.

Nous définissons quelques paramètres liés au faisceau comme suit:

- Paramètre produit (q) du faisceau:

$$q = w_0 \frac{1}{2} \theta = \theta_h r_F \quad [\text{mm.mrad}] \quad (\text{I-1})$$

- Facteur de la propagation du faisceau:

$$K = \frac{\lambda}{\pi} \frac{4}{d_F \theta} = \frac{\lambda}{\pi} \frac{1}{q} \quad (\text{I-2})$$

$w_0 = r_F$ rayon de la taille du faisceau (beam waist)

$d_F = 2 w_0$ diamètre de la taille du faisceau

$\theta =$ angle de divergence $\theta_h =$ demi-angle de divergence

$\lambda =$ longueur d'onde laser

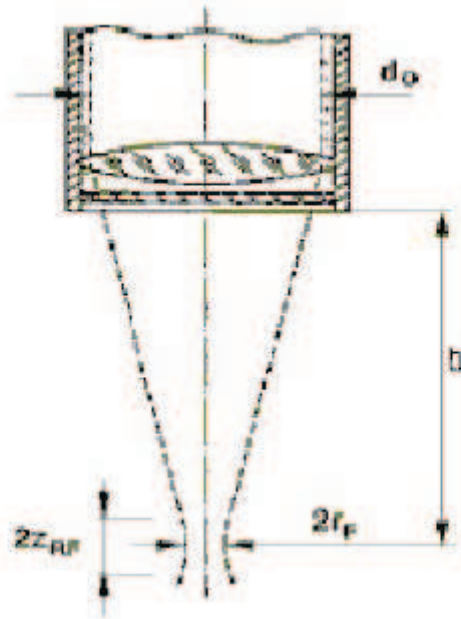


Figure I-12 Paramètres de qualité du faisceau

La divergence diminue quand le rayon du spot s'élargit. Par conséquent: la réponse de la divergence s'améliore si le faisceau est élargi avec un télescope.

Le paramètre produit du faisceau est un indicateur de qualité et ses propriétés de convergence: Un paramètre produit du faisceau laser petit, donne une meilleure qualité du faisceau et une meilleure focalisation.

Qualité du faisceau et laser: Le paramètre produit du faisceau et, avec lui, la qualité du faisceau laser, est déterminé par la longueur d'onde du laser et l'ordre du mode dans le résonateur:

- Longueur d'onde: Une plus courte longueur d'onde du faisceau laser, donne une meilleure qualité du faisceau (avec un ordre donné du mode).
- Ordre du mode: Un ordre plus haut du mode du faisceau laser, donne une mauvaise qualité du faisceau.

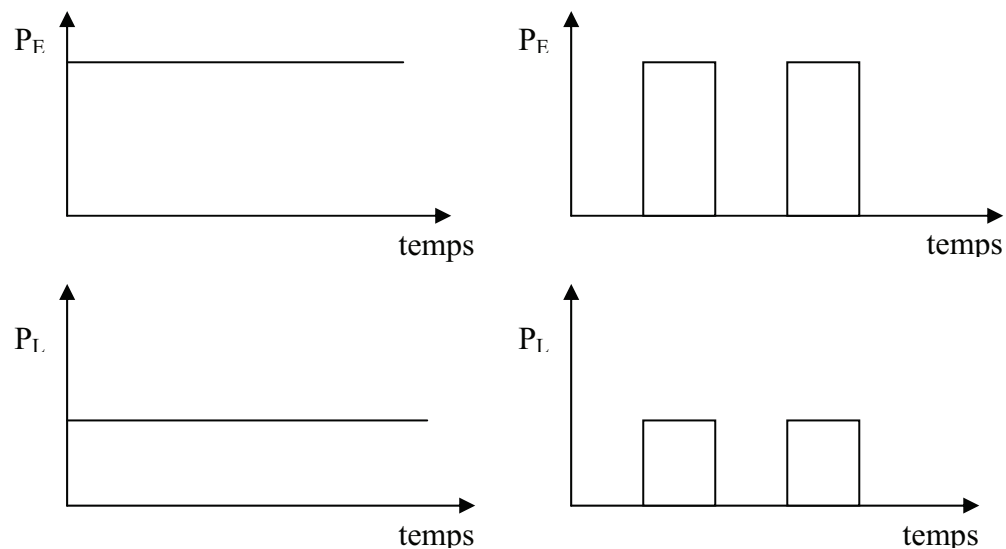
I-6. Les modes d'exploitation du laser

I-6-1. Mode continu (CW):

En mode de l'onde continue, le faisceau laser est produit à un taux d'énergie d'application constant. Le laser émet une lumière d'intensité uniforme (Fig I-13)

I-6-2. Mode pulsé

En mode pulsé, l'excitation (pompage) n'est pas continue. La puissance laser est par conséquent produite dans des pulsations consécutives rapides. Dans le cas de lasers employé pour le soudage, les pulsations sont produites habituellement au moyen des excitations pulsées.



P_E : Puissance d'excitation
 P_L : Puissance Laser

Figure I-13 Modes d'exploitation du laser (continu et pulsé)

I-7. Optiques externes et guidage du Faisceau

I-7-1. Fonctions des optiques externes:

- Élargissement du faisceau par exemple à travers un télescope du faisceau
- Polarisation circulaire (nécessaire si le laser émet une lumière linéairement polarisée)
- Guidage du faisceau à travers des miroirs courbés ou des fibres optiques
- Concentration du faisceau laser par la tête coupante au point de travail.

I-7-2. Élargissement du faisceau :

Fréquemment, la divergence θ d'un faisceau laser est trop grande pour les longues distances. Pour cette raison, le faisceau est élargi après sa sortie, en réduisant la divergence. Le faisceau peut être dirigé alors sur les longues distances sans divergence excessive. Un télescope est utilisé normalement pour l'élargissement du faisceau.

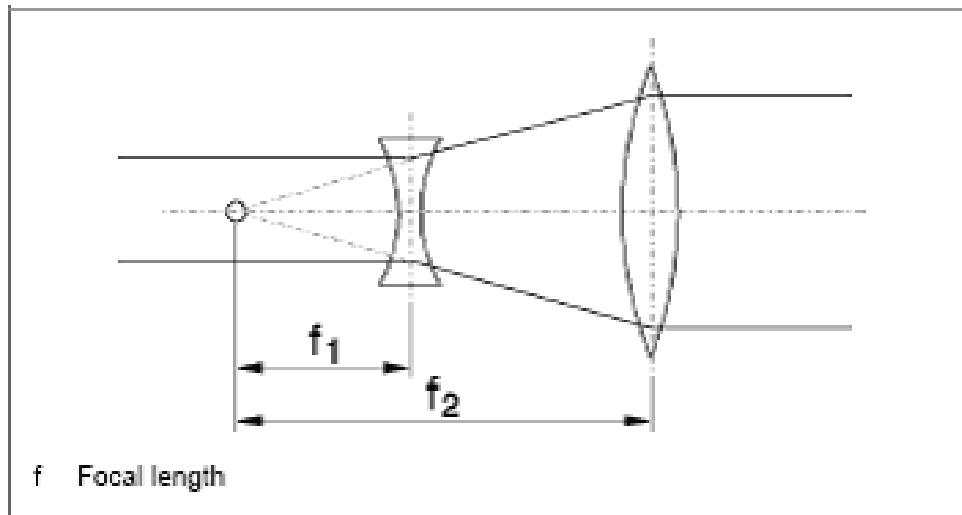


Figure I-14 Élargissement du faisceau (télescope galiléen)

I-7-3. Polarisation du faisceau :

Aucun composant optique supplémentaire n'est exigé si le laser émet les lumières non-polarisées (par exemple Nd:YAG)

Comme la lumière non-polarisée n'a aucune direction préférée de polarisation, les résultats du lasering sont uniformément bons dans toutes les directions. Cependant, si le laser émet une lumière polarisée (lasers CO₂), la lumière laser doit être polarisée circulairement.

I-7-4. Guidage du faisceau :

Les composants convenables de guidage du faisceau doivent être disponibles à délivrer le faisceau laser à la tête de travail. Deux méthodes sont utilisées généralement:

- Guidage du faisceau avec un système de miroirs et lentilles
- Guidage du faisceau au moyen de câbles à fibres optiques

La méthode du guidage du faisceau dépend de la longueur d'onde et la puissance du laser.

I-7-5. La convergence du faisceau :

Avant d'utiliser le laser pour traiter (souder), le faisceau cru, doit être concentré dans la tête. La tête est localisée à la fin de la voie de faisceau, juste avant le point de travail.

I-7-6. Qualité des optiques :

Tous les composants optiques doivent être d'une qualité plus haute. Même les défauts mineurs dans la matière peuvent mener à l'absorption excessive de la chaleur et donc à la destruction du matériel. La matière utilisée dans la fabrication des composants optiques et les couches nécessaires doit être faite exactement pour la longueur d'onde du laser: Le degré de transmission dans les optiques partiellement transparentes (par exemple lentilles) et dans les optiques réfléchissantes (par exemple miroirs) doit être adapté à la longueur d'onde laser.

I-8. Applications du laser

Les applications du laser sont très nombreuses: travail des matériaux, traitement médical, transmission d'informations, mesures, etc.... En réglant le temps d'interaction et la puissance spécifique, le laser permet de découper, de percer, de souder, de faire des traitements de surface. Le laser est donc un outil multifonctionnel.

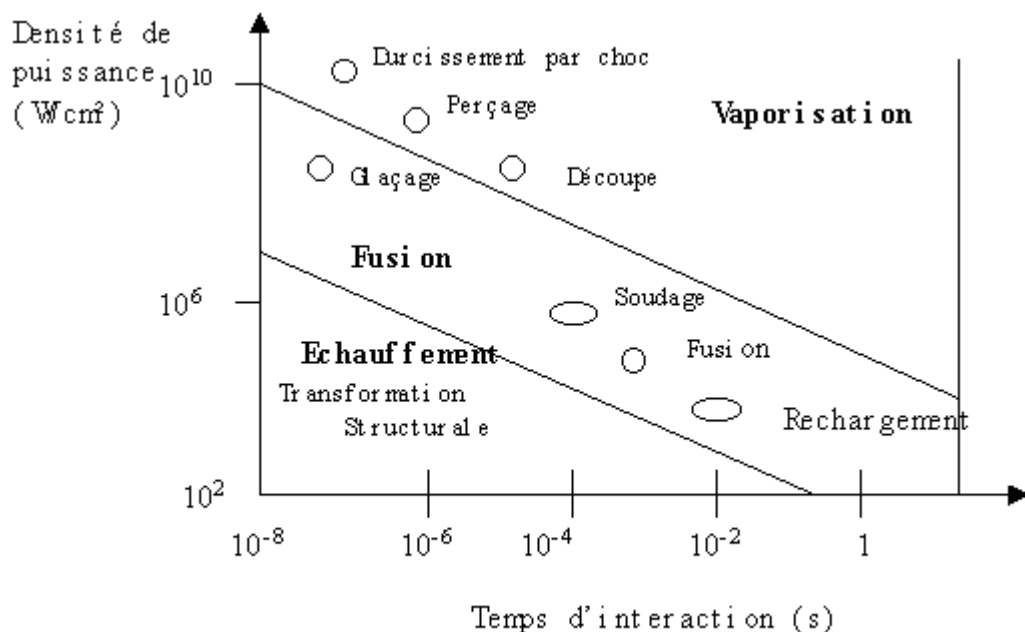


Figure I-15 Applications du laser

I-9. Les Lasers utilisés en soudage

Les lasers très utilisés en soudage sont les deux types suivants :

I-9-1. Laser Nd :YAG [2,4,6]

C'est un laser de grande importance industrielle, il travaille par des impulsions ou en continu et sa puissance maximale actuellement disponible est de l'ordre de 2000 W.

Le domaine d'utilisation du laser YAG est principalement le micro soudage. Les épaisseurs soudées varient de quelques 0,01 mm à quelques millimètres. Au delà de cette limite, il est très difficile d'obtenir de cordons de soudures sains.

Les qualités de ce procédé de soudage sont la précision et la facilité de mise en œuvre, en plus de l'investissement raisonnable. Le milieu actif du laser YAG est un barreau de cristal de grenat d'alumine à l'yttrium dopé au néodyme le pompage est optique, le YAG peut fonctionner en continu.

I-9-2. Laser CO2 [2,4,6,8]

Le laser CO2 est du point de vue industriel le laser le plus important vu ses qualités, surtout de la puissance et de rendement, et vu la large variété des applications dans le domaine du traitement des matériaux.

Le premier laser moléculaire de puissance a été réalisé en 1965. Le mélange gazeux qui compose le milieu actif, qui était à l'origine, du gaz carbonique CO2, a évolué pour devenir un mélange CO2 et N2 et He. Ce mélange peut être excité par un courant continu, alternatif ou impulsionnel par l'intermédiaire d'électrodes internes, d'autres modes d'excitation sont possibles. Ce sont les transitions des niveaux de vibration et de rotation des molécules de CO2 qui sont mise en jeu.

Les molécules d'azote sont portées à leur premier niveau vibrationnel, l'excitation est alors transférée par collisions aux molécules de CO2, l'inversion de population du CO2 est ainsi réalisée. La raie laser est émise dans l'infrarouge, à une longueur d'onde de 10,6 μm . la présence de l'hélium dans le mélange gazeux limite le phénomène de saturation des niveaux inférieurs.

La composition optimale du mélange, et la pression de fonctionnement varient considérablement d'un dispositif à un autre, (exemple : (0.5:2:5))[6]. Le rendement des lasers commercialisés peut atteindre les 10% et la puissance jusqu'à 50 KW. L'émission est continue, elle peut être modulée ou pulsée.

Les pénétrations réalisées par laser CO₂, à puissance comparable, sont inférieures aux pénétrations par faisceau d'électrons.

Le nombre K donnant la qualité du faisceau varie selon les fabricants des systèmes laser. Ce nombre K peut prendre une valeur entre 0 et 1, la valeur de 1 indique la meilleure qualité du faisceau. Pour les lasers CO₂, K peut atteindre jusqu'à 0.7 avec une puissance de 1 kW et plus que 0.2 avec une puissance d'env. 25 kW.

La puissance des lasers CO₂ stimulée par les hautes fréquences est réglée par pulsation. Une série de pulsations est produite avec la puissance maximale. La puissance laser moyenne est réglée par le rapport entre la durée de pulsations et la longueur de pause. Par exemple: un laser produit 1000 pulsations chaque 0.0005 secondes avec une puissance de 2600W. Entre chaque pulsation il y a une pause de 0.0005 secondes dans lesquelles le laser n'émet aucune lumière. Donc, la puissance moyenne revient à 1300W. La puissance laser de sortie et la puissance de flux peut être bien réglée par cette méthode. Surtout pour les très petites puissances les avantages deviennent apparents: une fréquence de déclenchement d'env. 10 Hz est capable de couper des contours avec des petites dimensions.

I-10. Interaction faisceau Laser / matière [2,3,4]

L'interaction entre le rayonnement laser et un matériau dépend d'un nombre très grand de paramètres qui ne peuvent pas être tous maîtrisés (selon les lasers, les matériaux..). Il existe trois zones d'interactions qu'on peut schématiser par (Figure I-16) [3] :

- Surface du métal
- Cœur
- Milieu environnant

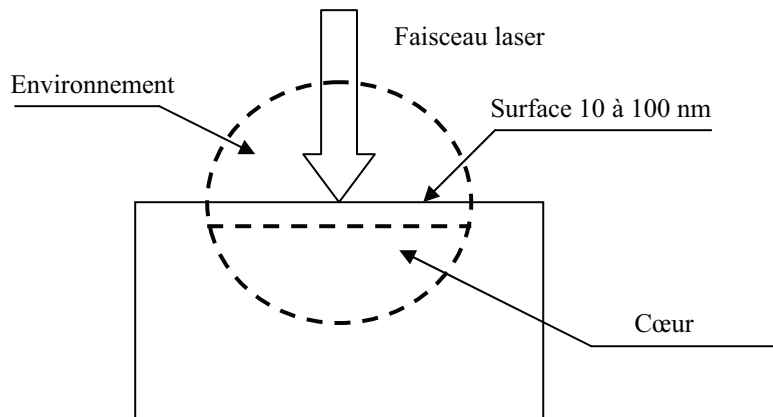


Figure I-16. Schéma d'interaction laser-matériau

Paramètres liés au laser : Les paramètres qui caractérisent le faisceau laser peuvent être intrinsèques (fréquence, longueur d'onde, énergie de photon), énergétique et temporels (état de polarisation, structure de mode et répartition d'énergie, puissance et intensité...), et géométriques (divergence, taille du spot, rayon du beam-waist...)

Paramètres liés au matériau : Parmi les plus importants de ces paramètres on cite, la structure, la composition chimique, les caractéristiques mécaniques, les propriétés électriques et thermiques

Paramètres liés à l'environnement : Le milieu extérieur peut être le vide, un gaz (rare, air, vapeur d'eau, vapeur du métal), un liquide (eau, métal fondu), ou un solide [3]. Le milieu extérieur est caractérisé par un nombre très grand de paramètres (activité chimique, température, nature optique, nature ionique, pression...)

I-10-1. Réflectivité des métaux :

Pour un solide opaque soumis à un rayonnement électromagnétique, une partie du rayonnement est absorbée, l'autre partie est réfléchie :

R est la réflectivité c'est un rapport des intensités incidente et réfléchie :

$$R = \frac{(n-1)^2 + k_e^2}{(n+1)^2 + k_e^2} \quad (\text{I-3})$$

A est l'absorptivité c'est le rapport des intensités incidente et absorbée.

$$A = 1 - R \quad (\text{I-4})$$

La réflectivité des métaux est très élevée, supérieure à 90%, au dessus d'une certaine longueur d'onde critique. Au dessous de cette valeur critique la réflectivité chute rapidement. La réflectivité des métaux dépend de la fréquence, de l'état de surface de la cible, des gaz de protection, de l'épaisseur du matériau dans certains cas avec formation de plasma

I-10-2. Réponse optique d'un matériau :

Les électrons de conduction dans les solides sont décrits par le modèle classique de Drude [2]. Le résultat principal de ce modèle approximatif est donné par la constante diélectrique en fonction de la fréquence, il décrit la réponse optique d'un solide sous l'action d'un champ électromagnétique de fréquence ν :

$$\varepsilon d(\nu) = \varepsilon d_{\infty}(\nu) - \frac{4N_e e^2}{m^*} \frac{1}{\nu^2 + i\nu\tau} \quad (\text{I-5})$$

$\varepsilon d_{\infty}(\nu)$: décrit la réponse optique des ions dans le réseau et leurs oscillations, en général c'est un terme réel. Le deuxième terme de droite, décrit la réponse optique des électrons de conduction dans le métal.

N_e : densité des électrons.

m^* : masse réduite optique, qui corrige la masse de l'électron libre.

τ : temps de relaxation de Drude.

Les propriétés optiques des solides sont déterminées par l'indice complexe de réfraction n_c

$$n_c = \sqrt{\varepsilon d} = n + jk \quad (\text{I-6})$$

Une onde électromagnétique verra son amplitude réduite d'un facteur « e » après avoir traverser une épaisseur δ , appelée « épaisseur de peau » telle que

$$\delta = \frac{\lambda}{2\pi k} \quad (\text{I-7})$$

Dans les métaux δ est de quelques centaines d'angströms. La réflectivité R de la surface dans le cas d'un matériau isotrope dans le vide, avec une incidence normale, est donnée par :

$$R_n = \frac{(n-1)^2 + k_e^2}{(n+1)^2 + k_e^2} \quad (\text{I-8})$$

k_e est relié au coefficient d'absorption α_c du milieu par :

$$\alpha_c = \frac{4\pi k}{\lambda} \quad (\text{I-9})$$

Pendant le soudage laser, et suivant la densité de puissance utilisée on distingue entre deux types de soudures selon le mode d'absorption de l'énergie laser. Avec des puissances moyennes inférieures au 1kW, l'énergie du laser est absorbée à la surface de la cible et la pénétration est limitée par la conduction thermique. A des puissances de plusieurs kW, les mécanismes d'interaction ne sont plus les mêmes, et les profondeurs de pénétration sont plus élevées, on les appelle, soudures par pénétration. En effet, à des densités de l'ordre de $10^6 - 10^7$ W/cm² le débit d'énergie en un point donné d'une pièce de métal est trop rapide pour être évacué par diffusion thermique dans la masse. Il se forme dans le métal une cavité appelée Keyhole remplie de vapeur métallique surchauffée et enveloppée de matériau fondu. La pression de vapeur de cette cavité maintient l'équilibre avec la pression hydrodynamique et surtout la tension superficielle du métal en fusion dans le bain entourant la cavité.

A des densités de puissance élevées supérieures au 10^6 W/cm², du fait de la vitesse élevée avec laquelle la température de vaporisation T_v est atteinte, très peu de matière a le temps de se fondre et le processus dominant est la vaporisation du métal avec l'absorption de la chaleur latente de vaporisation. Le temps nécessaire à la vaporisation superficielle d'un matériau soumis à l'irradiation d'un faisceau laser gaussien focalisé, peut être calculé par :

$$T_0(t) = \frac{\varepsilon I}{k} \sqrt{\frac{4}{\pi} at} \quad (\text{I-10})$$

$T_0(t)$: température au centre de la surface de la tache, dans ce cas c'est T_v

Pour les tôles de grandes épaisseurs, le régime thermique est quasi stationnaire, et la température est estimée qualitativement par :

$$\varepsilon I = \frac{kT}{2w_s} \quad (\text{I-11})$$

I-10-3. Processus et effets induits par l'interaction

L'absorption de l'énergie par le faisceau laser se faisant dans une couche très mince matériau (10 à 100 nm), le transfert d'énergie se fait surtout par excitation des photons (effet thermique) ce qui entraîne une élévation de température à la surface. Cette augmentation de température provoque par conduction un échauffement du cœur du matériau, mais peut aussi créer d'autres effets. Les processus et effets induits de l'interaction d'un faisceau laser sont schématisés par les figures (Figure I-17) et (Figure I-18)

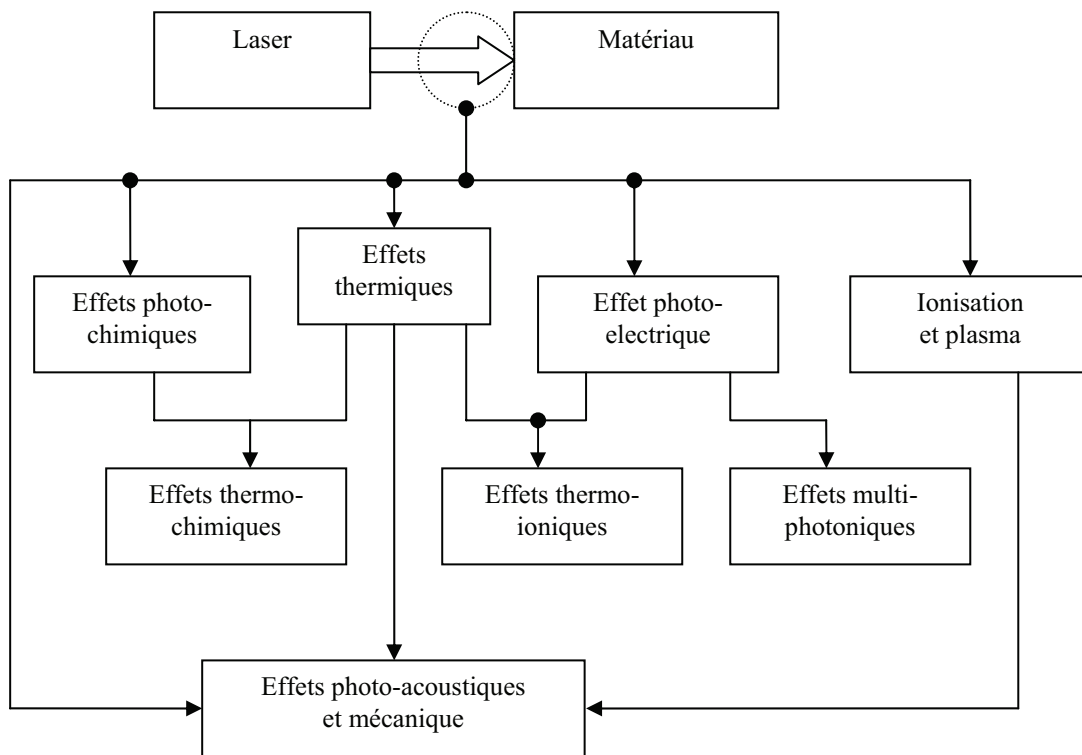


Figure I-17 Principaux effets induits lors de l'interaction laser-matériau

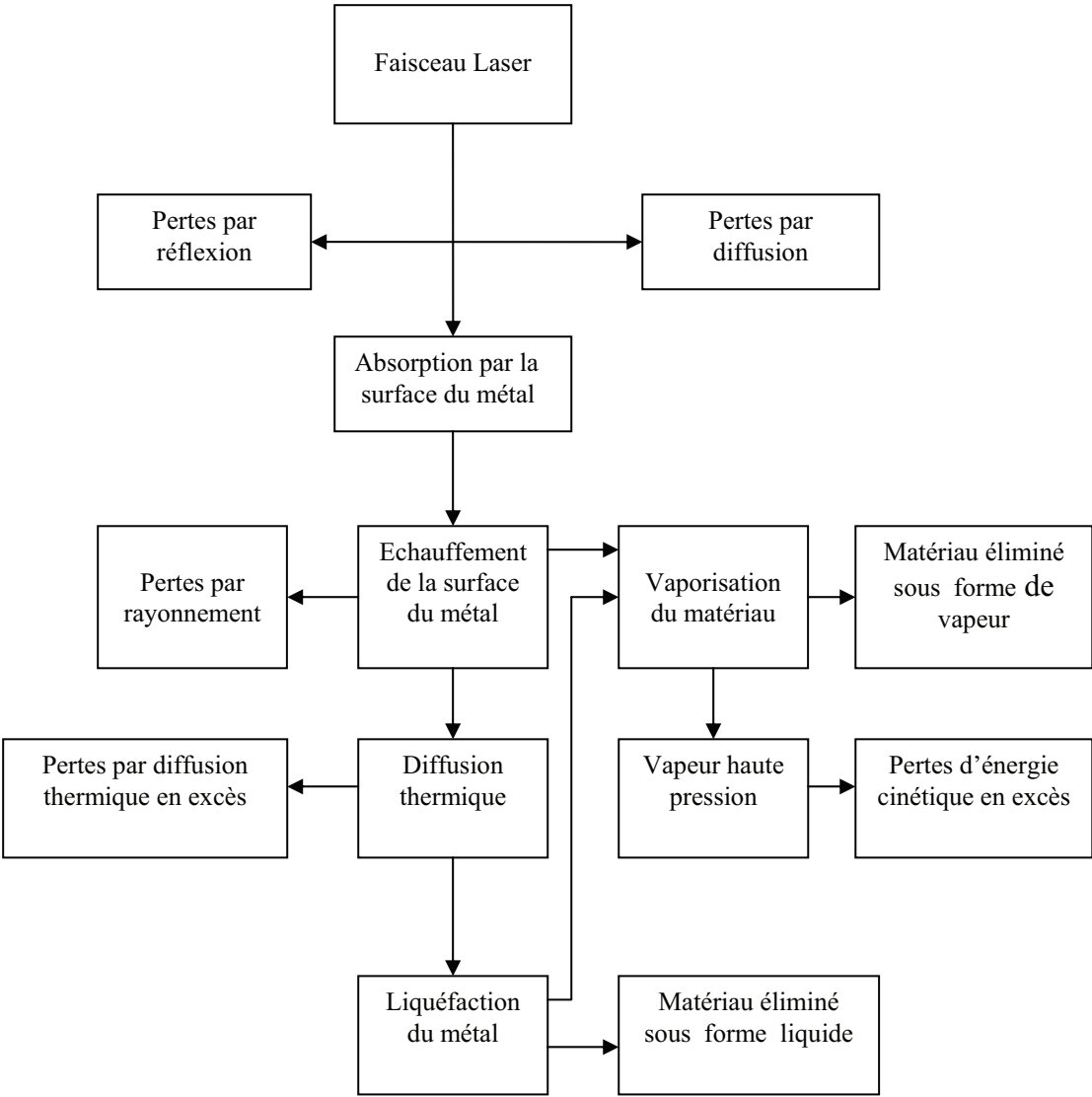


Figure I-18 Principales étapes de l'évolution des effets thermiques d'un faisceau laser

I-11. Soudage Laser

Le laser s'impose comme un outil très performant et même très compétitif par rapport au faisceau d'électron. On distingue deux types de soudage laser, le laser continu, et le laser pulsé.

I-11-1. Les paramètres opératoires

- distribution d'énergie du faisceau
- puissance P du faisceau: $100 \text{ W} < P < 25 \text{ kW}$
- vitesse de soudage: fonction de la nature du matériau, de son épaisseur et de la puissance délivrée
- position du point de focalisation: généralement sur la surface de la tôle
- gaz: neutre, sert à protéger le bain de fusion: hélium, argon actif, améliore la pénétration: CO₂

I-11-2. La conception des assemblages

- possibilité de concevoir de nouveaux assemblages et de limiter les usinages
- suppression des chanfreins pour soudage bord à bord
- limitation des tolérances et des désalignements entre les bords à assembler
- réalisation de nouveaux types de matériau sandwich et de profilés (profils dissymétriques)

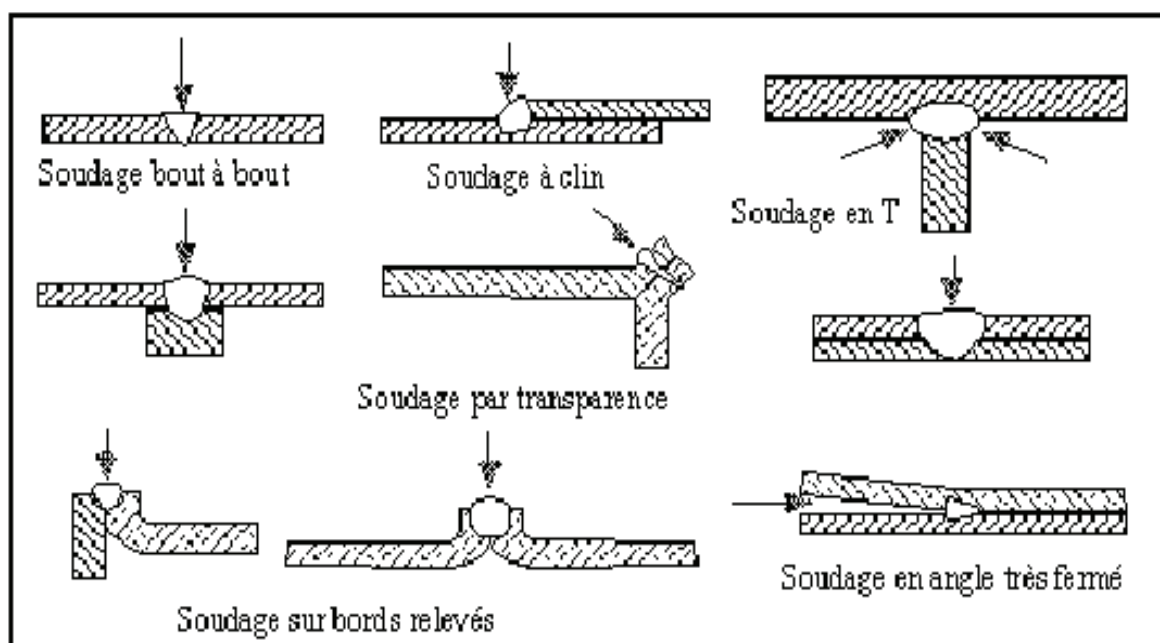


Fig I-19 Différentes conceptions d'assemblage

I-11-3. Les avantages du soudage laser :

- grande vitesse d'avance : jusqu'à 3m/min
- faible déformation (10 fois moins qu'avec un procédé à l'arc classique): pas ou peu de reprise d'usinage et d'opération de redressage
- possibilité d'amener le faisceau dans des zones confinées
- zone affectée thermiquement (ZAT) réduite
- soudage d'épaisseurs différentes
- soudage par transparence
- soudage en une seule passe: 8 mm maxi d'acier pour un laser CO2 de 6 kW
- simplicité des préparations de soudage
- propreté : limitation des opérations de parachèvement après soudage

I-11-4. Les inconvénients du soudage laser :

- réduction au maximum des tolérances des préparations de soudage
- dépendance de la soudabilité métallurgique des matériaux à souder
- rendement énergétique faible : environ 10%
- investissement important.
- certains cordons présentent une dureté extrême et des fissurations.

I-11-5. Paramètres de soudage laser :

Les soudures par laser dépendent des paramètres suivants [5] et [2] : la puissance fournie par le laser, la longueur d'onde du faisceau, la polarisation du faisceau, la longueur focale de la lentille utilisée, la défocalisation, la protection gazeuse, le plasma, le matériau, la vitesse de soudage

Les paramètres précédents peuvent être classés dans trois catégories :

- paramètres liés au faisceau.
- Paramètres liés au matériau.
- Paramètres liés au milieu de soudage.

I-11-5-1. Puissance laser

La profondeur de pénétration du faisceau laser augmente avec la puissance. Certains auteurs [7] donnent des expressions de la forme $\delta=C.P^m$ où C est une constante liée à la vitesse et la source, d'autres [2] disent que la pénétration maximale varie approximativement comme $P^{0.7}$ où P est la puissance du faisceau. Pour les grandes puissances la largeur croît moins rapidement que la pénétration.

I-11-5-2. Longueur focale de la lentille

Le rayon de la tache focale est proportionnel à la focale f de la lentille $r = 1.2f\lambda / d$, mais la densité de puissance est inversement proportionnelle au carré de la longueur focale f^2 . Donc on réduit la pénétration d'une soudure en utilisant une lentille de longueur focale plus élevée.

I-11-5-3. Défocalisation

La défocalisation est un paramètre important, elle détermine la densité de puissance, ainsi que la surface de couplage thermique plasma-cible. Un point focal légèrement à l'intérieur de la cible donne la pénétration maximale [5]

I-11-5-4. Vitesse de soudage :

La pénétration diminue quand la vitesse augmente, on trouve des relations de la forme, $\delta = a e^{-bv}$, où a et b sont des constantes ; alors que les porosités augmentent avec la diminution de la vitesse. Quand la vitesse de soudage est élevée le bain fondu est étroit, alors qu'à faible vitesse le bain fondu devient large. A faible vitesse de soudage, le plasma devient plus dense et plus opaque au passage du faisceau. L'énergie est alors transmise sous forme diffuse, et l'effet de Keyhole n'existe plus, et on n'est plus dans un régime de pénétration, mais dans un régime de conduction.

La vitesse de soudage joue un rôle important dans la détermination de la vitesse de refroidissement, qui détermine la structure métallographique du matériau.

I-11-5-5. Matériau de la cible

Les propriétés physiques du matériau utilisé (réflectivité, densité, conductivité thermique, température de vaporisation, énergie d'ionisation,...) influent sur l'absorption de l'énergie laser. Ainsi la faible température de fusion d'Aluminium par rapport à l'acier, fait que moins d'énergie absorbée est nécessaire pour faire fondre l'Aluminium que l'acier. Cela se traduit par une vitesse de soudage plus élevée avec l'Aluminium.

Le soudage de deux matériaux ayant des propriétés thermo physiques très différentes, n'est pas de réalisation facile. Il peut arriver que les propriétés thermophysiques d'un matériau contribuent d'une façon importante à augmenter l'absorption de la chaleur dans l'autre matériau, comme l'acier inox qui contribue plus dans le soudage avec le cuivre [7], [2].

L'état de surface du matériau est d'un intérêt particulier dans le soudage laser, surtout pendant la phase initiale avant apparition du plasma. Ainsi l'absorption optique passe de 0,2 pour une pièce d'Aluminium nettoyée à 0,4 pour la même pièce non nettoyée. Les rugosités et rayures piègent la lumière.

L'existence des impuretés à la surface de la cible peut améliorer l'absorption de celle-ci. On a constaté la présence d'une forte concentration de magnésium à la surface d'un alliage d'Aluminium et le Magnésium absorbe plus que l'Aluminium à $0,35 \mu\text{m}$ [2]

I-11-5-6. Influence du gaz

Le gaz protecteur joue un rôle très important pendant le soudage, par rapport à la soudure elle-même, mais aussi par rapport à son interaction avec le plasma.

L'argon fournit une bonne protection contre l'oxydation. Mais il fait perdre beaucoup d'énergie dans le plasma, à cause de sa manière d'interaction avec la vapeur métallique [7] et [2], ce qui n'est pas le cas avec l'hélium. Le potentiel d'ionisation de l'hélium est 1,5 fois supérieur à celui de l'argon. L'hélium défavorise la formation de plasma, donc on aura le plasma le moins dense.

Les différents travaux montrent que la protection gazeuse qui donne la meilleure pénétration, est dans l'ordre : He, CO₂, air, N₂, Ar [7], [9]. Mais aussi l'intensité d'émission du plasma dépend du gaz de protection et de sa pression.

Le comportement des gaz de protection est déterminé en premier lieu par leur conductivité thermique (une bonne conductivité thermique permet une surface minimale du bain fondu), et en

second lieu par les propriétés de dissociation [2]. La dissociation des molécules formant le gaz absorbe le rayonnement ce qui réduit le volume du plasma et contribue à améliorer la pénétration.

Avec un mélange gazeux la pénétration est autant plus forte que le pourcentage du gaz à plus haute conductivité est plus élevé, ainsi avec un mélange He-Ar, la pénétration augmente avec un pourcentage He augmentant.

Il est connu qu'une sélection appropriée du gaz de protection, dépendant de son potentiel d'ionisation et de sa conductivité thermique peut supprimer le plasma. L'utilisation de l'azote comme gaz de protection entraîne la formation des nitrures qui peuvent poser des défauts de soudage.

I-11-5-7. Effet de la polarisation

Pendant le soudage laser, l'absorption du faisceau laser dépend de la vitesse de soudage. A faible vitesse de soudage c'est l'absorption dans le volume plasma par bremsstrahlung inverse, mais à vitesse élevée le faisceau est piégé par la réflexion Fresnel, dans ce cas la pénétration dépend de la polarisation du faisceau laser [2].

I-11-5-8. Effet de présence du plasma

A faible puissance le plasma est bénéfique car il augmente l'absorption du faisceau, mais à forte puissance le plasma devient gênant, parce qu'il forme un écran qui défocalise le faisceau et l'empêche d'atteindre la pièce.

La pénétration peut chuter pendant la réalisation d'un cordon de soudure à cause de l'évaporation, et l'échauffement du plasma.

La pénétration est liée au comportement du plasma ; ainsi à une puissance $P < 3.5$ kW le plasma est intense mais reste confiné à la surface de la cible, mais au dessus de 3.5 kW le plasma très absorbant se détache de la surface du matériau d'une façon cyclique, créant un écran opaque et engendrant une pseudo-pulsation du faisceau [2]. Ce comportement cyclique du plasma

A été observé avec l'argon comme gaz de protection mais pas avec l'hélium [2]

Donati. V, [2] a montré que pendant l'interaction d'un faisceau laser CO₂ de 10 kW avec l'acier inoxydable 304 et sans protection gazeuse, 30% de l'énergie laser est diffusée par le plasma, et 15% est absorbée par le cordon. On estime que le temps pendant lequel le plasma empêche le faisceau d'atteindre la cible est 70%. La forme du plasma et ses dimensions, peuvent influencer sur l'absorption et le transfert de l'énergie.

CHAPITRE II

ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE ET MODELISATION

Chapitre II : Recherche Bibliographique et Modélisation

II-1 Introduction

Les phénomènes intervenant lors du soudage à l'aide d'un laser de forte énergie sont nombreux et dépendent des caractéristiques de la source, de l'interaction entre le faisceau et le matériau, des transferts de chaleur et des transformations du matériau engendrées par l'apport de chaleur.

Lors du soudage par laser, il est communément admis que l'effet laser se traduit par un apport de chaleur dont l'intensité est fonction du temps et de l'espace. En outre la connaissance des transformations induites par le soudage permet de déterminer les enthalpies de transformations et de changement d'état du matériau.

Il suffit alors de déterminer, à partir de la source de chaleur, la façon dont cette énergie thermique se disperse dans le matériau.

Afin de déterminer les paramètres qui conditionnent un matériau soumis à un laser de forte énergie, il est indispensable de connaître l'évolution temporelle de la température en tout point du matériau. L'évolution de température au cours du temps décrit : (Figure II-2) [11]

- une zone d'établissement du régime,
- un état quasi-stationnaire,
- une homogénéisation des températures après l'arrêt du laser.

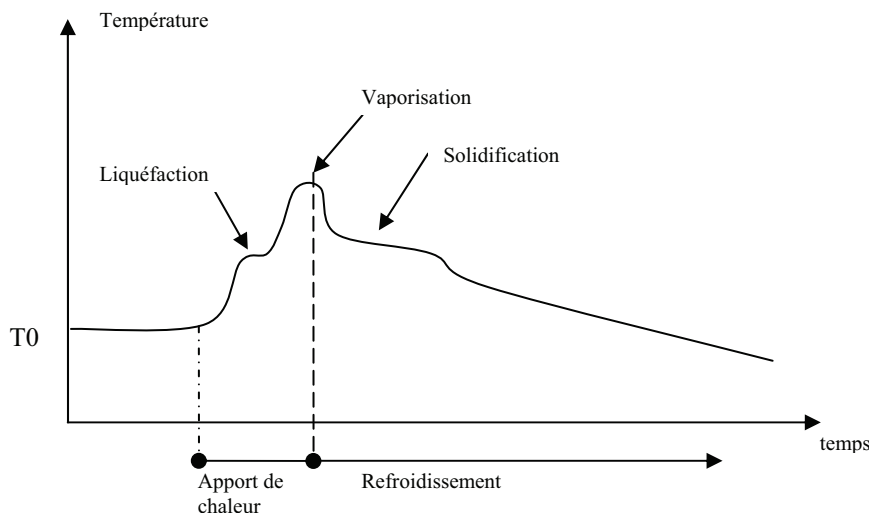


Fig II-1 Evolution au cours du temps de la température locale du matériau

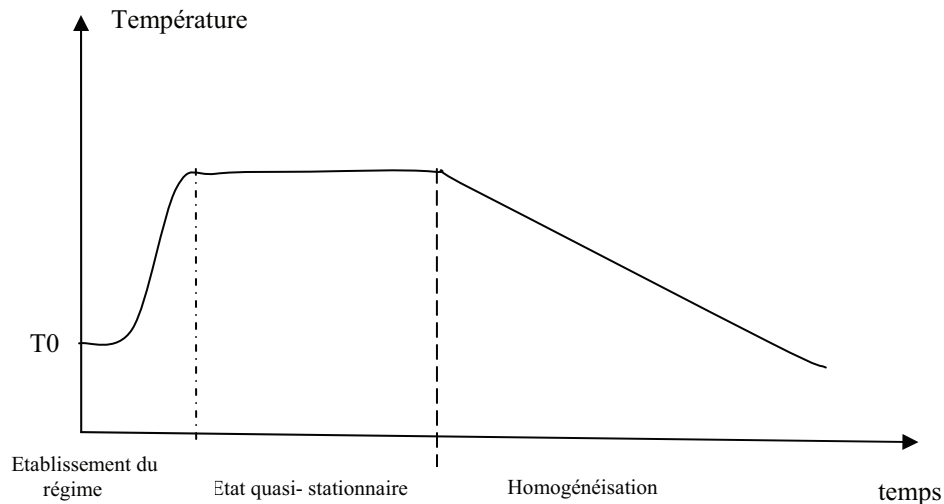


Fig II-2 Evolution au cours du temps de la température locale du matériau se déplaçant avec la source

II-2 Modélisation de l'apport de chaleur

Dans le soudage laser la cohérence du faisceau engendre des densités de flux de chaleur importantes. Il y a alors création d'un capillaire, percé par le faisceau, siège d'un plasma. L'apport d'énergie est alors représenté par une source linéaire de chaleur en lieu et place du capillaire. Un plasma étant également présent au-dessus du capillaire une densité de flux surfacique concentrée peut être ajoutée à la source linéaire [5].

Pour la densité de flux surfacique la plupart des auteurs utilisent une répartition Gaussienne axisymétrique [22,23]:

$$q(r) = \frac{3\eta P}{\pi r_b^2} \exp\left(-\frac{3r^2}{r_b^2}\right), \quad (\text{II-1})$$

avec

q : Densité de flux thermique [W/m²]

r : Distance par rapport au centre de la tache calorifique [m],

P : Puissance totale consommée par le procédé de soudage [W],

η : Rendement,

r_b : rayon de la tache calorifique(95% de la puissance) [m].

D'autres auteurs [27] utilisent la relation suivante :

$$q(r) = q_{\max} \exp\left(-\frac{2r^2}{r_b^2}\right) \quad (\text{II-2})$$

où q_{\max} est déterminé numériquement dans le cas où la totalité de flux de chaleur sur toute la surface est exactement normalisée par la puissance effective introduite ($\eta = 100\%$)

II-3 Diffusion de chaleur par conduction thermique

A partir des sources thermiques, le mode de transfert prépondérant est la diffusion de la chaleur par conduction. Le champ de température est régi par l'équation suivante :

$$\rho C_p (T) \frac{dT}{dt} = \text{div}(\lambda(T) \cdot \vec{\nabla} T) + s \quad (\text{II-3})$$

s : étant la source interne représentant le capillaire au niveau du matériau [5]

$$s = \frac{3\eta_c P}{\pi z_0} \exp\left(-\frac{3z^2}{z_0^2}\right) \delta(x - Vt) \delta(y) \quad (\text{II-4})$$

L'équation (II-3) admet en général les conditions aux limites suivantes:

- pertes par convection et rayonnement en tout point de la surface

$$-\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial n} = h(T - T_{air}) + \varepsilon \sigma (T^4 - T_{amb}^4) \quad (\text{II-5})$$

- flux absorbé au niveau de la tache calorifique

$$-\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial n} = \frac{3\eta P}{\pi r_b^2} \exp\left(-\frac{3r^{*2}}{r_b^2}\right) \quad \text{avec} \quad r^* = \sqrt{(x - Vt)^2 - y^2} \quad (\text{II-6})$$

Il est possible d'analyser le phénomène dans un repère mobile lié à la tache calorifique. L'équation (II-3) devient alors :

$$\rho C_p (T) \left(\frac{dT}{dt} + V \frac{dT}{dx} \right) = \text{div}(\lambda(T) \cdot \vec{\nabla} T) + s \quad (\text{II-7})$$

Afin de simplifier l'analyse mathématique, il est intéressant d'introduire le concept du régime quasi-stationnaire. Cet état résulte du fait qu'à partir d'une certaine distance parcourue par la

pièce (source), l'énergie dispersée par conduction dans le matériau est à chaque instant compensée par l'énergie fournie par les sources. Ainsi, pour un observateur qui serait fixé sur la source, les isothermes apparaissent comme constantes dans le temps et l'espace et se déplacent avec la source. Si, de plus, on fait l'hypothèse que les propriétés thermophysiques sont indépendantes de la température on obtient :

$$V \frac{\partial T}{\partial x} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + s \quad (\text{II-8})$$

Ce modèle est souvent appelé modèle de ROSENTHAL, un des premiers auteurs à avoir fourni une solution analytique du régime quasi-stationnaire, appliquée au soudage, d'une source ponctuelle dans un repère mobile.

Malgré leur simplicité, les modèles en conduction pure donnent de bons résultats pour les températures éloignées de la zone fondue. Au voisinage immédiat de cette zone, les prédictions sont souvent mauvaises parce que la chaleur latente de transformation liquide / solide n'est pas prise en compte.

Pour une représentation proche de la réalité de la zone fondue il faut modéliser le changement de phase solide-liquide.

II-4. Les changements de phase

Lorsque la température de fusion est atteinte, une interface solide/liquide se crée. Cette transformation est caractérisée par une absorption ou une libération d'une certaine quantité d'énergie, qui provient de la modification de l'énergie de liaison inter-atomique entre les phases liquide et solide. Cet échange d'énergie se traduit par une évolution de l'enthalpie du matériau. Dans le cas des métaux purs, cette évolution se fait à température constante et correspond à une discontinuité de l'enthalpie.

L'équation (II-7) se transforme alors :

$$\frac{\partial H}{\partial t} + V \frac{\partial H}{\partial x} = \text{div}(\lambda(T) \cdot \vec{\nabla} T) + s \quad (\text{II-9}),$$

avec

$$H = \begin{cases} \int_{T_0}^T C_p dT & T < \text{Solidus} \\ \int_{T_0}^T (C_p + l) dT & \text{Solidus} \leq T \leq \text{Liquidus} \\ \int_{T_0}^T C_p dT & T > \text{Liquidus} \end{cases} \quad (\text{II-10})$$

La formulation enthalpique permet facilement d'obtenir des solutions numériques, mais elle ne permet pas de rendre compte des mouvements de fluides au sein de la zone fondue.

II-5. Les mouvements fluides dans la zone fondue

Pour décrire ces mouvements de fluide, il faut distinguer deux zones. L'une constituée uniquement du métal fondu (liquide), qui correspond aux températures supérieures à la température de fusion ($T > T_m$), l'autre constituée du métal à l'état solide qui correspond aux températures inférieures à la température de fusion du métal ($T < T_m$). Une interface sépare les deux zones appelée front de fusion ou front de phase ($T = T_m$) [5]

En désignant par les indices **l** et **s** pour liquide et solide respectivement, nous aurons la formulation suivante :

1 - Zone solide :

$$\rho_s C_{p_s}(T) \left(\frac{dT_s}{dt} + V \frac{dT_s}{dx} \right) = \text{div}(\lambda_s(T) \cdot \vec{\nabla} T_s) , \quad (\text{II-11})$$

avec les conditions aux limites sur les frontières extérieures :

$$-\lambda_s(T) \frac{\partial T_s}{\partial n} = h(T_s - T_{air}) + \varepsilon \sigma (T_s^4 - T_\infty^4) \quad (\text{II-12})$$

et sur le front de fusion (interface) qui est pour un métal pur une isotherme :

$$\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial \vec{n}_f} \Big|_{T_s=T_m} = \lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial \vec{n}_f} \Big|_{T_l=T_m} + \rho L (\vec{U} + \vec{V}) \cdot \vec{n}_f \quad (\text{II-13})$$

2 - Zone fluide :

Dans cette zone les équations de transfert de chaleur sont couplées aux équations de mouvement du fluide. Dans l'équation (II-13) le vecteur \vec{U} représente la vitesse de déplacement attachée à chaque particule fluide.

L'équation de la chaleur s'écrit sous la forme :

$$\rho_l C_{p_l}(T) \left(\frac{dT_l}{dt} + (\vec{U} + \vec{V}) \frac{dT_l}{dx} \right) = \text{div}(\lambda_l(T) \cdot \vec{\nabla} T_l) + S \quad (\text{II-14})$$

Les conditions aux limites pour cette équation sont :

a) Surface libre du bain fondu :

$$-\lambda_l(T) \frac{\partial T_l}{\partial \vec{n}} = \frac{3\eta P}{\pi r_b^2} \exp\left(-\frac{3r^2}{r_b^2}\right) + h(T_l - T_{air}) + \varepsilon\sigma(T_l^4 - T_\infty^4) \quad (\text{II-15})$$

b) Front de fusion (interface liquide/solide)

$$\lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial \vec{n}_f} \Big|_{T_l=T_m} = \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial \vec{n}_f} \Big|_{T_s=T_m} - \rho L (\vec{U} + \vec{V}) \cdot \vec{n}_f \quad (\text{II-16})$$

Nous considérons que le métal à l'état liquide (en fusion) est incompressible, les équations gouvernantes sont l'équation de la continuité et l'équation de Navier-Stokes

$$\operatorname{div}(\vec{U}) = 0 \quad (\text{II-17})$$

$$\rho_l \left(\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + (\vec{U} \cdot \nabla) \vec{U} \right) = -\nabla P + \operatorname{div}(\mu_l (\nabla \vec{U})) + \vec{F} \quad (\text{II-18})$$

Dans cette équation le vecteur \vec{F} représente soit les forces volumiques à l'intérieur de la zone fondue, soit les forces surfaciques sur le front de fusion et à la surface libre du bain fondu. Dans une étude complète ce vecteur doit contenir les deux types de forces en même temps.

Les conditions aux limites, en approximation de Boussinesq, peuvent être prise comme une paroi solide sans frottement :

$$\vec{U} \cdot \vec{n} = 0, \quad \vec{U} \cdot \vec{n}_f = 0 \quad (\text{II-19})$$

$$\operatorname{rot}(\vec{U}) = 0 \quad (\text{II-20})$$

Les mouvements de convection dans le bain fondu résultent de différentes causes que nous allons énumérer ci-après.

II-5-1. Flottaison [13]

La force de flottaison est créée par la variation de la densité du fluide dans le bain fondu, cette variation est causée par le gradient de température spatiale dans le bain.

Dans ce cas la valeur du vecteur \vec{F} aura la forme suivante :

$$\vec{F} = \rho_l [1 - \beta(T_l - T_m)] \vec{g} \quad (\text{II-21})$$

Les variations de la densité provoquent un mouvement du fluide de la zone chaude vers la région froide du bain fondu. Sous l'action de la force de flottabilité les particules fluides se déplacent jusqu'à la surface et vers les bords (Fig II-3) [13]. Le bain est étendu suivant la longueur, et rétréci suivant la hauteur (profondeur).

Cependant, comme il sera montré ultérieurement, l'influence de cette force sur le transfert de chaleur et les courants du fluide dans le bain est négligeable.

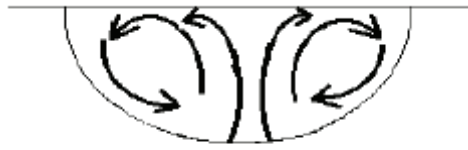


Figure II-3 convection par Flottaison

II-5-2. Convection thermique de Marangoni [13,33]

La tension superficielle, est une propriété thermodynamique, fonction de la température et de concentration. Elle mesure la force de liaison entre deux atomes sur la surface libre. En général, pour les métaux et les alliages purs la liaison entre deux atomes diminue avec l'augmentation de la température et de ce fait la tension superficielle diminue. En outre, pour les métaux et les alliages purs le coefficient de la tension superficielle est une constante négative de l'ordre de 10^{-4} N/m.K. La présence des éléments tensioactifs, tels que le soufre, l'oxygène, le sélénium, le tellurium, etc., renforce les liens extérieurs avec l'augmentation de la température. Il en résulte que le coefficient de tension superficielle augmente avec la température. Cependant une température très élevée provoque une rupture des forces de liaison et il en résulte une diminution de la tension superficielle et par conséquent du coefficient de tension superficielle. On pense que le renforcement des liens extérieurs est dû à la macro ségrégation des éléments tensioactifs [33].

Pour la surface libre du bain, la force de la tension superficielle est produite par le gradient de la tension superficielle spatiale, cette force est également appelée la force de Marangoni [13].

A la surface libre du bain fondu l'équilibre des forces donne :

$$\vec{F} = -\frac{\partial\gamma}{\partial T} \overrightarrow{grad}(T) \quad (\text{II-22})$$

L'action, à la surface libre du bain, des forces tangentielles provoque un mouvement convectif de fluide. C'est le moteur principal des mouvements de convection dus aux importants gradients de température présents en soudage.

Comme la tension superficielle est fonction de la température, et de l'activité des éléments tensioactifs (soufre, oxydes) présents à la surface libre du bain fondu, deux types de convection Marangoni se produisent : convection thermique et solutale.

Les convections sont régies par l'équation suivante [27]:

$$\tau_{mar} = \mu_l \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial \gamma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial x} + \sum_i \frac{\partial \gamma}{\partial a_i} \frac{\partial a_i}{\partial x} \quad (\text{II-23})$$

où u : est la composante de la vitesse parallèlement à la surface,

a_i : les activités thermodynamiques des éléments (alliage)

La convection solutale est très peu intense devant la convection thermique ($\partial \gamma / \partial a_i = 0$).

Mais $\partial \gamma / \partial T$ dépend des agents actifs.

Pour un système d'alliage binaire, la tension superficielle est en général déduite de la relation semi empirique suivante [33]:

$$\gamma(a_i, T) = \gamma_m^0 - A(T - T_m) - RT\Gamma_s \ln \left(1 + k_1 a_i e^{-\left(\frac{\Delta H^0}{RT}\right)} \right) \quad (\text{II-23-a})$$

$$\frac{\partial \gamma}{\partial T} = -A - R\Gamma_s \ln(1 + K_{seg} a_i) - \frac{K_{seg} a_i}{(1 + K_{seg} a_i)} \frac{\Gamma_s \Delta H^0}{T} \quad \text{où } K_{seg} = k_1 e^{-\left(\frac{\Delta H^0}{RT}\right)} \quad (\text{II-23-b})$$

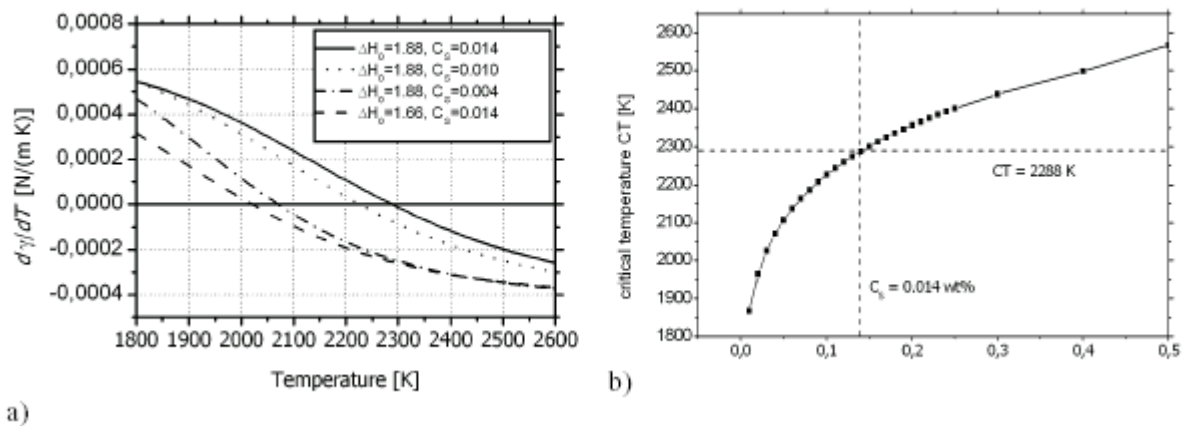


Figure II-4

a) Evolution de $\frac{\partial \gamma}{\partial T}$ en fonction de l'activité de soufre et la chaleur standard d'adsorption.

b) Evolution de la température critique CT en fonction de l'activité de soufre (CT critical temperature)

Nous donnons en annexe un programme informatique qui donne les évolutions de la tension superficielle et du coefficient ($\partial \gamma / \partial T$) avec la température.

Sous l'action de la tension superficielle le mouvement du fluide est directement influencé sur la forme du bain selon le signe du coefficient thermique de tension superficielle ($\partial \gamma / \partial T$).

Ce dernier $\partial\gamma/\partial T$ a pour un métal pur une valeur négative. Dans ce cas le fluide se déplace radialement vers l'extérieur, en donnant une forme large et peu profonde au bain. En présence des traces significatives de soufre (sulfures) ou d'oxygène (oxydes) à la surface du bain (alliage), le coefficient $\partial\gamma/\partial T$ est positif. L'écoulement du fluide, et la forme de bain fondu sont alors différents du cas précédent. La largeur du bain est plus faible, mais la profondeur est plus élevée que dans le cas où $\partial\gamma/\partial T$ est négatif.

II-6 Rappels Bibliographiques

Le soudage est un procédé dans lequel la chaleur est fournie par une source de chaleur en mouvement. La maîtrise du transfert de chaleur et de l'écoulement du fluide dans le procédé de soudage est indispensable à la prédiction de la forme du bain fondu, des tensions résiduelles et des changements de la microstructure du matériau.

Il est extrêmement difficile d'examiner expérimentalement tout changement de paramètres dans un bain de soudure en raison principalement de ses petites dimensions.

En conséquence le développement des modèles mathématiques caractérisant le phénomène est nécessaire.

De l'expérience, il a été observé que pendant le soudage, l'écoulement du métal résulte d'une combinaison de forces telle que les forces de flottaison, les forces électromagnétiques, et de tension superficielle.

La littérature scientifique abonde d'articles abordant l'ensemble des phénomènes physiques présents dans le soudage. Une lecture approfondie montre une bonne cohérence, entre les articles au niveau des équations décrivant l'ensemble des phénomènes thermiques. L'ensemble des équations regroupées forme le modèle thermique actuel des procédés de soudage.

La première tentative de modélisation du procédé de soudage est celle de D. Rosenthal [14]. C'est une analyse de la diffusion d'une source ponctuelle de chaleur parcourant la surface d'une plaque semi-infinie. La solution de Rosenthal représente le point de départ d'une solution analytique appliquée en général aux techniques de soudage.

En négligeant la chaleur latente de fusion Rosenthal a obtenu une solution analytique du champ de la température. De ce champ il a pu déterminer la forme du bain fondu et le taux de refroidissement en tout point de la plaque. Ces résultats sont en bon accord avec les résultats expérimentaux.

Le modèle qui suppose que le transfert dans le bain est purement conductif, ne permet pas d'expliquer les mouvements dans le bain fondu. Ainsi est-il nécessaire de s'intéresser aux caractéristiques du bain lui-même.

Parmi ces travaux nous citons :

- Ceux orientés vers la compréhension des effets combinés des forces thermocapillaires, Lorenz, et des forces de flottabilité sur la convection dans des bains de soudure [Ramanan et Korpela][12].

- Le travail expérimental sur les agents tensioactifs déposés sur la surface du matériau de Heiple et Roper [16] et Heiple et Burgardt[17], qui ont constaté que les éléments tensioactifs, tels que le soufre et le sélénium, peuvent changer considérablement le coefficient de la tension superficielle.

- Le modèle du fluide entrant dans le bain de soudure constitué par un arc électrique qui a mis en évidence les forces de Lorenz et de Marangoni , Orper et Szekely [18].

Dans ces travaux, la source de chaleur responsable de la fusion du bain est stationnaire. Pour tenir compte du mouvement de l'arc de soudage Szekely[18] a développé un modèle numérique bidimensionnel du soudage pour former un joint d'une source animée d'un mouvement rectiligne. Une étude similaire du soudage laser a été présentée par Chen, Mazumder, et Chan [19]. Dans cette dernière, la chaleur latente a été négligée.

- Le premier modèle tridimensionnel de soudage a été développé par Kuo, Wang [21]. Ce modèle mathématique a été développé pour la première fois pour montrer la distribution de température dans un bain de soudure mobile, et les mouvements de convection dues aux forces de flottabilité, électromagnétique et de tension superficielle. Les hypothèses des pièces semi-infinies et les spécifications d'avance de la forme du bain de soudure, qui ont été employés dans

quelques modèles stationnaires de soudage précédents, ne sont pas nécessaires, de ce fait leur modèle s'est particulièrement rendu beaucoup plus utile dans les cas des pénétrations partielles ou totales.

Une bonne concordance a été obtenue entre les résultats du modèle et ceux mesurés expérimentalement pour les fronts de fusion. L'efficacité de l'arc, les distributions spatiales du courant électrique, et du flux de chaleur utilisés dans ces calculs ont été basées sur des mesures expérimentales.

La convection et les pénétrations de soudure dues aux différentes forces motrices ont été montrés séparément.

- Chen, Mazumder, et Chan [22] ont développé un modèle tridimensionnel de l'écoulement thermo capillaire dans la zone fondue en chauffant la surface d'une pièce métallique par un faisceau laser. En supposant que la vitesse de circulation du courant dû au gradient de la tension superficielle est beaucoup plus rapide que celle de la pièce, ils ont utilisé une méthode de perturbation.

L'avantage de chercher une solution avec la méthode de perturbation est que l'écoulement tridimensionnel est modelé par deux ensembles d'équations à deux dimensions qui sont beaucoup plus faciles à résoudre que les équations tridimensionnelles originales.

Des solutions numériques sont obtenues. L'interface solide-liquide est déterminée par un schéma itératif. La forme du bain fondu est obtenue et est présentée.

L'effet de plusieurs paramètres présents dans l'opération (puissance laser, rayon du faisceau) sur la forme du bain est obtenu et discuté. L'effet des éléments tensioactifs qui peuvent changer la tension superficielle est aussi considéré. Le vortex inverse est obtenu et son effet sur la forme du bain est présenté et commenté. Dans cette étude les effets de la chaleur latente et la convection gravitationnelle sont négligés.

V.babu, Seppo A. Korpela, et Ramanan [23], ont développé un modèle bidimensionnel similaire à celui de Szekey[18], en utilisant la méthode des perturbations comme dans[22], et en considérant une source laser en mouvement. Dans ce modèle bidimensionnel l'écoulement du fluide et du flux de chaleur dans le bain de soudure est considéré, et une méthodologie de résolution est présentée. Cette étude est basée sur la méthode de perturbations en considérant le nombre de Prandtl comme un très petit paramètre. Cela leurs a permis de déterminer efficacement le champ de la température. Et en l'utilisant pour déterminer la position du front de

phase séparant le liquide du solide dans un domaine semi-circulaire dans lequel les équations de Navier -Stokes ont été résolues. Ceci leur a donc permis de représenter le domaine avec une limite du front de phase beaucoup plus lisse qu'habituel dans les problèmes de changement de phase. Les mouvements de convection dans le bain de soudure formé par un faisceau laser se déplaçant sont discutés. Dans ce dernier travail les effets de la chaleur latente, les effets de la flottaison sont négligés.

Dans des travaux plus récents (2003) nous citons celui de X. He, P. W. Fuerschbach et T. DebRoy [36] où l'évolution des champs de température et de vitesse pendant le soudage par laser de l'acier 304 a été étudié en utilisant un modèle transitoire de transfert de chaleur et d'écoulement du fluide, ce modèle est basé sur la solution des équations de conservation de masse, quantité de mouvement et d'énergie dans le bain fondu. La géométrie du bain fondu, les cycles thermiques et plusieurs paramètres de solidification ont été calculés. La géométrie de la zone de fusion, calculée à partir du modèle de transfert de chaleur et d'écoulement du fluide, était dans un bon accord avec les mesures expérimentales. L'analyse dimensionnelle est utilisée pour comprendre l'importance du transfert de chaleur par conduction et convection et les rôles des différentes forces motrices créant la convection dans le bain fondu

II-7 Position du Problème

Notre étude est une analyse mathématique des mouvements de la matière fondue dans un matériau exposé à une concentration de l'énergie laser pendant une opération de soudage. Nous donnons un modèle permettant de décrire le phénomène, et en résolvant les équations en utilisant la méthode des éléments finis par le Logiciel FlexPDE

II-8 Formulation mathématique :

Considérons une plaque d'épaisseur H , dont la partie inférieure est isolée. La partie supérieure de la plaque est soumise à un flux de chaleur uniforme de densité constante de distribution gaussienne.

La plaque est animée d'un mouvement de translation qui s'effectue dans le sens opposé à (Ox) avec une vitesse uniforme U .

Sous l'action du flux de chaleur du faisceau laser, de distribution gaussienne, un bain de métal fondu se forme dans la région où la chaleur est intense, et l'action des gradients de température sur la surface libre, et dans le métal fondu, engendrent un mouvement convectif dans ce bain.

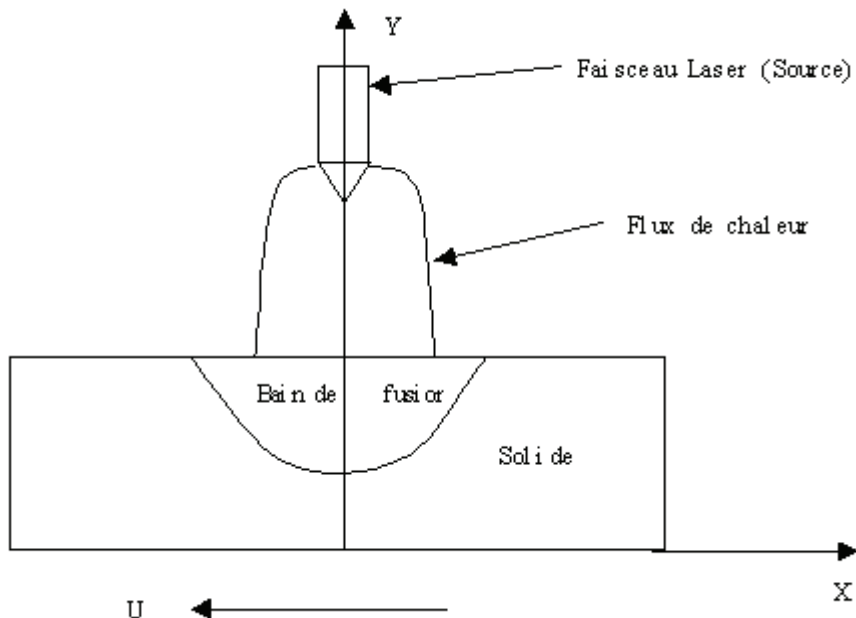


Figure II-5 Schéma de soudage d'une pièce en mouvement

Le but principal de notre étude est d'analyser l'influence de quelques paramètres caractéristiques du soudage (vitesse de déplacement de la plaque, intensité du flux de chaleur...) sur ces mouvements convectifs.

II-8-1 Equations gouvernantes

Dans le bain du métal fondu, les transferts sont régis par les équations de continuité, de Navier-stokes et d'énergie :

II-8-1-1 Equation de continuité

$$\nabla \cdot U^* = 0 \quad (\text{II-24})$$

II-8-1-2 Equation de mouvement

$$\rho \left[\frac{\partial U^*}{\partial t} + (U^* \cdot \nabla) U^* \right] = -\nabla P^* + \mu \nabla^2 U^* + F \quad (\text{II-25})$$

II-8-1-3 Equation d'énergie

$$\rho C_p \left[\frac{\partial T^*}{\partial t} + (U^* \cdot \nabla) T^* \right] = \lambda \Delta T^* + S \quad (\text{II-26})$$

où \vec{F} est le vecteur qui représente soit les forces volumiques à l'intérieur de la zone fondue, soit les forces surfaciques sur la surface libre, et à l'interface du front de fusion.

S : est le terme source interne représentant le capillaire.

S est donnée par la formule [30],[32],[39]:

$$S = -\rho \left[\frac{\partial \Delta H}{\partial t} + (U^* \cdot \nabla) \Delta H \right] + Q \quad (\text{II-26-a})$$

qui peut se mettre sous la forme [32]:

$$S = -\rho \left[\frac{\partial (f_l \cdot L)}{\partial t} + \nabla (U^* f_l \cdot L) \right] \quad (\text{II-26-b})$$

où f_l est la fraction liquide du métal, L est la chaleur latente de changement de phase

II-8-2 Hypothèses :

- régime quasi-stationnaire
- toutes les propriétés du liquide et solide sont constantes excepté la densité et la tension superficielle qui dépendent de la température.
- la surface du bain fondu est assimilée à un plan.

Compte tenu des hypothèses simplificatrices formulées ci-dessus, les équations (II-24-26) s'écrivent dans le référentiel (Oxy) :

$$\frac{\partial u^*}{\partial x^*} + \frac{\partial v^*}{\partial y^*} = 0 \quad (\text{II-27})$$

$$\rho(u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*}) = -\frac{\partial p^*}{\partial x^*} + \mu \nabla^2 u^* \quad (\text{II-28})$$

$$\rho(u^* \frac{\partial v^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial v^*}{\partial y^*}) = -\frac{\partial p^*}{\partial y^*} + \mu \nabla^2 v^* + \rho[1 - \beta(T^* - T_m)]g \quad (\text{II-29})$$

$$\rho_l C_p(u^* \frac{\partial T_l^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial T_l^*}{\partial y^*}) = \lambda_l \nabla^2 T_l^* \quad (\text{II-30})$$

$$\rho_s C_p(u^* \frac{\partial T_s^*}{\partial x^*}) = \lambda_s \nabla^2 T_s^* \quad (\text{II-31})$$

II-8-3 Conditions aux limites :

Associés à ces équations les conditions aux limites suivantes :

Au loin positif $x \rightarrow +\infty$

$$T_s^* = T_\infty, \quad u^* = v^* = 0 \quad (\text{II-32})$$

Au loin négatif $x \rightarrow -\infty$

$$\frac{\partial T_s^*}{\partial x^*} = 0, \quad u^* = v^* = 0 \quad (\text{II-33})$$

Sur la base de la pièce $y = 0$

$$\frac{\partial T_s^*}{\partial y^*} = \frac{h}{\lambda_s} (T_s^* - T_\infty) , \quad u^* = v^* = 0 \quad (\text{II-34})$$

Sur la surface exposée au faisceau (bain fondu +ZAT) $y = H$

$$\lambda_l \frac{\partial T_l^*}{\partial y^*} = \frac{\sqrt{B}}{\sqrt{\pi}} Q e^{-Bx^2} , \quad \lambda_s \frac{\partial T_s^*}{\partial y^*} = \frac{\sqrt{B}}{\sqrt{\pi}} Q \frac{\lambda_l}{\lambda_s} e^{-Bx^2} , \quad (\text{II-35})$$

$$\mu \frac{\partial u^*}{\partial y^*} = -\gamma' \frac{\partial T_l^*}{\partial x^*} , \quad v^* = 0 \quad (\text{II-36})$$

Sur l'interface solide/liquide, les températures du liquide et du solide sont égales et prennent la valeur de température de fusion du métal, cela donne :

$$T_s^* = T_m , \quad T_l^* = T_m \quad (\text{II-37})$$

Si la position de l'interface liquide/solide est connue, alors l'équation (II-31), prise avec les condition aux limites adéquates données par les équations (II-32)- (II-36) peut amener à un problème bien posé pour déterminer la température du solide de la plaque.

Pour la distribution des températures dans la zone fondue, nous devons connaître le champ des vitesses. Comme il apparaît dans l'équation (II-30), la température est couplée avec le champ des vitesses donné par les équations (II-27-29). Pour pouvoir résoudre le problème il faut spécifier l'isotherme (condition limite donnée par (II-37)) et la vitesse du fluide sur le front de fusion.

La vitesse du fluide sur le front de fusion peut être obtenue à partir du principe d'équilibre de masse à travers cette interface, et de la continuité de la vitesse tangentielle le long de laquelle (interface). Cette considération est une conséquence des hypothèses de continuité.

En supposant que position et la forme de l'interface soit connue, et qu'elle est stationnaire, les deux conditions peuvent être écrites sous la forme suivante :

$$\rho_l U_l^* \vec{n} = \rho_s U_s^* \vec{n} \quad (\text{II-38})$$

$$U_l^* \vec{t} = U_s^* \vec{t} \quad (\text{II-39})$$

où U_l^* et U_s^* sont les vitesses dimensionnelles, \vec{n} et \vec{t} sont les vecteurs normal et tangentiel respectivement.

II-9 Formes adimensionnelles

II-9-1 Equations adimensionnelles

Posons les grandeurs adimensionnelles suivantes où la hauteur H , la vitesse caractéristique U_c , sont prises comme références.

- de longueur : l'épaisseur de la plaque H
- de vitesse : la vitesse caractéristique U_c
- pression : ρU_c^2

La vitesse caractéristique est obtenue par l'équilibre établi sur la surface libre du bain entre les forces de viscosité et les forces thermocapillaires. Cette vitesse s'écrit sous la forme suivante [22], [23] :

$$U_c = \frac{\partial \gamma}{\partial T} \frac{\Delta T}{\mu} = \gamma' \frac{\Delta T}{\mu} \quad (\text{II-40})$$

$$\text{Avec } \Delta T = T_m^* - T_\infty^*, \quad (\text{II-41})$$

Les variables adimensionnelles s'écrivent alors :

$$x = \frac{x^*}{H} \quad \text{et} \quad y = \frac{y^*}{H} \quad (\text{II-42})$$

$$u = \frac{u^*}{U_c} \quad \text{et} \quad v = \frac{v^*}{U_c} \quad (\text{II-43})$$

$$T = \frac{T_m^* - T}{T_m^* - T_\infty^*} \quad (\text{II-44})$$

L'introduction des variables adimensionnelles dans les équations (II-27-31) et les conditions aux limites (II-32-36) conduit aux équations suivantes :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (\text{II-45})$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\text{Re}_c} \nabla^2 u \quad (\text{II-46})$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{\text{Re}_c} \nabla^2 v + \frac{Gr}{\text{Re}_c^2} T_l \quad (\text{II-47})$$

$$u \frac{\partial T_l}{\partial x} + v \frac{\partial T_l}{\partial y} = \frac{1}{\text{Re}_c \text{Pr}} \nabla^2 T_l \quad (\text{II-48})$$

$$\frac{\partial T_s}{\partial x} = -\frac{1}{\text{Re Pr}} \nabla^2 T_s \quad (\text{II-49})$$

Dans les équations(II-45-49) apparaît les nombres adimensionnels suivants :

Nombre de Reynolds	$\text{Re} = \frac{U.H}{\nu}$	}		
Nombre de Reynolds thermo-capillaire	$\text{Re}_c = \frac{U_c H}{\nu}$			
Nombre de Grashof	$Gr = \frac{g\beta\Delta TH^3}{\nu^2}$			(II-50)
Nombre de Prandtl	$\text{Pr} = \frac{\nu}{\alpha}$			
Nombre de Nusselt	$Nu = \frac{hH}{\lambda_l}$			
Nombre de Marangoni	$Ma = \text{Re}_c * \text{Pr}$			

II-9-2 Conditions aux limites et d'interface adimensionnelles

La densité du flux de chaleur par unité de largeur sous forme adimensionnelle est obtenue par la relation :

$$q = \frac{Q}{\lambda_l \Delta T} \quad (\text{II-51})$$

La condition limite sur la surface libre du bain de fusion , est tirée de l'équilibre entre la force de Marangoni et les tensions de viscosité donnée [23,25] en forme dimensionnelle par:

$$\mu \frac{\partial u^*}{\partial y^*} = -\gamma' \frac{\partial T_l^*}{\partial x^*} \quad (\text{II-52})$$

Au loin positif $x \rightarrow +\infty$

$$T_s = -1 ; \quad u, v = 0 \quad (\text{II-53})$$

Au loin négatif $x \rightarrow -\infty$

$$\frac{\partial T_s}{\partial x} = 0 \quad u, v = 0 \quad (\text{II-54})$$

Sur la base de la pièce $y = 0$

$$\frac{\partial T_s}{\partial y} = Nu \frac{\lambda_l}{\lambda_s} (T_s + 1) ; \quad u, v = 0 \quad (\text{II-55})$$

Sur la surface exposée au faisceau (bain fondu +ZAT) $y = l$

$$\frac{\partial T_l}{\partial y} = \frac{\sqrt{B}}{\sqrt{\pi}} q e^{-Bx^2}, \quad \frac{\partial T_s}{\partial y} = \frac{\sqrt{B}}{\sqrt{\pi}} q \frac{\lambda_l}{\lambda_s} e^{-Bx^2}, \quad (\text{II-56})$$

$$\frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial T_l}{\partial x}, \quad v = 0 \quad (\text{II-57})$$

Le paramètre B, donne une mesure de la concentration du flux de chaleur par le faisceau laser

Ce paramètre est pris égale à 5 [23]

Sur l'interface solide/liquide, les températures du liquide et du solide sont égales et prennent la valeur de température de fusion du métal, cela donne :

$$T_s = 0, \quad T_l = 0 \quad (\text{II-58})$$

Pour que les relations (II-38-39) soient adimensionnelles on utilise la projection suivante [10] :

$$u_l \sin \alpha - v_l \cos \alpha = -\frac{\rho_s U_s}{\rho_l U_c} \sin \alpha \quad (\text{II-59})$$

$$u_l \cos \alpha + v_l \sin \alpha = -\frac{U_s}{U_c} \cos \alpha \quad (\text{II-60})$$

Ici u et v sont les composantes de la vitesse sur un point de l'interface, α est la pente de l'interface, nous pouvons l'exprimer par :

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{dy}{dx} = y'$$

Des deux équations (II-59) et (II-60), les valeurs composantes de la vitesse deviennent :

$$u_l = -\frac{\operatorname{Re}}{\operatorname{Re}_T} \left(\frac{\rho_s}{\rho_l} y'^2 + 1 \right) \frac{1}{1 + y'^2} \quad (\text{II-61})$$

$$v_l = \frac{\operatorname{Re}}{\operatorname{Re}_T} \left(\frac{\rho_s}{\rho_l} - 1 \right) \frac{y'}{1 + y'^2} \quad (\text{II-62})$$

L'équation de conservation d'énergie à travers le front de fusion s'écrit sous la forme suivante :

$$\rho_s u_s^* \cdot \hat{n} h_s - \rho_l u_l^* \cdot \hat{n} h_l = -\lambda_l \frac{\partial T_l^*}{\partial n^*} + \lambda_s \frac{\partial T_s^*}{\partial n^*} \quad (\text{II-63})$$

Où les quantités h_s et h_l désignent les enthalpies du solide et du liquide.

Sous sa forme adimensionnelle l'équation (II-63) s'écrit :

$$\frac{\partial T_l}{\partial n} - \frac{\lambda_s}{\lambda_l} \frac{\partial T_s}{\partial n} = -\frac{\operatorname{Re} \cdot \operatorname{Pr}}{St} \frac{\rho_s}{\rho_l} \frac{y'}{\sqrt{1 + y'^2}} \quad (\text{II-64})$$

St est le nombre de Stephan défini par :

$$St = \frac{C \cdot \Delta T}{h_l - h_s} \quad C \text{ est la chaleur spécifique du matériau.}$$

En exprimant l'équation (II-64) en fonction des coordonnées x, y , cela donne :

$$\frac{\partial T_l}{\partial x} y' - \frac{\partial T_l}{\partial y} - \frac{\lambda_s}{\lambda_l} \left(\frac{\partial T_s}{\partial x} y' - \frac{\partial T_s}{\partial y} \right) = -\frac{\operatorname{Re} \cdot \operatorname{Pr}}{St} \frac{\rho_s}{\rho_l} y' \quad (\text{II-65})$$

Une autre équation peut être ajoutée, c'est l'équation qui traduit le fait que l'interface liquide/solide est une isotherme :

$$\frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial T}{\partial y} y' = 0 \quad (\text{II-66})$$

En introduisant l'équation (II-66) dans l'équation (II-65) nous trouvons :

$$\frac{\partial T_l}{\partial y} - \frac{\lambda_s}{\lambda_l} \frac{\partial T_s}{\partial y} = \frac{\text{Re.Pr}}{St} \frac{\rho_s}{\rho_l} \frac{y'}{1 + y'^2} \quad (\text{II-67})$$

L'équation (II-67) peut être considérée comme l'équation différentielle qui détermine la position de l'interface séparant le liquide du solide (front de fusion).

CHAPITRE III

LOGICIEL FLEXPDE ET METHODOLOGIE NUMERIQUE

Chapitre III : Logiciel FlexPDE et méthodologie numérique

III-1. Introduction

La méthode des éléments finis (MEF) est une approche numérique dans laquelle le domaine étudié est divisé en plusieurs régions ; chacune d'entre elles dépendant d'une ou de plusieurs équations algébriques. Ces équations sont résolues simultanément à l'aide d'un ordinateur.

De nos jours, il existe de nombreux manuels consacrés à la méthode des éléments finis, qui présentent tous les différentes procédures mathématiques.

Les outils de la MEF sont maintenant à la portée de tous, tant que l'ordinateur personnel soit adéquat pour résoudre un grand nombre de problèmes. Maintenant, il existe des programmes sophistiqués pour la MEF, qui résolvent les problèmes, et présentent les résultats sous formes graphiques ou autres.

Il existe maintenant sur le marché plusieurs logiciels qui permettent la résolution numérique par la méthode des éléments finis des équations aux dérivées partielles, parmi ces logiciels on trouve le logiciel FlexPDE® de PDE solutions Inc.

Les domaines d'applications de ce programme sont dans les recherches scientifiques (MDF, RDM, Elasticité, Electricité.....). Une gamme extrêmement variée de problèmes de la théorie des champs classiques peut être étudiée facilement et de façon détaillée.

III-2. Principe de la méthode des éléments finis [37,38,39, 40]

L'idée principale de l'analyse par éléments finis (AEF) est de diviser le domaine d'étude en cellules de formes simples et d'y résoudre simultanément les équations algébriques. Ainsi FlexPDE divise le domaine en triangles, ou plutôt en prismes de sections triangulaires. Les cellules en contact avec les frontières peuvent avoir le côté externe légèrement courbé.

FlexPDE résout une EDP en déterminant les valeurs des variables dépendantes aux points discrets (noeuds), c.-à-d. aux coins des triangles et aux milieux des arêtes.

L'enregistrement de la solution est un ensemble de scalaires en ces noeuds. Pour obtenir des valeurs de la fonction et ses des dérivés en d'autres points d'une cellule triangulaire, le programme applique un algorithme d'interpolation entre les nœuds.

Une fois que la solution est obtenue, le logiciel la stocke dans un tableau où les valeurs de la variable dépendante (ou variables) sont données pour chaque point nodal. Pour chercher la solution en tout point dans l'espace le programme interpole les valeurs de ce tableau par un algorithme de quadrature. Pour chaque cellule triangulaire le programme utilise un polynôme des valeurs de la fonction de la forme suivante :

$$P(x, y) = a_0 + a_1 x + a_2 y + a_3 xy + a_4 x^2 + a_5 y^2 \quad (\text{III-1})$$

Les valeurs de la fonction sont connues aux trois coins de la cellule triangulaire et aux trois milieux des segments de cette cellule, soit au total en six points, qui correspondent exactement au nombre de coefficients de $P(x, y)$. Pour déterminer les coefficients (a_i), le Logiciel (FlexPDE) résout un système de six équations linéaires.

La connaissance des valeurs nodales des variables dépendantes est équivalent à connaître la solution du problème. Si les variables dépendantes sont connues en tous les noeuds de la grille, nous pouvons interpoler pour obtenir les valeurs du polynôme, et de ses dérivés de premier et deuxième ordre en tout point du domaine.

Le calcul des valeurs de la fonction aux noeuds est beaucoup plus difficile que l'interpolation des résultats obtenus par le logiciel. En effet la forme générale d'une EDP linéaire de deuxième ordre est la suivante :

$$E_q = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + f_1 \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} + f_2 \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + f_3 \frac{\partial u}{\partial x} + f_4 \frac{\partial u}{\partial y} + f_5 u + f_6 = 0 \quad (\text{III-2})$$

Où les f_k sont fonctions de x et y . Si $u(x, y)$ est une solution exacte de EDP, alors E_q reste égale à zéro sur tout le domaine de la solution D .

En intégrant sur ce domaine il vient :

$$\iint_D E_q \, dx dy = 0 \quad (\text{III-3})$$

Cependant, une fonction $u(x, y)$ qui satisfait (III-3) n'est pas nécessairement une de solutions de l'équation (III-2):

E_q peut prendre des valeurs positives aussi bien que négatives qui pourraient s'annuler dans l'intégrale.

Si, en revanche, nous prenons le carré de l'EDP, la condition

$$\iint_D E_q^2 dx dy = 0 \quad (III-4)$$

implique que $u(x, y)$ est solution de (III-2). En fait, il est possible d'utiliser (III-4) pour résoudre numériquement l'équation (III-2). Pour une EDP donnée, l'intégrale précédente de E_q^2 peut être considérée comme une fonction des valeurs aux nœuds du domaine d'étude.

$$I(u_1, u_2, \dots, u_n) \equiv \iint_D E_q^2(u_i, x, y) dx dy = 0 \quad (III-5)$$

Bien sûr, l'existence d'un ensemble de valeurs nodales (u_i) qui font que l'intégrale $I(u_1, u_2, \dots, u_n)$ soit égale à zéro n'est jamais vérifiée. Nous devons être satisfaits d'un ensemble de valeurs (u_i) qui minimise l'intégrale. Cela revient à trouver le minimum d'une fonction de plusieurs variables. Cependant, le fait de prendre le carré de Eq complique l'intégrande.

Une méthode alternative issue de l'analyse linéaire pour EDP et de ses valeurs limites qui sont linéaires, est reportée dans la suite.

Au lieu de condenser le problème en une expression intégrante seule comme dans le cas précédent, nous introduisons un ensemble d'équations du même type ($j = 1, 2, \dots, m$):

$$I_j(u_1, u_2, \dots, u_n) \equiv \iint_D W_j(x, y) E_q^2(u_i, x, y) dx dy = 0$$

$W_j(x, y)$ est une fonction de poids de l'équation qui peut accentuer un sous domaine (cellule) à l'intérieur de tout le domaine de la solution D. La méthode la plus simple est de prendre la fonction de poids égale à 0 ou 1. Dans la première équation, nous pouvons utiliser une fonction de poids égale à l'unité dans une des cellules triangulaires, et nulle dans tous les autres. Le principe est de forcer la fonction (finalement la solution) satisfaisant l'EDP sur chaque cellule. Une façon d'appliquer la méthode précédente serait d'utiliser des poids égaux à 1 pour la cellule j et zéro ailleurs. Il en résulte (m) équations dans plusieurs parties du domaine d'étude. Le

problème est que le nombre de cellules (m) est toujours beaucoup plus petit que le nombre de noeuds (n).

Plusieurs méthodes pour choisir les fonctions de poids sont connues [38]. Les règles qui donnent le bon nombre d'équations sont les suivantes:

Si le noeud j est un milieu, alors

$W_j = 1$ pour les deux cellules qui partagent ce point

$W_j = 0$ ailleurs.

Si le noeud j est un coin, alors

$W_j = 1$ pour les cellules qui partagent ce coin

$W_j = 0$ ailleurs.

Si un point est sur la limite, nous utilisons seulement une cellule.

Cette procédure fournit le nombre correct d'équations.

Les producteurs de FlexPDE ne révèlent pas réellement les détails des méthodes utilisés. Si les EDP et les conditions limites sont linéaires, le résultat de l'analyse est un système d'équations linéaires.

Si les EDP ou les conditions aux limites qui leurs sont associées sont non linéaires, nous obtenons un système d'équations algébriques général. Le programme résout des systèmes d'équations algébriques non linéaires par méthodes itératives qui sont généralement longues et capricieuses.

III-3. Logiciel de calcul [37]

FlexPDE est un "modèle d'éléments finis qui résout numériquement un système d'EDP." Pour un scénario écrit par l'utilisateur, FlexPDE exécute les opérations nécessaires de traitement du système d'équations algébriques aux dérivées partielles dans un modèle d'éléments finis, en résolvant le système d'équations algébriques, et en présentant les résultats sous forme graphique.

FlexPDE permet aussi la résolution des problèmes, parce qu'il exécute la gamme entière de fonctions nécessaires à résoudre des systèmes des EDP. Il est constitué : d'un éditeur pour préparer des scénarios, d'un générateur de maillages pour éléments finis, d'un solveur par la méthode des éléments finis, et d'un système graphique pour afficher les résultats.

Le choix du domaine et du système des EDP dépend totalement de l'utilisateur.

Le langage du scriptage permet à l'utilisateur de décrire les formes mathématiques de son système des EDP et la géométrie de son domaine d'étude dans un format simple.

De la même façon, il y a une section LIMITES dans le scénario où les limites géométriques (frontières) du domaine d'étude bidimensionnel sont présentées simplement en parcourant le périmètre: Cette forme a beaucoup d'avantages :

- Le scénario décrit complètement le système d'équations et le domaine d'étude, donc il n'y a aucune incertitude au sujet de l'équations résolue, comme peut être le cas avec un programme d'application fixe.
- Les nouvelles variables, nouvelles équations ou nouveaux termes peuvent être ajoutés à volonté.
- Différents problèmes peuvent être résolus avec le même logiciel.
- FlexPDE résout des systèmes d'équations aux dérivées partielles de premier - ou deuxième ordre dans une géométrie cartésienne, axisymétrique, de deux ou trois dimensions.
- Le système peut être état stationnaire ou dépendant du temps.
- Un nombre quelconque d'équations simultanées peut être résolu, sujet aux limitations de l'ordinateur sur lequel FlexPDE est exécuté.
- Les équations peuvent être linéaires ou non linéaires. Les systèmes non linéaires sont résolus en appliquant le processus d'itération de Newton-Raphson modifié.
- Tout nombre de régions (domaines) de propriétés matérielles différentes peut être défini. Les variables sont supposées continues à travers les interfaces. Les conditions du saut sur les dérivés suivent la déclaration du système EDP.

FlexPDE est un solveur de EDP complètement automatisé. Il combine plusieurs modules pour fournir une méthode de résolution complète:

- Un module éditeur qui fournit un texte intégral et un aperçu graphique du domaine.
- Un analyseur des équations utilisant des paramètres définis et les relations. Il exécute la différenciation spatiale, et applique l'intégration par parties pour réduire les termes de second ordre pour créer des équations de type de Galerkin. Il différencie alors ces équations pour former le Jacobien associé à la matrice.
- Un module de génération de maillages triangulaires des éléments finis sur un domaine d'étude bidimensionnel. Dans les problèmes tridimensionnels, la maille 2D est expulsée de la maille tétraédrique par des couches non-planaires dans la direction de l'expulsion.
- Un module d'analyse numérique par élément finis sélectionne un plan de la solution appropriée pour l'état stationnaire ou transitoire, avec des procédures séparées pour les systèmes linéaires et non linéaires. La base des éléments finis peut être du second degré ou cubique.
- Une procédure d'évaluation d'erreurs mesure l'adéquation de la maille et raffine le maillage tant que l'erreur est grande. Le système répète l'affinage de la maille et la solution jusqu'à ce qu'une tolérance de l'erreur programmée par l'utilisateur soit accomplie.
- Un module de présentation graphique ou tabulaire.
- Un module d'exportation des données sous plusieurs formats, y compris tables de données de maillage des éléments finis, compatible avec CDF ou TecPlot.

III-4. Méthodologie numérique

Pour exploiter certaines propriétés du logiciel (système d'équations de même ordre) nous allons reformuler certaines équations du système (II24-II26), et ceci en introduisant la formulation fonction de courant et vorticité.

On suppose que les propriétés du fluide sont constantes à l'exception de la densité qui obéit à l'approximations de Boussinesq.

La forme des équations de Navier-Stokes écrite sous la forme précédente :

$$\vec{U}^* \cdot \vec{\text{grad}}(\vec{U}^*) + \vec{\text{grad}}(p^*) = \nu \cdot \text{div}(\vec{\text{grad}}(\vec{U}^*)) + \vec{F} \quad (\text{III-6})$$

$$\text{div}(\vec{U}^*) = 0 \quad (\text{III-7})$$

Si nous prenons le rotationnel de la première équation, nous obtenons :

$$\vec{\text{rot}}(\vec{U}^* \cdot \vec{\text{grad}}(\vec{U}^*) + \vec{\text{grad}}(p^*)) = \nu \vec{\text{rot}}(\text{div}(\vec{\text{grad}}(\vec{U}^*))) + \vec{\text{rot}}\vec{F}. \quad (\text{III-8})$$

En utilisant la deuxième équation (continuité) et le fait que $\text{div}(\vec{\text{rot}}(\vec{U}^*)) = 0$, et en définissant le vecteur de vorticité $\vec{\Omega} = \vec{\text{rot}}(\vec{U}^*)$, il vient :

$$\vec{U}^* \cdot \vec{\text{grad}}(\vec{\Omega}^*) = \vec{\Omega}^* \cdot \vec{\text{grad}}(\vec{U}^*) + \nu \cdot \text{div}(\vec{\text{grad}}(\vec{\Omega}^*)) + \vec{\text{rot}}\vec{F} \quad (\text{III-9})$$

$\vec{\Omega} \cdot \vec{\text{grad}}(\vec{U}^*)$, représente l'effet vortex, il est nul dans un système bidimensionnel, la vorticité a une seule composante que nous notons : ω

Considérons maintenant la fonction de continuité, si nous définissons une fonction scalaire ψ tel que :

$$u^* = \frac{\partial \Psi^*}{\partial y^*}, \quad v^* = -\frac{\partial \Psi^*}{\partial x^*}, \quad (\text{III-10})$$

Donc :

$$\text{div}(\vec{U}^*) = \frac{\partial^2 \Psi^*}{\partial x^* \partial y^*} - \frac{\partial^2 \Psi^*}{\partial y^* \partial x^*} = 0 \quad (\text{III-11})$$

$$\text{div}(\vec{\text{grad}}(\Psi^*)) = -\Omega^*$$

En utilisant la fonction de courant ψ et le vecteur vorticité $\vec{\Omega}$ nous pouvons écrire la version finale des équations de Navier-Stokes comme suit :

$$\frac{\partial \Psi^*}{\partial y^*} \frac{\partial \Omega^*}{\partial x^*} - \frac{\partial \Psi^*}{\partial x^*} \frac{\partial \Omega^*}{\partial y^*} = \nu \left(\frac{\partial^2 \Omega^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 \Omega^*}{\partial y^{*2}} \right) - g \frac{\partial \rho^*}{\partial x^*} \quad (\text{III-12})$$

$$\frac{\partial^2 \Psi^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 \Psi^*}{\partial y^{*2}} + \Omega^* = 0 \quad (\text{III-13})$$

$$\text{avec } \rho^*(T) = \rho_0 (1 - \beta(T_i^* - T_m^*)) \quad (\text{III-14})$$

En approximant ρ par ρ_0 , et en exprimant les composantes de vitesse en fonction de ψ l'équation de la chaleur devient :

$$\text{div}(\lambda \text{grad}(T^*)) = \rho_0 C_p \left[\frac{\partial \Psi^*}{\partial y^*} \frac{\partial T^*}{\partial x^*} - \frac{\partial \Psi^*}{\partial x^*} \frac{\partial T^*}{\partial y^*} \right] \quad (\text{III-15})$$

III-4-1 Formulations des équations sous forme adimensionnelle :

Aux variables adimensionnelles reportées en (II-42,43,44) nous ajoutons celles concernant la fonction de courant et la vorticité:

$$\psi = \frac{\Psi^*}{Uc.H} \quad \text{et} \quad \Omega = \frac{\Omega^* H}{Uc} \quad (\text{III-16})$$

Nos équations adimensionnelles deviennent :

$$\left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} \right) + \Omega = 0 \quad (\text{III-17})$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial y} \frac{\partial \Omega}{\partial x} - \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial \Omega}{\partial y} = \frac{1}{\text{Re}_c} \left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial y^2} \right) + \frac{Gr}{(\text{Re}_c)^2} \frac{\partial T}{\partial x} \quad (\text{III-18})$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial y} \frac{\partial T_l}{\partial x} - \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial T_l}{\partial y} = \frac{1}{\text{Re}_c \text{Pr}} \left(\frac{\partial^2 T_l}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_l}{\partial y^2} \right) \quad (\text{III-19})$$

$$\frac{\partial T_s}{\partial x} = -\frac{1}{\text{Re Pr}} \left(\frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_s}{\partial y^2} \right) \quad (\text{III-20})$$

III-4-2 Conditions aux limites adimensionnelles :

A cause de la symétrie du bain fondu par rapport à l'axe du faisceau, nous prenons seulement la moitié de la pièce.

Les conditions aux limites sur les températures restent les mêmes (II53-57), puisque nous n'avons rien changé, mais celles sur les vitesses (quantité de mouvement) changent de la façon suivante:

III-4-2-1 Le long du plan de symétrie :

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = 0, \quad \frac{\partial \Psi}{\partial y} = 0, \quad \text{ainsi} \quad \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} = 0 ; \quad \frac{\partial T_l}{\partial x} = 0 \quad \frac{\partial T_s}{\partial x} = 0 \quad (\text{III-21})$$

$$\Omega = 0 \quad (\text{III-22})$$

III-4-2-2 A l'interface liquide-solide :

Nous imposons une condition limite de "non glissement" sur cette frontière qui se traduit par

$$u = \frac{\partial \Psi}{\partial y} = 0, \quad v = -\frac{\partial \Psi}{\partial x} = 0, \quad T_s = T_l = 0 \quad (\text{III-23})$$

III-4-2-3 Sur la surface libre,

$$v = -\frac{\partial \Psi}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} = -\frac{\partial T_l}{\partial x}, \quad (\text{III-24})$$

La condition aux limites sur la vorticité est déduite de celle retenue pour la fonction de courant.

Les équations, les conditions aux limites selon leurs formes finales décrites par (III-17-20) et (III-21-24) sont introduites dans le logiciel FlexPDE dans les deux sections EQUATIONS et BOUNDARIES.

Les différents paramètres de calcul obtenus à partir des références [13], [20], [22], [23], [30], [31], [32],[34] et [36] sont introduits dans la section DEFINITIONS du logiciel.

Nous considérons les cas de l'Aluminium, de l'acier et de l'acier inoxydable 304 .

Pour chacun de ces trois matériaux nous analysons l'influence du nombre de Reynolds (Re), du nombre de Reynolds thermocapillaire (Rec) et du nombre de Richardson ($Ri = \frac{Gr}{Re^2}$) sur les champs de températures, de lignes de courant et l'évaluation de l'interface liquide-solide.

Le maillage utilisé est celui de la forme triangulaire (imposé par le logiciel), tous les calculs sont fait au nombre maximum de mailles autorisé par la version STUDENT du logiciel.

L'erreur et la convergence sont contrôlés au cours de l'exécution.

III-5 Paramètres choisis pour le calcul

Pour s'assurer que les résultats obtenus sont en accord avec la littérature nous allons utiliser les valeurs données dans les articles suivants :

- C.L Chan , J. Mazumder et M.M. Chen [22]
- V.Babu,Seppo A. Korpela et N. Ramanan [23]
- S. Kou et Y.H. Wang [20]
- G. A. Taylor, M. Hughes, N. Strusevich et K. Percleous [30]
- M. Hughes, K. Percleous et N. Strusevich [31]
- M. Hughes, G. A. Taylor, et K. Percleous [32]
- Noemi DeHerrera, T. Debroy [13]
- X. He, T. DebRoy and P. W. Fuerschbach [34]
- X. He, P. W. Fuerschbach and T. DebRoy [36]

Reynolds	Re	0, 200
Reynolds thermo capillaire	Rec	100,1000, 10 000, 50 000, 100 000
Prandtl	Pr	0.01, 0.15, 0.10, 0.2
Grashof	Gr	10 000, calculé
Student	St	∞ , 1
Nusselt	Nu	0, 0.5
Coefficient de tension superficielle [kg/s ² °K]	$\frac{\partial\gamma}{\partial T}$	0, -0.35×10^{-3} , -0.49×10^{-3} , 0.3×10^{-3} , -0.3×10^{-3} , -0.49×10^{-3}

Tableau III-1 Nombres sans dimensions et coefficient de tension superficielle.

Propriétés	Unité	Symbole	Alliage d'Aluminium	Acier	Inox 304
Coefficient de dilatation thermique	K ⁻¹	B	10 ⁻⁴	10 ⁻⁴	1.96x10 ⁻⁵
Densité	Kg/m ³	ρ	2700	7850	7200
Viscosité cinématique	m ² /s	Y	3.7x10 ⁻⁷	6.8x10 ⁻⁷	1.38x10 ⁻⁵
Viscosité dynamique (liquide)	kg/m s	μ_l	1x10 ⁻³	5.3x10 ⁻³	0.1
Viscosité dynamique (solide)	kg/m s	μ_s	1x10 ⁵		
Température liquidus	K	Tl	652	1723	1727
Température solidus	K	Ts	582	1673	1697
Chaleur spécifique (liquide)	J/kg K	Cl	1066	695	837.4
Chaleur spécifique (solide)	J/kg K	Cs	1066	695	711.8
Conductivité thermique (liquide)	W/m K	λ_l	108	120	192
Conductivité thermique (solide)	W/m K	λ_s	168	115	110

Tableau III-2 Propriétés Physiques des métaux et alliages utilisés [20, 31,34,36].

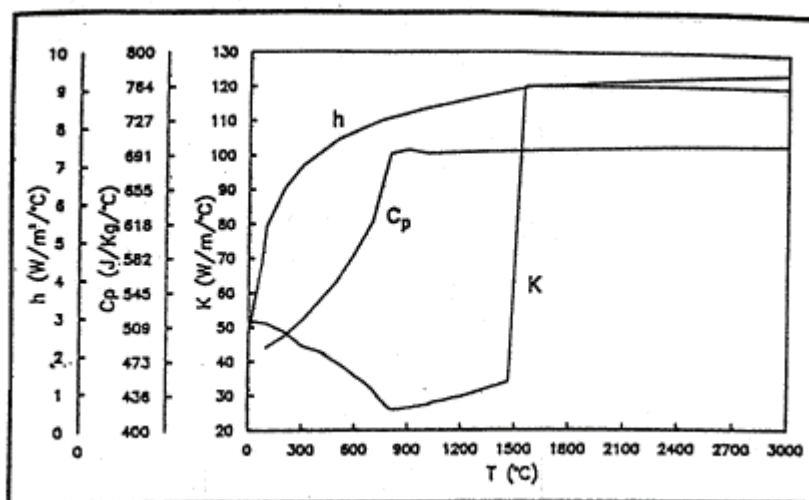


Figure III- Conductivité thermique, chaleur spécifique et coefficient de transfert de chaleur

CHAPITRE IV

RESULTATS ET INTERPRETATIONS

Chapitre IV : Résultats et Interprétations

IV-1 Introduction :

Dans cette partie nous allons donner les différents résultats obtenus par la simulation, nous rappelons que ces résultats sont tirés en variant tous les paramètres de calcul et en utilisant le logiciel FlexPDE. Tous les traitements numériques sont faits dans les conditions optimales de la version disponible de ce logiciel :

- Nombre maximum de mailles (NGRID=MAX, REGRID =ON)
- Erreur minimale (errlim)
- Vitesse de Convergence et stabilité préférée (prefer_speed , prefer_stability)

Le logiciel met pour un CPU de 1.7GHz en pleine charge un temps de calcul variant entre 30 et 45 minutes. (suivant la mémoire allouée)

Pour certains paramètres le temps de calcul peut atteindre jusqu'à 3 h.

IV-2 Interprétation par les nombres sans dimension

D'après la définition du nombre de Reynolds $Re = \frac{UH}{\nu}$

la pièce est stationnaire si $Re = 0$ ($U=0$). Dans les calculs nous avons pris trois valeurs pour ce nombre qui sont $Re = 0, 100$ et 200 ($Re \neq 0$ pièce en mouvement.)

Le nombre de Student est défini par : $St = \frac{c\Delta T}{h_i - h_s}$

Dans certains cas nous avons pris un nombre de Student très grand pour voir l'influence de la chaleur latente de changement de phase.

IV-2-1 Importance relative de transfert de chaleur par conduction et convection :

Dans le bain fondu, la chaleur est diffusée par les deux modes : convection et conduction. L'importance relative de l'un ou de l'autre dans le transport total de la chaleur peut être évaluée à partir de la valeur de nombre de Peclet défini par :

$$Pe = Re.Pr = \frac{UH}{\nu} \cdot \frac{\nu}{a} = \frac{U\rho C_p H}{\lambda}$$

Pour un nombre Pe inférieur à l'unité, la diffusion de la chaleur dans le bain fondu du joint de soudure se produit par conduction.

Quand Pe est beaucoup plus grand que l'unité, le mécanisme fondamental de transfert de chaleur est la convection.

IV-2-2 Importance relative des différentes forces motrices :

Nous pouvons utiliser les deux nombres sans dimensions : le Grashof et le Reynolds thermocapillaire pour déterminer l'importance relative des différentes forces motrices dans le bain de soudure.

Le rapport de la force de la flottaison à la force visqueuse est déterminé par nombre de Grashof:

$$Gr = \frac{g\beta H^3 \Delta T \rho^2}{\mu^2}$$

Le nombre de Reynolds thermocapillaire (Tension superficielle) est utilisé pour exprimer le rapport du gradient de la force de la tension superficielle à la force visqueuse:

$$Rec = \frac{\rho H}{\mu} \left(\frac{\partial \gamma}{\partial T} \right) \left(\frac{\Delta T}{\mu} \right)$$

L'importance relative des forces motrices fondamentales peut être justifiée par le nombre de Richardson qui donne le rapport des forces de la flottabilité aux forces de tension superficielle, ce nombre est exprimé comme suit:

$$Ri = \frac{Gr}{Rec^2}$$

En prenant le cas de l'acier inoxydable A304 dont les propriétés physiques (Tab III-1,III-2):

$$Gr = 3.65 \times 10^{-4} \quad Rec = 111 \quad Ri = 2.96 \times 10^{-8}$$

Par conséquent, l'écoulement du liquide est conduit principalement par la convection de Marangoni, l'effet de la force de flottaison est négligeable.

Remarque :

Les auteurs de [36] définissent le nombre de Marangoni comme étant le nombre de Reynolds thermocapillaire et ils utilisent le rapport $R_{s/b} = \frac{Ma}{Gr}$ au lieu du nombre de Richardson.

IV-3. Résultats Obtenus :

Le mode du soudage laser utilisé est le laser continu.

IV-3-1. Cas de l'acier :

Dans ce cas de bain de soudure ou de métal fondu en mouvement, les paramètres les plus probables sont les suivants :

$\partial\gamma/\partial T = 4.3E-4$ $P=1500$ W $Gr=3.65e-4$, $Rec=111$, $Re=0$, $Pr = 0.015$ $Nu=0$
 $St=1E15$ $Ma=1.5$

Par raison de symétrie les calculs ont été fait sur la moitié de la pièce seulement.

Les figures suivantes (IV-1- IV-5) montrent l'exemple du cas de l'acier dont les propriétés physiques sont données dans le tableau (III-2) :

Cpu time = 5.15 min, Erreur = 0.000014

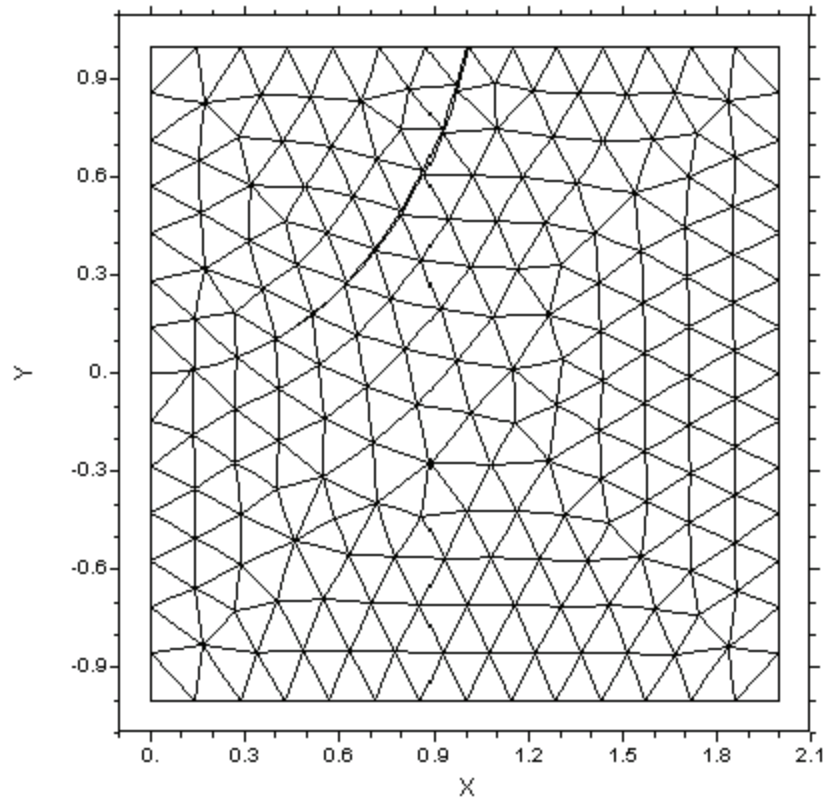


fig. IV-1 maillage de départ du domaine (366 mailles et 811 nœuds)

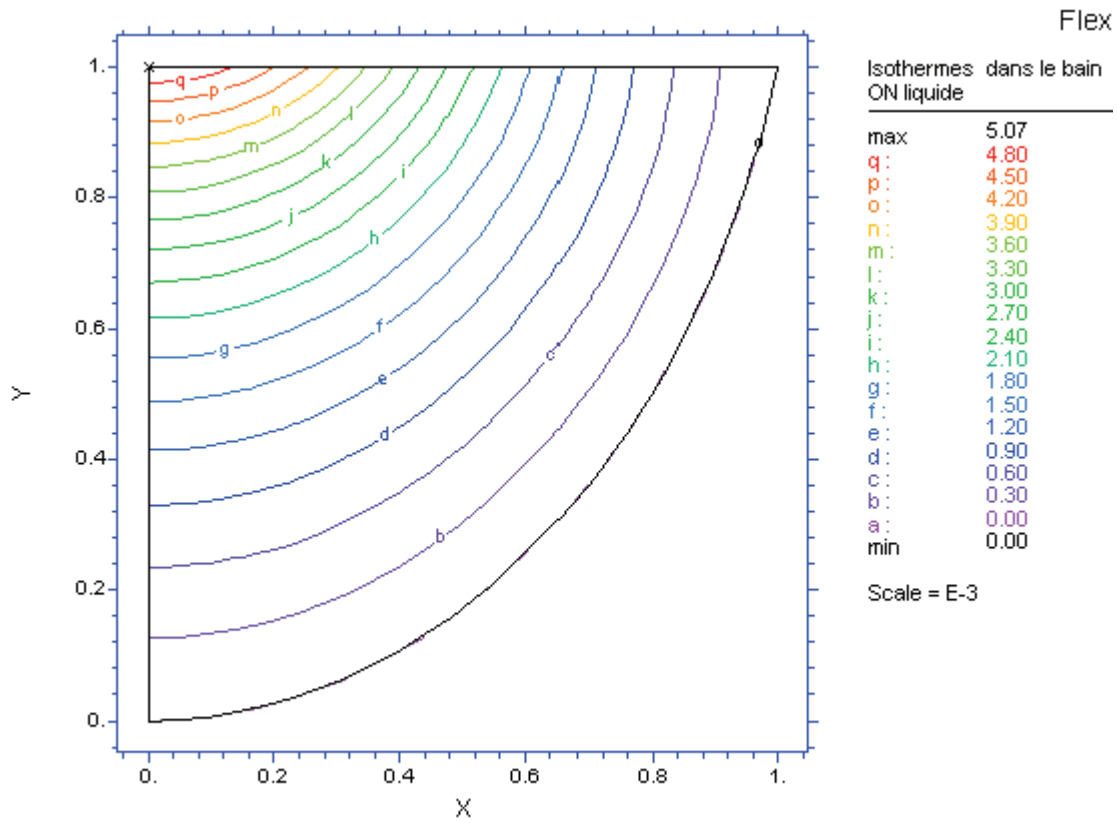


fig. IV-2 distribution des températures dans le bain fondu

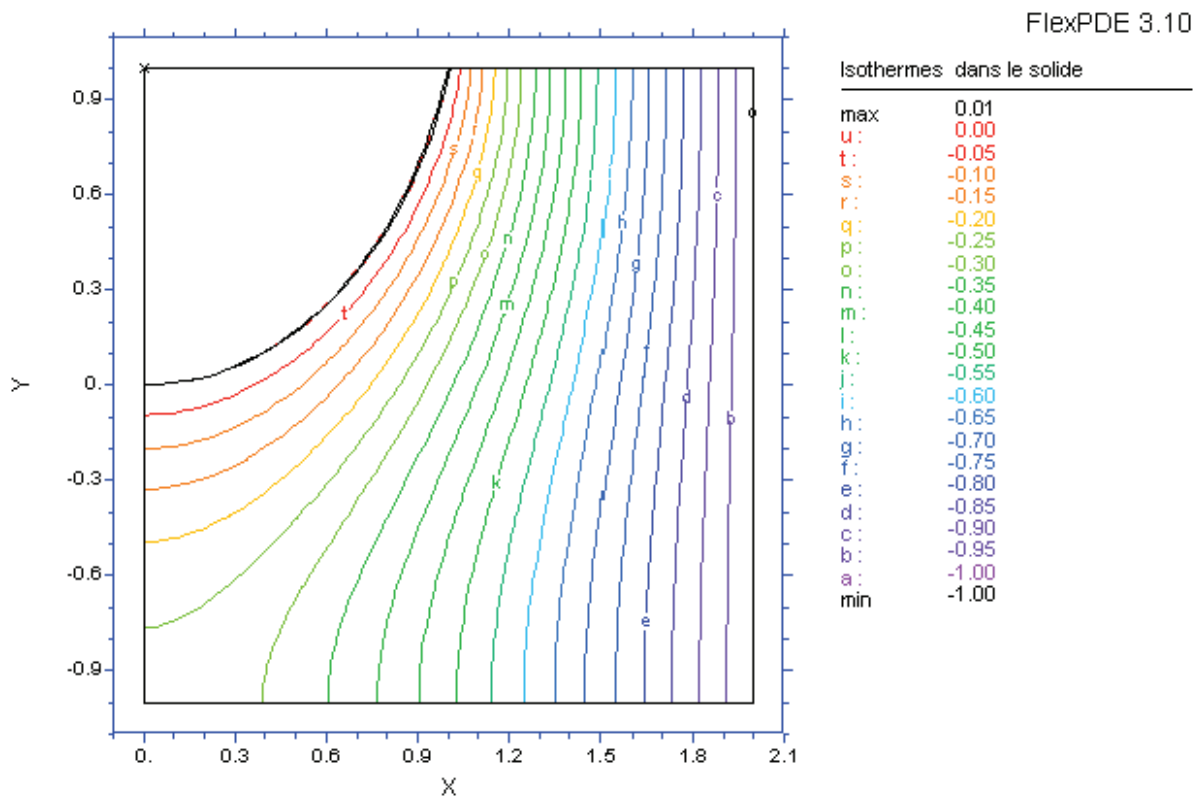


fig. IV-3 distribution des températures dans le solide

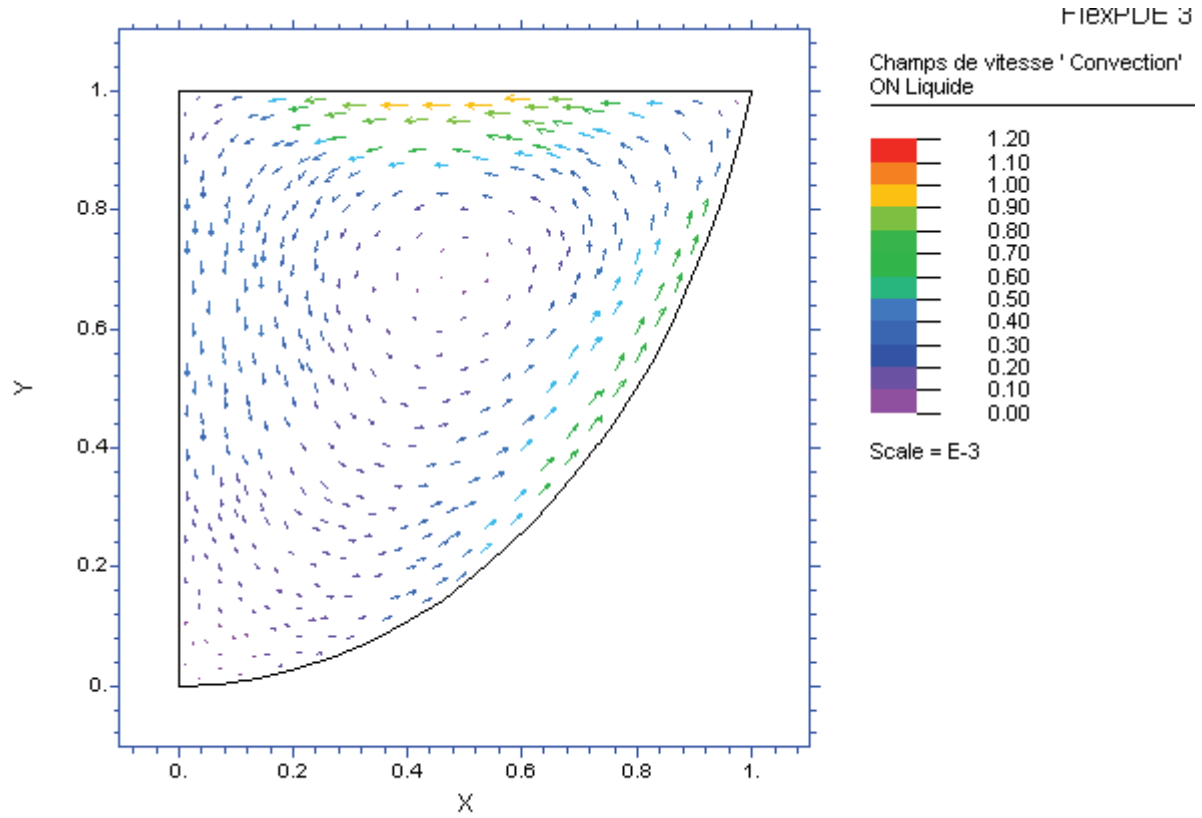


fig. IV- 4 champs de vitesse dans la zone fondue

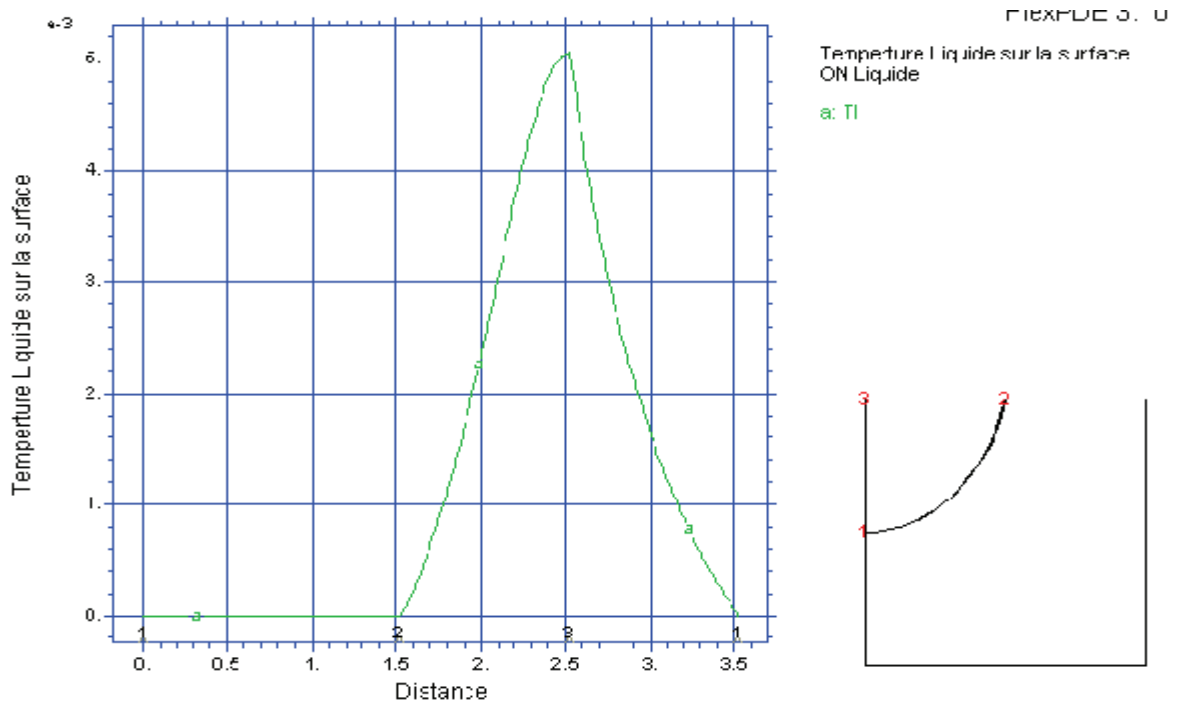


fig. IV-5 distribution de température sur les frontières du bain fondu

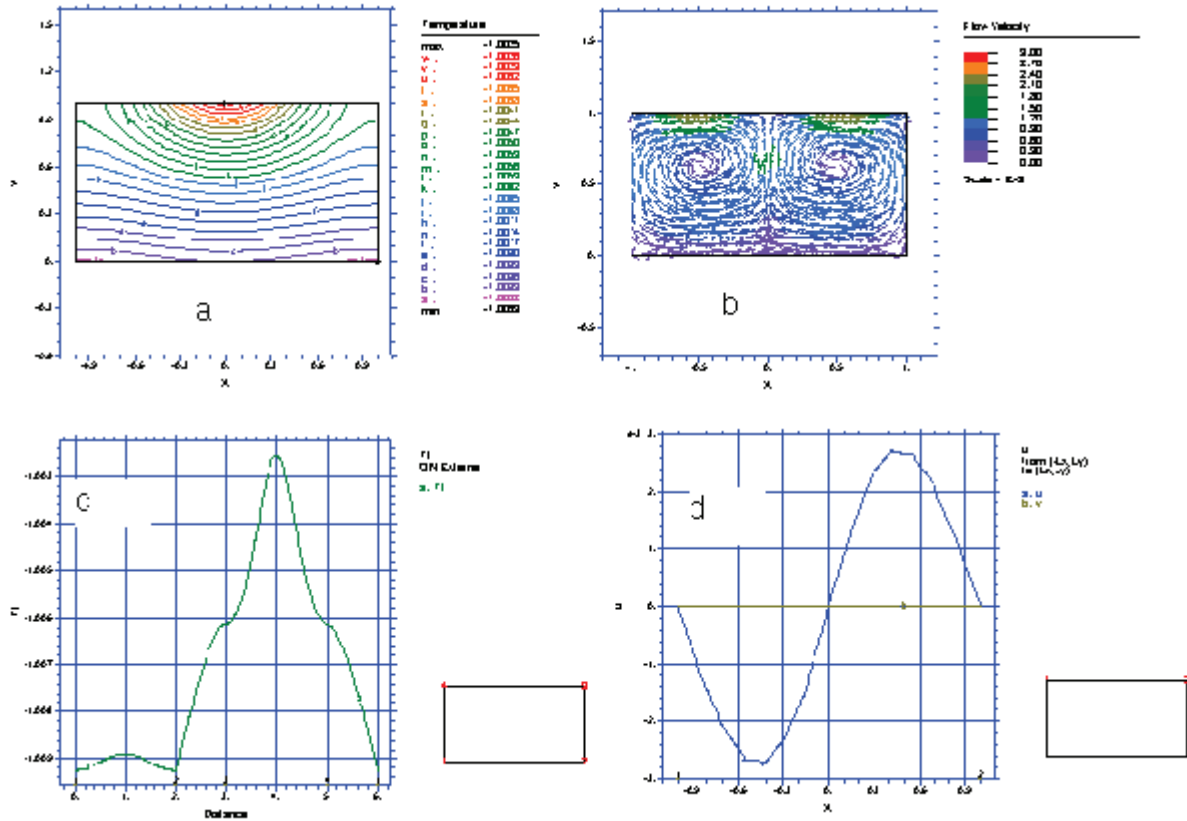


Figure IV –6 (a) isothermes dans le bain, - (b) champs de vitesse avant le tracé de l’interface solide/liquide, (d) composantes u et v de la vitesse sur la surface libre.

Matériau : acier

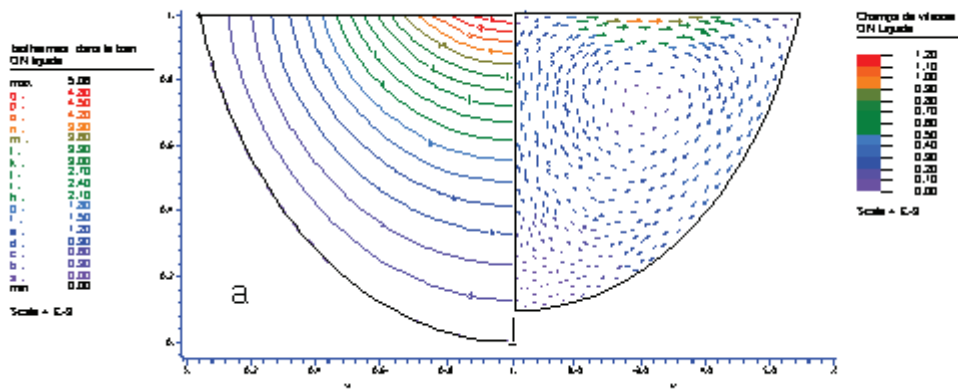


Figure IV –7 (a) isothermes et champs de vitesse après le tracé de l’interface solide/liquide, (Cas de l’acier)

IV-3-2. Cas de l'acier Inox 304

Dans ce cas de bain de soudure, nous avons pris les paramètres suivants (calculés selon les propriétés physiques du tableau (III-2)):

$$\partial\gamma/\partial T = -4.3E-4 \quad P=1500 \text{ W} \quad Gr=3.65e-4, \quad Rec=111, \quad Pr = 0.015 \quad Nu=0.5 \quad St=1E15$$

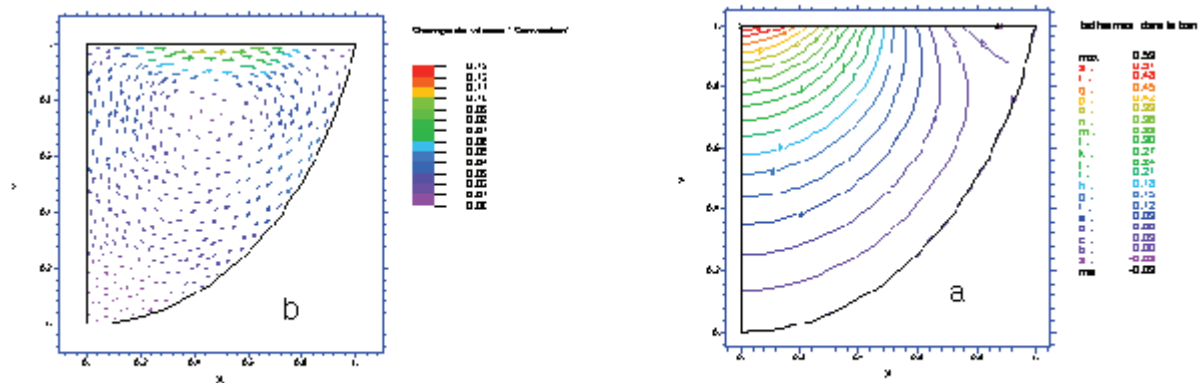


Figure IV –8 Distribution des températures dans le bain fondu (a), et champs de vitesse (b)

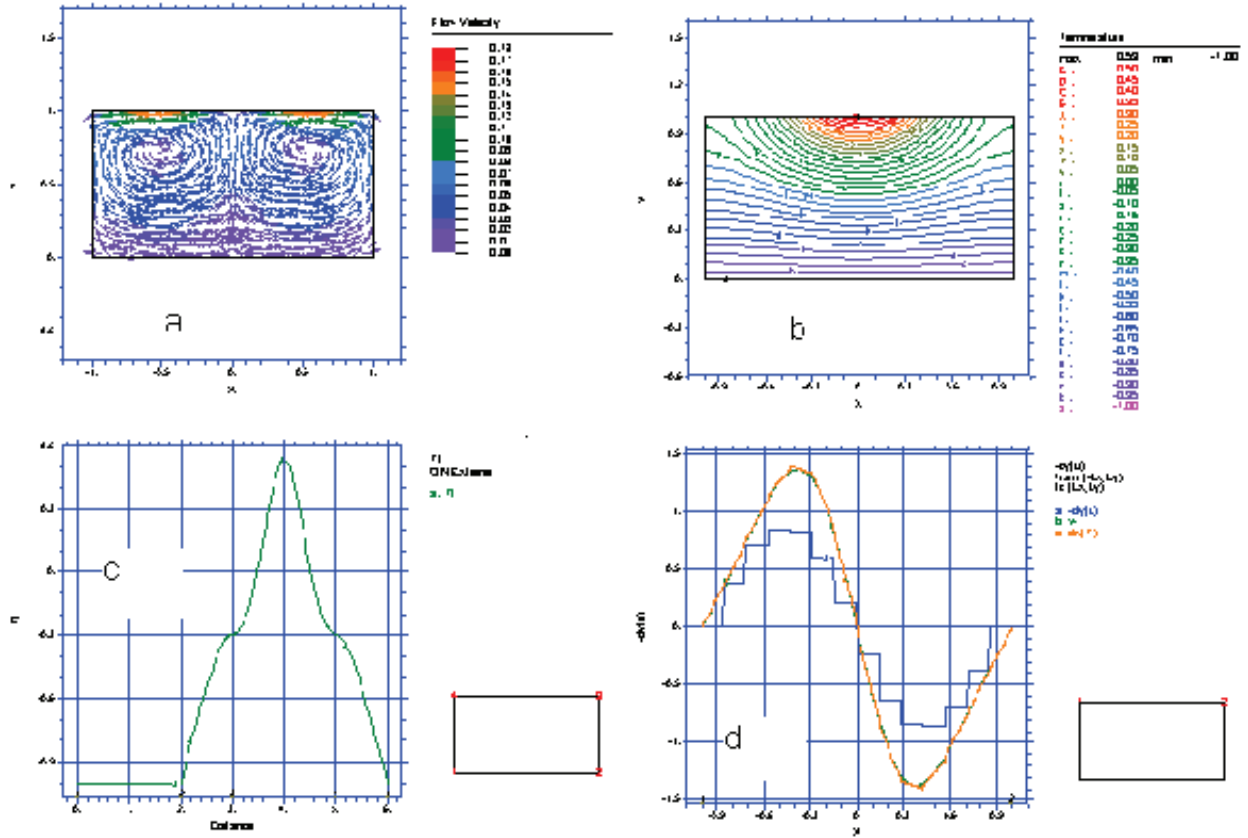


Figure IV –9 (b) isothermes dans le bain, - (a) champs de vitesse avant le tracé de l’interface solide/liquide, (d) Quantités $\frac{\partial u}{\partial y}$ et $\frac{\partial T}{\partial x}$ sur la surface libre(contrôle de l’erreur).

Matériau : acier inoxydable 304

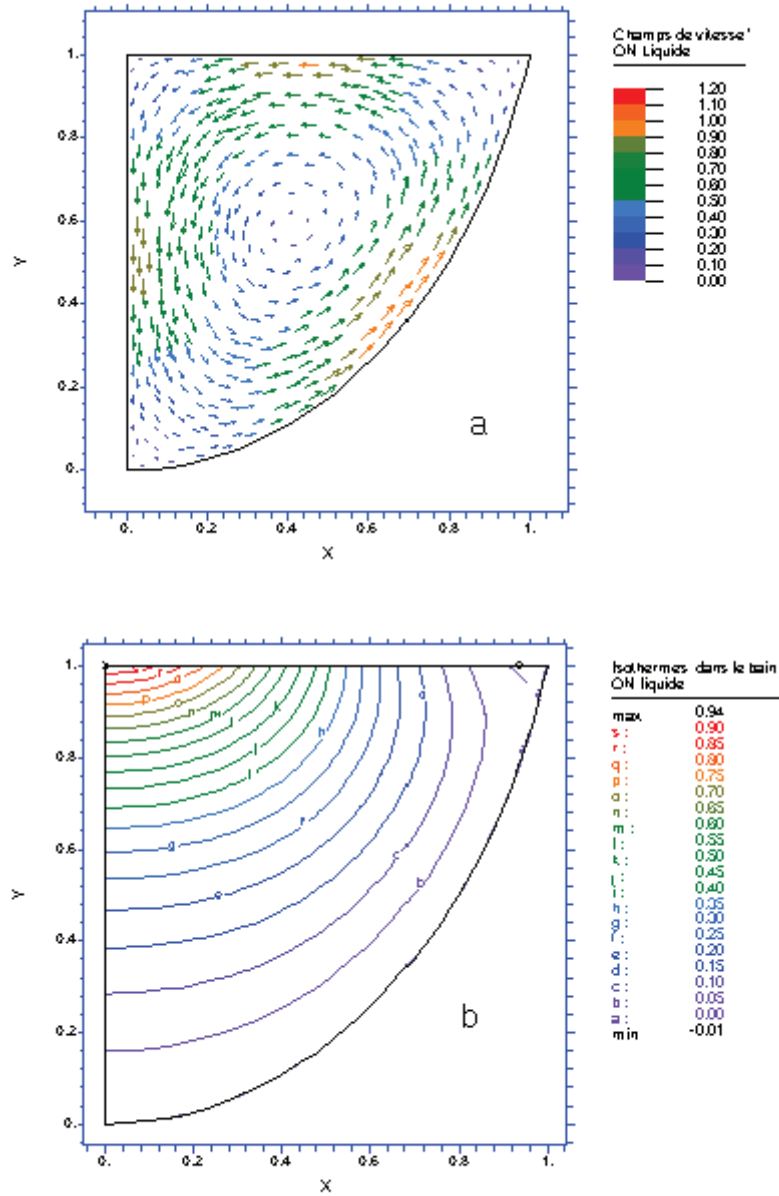


Figure IV-10 Cas Acier 304 avec un coefficient $\frac{\partial \gamma}{\partial T} = 0.43 \text{ E-4}$

IV-3-3. Cas de l'Aluminium :

comme les deux cas précédents les paramètres choisis sont calculés à partir des propriétés physiques de l'aluminium, avec de plus :

$$\frac{\partial \gamma}{\partial T} = -3.5 \text{ E-4} \quad P = 700 \text{ W}$$

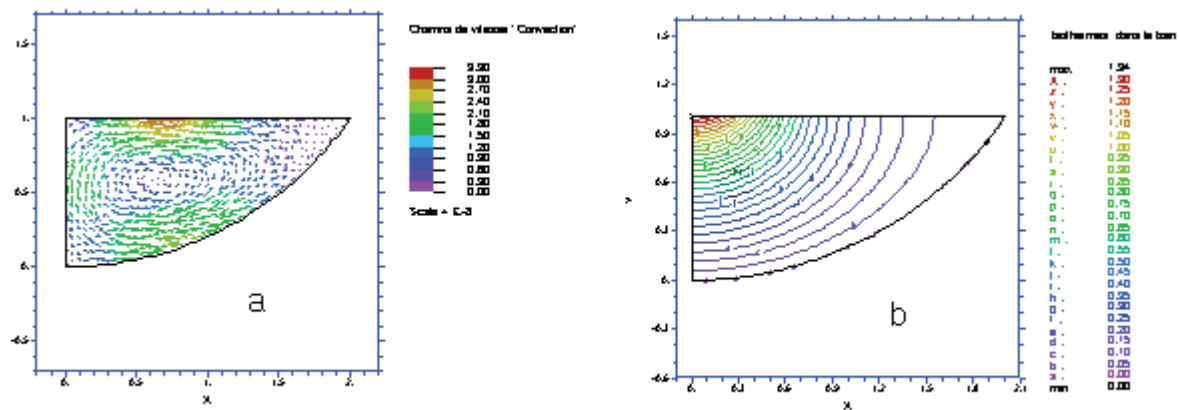


Figure IV –11 b) Isothermes dans le demi-fondu : a) Champs de vitesse
Matériau : aluminium

IV-3-4. Constatations :

La figure IV-2 montre la distribution des températures adimensionnelles dans le bain fondu, nous voyons que la température est maximale dans le centre du bain, elle devient nulle sur l'interface liquide-solide ($T_l = T_s = 0$)

La figure IV-3 montre la distribution des températures adimensionnelles dans le reste de la pièce (solide), nous voyons aussi que la température diminue en passant de la valeur nulle sur l'interface jusqu'à la valeur -1 qui correspond à la température ambiante.

Dans la figure IV-4 nous donnons le vecteur vitesse, nous constatons que les vitesses sont maximales sur la surface supérieure (surface libre). la direction du vecteur vitesse est vers le centre du bain. Sur le plan vertical central les particules fluides se dirigent de haut en bas avec une vitesse plus faible que sur la surface libre.

Dans la figure IV-5 nous représentons l'évolution de la température sur la frontière de la moitié droite du bain fondu. Sur la surface libre la température suit une distribution gaussienne comme le flux du faisceau laser.

Dans la figure IV-6 nous avons pris tout le domaine sans résoudre l'équation donnant l'interface solide-liquide

La figure IV-9-d est donnée ici pour donner une idée sur le contrôle de l'erreur de la condition au limite sur la surface libre (tension superficielle)

Dans la figure IV- 11, nous donnons le cas d'une pièce en aluminium, dans ce cas les mouvements de convections sont similaires aux cas de l'acier et l'acier inoxydable.

IV-4 Effets des différentes forces

IV-4-1 Effet de la force de flottaison sur l'écoulement fluide pendant le soudage :

L'écoulement du fluide sous l'action de la force de flottaison seule pendant le soudage peut être obtenu avec un coefficient de tension superficielle ($\partial\gamma/\partial T$) nul. Sous ces conditions, il n'y aura aucun gradient de tension superficielle spatiale pour conduire le courant. Par conséquent, la seule force motrice qui reste sera la force de la flottabilité qui est due à la différence de la densité sous la présence du gradient de température spatiale.

La figure (fig. IV-12), montre l'effet de la force de flottaison seule.

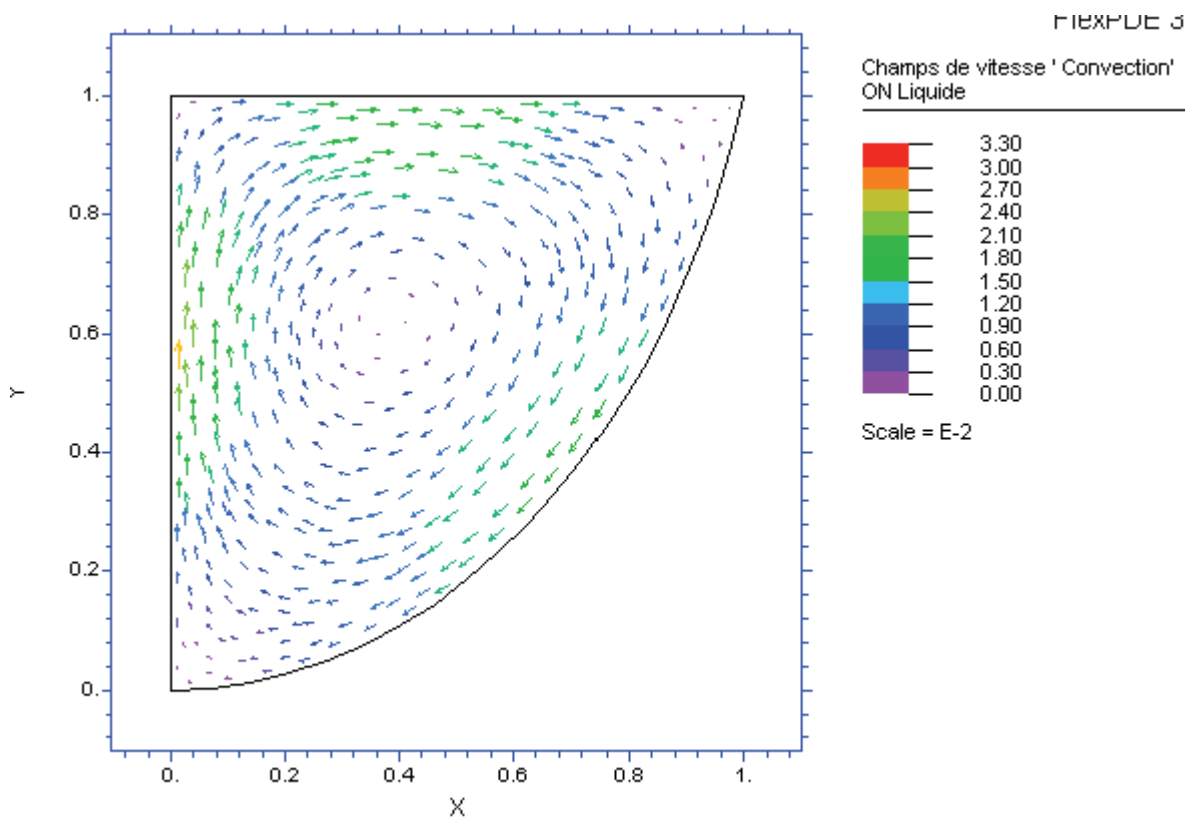


Figure IV-12. Mouvements de convection sous l'action de la force de flottaison seule

Inox 304 avec $Gr=3.65e-4$ $Rec=1e-4$ $Re=100$ $\partial\gamma/\partial T = -3.5e-12$

De la figure (fig. IV-12), nous voyons aisément que l'ordre de la vitesse est très petit, de l'ordre de 0.3 mm/s. Les vitesses ont été dessinées dans une grande échelle pour clarifier la nature du mouvement. Il est clair que l'écoulement est dirigé verticalement vers le haut près de la position de la source de chaleur (Chaude) et verticalement descendant près de la région solide (Froide). Cette nature d'écoulement est attendue parce que la température dans le liquide est plus chaude et a tendance à déplacer les particules de bas en haut; de la même façon le liquide près la région solide est plus froid, et se coule. Puisque l'ordre de grandeur de cette convection du fluide est très petit, elle a donc un effet négligeable sur le transfert de la chaleur dans le bain.

IV-4-2. Effet de la force Marangoni sur l'écoulement du fluide pendant le soudage :

L'écoulement du fluide sous l'action de la force de Marangoni peut être obtenu avec un coefficient $(\partial\gamma/\partial T)$ non nul. Avec un $(\partial\gamma/\partial T)$ différent de zéro, il y aura un gradient de tension superficielle spatiale qui peut conduire l'écoulement. L'autre force motrice qui sera présente est la force de la flottabilité qui a été éliminée en mettant la source de la flottabilité égale à zéro. Par conséquent, ce cas, peut être considéré comme le cas où l'écoulement du fluide sera sous l'action de la convection Marangoni seule.

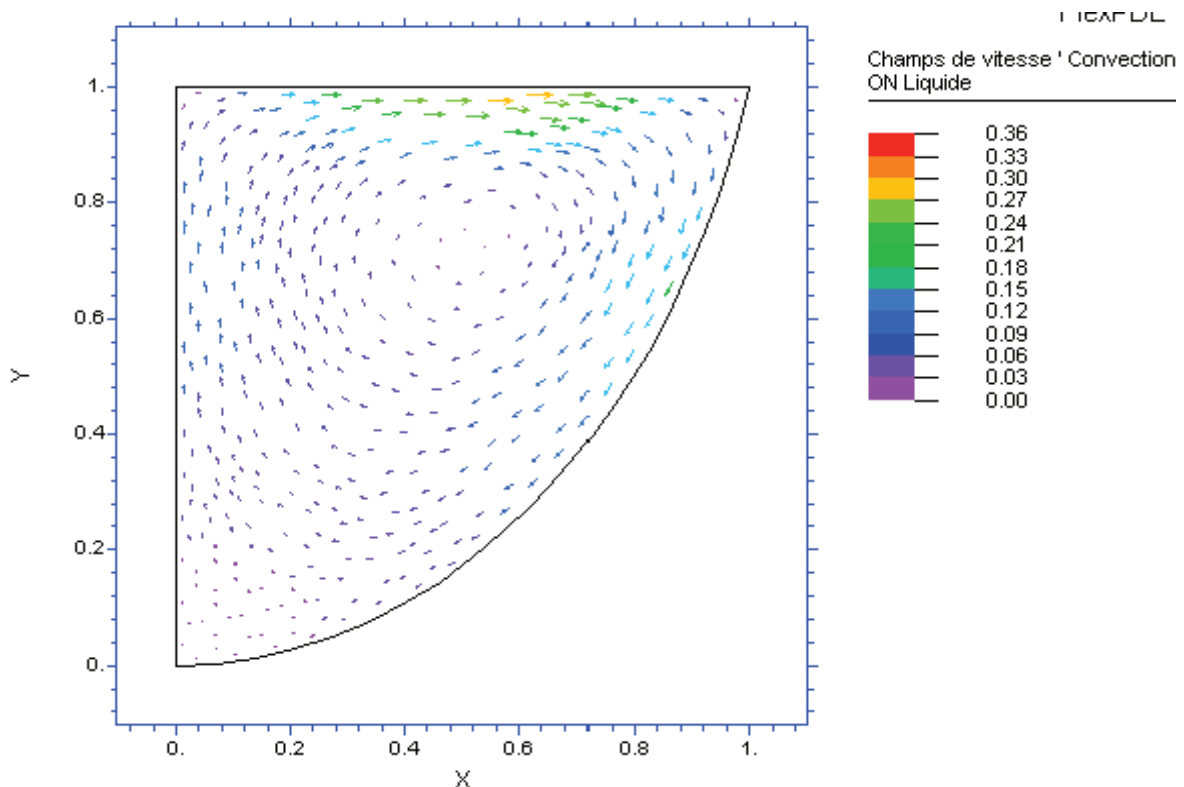


Figure IV-13 Mouvements de convection sous l'action de la force de Marangoni seule

Inox 304 avec $Gr=3.65e-4$ $Rec=111$ $Re=100$ $\partial\gamma/\partial T=-3.5e-4$

La figure (IV-13), montre que l'ordre de la vitesse est 36 mm/s. Cette valeur de la vitesse trop grande comparée avec le cas précédent (force de flottabilité seule), où l'ordre de la vitesse était de l'ordre de 0.3 mm/s seulement. Ici, les vitesses sur la surface horizontale libre du haut sont importantes parce que ces vitesses sont influencées directement par le gradient de la tension superficielle, aussi connu sous le nom de la convection de Marangoni.

Nous voyons que les vitesses sont dirigées radialement vers l'extérieure. Nous savons que quand la température augmente, la valeur de la tension superficielle diminue. Par conséquent, lorsque nous déplaçons loin de la source de chaleur la tension superficielle augmente et conduit le liquide vers les bords (dehors du centre).

Ce type de courant a une grande influence sur le transfert de la chaleur dans le bain. Le liquide chaud est porté sur la périphérie à partir du centre, rend le bain plus large.

Les vitesses sur le plan vertical central du bain sont influencées indirectement par la convection Marangoni. L'ordre de grandeur de la vitesse sur ce plan est approximativement 1/4 de celle de la surface libre. C'est évident parce dans la direction verticale la quantité de mouvement est transférée de la surface libre par un mode visqueux où l'énergie est dissipée pendant le processus.

IV-4-3. Effet du signe de $(\partial\gamma/\partial T)$ sur le courant fluide

La force de Marangoni est produite par le gradient de la tension superficielle spatiale $(\partial\gamma/\partial T)$.

Un métal qui contient des traces de soufre ou d'oxygène (oxydes) a un coefficient $(\partial\gamma/\partial T)$ négatif.

Dans le cas suivant nous avons donné une valeur négative au coefficient $(\partial\gamma/\partial T)$.

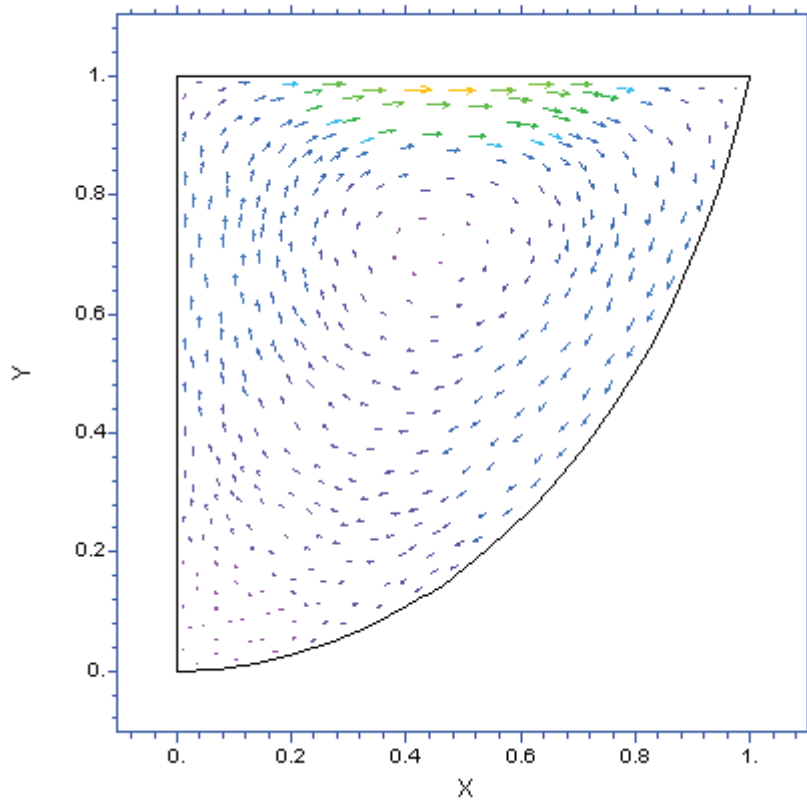


Figure IV-14 Mouvements de convection dans le bain de soudure sous l'action de la force Marangoni $\partial\gamma/\partial T = -4.9 \text{ E-4}$

La figure (fig. IV-14) montre la direction et l'ordre de des vitesses sur la surface horizontale libre. De la figure, la direction des courants fluides vers l'extérieur est due à la valeur négative du coefficient ($\partial\gamma/\partial T$). La direction du courant est dirigée du centre vers la périphérie du bain, et ceci fait que le bain soit plus large. Ce type de courant donne une forme de bain peu profonde et large.

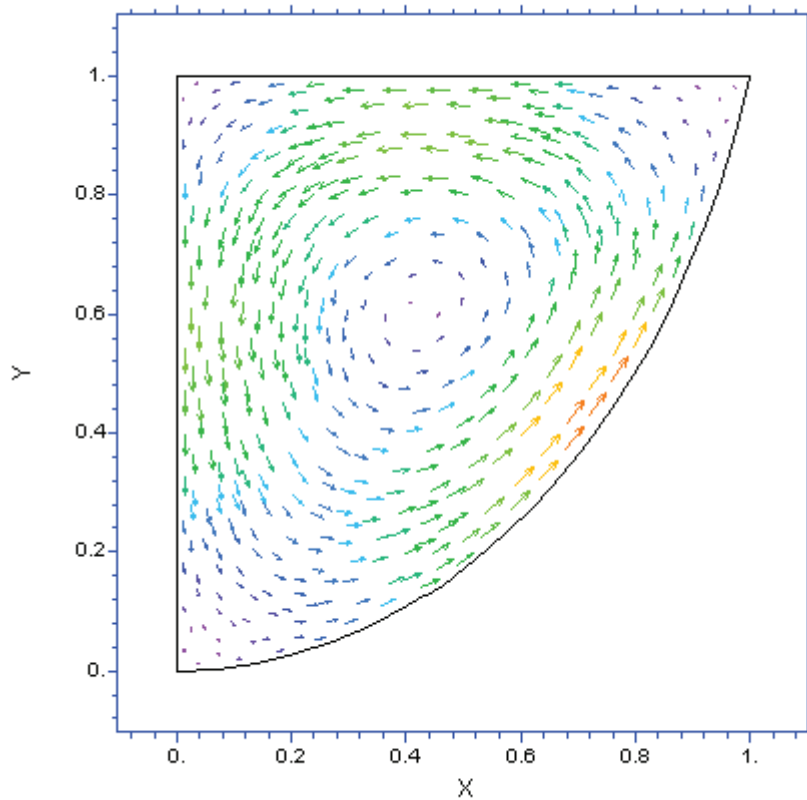


Figure IV-15 Mouvements de convection dans le bain de soudure sous l'action de la force Marangoni $\partial\gamma/\partial T = + 4.9 \text{ E-4}$

Dans ce cas l'ordre de grandeur de la vitesse est le même qu'au cas précédent. Le courant fluide est dirigé vers l'intérieur et ceci est dû à la valeur positive du coefficient ($\partial\gamma/\partial T$)

La direction du courant résulte de la tension superficielle qui est forte dans le centre du bain et faible près des bords du bain de soudure, ce que cause que le liquide se déplace vers la source de la chaleur et que la tension superficielle diminue, il en résulte que le liquide se tire vers l'intérieur. Ce courant fluide donne au bain une forme étroite et profonde.

Les courbes suivantes donnent des effets des coefficients ($\partial\gamma/\partial T$) sur la vitesse de l'écoulement du fluide et la géométrie du bain de soudure.

Nous constatons (Fig IV-16), (Fig IV-17) que lorsque la valeur du coefficient de la tension superficielle ($\partial\gamma/\partial T$) augmente, la largeur et la profondeur du bain fondu diminuent.

Quand la valeur de $(\partial\gamma/\partial T)$ augmente le fluide est tiré vers l'intérieur. Cependant, en raison de conservation du volume du métal liquide quand la largeur diminue, la profondeur du bain de soudure augmente.

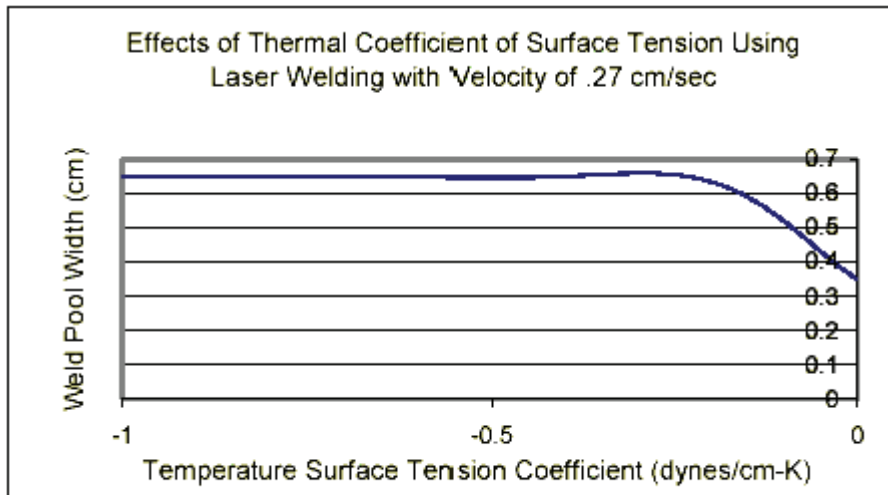


Figure IV-16 : Evolution de la largeur du bain en fonction du coefficient $\partial\gamma/\partial T$

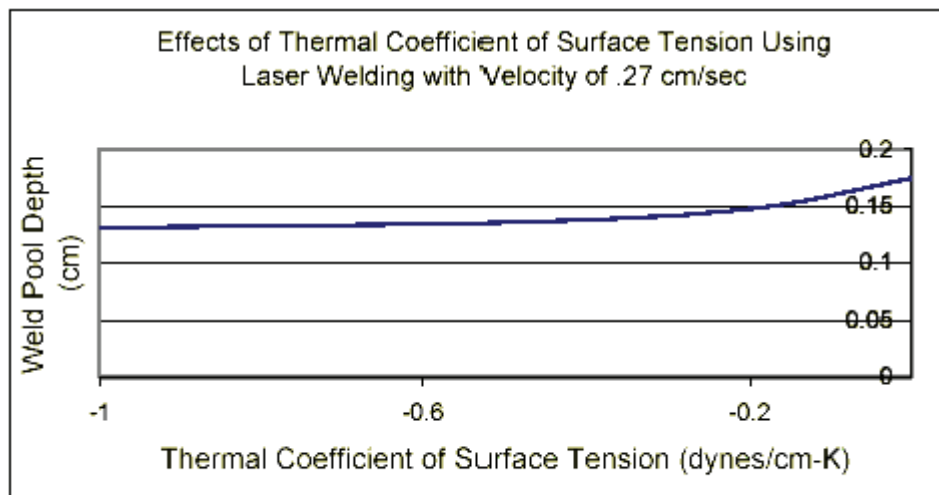


Figure IV-17 Evolution de la profondeur du bain en fonction du coefficient $\partial\gamma/\partial T$

IV-5. Effet de la puissance sur la forme du bain

Le facteur principal de développement de la forme du bain est la position en fonction du temps du point critique de la température (PCT) sur la surface. Les domaines de hautes températures, en général plus près de la source de chaleur ont un coefficient de convection Marangoni ($\partial\gamma/\partial T$) négatif, les domaines de basses températures, plus loin de la source de chaleur, ont un coefficient positif. L'effet principal de ceci est que des vitesses extérieures induites par la convection de Marangoni sont toujours orientées vers le PCT.

En effectuant une série de calculs avec différentes puissances de soudure similaire à celle de G. EHLEN et al [27] il s'avère que deux types généraux de formes du bain existent, si la durée de soudure est assez longue :

- Si la puissance de soudure est faible, la surface n'atteint jamais la ligne de température critique LTC, ainsi le coefficient ($\partial\gamma/\partial T$) reste toujours positif et l'écoulement extérieur est orienté vers le milieu du bain, (fig.IV-18a).

La zone de fusion chaude est réorientée vers le bas et cela donne un bain profond de forme V.

La figure (fig. IV.18a) montre le développement de ce type de bain.

- Si la puissance de soudure est importante, la surface atteint la ligne LTC rapidement et au milieu du bain le coefficient ($\partial\gamma/\partial T$) devient négatif. Ceci a pour conséquence un écoulement extérieur violent. Le fait qu'il reste une zone du bain moins chaude avec un coefficient ($\partial\gamma/\partial T$) positif, un écoulement inverse se crée. La forme du bain formé dans ce cas s'appelle la forme W. La figure (fig. IV.18b) montre le développement de ce type de bain.

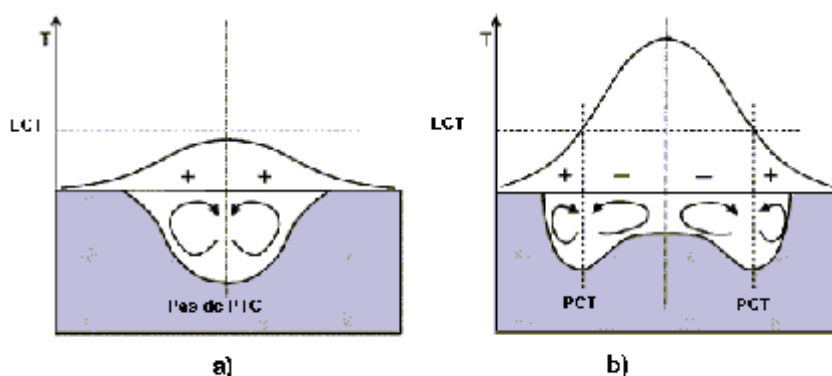


Figure IV-18 Formes du bain fondu en fonction de la puissance de soudage

a) Bain en forme V

b) Bain en forme W

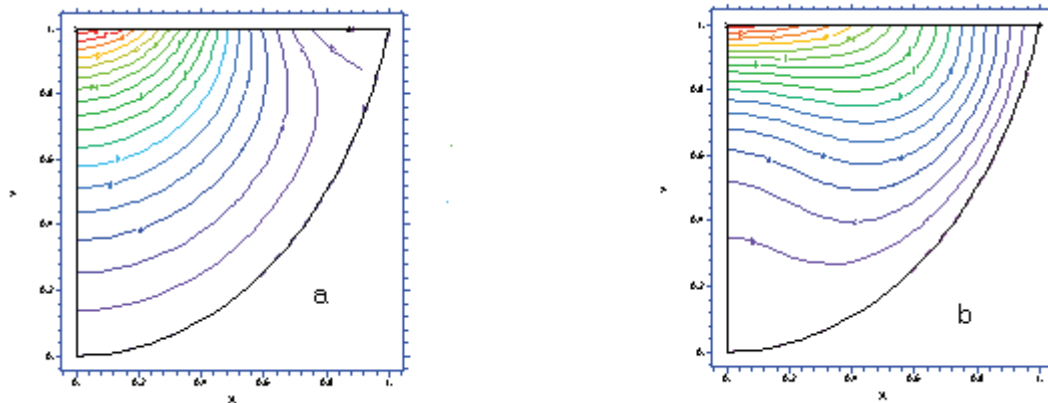


Figure IV-19 Formes du bain pour Acier 304 : a) forme en V (Puissance=750 W),
b) forme en W (Puissance= 2750 W)

IV-6. Comparaison avec un cas réel :

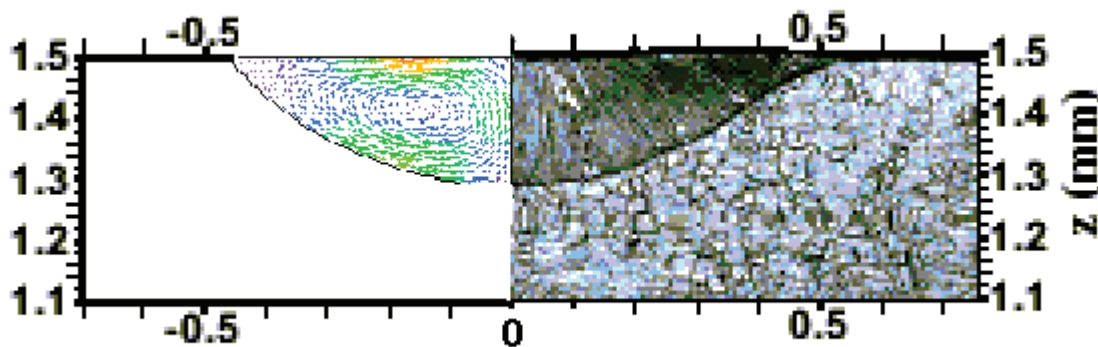


Figure IV-20 Comparaison entre résultats calculés et expérimentaux (Cas Acier 304)
($\partial\gamma/\partial T = -4.3e-4$)

Dans la figure (fig. IV-20) nous comparons entre une coupe d'un cordon de soudure de l'acier inoxydable (partie droite) [36], et les valeurs correspondantes calculées par simulation. Nous observons que la géométrie et les dimensions calculées du bain de soudure sont bien conformes aux résultats expérimentaux. Puisque le coefficient de la tension superficielle est négatif, les particules du métal fondu sur la surface se déplacent du centre vers les bords du bain. Par conséquent, la diffusion de chaleur par convection dans le bain de soudure se fait du milieu vers les périphéries du bain de soudure. Cet accord des résultats indique la validité du modèle et du code.

IV-7. Conclusions :

- Les effets de plusieurs forces motrices sur l'écoulement du fluide et le transfert de chaleur dans un bain de soudure sont étudiés.
- La force de flottaison n'a pas d'effet considérable sur la géométrie du bain de soudure et le transfert de chaleur.
- Si la valeur de $(\partial\gamma/\partial T)$ est négative, le fluide est tiré vers l'extérieur et le bain aura une forme plus large et peu profonde.
- Dans la présence des éléments tensioactifs dans la surface, $(\partial\gamma/\partial T)$ aura une valeur positive. Dans ce cas l'écoulement du fluide et le transfert de la chaleur est dirigé vers l'intérieur, par conséquent, cela donne au bain une forme étroite et profonde.
- La forme du bain de soudure dépend de plusieurs paramètres parmi lesquels nous citons la puissance du faisceau, les agents tension-actifs, le rayon du spot, la vitesse de soudage, les gaz de protection
- L'effet de perte par rayonnement sur la surface libre n'est pas pris en compte malgré l'écart important de température.
- Dans la majorité des articles que nous avons lu l'hypothèse de la constance des paramètres (conductivité thermique, capacité calorifique, coefficient d'échange thermique par convection) en fonction de la température n'est pas justifiée.

CONCLUSION

CONCLUSION

Bien que les travaux de simulation par les logiciels tel que ANSYS, ABAQUS, FLUENT sur les mouvements de convection dans les bains de soudure sont intenses ces dernières années nous sommes satisfaits des résultats obtenus par la version Student de FlexPDE

Le but principal de cette étude est d'étudier les mouvements de convection dans un bain de soudure réalisé par un soudage laser CO₂, pour ce faire nous avons présenté un modèle bidimensionnel d'écoulement de fluide et du transfert de chaleur dans ce bain fondu.

Les équations de Navier-Stokes et d'énergie sont résolues à l'aide du logiciel FlexPDE utilisant la formulation éléments finis. L'équation donnant l'interface séparant le liquide du solide est déduite.

La résolution des équations décrivant le modèle nous a permis de tirer les résultats et conclusions suivantes :

- Tracer les isothermes dans les deux parties liquide et solide ainsi que l'interface.
- Tracer les vecteurs de vitesse dans la partie liquide du métal.
- L'étude des différentes forces motrices sur les courants du fluide dans un bain de soudure.
- Conclure que la force de flottaison n'a pas d'effet considérable sur la géométrie du bain de soudure et le transfert de chaleur. Par contre la force de Marangoni a un effet considérable.
- Si la valeur du coefficient de la tension superficielle ($\partial\gamma / \partial T$) est négative, le fluide est tiré vers l'extérieur et le bain aura une forme plus large et peu profonde
- Lorsque les éléments tensioactifs sont présents dans la surface, le coefficient de la tension superficielle ($\partial\gamma / \partial T$) aura une valeur positive. Dans ce cas les courants du fluide se dirigent vers l'intérieur, et par conséquent, cela donne au bain une forme étroite et profonde.

- La puissance du faisceau laser joue un rôle très important sur la forme du bain et par conséquent sur les mouvements de convection.

Une analyse dimensionnelle (par les nombres sans dimensions) est utilisée pour interpréter les modes de transfert dans le bain de fusion, ainsi que l'importance de la convection due aux forces de la tension superficielle.

Une comparaison entre les résultats du modèle et les résultats d'autres travaux, ainsi qu'une comparaison avec des mesures expérimentales montre la validité des solutions obtenues.

Pour un complément à ce travail il serait intéressant d'étudier l'influence du plasma présent dans le procédé du soudage, et la déformation de la surface libre. Une extension à un modèle tridimensionnel est possible et ne pose aucune difficulté de principe à condition d'utiliser la version complète du logiciel

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

- [1] **Georges Boulon** “ Principe de base des lasers ” Lasers et industries de transformation Techniques et documentation Lavoisier pp 3-55 (1986)
- [2] **A. Taibi** “ Etude de l’influence des paramètres de soudage par laser CO2 continu sur l’émission spectrale et temporelle du plasma de soudage. Application a l’acier inoxydable 304L, le Titane Ti40, et l’aluminium” , Thèse de Doctorat du 1^{er} Décembre 1993 p 251
- [3] **C. Girardeau-Montaut, J.P. Girardeau-Montaut** “ Interaction laser matériaux ” Lasers et industries de transformation Techniques et documentation Lavoisier pp 98-145 (1986)
- [4] **SITIA** <http://www.sitia.fr/FR/fiches/> “guidelaser.pdf”
- [5] **A. Sakout** “ Etude théorique et expérimentale du soudage par laser Modélisation des transferts thermiques ” Thèse du 14 Mai 1987, p232
- [6] **Hubert Bitzel, et al.** “The Fascinating World of Sheet Metal ”, TRUMPF GmbH + Co. Johann Maus Straße 2 R.F.A.(1996), chap 6, pp56-67
- [7] **G. Coquerelle, A. B. Vannes** “ Soudage ” Lasers et industries de transformation Techniques et documentation Lavoisier pp 243-257 (1986)
- [8] **C. Fabre, et J.P. Pocholle** “Les Lasers et leurs applications scientifiques et médicales” les éditions de physique (1996) p559 pp1-40
- [9] **J. Greses, C. Y. Barlow, P. A. Hilton and W. M. Steen** “ Effects of Different Gas Environments on CO2 and Nd:YAG Laser Welding Process Efficiencies” Report1 ,p7 University of Cambridge – May 2002 José Greses
- [10] **V. Rékatch** “Théorie de l’élasticité” Edition Mir 1980 p259
- [11] **Michel Laurent** “Transferts thermiques” Lasers et industries de transformation Techniques et documentation Lavoisier pp 146-162 (1986)
- [12] **N. Ramanan and Seppo A. Korpela**, “Fluid Flow and Heat Transfer in a Weld Pool ” Metallurgical Transactions, 21A, 45-60, (1990)
- [13] **Noemi DeHerrera** “Computer calculation of fusion zone geometry considering fluid flow and heat transfer during fusion welding” University of Texas at El Paso p9 (2002)
- [14] **D. Rosenthal** “The theory of moving sources of heat and its application to metal treatments “ Transaction of the ASME, vol 68. pp 849-866 (1946)
- [15] **J.G. Andrews and D.R. Atthey** “Hydrodynamic limit to penetration of a material by a high-power beam” J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 9, PP 2181-2194 (1976)

- [16] **C.R. Heiple and J.R. Roper** “Mechanism of minor element effect on GTA fusion zone geometrie” *Weld Journal* 61, pp 97s-102s (1982)
- [17] **C.R. Heiple and P. Burgardt** “ Effect of SO₂ shielding gas on GTA weld shape” *Weld Journal* 64(6), pp 159s-162s (1985)
- [18] **G.M. Orper and Szekely** “Heat and fluid flow phenomena in weld pools” *J. Fluid Mechanics* 147(10) pp 53 (1984)
- [19] **C.L. Chan, J. Mazumder and M.M. Chen** “A two dimensional transient model for convection in laser melted pools” *Metallurgical Transactions A* 15A(12) 2175
- [20] **S. Kou, Y.H. Wang** “Simulation of weld pool convection in arc welding“ *Weld. Journal* 65 pp 63s- (1986)
- [21] **S. Kou, Y.H. Wang** “Weld pool convection and its effect”, *Welding Research Supplement* pp 63s-70s. March 1986
- [22] **C.L. Chan, J. Mazumder and M.M. Chen** “Effect of surface tension gradient driven convection in laser melt pool three dimensional perturbation model” *J.Appl. Phys.* 64(11) pp 6166-6174 (1988)
- [23] **V. Babu, Seppo A. Korpela, and Natarjan Ramanan** “Flow and temperature fields in a weld pool formed by a moving laser“ *J. Appl. Phys.* 67(9) pp 3990-3998 (1990)
- [24] **Michael Kanouff and Ralph Greif** “The unsteady development of a GTA weld pool” *Int. J. Heat Mass Transfer* 35(4) pp 967-979 (1992)
- [25] **P.S. Wei and F.K. Chung** “Unsteady Marangoni flow in a molten pool when welding dissimilar metals” *Metallurgical and Materials Transactions B* (31B) pp1387-1403 (2000)
- [26] **YE Xiao-Hu and Chen Xi** “Importance of Marangoni convection in laser full-penetration welding” *Chin. Phys. Lett.* 19(6) pp 788-790 (2002)
- [27] **G. Ehlen, A. Ludwig and P.R. Saham** “Influence of welding power and welding duration on the shape of the weld pool: transient effects” *Mathematical modelling of weld phenomena* 6 (2002)
- [28] **G. Ehlen , A. Schweizer, A. Ludwig and P.R. Saham** “Macroscopic modeling of Marangoni flow and solute redistribution during laser welding of steel”, modeling of casting, welding and advanced solidification processes VIII, ed. B. Thomas, C.Beckermann (Warrendale, PA:TMS, 1998), pp 289-296
- [29] **P. Marty and L.M. Witkowski** “Contrôle de la convection Marangoni thermique dans les procédés de bombardement électronique “ *Int. J. of therm. Sciences* vol. 39 (2000) p15

- [30] **G. A. Taylor, M. Hughes, N. Strusevich and K. Pericleous** “Finite volume methods applied to the computational modelling of welding phenomena”, Centre for numerical modelling and process analysis, University of Greenwich, London, UK (2000) p 18
- [31] **M. Hughes, K. Pericleous and N. Strusevich** “Modelling the fluid dynamics and coupled phenomena in arc weld pools”, Centre for numerical modelling and process analysis, University of Greenwich, London, UK (2000) p 19
- [32] **M. Hughes, G. A. Taylor, and K. Pericleous** “Thermo capillary and magneto-hydrodynamic effects in modelling the thermodynamics of stationary welding processes “ University of Greenwich, London, UK (2001) p 15
- [33] **P.Sahoo, T. DebRoy, M.J. McNallan** “Surface Tension of Binary Metal-Surface Active Solute Systems under Con-ditions Relevant to Welding Metallurgy “ Metallurgical Transactions, B, (1988), vol. 19B, pp. 483-491.
- [34] **X. He, T. DebRoy and P. W. Fuerschbach** “Alloying element vaporization during laser spot welding of stainless steel ” J. Phys. D: Appl. Phys. **36** (2003) pp 3079–3088
- [35] **N. El-Kaddah, M. Arenas and V. L. Acoff** “Heat Transfer and flow in stationary GTA welding of γ -TiAl based alloys: effect of thermocapillary flow” Second International Conference on CFD in the Minerals and Process Industries CSIRO, Melbourne, Australia 6-8 December 1999 (Document en 6 pages).
- [36] **X. He, P. W. Fuerschbach and T. DebRoy** “Heat transfer and fluid flow during laser spot welding of 304 stainless steel” J.Phys. D: Appl. Phys. **36** (2003) pp 1388-1398
- [37] **GB Publishing® and Gunnar Bäckström** “Fields of Physics by Finite Element Analysis Applications to Electricity, Magnetism, and Heat Using FlexPDE Version 3” Malmö, Sweden 2002, p260
- [38] **Bickford, W. B.** “A First Course in the Finite Element Method”, Irwin Publishing, home wood, IL, 1990, 1993 p649
- [39] **Marc Médale, Marc Jeager** “Modélisation par éléments finis d’écoulements à surface libre avec changement de phase solide-liquide”, Int. J. Therm. Sci. **38** (1999) pp 267-276
- [40] **M. R. Frewin, D.A Scott** “Finite element model of pulsed laser welding”, Welding research supplement (welding Journal 78) 1999 pp 15s-22s
- [41] **Daniel Euvrard** “Résolution numérique des équations aux dérivées partielles”, 3e édition Masson Paris Milan Barcelone 1994 p329

ANNEXES

TITLE 'Mouvements de convection dans le bain fondu'

SELECT
prefer_speed
prefer_stability

VARIABLES

psi w ff TI Ts

DEFINITIONS

Lx = 1 Ly = 1

Beta = 1E-4 { Coefficient d'expansion thermique }
 KI=120
 Ks=125 { Conductivités thermiques liquide et solide W/(m.K) }
 rhos = 7850 {densité solide}
 gama=4.9E-4 { Coefficient de tension de surface}

B=5
 Tm=1673 { Température de fusion 'melting' }
 T0=297 { Température ambiante}
 delT=Tm-T0
 P=1500 { Puissance Laser en W}
 Q = P/(DeIT*KI) { Flux laser }

{ Nombres sans dimensions }

Gr=3.65e-4 {Grashof}
 Rec=147 { Reynolds thermocapillaire}
 Re=100 {Reynolds}
 Pr=0.01 { Prandlt}
 Nu=0.50 {Nusselt}
 St=1 { Student}
 Ma=Rec*Pr { Marangoni}
 Pe=Re*Pr { Peclet}
 GNbre = 5000 {grand nombre utilisé pour forcer la convergence du processus}

Rho=Rhos*(1-Beta*TI) { densité }
 u = dy(psi)
 v = -dx(psi)

EQUATIONS

div(grad(psi)) + w = 0
 div(grad(w))= Rec*(u*dx(w) + v*dy(w)) - Gr/(Rec)*dx(TI)
 ff=dx(v)
 div(grad(TI))=(Rec*Pr)*(u*dx(TI) + v*dy(TI))
 div(grad(Ts))=-(Re*Pr)*dx(Ts)

BOUNDARIES

region 1

start "Externe" (-Lx,0)

value(psi) = 0

```
natural(w)=GNbre*tangential(curl(psi))
Natural(Tl) =Nu*(Tl+1)
Natural(Ts)=Nu*(Ts+1)
```

```
{ sur la partie droite psi=0 w=0 }
```

```
Line to (Lx,0)
```

```
value(psi)=0
value(w)=0
load(Tl) = 0
value(Ts)=-1
```

```
Line to (Lx,Ly)
```

```
{ sur la surface libre Psi=0 flux de laser pour T et tension superficielle pour vitesse }
```

```
value(ff)=0
natural(w)=5000*tangential(curl(psi))
value(w)=dx(Tl)
Natural(Tl) =sqrt(B)/sqrt(pi)*Q*exp(-B*((x)^2))
Natural(Ts) =sqrt(B)/sqrt(pi)*Q*(Kl/Ks)*exp(-B*((x)^2))
```

```
Line to (-Lx,Ly)
```

```
{ Plan de symetrie de la pièce nous supposons w=0, avec CL réfléchives pour T }
```

```
value(psi)=0
value(w)=0
load(Tl) = 0
Load(Ts)=0
```

```
Line to finish
```

MONITORS

```
contour(Tl) as "Temperature"
contour(Ts) as "Temperature sol"
contour(psi) as "Fonction de courant"
contour(w) as "Vorticité"
vector(u,v) as "vitesse du fluide"
elevation(-dy(u),w,dx(Tl)) from (-Lx,Ly) to (Lx,Ly)
elevation(u,v) from (-Lx,Ly) to (Lx,Ly)
```

PLOTS

```
grid(x,y)
contour(Tl) as "Temperature"
contour(Ts) as "Temperature sol"
contour(psi) as "Fonction de courant"
contour(w) as "Vorticité"
vector(u,v) as "Vitesse du fluide" norm
contour(Rho) as "Density" painted
contour(magnitude(u,v)) as "vitesse"
elevation(magnitude(u,v)) on "Externe"
elevation(Tl) on "Externe"
elevation(-dy(u),w,dx(Tl)) from (-Lx,Ly) to (Lx,Ly)
elevation(u,v) from (-Lx,Ly) to (Lx,Ly)
```

```
END
```

Annexe 2 (Code 2 domaine avec tracé de l'interface)

```
{ Definitions  TI: temperature dans la partie liquide
                Ts:temperature solide la partie solide
                Psi fonction psi de courant
                W : vorticité
}
```

```
TITLE ' **** Mouvements de convection dans le bain fondu *****'
```

```
SELECT
```

```
NGRID=14
STAGES=14
REGRID=On
```

```
VARIABLES { ici on introduit nos variables}
```

```
psi w TI Ts ff
```

```
DEFINITIONS
```

```
  Lx =1  Ly =1                      { largeur et hauteur du domaine}
Rayon=.Sqrt(Lx^2+Ly^2)
```

```
{ Paramètres et constantes physiques }
```

```
g=9.8
```

```
Beta = 1.96E-5                      { Coefficient de dilatation thermique }
```

```
Kl=0.5
```

```
Ks=0.46                             { Conductivités thermiques liquide et solide W/(m.K) }
```

```
rhos = 7.200                        {densité solide}
```

```
gama=-3.5E-4                        { Coefficient de tension de surface}
```

```
B=5                                  { facteur de concentration du faisceau}
```

```
Tm=1697                             { Température de fusion 'melting' }
```

```
T0=297                               { Température ambiante}
```

```
delT=Tm-T0                          { Ecart de température}
```

```
P=1500                               { Puissance Laser en W}
```

```
Q = P/(DelT*Kl)                     { Flux d'énergie laser }
```

```
H=0.004
```

```
Uc=0.5
```

```
nus=1.38e-5
```

```
{ Nombres sans dimensions}
```

```
Gr=g*Beta*delT*H^3/(nus^2)
```

```
Rec=Uc*H/nus
```

```
{ Nombres sans dimensions }
```

```
{Gr=3.65e-4                        {Grashof}
```

```
Rec=111 }                          { Reynolds thermocapillaire}
```

```
Re=00                               {Reynolds}
```

```
Pr=0.015                            { Prandlt}
```

```
Nu=0.0                              {Nusselt}
```

```
St=1E15                             { Student}
```

Annexe 2 (Code 2 domaine avec tracé de l'interface)

$Ma = Re * Pr$ { Marangoni}
 $Pe = Re * Pr$ { Peclet}
 $GNbre = 5000$ {grand nombre utilisé pour forcer la convergence du processus}

$Rho = Rhos * (1 - Beta * TI)$ { densité }

$u = dy(psi)$ { composantes de vitesse }
 $v = -dx(psi)$
 $pent = (dx(y)) / (1 + (dx(y))^2)$

initial values

$psi = 0$ $w = 0$

EQUATIONS

$div(grad(psi)) + w = 0$ {continuité}
 $div(grad(w)) = Rec * (u * dx(w) + v * dy(w)) - Gr / (Rec) * dx(TI)$ { quantité de Mouvement}
 $div(grad(TI)) = Ma * (u * dx(TI) + v * dy(TI))$ { énergie liquide}
 $div(grad(Ts)) = -Re * Pr * dx(Ts)$ { energie solide}
 $dy(TI) - Ks / Kl * dy(Ts) - Re * Pr * Rhos / (St * Rho) * Pent = ff$ {interface}

BOUNDARIES

region 1 "Liquide"

{ Le long de l'interface }

start "Liquide" (0,0)
 value(psi)=0
 value(w)=0
 value(TI)=0
 value(Ts)=0

Arc(center=0,Rayon) to (Lx,Ly)

{ sur la face de haut , on continue avec $Psi=0$, et on ajoute le flux de chaleur, on applique la tension de surface }

$Value(psi)=0$
 $Natural(TI) = \sqrt{B} / \sqrt{\pi} * Q * \exp(-B * ((x)^2)) \{-Nu * (TI+1)\}$
 $Natural(Ts) = \sqrt{B} / \sqrt{\pi} * Q * (Kl/Ks) * \exp(-B * ((x)^2)) \{-Nu * (Ts+1)\}$
 $value(w) = Ma * dx(TI)$

line to (0,Ly)

{ sur la partie gauche nous supposons $w=0, psi=0$ avec $dx(TI)=dx(Ts)=0$ }

Annexe 2 (Code 2 domaine avec tracé de l'interface)

```
value(psi)=0
Natural(w)=0
value(ff)=0
Natural(TI) = 0
Natural(Ts)=0

line to finish

Region 2 "Solide"

start "Solide" (0,0) { Coté gauche  moitié du bain }

    value(psi) = 0
    value(w)=0
    Natural(Ts)=0

line to (0,-Ly)

{ bas de la pièce Psi et w toutes les deux nulles, pertes d'energie vers l'ext par convection}

    value(psi) = 0
    value(w)=0
    Natural(Ts)=KI/Ks*Nu*(Ts+1)

line to (2*Lx,-Ly)

{ coté droit de la pièce Ts=-1 }

    value(psi)=0
    value(w)=0
    value(Ts)=-1

line to (2*Lx,Ly)
    { sur la face de haut , on continue avec Psi=0 , et on ajoute le flux de chaleur, on
      applique la tension de surface }

    value(psi)=0
    value(w)=0
    Natural(Ts) =sqrt(B)/sqrt(pi)*Q*(KI/Ks)*exp(-B*((x)^2))-Nu*(Ts+1)
    {Natural(Ts)=0}

line to (Lx+0.01,Ly)

{ L'interface comme plus haut }

value(psi)=0
value(w)=0
value(Ts)=TI
Arc(center=0,Rayon+0.01) to finish

MONITORS
    surface(TI)
    contour(TI) as "Isothermes dans le bain températures normalisées"
```

Annexe 2 (Code 2 domaine avec tracé de l'interface)

contour(Ts) as "Isothermes dans le solide"
contour(psi) as "Fonction de courant Psi"
contour(w) as "Vorticité"

vector(u,v) as "Champs de vitesse" {on "Liquide" }
elevation(dy(u),-dx(TI)) from (0,Ly) to (Lx,Ly)
elevation(u,v) on "Liquide" { from (0,Ly) to (Lx,Ly)}

PLOTS

surface(TI) as "Temperature liquide"
grid(x,y)
contour(TI) as "Isothermes dans le bain " on "liquide"
contour(Ts) as "Isothermes dans le solide"
contour(psi) as "Fonction de courant (Psi) "
contour(w) as "Vorticité"

vector(u,v) as "Champs de vitesse ' Convection' " on "Liquide"
contour(Rho) as "Densité" painted
elevation(TI) as "Temperture Liquide sur la surface" on "Liquide"
elevation(dy(u),-dx(TI)) from (0,Ly) to (Lx,Ly)
elevation(u,v) on "Liquide"
contour(dx(u)+dy(v)) as "Erreur de Continuité"
elevation(dx(TI)+dy(u)) from (0,Ly) to (Lx,Ly) as "Erreur de Marangoni"
tecplot(U,V)

END

Annexe 3

```
!*****
!* PROGRAMME POUR CACULER LA TENSION SUPERFICIELLE ET LE COEFFICIENT *
!* DE LA TENSION DE SURFACE COMME UNE FONCTION DE TEMPERATURE: *
!* *
!* *
!******
PROGRAM Principal
IMPLICIT NONE
INTEGER, PARAMETER :: IMAX=60
INTEGER :: I
REAL :: NAS, CES, GAMMA_S, Tfusion
REAL :: CSA, DGAMMADT, GAMMA_TM, valT, Rgaz
REAL, DIMENSION(IMAX) :: GAMMA, SIGMA, T
REAL, EXTERNAL :: FONCT_GAMMA, FONCT_SIGMA
!*****
!INITIALISATIONS DES CONSTANTES ET AUTRES VARIABLES
!*****
NAS=0.012 !pourcentage d'activité (poids%)
CES=3.18E-3 !Constante d'entropie de segregation
CSA=-1.88E8 !Chaleur d'absorption J/mol
!CSA=-1.66E8 !J/mol
DGAMMADT=4.3E-4 !coefficient de tension superficielle de métal pur.
GAMMA_S=1.3E-8 !kg-mol/m*m
GAMMA_TM=1.943 !tension superficielle du métal à la tempéra de fusion
Tfusion=1773.0 !temperature de fusion, (absolue)
Rgaz=8314.3 !Constante des gaz J/mol-K
GAMMA(:)=0.0
SIGMA(:)=0.0
T(:)=0.0
valT=Tfusion

OPEN(UNIT=1, FILE="gamma.dat")
OPEN(UNIT=2, FILE="sigma.dat")

DO I=1, IMAX

T(I)=valT
valT=valT+50.0 !PAS DE TEMPERATURE

END DO

20 FORMAT(1X, F15.2, F15.4)

DO I=1, IMAX

valT=T(I)

GAMMA(I)=FONCT_GAMMA(NAS, CES, CSA, DGAMMADT, GAMMA_S, Rgaz, GAMMA_TM, Tfusion, valT)
SIGMA(I)=FONCT_SIGMA(NAS, CES, CSA, DGAMMADT, GAMMA_S, Rgaz, valT)

WRITE(1, 20) valT, GAMMA(I)
WRITE(2, 20) valT, SIGMA(I)

END DO

CLOSE(1)
CLOSE(2)
```

Annexe 3

END PROGRAM Principal

```
!*****  
! DEFINITION DES DEUX FONCTION  
! FONC_GAMMA : Tension superficielle  
! FONC_SIGMA : Coefficient dGamma/dT  
!*****
```

```
FUNCTION FONCT_GAMMA (NAS, CES, CSA, DGAMMADT, GAMMA_S, Rgaz, GAMMA_TM, Tfusion, valT)  
IMPLICIT NONE  
REAL, INTENT (IN) :: NAS, CES, CSA, DGAMMADT, GAMMA_S  
REAL, INTENT (IN) :: Rgaz, GAMMA_TM, Tfusion, valT  
REAL :: KSEG  
REAL :: FONCT_GAMMA
```

```
KSEG=CES*EXP(-CSA/(Rgaz*valT))  
FONCT_GAMMA=GAMMA_TM-DGAMMADT*(valT-Tfusion)- &  
& Rgaz*valT*GAMMA_S*ALOG(1.+(NAS*KSEG))
```

```
END FUNCTION FONCT_GAMMA
```

```
!*****
```

```
FUNCTION FONCT_SIGMA (NAS, CES, CSA, DGAMMADT, GAMMA_S, Rgaz, valT)  
IMPLICIT NONE  
REAL, INTENT (IN) :: NAS, CES, CSA, DGAMMADT, GAMMA_S, Rgaz, valT  
REAL :: KSEG  
REAL :: FONCT_SIGMA
```

```
KSEG=CES*EXP(-CSA/(Rgaz*valT))  
FONCT_SIGMA=-DGAMMADT-Rgaz*GAMMA_S*ALOG(1.+KSEG*NAS)- &  
& (KSEG*NAS*GAMMA_S*CSA)/((1.+KSEG*NAS)*valT)
```

```
END FUNCTION FONCT_SIGMA
```

RESUMES

Résumé

Pendant le soudage des matériaux avec un laser CO₂, la matière dans le bain fondu est soumise à des mouvements de brassage ou mouvements de convection. Ces mouvements résultent de la combinaison de plusieurs forces : forces de tension superficielle, forces de viscosité, et forces de gravité.

Dans des travaux précédents les chercheurs ont obtenu des micrographies de cordons de soudure réalisés avec un laser CO₂, sur différents matériaux (aluminium, aciers, aciers inoxydable, titane). Dans le travail de Taibi Amar, les micrographies de quelques soudures montrent bien les lignes de courant de ces mouvements.

Ce travail concerne l'étude théorique des mouvements de convection dans un bain de soudure, l'explication du phénomène avec le détail des forces impliquées, la formulation mathématique, c'est à dire l'écriture des équations qui gouvernent ces mouvements, la résolution de ces équations en utilisant un logiciel de résolution par éléments finis FlexPDE, et finalement comparaison avec les résultats expérimentaux.

Cette étude comme toute étude théorique pousse vers plus de résultats et de conclusions, et ainsi on en déduit les conditions pour avoir un sens de rotation privilégié de ces mouvements, leurs effets sur la forme de la soudure, profonde ou large, ainsi que sur la présence d'éléments additionnels.

Mots-clés

Mouvements de convection, Soudage laser CO₂, Micrographie, Convection de Marangoni, Tension superficielle, Flottaison, FlexPDE.

Abstract

During the welding of materials with a CO₂ laser, the matter in the molten pool is subjected to movements of mixing, or movements of convection. These movements result from the combination of several strengths: strengths of surface tension, viscosity strengths, and gravity strengths.

In preceding works the researchers obtained micrographies of weld pool carried out with a CO₂ lasers, on various materials (aluminium, steels, stainless steels, titanium). In the work of Taibi Amar, micrographies of some weldings show well the stream lines of these movements.

This work relates to the theoretical study of the movements of convection in a weld pool, the explanation of the phenomenon with the detail of the implied forces, the mathematical formulation, i.e. the writing of the equations which control these movements, the solution of these equations by using a software of resolution by finite elements, Flexpde, and finally comparison with the experimental results.

This study as any theoretical study pushes towards more results and conclusions, and thus we can deduce the conditions from them to have a privileged direction of rotation of these movements, their effects on the form of the welding, deep or wide, and on the presence of additional components.

Key words

Movements of convection, CO₂ laser Welding, Micrography, Convection of Marangoni, surface tension, Buoyancy , FlexPDE.

ملخص:

خلال عملية لحام المعادن بواسطة لأزر CO_2 فإن المادة في الجزء المذاب تخضع لحركة مزج أو حركة حمل حراري. تنتج هذه الحركة بفعل مجموعة قوى: قوى الشد السطحي، قوى اللزوجة، قوى الثقالة

في مجموعة من الأعمال السابقة تحصل الباحثون على صور مجهرية لفتائل لحام بواسطة لأزر CO_2 لعدة معادن (ألمنيوم, فولاذ, تيتان).

في عمل طيبي عمر تظهر الصور المجهرية بشكل واضح خطوط التيار لهذه الحركة.

نقدم في هذا العمل الدراسة النظرية لحركة الحمل الحراري في الجزء المذاب من المادة، وتفسير الظاهرة مع تفصيل القوى المؤثرة، الصياغة الرياضية أي كتابة المعادلات التي تحكم هذه الحركة. لحل المعادلات الناتجة استخدمنا برنامج FlexPDE الذي يعمل بطريقة العناصر المنتهية، قارننا النتائج المتحصل عليها مع النتائج التجريبية.

هذه الدراسة ككل دراسة نظرية تؤدي إلى نتائج وخلاصة، منها شروط اتجاه دوران مفضل لهذه الحركة وتأثيرها على شكل فتيل اللحام، عمقه و عرضه، وكذلك العناصر المضافة.

الكلمات المفاتيح:

حركة الحمل الحراري، لحام لأزر CO_2 ، تصوير مجهري، مزج مارانغوني، الشد السطحي، قوه الطفو.