

N° d'ordre :

50376
1997
518
EXCLU
DU
PRÊT

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir

le grade de Docteur d'Etat en Sciences Mathématiques

Discipline : Mécanique

par

GARA Nabil

ANALYSE DU TRANSFERT DE CHALEUR ET DE MASSE DANS UN MILIEU
À CHANGEMENT DE PHASES.
APPLICATION AUX JOINTS SOUDÉS

Thèse soutenue le 7 Juillet 1997 devant la Commission d'Examen

MM. G. MESMACQUE, *Président*

G. MESMACQUE, Professeur, Université de Lille 1

N.E. ABRIAK, Habilité à diriger des recherches, Ecole des Mines de Douai

F. PARSY, Professeur, UFR de Mathématiques, Dépt de Mécanique
Fondamentale. Université de Lille1.

} *Rapporteurs*

Mme C. ROBIN, Professeur, Ecole des Mines de Douai.

Examineur

MM G. LALVEE, UFR de Mathématiques, Lille. 1

.FRECAUT, ANF CRESPIN- Valenciennes.

C. BONNEIL, GEC-ALSTHOM- Valenciennes.

} *Invités*

142650

50376
1997
518

Exclu du Prêt

N° d'ordre :

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir

le grade de Docteur d'Etat en Sciences Mathématiques

Discipline : Mécanique

par

GARA Nabil



ANALYSE DU TRANSFERT DE CHALEUR ET DE MASSE DANS UN MILIEU
À CHANGEMENT DE PHASES.
APPLICATION AUX JOINTS SOUDÉS

Thèse soutenue le 7 Juillet 1997 devant la Commission d'Examen

MM. G. MESMACQUE, *Président*

G. MESMACQUE, Professeur, Université de Lille 1

N.E. ABRIAK, Habilité à diriger des recherches, Ecole des Mines de Douai } *Rapporteurs*

F. PARSY, Professeur, UFR de Mathématiques, Dépt de Mécanique
Fondamentale. Université de Lille1.

Mme C. ROBIN, Professeur, Ecole des Mines de Douai. *Examineur*

MM G. LALVEE, UFR de Mathématiques, Lille.1 }
.FRECAUT, ANF CRESPIN- Valenciennes. } *Invités*
C. BONNEIL, GEC-ALSTHOM- Valenciennes.

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier Monsieur G.MESMACQUE pour l'honneur qu'il m'a fait de bien vouloir présider le jury de cette thèse.

Que Madame le Professeur C. ROBIN, qui s'est intéressé à mes travaux et qui, malgré ses lourdes charges administratives a accepté d'être examinatrice de cette thèse et dont les nombreuses suggestions ont permis d'améliorer ce travail, accepte le témoignage de ma profonde reconnaissance.

Que Monsieur N.E. ABRIAK, qui m'a été d'un grand apport tant par ses suggestions que par ses encouragements et a accepté d'être rapporteur de ce travail, trouve ici l'expression de toute ma gratitude.

A Monsieur le Professeur G.MESMACQUE, qui m'a le premier initié à l'étude des joints soudés lors de mon séjour dans son laboratoire, j'exprime toute ma reconnaissance pour tout ce qu'il m'a appris et pour avoir volontiers accepté d'être rapporteur et président de ce travail.

A Monsieur le Professeur F.PARSY, mon Directeur de recherche, qui m'a proposé ce sujet et qui m'a guidé sans discontinuer dans cette recherche et sans jamais cesser de me dispenser ses précieuses critiques et ses conseils. Pour toute l'attention qu'il a ainsi porté à mon travail et l'optimisme dont il a toujours fait preuve, qu'il veuille bien trouver dans ces lignes le témoignage de ma profonde reconnaissance.

A Messieurs G.LALVEE, C.BONNEIL, .FRECAUT, S. HARIRI et qui ont accepté d'assister à cette thèse, j'adresse tous mes remerciements.

Je tiens à remercier tout particulièrement et le plus sincèrement S.HARIRI, et le Pr. C.ROBIN et toute l'équipe de son département Matériaux Métalliques de l'Ecole des Mines de Douai, pour nous avoir accueillis dans leur laboratoire.

Que tous ceux qui, à des titres divers m'ont aidé à réaliser ce travail soient également remerciés, notamment D.KERRICH, pour l'aide constante apportée au cours des expériences.

AVERTISSEMENT

Je tiens à signaler à Messieurs les Membres du Jury, que la version transmise en leur honneur n'est pas la version définitive. Qu'ils veuillent bien excuser toutes les fautes d'inattention et d'imprimerie.

Avec toutes nos excuses.

Première

PARTIE

Table de matière

Première partie .

Introduction générale. 12

Chapitre I. Problème physique.

I.1 - Le procédé TIG et ses applications.	14
I.1.1 - Arc et polarités.	14
I.1.1.1 - Courant continu polarité (-) à l'électrode.	
I.1.1.2 - Courant continu polarité (+) à l'électrode.	
I.1.1.3 - Courant alternatif.	
I.1.2 - Ionisation et atmosphère de l'arc.	17
I.1.2.1 - Ionisation par effet joule.	
I.1.2.2 - Ionisation par bombardement électronique.	
I.1.2.3 - Photoionisation.	
I.1.3 - Fusion par procédé TIG.	24
I.1.4 - Caractéristiques d'un arc stabilisé.	25
I.1.4.1 - Intensité de l'arc.	
I.1.4.2 - Circuit d'alimentation.	
I.1.4.3 - circuit de démarrage.	
I.1.5 - Influence des caractéristiques de l'appareillage sur les mesures.	
I.1.5.1 - Influence de la capacité thermique du système de mesure.	32
I.1.5.2 - Choix des matériaux testés.	
I.1.6 - Comportement du matériau sous l'effet du plasma.	33
I.1.6.1 - Phase solide.	
I.1.6.2 - Phase liquide.	
I.1.6.3 - Phase d'ébullition.	
I.2 - Plasma et phénomènes physiques.	38
I.2.1 - Echelle microscopique.	
I.2.2 - Echelle macroscopique.	
I.2.3 - Influence des impuretés.	
I.3 - Types d'interactions dans le plasma.	41
I.3.1 - Interaction arc-gaz.	
I.3.2 - Champ magnétique et structure moléculaire.	
I.3.3 - Interface liquide-gaz.	

I.4 - Changement de phase : loi de Stéphan.	44
I.5 - Structure cristalline des métaux.	46
I.5.1 - Structure de la phase liquide.	
I.5.2 - Structure de l'interface solide-liquide.	
I.5.3 - Structure de l'interface liquide-gaz.	
I.6 - Chaleur latente de fusion et de solidification.	51
I.6.1 - Chaleur latente de fusion.	
I.6.2 - Chaleur latente de vaporisation.	
I.7 - Energie cédée par l'arc et enthalpie spécifique.	52
I.7.1 - Principes de la thermodynamique.	
I.7.1.a - Système fermé.	
I.7.2.b - Système ouvert.	
I.8 - Mouvement individuel d'une particule chargée.	59
I.8.1 - Equation générale du mouvement.	
I.8.1.a - Cas d'un champ électrique agissant seul.	
I.8.1.b - Densité de la force électromagnétique.	
I.9 - Géométrie du bain fondu et formulation.	65
I.9.1 - Ecoulement dans le bain de fusion.	
I.9.2 - Déformations dans le bain de fusion.	
I.9.3 - Position du problème.	
I.9.4 - Equations et conditions aux limites.	
I.9.4.a - Equations de Maxwell.	
I.9.4.b - Equations de Naviers-Stokes.	
I.9.4.c - Equations de l'énergie.	
I.9.4.d - Aspects thermiques.	
I.9.5 - Dynamique de l'écoulement.	
I.9.6 - Comportement mécanique du bain.	
I.9.6.1 - Contraction pendant la solidification.	
I.10 - Conclusion.	76

Chapitre II. Mécanismes thermiques en cours de la fusion.

II.1 - Introduction.	80
II.2 - Ecoulement de chaleur pendant le soudage.	81
II.2.1 - La conductivité thermique.	
II.3 - Les phénomènes de transfert thermique.	83
II.3.a - La conduction.	

II.3.b - La convection.	
II.3.c - Le rayonnement.	
II.4 - Source d'énergie.	88
II.4.a - Coefficient de concentration de la source de chaleur.	
II.4.b - Capacité thermique massique (ou chaleur massique).	
II.5 - La diffusivité.	92
II.6 - L'émissivité.	95
II.7 - Force électromotrice de température.	96
II.8 - Influence de la capacité thermique du fluide de refroidissement sur les mesures.	97
II.9 - Influence de la calotte sur les mesures.	97
II.9.1 - Cas d'une calotte rectangulaire.	
II.9.2 - Cas d'une calotte hémisphérique.	
II.10 - Perte d'énergie par le système.	102
II.10.1 - Energie perdue par rayonnement.	
II.10.2 - Energie perdue par conduction.	
II.10.3 - Energie perdue par évaporation.	
II.10.4 - Energie perdue par convection.	
II.11 - Paramètres thermiques de la solidification.	107
II.11.1 - Débit de chaleur dégagée par le système.	
II.11.2 - Résistance thermique des interfaces métal-calotte et calotte-fluide de refroidissement.	
II.12 - Epaisseur solidifiée et vitesse de solidification.	120
II.13 - Détermination des paramètres de solidification.	134
II.13.1 - Conductivité thermique de l'échantillon.	
II.13.2 - Température de la paroi moule-échantillon.	
II.13.3 - Coefficient moyen de transfert thermique.	
II.13.4 - Flux de chaleur à l'interface métal-moule.	
II.14 - Etude adimensionnelle de la solidification.	141
II.14.1 - Paramètres sans dimensions.	
II.14.2 - Modèle thermique de la solidification.	
II.14.2.1 - Hypothèses de base.	
II.14.2.2 - Bilan énergétique.	
II.14.2.3 - Hypothèses complémentaires.	
II.14.2.4 - Epaisseur solidifiée X_s et fraction solidifiée f_s .	
II.14.2.5 - Vitesse de solidification.	
II.14.2.6 - Temps de surchauffe du bain de fusion.	

II.14.2.7 - Gradient de température à l'interface solide-liquide.	
II.14.2.8 - Vitesse de refroidissement à l'interface solide-liquide.	
II.15 - Etude thermique de la solidification.	157
II.15.1 - Cas d'une calotte hémisphérique.	
II.15.1.1 - Bilan énergétique.	
II.15.1.2 - Hypothèses complémentaires.	
II.15.1.3 - Fraction solidifiée f_s .	
II.15.1.4 - Vitesse de solidification V_s .	
II.15.2 - Fusion par apport métallique.	
II.15.3 - Déformations mécaniques dues à la solidification.	
II.16 - Conclusion.	166
Chapitre III. <u>Modèle d'une cavité à section rectangulaire.</u>	
III.1 - Introduction.	170
III.2 - Introduction à l'analyse multidimensionnelle.	171
III.2.1 - Equation de la chaleur.	
III.2.2 - Modèle de transfert de chaleur.	
III.3 - Etude thermique de conduction.	176
III.3.1 - Echantillon rectangulaire mince.	
III.3.2 - Etude analytique d'une conduction simple.	
III.3.3 - Approximation par différences finies.	
III.3.3.1 - Maillage.	
III.3.3.2 - Erreurs associées à l'approximation par différences finies.	
III.3.3.3 - Discrétisation des conditions aux limites.	
III.3.4 - Résolution numérique.	
III.4 - Répartition bidimensionnelle de la température.	188
III.4.1 - Source ponctuelle.	
III.4.2 - Equation de la conduction.	
III.4.3 - Source en déplacement.	
III.5 - Répartition de la température en espace tridimensionnel.	205
III.5.1 - Source ponctuelle.	
III.5.2 - Régime transitoire de la température.	
III.6 - Méthode de superposition	210
III.7 - Conclusion.	213

Chapitre IV. Modèle à cavité hémisphérique.

IV.1 - Introduction.	220
IV.2 - Présentation du modèle.	222
IV.3 - Modèle mathématique et formulation.	222
IV.3.1 - Phase liquide.	
IV.3.2 - Phase de solidification.	
IV.4 - Modèle de transfert de chaleur.	225
IV.5 - Schéma aux différences finies.	227
IV.5.1 - Equation de la chaleur.	
IV.6 - Conclusion.	234

Deuxième partie.

Chapitre V. Mise en oeuvre et paramétrage du procédé TIG.

V.1 - Introduction.	262
V.2 - Description du procédé TIG à fil chaud.	263
V.2.1 - Principe.	
V.2.2 - La source de chaleur.	
V.3 - Présentation des matériaux.	266
V.4 - Techniques expérimentales.	267
V.4.1 - Préparation des éprouvettes .	
(i) Paramètres constants .	
(ii) Quatre types de variables peuvent être pris en compte .	
V.4.2 : Conditions de soudage.	
V.5 - Etude de la stabilité de l'arc .	273
V.5.1 - Décalage électrode-pièce .	
V.5.2 - Caractéristique tension-intensité .	
V.5.3 - Caractéristique tension-distance pièce-électrode.	
V.6 - Paramètres de soudage et bain de fusion.	279
V.6.1 - Intensité du courant de soudage .	279
6.1.a - Evolution de la profondeur de pénétration .	
6.1.b - Evolution de la largeur du cordon .	
6.1.c - Evolution de la surépaisseur.	
6.1.d - Evolution du rapport P/L .	
6.1.e - Evolution du rapport Se/L .	

V.6.2 - Vitesse de soudage .	284
6.2.a - Evolution de la profondeur de pénétration .	
6.2.b - Evolution de la largeur du cordon .	
6.2.c - Evolution du rapport P/L .	
6.1.d - Evolution du rapport Se/L .	
V.6.3 - Conicité de l'électrode .	287
6.3.a - Profondeur de pénétration.	
6.3.b - Largeur du cordon .	
V.6.4 - Essais sans métal d'apport.	290
6.4.a - Rapport P/L. .	
6.4.b - Evolution de la tension d'arc.	
V.6.5 - Gaz de protection.	292
6.5.a - Largeur du cordon .	
6.5.b - Rapport P/L .	
6.5.c - Tension d'arc .	
V.7 - Conclusion.	297

Chapitre VI. Etude mécanique et métallographique des échantillons.

VI.1 - Introduction.	327
VI.2 - Cycles thermiques et morphologie du cordon.	328
VI.2.1 - Temps de surchauffe.	
VI.2.2 - Vitesse de refroidissement.	
VI.2.3 - Mesure de la zone fondu.	
VI.3 - Composition chimique du matériau.	332
VI.3.1 - Analyse par diffraction X.	
VI.3.2 - Analyse de la zone affectée thermiquement.	
VI.3.3 - Soudabilité des échantillons.	
VI.4 - Caractéristiques mécaniques du joint soudé.	339
VI.4.1 - Préparation des échantillons.	
4.1.a - Essai de microdureté.	
4.1.b - Essai de compression.	
VI.4.2 - Introduction à la mécanique de la rupture.	345
4.2.a - Rappel des principaux critères.	
4.2.b - Mode de propagation d'une fissure.	
4.2.c - Facteur d'intensité de contrainte.	

4.2.d - Champ de contrainte associé à une fissure.	
VI.4.3 - Critère de propagation de défauts.	348
4.3.a - Stabilité et instabilité de la propagation.	
VI.4.4 - Détermination expérimentale des conditions de propagation de fissures .	
VI.4.5 - Résistance à la compression d'une structure soudée.	
4.5.a - Influence de la microstructure sur la résistance à la compression.	
4.5.b - Influence des conditions de soudage.	
4.5.c - Influence des paramètres de soudage.	
VI.5.1 - Essais de fissuration sur éprouvettes préfissurées.	
5.1.a - Mise en œuvre des essais.	
i - influence de la vitesse.	
ii - influence de la profondeur d'entaille.	
5.1.b - Entaille centrée, mode I.	
5.1.c - Entaille dans la ZAT.	
5.1.d - Entaille centrée et orientée, mode II.	
5.1.b - Entaille dans la ZAT.	
VI.7 - Conclusion.	352
CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES.	357
Annexes I & II.	
Annexe III.	

Introduction

GENERALE

INTRODUCTION

Outre la fusion et la solidification d'un joint soudé, les problèmes à frontière libre ou à frontière mobile se rencontrent également lors de l'écoulement d'un fluide dans un milieu poreux, de l'évolution d'un milieu diphasique, ou en général dans les situations où il y a existence de phénomènes d'évaporation, de condensation, de sublimation directe et de sublimation inverse. Les problèmes à frontière libre sont également étudiés en mécanique des milieux continus (élasto-plasticité, contraintes résiduelles de diverses origines, ...).

Les processus de fusion et de solidification sont respectivement le siège d'absorption ou de libération d'énergie au voisinage de l'interface solide-liquide. La chaleur latente de changement de phase qui en résulte, influence dans une large mesure l'évolution de ces processus transitoires de transfert de chaleur et de masse. Lorsque le matériau considéré est un mélange ou un alliage, le changement de phase est étalé sur une zone où il y a coexistence de matériau solide et de matériau liquide.

La spécificité des problèmes de changement de phase réside dans le fait que la frontière est mobile au cours du temps, c'est-à-dire que les domaines solide et liquide qui se distinguent par des propriétés thermo-physiques différentes sont évolutifs.

Le travail réalisé tout au long de cette thèse concerne l'étude des joints soudés d'échantillons tubulaires par un procédé TIG avec fil chaud. Compte tenu de la difficulté à réaliser l'étude directement sur les joints soudés et afin de mieux comprendre les phénomènes issus de la fusion engendrée par un arc plasma nous avons fait deux études distinctes mais complémentaires :

- Dans la première, nous avons simulé les cordons de soudure par deux empreintes, l'une prismatique l'autre hémisphérique.

- Dans la deuxième, nous avons effectué des soudures directement sur des éprouvettes tubulaires avec entailles de formes U, Y, V et U.

Les résultats obtenus dans les deux parties sont comparés puis commentés.

Les matériaux testés dans la première étude sont : le plomb, un alliage d'aluminium et deux aciers le A42 et le XC38, dans la deuxième les soudures ont été réalisées sur deux aciers le A42 et le E24.

De l'analyse des résultats que nous avons obtenus dans cette étude découlent deux problèmes bi-dimensionnels concrets : un problème stationnaire de diffusion de chaleur, et un problème transitoire de diffusion de la chaleur soumise à des conditions de type mixte. Du fait de l'hypothèse de petites perturbations, le champ de température obtenu est axisymétrique et il en résulte que l'interface liquide-solide est hémisphérique, centrée sur l'axe de révolution, ce qui permet une représentation convenable des phénomènes au début de la fusion.

Le soudage, la découpe ou la fusion par procédé TIG ou autres, sont autant de processus permettant la combinaison de plusieurs disciplines telles que la mécanique des fluides, la métallurgie, l'énergétique, la physique des plasmas ou bien la physique des particules.

Notre intérêt s'est porté plus particulièrement sur le processus de fusion par procédé TIG à électrode non consommable. Les phénomènes physiques intervenant lors de ce type de processus sont divers : la déformation de la surface libre, les changements de phases liquide-solide, liquide-gaz, perte d'énergie et de masse et déséquilibre énergétique.

Tous ces phénomènes complexes et instables jouent un rôle décisif et sont d'une importance capitale en ce qui concerne la résistance, la rigidité et la durée de vie d'une structure soudée. La diversité des paramètres et la complexité des phénomènes impliqués par la soudure (aspects métallurgiques, thermiques, magnétohydrodynamique, fusion, évaporation ...) ouvrent beaucoup de problèmes théoriques et expérimentaux à la recherche sur les joints soudés et plus généralement à l'étude thermodynamique des milieux à changement de phases.

Dans cette première partie, le premier chapitre est consacré essentiellement à une large étude bibliographique suivie d'une étude concernant les diverses applications de l'interaction arc-matériaux et de tous les phénomènes physiques qui les accompagnent (mécanismes de transfert de chaleur et de masse). L'intérêt majeur est de dégager à travers les nombreux cas de figure et à travers les différents phénomènes intervenant à l'échelle macroscopique, une idée précise et réaliste de ce qu'est la fusion par procédé TIG, de manière à être capable d'en construire un modèle fidèle.

Dans le deuxième chapitre de cette étude, nous avons traité les mécanismes de transfert de chaleur qui découlent du soudage, génèrent une part importante des contraintes et des déformations et qui sont en quelque sorte les régulateurs du produit fini. Deux modèles d'étude ont été pris en considération pour l'étude de la fusion locale et globale par procédé TIG avec électrode non consommable. Deux cavités, une de

section rectangulaire, l'autre hémisphérique sont soumises à une distribution gaussienne de température le long de la surface libre renfermant le bain de fusion.

L'épaisseur et la fraction solidifiée sont calculées de deux manières différentes pour divers matériaux ainsi que pour les deux types de calottes.

Les vitesses de solidification ont été établies pour plusieurs régimes.

Les énergies et les pertes de masse par rayonnement, par évaporation et par ébullition ont été évaluées.

Au troisième chapitre, une étude analytique est proposée dans le cas de la section rectangulaire puis une solution numérique est apportée par une méthode aux différences finies discutée en annexe. Ce même chapitre explicite et détaille les différents modèles utilisés. Les dimensions et les paramètres utilisés dans cette analyse sont optimisés. Le cas de la cavité hémisphérique est traité numériquement dans le **chapitre quatre**.

Nous avons utilisé l'enthalpie pour caractériser la source d'énergie dans le système, la continuité de la chaleur latente à l'interface liquide-solide, et l'analogie avec les joints soudés pour modéliser les forces d'interaction entre les différentes phases de notre domaine.

L'échantillon métallique présente deux phases dont l'interface (limite du bain fondu) est donnée par l'isotherme de la température de fusion.

La deuxième partie commence avec le **chapitre cinq** qui explicite et étudie en détail l'influence des paramètres de soudage par le procédé TIG, (vitesse de balayage, intensité ou puissance de l'arc), sur la morphologie du bain fondu et sur les phénomènes thermiques qui s'y développent. L'application est faite sur des éprouvettes de forme tubulaire.

Le sixième et dernier chapitre présente les principaux résultats expérimentaux que nous avons obtenus concernant les propriétés mécaniques et thermophysiques. Des relevés de température, et de microdureté, ainsi que des spectres d'analyse par diffraction aux rayons X ...ont fait l'objet majeur de cette étude.

Une étude préliminaire sur la mécanique de la rupture appliquée aux éprouvettes tubulaires entaillées arbitrairement a été engagée. Les résultats promettent d'être concluants.

NOMENCLATURE

Latines :

- C : chaleur spécifique (J/kg.K)
- E_p : pouvoir émissif du corps noir (W/m²)
- \bar{h} : coefficient de transfert thermique ou d'échange (W/m².K)
- H : chaleur latente de fusion (J/kg)
- L : chaleur latente de fusion (5,5 cal/g)
- H' : (= H+C(T_s-T_w) chaleur latente modifiée (J/kg)
- k : (= 1,380662.10⁻²³ J.K⁻¹) constante de Boltzmann
- M : masse (kg)
- e : (=1,6021892.10⁻¹⁹C) charge élémentaire
- m_p : (=1,6726485.10⁻²⁷ kg) masse au repos du proton
- m_i : masse d'un ion
- h : (=6,626176.10⁻³⁴ J.s) constante de Planck
- P : (=dT/dt) vitesse de refroidissement (K/s)
- Q : quantité de chaleur (J)
- \dot{Q} : débit de chaleur (W)
- \dot{q} : flux de chaleur (W/m²)
- R : rayon de la sphère (m)
- r : rayon indiquant la position de l'interface solide-liquide dans l'hémisphère (m)
- R_i : résistance thermique (1/m²)
- S : surface (m²)
- t : le temps (s)
- t_{ref} : temps de référence
- t_s : temps total de solidification (s)
- t_r : temps d'élimination de la surchauffe (s)
- T : température (°C ou K selon indication)
- T_c : température de coulée (K)
- T_f : température de fusion (K)

- T_e : température d'équilibre (K)
 \bar{T}_m : température moyenne (K)
 \bar{T} : température moyenne (K)
 T_p : température de la paroi (K)
 T_r : taux de refroidissement
 T_{ref} : température de référence
 v_s : vitesse de solidification (m/s)
 \bar{T}_{fin} : température moyenne de fin de solidification
 C_p : capacité calorifique ;
 R_w : rayon de l'hémisphère ;
 R_l : rayon de la zone liquide ;
 R_s : rayon de la zone solide ;
 Gr : nombre de Grashof ;
 h : coefficient de transfert ;
 λ : conductivité thermique ;
 N : nombre de points du maillage ;

Paramètres adimensionnels :

- A : rapport de forme (2L/H)
 C : nombre de capillarité
 Ec : nombre de Eckert
 Kn : nombre de Knudsen
 Ma : nombre de Marangoni
 Nu : nombre de Nusselt
 Pr : nombre de Prandtl
 Bo : nombre de Bond
 Gr : nombre de Grashof
 Pe : nombre de Peclet
 Re : nombre de Reynolds
 Ste : nombre de Stephan
 Bi : $(=hX_s/K)$ nombre de Biot
 Bi_t : $(=hX_t/K)$ nombre de Biot total

- Fo : $(\alpha \cdot \tau / X_s^2)$ nombre de Fourier
 Fo_t : $(\alpha \cdot \tau / X_t^2)$ nombre de Fourier total
 Fo_s : $(K \cdot (T_s - T_w) \cdot t / H \cdot \rho)$ nombre de Fourier pour la solidification

Grecques :

- α : $(=K/\rho \cdot C)$ diffusivité thermique (m^2/s)
 α' : $(=K/\alpha[C+H/(T_f-T_w)])$ diffusivité thermique équivalente de fusion (m^2/s)
 β : angle de raccordement
 ΔT : variation de la température
 ΔX_s : variation de l'épaisseur solidifiée
 ε : émissivité d'une surface
 γ : densité du matériau
 $\varphi(\tau)$: fonction température de la paroi
 λ : conductivité thermique ($W/m \cdot K$)
 η : rendement
 ρ : masse volumique (kg/m^3)
 σ : $(= 5,67032 \cdot 10^{-8} W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4})$ constante de Stefan-Boltzman
 τ : temps sans dimension
 Ω : Domaine d'étude
 χ : degré d'ionisation

Chapitre 1. Problème physique

1.1 - Le procédé TIG et ses applications.

1.1.1 - Arc et polarités.

1.1.1.1 - Courant continu polarité (-) à l'électrode.

1.1.1.2 - Courant continu polarité (+) à l'électrode.

1.1.1.3 - Courant alternatif.

1.1.2 - Ionisation et atmosphère de l'arc.

1.1.2.1 - Ionisation par effet joule.

1.1.2.2 - Ionisation par bombardement électronique.

1.1.2.3 - Photoionisation.

1.1.3 - Fusion par procédé TIG.

1.1.4 - Caractéristiques d'un arc stabilisé.

1.1.4.1 - Intensité de l'arc.

1.1.4.2 - Circuit d'alimentation.

1.1.4.3 - Circuit de mesure.

1.1.5 - Influence des paramètres sur les mesures.

1.1.5.1 - Influence des paramètres sur le système de mesure.

1.1.5.2 - Choix des paramètres.

1.1.6 - Camps vorticaux.

1.1.6.1 - Phase active.

1.1.6.2 - Phase réactive.

1.1.6.3 - Phase d'équilibre.

CHAPITRE 1.

Problème physique.

Procédé TIG

Plasma

1.2 - Nature et phénomènes physiques.

1.2.1 - Echelle microscopique.

1.2.2 - Echelle macroscopique.

1.2.3 - Influence des impuretés.

1.3 - Types d'interactions dans le plasma.

1.3.1 - Interaction arc-gaz.

1.3.2 - Champ magnétique et structure moléculaire.

1.3.3 - Interface liquide-gaz.

1.4 - Changement de phase - loi de Stéphan.

1.5 - Structure cristalline des métaux.

1.5.1 - Structure de la phase liquide.

1.5.2 - Structure de l'interface solide-liquide.

1.5.3 - Structure de l'interface liquide-gaz.

1.6 - Chaleur latente de fusion et de solidification.

1.6.1 - Chaleur latente de fusion.

1.6.2 - Chaleur latente de vaporisation.

1.7 - Énergie adiabatique et équilibre spécifique.

1.7.1 - Principes de la thermodynamique.

1.7.1.a - Système fermé.

1.7.2.b - Système ouvert.

1.8 - Mouvement individuel d'une particule chargée.

1.8.1 - Équation générale du mouvement.

1.8.1.a - Cas d'un champ électrostatique agissant seul.

1.8.1.b - Cas d'un champ électromagnétique.

1.9 - Géométrie de bain fondu et formation.

1.9.1 - Écoulement dans le bain de fusion.

1.9.2 - Déformations dans le bain de fusion.

1.9.3 - Position du problème.

1.9.4 - Équations et conditions aux limites.

1.9.4.a - Équations de Maxwell.

1.9.4.b - Équations de Navier-Stokes.

1.9.4.c - Équation de l'énergie.

1.9.4.d - Aspects thermiques.

Chapitre I. Problème physique.

- I.1 - Le procédé TIG et ses applications.
 - I.1.1 - Arc et polarités.
 - I.1.1.1 - Courant continu polarité (-) à l'électrode.
 - I.1.1.2 - Courant continu polarité (+) à l'électrode.
 - I.1.1.3 - Courant alternatif.
 - I.1.2 - Ionisation et atmosphère de l'arc.
 - I.1.2.1 - Ionisation par effet joule.
 - I.1.2.2 - Ionisation par bombardement électronique.
 - I.1.2.3 - Photoionisation.
 - I.1.3 - Fusion par procédé TIG.
 - I.1.4 - Caractéristiques d'un arc stabilisé.
 - I.1.4.1 - Intensité de l'arc.
 - I.1.4.2 - Circuit d'alimentation.
 - I.1.4.3 - circuit de démarrage.
 - I.1.5 - Influence des caractéristiques de l'appareillage sur les mesures.
 - I.1.5.1 - Influence de la capacité thermique du système de mesure.
 - I.1.5.2 - Choix des matériaux testés.
 - I.1.6 - Comportement du matériau sous l'effet du plasma.
 - I.1.6.1 - Phase solide.
 - I.1.6.2 - Phase liquide.
 - I.1.6.3 - Phase d'ébullition.
- I.2 - Plasma et phénomènes physiques.
 - I.2.1 - Echelle microscopique.
 - I.2.2 - Echelle macroscopique.
 - I.2.3 - Influence des impuretés.
- I.3 - Types d'interactions dans le plasma.
 - I.3.1 - Interaction arc-gaz.
 - I.3.2 - Champ magnétique et structure moléculaire.
 - I.3.3 - Interface liquide-gaz.
- I.4 - Changement de phase : loi de Stéphan.
- I.5 - Structure cristalline des métaux.
 - I.5.1 - Structure de la phase liquide.
 - I.5.2 - Structure de l'interface solide-liquide.
 - I.5.3 - Structure de l'interface liquide-gaz.
- I.6 - Chaleur latente de fusion et de solidification.
 - I.6.1 - Chaleur latente de fusion.
 - I.6.2 - Chaleur latente de vaporisation.
- I.7 - Energie cédée par l'arc et enthalpie spécifique.
 - I.7.1 - Principes de la thermodynamique.
 - I.7.1.a - Système fermé.
 - I.7.2.b - Système ouvert.
- I.8 - Mouvement individuel d'une particule chargée.
 - I.8.1 - Equation générale du mouvement.
 - I.8.1.a - Cas d'un champ électrique agissant seul.
 - I.8.1.b - Densité de la force électromagnétique.
- I.9 - Géométrie du bain fondu et formulation.
 - I.9.1 - Ecoulement dans le bain de fusion.
 - I.9.2 - Déformations dans le bain de fusion.
 - I.9.3 - Position du problème.
 - I.9.4 - Equations et conditions aux limites.
 - I.9.4.a - Equations de Maxwell.
 - I.9.4.b - Equations de Naviers-Stokes.
 - I.9.4.c - Equations de l'énergie.
 - I.9.4.d - Aspects thermiques.

I.9.5 - Dynamique de l'écoulement.

I.9.6 - Comportement mécanique du bain.

I.9.6.1 - Contraction pendant la solidification.

I.10 - Conclusion.

Chapitre I.

Le Problème physique

I.1 - Le Procédé TIG et ses applications .

Durant tout le processus de soudage, l'énergie déposée est déterminée non seulement par la densité de puissance que focalise la source mais aussi par le temps d'interaction de l'arc avec le matériau. Tous les paramètres importants sont alors directement ou indirectement rattachés à ces deux notions, sans oublier que l'apport de chaleur peut être modifié par le jeu des propriétés thermophysiques du plasma et des matériaux eux-mêmes. Par un tel procédé les microstructures et les propriétés physiques des matériaux se trouvent modifiées.

Plusieurs procédés de soudage existent et sont aussi efficaces (fig.I.1), mais notre choix est limité au procédé TIG, car il possède plusieurs avantages en ce qui concerne son utilisation, et ses fonctions sont facilement contrôlables.

Parmi les fonctions qui, à nos yeux, avantagent le procédé TIG, on peut citer :

(i) un temps de réponse très court permettant des amorçages et des arrêts rapides du processus, ce qui a, entre autre, permis son automatisation.

(ii) par contre, il fonctionne en présence d'un champ magnétique (contrairement à d'autres procédés, comme le laser) ce qui, suite au brassage du bain, entraîne une certaine inhomogénéité.

Dans ce processus (TIG) interviennent non seulement des interfaces solide-liquide mais aussi des interfaces liquide-vapeur, qui, à la température d'ébullition, et à cause de la présence de l'arc, deviennent des interfaces liquide-plasma.

I.1.1 - Arc et Polarités .

Trois configurations (fig.I.2) ont été essayées suivant les polarités de l'arc :

(1) Courant continu, polarité (-) à l'électrode

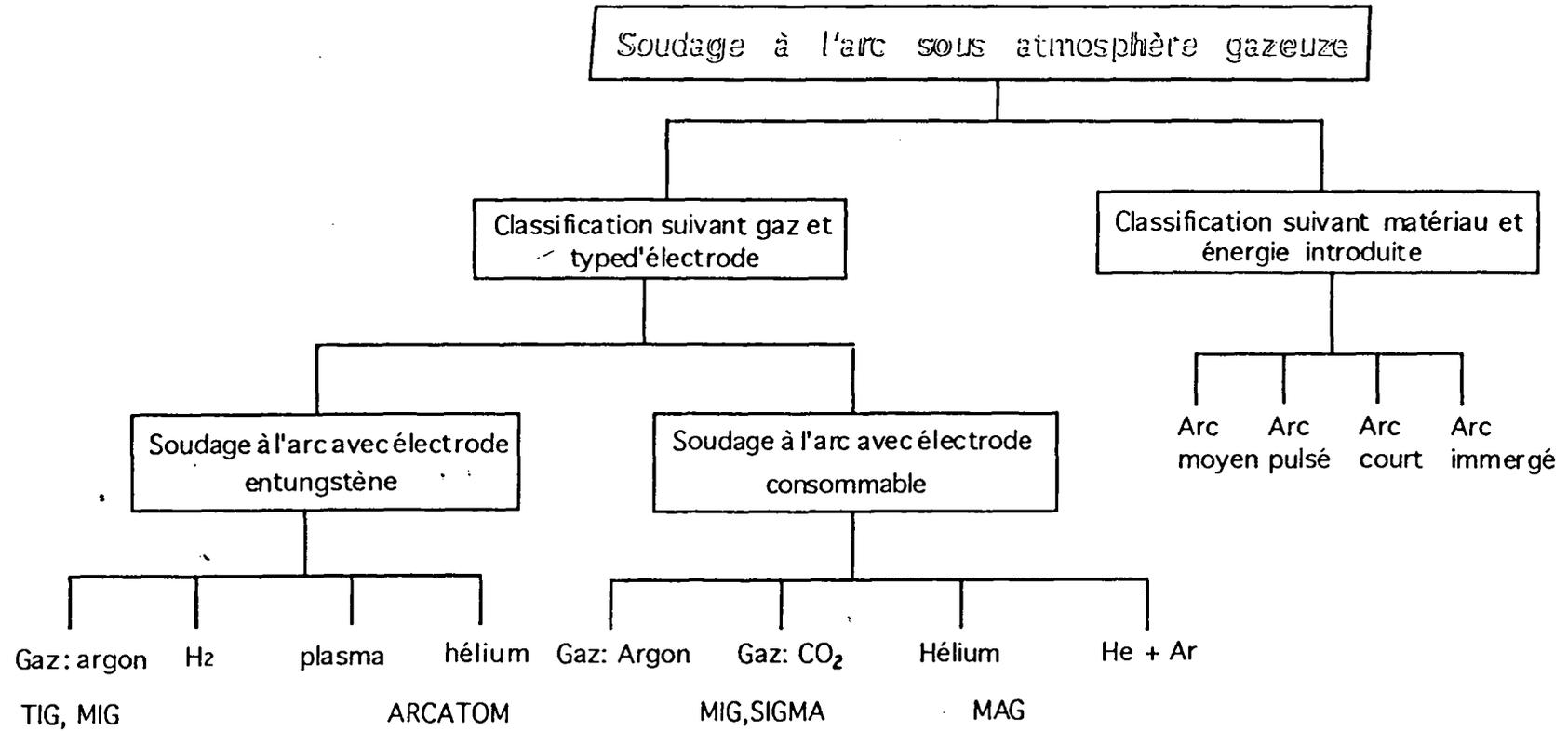


Figure I.1 : Aperçu sur quelques procédés de soudage sous atmosphère gazeuse et choix du procédé TIG à électrode non-consommable.

- (2) Courant continu, polarité (+) à l'électrode
- (3) Courant alternatif.

I.1.1.1 - Courant continu polarité (-) à l'électrode.

L'alimentation du courant de soudage est, en général, faite en continu, la polarité étant (-) à l'électrode, à partir de sources de courant régulées (fig.I.2a).

Le flux de chaleur fourni par l'arc n'est pas uniformément réparti entre l'anode et la cathode : à peu près deux tiers de celui-ci sont situés dans la zone fortement excitée par les électrons (l'anode ou pièce à souder) ; le reste, environ un tiers, enveloppe la cathode (électrode).

Dans cette configuration, par la mauvaise répartition de la chaleur à travers la cavité en fusion, l'arc donne une forme allongée à la zone fondue.

Cette diffusion, plutôt locale, favorise l'apparition de défauts de jonction (ou de "collage"), ce qui a été aperçu, au cours d'essais aussi bien en laboratoire que sur chantier.

I.1.1.2 - Courant continu polarité (+) à l'électrode.

Ici, les électrons, soumis à une grande vitesse sous l'effet d'un champ électrique, viennent heurter l'électrode et la chauffent rapidement.

Comme l'électrode a une faible conductivité à sa pointe, pour qu'elle ne se désagrège pas, un refroidissement forcé (de l'électrode) s'avère plus que nécessaire. Les ions formés dans ce champ possèdent une masse plus importante que celle des électrons et, par conséquent, acquièrent une vitesse d'éjection plus faible et, en heurtant la surface du laitier, lui donnent un aspect plat et boursoufflé (fig.I.2b).

Compte tenu de la convergence du champ électrique, l'arc brûle difficilement car les électrons quittent un milieu de masse et de conductivité plus élevées pour se déposer sur un milieu un peu moins conducteur (anode de tungstène).

Bien qu'avec cette polarité, les couches d'oxyde formées sur certains matériaux soient facilement pénétrables, le procédé reste néanmoins le moins répandu, à cause de l'instabilité de son arc et de la mauvaise distribution de son champ thermique.

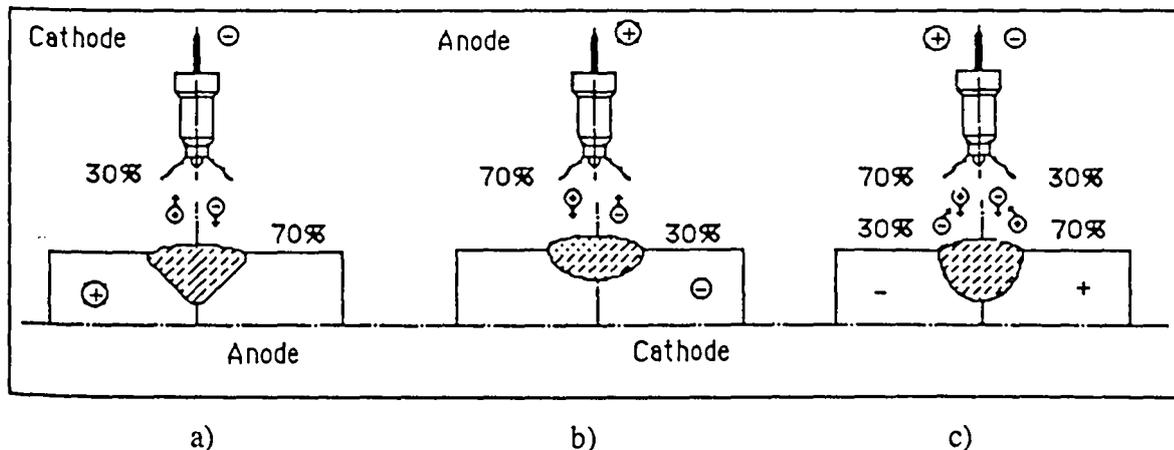


Figure I.2 : Aspect de la zone fondue en fonction des polarités de l'arc.

I.1.1.3 - Courant alternatif.

Son utilisation groupe les avantages des deux polarités précédentes (fig.I.2c) : la fusion est parfaitement équilibrée ; à chaque demi-période il y a cassure de la couche d'oxyde.

L'arc possède un caractère dissymétrique et son amplitude dépend de la fréquence utilisée. Plusieurs constructeurs ont essayé de remédier à ce comportement (stabilisateur HF...). L'emploi d'oscillateurs magnétiques a pour but l'obtention d'une importante largeur de cordon .

La déviation magnétique a pour effet d'allonger le "panache"(*) de l'arc de soudage dans le sens de l'avancement en vue de provoquer un préchauffage local de la pièce, ce qui permet d'accroître la vitesse de soudage et d'améliorer la stabilité de l'arc.

Sous cette configuration, l'électrode a tendance à s'échauffer plus que la pièce à souder, ce qui peut être expliqué par le fait que, lorsque l'électrode est en cathode l'émissivité électronique est plus grande ; alors que, quand la pièce est en cathode, les électrons trouvent plus de difficulté à quitter une zone plus froide.

I.1.2 - Ionisation et atmosphère de l'arc.

L'ionisation de l'atmosphère de l'arc peut se faire entre autre, par effet thermique, par bombardement électronique, ou par rayonnement électromagnétique.

(*) Ce terme désigne le mélange de vapeur et de plasma formés au dessus de la tache anodique .

I.1.2.1 - Ionisation par effet Joule

Dès l'application du champ électrique entre la cathode et l'anode, le mouvement des molécules et des atomes qui forment l'atmosphère gazeuse de l'arc s'accroît favorisant ainsi par leur collision l'ionisation. La fragilité des liaisons électroniques sur les couches atomiques extérieures permet la libération (ou le détachement) des électrons.

L'énergie d'ionisation E peut être évaluée comme suit :

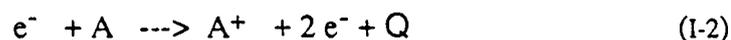
$$E = e_0 \cdot U_i \leq \frac{3}{2} \cdot k \cdot T \quad (I-1)$$

où e_0 est la charge de l'électron, U_i le potentiel d'ionisation
 E l'énergie potentielle, nécessaire à l'ionisation [C] ($e = 1,602189 \cdot 10^{-19} \text{C}$)
 k la constante de Boltzmann ($1,380 \cdot 10^{-23} \text{ W.s/K}$)
 et T la température absolue (K).

I.1.2.2 - Ionisation par bombardement électronique

Soumis à un champ électrique intense, les électrons acquièrent des vitesses très élevées et heurtent dans leurs déplacements des atomes fixes ou en mouvement, provoquant ainsi l'arrachement des électrons des couches extérieures.

On peut écrire :



où Q : exprime la conservation de l'énergie totale de nature cinétique.

Pour qu'il y ait ionisation, il faut que l'énergie cinétique des électrons soit plus élevée que le potentiel d'ionisation c'est-à-dire que l'on ait :

$$\frac{m v^2}{2} \geq e_0 \cdot U_i \quad (I-3)$$

où m est la masse de l'électron, v la vitesse de l'électron et U_i le potentiel d'ionisation.

Ce potentiel peut atteindre une valeur maximale pour les gaz rares, par contre, il diminue lorsque le nombre atomique Z croît. Il n'y a pas que les électrons qui peuvent ioniser les atomes. Les ions, par projection sur les atomes, peuvent favoriser pour ces derniers, l'arrachement des électrons de la dernière couche atomique. D'où :

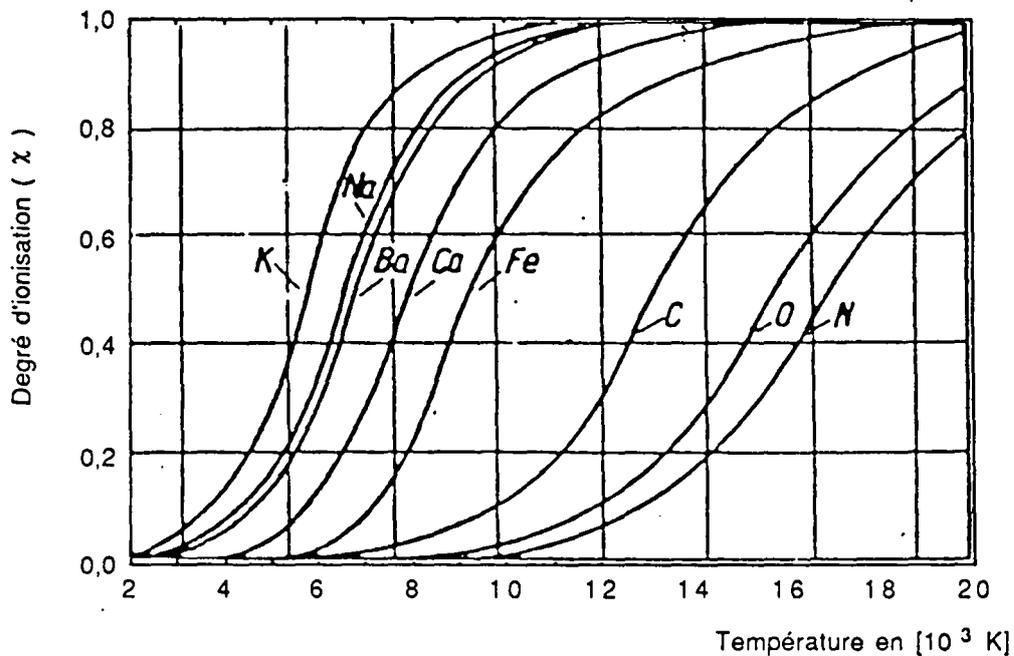


Figure I.3 : Courbes d'ionisation de quelques éléments en fonction de la température.

On donne sur la figure I.3 les courbes d'ionisation pour quelques gaz :

Il est évident que l'ionisation ne peut se produire que pour des énergies électroniques E supérieures à $(e_0 \cdot U_i)$, la probabilité d'ionisation devenant quasiment nulle quand $E = e_0 \cdot U_i$.

Afin de définir l'apport énergétique de la source nécessaire à la fusion, on peut donner quelques expressions approchées de la valeur de l'énergie E .

$$a) \quad (U - U_i) a \cdot p = \frac{d\mu}{dx} = \eta_i \quad (I-5)$$

pour $U \leq 2 U_i$

où

η_i est le degré d'efficacité d'ionisation (ou le rendement)

$d\mu$ est le nombre de paires d'ions créées sur un parcours électronique dx .

p est la pression du gaz.

U est la différence de potentiel.

a est une constante physique.

$$b) \quad \eta_i = p (\eta_i)_{\max} \cdot [1 - e^{-b(U - U_i)}] \quad (I-6)$$

pour $U \leq U_{\max}$ où
 U_{\max} est l'énergie correspondant au maximum de η_i ;
 et $(\eta_i)_{\max}$ est la valeur maximale de η_i pour $p = 133,322 \text{ Pa}$;

On voit que pour des petites valeurs de $(U - U_i)$; la seconde équation se réduit à la première pour $a = b (\eta_i)_{\max}$.

$$c) \quad \eta_i = p \cdot \frac{a_1}{U \cdot U_i} \log \frac{a_2 U}{U_i} \quad (I-7)$$

Cette équation n'est valable que pour des énergies élevées, avec U de l'ordre de plusieurs centaines d'électron-volts, a_1 et a_2 sont des constantes.

	He	Ar	H ₂	N ₂	O ₂	Air
$a \cdot 10^2$	4,6	71	21	26	24	26
$b \cdot 10^2$	3,54	54,5	5,83	2,55	2,29	3,2

Tableau I.1 - Valeurs des constantes d'ionisation .

On groupe dans le tableau I.2 quelques valeurs du potentiel d'ionisation U_i et d'induction U_j .

Eléments	K	Na	Al	Mg	Fe	O ₂	H	N	N ₂	Ar	He
$U_i(\text{V})$	4,3	5,1	5,96	7,61	7,93	12,5	13,5	14,5	15,8	15,7	24,5
$U_j(\text{V})$	1,6	2,1			2,43	7,9	1,2		6,3	11,6	19,3

Tableau I.2 - Potentiels d'ionisation et d'induction.

La formulation de la distribution angulaire et énergétique des électrons demeure très délicate du fait de la présence de deux électrons dans le choc ionisant.

Après le choc, l'énergie résiduelle, n'est pas distribuée de façon égale entre les deux électrons. Au cours d'une collision inélastique corpuscule-atome, une certaine fraction de l'énergie cinétique du corpuscule incident se trouve convertie en énergie potentielle nécessaire pour porter un électron atomique à un niveau supérieur (excitation) ou pour l'arracher complètement à l'atome (ionisation).

I.1.2.3 - Photoionisation :

La photoionisation apparaît lorsque l'énergie $h\nu$ d'un photon associée au rayonnement est égale ou supérieure à l'énergie d'ionisation c'est-à-dire telle que :

$$E = e_0 U_i \leq h \nu \quad (1-8)$$

où h : c^{te} de Planck ($6,626176 \cdot 10^{-34}$ J.s).

ν : fréquence du rayonnement (Hz).

Deux types d'ionisations peuvent être distingués, suivant que l'énergie absorbée ($h\nu$) du photon est de l'ordre de grandeur de l'énergie ($e_0 \cdot U_i$) ou qu'elle est beaucoup plus grande. Pour obtenir une telle ionisation, il faut un champ électromagnétique de petite longueur d'onde et de pulsation assez élevée.

On peut donner la valeur de la longueur d'onde du potentiel d'ionisation U_i :

$$\lambda_i \text{ [nm]} \leq \frac{1240}{U_i \text{ (V)}}$$

Les rayons émis avec une longueur d'onde de 50 nm peuvent ioniser les gaz rares ou les molécules. Par contre pour les valeurs de λ comprises entre 200 et 300 nm (rayonnements ultraviolets) les faisceaux ionisent les métaux alcalins.

L'ionisation totale de l'atmosphère de l'arc est très rare car pour se faire il faudrait monter à de très hautes températures.

Atomes	U_i (V)	λ_i (nm)	$U_{rés}$ (V)	$\lambda_{rés}$
Li	5,39	229,8	1,85	670,7
He	24,6	50,5	19,8	62,6
Hg	10,4	119	4,86	253,7
Rb	4,18	296,9	1,97	629,9

Tableau I.3 - Caractéristiques physiques de certains éléments.

où U_i est le potentiel d'ionisation,

λ_i la longueur d'onde correspondante,

$U_{rés}$ le premier niveau excité,

et $\lambda_{rés}$ la longueur d'onde du rayonnement de résonance.

L'ionisation reste proportionnelle à la température de l'arc.

Le tableau (I.3) groupe certaines valeurs numériques concernant les éléments qui peuvent former l'atmosphère de l'arc.

L'énergie acquise par un électron éjecté par un photon peut être donnée par la relation d'Einstein :

$$m \frac{v^2}{2} = h \nu - e_0 U_i \quad (I-9)$$

La probabilité d'ionisation que peut avoir un photon sur un atome ou une molécule est d'autant plus grande que $(h \nu - e_0 U_i)$ est petit. L'ordre de grandeur est de $(0,16 \text{ à } 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J})$.

Le rapport entre les nombres de particules ionisées et d'atomes neutres peut être donné par une constante d'équilibre :

$$C_e = \frac{c_i \cdot c_e}{c_a} \quad (I-10)$$

avec, c_i : concentration ionique.

c_e : concentration d'électron.

c_a : concentration atomique.

En désignant par χ le degré d'ionisation, n_e le nombre d'électrons, n_i le nombre d'ions et n_a le nombre d'atomes présents dans l'atmosphère de l'arc, on peut écrire :

$$n_i = n \cdot \chi \quad ; \quad n_e = n \cdot \chi \quad ; \quad n_a = n (1 - \chi)$$

Supposons que l'on soit en présence d'une ionisation simple. Dans ce cas, le nombre de particules présent dans le champ est :

$$2 n \chi + n (1 - \chi) = n (1 + \chi)$$

D'où, la concentration particulaire :

$$c_i = \frac{n \chi}{n(1+\chi)} \quad ; \quad c_e = \frac{n \chi}{n(1+\chi)} \quad ; \quad c_a = \frac{n(1-\chi)}{n(1+\chi)}$$

et par conséquent :

$$C_e = \frac{c_i \cdot c_e}{c_a} = \frac{\chi^2}{1 - \chi^2}$$

Le degré d'ionisation devient :

$$\chi = \sqrt{\frac{C_{oe}}{1 + C_{oe}}} \quad (I-11)$$

Si l'on considère que le plasma est isothermique, on peut en effet calculer le degré d'ionisation par la formule proposée par SAHA, [Romvari P. (1982)] :

$$\frac{\chi^2}{1-\chi^2} p = 2,4 \cdot 10^{-4} \cdot T^{5/2} \exp - \frac{e_0 \cdot U_i}{k \cdot T} \quad (I-12)$$

où p : pression de l'arc [en Pa].

T : température en K.

e_0 : charge électronique .

k : constante de Boltzmann.

U_i : potentiel d'ionisation de l'élément considéré.

D'après l'équation (I-12) le degré d'ionisation, comme il a été exprimé précédemment, est fonction de la température et du potentiel d'ionisation de l'élément pris en compte. D'après la figure I.3 page 5, plus le potentiel d'ionisation d'un élément quelconque présent dans le plasma est faible, plus le degré d'ionisation global devient important. On peut, par exemple, constater qu'à la température de 6000K, le degré d'ionisation (χ) de la vapeur de potassium (dont le potentiel d'ionisation $U_i = 4,3V$) atteint 0,4 et, qu'à la même température, χ , pour la vapeur d'acier, est presque nul (pour $U_i = 7,83 V$).

La stabilité de l'arc dépend beaucoup du degré d'ionisation et du nombre d'éléments présents dans l'atmosphère électronique (choix de l'électrode, enrobage, gaz de protection, etc...) .

Dans la pratique, l'atmosphère de l'arc contient plusieurs éléments, et dans ce cas il est commode d'utiliser la valeur effective du potentiel d'ionisation (U_{ieff}) qu'on peut exprimer par [Saha] [91] :

$$U_{ieff} = - \frac{T}{5800} \cdot \ln \sum_{i=1}^{i=k} c_i^{1/2} \exp \left\{ - \frac{5800}{T} \cdot U_i \right\} \quad (I-13)$$

où c_i est la concentration du $i^{\text{ème}}$ élément du gaz

et U_i est le potentiel d'ionisation du même gaz.

Le tableau I.4 résume quelques valeurs calculées par la formule précédente pour la vapeur d'acier, sous une température de la colonne d'arc de 5800 K.

Fer (%atome)	100	99	98	95	90	80	50
Elément d'addition	0	1	2	5	10	20	50
U_i eff (V)	7,83	6,35	6,08	5,46	5,38	5,05	4,61

Tableau I.4 - Potentiel d'ionisation en fonction du % de l'élément d'addition.

Par contre, le tableau I.5 donne les potentiels d'éjection de certains éléments de la surface libre du bain fondu sous deux aspects. Les valeurs élevées correspondent à des surfaces propres par contre les valeurs faibles sont celles de surfaces oxydées.

Eléments	U_{ej} (V) - Surface propre	U_{ej} (V) - Surface oxydée
Aluminium	3,95	1,77
Fer	4,79	3,92
Carbone	4,81	4,30
Tungstène	5,36	4,31
Mg	3,74	1,77
Nickel	3,64	1,78
Plomb	4,95	2,65
Potassium	2,02	0,46

Tableau I.5 - Potentiel d'éjection en fonction de l'état de surface.

I.1.3 - Fusion par procédé TIG.

Plusieurs résultats d'études expérimentales pratiquées par faisceau TIG ou par faisceau Laser pour le soudage de deux plaques métalliques mises bout-à-bout sont donnés dans la littérature [Kluzinski...(1987)]. Entre autres, l'influence de la puissance de la source et de la vitesse de balayage ont été traitées .

D'un point de vue analytique, Klemens (1976) a déterminé les conditions de transferts thermiques et énergétiques permettant d'évaluer les positions des deux interfaces liquide-vapeur et liquide-solide. Il a donné également les rapports entre la puissance fournie et les puissances dissipées par conduction, fusion et évaporation ainsi qu'une bonne description de la formation de la cavité (keyhole).

Cline et Anthony (1977) ont déterminé les distributions de pression et de température ainsi que des lois de variation sur la profondeur de capillaire. La méthode

des images leur a permis de modéliser le capillaire par une superposition de sources linéaires.

Des études numériques ont été développées afin de simuler l'écoulement et les transferts thermiques dans la phase liquide du capillaire en se basant sur des modèles bidimensionnels. De plus, Davis & al (1985) ont considéré que la vitesse était unidimensionnelle dans la direction du balayage. De leur côté Beck & al (1990) ont montré que des petites perturbations dues à des effets physiques pourraient provoquer une dissymétrie de l'écoulement et décrire un effet Coanda.

Une partie de l'énergie mise en jeu lors de la fusion peut provenir de l'oxydation, de plus cet apport d'énergie permet la création d'une surface de discontinuité de la température précédant le front de fusion. Ceci permet une amélioration de l'absorption du rayonnement ainsi que de la pénétration de la zone fondue.

Des comptes rendus expérimentaux exprimant l'étendue de la zone affectée thermiquement sont donnés, ainsi qu'une étude de l'influence de ces différents paramètres, puissance, vitesse, profondeur, largeur ..., sur la fusion par procédé TIG. Schuöcker (1986) en a développé une étude théorique semblable mais sur la fusion par faisceau laser.

Par le même procédé, Binard et Chabénat (1985) ont réalisé des essais de soudage sur des tôles d'acier inoxydable, et observé le comportement du métal fondu en jouant sur la teneur d'éléments d'addition.

I.1.4 - Caractéristiques d'un arc stabilisé .

I.1.4.1 - Intensité de l'arc .

L'intensité est généralement maintenue constante par des systèmes automatiques de régulation agissant sur la source d'alimentation afin de contrôler la puissance et d'éviter que la variation brutale d'un paramètre (distance inter-électrodes, débit de gaz...) n'entraîne une sur-intensité susceptible d'endommager localement les électrodes, et par conséquent, introduire des impuretés, et détruire la symétrie de l'arc. Cinq valeurs de l'intensité ont été retenues (50, 100, 150, 200 et 300 A).

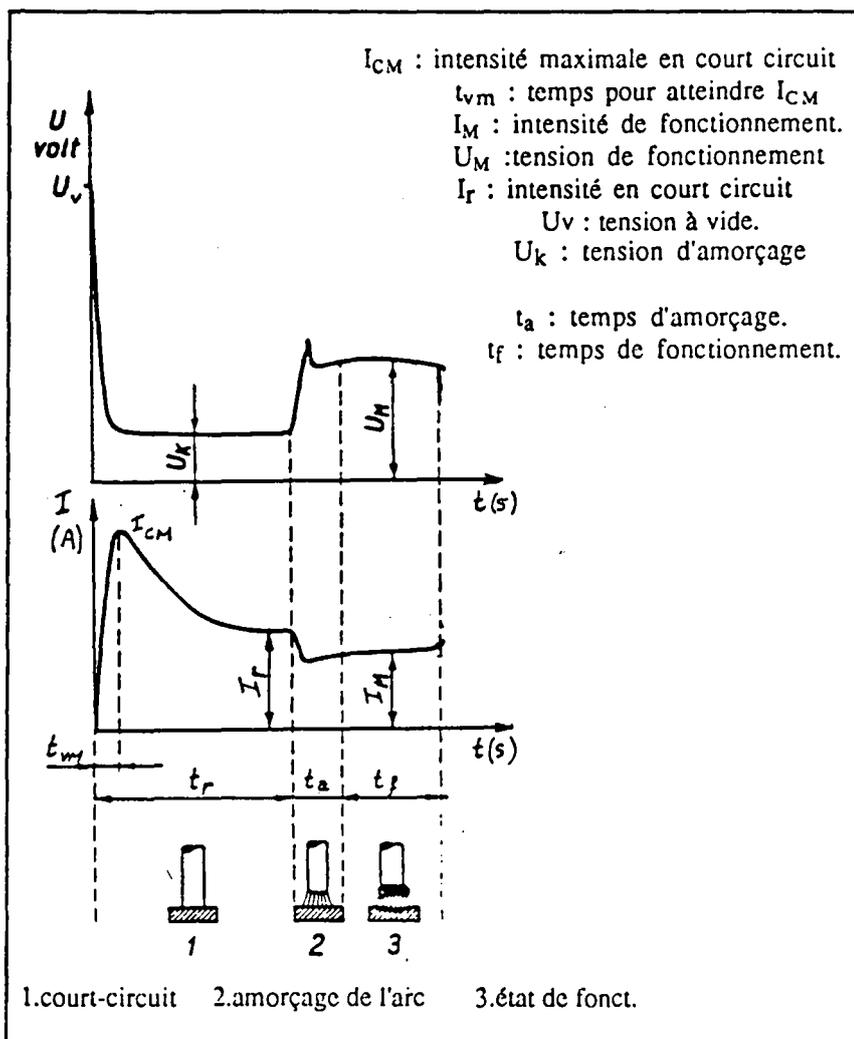


Figure I.4.a : Caractéristiques de l'arc en fonction du temps.

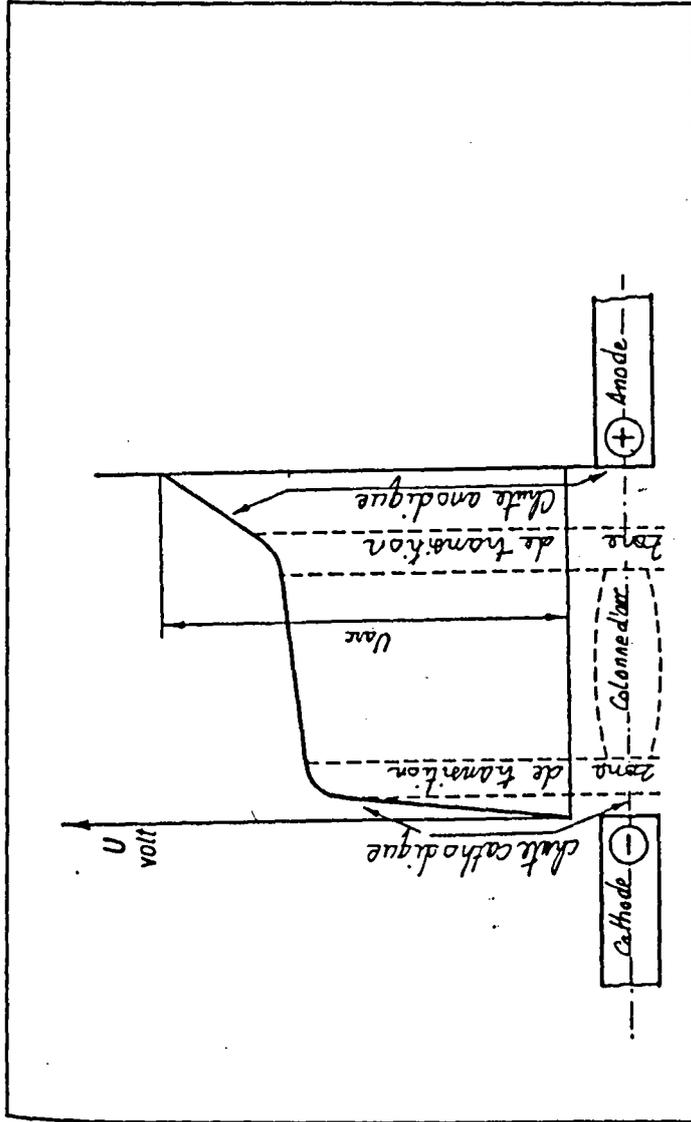


Figure . : Allure des chutes de tensions dans l'arc.

I.1.4.2 - Circuits d'alimentation.

Les sources de courant continu destinées à alimenter convenablement un générateur doivent présenter les caractéristiques suivantes :

- La tension à vide doit être supérieure à la tension correspondant à celle obtenue par extrapolation à $I = 0$ des courbes $U = f(I)$.

- La sur-intensité obtenue au démarrage de l'arc doit pouvoir être limitée afin d'éviter d'une part le soufflage de l'arc et de l'autre des points d'accrochage locaux dans la tuyère, (figure I.4.a).

On distingue trois zones : - zone de chute cathodique (chute de tension), - colonne d'arc (haute température), - chute anodique (haute densité), figure 1.4.b.

L'évolution de la chute de tension fait apparaître une valeur critique de l'intensité, liée à la possibilité de vaporisation et d'ionisation en phase gazeuse du métal constituant l'anode. Les conditions fondamentales qui permettent d'assurer la continuité de l'arc et son maintien sont la tension aux bornes de la source et la température du plasma. La densité électronique atteinte au niveau de la tache cathodique est de l'ordre de $7200\text{A}/\text{cm}^2$.

Un changement de la tension de l'arc (dû par exemple à une variation de la longueur de ce dernier) ne doit pas trop affecter l'intensité (nécessité d'utiliser des sources à caractéristiques tombantes) ou mieux, cette dernière pour rester insensible aux variations de résistance de l'arc, doit être réglée automatiquement en utilisant par exemple un système à thyristors agissant sur l'excitation de la génératrice.

Les sources les plus classiques qui permettent la plus grande variété d'utilisation sont les génératrices ou systèmes à redresseur sec (sélénium ou silicium).

I.1.4.3 - Circuit de démarrage.

Entre autres, l'utilisation d'un circuit haute fréquence en série avec l'arc et la génératrice permet l'initiation de l'arc par décharge entre les électrodes.

Des précautions doivent cependant être prises afin de protéger la source d'alimentation (utilisation de selfs de choc) et d'isoler complètement les circuits de mesures lors de la mise en route.

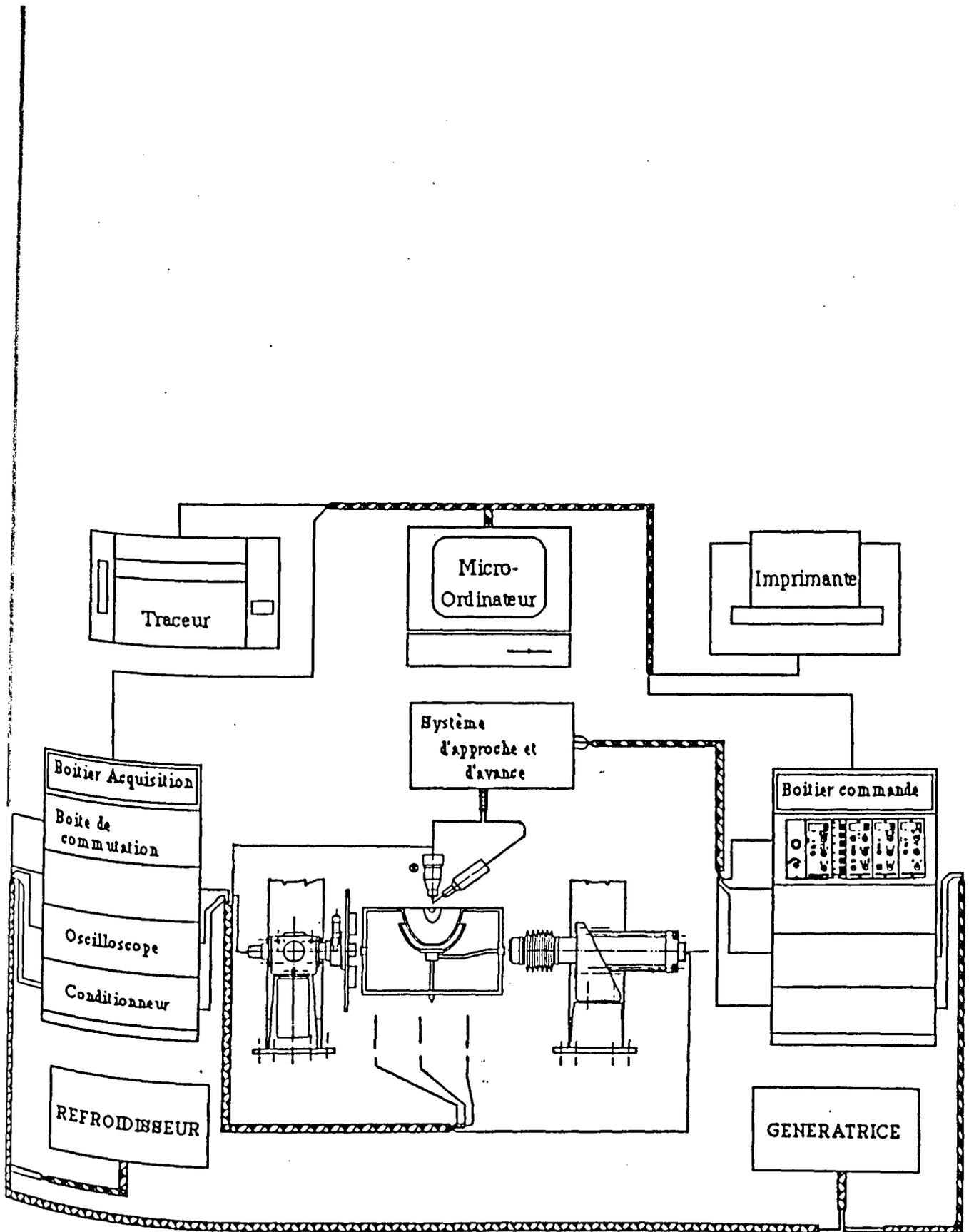


Figure I.5 : Montage expérimental .

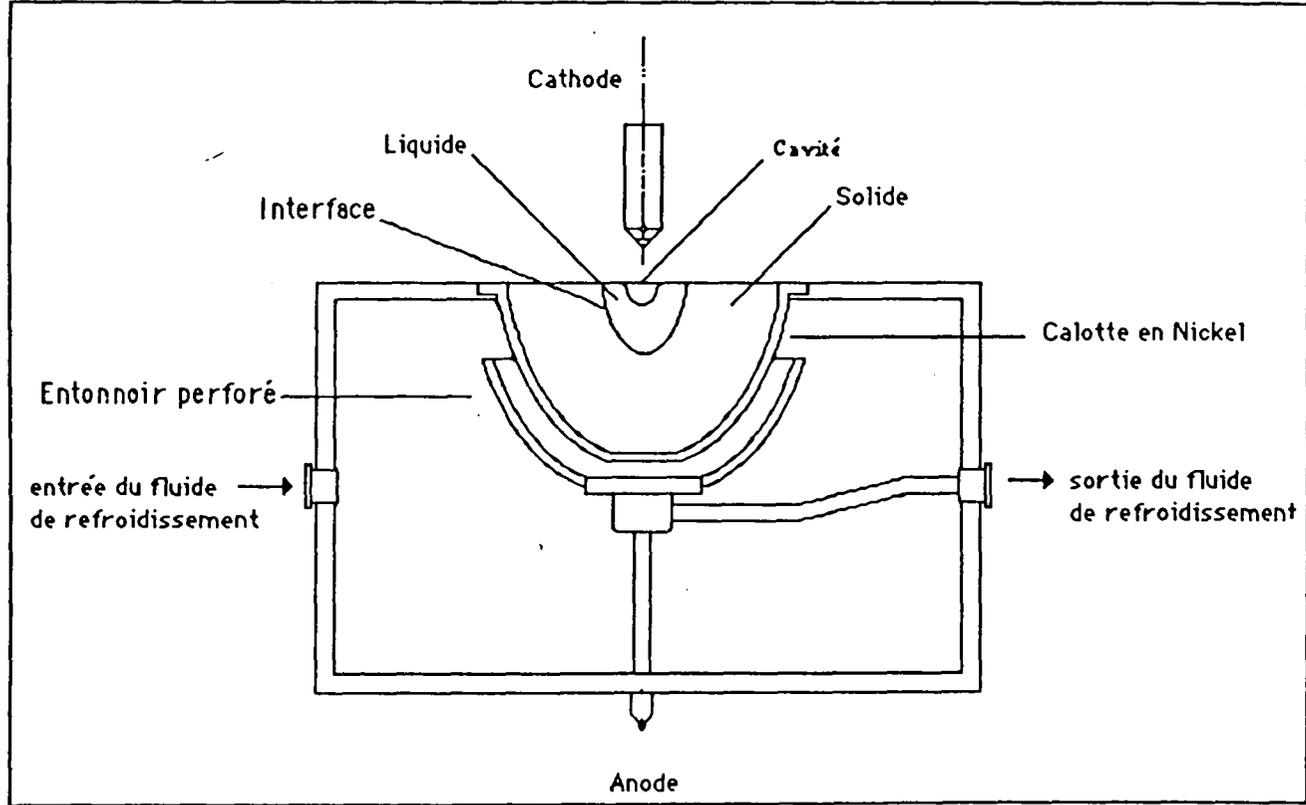


Figure 1.6 : Cellule de refroidissement et emplacement d'une calotte hyperbolique.

Un champ magnétique additionnel permet de contrôler la position de l'arc et son étalement. On parle d'étaler le panache de l'arc. En effet l'étude théorique de modélisation, menée à la fin de ce chapitre, montre que le champ électromagnétique créé par le courant de soudage TIG provoque un brassage du bain de fusion favorisant la pénétration. L'introduction d'un champ magnétique supplémentaire montrera si celui-ci peut perturber ce brassage, ou si les effets électromagnétiques dans leur ensemble ne jouent pas un rôle déterminant.

- Champ axial.

Une bobine centrée sur l'axe de l'électrode produit un champ axial. La rigidification est obtenue par un effet tourbillonnaire des particules ionisées du plasma.

- Champ transversal.

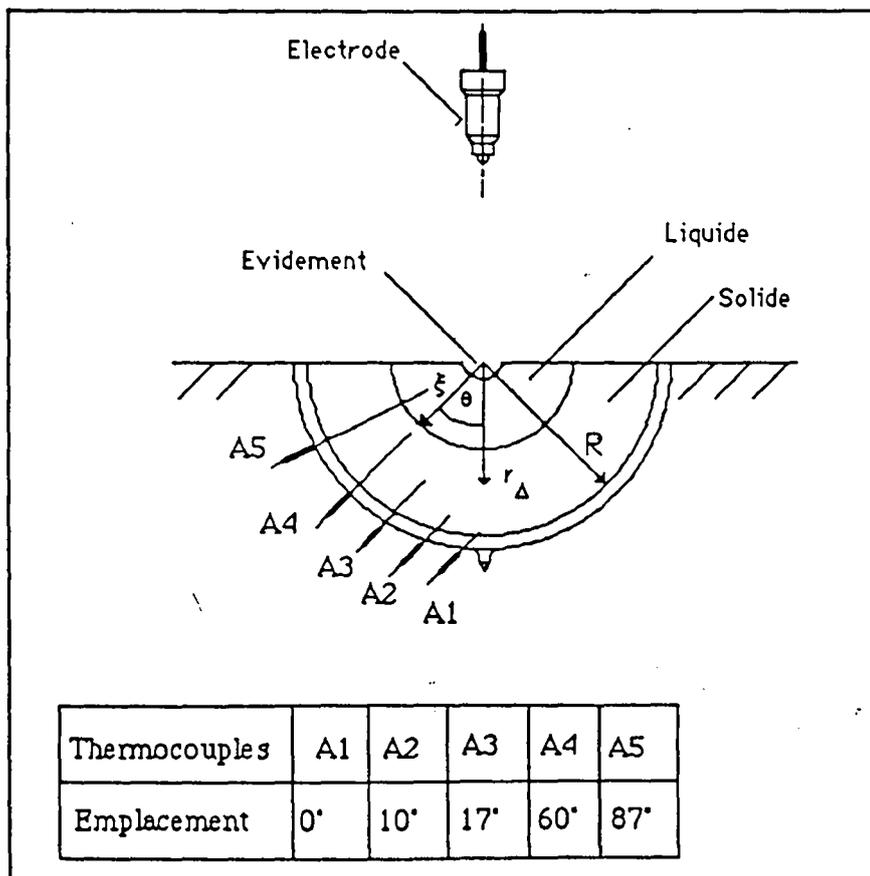


Figure I.7 : Emplacement des thermocouples dans l'échantillon hémisphérique.

Le champ peut être :

- soit parallèle au cordon, la déviation de l'arc est latérale,
- soit perpendiculaire au cordon, la déviation de l'arc a lieu vers l'avant ou l'arrière.

I.1.5 - Influence des caractéristiques de l'appareillage sur les mesures.

I.1.5.1 - Influence de la capacité thermique du système de mesure.

Dans nos essais, pour mesurer la température du fluide de refroidissement nous avons placé deux thermocouples n°1 et n°2 à l'entrée et à la sortie de la cellule de refroidissement, comme il est indiqué sur le montage expérimental figure (I.5) et sur la cellule de refroidissement figure (I.6).

Deux régimes d'écoulement du fluide de refroidissement ont été considérés, l'un est turbulent (pour le débit le plus faible que nous ayons utilisé, nous calculons un nombre de Reynolds de $1,7 \cdot 10^5$), l'autre est laminaire. La distribution de la température étant à peu près homogène dans la cellule suite à l'effet du brassage, tous les thermocouples sont reliés à un système d'enregistrement permettant de suivre l'évolution de la température dans le temps. Les thermocouples sont positionnés suivant une spirale autour de l'axe de l'électrode et sont parallèles à un même plan comme le montre la figure (I.7).

I.1.5.2 - Choix des matériaux testés.

Pour étudier la fusion ou la solidification, deux types d'expériences représentatives des processus de soudage avec des conditions aux limites différentes ont été menés. Quatre matériaux ont été sélectionnés pour cette étude :

- du plomb (99,9%), pour sa basse température de fusion.
- de l'acier ordinaire A42 et E24 (S235) à faible teneur en carbone (bonne soudabilité) .
- de l'acier XC 38 (C35), pour ces effets de trempe.
- et un alliage Aluminium - Nickel (eutectique et hypereutectique).

Le dernier est l'alliage Aluminium-Nickel sous deux aspects (eutectique se formant à la composition de 6% en masse de Nickel et l'autre, hypereutectique, à 10 %

en masse de Nickel). La composition eutectique permet d'avoir la même température de liquidus et solidus, donc pratiquement pas de zone pâteuse pendant la solidification.

L'eutectique est lamellé et les lamelles sont parallèles au flux de chaleur, ce qui permet de visualiser la direction de l'écoulement de chaleur après solidification et de calculer la vitesse v_s de solidification en fonction de la distance λ entre ces lamelles. La relation entre v_s et λ est relativement bien connue.

L'alliage à composition hypereutectique permet d'avoir une température de liquidus différente de celle du solidus et, par conséquent, un front solide-liquide qui comporte une zone pâteuse.

Après la fusion dans un four de coulée, les métaux sont placés dans la poche de fusion afin d'être refondus. La surface libre a été protégée, par un flux de gaz inerte, contre une éventuelle oxydation.

I.1.6 - Comportement du matériau sous l'effet du Plasma.

I.1.6.1 - Phase Solide.

A l'amorçage et avant la fusion, le matériau subit des variations dimensionnelles locales, et le transfert de chaleur se fait par conduction à l'intérieur de l'échantillon. Qu'il soit libre ou non de se dilater ou de se contracter, le matériau se trouve alors soumis à des contraintes de type thermique [Vannes et Pelletier (1991)]. Les contraintes mettent alors les dislocations du réseau cristallin en mouvement, et la température en augmente la mobilité. La vitesse des dislocations se trouve alors modifiée facilitant ainsi, à ces dernières, l'émergence vers l'extérieur. C'est ce qu'on appelle l'effet de fluage.

Les déformations sont essentiellement dues, d'une part aux glissements visqueux des dislocations, d'autre part à la montée de ces dislocations pour contourner les obstacles (mécanisme d'Orowan), [Rosselet (1991)].

A haute température, certains effets d'écrouissage instables dûs au déplacement des dislocations peuvent se manifester. D'autre part, certains mécanismes de caractère aléatoire d'endommagement et de rupture sont localement la cause de certaines déformations (plastiques) irréversibles dans le matériau. Ces zones d'écrouissage favorisent l'amorçage des microfissures. Plusieurs études numériques du

comportement du matériau tiennent compte de ces différentes causes de déformations locales [Miller (1987)] et permettent d'établir des modèles de simulation assez corrects.

L'évolution des microstructures et du réseau cristallin ainsi que les forts gradients thermiques introduisent donc un champ de contraintes résiduelles dans l'échantillon. Après refroidissement, les profils caractéristiques de ces contraintes dérivent de la compression dans la zone affectée thermiquement et de la traction en sous-couche (figure VI. chap.VI). Des essais ont été réalisés conjointement avec l'équipe de l'école des Mines de Douai confirmant les résultats de [Chahol ... (1987)] et [Vannes (1987)].

Dans le cas d'une soudure réelle et avec une probabilité de 50%, ces contraintes résiduelles sont favorables lorsque les charges appliquées créent des contraintes opposées, pour les autres cas, au contraire, elles peuvent être néfastes.

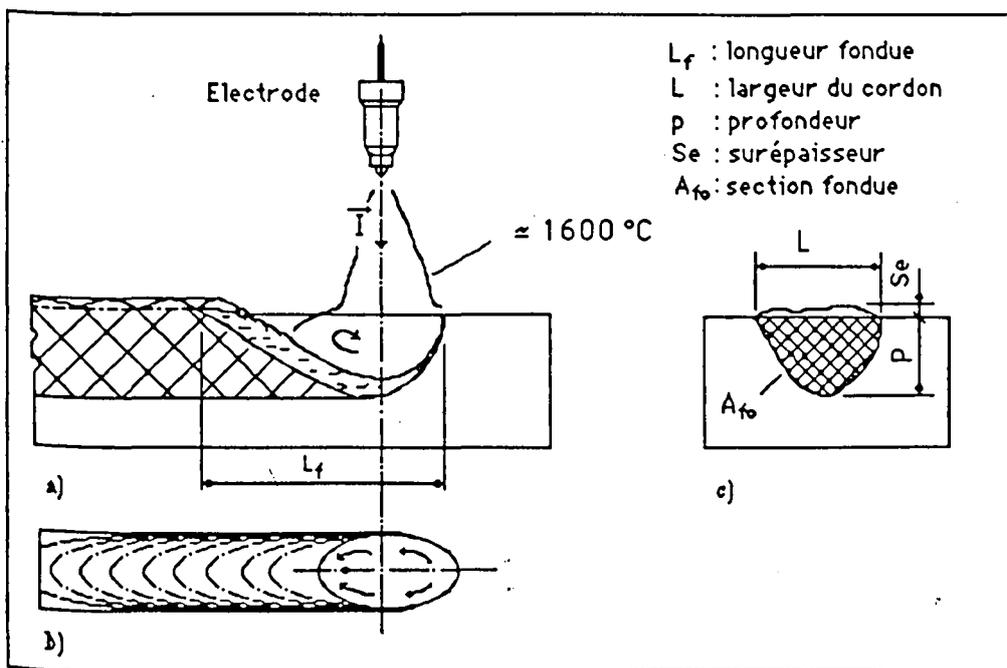


Figure I.8 : Aspect (a) et ondulations spécifiques (b) du bain fondu avec déplacement de la source.

I.1.6.2 - Phase Liquide.

A la température de fusion, le matériau voit ses propriétés mécaniques et électrochimiques modifiées. Quand la source de chaleur est en déplacement (figure. I.8) le bain de fusion présente à sa surface, après refroidissement, des ondulations très caractéristiques et, dans sa masse, une transformation structurale qui dépend de la composition du matériau, de la vitesse de déplacement de l'interface et de l'intensité du champ électromagnétique.

Des études faites sur un alliage binaire ont permis de déterminer la position des interfaces liquide-pâteux-solide, ainsi que la morphologie des microstructures créées par la solidification. Langer et Müller-Krumbhaar (1978), O'callaghan et ..(1982), Trivedi (1980,1985) ont étudié la stabilité de la géométrie des dendrites et de leur vitesse de croissance.

Les gradients de concentration locaux dans la zone pâteuse jouent un rôle prépondérant (loi de Fick) pour la structure cristalline finale [Giger János(1982)].

La position de l'interface liquide-solide dépend entre autre des phénomènes de convection thermocapillaire [Srinivasan-Basu (1986), Chan (1986) et Cipriani-Roux (1991)].

L'une des premières études où l'on a proposé un modèle analytique de distribution de température dans une tôle soudée a été donnée par Rosenthal (1946). Dans cette étude les isothermes autour d'une source en déplacement ont été tracées.

Dans une étude sur les phénomènes thermiques autour d'une soudure d'éprouvettes tubulaires, nous avons exprimé la distribution de température, le taux de refroidissement et la profondeur de fusion en fonction des paramètres classiques tels que la taille, la puissance et la vitesse de balayage d'un faisceau .

El Adawi (1986) et El Adawi-Shalaby (1986) ont cherché à déterminer le degré de fusion ainsi que l'épaisseur de la zone chauffée, et leur évolution au cours du temps.

Pour un alliage binaire Anthony et Vline (1977) ont montré que l'amplitude des ondulations à la surface de la zone fondue dépendait du rapport des masses volumiques, du gradient de tension de surface ainsi que de la température de fusion des deux constituants de l'alliage.

I.1.6.3 - Phase d'ébullition.

Sous l'effet du flux thermique, l'échantillon subit un échauffement jusqu'à la fusion ; cette fusion est locale avec une propagation radiale dans la masse. A cette température, la pression de vapeur du solide est égale à la pression de vapeur du liquide: les deux phases sont en équilibre. Mais à peine dépassée la température de fusion, la pression de vapeur, variant avec la température, se trouve dans le prolongement de la courbe de pression de vapeur du liquide, ce qui conduit à une surfusion (fig. I.9). A ces hautes températures la densité gazeuse tend vers une limite d_t (densité limite).

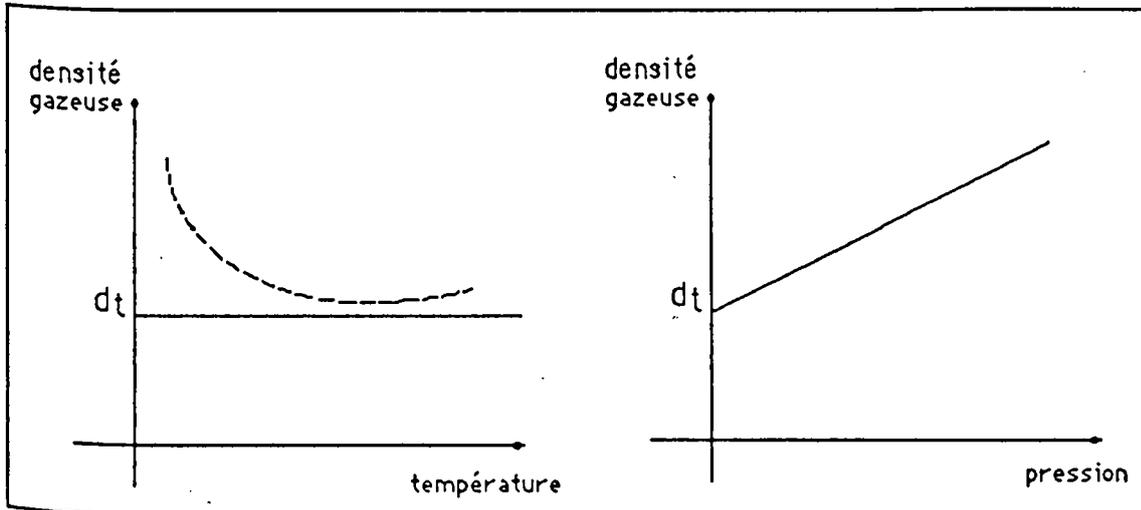


Figure I.9: Densité gazeuse au niveau du bain.

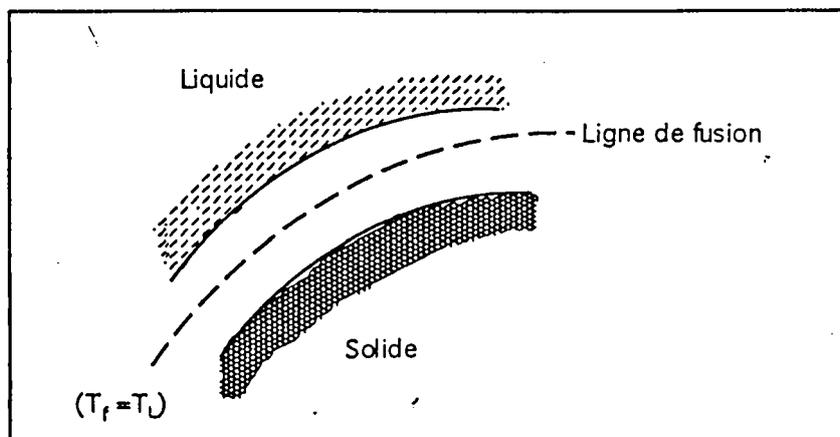


Figure I.9' : Lignes de fusion et interface solide-liquide.

Suite à ce phénomène de surfusion, dans l'axe de l'électrode en arrêt se crée une cavité primaire (capillaire) (fig.I.10) de forme variable en fonction de l'intensité de l'arc, de la composition du matériau, de la pression du gaz, etc... La cavité ainsi formée se trouve en équilibre dynamique sous l'effet de l'évaporation du métal, de la pression de l'arc et de la tension superficielle du métal liquide. Quand il s'agit d'une source en déplacement avec des faibles vitesses de balayage, c'est à dire pour un plus grand dépôt d'énergie, les différents transferts énergétiques qui s'opèrent dans le matériau se trouvent davantage modifiés par la création et la présence d'un plasma .

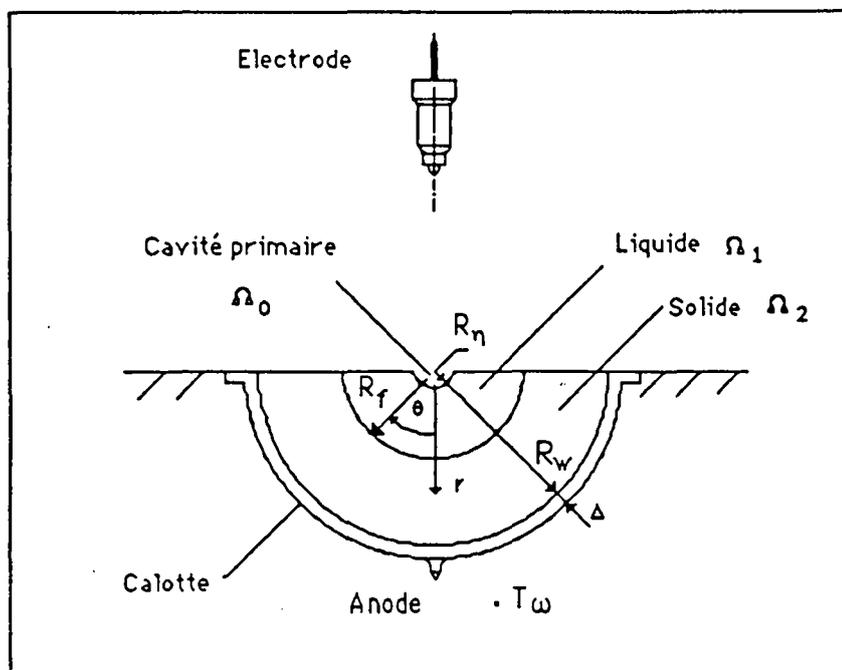


Figure I.10 : Création d'une cavité primaire dans une calotte hémisphérique.

Dans ce cas, quand la source est en déplacement, la modélisation du bain fondu pose trois problèmes principaux : le changement de phase, (fusion en amont et solidification en aval), la présence de deux interfaces, (l'une entre le solide-liquide, et l'autre entre le métal fondu et le gaz plasma).

L'arc se modélise par un flux de chaleur fixe (ou mobile) suivant les cas.

Dans l'approche numérique, il faut tenir compte des difficultés d'utilisation des méthodes, car les conditions aux limites sont liées aux interfaces (non fixes) entre les

différentes phases. De plus, le caractère tridimensionnel du processus rend la modélisation numérique encore plus difficile.

I.2 - Plasma et phénomènes physiques .

Dans cette partie, on s'intéresse aux phénomènes physiques et chimiques qui se produisent au cours des divers processus thermohydrodynamiques cités auparavant .

Dans un premier temps, un aperçu à l'échelle microscopique nous permet d'aborder de plus près tous les phénomènes et mécanismes élémentaires produits par ces interactions particules-particules.

Dans un second temps, le passage à l'échelle macroscopique nous permet d'avoir une vue globale de l'ensemble.

Dans ce cas les phénomènes s'opèreront sur des grandeurs intensives d'états telles que la masse volumique, la quantité de mouvement ou bien l'énergie interne (volumique), et non sur des particules élémentaires. La modélisation ultérieure des phénomènes intervenant au cours d'une interaction Arc-Matière devra tenir compte de ces deux approches, de cette vision à la fois globale et fine des processus physiques.

I.2.1- Echelle microscopique .

Lorsque l'on se place à l'échelle élémentaire, on doit considérer le système comme un ensemble composé d'une infinité de particules élémentaires : molécules, atomes, électrons, photons et ions.

L'interaction de l'arc avec le métal, doit donc être perçue comme une série d'interactions entre un flux d'ions et un milieu récepteur qui peut être en phase solide, liquide ou gazeuse.

On peut citer à l'échelle élémentaire :

- collisions molécule-molécule.
 - Interactions molécule-ion.
 - Interactions molécule-photon (absorption, émission spontanée, émission induite, effet photoélectrique, effet Compton, rayonnement de freinage Bremsstrahlung).
 - Interaction photon-électron, phonon-électron.
-

D'un point de vue énergétique, la conduction de la chaleur est l'effet macroscopique qui découle du couplage des différents modes de transport élémentaire et non du simple mouvement des électrons.

On rattache l'évolution microscopique d'un plasma aux divers mouvements individuels des particules qui sont naturellement déterminés par les interactions.

Chaque particule est caractérisée, en mécanique classique, par sa vitesse v et sa position r à l'instant t et la connaissance de l'ensemble de ces paramètres à tout instant définit en principe l'état microscopique du plasma.

1.2.2 - Echelle macroscopique .

Le passage de l'échelle élémentaire à celle du milieu continu est l'objet de la physique statistique. Les équations de Maxwell-Boltzmann décrivent les lois de répartition des particules dans l'espace et dans le temps.

Lorsque le nombre de particules que contient un élément de volume du milieu, est représentatif au sens de la distribution de Boltzmann, la solution de l'équation de Maxwell-Boltzmann ne varie pas lorsque l'on augmente le volume de cet élément .

Le milieu est alors dit continu à l'échelle de l'élément de volume. Une deuxième manière de supposer la continuité d'un milieu, est de satisfaire la condition suivante :

$$K_n = \ell_{pm} / \delta \ll 1 \quad (1-14)$$

où :

k_n : le nombre de Knudsen.

ℓ_{pm} : le libre parcours moyen des molécules.

δ : une grandeur caractéristique du milieu à l'échelle macroscopique.

On distingue deux principaux phénomènes à l'échelle macroscopique : les phénomènes convectifs et les phénomènes diffusifs.

Il existe différents types de convection (convection naturelle, forcée, thermo-ou solutocapillaire). La mécanique des fluides s'intéresse essentiellement aux grandeurs intensives telles que la quantité de mouvement et l'énergie interne (volumique). Les phénomènes de transfert de masse revêtent une importance capitale. En effet, la coexistence de plusieurs composants crée des gradients de concentration au sein du

fluide. Il se produit alors une ségrégation d'un constituant par rapport à un autre en particulier au niveau de l'interface liquide-solide [Kurz-Fisher (1986)].

Un fluide est un milieu matériel homogène, déformable, assimilable à un milieu continu dans lequel les contraintes ne dépendent que des taux de déformation et non pas des déformations elles-mêmes.

Les éléments de matière infiniment petits constituant ce milieu continu sont appelés des particules fluides.

Si nous considérons toutes les particules fluides qui se trouvent à un instant t donné à l'intérieur d'une surface fermée Σ , elles exercent les unes sur les autres des forces moléculaires égales et opposées deux à deux.

D'autre part, elles sont soumises à deux types de forces extérieures :

- des forces de volume qui sont des actions à distance exercées par des champs de force telle la pesanteur.
- des forces de surface qui sont des actions entre les particules extrêmement voisines de part et d'autre de Σ , elles constituent un torseur équivalent à une force $d\vec{F}$ appliquée en un point quelconque d'un élément de surface $d\Sigma$ et à un couple de moment $d\vec{M}$.

On pourra ainsi décrire l'état macroscopique par certaines valeurs moyennes, qui se calculent à l'aide des fonctions de distribution attachées aux divers constituants du plasma et qui sont à la base de la théorie cinétique de la matière. On attachera ainsi à un plasma autant de fonctions de distributions qu'il y a d'espèces différentes de particules.

Ces fonctions varient sous l'effet du mouvement des particules et du processus d'interaction entre les divers constituants du plasma.

1.2.3 - Influence des impuretés.

Lorsque plusieurs mécanismes interviennent pour diffuser les phonons et limiter leur libre parcours moyen ℓ , ce qui est le cas des cristaux contenant des impuretés en solution solide, ℓ vérifie une relation de la forme :

$$\frac{1}{\ell} = \Sigma \frac{1}{\ell_m} \quad (I-15)$$

Si le mélange est formé d'inclusions sphériques d'une phase de conductivité λ_2 dont la concentration est k_2 dans une phase continue de conductibilité λ_1 , la conductivité résultante a pour expression :

$$\lambda = \lambda_1 \frac{1 + 2k_2 \cdot Q}{1 - k_2 \cdot Q} \quad \text{avec} \quad Q = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{2\lambda_2 + \lambda_1} \quad (I-16)$$

En principe, pour calculer tous les aspects du comportement collectif dans un plasma, il suffit d'analyser le mouvement "self-consistant" de chaque particule du plasma dans le champ électromagnétique total créé par le mouvement de toutes ses voisines ainsi que par toutes les charges et courants extérieurs appliqués. Si on connaît une solution à un instant quelconque, on pourrait prévoir toute l'évolution future du plasma dans son ensemble.

Un tel système est composé d'environ 10^{23} particules chargées, donc son analyse est trop compliquée et cette méthode se solderait par un échec.

I.3 - Types d'interactions dans le plasma.

I.3.1 - Interaction Arc-gaz.

La densité d'énergie provoquée par l'arc produit un plasma entre l'électrode et l'échantillon . On qualifie souvent ce milieu de quatrième état de la matière.

Les divers constituants de ce milieu sont en interaction incessante les uns avec les autres. Ce sont ces interactions qui déterminent l'évolution des propriétés microscopiques et macroscopiques du plasma.

Le degré d'ionisation χ joue donc un rôle essentiel pour déterminer l'importance relative des divers types d'interactions. Dans le cas d'un plasma faiblement ionisé, où $\delta \ll 1$, on peut dire qu'on a affaire à des gaz ioniques quasi-indépendants.

Pour des particules d'énergie thermique, le mouvement n'est pas essentiellement modifié par l'addition d'une force électrique modérée, ou par la non-uniformité du champ magnétique ; il reste hélicoïdal, avec une lente dérive perpendiculaire aux lignes de force. Cette tendance, pour les particules, à s'enrouler autour des lignes de force, est analogue, à l'échelle moléculaire à la tendance du mouvement du matériau liquide à

suivre les lignes de force. Lorsque les particules spiralent librement, leur déplacement moyen perpendiculairement au champ magnétique sur un libre parcours est considérablement diminué par la présence du champ. On peut s'attendre à ce que la conductivité perpendiculairement au champ soit également très réduite. Dans un certain sens, il en est ainsi. Mais puisque cette diminution vient de l'étroite liaison entre particules et lignes de force, cela peut difficilement impliquer une augmentation du glissement des lignes de force à travers la matière dans un gaz complètement ionisé. De même, puisque la perte d'énergie par effet Joule est entièrement due aux collisions, la diminution de la conductivité peut difficilement, dans un gaz ionisé, s'accompagner d'un accroissement de la dissipation.

Comme par ailleurs, la masse des électrons est très petite par rapport à la masse des particules neutres ou des ions ($m_e \ll m_p$), il s'agira par définition d'un gaz ou d'un plasma électronique Lorentzien, notion très importante dans l'étude des plasmas faiblement ionisés.

Certaines configurations géométriques entre le champ électrique et le gradient de densité électronique n'amortissent pas l'onde électromagnétique. Au contraire, elles favorisent la production d'oscillations de charge (ondes plasma) qui se propagent jusqu'à une densité électronique critique. Le champ électrique devient alors très grand et accélère les électrons à très grande vitesse. Ils deviennent suprathermiques. On parle dans ce cas de résonance de l'onde plasma avec le milieu.

Il existe un deuxième mécanisme ondulatoire de couplage entre le faisceau, les électrons et les ions du plasma. Ce mécanisme de trois ondes peut conduire non seulement à des instabilités de chauffage, mais aussi à des phénomènes de réflexion de l'énergie vers l'extérieur.

I.3.2 - Champ magnétique et structure moléculaire.

Dans l'atmosphère de l'arc, entre l'anode et la cathode, plusieurs systèmes à l'état gazeux, composés de différentes particules, tels qu'électrons, atomes et molécules neutres ou ionisées entrent en action.

Les propriétés d'un tel milieu sont profondément différentes des états gazeux, liquides, ou solides où les interactions coulombiennes jouent un rôle important.

Deux types d'effets sur le milieu sont envisageables :

- le premier est lié à la diffusion relative entre les ions positifs et les électrons provoquant le passage d'un courant autre que celui créé par l'arc.

Ces effets restent indépendants de l'existence du champ magnétique.

- le deuxième dépendant entièrement du champ magnétique \vec{B} .

Sous l'effet d'un champ magnétique $\vec{B}(r,t)$ et entre deux collisions, une particule de masse (m), de charge (q), décrit une hélice autour des lignes de forces. Cette tendance à l'enroulement se poursuit à l'échelle moléculaire dans le bain de fusion, mais avec une vitesse légèrement plus faible.

On peut supposer que le mouvement des particules est uniforme le long des lignes de forces.

La vitesse angulaire suivant une projection normale aux lignes de force peut s'écrire :

$$\omega = \frac{\mu \cdot q \cdot B}{m} \quad (1-17)$$

où

μ est la perméabilité magnétique.

I.3.3 -Interface liquide-gaz

Sen-Davis (1982) et Sen (1986) ont mené une étude théorique et asymptotique sur les déformations de la surface libre d'une cavité rectangulaire. Ils ont étudié en particulier les effets de confinement et d'angles de contact.

Davis dans une étude de (1987) a précisé à quelles conditions les déformations de la surface pouvaient être considérées comme négligeables.

Une analyse linéaire de stabilité est proposée par Clout-Lebo (1985) afin d'étudier la double influence non seulement des déformations de la surface libre, mais aussi des variations de la viscosité en fonction de la température, sur le comportement de la convection et des phénomènes convectifs.

Les forces d'Archimède liées aux variations de la masse volumique du métal liquide et à l'origine de la convection naturelle ont un rôle secondaire sur le brassage.

Les facteurs déterminants du comportement du bain sont essentiellement les forces électromagnétiques et les effets dus aux variations de tension superficielle.

I.4 - Changement de phase : loi de Stephan.

Les phénomènes de changement de phase liquide-solide concernent une grande diversité d'applications : le stockage thermique par chaleur latente, la croissance cristalline, la solidification dirigée, le moulage ou le soudage, la congélation des sols, la biocryogénie, etc...

Ce type de problème appartient à la classe des problèmes à frontières mobiles.

De nombreux modèles numériques de résolution de problèmes multidimensionnels du type de Stephan ont été décrits, [Lazaridis (1970)] , [Mayer (1970)], [Bonacina & al (1973)], [Rao-Sastri (1984)].

Une méthode de suivi d'isothermes est développée par Crank-Gupta (1975) et Crank-Crowley (1978,1979) et appliquée à un problème de Stéphan bidimensionnel au sein d'un carré de fluide.

Pour les métaux, les nombres de Prandtl sont faibles dans le domaine de la fusion, Delaunay & al (1988), Benard & al (1985,86) ont menés des travaux tant expérimentaux que numériques pour des cavités rectangulaires et des fluides à nombre de Prandtl très élevé.

Les processus de fusion-solidification sont trop complexes, ils font intervenir d'autres phénomènes physiques : à l'état liquide, la concentration du métal fondu est différente de la concentration du solide et à l'interface liquide-solide il se crée un gradient de concentration du côté du bain fondu.

On peut avoir deux types d'interfaces : une stable, permettant une recristallisation uniforme, et l'autre, instable, formant des microségrégations au sein d'un matériau inhomogène. Il existe alors une "compétition" entre les effets de gradients de température et de concentration.

Les instabilités sont de deux types, [Smith (1988)]. La première est d'ordre morphologique et détaillée par Mullins-Sekerka (1964), la seconde est de type convectif, et dépend de la légèreté relative du soluté par rapport à la phase liquide [Young-Davis (1986)].

Les études sur les phénomènes à changement de phases sont trop larges et mettent à contribution des connaissances en transfert de chaleur et de masse, en magnétohydrodynamique, en physique (cristallisation), en métallurgie, etc...

I.5 - Structure cristalline des métaux.

Au sein d'une structure cristalline, les deux porteurs d'énergie sont les phonons et les électrons. Dans les solides cristallins les atomes forment des cristaux dont les vibrations d'ensemble, de très faibles amplitudes, sont caractérisées par des phonons (Einstein). Ces phonons, quanta de vibration du réseau cristallin sont des porteurs élémentaires d'énergie. Leur nombre et leur énergie sont liés à la température du réseau.

Un cristal est formé d'environ 10^{23} atomes par cm^3 . Le rapprochement des atomes modifie les niveaux d'énergie de leurs couches électroniques périphériques. Par contre, les couches internes d'électrons restent intactes.

L'énergie cédée par les électrons se fait de deux manières :

- par collision (interaction) électron-électron (partage d'énergie)
- par collision (-- // --) électron-phonon avec le réseau cristallin.

Cette énergie est très faible malgré un nombre de chocs très élevé. La conduction électrique ou thermique dans le réseau se ramène à résoudre une équation du type de Maxwell-Boltzmann, et mène par exemple à une forme de solution donnée par la loi de Fourier. Par analogie au courant électrique on peut trouver une solution avec la loi d'Ohm.

Lors de l'échauffement des échantillons, il se produit une transformation du métal, la perlite-ferrite devient austénite (fig. 1.12). On a alors une diminution de volume. Lors du refroidissement, l'austénite se transforme en fonction du taux de refroidissement, soit de nouveau en perlite-ferrite, soit en bainite, soit en martensite. Cette transformation se caractérise alors par une augmentation de volume.

I.5.1 - Structure de la phase liquide.

La cohésion de la phase liquide est basée sur les forces de Van der Waals (forces de proximité). Pour les températures élevées et au sein d'un gaz, ces forces sont négligeables par rapport aux forces liées à l'énergie cinétique des particules. Pour des températures plus faibles et au sein d'un solide ces forces sont négligeables par rapport aux forces d'attraction formant le réseau cristallin. Cependant les forces de Van der Waals sont prépondérantes pour certains solides (figure 1.13).

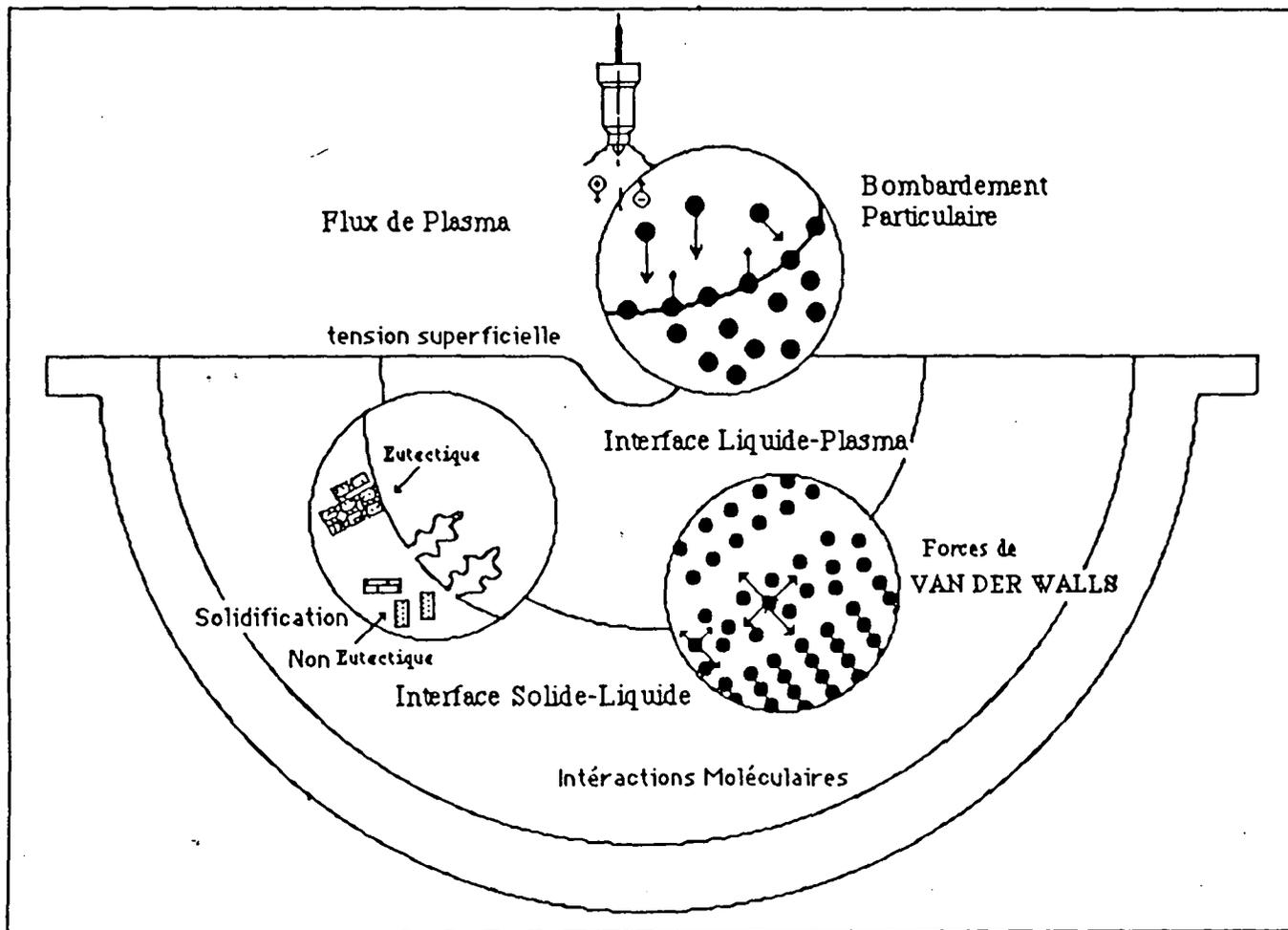


Figure I.13 : Phénomènes d'interactions au sein du bain fondu.

Les oscillations, dans les nuages électroniques du plasma, de la bande de valence des molécules du liquide créent des dipôles variables. Lorsque ces oscillations sont en phase, il y a attraction entre les molécules : ce sont les forces de Van der Waals.

Le plasma est alors considéré comme le ciment de la phase liquide, et non plus comme une réserve de porteurs d'énergie. En effet, dans la phase liquide, les porteurs élémentaires d'énergies sont les molécules du fluide elles-mêmes. Leurs interactions permettent l'échange des énergies de translation, de vibration-rotation, d'énergie électronique.

L'effet macroscopique produit par ces échanges élémentaires n'est autre que la conductivité thermique (théorie de Boltzmann). Les conductivités thermiques et électriques se déterminent à l'échelle élémentaire, à l'aide de la loi de Wiedemann-Franz, selon laquelle elles sont proportionnelles.

De plus, lorsque des déformations sont imposées, il se crée des contraintes visqueuses, dues aux effets cumulés des forces de Van der Waals (gouvernées par les potentiels intermoléculaires) sur les différentes molécules du fluide.

I.5.2 - Structure de l'interface solide-liquide.

Les divers mécanismes de solidification à l'échelle élémentaire relèvent de la métallurgie. La formation de nouveaux cristaux (recristallisation) dépend non seulement de la composition du métal et de son diagramme de phase, mais aussi de la vitesse du front de solidification.

Pour des taux de refroidissement très élevés, il peut même se créer une phase solide non cristalline ou phase amorphe [Fouquet & al (1991)] .

Les principaux paramètres de la solidification, [Kurz-Fisher (1986)], sont le gradient de température au voisinage du front de solidification \vec{G} et la vitesse de ce front \vec{v}_s . Il en découle deux paramètres importants, le taux de refroidissement $T_r = \vec{G} \cdot \vec{v}_s$ et le rapport $|\vec{G}| / |\vec{v}_s|$. Les valeurs de ces paramètres vont déterminer le type de structure décrite dans la phase resolidifiée ou recristallisée.

D'une manière générale, il se développe trois modes de recristallisation, les croissances cristallines à front plan, et celles développant des microstructures dendritiques, ou eutectiques.

Sous certaines conditions, la solidification se produit sans formation de structure. Le front de solidification est alors plan, [Funk-Kurz (1991)]. Mullins et Sekerka (1964) ont analysé les conditions de stabilité de ce front plan, pour un alliage binaire. On peut définir une valeur critique du rapport G/v_s . Lorsque l'alliage possède une composition eutectique, la morphologie des microstructures (lamellaire ou fibreuse) et leur type de croissance (régulier ou non) dépendent de la fraction volumique de la phase mineure et de son entropie de fusion, [Frenk-Kurz (1991)]. Le front de solidification est alors plan ou bien soumis à des instabilités, [Kurz-Fisher(1986)].

On ne peut pas dire que la phase qui se développe soit vraiment biphasique [Cipriani...(1990)] et [Morvan ...(1990)] en ont développé un modèle par simulation numérique.

Dans le cas d'une croissance dendritique, il se forme des "dendrites" développant des branches dans les directions cristallographiques simples, [Frenk-Kurz (1991)]. Au voisinage de ces dendrites, il peut se produire des phénomènes de microségrégation, [Kurz-Fisher (1986)].

Les gradients de concentration et de température peuvent donc provoquer des instabilités de morphologie durant la solidification [Davis S.H(1990)]. De la même manière, il existe un rejet d'impuretés lors de la recristallisation après fusion. Le modèle microscopique d'Aziz (1983), rejoint les conclusions de Frenk-Kurz(1991) et montre que le rejet de ces impuretés vers le bain fondu au niveau de l'interface liquide-solide dépend de la vitesse du front de solidification.

I.5.3 - Structure de l'interface liquide-gaz.

Le long de cette interface, les particules ou molécules entrent et quittent le système. A l'équilibre thermodynamique local, on a autant de particules entrantes que sortantes. L'hypothèse d'une densité constante pour le gaz cessera toutefois d'être valable si l'on est en présence d'effets thermiques importants faisant intervenir des changements de température appréciables, ou encore dans le cas de très grandes vitesses.

Le coefficient de viscosité du gaz augmente avec la température. Par contre celui du liquide décroît.

Les propriétés thermiques du gaz exercent sur la valeur de la tension d'arc une influence beaucoup plus grande que le potentiel d'ionisation.

La tension la plus élevée, pour une distance inter-électrodes donnée, est obtenue pour l'hydrogène bien que le potentiel d'ionisation de ce gaz (13,6 év) soit plus faible que ceux de l'azote (14,5) ou de l'argon (15,7) (ceci vient du fait que la conductivité thermique de H_2 est supérieure à celle de N_2 et de Ar à toutes les températures).

La variation de la tension U aux bornes de l'arc en fonction de la pression p n'a pas été étudiée systématiquement, cependant on peut dire que U varie proportionnellement à p^n avec ($0,166 < n < 0,5$).

Le refroidissement de l'électrode fait augmenter la densité d'énergie dissipée dans l'arc et on atteint alors des températures plus élevées que pour les arcs libres.

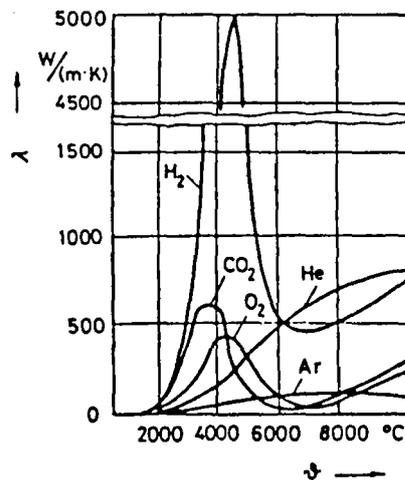


Figure I.14 : Conductivité thermique des gaz de protection.

Les forces mécaniques et magnétiques agissent sur l'arc comme sur un conducteur susceptible de se déformer et elles modifient sa forme et sa position. Les forces magnétiques peuvent agir de deux façons différentes :

- soit comme un conducteur classique en accélérant l'arc dans son ensemble.
- soit, si le champ magnétique est parallèle à l'axe de l'arc, comme stabilisateur de sa position contre toute déformation transversale.

Pour le fluide en équilibre, l'état de contrainte interne en un point est entièrement défini par la pression. On a création d'une force de pression due aux effets cumulés de mouvement des particules élémentaires se trouvant à l'extérieur du système et provenant

du bain fondu. Par conséquent, on assiste à des collisions mutuelles des particules en présence :

- *Absorption collisionnelle.*

Le champ électrique alternatif induit par le passage d'un électron, entraîne pour toute particule des oscillations perpendiculaires à la direction de propagation de cet électron . Le principe de conservation de la quantité de mouvement interdit aux électrons de transmettre la quantité de mouvement à une particule, quelle qu'elle soit, dans une direction complètement perpendiculaire à sa direction de propagation. Une partie de l'énergie thermique est transformée en énergie lumineuse .

- *Interaction globale.*

L'interaction avec le métal se traduit par un dépôt d'énergie à la surface plus ou moins bien connu (fonction de l'absorption instantanée). Avant la fusion, l'énergie est entièrement évacuée par conduction thermique classique selon la loi de Fourier.

La profondeur de pénétration d'un rayonnement incident pour les métaux dépend de sa longueur d'onde et de sa vitesse de propagation. Une partie de l'énergie se perd par transfert radiatif et convectif, et dépend des propriétés du matériau (émissivité, absorptivité, réflectivité). Il est très difficile de les déterminer expérimentalement, mais on suppose en première approximation qu'elles sont isotropes.

I.6 - Chaleur latente de fusion et de solidification .

I.6.1 - Chaleur latente de fusion.

La chaleur latente de fusion est égale à la quantité de chaleur qu'il est nécessaire de fournir à un kilogramme d'un corps donné pour le faire passer, à température constante, de l'état solide à l'état liquide. C'est la même quantité de chaleur (chaleur latente de solidification) que ce corps va devoir restituer pour passer, toujours à température constante, de l'état liquide à l'état solide.

Le dégagement de chaleur latente de fusion lors de soudage a été traité de deux manières dans le passé.

Dans la première approche, Pardo E. & Weckman D.C.(1989)] et Kanneley Asibu Jr, E., Kikuchi N. & Jallad A. (1989) ont considéré essentiellement que la

solidification se produisait à une seule température avec un intervalle de fusion nul. Dans cette approche le dégagement ou l'absorption de chaleur latente de fusion étaient modélisés comme une singularité dans la chaleur spécifique du métal.

D'autres auteurs Mahin K.W., & al et Tekriwal P., Stitt M. & Mazunder J.(1987) prenaient en compte la chaleur latente de fusion sous la forme d'un accroissement graduel adéquat de la chaleur spécifique dans tout l'intervalle de fusion. Ceci impliquait une vitesse de solidification constante par rapport à la température.

Des études faites [Goldak J.Bibby M.Moore J., House R et Patel B.(1986)] ont démontré que la chaleur latente de fusion influençait fortement la forme et les dimensions du bain de fusion, de même que les distributions de température à proximité du bain de fusion.

Selon la théorie de la solidification, les alliages se solidifient dans un intervalle de températures, c'est-à-dire dans le domaine pâteux, et avec des vitesses de solidification dépendant de la température ; de ce fait, la vitesse de dégagement de chaleur latente de fusion n'est pas constante. Les essais de soudabilité en laboratoire ont présenté des corrélations plus ou moins satisfaisantes avec la soudabilité réelle sur le chantier. Il paraît important de modéliser la vitesse de dégagement de chaleur latente de fusion afin de mieux simuler le champ de température dans l'intervalle de solidification.

Dans ce but une cinétique de solidification microscopique simple a été utilisée .

I.6.2 - Chaleur latente de vaporisation.

On appelle chaleur latente de vaporisation d'un corps liquide, la quantité de chaleur nécessaire pour faire passer, à température constante, un kilogramme de ce corps de l'état liquide à l'état gazeux. Inversement, la condensation de ce corps va libérer une quantité de chaleur équivalente.

La chaleur latente de vaporisation varie suivant la température à laquelle le changement d'état a lieu.

I.7 - Energie cédée par l'arc et enthalpie spécifique.

La thermodynamique permet d'étudier un ensemble de corps appelé *système* (limité par une surface Σ fixe ou en cours de déformation, réelle ou idéale) et son

évolution en fonction des échanges d'énergie avec le milieu environnant (l'extérieur du système). Le système est dit *isolé* s'il ne peut échanger ni énergie ni matière avec l'extérieur ; s'il n'échange que de l'énergie, il est dit *fermé* et s'il échange matière et énergie, il est dit *ouvert*. Le système est caractérisé par une énergie interne E_i ne dépendant que de l'état du système.

De nombreuses études ont utilisé la modélisation de l'effet de la solidification sur les champs de contraintes et de déformations par le procédé TIG [Karlsson R.I. et Josefson B.L.(1990)] [Leung C.K. Pick R.J. et Mok D.H.B.(1990)] [Shim Y.,Feng Z., Lee S., Kim D., Jaeger J., Papritan J.C. et Tsai C.L.] [Tekriwal P. et Mazumder J.(1988)] par un système de redéfinition des éléments. Ces études ne considéraient pas tous les phénomènes de solidification mentionnés ci-dessus.

I.7.1- Principes de la thermodynamique .

- Le premier principe de la thermodynamique, dit qu'il y a équivalence entre chaleur et travail, et qu'il est possible de transformer de l'énergie (chaleur en travail ou vice versa) mais jamais de l'annihiler.

Le second principe stipule qu'il est impossible de récupérer du travail à partir d'un système dont les points sont à la même température ; ce qui suppose que, de par son état mécanique ou chimique, le système ne puisse accomplir non plus aucun travail.

I.7.1.a - Système fermé.

On dit, quand un système fermé évolue d'un état initial E_1 à un état final E_2 , qu'il subit une transformation. Au cours de cette transformation, il y a un échange d'énergie sous forme de travail W des forces extérieures et sous forme de chaleur Q , l'énergie interne passant de la valeur U_1 à la valeur U_2 et l'énergie cinétique de E_{c1} à E_{c2} . La conservation de l'énergie se traduit par l'égalité :

$$U_2 - U_1 + E_{c2} - E_{c1} = W + Q. \quad (I-18)$$

C'est l'expression algébrique du premier principe de la thermodynamique .

On l'écrit souvent, sous forme différentielle :

$$dU + dE = \delta W + \delta Q \quad (I-19)$$

où dU , dE sont des différentielles exactes, δW et δQ ne l'étant pas en général.

La variation de l'énergie totale, somme de l'énergie interne U et de l'énergie cinétique E_c , du système entre les états initial et final est égale à la somme algébrique du travail W et de la chaleur Q échangée par le système avec le milieu extérieur. Elle est indépendante de la nature des transformations mises en jeu et ne dépend que de l'état initial et de l'état final.

Dans le cas d'un système purement mécanique ($Q = 0$), la conservation de l'énergie montre que l'énergie interne se confond avec l'énergie potentielle.

Dans le cas où les forces extérieures \vec{dF} qui s'exercent sur la surface Σ sont des forces de pression, on a :

$$\delta W = \vec{dF} \cdot \vec{dl} = p_e \cdot \vec{n} \cdot dS \cdot \vec{dl} = - p_e \cdot dv \quad (1-20)$$

où p_e est la pression extérieure exercée sur un élément de surface dS , \vec{dl} est le déplacement de dS et \vec{n} le vecteur normal dirigé vers l'intérieur de la surface.

Dans le cas où les forces extérieures sont des forces électromotrices e qui entraînent une variation de charges dq , on a :

$$\delta Q = e \cdot dq \quad (1-21)$$

δQ représente la chaleur échangée entre le système et le milieu extérieur et on pose par unité de masse du système :

$$\delta Q = c_p dT + h \cdot dp$$

$$\delta Q = c_v dT + l \cdot dv \quad (1-22)$$

$$\delta Q = \lambda \cdot dv + \mu \cdot dp$$

où c_p et c_v représentent respectivement les chaleurs massiques à pression et volume constants.

I.7.1.b - Système ouvert.

Considérons un système ouvert (par exemple, capteur de la cellule de refroidissement dans lequel les échanges avec l'extérieur s'effectuent par une

tubulure d'entrée et une tubulure de sortie) évoluant d'un état initial E_1 à un état final E_2 (E énergie totale du système).

Dans ce cas, le premier principe s'exprime par la relation :

$$E_2 - E_1 = m_e \left(h_e + \frac{v_e^2}{2} \right) - m_s \left(h_s + \frac{v_s^2}{2} \right) + W' + Q \quad (I-23)$$

où m_e, V_e et m_s, V_s sont respectivement la masse et la vitesse de la matière à l'entrée et à la sortie en supposant l'écoulement unidimensionnel, c'est à dire que les vitesses, pressions, températures et masses volumiques ont la même valeur en tout point d'une section de la tubulure.

W' est un échange de travail en dehors de celui dû aux forces de pression à l'entrée et à la sortie et h est l'enthalpie massique de la matière évoluant dans le système.

A cette relation, il faut ajouter celle exprimant la conservation de la masse :

$$\Delta M = m_e - m_s \quad (I-24)$$

ou par unité de temps :

$$\frac{dM}{dt} = \dot{m}_e - \dot{m}_s \quad (I-25)$$

Dans le cas d'un régime permanent ou stationnaire, on a :

$$E_2 - E_1 = 0 \quad (I-26)$$

$$m_e = m_s = m \quad (I-27)$$

$$\frac{dM}{dt} = 0 \quad (I-28)$$

(I.26) et (I.23) deviennent :

$$0 = m (h_e - h_s) + m \left(\frac{v_e^2}{2} - \frac{v_s^2}{2} \right) + W' + Q \quad (I-29)$$

$$\dot{m}_e = \dot{m}_s \quad (I-30)$$

- Le second principe de la thermodynamique introduit une fonction d'état S , appelée entropie. La notion d'entropie comme fonction d'état a été introduite par Clausius, sous la forme :

$$S = \int \frac{dQ}{dT} \quad (I-31)$$

L'entropie S s'exprime en [kJ/kg.K (kcal/kg.K)]

et
$$dQ = T.dS \quad (I-32)$$

$$Q = \int_{s_1}^{s_2} T.dS \quad (I-33)$$

- Dans une transformation élémentaire quelconque, la variation d'entropie dS s'exprime comme une somme de deux termes :

$$dS = \delta_e S + \delta_i S \quad (I-34)$$

où $\delta_e S$ est la variation d'entropie résultant d'apports extérieurs.

$\delta_i S$ celle produite à l'intérieur du système.

Le deuxième principe s'exprime par la relation :

$$\delta_i S \geq 0 \quad (I-35)$$

où le signe égal ne s'applique que dans le cas d'une transformation réversible et quasi-statique (transformation idéale consistant en une suite d'états d'équilibre infiniment voisins).

Dans le cas d'un système fermé, on a :

$$\delta_e S = \frac{\delta Q}{T} \quad (I-36)$$

Dans le cas d'un système ouvert, on a :

$$\delta_e S = \frac{\delta Q}{T} + m_e S_e - m_s S_s \quad (I-37)$$

où m_e , S_e et m_s , S_s représentent respectivement la masse du fluide et son entropie massique à l'entrée et à la sortie.

En régime permanent ou stationnaire, on a :

$$\frac{dS}{dt} = 0 \quad (I-38)$$

$$\dot{m}_e = \dot{m}_s = \dot{m} \quad (I-39)$$

(I-37) devient alors :

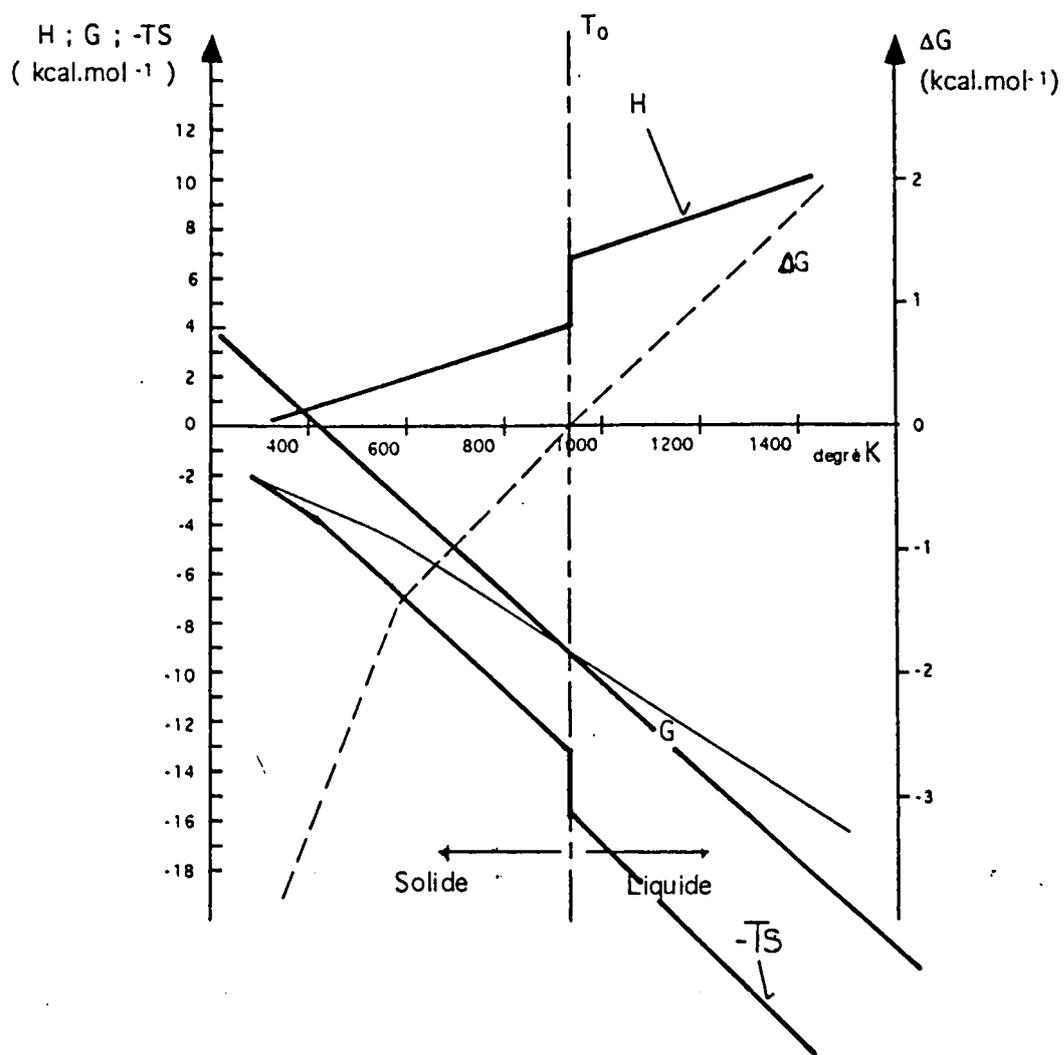


Figure I.15 : caractéristiques thermodynamiques de l'aluminium en fonction du temps.

$$\dot{m} (S_e - S_s) + \frac{\delta}{T} = 0 \quad (\text{I-40})$$

La figure I.19 montre les paramètres thermodynamiques en fonction du temps de l'aluminium pour deux phases (solide-liquide).

$$\text{On pose } H_{298} = 0 ; S_{298} = 6,77 \text{ [cal.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}]$$

$$C_{p\text{solide}} = 4,94 + 2,96 \cdot 10^{-3} T$$

$$C_{p\text{liquide}} = 7,00 \text{ [cal.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}]$$

L'enthalpie de fusion :

$$H_0 = 2500 \text{ [cal.mol}^{-1}]$$

A une température de $T = 800 \text{ K}$ (527°C) l'Enthalpie est égale à :

$$H = H_{298} + \int_{298}^T C_p dT = (4,94 + 2,96 \cdot 10^{-3} T) dT = [4,94T + \frac{2,96}{2} 10^{-3} T^2]_{298}^T$$

d'où

$$H_{800} = 3310 \text{ [cal.mol}^{-1}]$$

L'Entropie est égale à :

$$\begin{aligned} S &= S_{298} + \int_{298}^T \frac{C_p}{T} dT = 6,77 + \int_{298}^T \left(\frac{4,94}{T} + 2,96 \cdot 10^{-3} \right) dT \\ &= 6,77 + [4,94 \ln T + 2,96 \cdot 10^{-3} T]_{298}^T \end{aligned}$$

Par exemple :

$$\begin{aligned} S_{800} &= 6,77 + 4,94 \ln \frac{800}{298} + 2,96 \cdot 10^{-3} (800 - 298) \\ &= 13,12 \text{ [cal.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}] \end{aligned}$$

L'Enthalpie libre est égale à :

$$\begin{aligned} G &= H - T.S \quad (\text{I-41}) \\ &= 3310 - 13,12 \cdot 800 \\ &= -7186 \text{ [cal.mol}^{-1}] \end{aligned}$$

I.8 - Mouvement individuel d'une particule chargée.

I.8.1 - Equation générale du mouvement.

Une particule de masse (m) et de charge (q), animée d'une vitesse (\vec{v}) ($\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt}$) dans un champ électrique $\vec{H}(\vec{r}, t)$ et magnétique $\vec{B}(\vec{r}, t)$ sera soumise à une force de Lorentz, définie par :

$$\vec{F} = q [\vec{H}(\vec{r}, t) + \vec{v} \wedge \vec{B}(\vec{r}, t)] \quad (I-42)$$

l'équation du mouvement dans ce cas est :

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = q [\vec{H}(\vec{r}, t) + \left(\frac{d\vec{r}}{dt} \wedge \vec{B}(\vec{r}, t) \right)] \quad (I-43)$$

Dans un repère cartésien cette équation représente un système de trois équations différentielles qui déterminent uniquement \vec{r} en fonction de t .

On obtient l'équation des forces vives en multipliant l'équation du mouvement

(I-43) par $\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt}$, de telle sorte que :

$$\begin{aligned} \frac{m}{2} \frac{d}{dt} \left(\frac{d\vec{r}}{dt} \right)^2 &= q \vec{H} \frac{d\vec{r}}{dt} \\ \frac{m}{2} \left[\left(\frac{d\vec{r}}{dt} \right)_t^2 - \left(\frac{d\vec{r}}{dt} \right)_{t_0}^2 \right] &= q \int_{r_0}^r \vec{H} \cdot d\vec{r} = q \int_{t_0}^t \vec{H}(\vec{r}, t) \cdot \vec{v} dt \end{aligned} \quad (I-44)$$

où l'intégrale du second membre représente le travail du champ électrique de r_0 à r , le champ magnétique ne travaillant pas. Les équations (I.43) et (I.44) permettent en principe de calculer le mouvement de la particule chargée, dans un champ électrique (r_0 définit la position initiale de la particule). La résolution pratique dans un champ électrique et magnétique quelconque est très délicate.

I.8.1.a - cas d'un champ électrique agissant seul.

Dans ce cas $\vec{B} = \vec{0}$ et \vec{H} est quelconque.

Les équations s'écrivent alors :

$$\begin{aligned}\frac{d^2x}{dt^2} &= \frac{q}{m} H_x \\ \frac{d^2y}{dt^2} &= \frac{q}{m} H_y \\ \frac{d^2z}{dt^2} &= \frac{q}{m} H_z\end{aligned}\quad (I-45)$$

Si le champ électrique est constant, on a :

$$\begin{aligned}x &= \frac{1}{2} \frac{q}{m} H_x t^2 + v_{0x} t + x_0 \\ y &= \frac{1}{2} \frac{q}{m} H_y t^2 + v_{0y} t + y_0 \\ z &= \frac{1}{2} \frac{q}{m} H_z t^2 + v_{0z} t + z_0\end{aligned}\quad (I-46)$$

Autrement dit,

$$\vec{r} = \frac{1}{2} \vec{\gamma} t^2 + \vec{v}_0 t + \vec{r}_0 \quad (I-47)$$

en posant $\frac{q}{m} \vec{H} = \vec{\gamma}$

\vec{r}_0 est la position initiale de la particule et \vec{v}_0 sa vitesse d'éjection.

La particule est animée d'un mouvement accéléré. Dans notre cas \vec{H} dérive d'un potentiel $U(r,t)$ et ainsi on obtient l'intégrale des forces vives :

$$q \int_{r_0}^r \vec{H} \cdot d\vec{r} = -q [U(\vec{r},t) - U(\vec{r}_0,t_0)] \quad (I-48)$$

A partir de cette équation, on peut exprimer la vitesse d'une particule chargée et accélérée par une différence de potentiel V .

Si la particule est initialement au repos, on a :

$$\frac{1}{2} m v^2 = -qV \quad (I-49)$$

où l'on a posé :

$$V(r,t) = U(r,t) - U(r_0,t_0)$$

On obtient donc :

$$v = \left(\frac{2|q|V}{m} \right)^{1/2} \quad (I-50)$$

Pour l'électron la vitesse est de :

$$v = 5,93 \cdot 10^5 \sqrt{V} \quad (V)$$

avec

$$q = e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ [C]}$$

$$m_0 = 9,11 \cdot 10^{-26} \text{ [g]}$$

Vue la vitesse de déplacement des électrons, on peut écrire :

$$v = 5,93 \cdot 10^5 \sqrt{\frac{V(1 + 0,983 \cdot 10^{-6}V)}{1 + 1,967 \cdot 10^{-6}V}} \quad (I-51)$$

Pour une tension d'arc de 12 V la vitesse des électrons est égale à :

$$v = 20,54 \cdot 10^5 \text{ (m.s}^{-1}\text{)} \quad (I-52)$$

Sous la même tension, la vitesse de déplacement d'un ion chargé positivement (cas du plomb par exemple) est de l'ordre de :

$$v = 0,21 \cdot 10^5 \text{ (m.s}^{-1}\text{)}$$

On voit suite à ce calcul l'importance que relève la vitesse des électrons en quittant l'électrode.

1.8.2 - Densité de la force électromagnétique.

En supposant que le plasma est entièrement composé d'électrons de masse m_e , de charge $(-q)$ et d'ions positifs de masse (m_i) de charge (q) . Avec une bonne approximation le gaz devrait être neutre.

Le nombre d'ions et d'électrons est identique par unité de volume. Ce nombre est pris égal à n . On considère que les électrons et les ions forment deux gaz se mouvant indépendamment l'un de l'autre.

Comme le rapport $(\frac{m_i}{m_e})$ est très grand du fait que m_e est négligeable devant m_i , la vitesse \vec{v} de l'ensemble de la masse peut être prise égale à celle des ions. Les électrons ont la vitesse \vec{v}_e par rapport aux ions.

Il en résulte une densité de courant \vec{j} , égale à :

$$\vec{j} = -n \cdot q \cdot \vec{v}_e \quad (I-53)$$

En présence d'un champ magnétique \vec{B} , la charge prise à l'instant (t) en un point (M) serait soumise à une force $\vec{F} = q \cdot \vec{v} \wedge \vec{B}$.

Pour un élément de volume dV dans lequel il y a ($n_1 dV$) charges électriques q_1 , animées d'une vitesse \vec{v}_1 par rapport au repère galiléen, ($n_2 dV$) charges électriques q_2 , animées d'une vitesse \vec{v}_2 , la force exercée $d\vec{F}$ dans le repère considéré est telle que :

$$\begin{aligned} d\vec{F} &= (n_1 q_1 (\vec{v}_1 \wedge \vec{B}) + n_2 q_2 (\vec{v}_2 \wedge \vec{B}) + \dots) dV \\ &= (n_1 q_1 \vec{v}_1 + n_2 q_2 \vec{v}_2 + \dots) \wedge \vec{B} dV. \end{aligned} \quad (I-54)$$

L'expression entre parenthèses n'est autre que le vecteur densité de courant \vec{j} au point M, de sorte que la densité de force électromagnétique a pour expression :

$$d\vec{F} = d\vec{j} \wedge \vec{B} dV \quad (I-55)$$

La résultante des forces électromagnétiques engendrées par l'interaction entre l'induction locale \vec{B} et la densité de courant \vec{j} dans le métal, est :

$$\vec{F} = \vec{j} \wedge \vec{B} \quad (I-56)$$

Le brassage engendré par ces forces peut être très important (quelques centimètres par seconde pour des intensités de courant de 100 à 200 A).

A chaque collision avec les ions, les électrons perdent une quantité de mouvement totale égale à :

$$q_m = \frac{n \cdot m_e \cdot v}{t} \quad (I-57)$$

Les électrons sont soumis à une force de rappel par unité de volume :

$$F_e = - n \cdot m_e \cdot v \cdot t^{-1} \quad (I-58)$$

Les forces agissant par unité de volume sur le gaz d'électrons sont :

- le gradient de la pression électronique ($-\vec{\text{grad}} p_e$),
- la gravité ($n \cdot m_e \cdot \vec{g}$),
- la force électrique : $-n \cdot q (\vec{H}' + \mu \vec{v} \wedge \vec{B})$,
- la force de rappel due aux collisions.

\vec{H}' : champ électrique.

t : temps.

On peut considérer que l'ensemble de ces forces est en équilibre puisque l'inertie de l'électron est négligeable.

Donc,

$$-\text{grad } p_e - n q(\vec{H}' + \mu \vec{v} \wedge \vec{B}) - n.m_e \cdot \vec{v} \cdot t^{-1} = \vec{0} \quad (I-59)$$

d'où

$$\text{grad } p_e + n q \cdot \vec{H}' = j \wedge \mu \vec{B} + \frac{m_e \cdot j}{q \cdot t} \quad (I-60)$$

En l'absence du champ magnétique et du gradient de pression, cette expression devient :

$$\vec{j} = \sigma \cdot \vec{H}' \quad (I-61)$$

où σ est la conductivité en l'absence du champ magnétique. Elle est égale à :

$$\sigma = \frac{n \cdot q^2 \cdot t}{m_e} \quad (I-62)$$

En fonction de σ , l'expression (I-60) devient :

$$\sigma E' + \frac{\sigma}{q} \text{grad } p_e = j + \frac{\mu \cdot q \cdot t}{m_e} \cdot j \wedge B \quad (I-63)$$

où μ est la perméabilité.

L'énergie dissipée par les courants électriques peut s'interpréter comme provenant du travail effectué contre la force due aux collisions ($-m_e \cdot q_e \cdot v \cdot t^{-1}$) pour maintenir constante la vitesse relative v .

Le taux de dissipation de l'énergie des courants par unité de volume est donc :

$$n \cdot m_e \cdot v^2 \cdot t^{-1} \quad (I-64)$$

En l'absence de tout champ extérieur et lorsque la géométrie est de révolution autour de l'axe de la cathode, les forces et donc les mouvements sont localisés dans un plan méridien.

La densité du courant j nécessaire à l'éjection des électrons par effet thermique est égale à : (Équation de Richardson)

$$j_t = A T_c^2 \exp - \frac{e_0 \cdot U_{ki}}{k \cdot T_c} \quad (I-65)$$

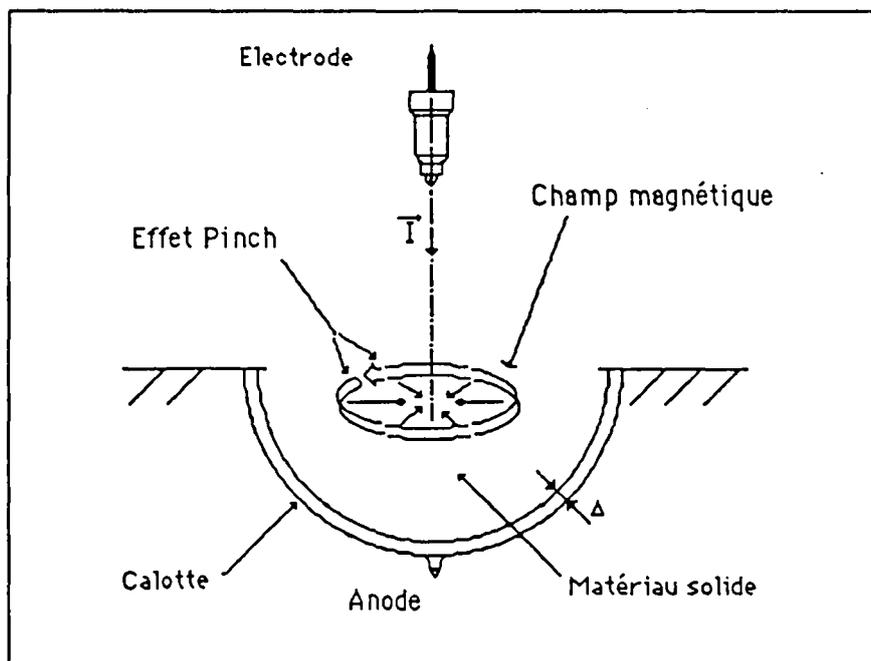


Figure I.16: Brassage du bain fondu sous l'effet d'un champ électromagnétique.

où A : constante = $60,2 \text{ A/cm}^2 \cdot \text{K}^2$, pour l'acier

T_c : température de la cathode, K.

e_0 : charge d'un électron.

k : constante de Boltzman.

U_{ki} : potentiel ou travail d'éjection d'un électron.

Les températures élevées indispensables pour obtenir une densité de courant appréciable seront entretenues par le bombardement des ions.

L'existence d'une composante de mouvement dans le plan horizontal de l'échantillon est liée :

- soit à une dissymétrie de la cathode (inclinaison), soit à l'effet des pièces à proximité de la cathode.
- soit à la création d'une composante méridienne de l'induction à l'aide par exemple d'une bobine extérieure.

Les effets de tension superficielle peuvent jouer de deux manières :

- d'une part en s'opposant plus ou moins à la déformation de la surface libre [Bradstreet B.J., 1968].
- d'autre part, en créant par ses variations spatiales un mouvement très

important (effet Marangoni) (figure I.16).

I.9 - Géométrie du bain et formulation.

I.9.1 - Ecoulement dans le bain fondu.

L'écoulement des gaz ionisés de l'arc à très haute température transmet au métal une partie de la puissance calorifique et entraîne la fusion locale de l'échantillon. La forme du bain fondu et en particulier la profondeur appelée pénétration (p) conditionne la qualité de la jonction quand il s'agit de joint soudé. La profondeur du joint doit être appropriée à chaque type d'utilisation, contrôlable et reproductible.

Le bain fondu est fonction de plusieurs facteurs, on peut citer :

- l'arc, sa forme, sa température,
- les effets de l'écoulement sur le champ de température,
- les mouvements du liquide fondu.
- l'effet des éléments tensio-actifs sur l'écoulement lui-même.

Le bain fondu est en équilibre globalement sous l'action des forces de gravité (poids), de la poussée d'arc, de la tension superficielle et des forces électromagnétiques figure I.17.

La distribution de la température dans le bain, et, par conséquent, la forme du front de solidification se trouve considérablement modifiés par l'effet de convection dû aux mouvements de la surface libre. Cet équilibre se traduit au niveau des interfaces liquide-gaz et interfaces liquide-solide. Malgré ses dimensions réduites le bain fondu est le siège de mouvements intenses dans les trois directions.

I.9.2 - Déformation dans le bain de fusion.

Le premier phénomène est lié au fait que, de par la nature même de la recristallisation, le métal fondu recristallisé, au moment de se transformer de liquide en solide, retrouve son état original exempt de déformations. En d'autres termes, toutes les déformations dans un bain de fusion calculées selon la mécanique des milieux solides continus devraient être "recuites" à l'interface liquide-solide lors de la recristallisation, comme l'indiquent Mahin K.W., MacEwen S., Winter W., Mason W., Kanouff M. et

Géométrie de la cavité Rectangulaire

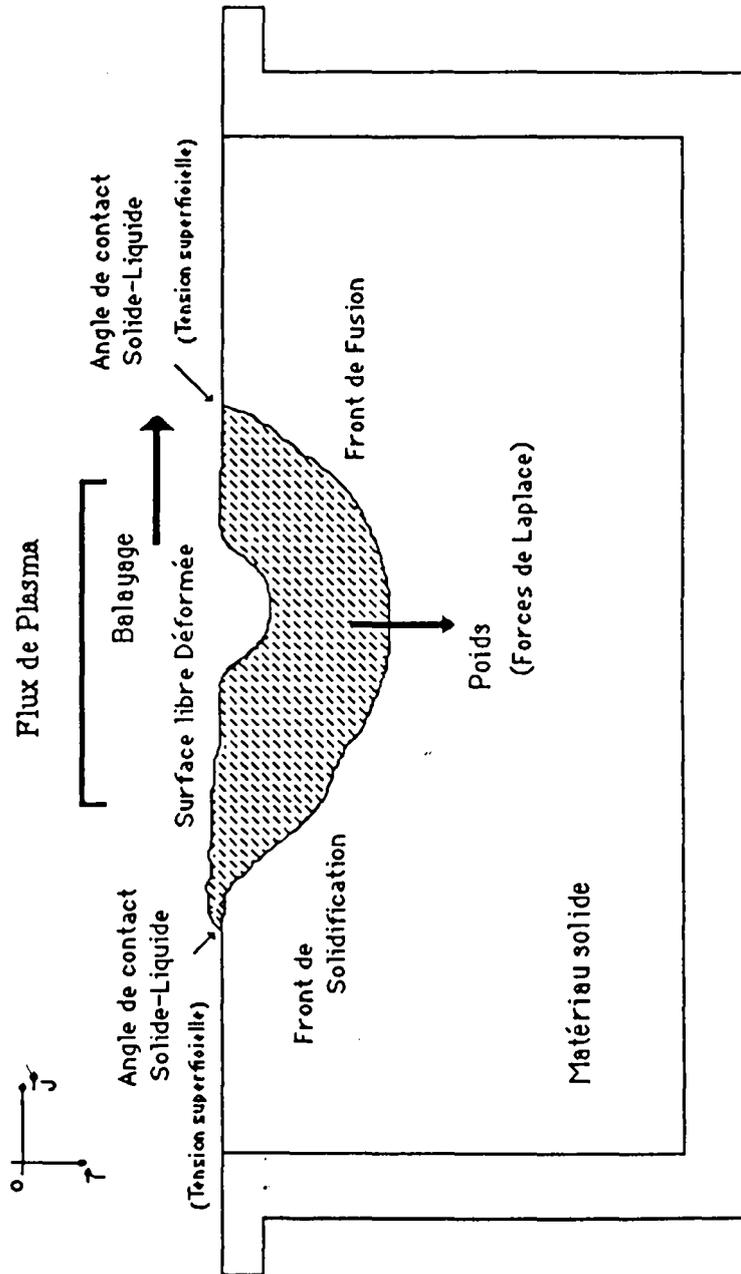


Figure I.17 : Champ de forces autour du bain fondu d'une cavité rectangulaire.

Huchs E.A. (1988). D'autre part, le métal liquide dans le bain de fusion devrait exercer des forces minimales sur le solide environnant, et donc avoir peu d'effet sur la distribution des contraintes et des déformations dans les zones voisines.

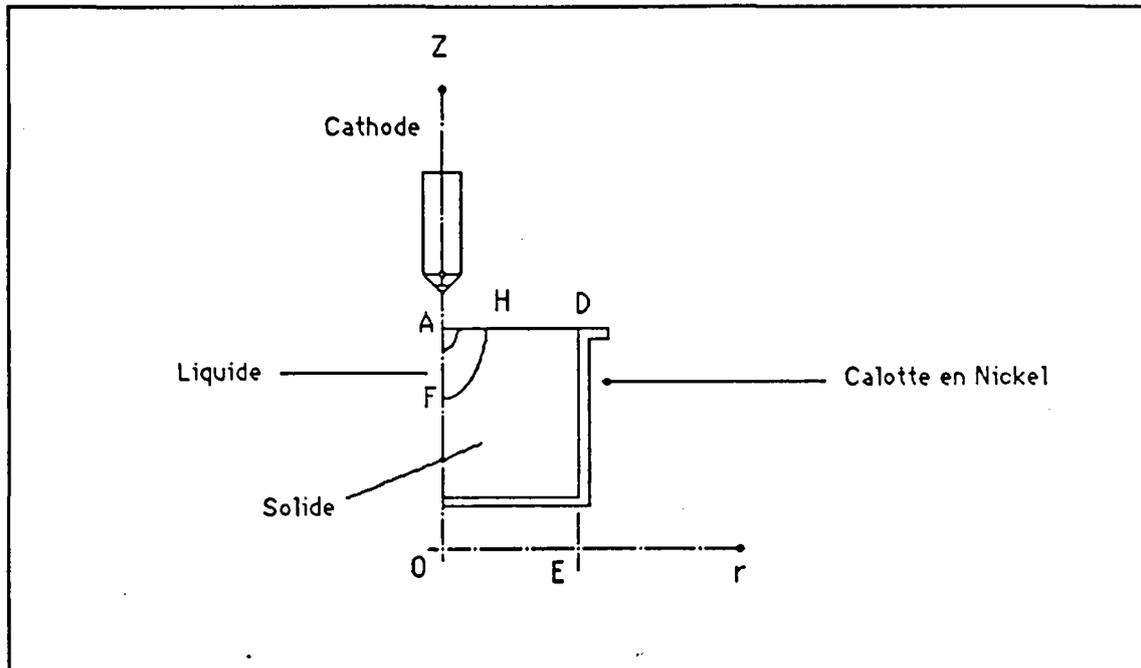


Figure I.18 : Présentation du domaine prismatique.

La modélisation du comportement du bain fondu nécessite une simplification importante du phénomène.

Dans le calcul des déformations d'origine thermique, il est nécessaire de spécifier une température initiale à laquelle le matériau se trouve dans un état sans contraintes (sans déformations). Comme on le voit sur la figure (I.18), pour le métal dans la zone fondue, la température varie depuis l'ambiante jusqu'à la température de fusion de sorte qu'il va se dilater durant le chauffage avant de se solidifier, et se contracter ensuite durant la solidification et le refroidissement.

1.9.3 - Position du problème.

Une façon d'étudier le problème consiste à maintenir l'arc à l'arrêt et à imposer une température (T_w) sur la frontière de l'échantillon.

Une telle représentation ne reproduit pas fidèlement le phénomène réel mais peut donner une idée partielle du régime établi obtenu lorsque l'anode se déplace à vitesse constante faible.

Néanmoins, il est clair que les résultats ne pourront être réellement quantitatifs et l'on s'attachera principalement à l'étude des tendances déduites de la variation des différents paramètres.

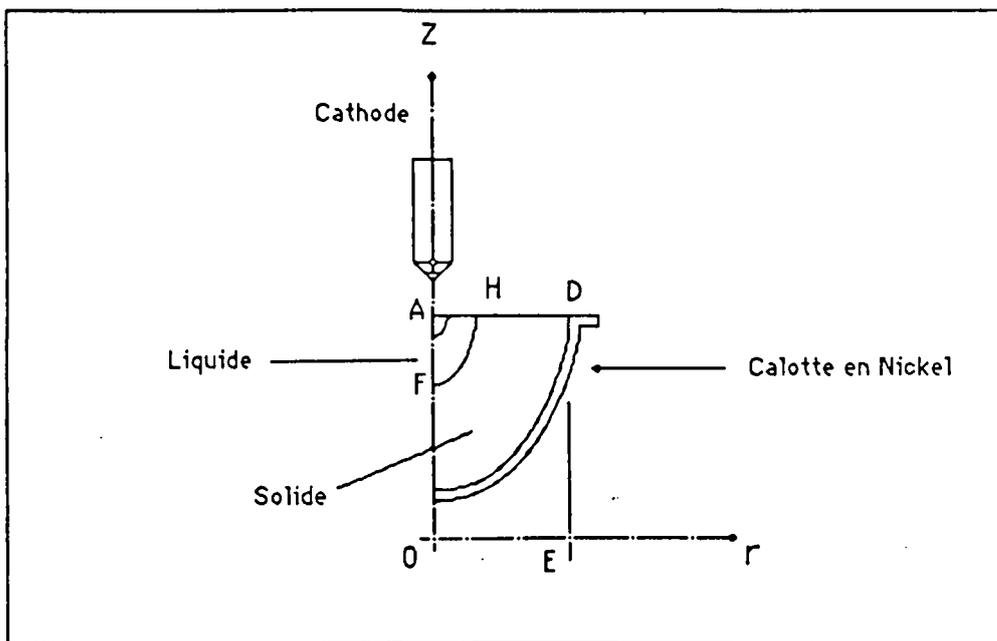


Figure I.19 : Présentation du domaine hémisphérique.

Les hypothèses de calcul sont les suivantes (figure I.19) :

- la géométrie est supposée de révolution et les grandeurs seront définies par rapport à un repère cylindrique (r, θ, z) .
- les bords de l'échantillon sont à une température fixée,
- le régime est permanent,
- les constantes physiques, hormis la tension superficielle, ne dépendent pas de la température,
- les grandeurs électriques et hydrodynamiques sont découplées (pas de réaction de courant induit).

Les paramètres concernant la source sont :

- l'amplitude du flux de chaleur.

- la distribution de la chaleur dans l'interface .
- la tension et l'intensité de l'arc.

I.9.4 - Equations et conditions aux limites.

Les équations du problème peuvent être classées en trois catégories [Y.Fautrelle 1985], à savoir :

- les équations régissant les grandeurs électromagnétiques,
- les équations du mouvement,
- les équations du champ de température.

I.9.4.a - Equations de Maxwell.

La distribution de la densité de courants électriques \vec{j} , l'induction \vec{B} et le potentiel V sont régis par les équations suivantes :

$$\vec{j} = \sigma \vec{\nabla} V \quad (I-66)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu \vec{j} \quad (I-67)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{j} = 0 \quad (I-68)$$

où σ , μ désignent respectivement la conductivité électrique du métal et sa perméabilité magnétique.

En géométrie de révolution (fig.I.19), le vecteur \vec{j} est de la forme $(j_r; 0; j_z)$ en repère cylindrique tandis que l'induction n'a qu'une composante tangentielle $(0; B; 0)$.

Les conditions aux limites sont les suivantes :

- sur la surface (AD)

$$j_z = j_o(r) \quad (I-69)$$

où $j_o(r)$ est une fonction donnée représentant la distribution des courants électriques de l'arc pénétrant dans le métal. On peut choisir une distribution de type exponentiel telle que :

$$j_o(r) = I \cdot \exp\left(\frac{r}{r_0}\right)^2 / [1 - \exp^2\left(\frac{R}{r_0}\right)^2] \cdot \pi r_0^2 \quad (I-70)$$

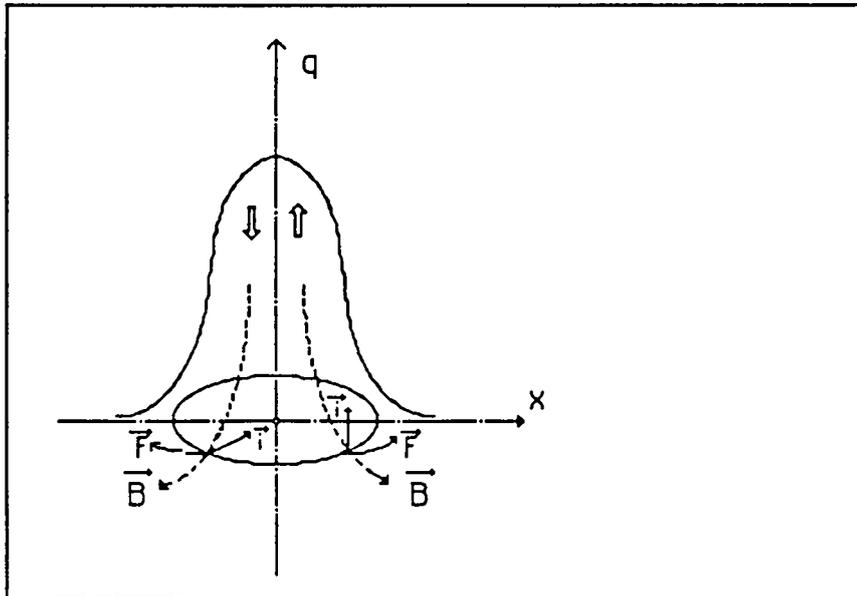


Figure 1.20 : Forces de gravitation et champ magnétique.

I, r_0, R désignant respectivement l'intensité de l'arc, la "demi-largeur" de l'arc, la demi-largeur de l'échantillon.

- sur l'axe OA (OZ)

$$j_r = 0 \tag{I-72}$$

- sur la paroi inférieure OE (or)

$$j_z = 0, \tag{I-73}$$

- sur le bord extérieur de la plaque

$$j_z = 0 \quad \text{pour } r \rightarrow R \tag{I-74}$$

1.9.4.b - Equations de Navier-Stokes.

Le champ de vitesse \vec{u} décrivant les mouvements du métal liquide possède deux composantes dans un plan méridien ($u_r ; 0 ; u_z$) dans un repère cylindrique.

Le vecteur vitesse est régi par les équations dynamiques, soit :

$$\rho (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} + \vec{\nabla} p = \vec{j} \wedge \vec{B} + \rho \nu \Delta \vec{u} \tag{I-75}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \tag{I-76}$$

où

ρ , p , ν désignent respectivement la masse volumique du métal, la pression et la viscosité cinématique du bain.

Les conditions aux limites pour le champ de vitesse sont les suivantes :

- le long du front de solidification (FH) (figure I.18 et I.19)

$$\vec{u} \cdot \vec{n} = 0 \quad (I-77)$$

$$\Omega = \vec{\nabla} \wedge \vec{u} = 0 \quad (I-78)$$

\vec{n} , Ω désignant la normale au front et la composante tangentielle unique du vecteur tourbillon.

- le long de la surface libre (AH)

$$\vec{u} \cdot \vec{n} = 0 \quad (I-79)$$

$$\Omega = \frac{1}{\rho\nu} \frac{d\gamma}{dr} \quad (I-80)$$

γ étant la tension superficielle. Notons que Ω à la frontière est proportionnel au frottement pariétal. Le long du front de solidification, en raison de l'existence d'une zone pâteuse, le frottement pariétal est en réalité intermédiaire entre une surface sans frottement ($\Omega = 0$) et une paroi solide ($\vec{u} = 0$).

Sur la surface libre le frottement provient des variations spatiales de tension superficielle.

I.9.4.c - Equation de l'énergie.

La distribution de température T dans le métal est régie par une équation de type convection-diffusion, soit :

$$\vec{u} \cdot \vec{\nabla} T = \varphi \Delta T \quad (I-81)$$

φ désignant la diffusivité thermique du matériau.

Les conditions aux limites pour le champ de température sont les suivantes :

- sur la surface (AD) le flux de chaleur transmis de l'arc vers le bain est une fonction donnée (par exemple une exponentielle):

$$\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{Q}{\pi \cdot r_0^2} \exp \left[-\left(\frac{r}{r_0}\right)^2 / \left[1 - \exp \left(-\left(\frac{R}{r_0}\right)^2\right)\right] \right] \quad (I-82)$$

où

Q , r_0 , λ désignent respectivement la puissance thermique transmise au métal, la demi-largeur de la bande d'injection et la conductivité thermique du matériau.

- sur l'axe (AO) le flux est identiquement nul, soit :

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad (I-83)$$

- sur les surfaces (OE) et DE) on impose une température fixée :

$$T = T_w \quad \text{pour } r = L \text{ (} r = R \text{)} \quad (I-84)$$

- le long du front de solidification (FH), T et ses dérivées sont continus.

I.9.4.d - Aspects thermiques.

La puissance Q transmise au métal est en pratique de l'ordre de 55% de la puissance électrique totale correspondant au produit $P = UI$. Avec une tension de 13V, la puissance calorifique est environ 1430W pour une intensité de 200 A. Les différences de température dans le bain sont en conséquence très importantes. Les différences de température ΔT , correspondant à un transfert par conduction pure dans le bain peuvent être reliées à Q par : (voir tableau 1 et 2 en annexe acier à 1550°C)

$$\Delta T = \frac{Q}{\lambda \pi r_0} = 7,23 \cdot 10^3 \text{ K} \quad (I-85)$$

λ : désignant la conductivité thermique du bain.

La compétition entre le transport de chaleur par le mouvement (convection) et la diffusion moléculaire est mesurée par le nombre de Peclet :

$$P_e = \frac{u_o \cdot r_o}{\varphi} \quad (I-86)$$

où φ désigne la diffusivité thermique.

Dans le cas qui nous concerne, pour une vitesse caractéristique $u_o = 7$ [cm/s] la valeur P_e est de 20 environ. Ce résultat signifie que le transport convectif est prédominant face aux transferts par diffusion. Ceci confirme les hypothèses de départ relatives à l'influence capitale du mouvement sur la forme du front de solidification.

1.9.5 - Dynamique de l'écoulement.

Une échelle des vitesses peut être obtenue à partir de l'équilibre inertie-forces électromagnétiques [Shercliff J.A, (1971)] :

$$u_e = \frac{I}{2\pi r_o} \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (I-87)$$

Cette relation fournit une estimation rapide des vitesses engendrées par les forces électromagnétiques seules. Pour une intensité de 200 A, la valeur de u_e est de 14[cm/s].

Le nombre de Reynolds hydrodynamique R_e , soit :

$$R_e = \frac{u_o \cdot r_o}{\nu} \quad (I-88)$$

qui définit la nature du régime d'écoulement (laminaire ou turbulent) est de l'ordre de 70 pour $u_o = u_e$. L'écoulement correspondant sera donc laminaire mais à inertie prédominante.

Il est possible de définir une autre échelle de vitesse u_s correspondant au brassage engendré par l'effet Marangoni. Les variations de tension superficielle créent en surface du bain une contrainte de frottement pariétal τ_o , d'où en régime inertiel l'estimation pour u_s :

$$u_s = \left(\frac{\tau_o}{\rho}\right)^{1/2} = \left(\left(\frac{d\gamma}{dr}\right) / \rho\right)^{1/2} = \left(\frac{d\gamma}{dT} \frac{dT}{dr} / \rho\right)^{1/2} \quad (I-89)$$

En utilisant les données expérimentales et théoriques relatives à la variation de γ avec la température [Allen B .C. et Kin Gery W.D.(1959)], on peut encadrer le gradient de tension superficielle $\frac{d\gamma}{dT}$ par 0,1 et 1 dyne/cm.K. Pour une variation de température ΔT de $7,23.10^3 K$, la valeur de u_s correspondante varie de 7 à 20 [cm/s], ce qui situe l'importance considérable de l'effet Marangoni.

1.9.6 - Comportement mécanique du bain.

En général, les problèmes thermiques de contraintes et déformations en soudage ont été traités dans le cadre de la mécanique des milieux solides continus.

Les contraintes et les déformations thermiques sont liées à la distribution non-linéaire du champ de température dans les assemblages soudés.

En vertu du découplage entre les parties électromagnétique et thermo-hydraulique, la procédure consiste à calculer successivement :

- le champ magnétique, les courants électriques et les forces électromagnétiques,
- le mouvement, le champ de température et le front de solidification.

1.9.6.1 - Contraction pendant la solidification.

La plupart des métaux et alliages se contractent pendant la solidification. Le changement de volume résulte de la contraction liquide-solide. Pour l'aluminium, cette contraction volumique pendant la solidification est de 6,6% [Flemings M.C. (1974)].

Elle correspond à une contraction linéaire de 2,2%. Du point de vue mécanisme, cette contraction pendant la solidification diffère de la contraction thermique due à une baisse de température. La contraction pendant la solidification existe même pour la solidification d'un métal pur qui a un intervalle de température de congélation nul. Il faut donc s'attendre à ce que la contraction pendant la solidification influe fortement sur la distribution des contraintes et des déformations, notamment au voisinage du bain de fusion, et sur la déformation des assemblage soudés.

L'accès au champ de vitesse u et de température T et à la forme du front de solidification nécessite la résolution des équations (I.66), (I.67) et (I.68) avec les conditions aux limites (I.72), (I.73), (I.74) et (I.80).

Ce type de problème peut être résolu numériquement à l'aide d'un schéma aux différences finies [Gosman A.D., Pun W.M., Runchal A.K., Spalding D.B. et Wolfshtein M.(1969)].

La procédure consiste à choisir comme inconnues la fonction de courant ψ , le tourbillon Ω et la température T . Les équations sont discrétisées dans un maillage rectangulaire et le système correspondant peut être résolu par une méthode itérative de surrelaxation.

Pour éviter les problèmes numériques de convergence, le domaine liquide ne coïncidant pas avec l'isotherme $T = T_s$ peut être construit sur les points de maillage les plus proches. Cette méthode est simple à mettre en œuvre mais en contre partie, diminue la précision des résultats et ralentit la convergence de l'ensemble de la procédure.

Dans le chapitre suivant, nous ne nous intéressons qu'aux équations du champ de température.

Le cas pratique consiste en la fusion statique d'une masse de matériau (plomb, Aluminium-Nickel et acier) pour un rayon d'arc r_0 de 3,2 mm. Les constantes physiques utilisées sont rassemblées dans les tableaux A1.3 (annexe I & II).

Conclusion :

Parmi les nombreux procédés de soudage existants, notre choix s'est porté sur le procédé TIG à électrode non consommable et à fil chaud en raison de ses grands avantages :

- fonctions facilement contrôlées et paramétrées,
- temps de réponse très court permettant un amorçage et un arrêt rapides au début et à la fin du procédé,
- il peut être automatisé.

Trois configurations au niveau de la source sont envisageables :

- cathode à l'électrode, anode à l'échantillon,
- anode à l'électrode et cathode à l'échantillon,
- alternativement les deux configurations précédentes.

Le milieu étudié est très complexe ; il comporte trois zones principales et deux zones intermédiaires :

- zone solide, zone liquide et zone de plasma.
- zone liquide-solide et zone liquide-plasma.

L'ionisation de l'atmosphère de l'arc peut se faire par effet thermique, par bombardement électronique ou par rayonnement électromagnétique. La mobilité de l'arc dépend essentiellement du degré d'ionisation et du nombre d'éléments porteurs d'énergie présents dans le plasma. Ce degré d'ionisation χ a été évalué ($\chi^2 = C_e / (1 + C_e)$).

Le champ électromagnétique créé par le courant de soudage ainsi que par le champ électromagnétique additionnel provoque un brassage du bain de fusion qui influence fortement le rapport de forme ($\delta = p/l$). En fonction des éléments qui constituent le bain fondu ce brassage peut être bénéfique ou non. L'ajout d'un déviateur magnétique permet d'allonger le panache de l'arc dans le sens de l'avancement en vue de provoquer un préchauffage local en amont : il permet d'accroître la vitesse de soudage. Une étude électrocinétique a été faite à ce niveau, la source de chaleur ayant été estimée.

L'introduction d'un champ magnétique supplémentaire peut perturber le brassage si les effets électromagnétiques dans leur ensemble jouent un rôle déterminant, par exemple en accentuant le brassage dans une région donnée du bain de fusion. D'un autre côté les effets de tension superficielle peuvent jouer de deux manières : elles

s'opposent plus ou moins à la déformation de la surface libre, d'autre part, en créant par ses variations spatiales un mouvement très important (effet Marangoni).

Pendant la solidification, les principaux paramètres qui apparaissent sont le gradient de température au voisinage du front de solidification et la vitesse de ce front.

Les valeurs de ces deux paramètres vont déterminer le type de structure de la phase resolidifiée ou recristallisée. Trois modes de recristallisation sont à envisager : croissances cristallines à front plan, microstructures dendritiques ou eutectiques.

Chapitre II.

Mécanismes thermiques en cours de la fusion.

B.1 - Introduction

Dans la plupart des applications pratiques, où manifestement il s'agit de transfert de chaleur, des mesures de température sont exigées, en fonction de leurs formes et des conditions aux limites.

CHAPITRE 2.

Mécanismes thermiques en cours de fusion.

Energie

Les modes de transfert de chaleur, la conduction, le changement de phase solide-liquide, liquide-gaz.

Pendant la fusion, le matériau subit le refroidissement d'une limite à une autre (de la température ambiante à la température d'ébullition). Dans cet intervalle, de multiples phénomènes physiques et chimiques se produisent : sur le matériau de base et du métal d'apport, réactions chimiques, micro-ségrégation de phases, déformations élastique et structurale, déformations plastiques locales, perte de calcium et de masse, contraintes thermiques locales, déséquilibre énergétique, ... etc.

Pour bien comprendre et maîtriser ces phénomènes, il semble nécessaire de connaître les cycles thermiques et de connaître la température et sa variation en fonction du temps en chaque point de la transition. En effet, ceci paraît, comme l'élément essentiel pour l'étude des milieux à changement de phases, et c'est un moyen simple et reproductible d'étude des propriétés métallurgiques.

Diverses voies de recherche ont été suivies par de nombreux auteurs (études métallurgiques, phénomènes de fissuration, rupture fragile, effets thermo-mécaniques, ...) (Chokstein, Rosenthal, Rykalin, Friedmann...)

La plupart des travaux effectués dans ce domaine sont de nature expérimentale, concernant plusieurs tentatives qui ont été faites pour développer et appliquer des modèles analytiques afin d'expliquer et prédire les effets thermiques et mécaniques des soldeuses. Dans un grand nombre d'études, les modèles utilisés sont très simplifiés et ont pour but d'étudier un grand nombre d'hypothèses (surtout en ce qui concerne) : champs de température potentielle, champs de température stationnaires, données initiales, propriétés thermiques ou thermodynamiques, fonctions continues ou discontinues de la température.

Chapitre II.

Mécanismes thermiques en cours de la fusion

II.1 - Introduction .

Dans la plupart des applications pratiques, où manifestement il s'agit de transfert de chaleur, des mesures de conductibilité des échantillons sont exigées, en fonction de leurs formes et des conditions aux limites.

Les modes de transfert de chaleur, incluent la conduction, le changement de phase solide-liquide, liquide-vapeur et le rayonnement.

Pendant la fusion, la température du matériau varie très rapidement d'une limite à une autre (de la température ambiante jusqu'à la température d'ébullition). Dans cet intervalle, de multiples phénomènes physiques et chimiques se produisent : fusion du matériau de base et du métal d'apport, réactions chimiques, recristallisation du laitier, déformation volumique et structurale, déformations plastiques locales, perte de chaleur et de masse, contraintes thermiques internes, déséquilibre énergétique, ...etc.

Pour bien comprendre et maîtriser ces phénomènes, il semble nécessaire de simuler les cycles thermiques et de connaître la température et sa variation en fonction du temps en chaque point de l'échantillon. En effet, ceci paraît, comme l'élément essentiel pour l'étude des milieux à changement de phases, et c'est un moyen simple et reproductible d'étude des propriétés métallurgiques.

Diverses voies de recherche ont été suivies par de nombreux auteurs (études métallurgiques, phénomènes de fissuration, rupture fragile, effets thermo-mécaniques...) .[Glickstein, Rosenthal, Rykline, Friedman...].

La plupart des travaux effectués dans ce domaine sont de nature expérimentale ; cependant plusieurs tentatives ont été faites pour développer et appliquer des modèles analytiques afin d'expliquer et prédire les effets thermiques et mécaniques des soudures. Dans un grand nombre d'études, les modèles utilisés sont très simplifiés ce qui sous-entend un grand nombre d'hypothèses (souvent non formulées) : source de température ponctuelle, champ de température stationnaire, domaine infini, propriétés physiques ou thermodynamiques fonctions continues ou discontinues de la température.

Les contraintes résiduelles et les déformations viennent en grande partie de l'irrégularité de la soudure, de la forme du cordon, de l'effet thermique dû au changement de phase, et dépendent des paramètres de soudage (figure II.1).

Lorsque les modifications dimensionnelles sont négligeables et que le travail mécanique est insignifiant en comparaison des variations d'énergie thermique, il n'est pas nécessaire d'étudier simultanément le transfert de chaleur et les contraintes. Hibbitt [64] et Mahin [97] ont montré que cela était raisonnable pour la modélisation du soudage. Dans cette étude nous avons donc dissocié l'analyse thermique de l'analyse des contraintes.

II.2 - Écoulement de chaleur pendant le soudage.

Les échanges thermiques entre deux corps de températures différentes peuvent se faire de trois manières différentes (ou leur combinaison) : par conduction, par convection ou par rayonnement.

II.2.1- La conductivité thermique :

Sur une échelle réduite de température, la plupart des solides homogènes ayant une faible proportion d'inclusions, ont une conductivité λ fonction pratiquement linéaire de la température .

Les expériences menées jusqu'ici nous informent uniquement sur la nature de λ et rien ne nous indique qu'elle est constante. Elle peut dépendre du lieu, de la direction, de la structure du matériau, de la densité, de la pression et de la température.

On a pu distinguer deux types de conductivités (isotrope et anisotrope). La conductivité anisotrope suit une allure elliptique, c'est une manifestation de problèmes très particuliers.

En ce qui concerne la conductivité isotrope, (λ) ne dépend pas de la direction ni de la position du point dans un corps homogène dont la température est uniforme.

Mais, en général elle dépend de la température au point (M) considéré, et comme la température dépend du point, ainsi que du temps, alors (λ) dépendra de la position du point et du temps. Pour des écarts faibles de la température, (λ) est souvent prise comme une constante.

Les méthodes de détermination du coefficient de conductivité thermique sont nombreuses ; la plupart reposent sur l'étude d'un régime permanent où l'on mesure la

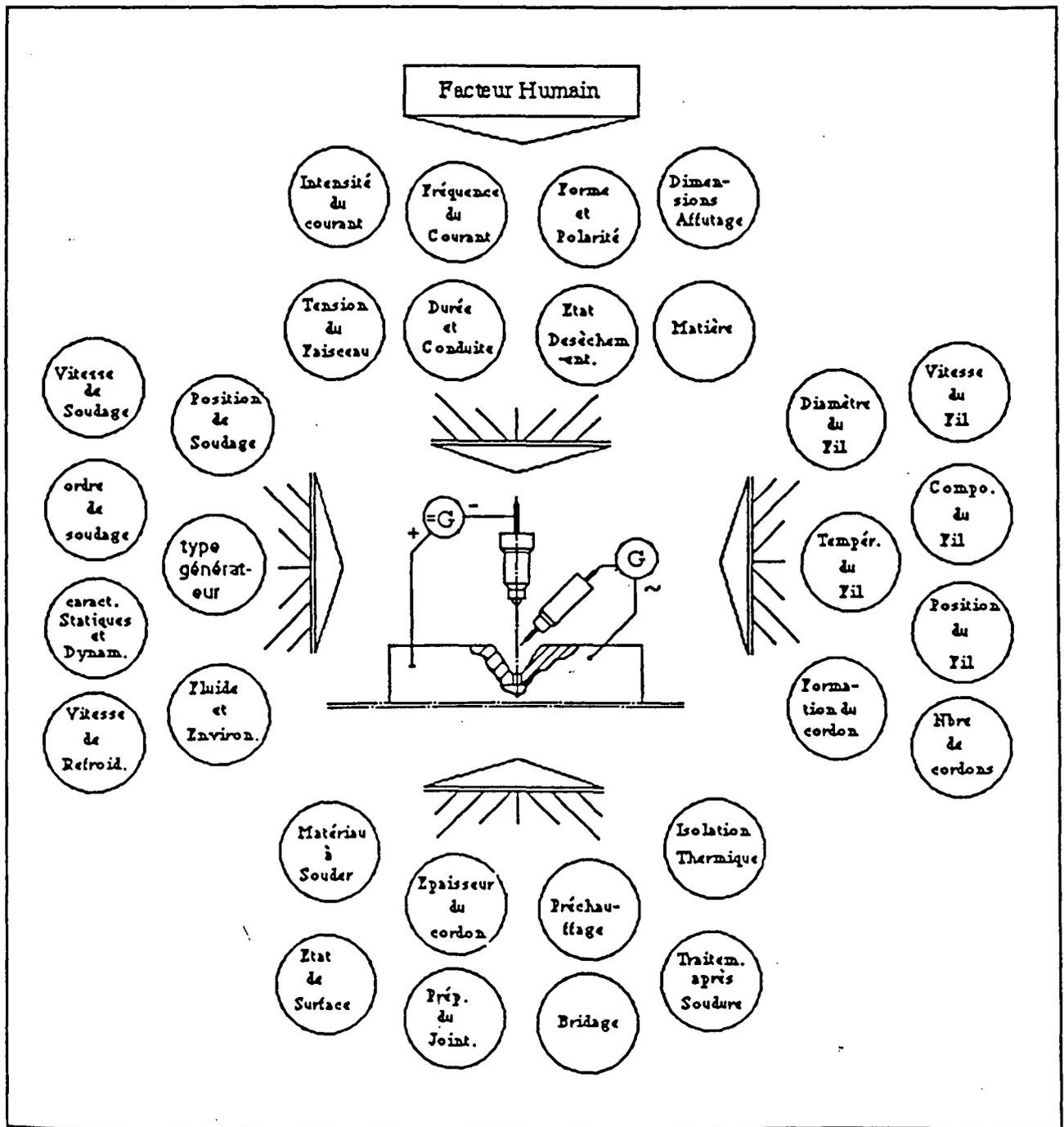


Figure II.1 : Paramètres intervenant dans le bain fondu.

température en deux points (généralement à l'aide de couples thermoélectriques) ainsi que le flux de chaleur, d'où la valeur de λ .

Les mesures sont très délicates et il ne faut pas s'illusionner sur la précision ainsi obtenue.

Lorsque le transfert se fait simultanément par rayonnement et par convection, on peut utiliser la loi de Newton pour le refroidissement :

$$q_c = \frac{T_c - T_{ref}}{1/h \cdot \alpha \cdot A} = \frac{\Delta T}{R_c} \quad (\text{II-90})$$

où R_c : la résistance convective ($1/h \cdot \alpha \cdot A$)

q_c : le flux de chaleur.

h : le coefficient d'échange superficiel.

α : le coefficient de convection [$W/m^2 \cdot ^\circ C$]

L'intégration de l'équation de Fourier pour la conduction, dans le cas de la solidification, nécessite des hypothèses simplificatrices et devient compliquée dès que les conditions aux limites ne sont pas très simples. En particulier nos expériences montrent que la température de la paroi du métal et celle de la paroi du moule varient avec le temps de façon non linéaire. Cette condition aux limites rend très difficile l'application de l'équation de Fourier.

Par ailleurs, les solutions analytiques qui existent, sont obtenues en supposant les caractéristiques physico-chimiques constantes. Comme l'expérience montre que ces caractéristiques dépendent de la température, ces solutions analytiques ne peuvent être qu'approchées. De plus ces caractéristiques sont souvent données avec une précision médiocre à cause de l'imprécision sur leur détermination.

II.3 - Les phénomènes de transfert thermique :

II.3.a - La conduction.

C'est le phénomène de transmission sur le support matériel (au delà de la zone fondue) sans déplacement macroscopique des éléments de celui-ci (figure II.4).

Ce phénomène devient prépondérant quand la température du matériau atteint la ligne de recristallisation. La conduction joue donc un rôle déterminant dans les différents processus de fusion et de solidification, mais elle prédomine surtout lors des

échauffements de surface sans fusion, où elle demeure l'unique phénomène de transfert au sein du solide.

II.3.b - La convection.

Il paraît évident que la convection, quelque soit son type, n'apparaît qu'en présence de phase liquide ou gazeuse. Elle peut se manifester à l'intérieur des fluides et entre les solides et les fluides avec mouvement décelable des éléments de ces derniers. Lorsque l'on analyse ce phénomène, on s'aperçoit qu'il est constitué par la superposition de deux phénomènes distincts : conductibilité et déplacement des éléments du corps.

Dans les équations de transfert on peut définir un nombre de Péclet (Pe) caractérisant l'importance relative des termes convectifs par rapport aux termes diffusifs. Les vitesses caractéristiques du métal fondu mesurées en amont de la surface sont souvent supérieures à une vitesse moyenne de balayage de l'arc, celles-ci se trouvent accélérées par l'effet du panache.

Srinivasan & Basu (1986) ont comparé les effets de la convection thermocapillaire sur la distribution de température qui résulte de la convection pure. Ils en ont déduit que les termes convectifs ne pouvaient être négligés.

La convection est un facteur influant sur la formation du bain fondu, sur son rapport de forme ou bien sur l'évolution de sa surface libre. La convection naturelle, liées aux forces de flottaison intervient dans de très nombreux phénomènes (chauffage, refroidissement, processus de croissance cristalline...). Lors de la fusion ou de la solidification d'alliages, la densité peut varier non seulement en fonction des gradients de température mais aussi en fonction des gradients de concentration. Une convection due aux gradients de concentration se développe alors, et peut être la cause de macroségrégations au niveau de l'interface liquide-solide, dans la zone diphasique. Chen M. (1987) a donné un aperçu global de ce double-effet de convection.

La convection thermocapillaire intervient lorsqu'il y a fusion du métal et présence d'une surface libre liquide-gaz [Schellhorn (1989)]. Elle est créée par les gradients de tension de surface, induits par les gradients de température ou de concentration à la surface libre, eux-mêmes liés à la répartition du flux de chaleur.

Mairov-Matrosov (1989) ont étudié l'influence des surfactants sur les mécanismes hydrodynamiques au sein du bain fondu. Pour deux matériaux différents, ils ont montré les effets des convections thermocapillaires sur la concavité de la surface libre.

Une étude théorique et mathématique des différents ordres de grandeurs relatifs des effets de flottaison et de thermocapillarité est donnée par Napolitano (1982). Elle permet de se faire une idée du mouvement du fluide et des effets convectifs pour des processus très différents.

Bergman-Ramadhani (1986) et Bergman-Keller (1988) exposent des résultats sans pouvoir modéliser numériquement l'interaction faisceau-matière, en faisant varier le nombre de Bond (Bo), (rapport de force de deux convections naturelle et capillaire).

Roux-Cipriani et Bontoux (1990) ont pu décrire l'influence du nombre de Reynolds de rotation de l'axe de la zone flottante, ainsi que du nombre de Bond pour une distribution de température sinusoïdale le long de la surface libre d'une cavité rectangulaire contenant du fer. Le nombre de Bond étant de l'ordre de 10^5 , la convection naturelle peut être négligée devant la convection capillaire.

De ce fait, tous les problèmes de mécanique des fluides en microgravité, c'est-à-dire en l'absence de convection naturelle et concernant des problèmes de convection et de transfert de chaleur, peuvent être mis en parallèle avec des problèmes d'écoulements au sein du bain fondu créé par un faisceau. Desre-Jouad (1981) ont déterminé les concentrations permettant d'annuler le coefficient de gradient de tension superficielle et donc le nombre de Marangoni (rapport de grandeur entre la convection thermocapillaire et la conduction thermique).

Ce phénomène peut se manifester à l'intérieur de la cavité en fusion et dans la zone de transition liquide-solide. C'est un phénomène qui est constitué par la superposition de la conduction et du déplacement matériel.

Le coefficient de convection α d'un liquide en ébullition est toujours élevé par suite de la turbulence créée par le dégagement des bulles de vapeur ; il varie avec l'écart entre la température de la surface libre et celle du fluide ; les variations sont d'ailleurs complexes du type $\Delta T = (Q - \rho \Delta V H_{fus}) / \rho C \alpha \Delta V$, avec (ΔT est la variation de la température, Q l'apport énergétique, ρ la densité, ΔV la variation du volume, H_{fus} l'enthalpie de fusion, et C la chaleur spécifique).

Au début α croît lentement avec l'écart de température, puis de plus en plus vite, la différence de température provoque la formation de bulles figure II.2 ; α atteint alors un maximum, puis décroît, car il se forme pour un écart de température trop grand un

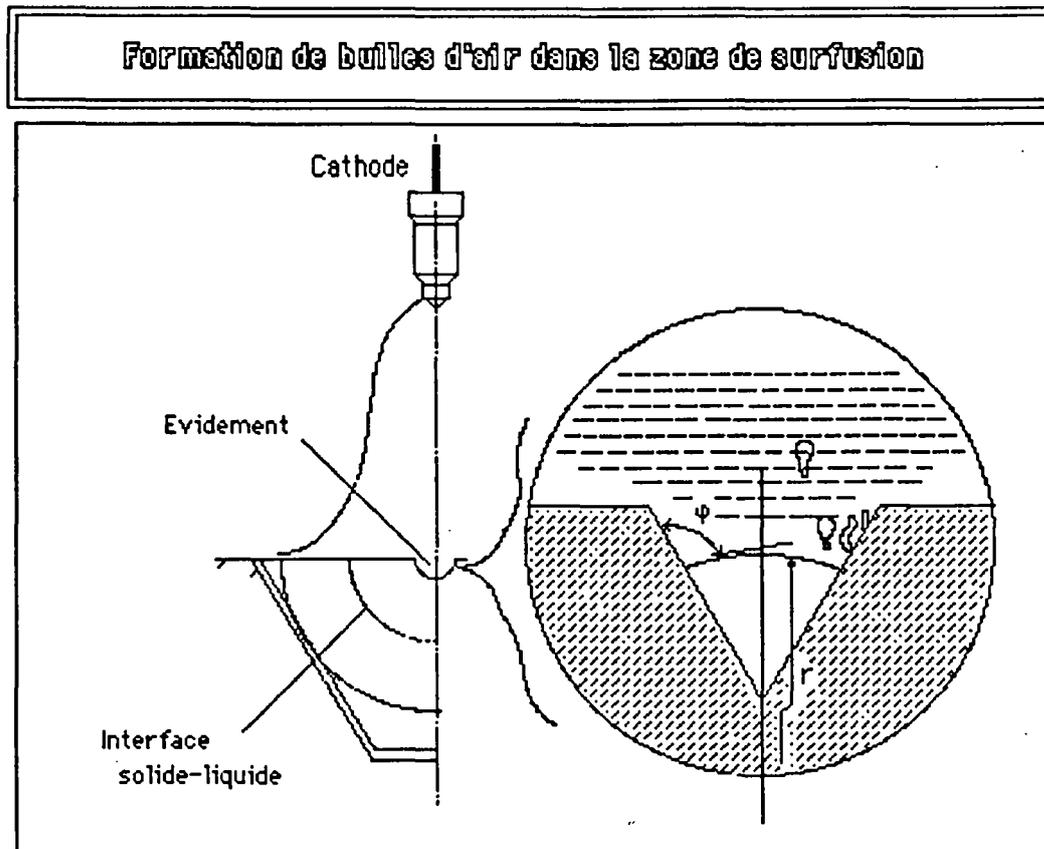


Figure II.2 : Mouvement de turbulence et perte de masse par évaporation.

film de vapeur isolant le fluide (phénomène de caléfaction). Le maximum est généralement atteint pour une différence de température de 25 à 45 °C.

Un coefficient de transfert de chaleur par convection α de 84 [W/m²K] a été utilisé dans nos expériences.

II.3.c - Le rayonnement.

C'est le transfert d'énergie de la surface libre vers l'extérieur sous forme d'ondes électromagnétiques.

Les théories de la propagation du rayonnement sont assez complexes ; quoiqu'il en soit, on peut admettre en première approximation la théorie électromagnétique du rayonnement, ou théorie de Maxwell ; tout rayonnement (et en particulier la lumière visible) est constitué par la propagation d'un champ électromagnétique périodique, qui s'effectue en chaque point de l'espace, sans nécessiter de support matériel. En chaque point on peut déterminer deux vecteurs \vec{H} champ électrique et \vec{B} champ magnétique qui

définissent ce rayonnement et sont reliés par les équations de Maxwell. La vitesse de propagation de ce rayonnement se fait à la vitesse de la lumière (C).

Une partie du rayonnement calorifique incident est absorbée par la surface qu'il atteint, le reste étant réfléchi et diffusé en fonction de ses caractéristiques.

Dans une direction perpendiculaire aux deux vecteurs \vec{H} et \vec{B} , à tout instant, chaque volume dV de l'espace contient une quantité d'énergie égale à :

$$E = \frac{1}{8\pi} \left(\frac{H^2}{C^2} + B^2 \right) dV \quad (\text{II-91})$$

énergie transportée par rayonnement.

D'après la loi de Stephan-Boltzmann, la quantité d'énergie rayonnée par un corps se calcule d'après la formule suivante :

$$Q_R = C.A. \left(\frac{T}{100} \right)^4 \quad \text{en J/s} = W \quad (\text{II-92})$$

où

C = coefficient de rayonnement en $W/m^2 \cdot K^4$ (ou $kcal/m^2 \cdot h \cdot K^4$)

A = surface du corps rayonnant en m^2

T = température de la surface en degré K.

La quantité de chaleur échangée par rayonnement entre deux corps est :

$$Q_R = C.A. \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \quad \text{en J/s} = W \quad (\text{II-93})$$

avec $C.A = \frac{1}{\frac{1}{C_2} + \frac{A_2}{A_1} \left(\frac{1}{C_1} - \frac{1}{C_r} \right)} \cdot A_2$

où

A_1 (resp. A_2) désigne la surface du corps le plus chaud (resp. le plus froid),

et $C_r = 4,96 kcal/m^2 \cdot h \cdot K^4 (= 5,77 W/m^2 \cdot K^4)$

En effet, au moment de la stabilisation du faisceau d'électrons, l'arc émet une partie de l'énergie sous forme d'un rayonnement électromagnétique à la surface libre de l'échantillon. Sa détermination, à première vue, paraît très complexe.

II.4 - Source d'énergie :

La source de chaleur est un arc électrique jaillissant entre deux électrodes, appelées cathode et anode.

L'énergie totale fournie par l'arc est donnée par l'expression :

$$Q_{\text{arc}} = k \cdot \eta \cdot U \cdot I \quad [\text{cal/s}] \quad (\text{II-94})$$

Cette quantité est approximativement égale à l'énergie électrique, où η , U , I représentent respectivement le rendement, la tension et l'intensité de l'arc.

Le rendement représente le rapport de l'énergie produite par la source et de la quantité d'énergie introduite dans le matériau. La constante k représente la valeur de conversion de l'énergie électrique en énergie thermique : elle est de l'ordre de (0,239 à 0,245).

On donne à titre indicatif dans le tableau II.1 quelques valeurs de η pour les quatre différents procédés de soudage les plus utilisés.

η (%)	Procédé de soudage
0,5 - 0,65	électrode à enrobage fin (Arc)
0,5 - 0,75	électrode non consommable (TIG)
0,7 - 0,85	électrode à enrobage épais (Arc)
0,8 - 0,95	électrode sous flux.

Tableau II.1 - Rendements et procédés de soudage.

Le rendement (η) croît en proportion inverse de la longueur de l'arc, sa valeur variant entre 0,5 et 0,75% pour le procédé TIG. La quantité de chaleur (énergie moyenne) est maximale entre les deux zones actives de l'arc, là où les bombardements mutuels entre particules sont importants. Le reste du matériau se chauffe par rayonnement.

La densité du flux calorifique spécifique de la source de chaleur agissant sur la surface libre de l'échantillon peut être approchée par la loi de répartition des probabilités de Gauss dont l'axe de symétrie coïncide avec l'axe de la torche.

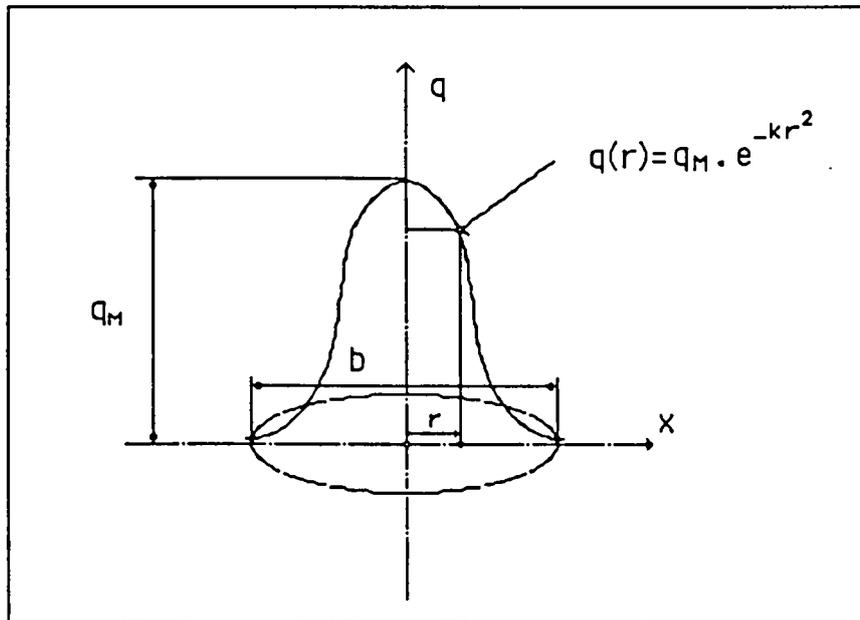


Figure II.3 : Similitude entre faisceau et la loi de répartition des probabilités de Gauss.

On peut exprimer dans ce cas la densité du flux calorifique spécifique par :

$$q_r = q_{\max} \cdot \exp -kr^2 \quad [\text{cal/cm}^2 \cdot \text{sec}] \quad (\text{II-95})$$

avec

q_r : densité du flux calorifique spécifique relevé en un point A de rayon r [cal/cm².sec].

q_{\max} : densité maximale du flux correspondant à la zone de bombardement maximum, dans le centre de l'arc sur un rayon de 3,2 mm.

k : coefficient de concentration de la source de chaleur (énergie) [1/cm²]

r : distance à l'axe de la source [cm].

e : base des logarithmes népériens.

On peut exprimer le flux traversant la zone d'énergie maximale là où apparait la petite cavité par :

$$q_r = \frac{3Q_{\text{arc}}}{\pi \cdot r_{\eta}^2} \exp\left[-3\left(\frac{r}{r_{\eta}}\right)^2\right] \quad (\text{II-96})$$

r_{η} : rayon de la zone fondue mesurée à 3,2 mm, une valeur qui se rapproche de celle donnée par [S.S Glickstein-E.Friedman (1984)].

Géométrie du modèle de l'interface Liquide-Solide

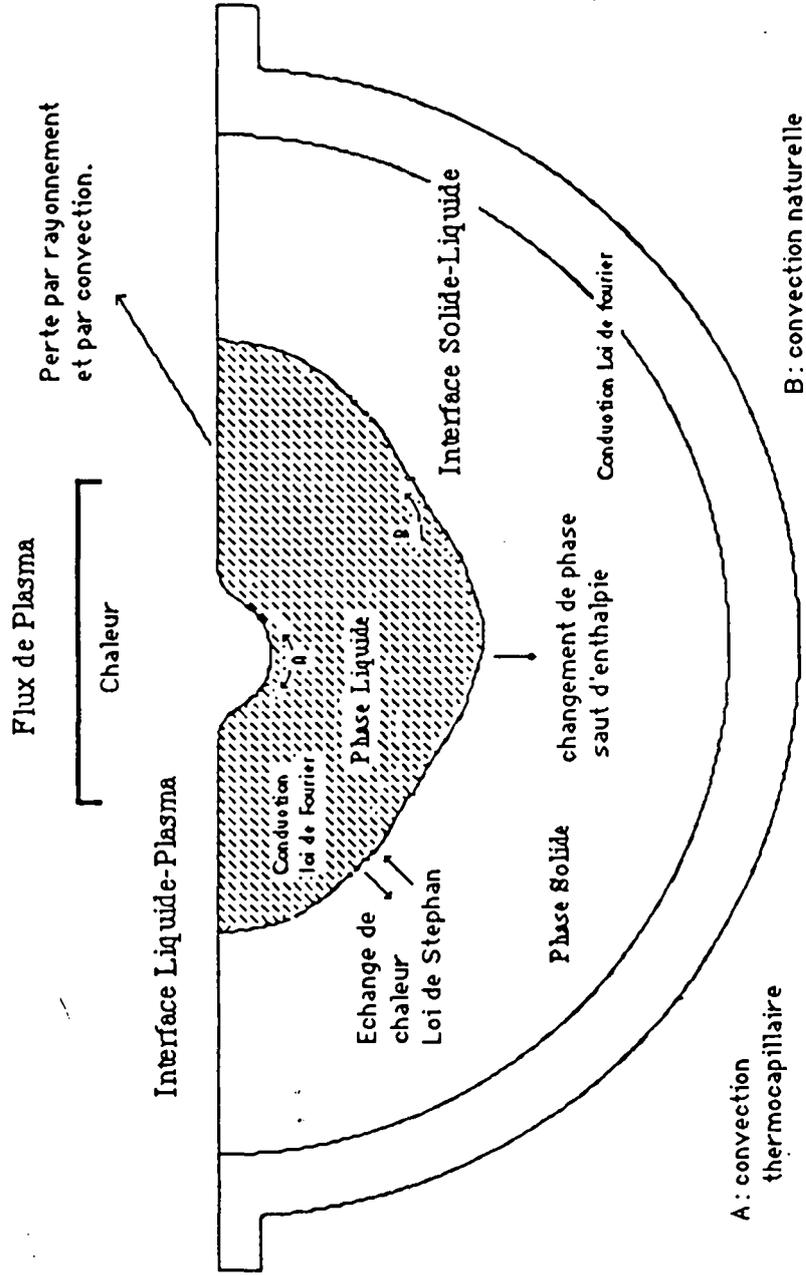


Figure II.4: Effets de l'arc sur la géométrie du bain fondu.

II.4.a - Coefficient de concentration de la source de chaleur.

Le coefficient de concentration de la source de chaleur est une valeur qui caractérise le flux calorifique de l'arc. Pour un coefficient de concentration élevé le flux est plus localisé et plus concentré (figure II.5).

La valeur du coefficient de concentration est donnée à partir de (II-95) par :

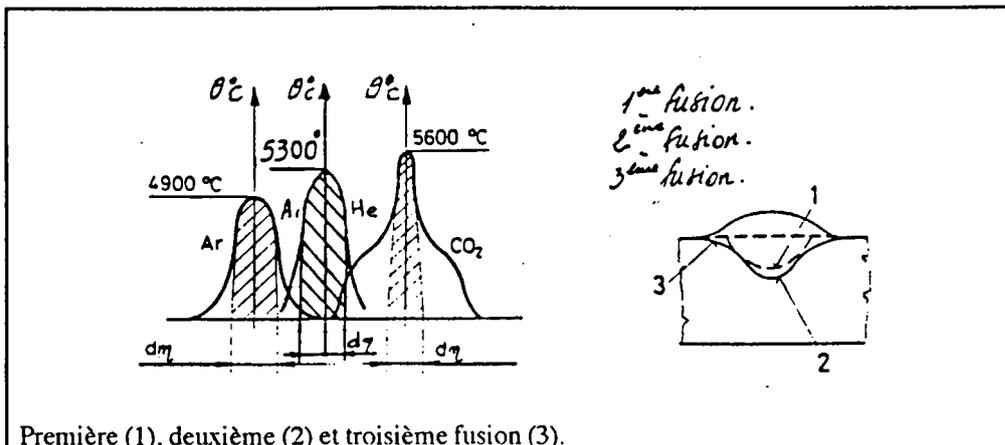
$$k = \frac{\pi \cdot q_{\max}}{Q_{\text{arc}}} = \frac{\pi \cdot q_{\max}}{0,239 \cdot I \cdot U \cdot \eta} = \frac{3}{2} \frac{1}{r_{\eta}} \quad (\text{II-97})$$

où I = intensité du courant [A]

U = tension de l'arc [V]

η = coefficient du rendement de transfert de chaleur [%]

Les valeurs de q_{Max} et η sont déterminés expérimentalement.



Première (1), deuxième (2) et troisième fusion (3).

Figure II.5 : Source de chaleur et coefficient de concentration pour l'argon et le gaz CO₂

II.4.b - Capacité thermique massique (ou chaleur massique)

La chaleur thermique massique C d'un corps est égale à la quantité de chaleur qu'absorbe (ou cède) l'unité de masse de ce corps en s'échauffant (ou en se refroidissant) de 1K.

Matériaux	Plomb (99,9) W.cm ⁻¹ .K ⁻¹	Acier.doux (E24)	Alliage (6%) Al-Ni	Alliage (10%) Al-Ni
chaleur massique [kcal/kg.K°]	0,031	0,114	0,217	0,108
[J/kg.K]	0,130	0,477	0,909	0,452

Tableau II.2 - Chaleurs massiques des éléments étudiés.

II.5 - La Diffusivité .

L'arc est une source mobile d'énergie. Cette énergie est absorbée par le matériau puis conduite et diffusée dans les phases liquides ou solides de l'échantillon.

Les nombreux processus fondamentaux dont les échantillons sont le siège (cristallisation, transformation de phase, déformations conditionnées, recristallisation, saturation de la surface en d'autres composants) prennent une allure de diffusion.

La vitesse de diffusion est définie par la quantité d'éléments (m) qui diffuse par unité de temps à travers une unité de surface de séparation.

Cette quantité (m) dépend du gradient de concentration $\frac{\partial C}{\partial x}$ de l'élément dans la direction normale à la surface de séparation ; elle est proportionnelle au coefficient de diffusion D :

$$\frac{\partial m}{\partial t} = - D \frac{\partial C}{\partial x} \quad (\text{II-98})$$

où

C est la concentration,

x est la distance dans la direction retenue.

Ce rapport a reçu le nom de première loi de Fick.

Le signe (-) traduit le fait que le déplacement ou la migration se fait d'un volume de haute concentration vers une concentration plus faible.

Si le gradient de concentration est mesuré dans le temps (t), la diffusion est décrite par la seconde Loi de Fick.

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} \quad (\text{II-99})$$

où

D : coeff. de diffusion [cm²/s].

La résolution de ces équations demande la connaissance des conditions aux limites et initiales.

Dans l'hypothèse d'un mécanisme simple de diffusion réticulaire, la quantité d'élément introduite, caractérisée par le flux P s'exprime par la relation :

$$P = k.S.D \quad (\text{II-100})$$

où k : constante fonction de la géométrie de la paroi,

S : solubilité du gaz dans le métal [m³ atom/m³ métal]

D : coefficient de diffusion [$m^2 \cdot s^{-1}$]

P : vitesse de perméation ou flux de l'élément [$m^3 \text{atom} \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$]

En présence d'un effet thermique, le coefficient de diffusion est régi par une loi exponentielle (loi d'Arrhénius) :

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right) \quad [m^2/s] \quad (\text{II-101})$$

où D_0 : facteur lié au type du réseau cristallin. (facteur de fréquence)

R : constante des gaz parfaits (= 1,987 [cal/mol°C])

T : température [K]

Q : énergie d'activation thermique de la diffusion [kcal/g-atome]

L'énergie d'activation Q de la diffusion caractérise l'énergie de liaison interatomique dans le réseau cristallin.

On donne dans le tableau suivant les valeurs de diffusion du nickel dans de l'aluminium à $T = 500 \text{ }^\circ\text{C}$ (773 K).

Élément	D_0 [cm^2/s]	D_0 [cm^2/s]	Q [kJ/g-atome]
Ni	$4,3 \cdot 10^{-19}$	$1,8 \cdot 10^{-11}$	112,79
Ni	$1,1 \cdot 10^{-12}$	$2,9 \cdot 10^{-8}$	65,55

Tableau II.3 - Degré de diffusion du nickel dans de l'aluminium.

De nombreuses équations ont été développées par plusieurs auteurs et ne présentent que de faibles différences. Nous citerons la théorie de Rosner [84] faisant l'analogie entre convection-diffusion et qui introduit le nombre de Stanton, $\overset{\circ}{q}$:

$$\overset{\circ}{q} = 0,763(\beta \cdot \rho_p \cdot U_p)^{1/2} (Pr \cdot \lambda)^{-0,6} (h_p - h_w) \left[1 + \phi(Le^{0,6} - 1) \frac{\alpha_p \cdot Q}{h_p - h_w}\right] \quad (\text{II-102})$$

où β : gradient de la vitesse au point d'arrêt.

ρ : densité du gaz.

μ : viscosité du gaz.

$(Pr \cdot \lambda)$: le nombre de Prandtl.

h : enthalpie.

ϕ : facteur de recombinaison cathalytique.

Le : le nombre de Lewis.

α : concentration d'atomes libres.

Q : chaleur de recombinaison.

p : indice d'écoulement libre du plasma.

w : indice désignant la paroi.

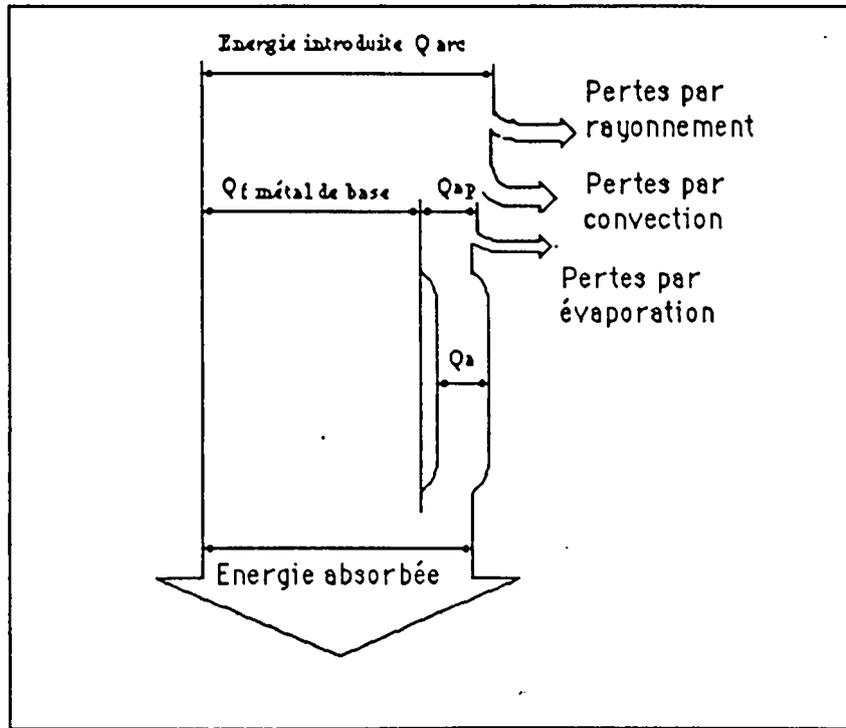


Figure II.6 : Répartition du flux énergétique d'une source TIG.

L'énergie introduite par l'arc n'est pas entièrement absorbée par la fusion du bain, soixante pour cent à peu près sert à faire fondre le métal de base, douze à quinze pour cent permet la fusion du métal d'apport le reste est perdu par évaporation, rayonnement et convection figure II.6.

On doit rajouter le terme dû aux bombardement de l'anode par les électrons :

$$I = \left(\frac{5}{2} \frac{k}{e} \cdot T_e + v_a + \phi_a \right) \quad \text{(II-103)}$$

où T_e : température électronique dans le jet de plasma (K).

v_a : la chute de potentiel anodique (V).

ϕ_a : potentiel d'extraction électronique du matériau de l'anode (V).

k : constante de Boltzmann (J/K)

e^- : la charge de l'électron (coulombs)

Le nombre de Prandtl (Pr) désigne l'influence de la diffusion visqueuse de la quantité de mouvement par rapport à la diffusion de la température dans le bain fondu.

Une étude de [Zebib- (1985)] développe à ce propos l'influence du nombre de Prandtl sur les mouvements du fluide dans une cavité carrée, et sur les déformations de l'interface liquide-gaz (dans le cas d'un nombre de Marangoni infini).

Pour une large plage de nombres de Prandtl, Chan & al (1984) ont développé des solutions asymptotiques dans le cas de convection thermocapillaire. Des modèles analytiques ont été construits par Rosenthal (1946) ou par Cline-Anthony (1977) pour le soudage de deux plaques bout-à-bout. Les résultats obtenus donnent des valeurs infinies au niveau de la source de chaleur.

II.6 - Emissivité.

Le champ électromagnétique et les photons sont dus soit à l'énergie interne de certaines molécules, soit à l'énergie cinétique d'agitation moléculaire, qui est fonction de la seule température, soit par variation de l'énergie de liaison des électrons et des noyaux des atomes sous l'influence de divers facteurs (phénomènes électriques, température,...). On observe qu'une certaine quantité d'énergie disparaît sous forme de rayonnement. Quant un rayonnement atteint la surface libre, seule une partie en est absorbée, soit pour être transformée en chaleur sensible, soit pour provoquer d'autres phénomènes, le restant étant renvoyé sans modifications.

On associe une longueur d'onde λ à chaque rayonnement et, en toute rigueur, à tout rayonnement électromagnétique transportant de l'énergie. En pratique, dans les problèmes de transmission de chaleur seuls interviennent vraiment les rayonnements dits "calorifiques", dont les longueurs d'ondes varient de 300 à 0,75 micron, constituant ce qu'on appelle l'infra-rouge.

C'est un fait d'expérience qu'un corps, au fur et à mesure qu'il s'échauffe émet un rayonnement de plus en plus important ; ce rayonnement est d'abord constitué seulement par des radiations calorifiques proprement dites, puis, au delà de 500-600 °C elles s'accompagnent de radiations visibles.

Pour caractériser un gaz du point de vue de son rayonnement, il suffit donc de connaître son coefficient d'absorption (k) en fonction de (λ). Cette fonction $k(\lambda)$ dépend en particulier de la pression (p) et de la température T du gaz. La connaissance de la valeur de cette fonction nous permet de déterminer le facteur d'émission (ϵ) total du gaz.

Les pouvoirs émissifs radiatifs ϵ pris dans notre étude sont groupés dans le tableau suivant :

Acier doux	Alliage Al-Ni	Plomb
0,8	0,3	0,5

Tableau II.4 - Degrés d'émissivité rayonnante utilisés dans ce chapitre.

II.7 - Force électromotrice de température.

Deux échantillons d'un même métal sous des états physiques différents, présentent une différence de potentiel (d.d.p). Cette différence de potentiel peut provenir des traitements mécaniques différents auxquels ont été soumis les échantillons, par exemple l'érouissage ou le recuit. Elle peut provenir également d'une différence de température.

Un conducteur traversé par un courant électrique, peut absorber ou dégager de la chaleur. Ces dégagement ou absorption de chaleur dans un conducteur homogène à température non uniforme parcouru par un courant constituent l'effet Thomson. Le corps métallique est parcouru par un flux calorifique, allant de la partie chaude à la partie froide, et perd de la chaleur par rayonnement et par convection à sa surface libre, et par conduction à ses surfaces de contact avec la lingotière.

θ : température en °C

Pouvoir thermo-électrique de quelques métaux (nm /K)	
Matériaux	Pouvoir thermo-électrique
Fer	$-15 + 0,03 \cdot \theta^{\circ}\text{C}$
Aluminium	$-12,7 - 0,012 \theta^{\circ}\text{C}$
Nickel	$-2 - 0,01 \cdot \theta^{\circ}\text{C}$
Plomb	$7,5 + 0,075\theta^{\circ}\text{C}$

Tableau II.5 - Caractéristiques thermoélectriques de quelques éléments.

Type de calotte	Volumes mm ³	Surfaces de contact mm ²
hémisphérique	25252,40	2081,24
prismatique mince	22790	4199
prismatique épaisse	61533	7463

Tableau II.5bis - Capacité des calottes de fusion.

II.8 - Influence de la capacité thermique du fluide de refroidissement sur les mesures.

Le fluide de refroidissement est un liquide spécialement adapté, il peut résister à des températures inférieures à -30°C et son pouvoir calorifique est assez élevé. Sa circulation dans l'enceinte de refroidissement est assurée par un groupe électro-pompe à débit variable (pour plus de détail voir annexe I). Le refroidissement de la calotte a été fait de deux manières différentes, à l'eau et à l'air pulsé.

Pour mesurer la température du fluide de refroidissement, liquide ou air, nous avons placé deux thermocouples n°1 et n°2 dans les tubes d'entrée et de sortie du fluide, comme il est indiqué sur la figure II.7. Deux régimes d'écoulement ont été utilisés, l'un turbulent pour un débit dont le nombre de Reynolds excède $1,8 \cdot 10^4$, l'autre laminaire. Quoiqu'il en soit, le film du liquide de refroidissement colle à la paroi pendant les essais. Dans cette zone de contact, la distribution de la température étant à peu près uniforme, l'erreur commise sur la lecture sera faible. Le débitmètre indique un écoulement compris entre 25 et 120 l/h.

II.9 - Influence de la calotte sur les mesures.

II.9.1 - Cas d'une calotte rectangulaire.

La calotte elle-même possède une certaine capacité thermique et, par conséquent, au moment de la solidification, elle peut absorber une partie de la chaleur du métal liquide et provoquer ainsi sa solidification prématurée, surtout si la température de la calotte est relativement basse par rapport à la température de solidification du matériau. D'autre part, si sa température est trop élevée, elle transmettra sa chaleur au métal au moment de la solidification. Pour éviter la formation de soufflures et le décollement au niveau de la paroi un préchauffage de la calotte à la première coulée est nécessaire.

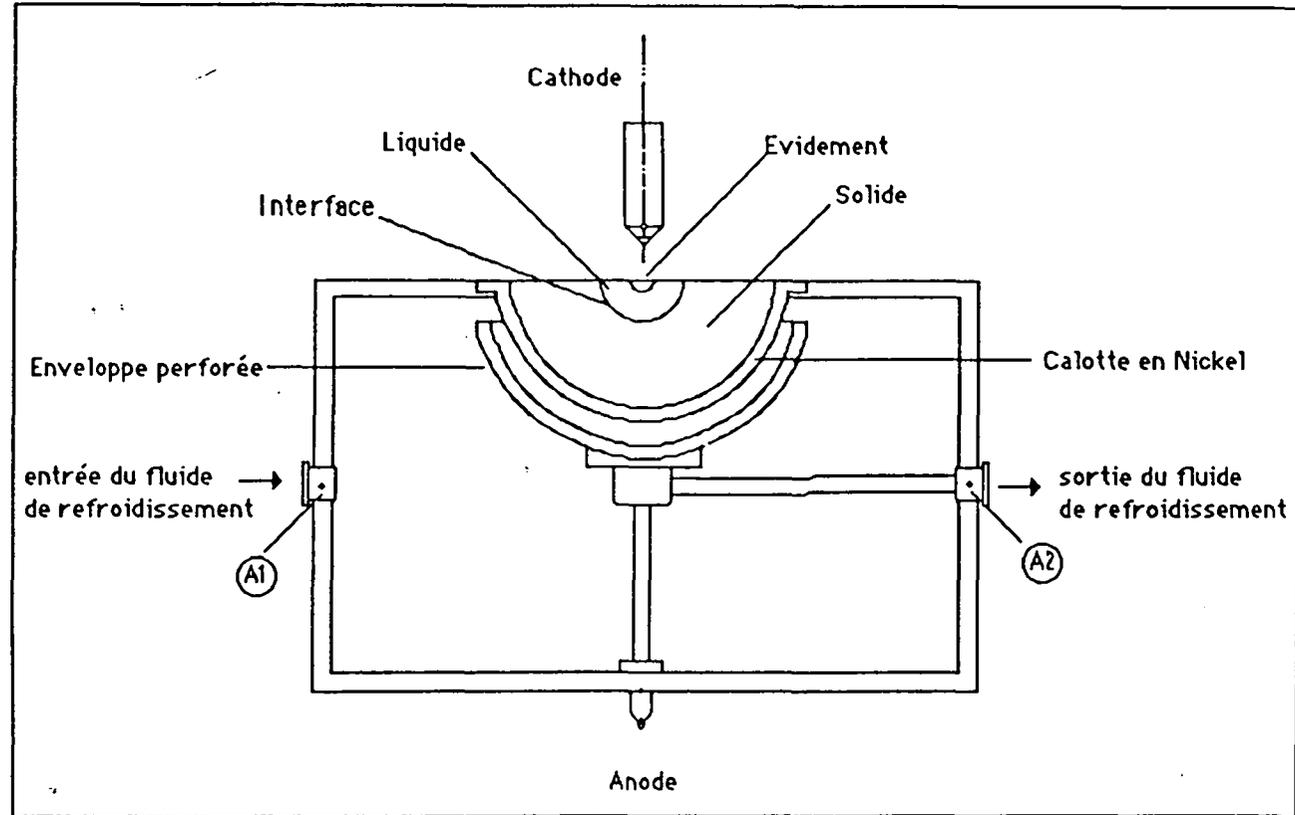
Afin de déterminer les dimensions optimales du système nous avons fixé une température de stabilisation calotte-métal.

Pour un équilibre thermique au moment de la fusion nous obtenons :

$$M_c \cdot C_c \cdot (T_{st} - T_{cc}) = M_a \cdot C_a \cdot (T_{ac} - T_{st}) \quad (\text{II-104})$$

où

Figure II.7 : Système de refroidissement et emplacement des thermocouples.



T_{st} = température de stabilisation fixée

T_{ac} = température de coulée de l'alliage

T_{cc} = température de la calotte à la coulée

M_a = masse de l'alliage

M_c = masse de la calotte

C_a = chaleur spécifique de l'alliage

C_c = chaleur spécifique de la calotte.

Tous ces paramètres sont groupés et donnés dans le tableau II.6. Après plusieurs pesées et mesures, la forme et les dimensions de la calotte rectangulaire ont pris l'allure de la figure II.8. Les résultats ainsi obtenus l'ont été dans les mêmes conditions que pour l'échantillon hémisphérique.

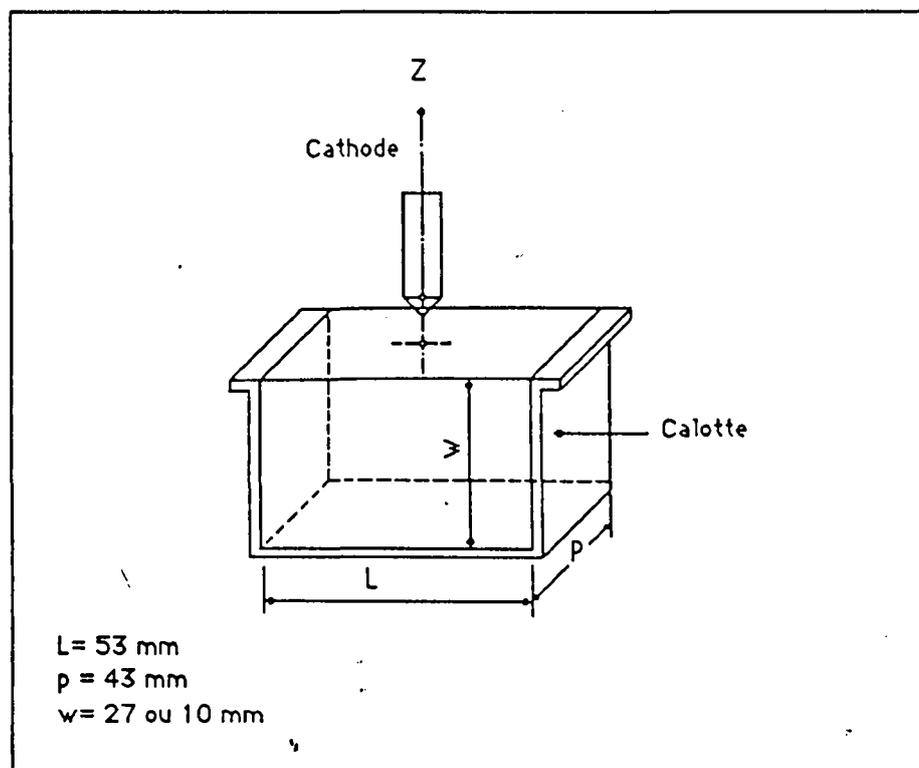


Figure II.8 : Formes et dimensions d'un échantillon prismatique.

Pendant les essais les quantités de chaleur mesurées proviennent d'une part de l'alliage et de l'autre de la calotte. En effet, la chaleur emmagasinée dans le bain est de l'ordre de :

$$M_a \cdot |C_a \cdot \Delta T + H_f| = 0,031 |0,891 \cdot 200 + 384| = 17,42 \text{ kJ} \quad (\text{II-105})$$

où H_f est la chaleur latente de fusion pour l'alliage d'aluminium [J/kg].

et celle emmagasinée dans la calotte est égale à :

$$M_c \cdot C_c \cdot \Delta T = 0,041 \cdot 0,460 \cdot 200 = 3,772 \text{ KJ} \quad (\text{II-106})$$

ici, ΔT correspond à la différence ($T_{\text{équilibre}} - T_{\text{final}}$)

T_{final} étant la température moyenne de l'ensemble à la fin de la solidification.

$T_{\text{équi.}}$ est la température de l'ensemble après la coulée.

La chaleur emmagasinée dans la calotte par rapport à celle de l'ensemble du système représente :

$$\frac{3,772}{17,42} \cdot 100 = 21,6 \% \quad (\text{II-107})$$

Il est évident que la chaleur que nous mesurons provient en partie de la calotte. C'est une quantité à ne pas négliger au moment d'établir le bilan thermique. Le tableau II.6 présente l'ensemble des paramètres utilisés pour le dimensionnement des trois différents matériaux : (T_f = température de fusion de l'alliage)

	Al-Ni	Plomb	Acier
T_f	913 K (640 °C)	603 K	1810 K
T_{st}	973 K (700 °C)	623 K	1850 K
T_{ac}	1173 K (900 °C)	750 K	1860 K
T_{cc}	673 K (400 °C)	573 K	673 K
M_a	0,034 kg	0,143 kg	0,099 kg
M_c	0,041 kg	0,041 kg	0,041 kg
C_a	0,891 kJ/kg.K	0,130 kJ/kg.K	0,845 kJ/kg.K
C_c	0,460 kJ/kg.K	0,460 kJ/kg.K	0,460 kJ/kg.K

Tableau II.6 - Paramètres de dimensionnement du système.

II.9.2 - Cas d'une calotte hémisphérique.

Les dimensions et la forme de cette calotte sont données à la figure II.9. Nos montages ont été adaptés pour des raisons de cohérence et d'interchangeabilité entre les essais, comme il a été le cas de l'échantillon de la figure II.8.

Ce qui a été dit au début de II.8.1 pour la calotte rectangulaire est valable ici (préchauffage de la calotte avant la première coulée, etc...).

Après une première coulée dans la calotte, l'échantillon est soumis à une fusion locale suivant plusieurs niveaux de puissance de la source. Tous les paramètres intervenant dans chaque expérience sont relevés puis discutés.

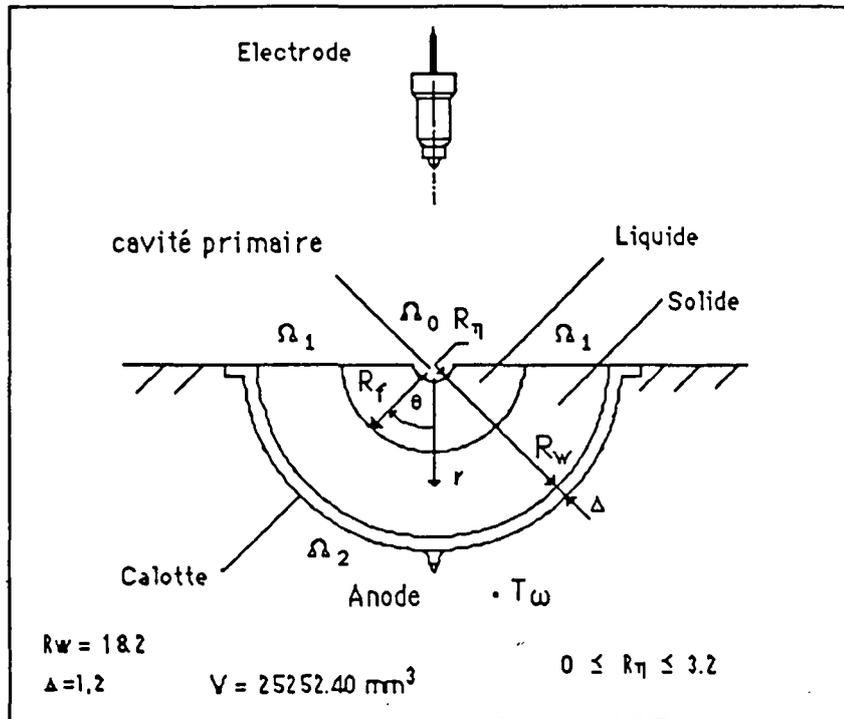


Figure II. 9 : Forme et dimensions d'une calotte hémisphérique.

Les niveaux d'énergie diffèrent d'un point à l'autre de l'échantillon. On peut exprimer la quantité d'énergie dans la phase solide de l'échantillon par la relation suivante [123] :

$$Q_s = \int_0^t \left[\int_{V_s(t)} \rho C_{ps} (T - T_i) dV \right] dt \quad (\text{II-108})$$

où $V_s(t)$ représente le volume de la phase solide, ρ la densité de la phase solide et T_i la température initiale.

La quantité d'énergie dans la phase liquide peut être exprimée par une relation identique :

$$Q_L = \int_0^t \left[\int_{V_L(t)} \rho C_{pL} (T - T_f) dV \right] dt \quad (\text{II-109})$$

où $V_L(t)$ représente le volume de la phase liquide et T_f la température de fusion de l'alliage.

Dans le changement de phase la chaleur latente de fusion peut être exprimée par :

$$Q_f = \int_0^t \left[\int_{A_f} \rho \left(\frac{d\delta}{dt} \right) H_f dA \right] dt \quad (\text{II-110})$$

où A_f représente l'aire de la zone fondue et δ est la profondeur de pénétration.

Les résultats déterminés pour Q_s , Q_L et Q_f sont groupés dans les tableaux [II.7] à [II.20]. Les courbes correspondantes sont données aux figures (II.10&11) et (II.12&13).

II.10 - Perte d'énergie par le système.

II.10.1 - Énergie perdue par rayonnement.

Pendant la fusion et une partie de la solidification, la perte d'énergie à la surface libre se fait soit par convection soit par rayonnement. En ne tenant compte que du rayonnement, l'énergie émise par la surface libre du bain fondu en l'absence de la petite cavité peut être exprimée par :

$$Q_{\text{ray}} = \frac{\sigma(T_f^4 - T_m^4)}{\Sigma R_i} \quad (\text{II-111})$$

où ΣR_i est la somme de toutes les résistances de surface et de forme, c'est-à-dire :

$$\Sigma R_i = \Sigma \frac{1}{f_{ij} \cdot S_j} + \Sigma \frac{1 - \epsilon_i}{S_i \cdot \epsilon_i} \quad (\text{II-112})$$

[d'après Flemings M. "solidification processing "Mc.Graw-Hill Book Company. New York 1974] [40].

où

σ = constante de Stefan-Boltzmann. (= $5,669 \cdot 10^{-8}$ [W/m². K⁴])

f_{ij} = facteur de forme entre la surface i et la surface j .

ϵ_i = émissivité de la surface i .

S_i = surface i

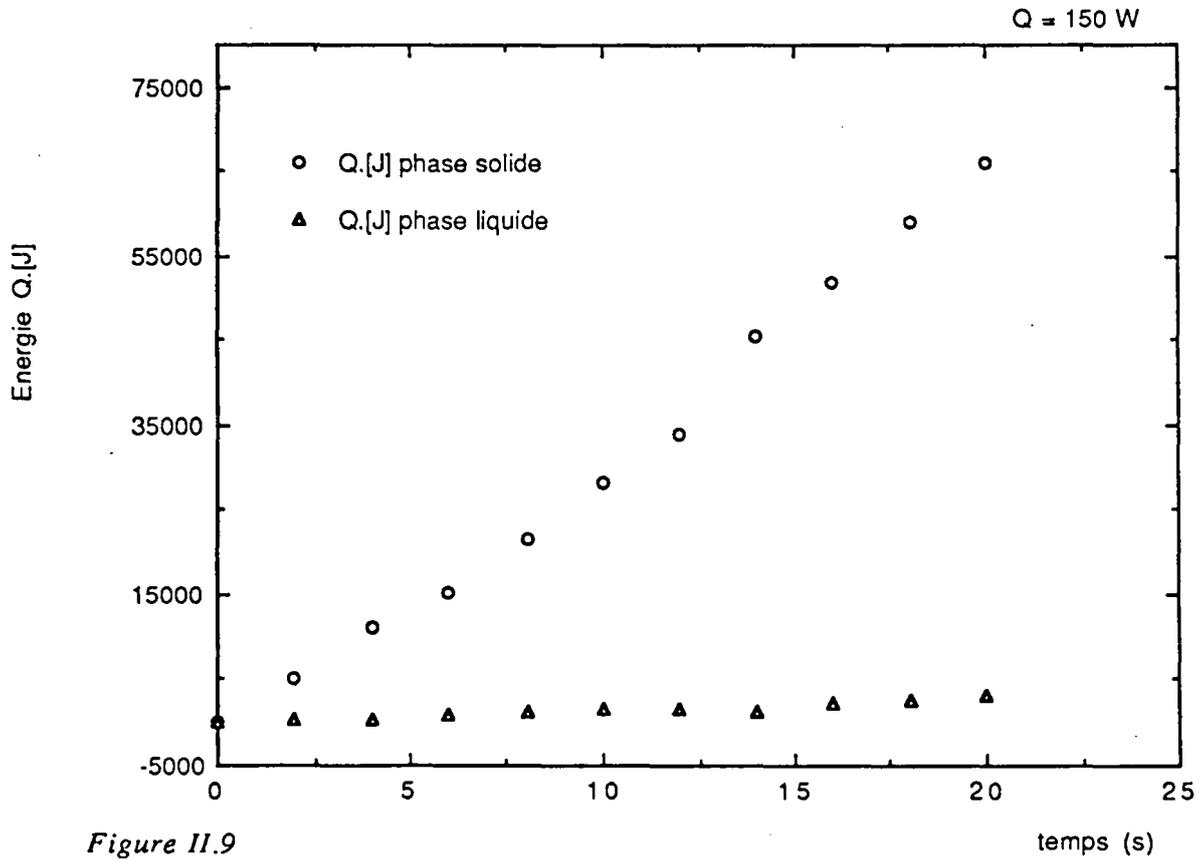


Figure II.9
 Energie dans la phase solide et liquide
 (matériau : Acier Adx)

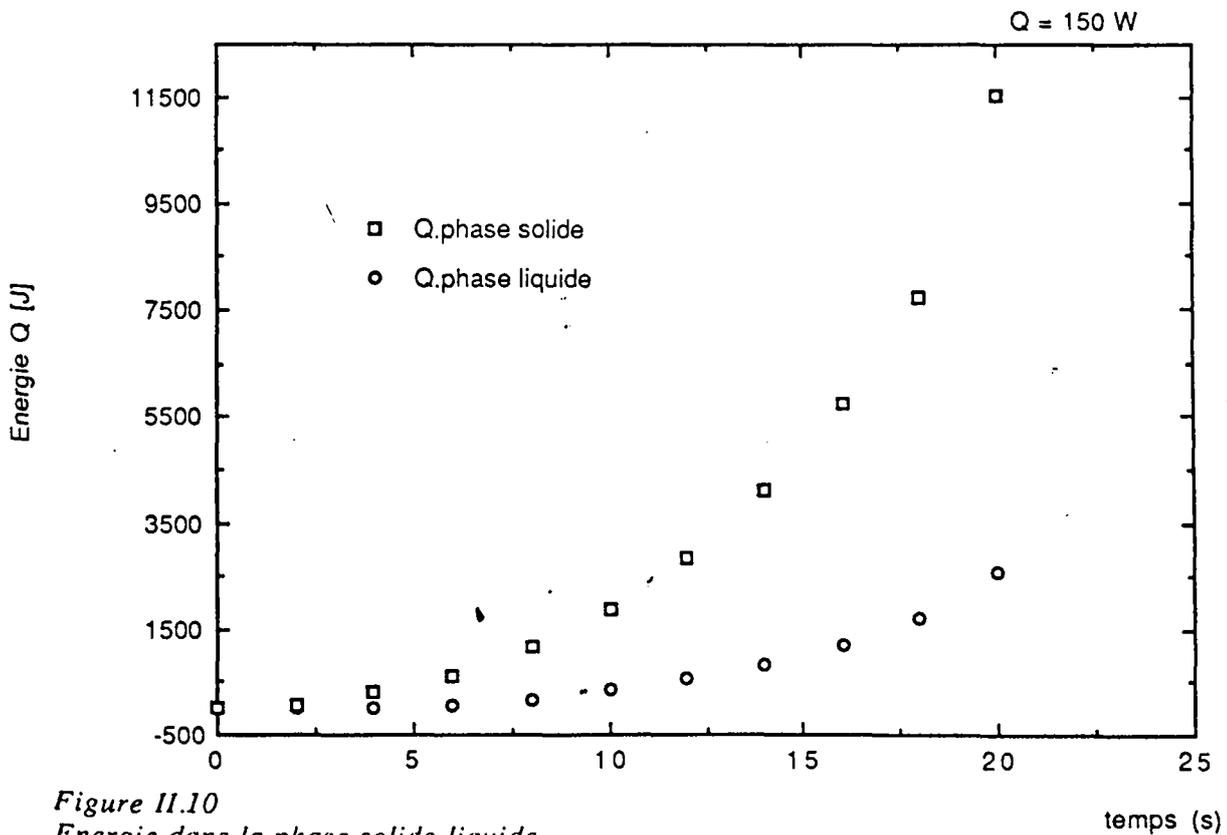


Figure II.10
 Energie dans la phase solide-liquide
 (matériau : XC38)

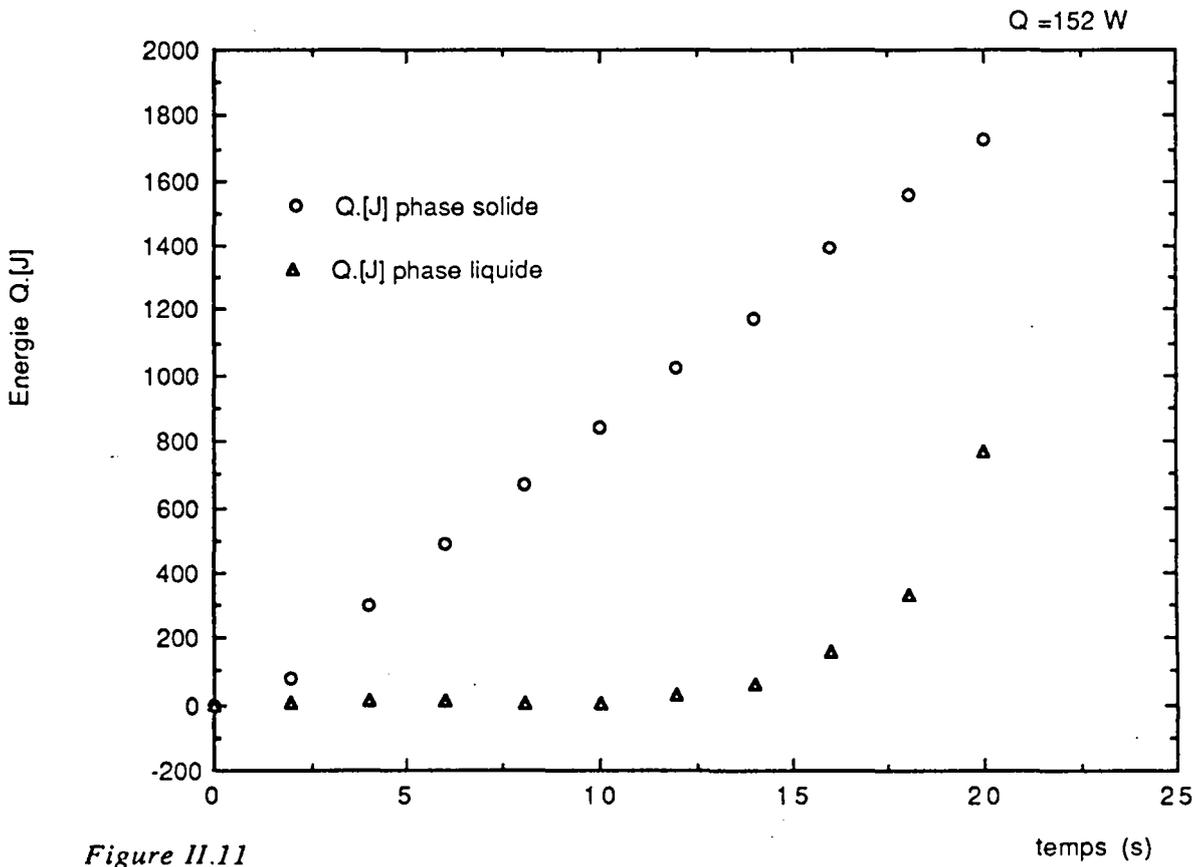


Figure II.11
 Energie dans la phase solide-liquide
 (matériau : Plomb)

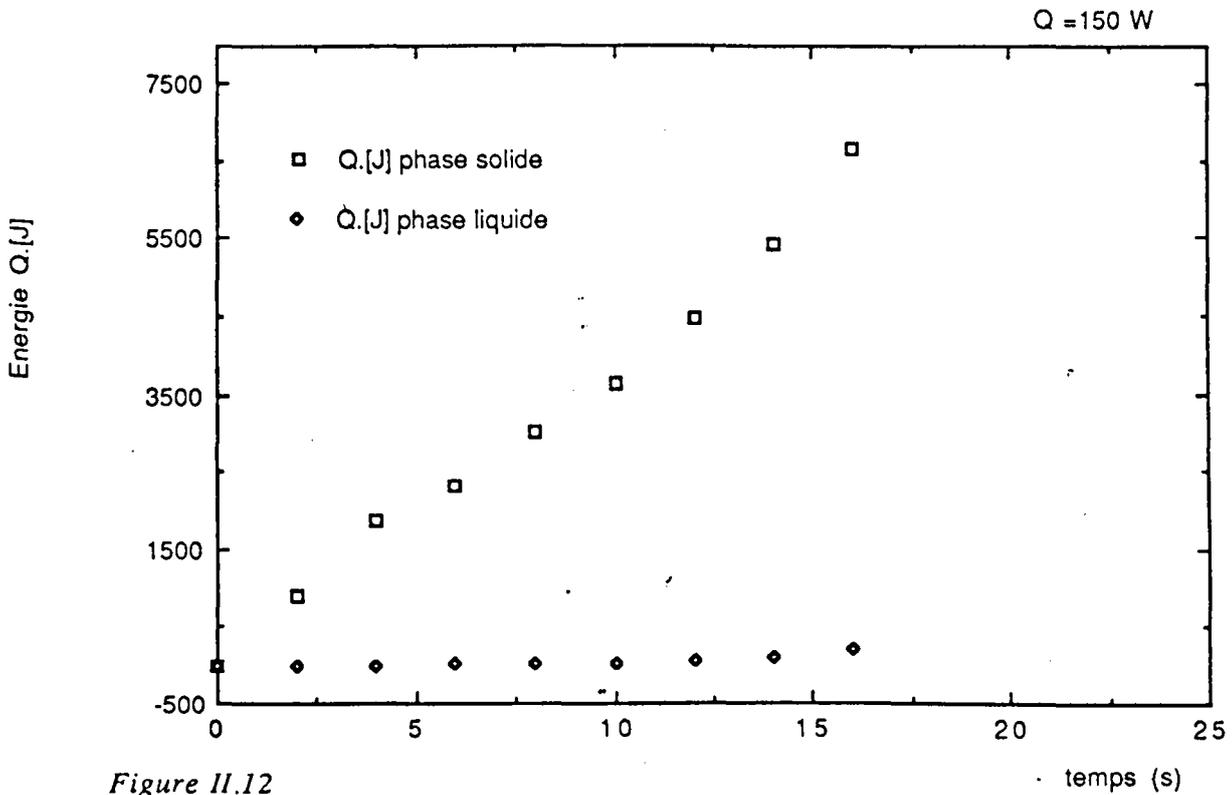


Figure II.12
 Energie dans la phase solide-liquide.
 (matériau : Al-Ni)

T_f = température absolue du bain fluide.

T_w = température absolue de l'air.

Cette même expression peut être réduite à :

$$\begin{aligned} Q_{\text{ray}} &= \sigma \cdot \varepsilon [T_{f/\pi/2}^4 - T_w^4] & (\text{II-113}) \\ &= 0,35 \cdot 5,669 \cdot 10^{-8} (1173^4 - 683^4) \\ &= 33245,79 \text{ W (33,24 kW)} \end{aligned}$$

La puissance d'énergie émise dépend de l'état de surface et du mouvement du bain fondu. Pendant la fusion et en présence de la petite cavité l'étendue de la zone d'émission s'étend de r_η à R_w . On peut estimer la quantité d'énergie perdue par rayonnement en dehors de la petite cavité par :

$$Q_{\text{ray}} = \int_0^t \left[\int_{A_s} \varepsilon \sigma (T^4 - T_i^4) dA \right] dt \quad (\text{II-114})$$

où A_s représente l'aire de la surface en dehors de la petite cavité, pour $\theta = \pi/2$.

II.10.2 - Énergie perdue par conduction.

Comme l'air présente une faible conductivité thermique, le calcul de la perte de chaleur par conduction à la surface libre donne :

$$Q_k = \int_0^t [\pi \cdot (R^2 - r_\eta^2) k (\bar{T}_{ac} - T_L)] dt \quad (\text{II-115})$$

où $\bar{T}_{ac} = 1173 \text{ [K]}$ (température moyenne de fusion)
 $T_L = 473 \text{ [K]}$ (température de l'air à la surface libre)
 $k = 0,0489 \text{ [W/m.K]}$ (conductivité de l'air à 973 K)
 $R = \text{rayon de la calotte (0,0182 m)}$
 $r_\eta = \text{rayon de la petite cavité (0,0016 m)}$

$$\begin{aligned} Q_k &= \pi \cdot (0,0182^2 - 0,0016^2) \cdot k (1173 - 473) \\ &= 0,0353 \text{ (W)} \end{aligned}$$

La chaleur perdue par conduction à la surface libre est très faible, elle peut donc être négligée, comme le montrent les figures (II.10) à (II.13).

Matériau	ϵ	Q_{rad} (kW)	$T_{r,\pi/2}$ (K)	T_w (K)
Plomb	0,3 / 0,56	24,965	973	556
AL-Ni	0,35 / 0,49	33,24	1173	683
Acier	0,01 / 0,17	47,833	1813	712

Tableau II.21 - Pertes d'énergie par rayonnement à la surface libre.

II.10.3 - Énergie perdue par évaporation.

En plus de l'énergie perdue par rayonnement à la surface libre, quand la température du matériau atteint la température d'ébullition la perte d'énergie se fait par évaporation. La quantité d'énergie perdue par évaporation peut être calculée par :

$$Q_{\text{évap}} = \int_0^t \left[\int_{A_s} W \cdot h_{\text{év}} dA \right] dt \quad (\text{II-116})$$

où $h_{\text{év}}$ est la chaleur latente d'évaporation,

et $W = A - \frac{B}{T - \frac{1}{2} \text{Log}T + C}$ est le flux d'évaporation

où $A = 10,69$ $h_{\text{év/Pb}} = 58,5$
 $B = 9600$ $h_{\text{év/Al-Ni}} = 3,85 \cdot 10^2$
 $C = -3,0758$ $h_{\text{év/acier}} = 271$

Ces valeurs sont tirées de [S.Dushman and J.M Lafferty,(1962)] et [Gray D.E. (1972)] .

Une partie des résultats que nous avons calculés est donnée dans le tableau suivant :

Matériau	ϵ	$Q_{\text{évap}}$ (kW)	$T_{r,\pi/2}$ (K)	T_w (K)
Plomb	0,3 / 0,56	0,045	973	556
AL-Ni	0,35 / 0,49	0,95	1173	683
Acier	0,01 / 0,17	1,457	1813	712

Tableau II.22 - Pertes d'énergie par évaporation à la surface libre.

II.10.4 - Énergie perdue par convection .

A la surface libre de la calotte le métal perd une partie de son énergie par convection suite à l'écoulement du gaz de refroidissement. Cette énergie peut être calculée par la loi de Newton pour le refroidissement :

$$Q_c = \alpha_c A(T_2 - T_1) \quad [\text{kJ/s}] \quad (\text{II-117})$$

Le coefficient de transfert α_c est déterminé expérimentalement. Il dépend de la température du gaz de protection, de ses caractéristiques physiques et du type d'écoulement (turbulent ou laminaire) ainsi que de l'état de la surface frontière (oxydée ou non). Il paraît plus pratique d'utiliser les paramètres sans dimensions pour calculer l'énergie convective. Le terme α_c apparaît dans le nombre de Nusselt :

$$\text{Nu} = \frac{\alpha_c \cdot D}{\lambda} \quad (\text{II-118})$$

dont la forme générale est $\text{Nu} = C \cdot (\text{Re})^n$ (Re : nombre de Reynolds = $\frac{v \cdot D}{\nu}$)

Les principaux résultats obtenus pour deux niveaux de puissance de la source sont groupés dans les tableaux [23] à [35] et les courbes correspondantes sont données de la figure (II.14) à la figure (II.21).

II.11 - Paramètres thermiques de la solidification .

Une des caractéristiques fondamentales de la solidification d'un point de vue thermique est le processus transitoire de ce phénomène. De ce fait, les paramètres thermiques liés à la solidification (flux de chaleur, température du matériau, épaisseur solidifiée, gradient thermique, etc...) sont fonction du temps.

L'étude de l'influence de tous ces paramètres sur les mécanismes de fusion et de solidification, de transfert de masse et d'énergie dans les milieux à changement de phases, peut être une première approche de ce problème.

Nous étudions et nous mettons en évidence tous les mécanismes qui entourent la fusion locale puis la solidification globale de trois matériaux aux seins de deux cavités.

Les deux cavités, rectangulaire et hémisphérique ont été réalisées à une échelle plus grande (7,25 fois la taille des vraies entailles d'un cordon de soudure des

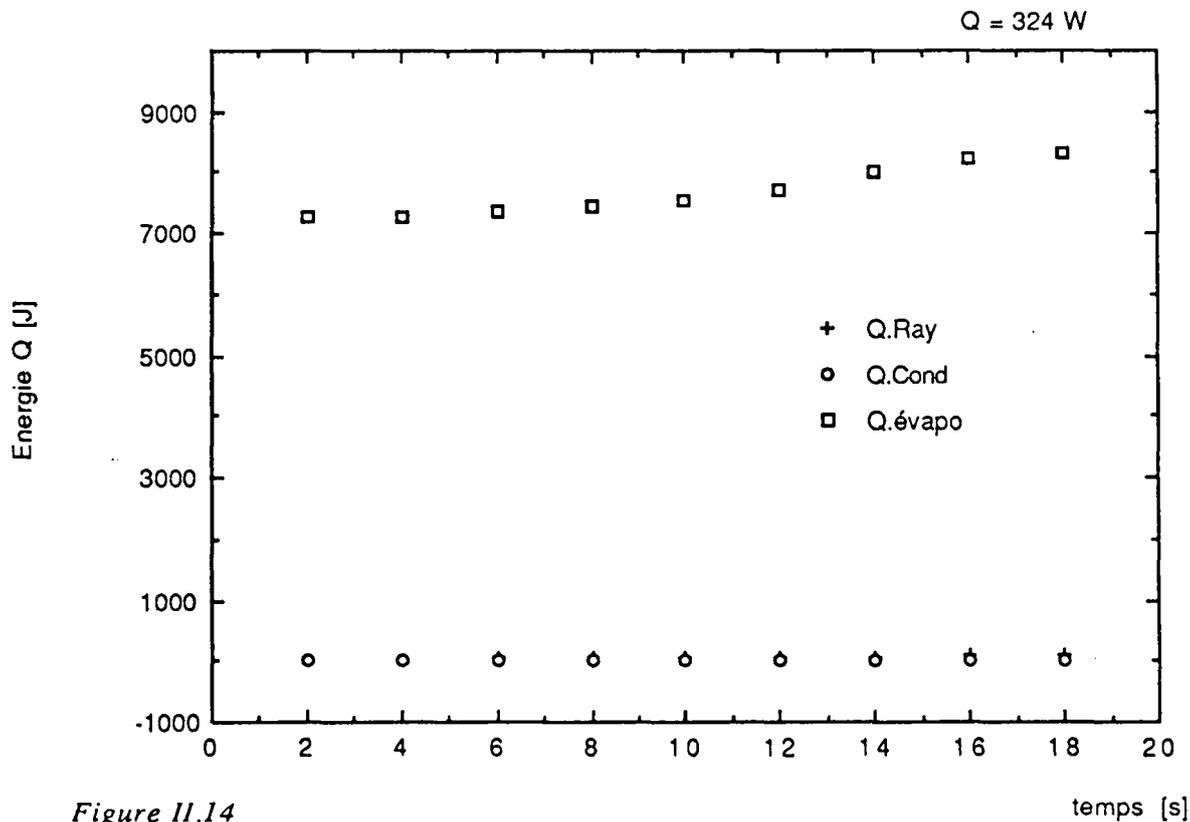


Figure II.14
 Perte d'énergie pendant la fusion.
 Calotte hémisphérique.
 (matériau : Al-Ni)

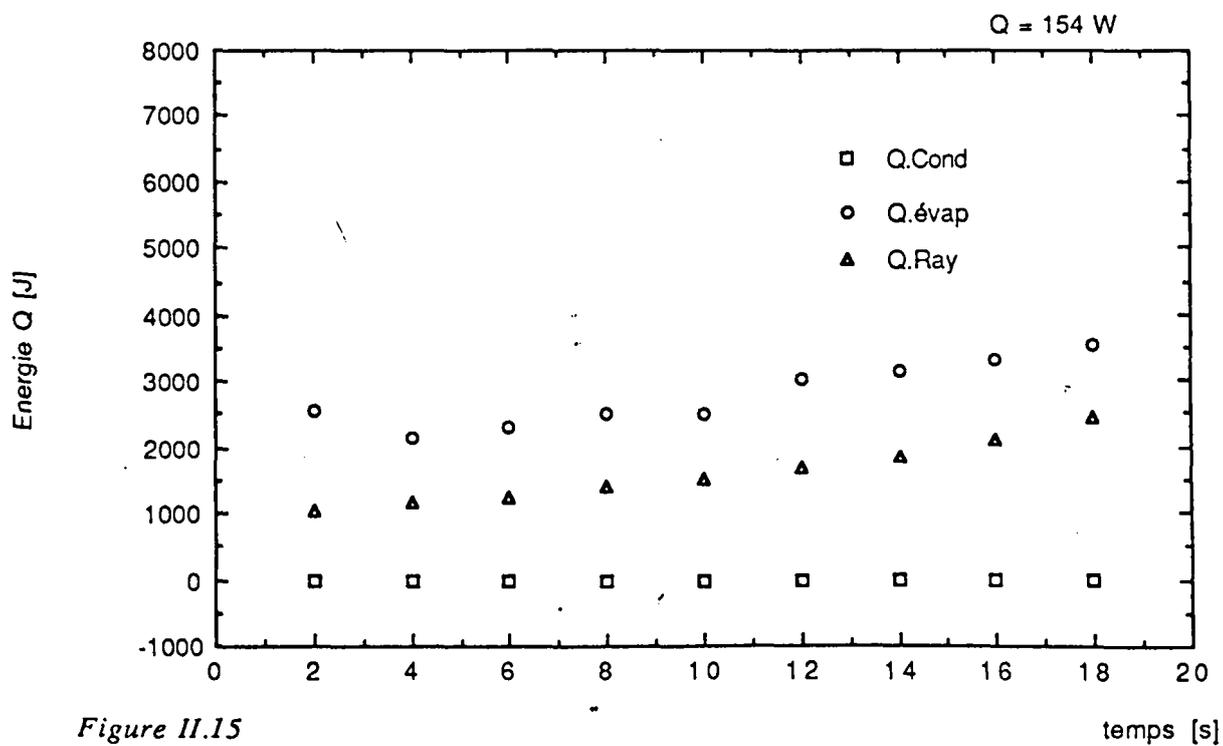


Figure II.15
 Perte d'énergie pendant la fusion.
 Calotte hémisphérique.
 (matériau : Al-Ni)

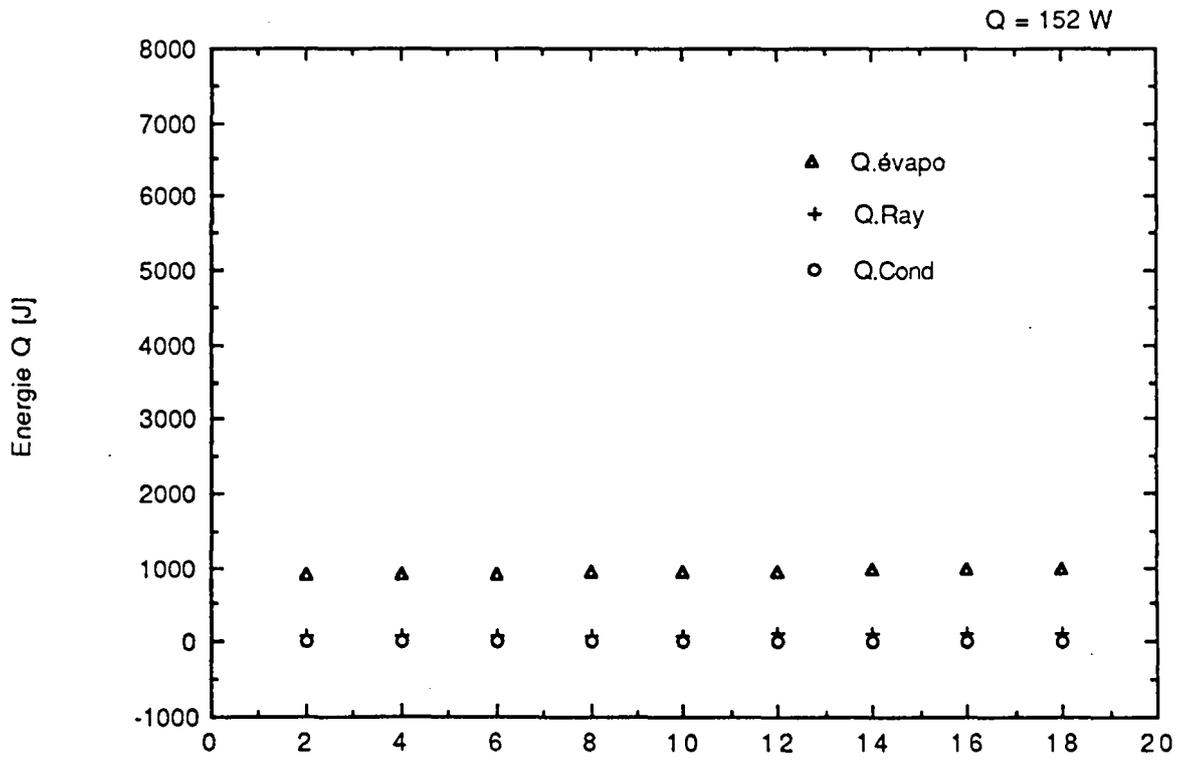


Figure II.16
 Perte d'énergie pendant la fusion.
 Calotte rectangulaire mince.
 (matériau : Adx)

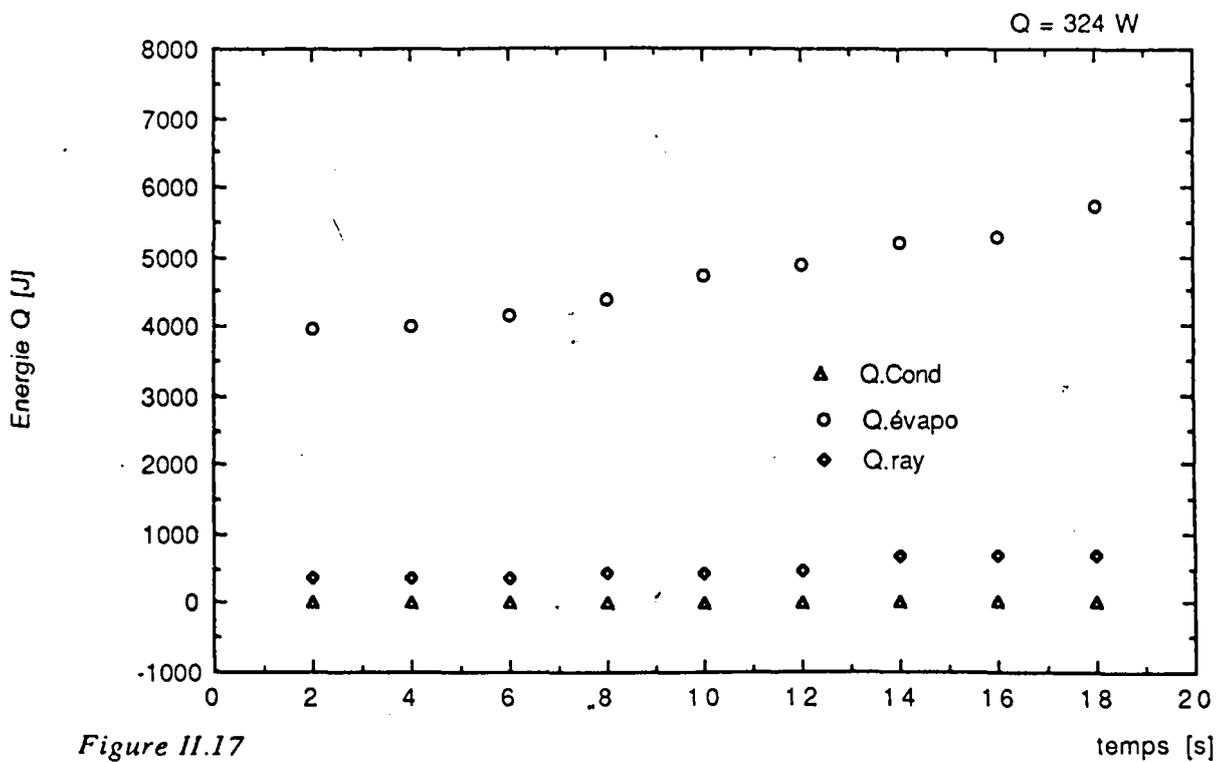


Figure II.17
 Perte d'énergie pendant la fusion.
 Calotte hémisphérique
 (matériau : Adx)

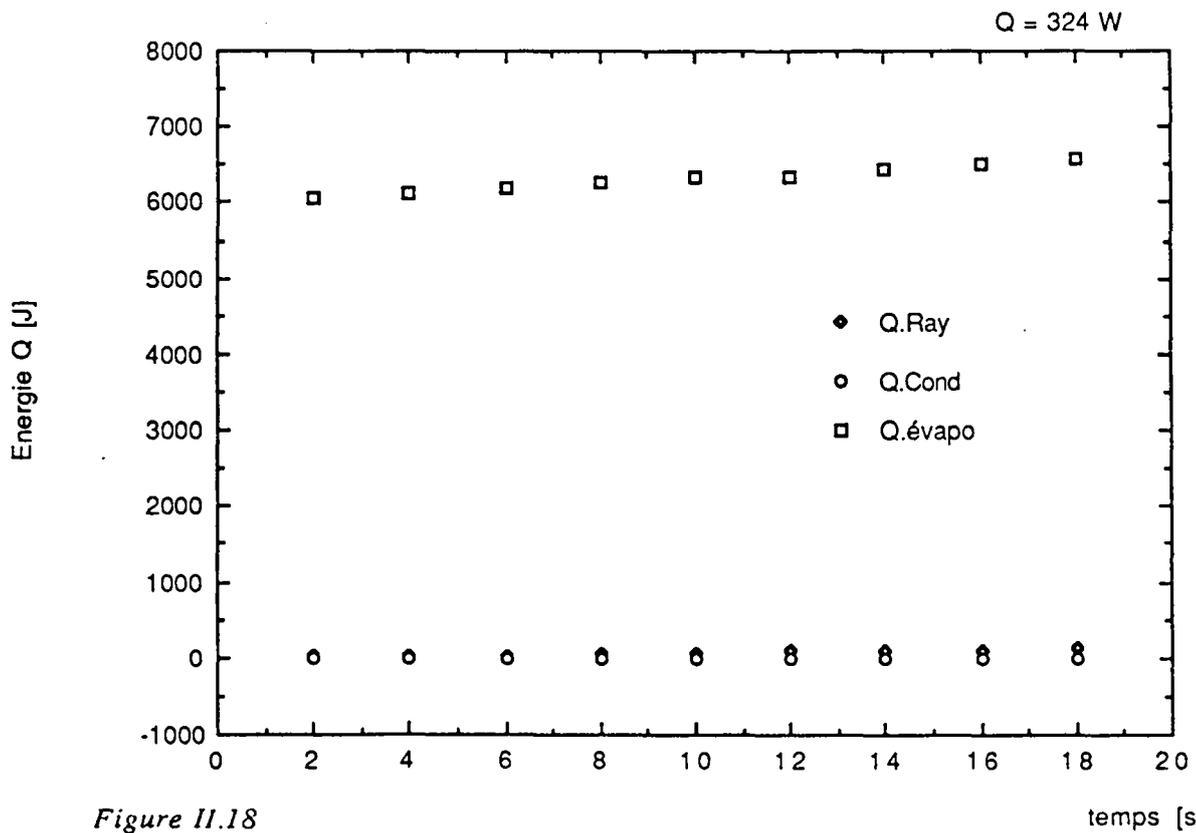


Figure II.18
 Perte d'énergie pendant la fusion.
 Calotte hémisphérique.
 (matériau : Pb)

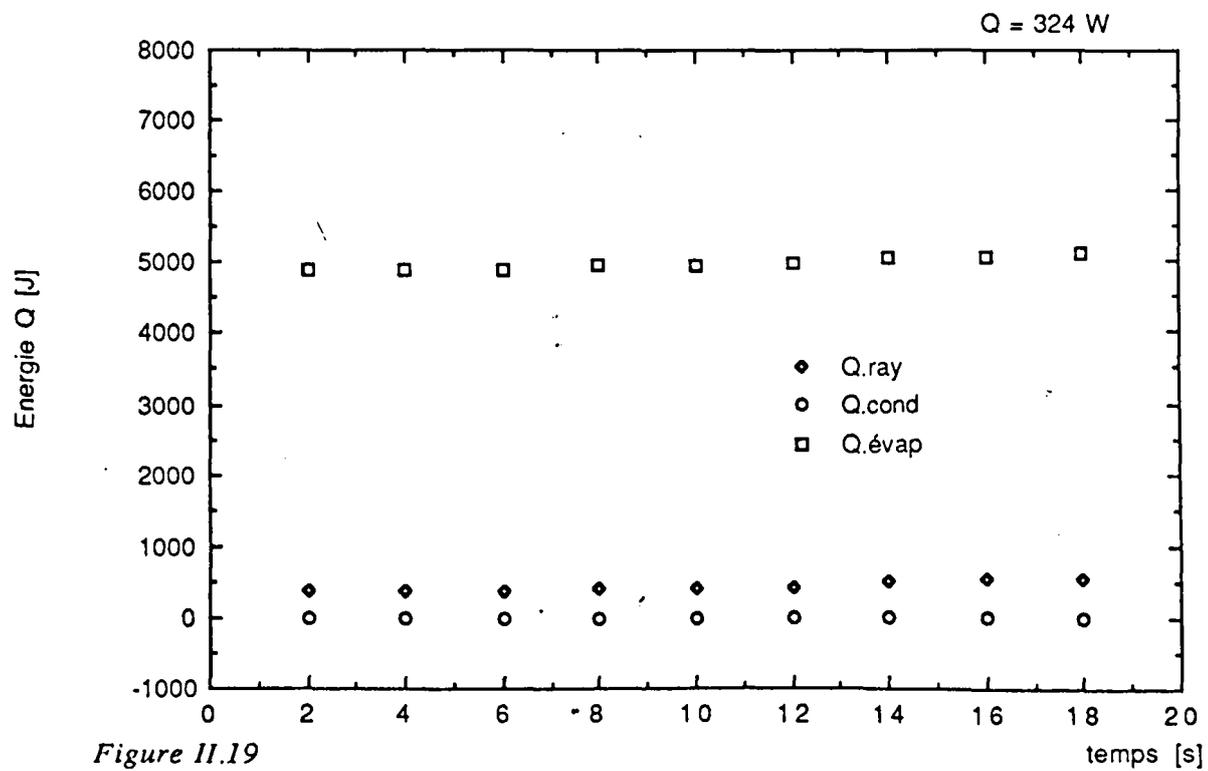


Figure II.19
 Perte d'énergie pendant la fusion.
 Calotte rectangulaire mince
 (matériau : Al-Ni)

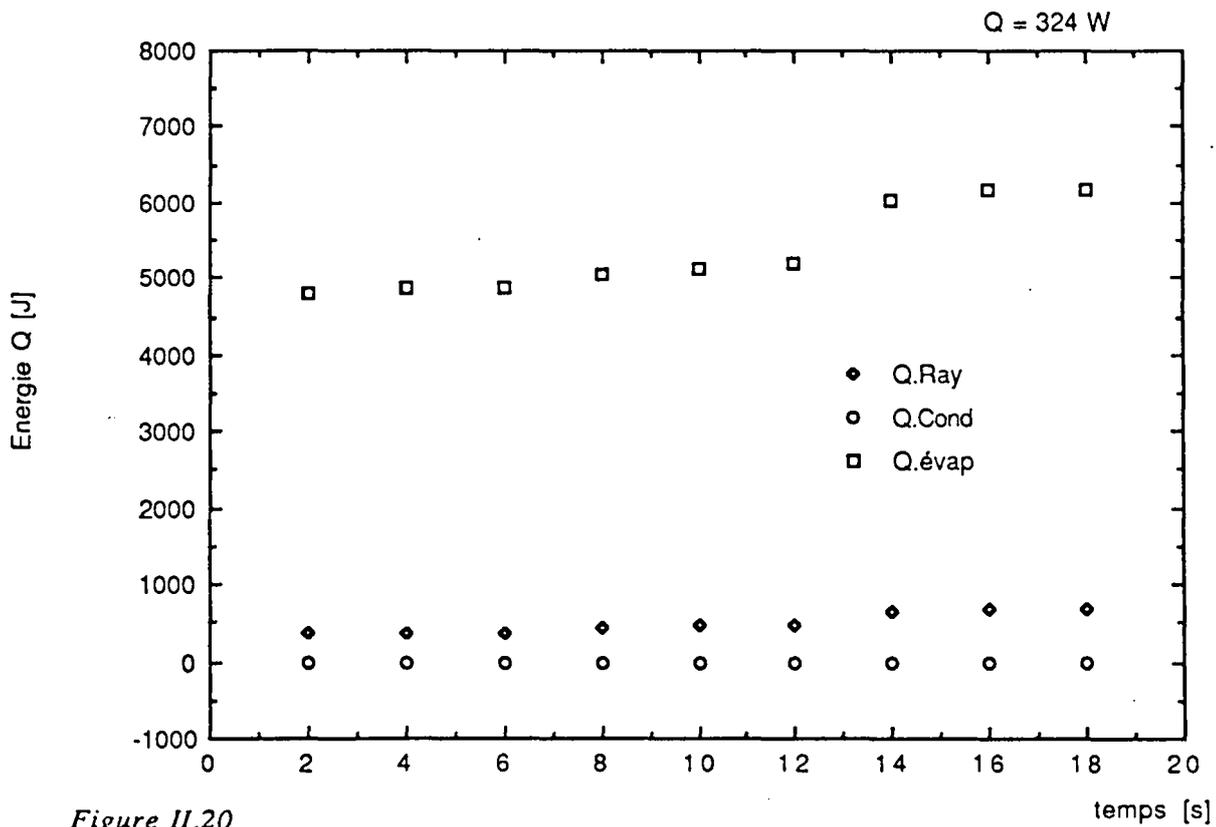


Figure II.20
 Perte d'énergie pendant la fusion.
 Calotte prismatique mince
 (matériau : Pb)

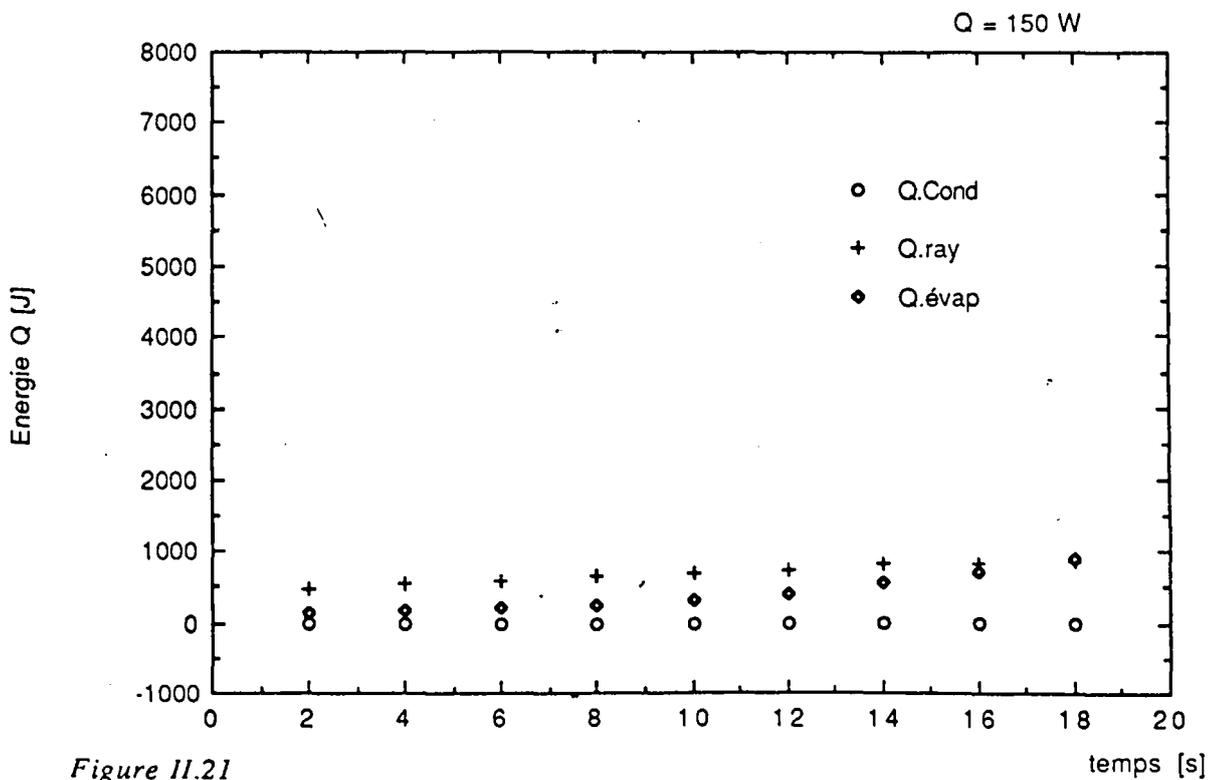


Figure II.21
 Perte d'énergie pendant la fusion.
 Calotte hémisphérique.
 (matériau : Pb)

éprouvettes GWS, cf chapitre V). La forme et les dimensions de ces calottes ont été données sur les figures II.8 et II.9.

Dans les assemblages soudés les contraintes et les déformations thermiques sont liées à la distribution non-linéaire du champ de température .

fluide	Température °C	Densité ρ g/cm ³	chaleur (C) Spécifique kJ/kg.°C	Conductivité W/m.°C	Viscosité cinématique cm ² /s	Nombre de Prandtl
Eau	0	1,0	4,18	0,55	1,77.10 ⁻²	13,6
	100	0,96	4,18	0,69	0,30	6,5
	300	0,72	4,35	0,54	0,14	1,0
Vapeur d'eau p=68at	300	33,1	5,0	0,057	0,6	1,8
	500	20,5	2,4	0,078	1,42	9,8
Vapeur d'eau p=1at	100	0,59	1,88	0,0242	21,4	0,98
	500	0,284	2,1	0,069	95	0,89
Air	20	1,3.10 ⁻³	0,7193	0,025	1,9.10 ⁻²	0,77
	1300	0,208.10 ⁻³	0,8039	0,030	272,5.10 ⁻²	0,75

Tableau II.36 - Données physiques des fluides de refroidissement et de la vapeur d'eau.

II.11.1 - Débit de chaleur dégagée par le système.

Dans les essais, le système a été refroidi parfois par l'eau et d'autres fois par de l'air pulsé. Le refroidissement permet à la chaleur de s'écouler dans une direction donnée (ondes thermiques unidirectionnelles) et aussi d'éviter les perturbations dues à la réflexion des ondes thermiques.

La masse de fluide qui circule à travers le bloc refroidisseur est mesurée à l'aide de débitmètres et les températures d'entrée et de sortie du fluide sont connues. Les tableaux [II.37] à [II.54] présentent les principales valeurs enregistrées au cours des essais.

La quantité de chaleur absorbée par l'eau de refroidissement à la surface de contact peut être calculée par la relation : (en négligeant les pertes calorifiques dans le bloc refroidisseur)

$$\dot{Q}_a = \dot{m}.C.(T_s - T_e) \quad (II-119)$$

avec r = indice se référant au fluide de refroidissement.

\dot{Q}_a = débit de chaleur retiré au système par unité de temps.

\dot{m} = débit massique du fluide.

C = chaleur spécifique du fluide.

T_s = température de sortie.

T_e = température d'entrée.

Les figures (II.22&23) et les figures (II.24&25) présentent quelques débits de chaleur extraits à la calotte en fonction du temps. Etant donné que les divers éléments de mesure possèdent toujours une certaine inertie thermique, il est très difficile de mesurer le flux de chaleur à l'instant même où le fluide de refroidissement commence à circuler, comme on peut le voir sur les courbes au voisinage de $t = 0$.

Au vu des courbes tracées, on peut noter que le débit de chaleur croît pendant toute la durée de chauffe, pour atteindre un maximum puis décroître suivant les vitesses de refroidissement appropriées. Sur certaines courbes, on remarque l'existence d'un palier de solidification montrant que le flux de chaleur n'est pas constant.

D'après le principe de continuité, la quantité de chaleur absorbée par le liquide de refroidissement à la surface de contact est égale à celle qui circule par conduction à la paroi de l'échantillon d'où l'équation :

$$\dot{Q}_a = \lambda \cdot S \left(\frac{dT}{dx} \right)_{x=0} \quad (\text{II-120})$$

où S est la surface réelle de conduction, λ la conductivité de chaque matériau et $\frac{dT}{dx}$ le gradient de température.

Le gradient thermique est mesuré à chaque instant. La conductivité thermique de chaque matériau a été donnée à partir de la concentration de chaque constituant. La valeur de la surface de conduction réelle a été calculée. Ainsi, on peut connaître par un autre moyen le débit de chaleur cédé par le système à travers le liquide de refroidissement. D'un autre côté comme le montrent les figures (II.22 à 25), le flux de chaleur retiré au système suit une fonction exponentielle.

D'après le principe de conservation du flux de chaleur, on peut écrire que la quantité absorbée par le liquide est égale à la même quantité circulant à travers la paroi, ce qui donne :

$$\dot{m} \cdot C(T_s - T_e) = h \cdot S (T_p - T_w) \quad (\text{II-121})$$

où

h : coefficient de transfert thermique.

S : surface de contact.

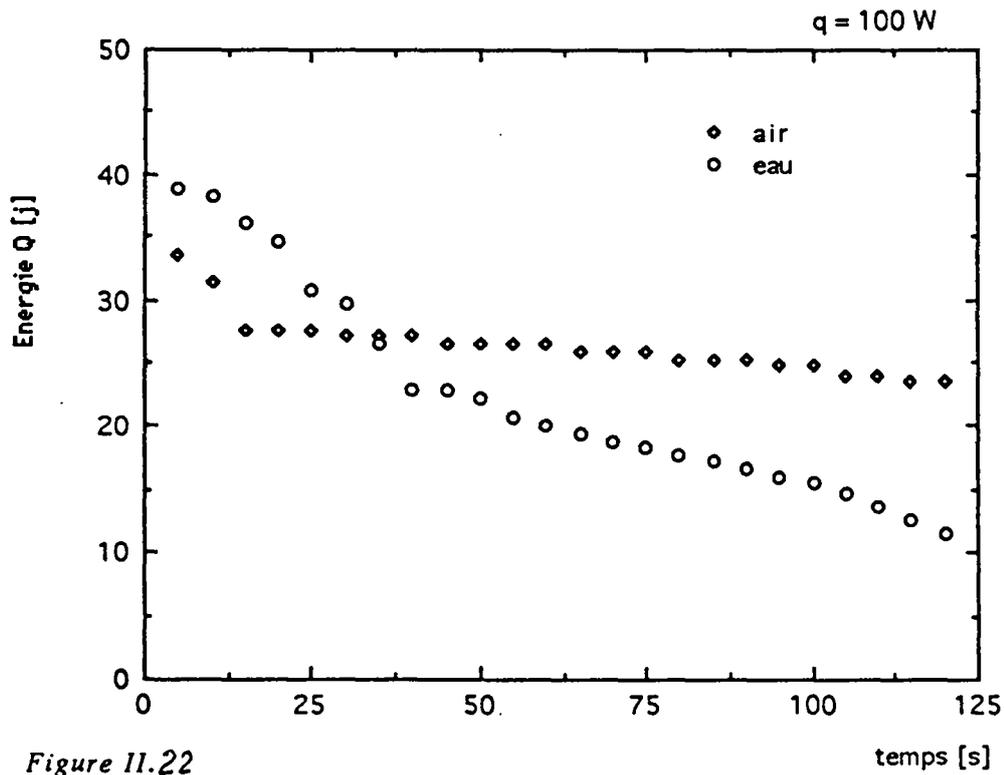


Figure 11.22
 Quantité de chaleur extraite à la calotte
 rectangulaire mince.
 (matériau : Al)

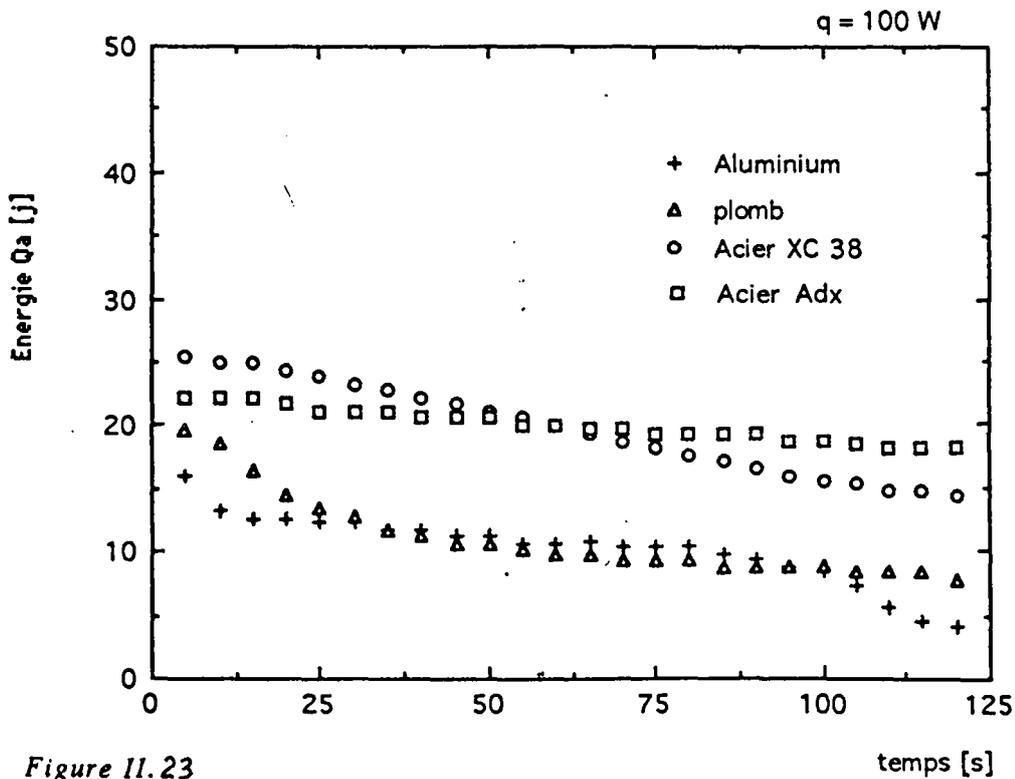


Figure 11.23
 Quantité de chaleur extraite à la calotte
 hémisphérique.
 (refroidissement : air)

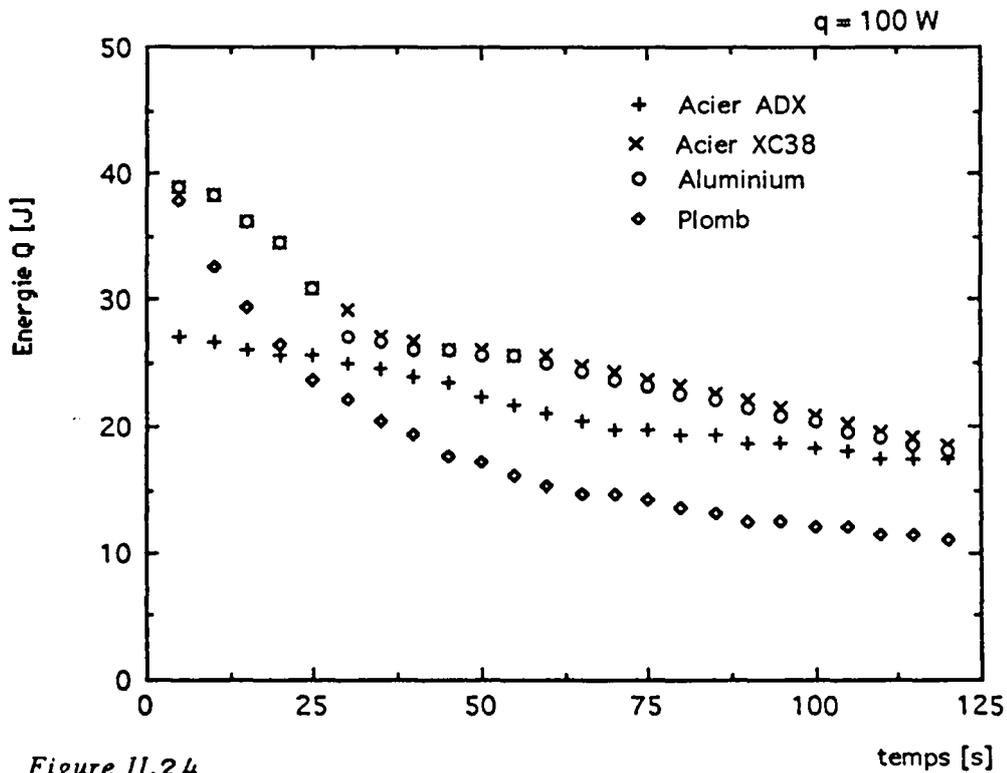


Figure 11.24
 Quantité de chaleur extraite à la calotte
 hémisphérique.
 (refroidissement : eau)

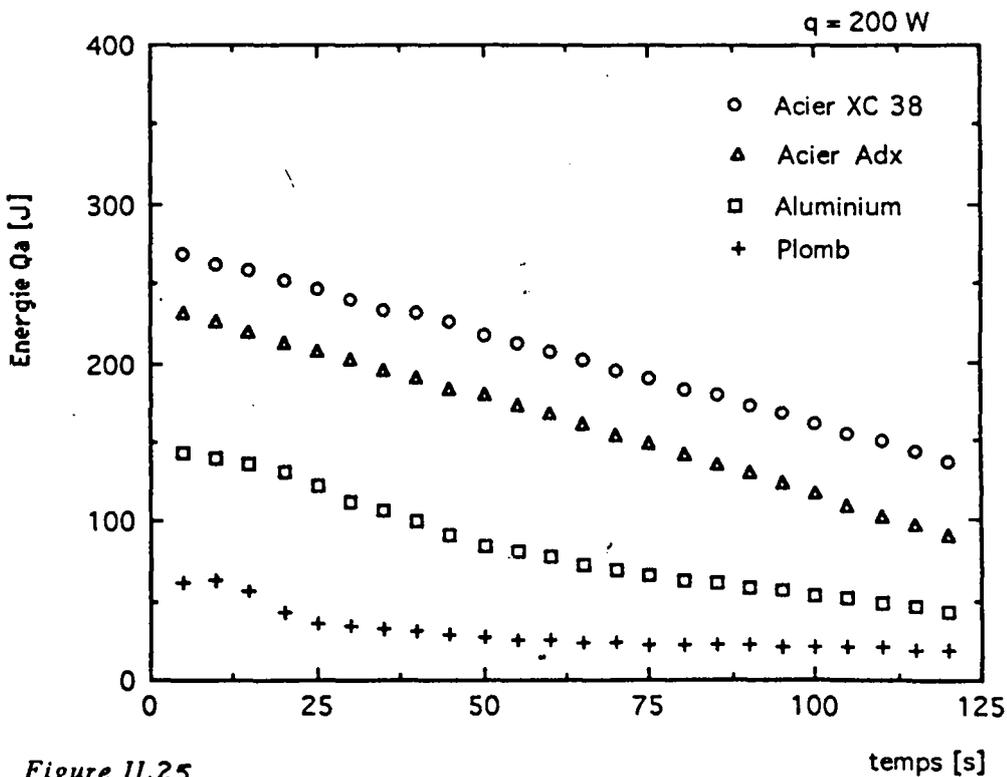


Figure 11.25
 Quantité de chaleur extraite à la calotte
 hémisphérique.
 (refroidissement : air)

C : chaleur spécifique.

T_p : température de la paroi.

T_w : température du liquide de refroidissement.

Pendant la solidification, il est évident que la quantité de chaleur suit l'évolution de la température de la paroi T_p si les autres paramètres restent à peu près constants .

L'erreur dans la lecture des températures, dans la mesure de la quantité de chaleur, mesure du débit, variation de chaleur spécifique, etc... est estimée à 10%.

En principe, l'intégrale de la courbe débit de chaleur en fonction du temps devrait, par un bilan thermique, permettre de connaître la proportion solidifiée de métal puisque le seul apport calorifique provient de la source.

II.11.2 - Résistance thermique des interfaces métal-calotte et calotte-fluide de refroidissement.

Pour déterminer le coefficient de transfert thermique h , il nous faut connaître la température de la paroi T_p afin de pouvoir appliquer la relation classique :

$$h = \frac{\dot{Q}_a}{S (T_p - T_w)} = \frac{\dot{m} \cdot C (T_s - T_e)}{S (T_p - T_w)} \quad (\text{II-122})$$

où \dot{Q}_a est la quantité de chaleur retirée à la surface (S), dont la valeur est connue par la variation d'enthalpie du fluide de refroidissement.

Pour mesurer la température (T_p) de la paroi , nous avons placé plusieurs thermocouples de part et d'autre de la calotte : les uns du côté du métal à étudier, les autres sont fixés dans des petits trous du côté du fluide de refroidissement (figure II.26)

Une légère inclinaison à peu près (15°) du thermocouple A0 permet d'obtenir un meilleur contact avec la paroi.

Les résultats ainsi obtenus nous paraissent assez satisfaisants malgré les pertes d'énergie dues à la surface libre.

Les courbes obtenues figure II.27 à II.30 présentent une nette différence entre la température de la partie extérieure côté fluide et la partie intérieure côté métal.

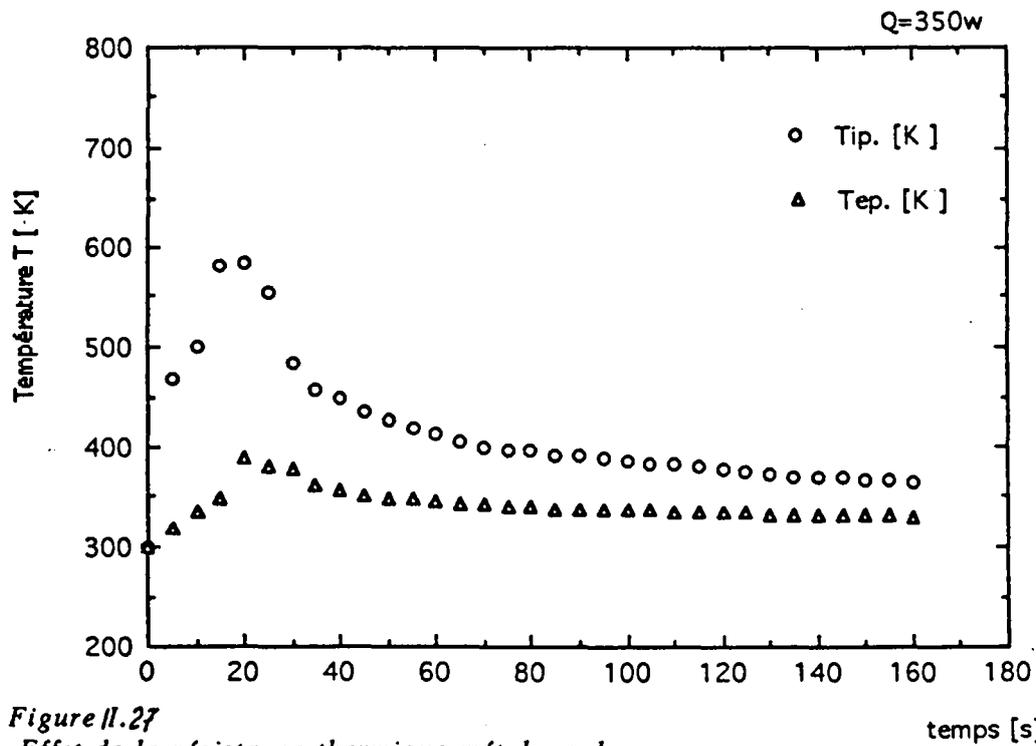


Figure II.27

Effet de la résistance thermique métal-moule
sur la température de la paroi.
(matériau : Plomb)

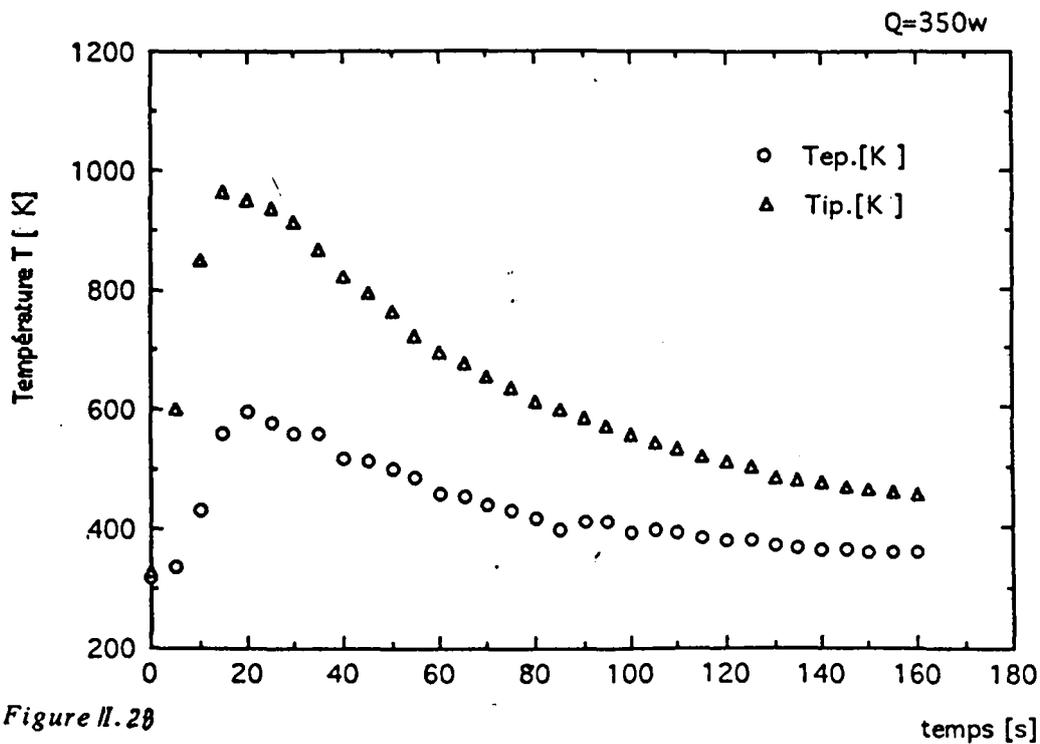


Figure II.28

Effet de la résistance thermique métal-moule
sur la température de la paroi.
(matériau : Al)

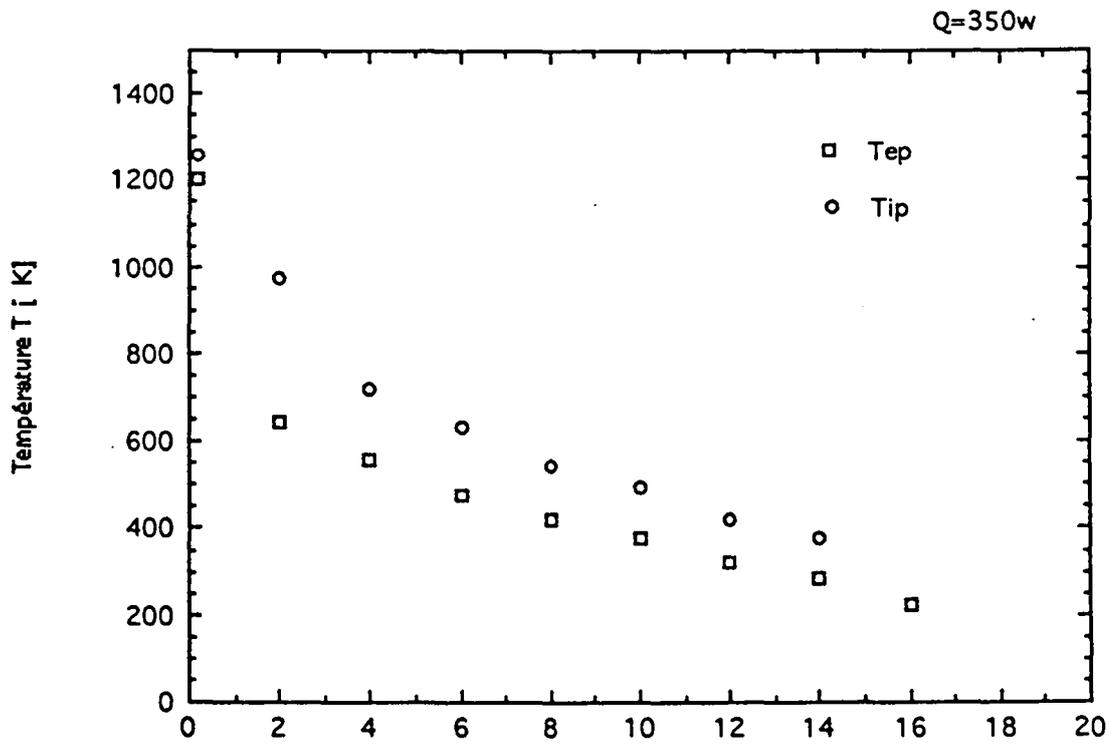


Figure II.29

Effet de la résistance thermique métal-moule
sur la température de la paroi.
matériau : Adx

temps [s]

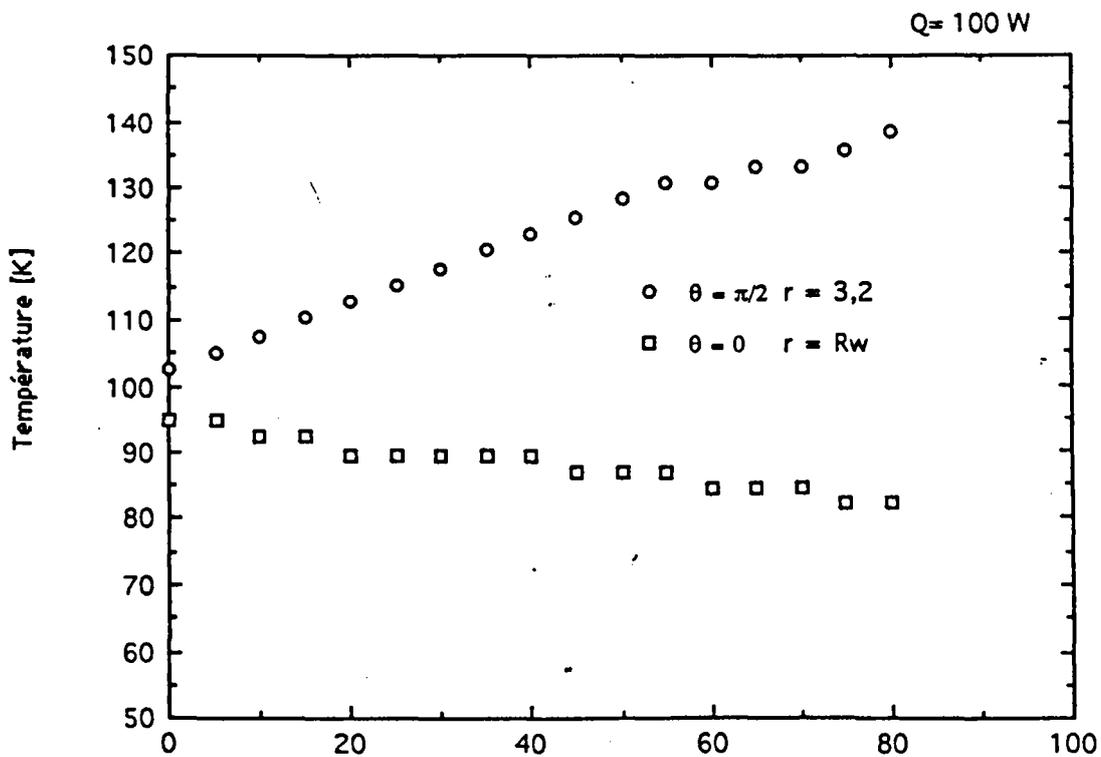


Figure II.30

Evolution de la température sur une
calotte hémisphérique, conduction pure.
matériau : XC38.

temps [s]

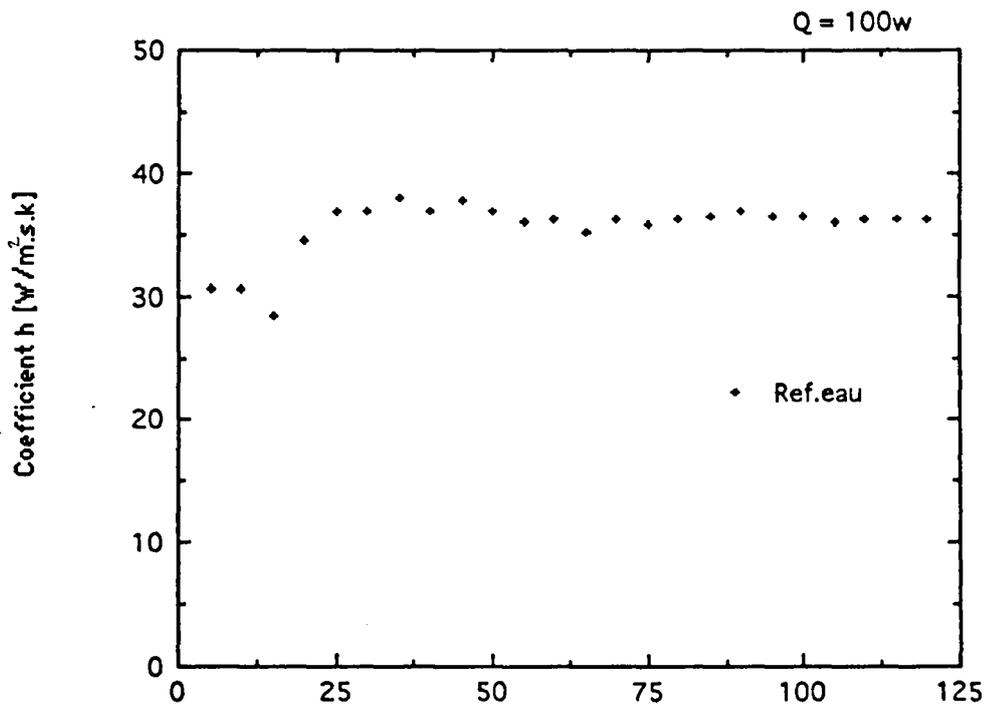


Figure II.32
 Coefficient de transfert thermique entre le lingot
 et le liquide de refroidissement.
 Calotte hémisphérique : Al

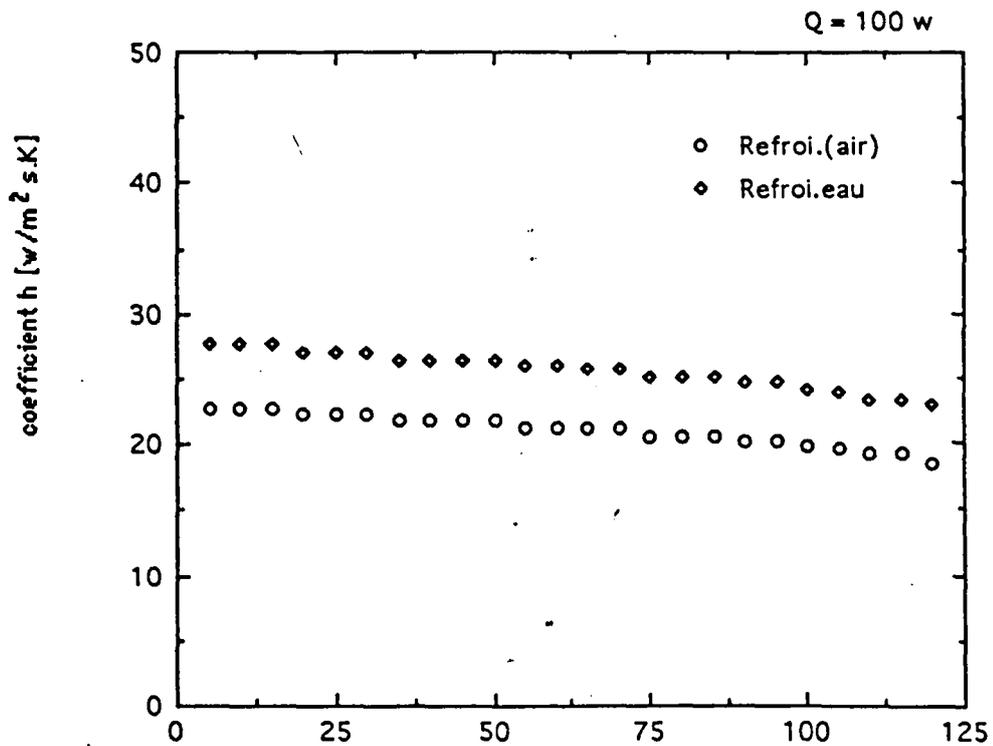


Figure II.33
 Coefficient de transfert thermique entre le lingot
 et le liquide de refroidissement.
 Plaque mince : Al

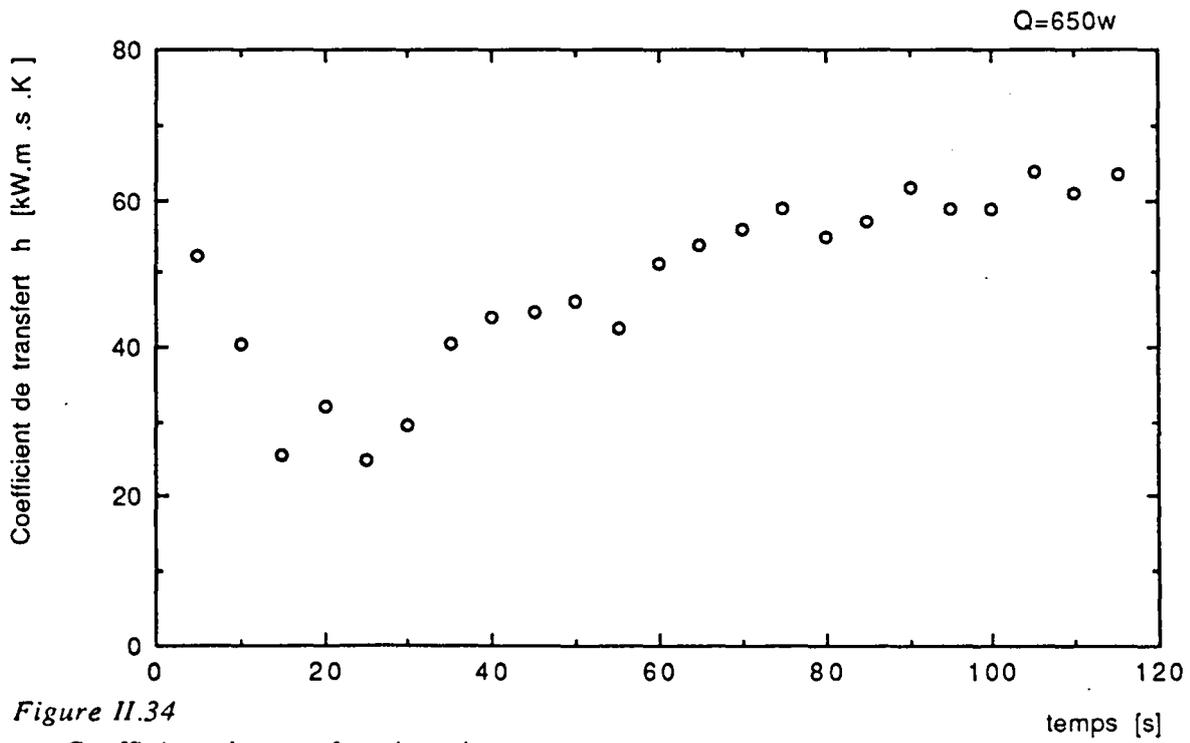


Figure II.34

Coefficient de transfert thermique entre le lingot et le fluide de refroidissement.
Plaque mince : E24

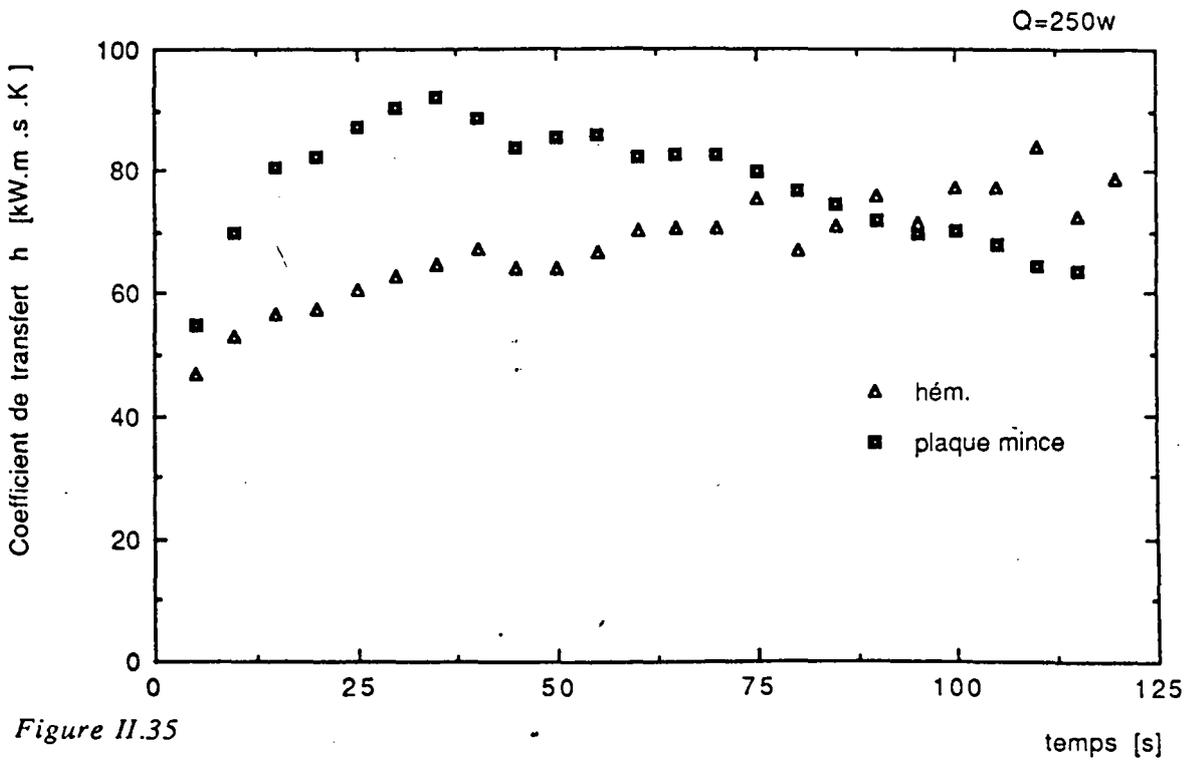


Figure II.35

Coefficient de transfert thermique entre le lingot et le fluide de refroidissement.
matériau : Pb

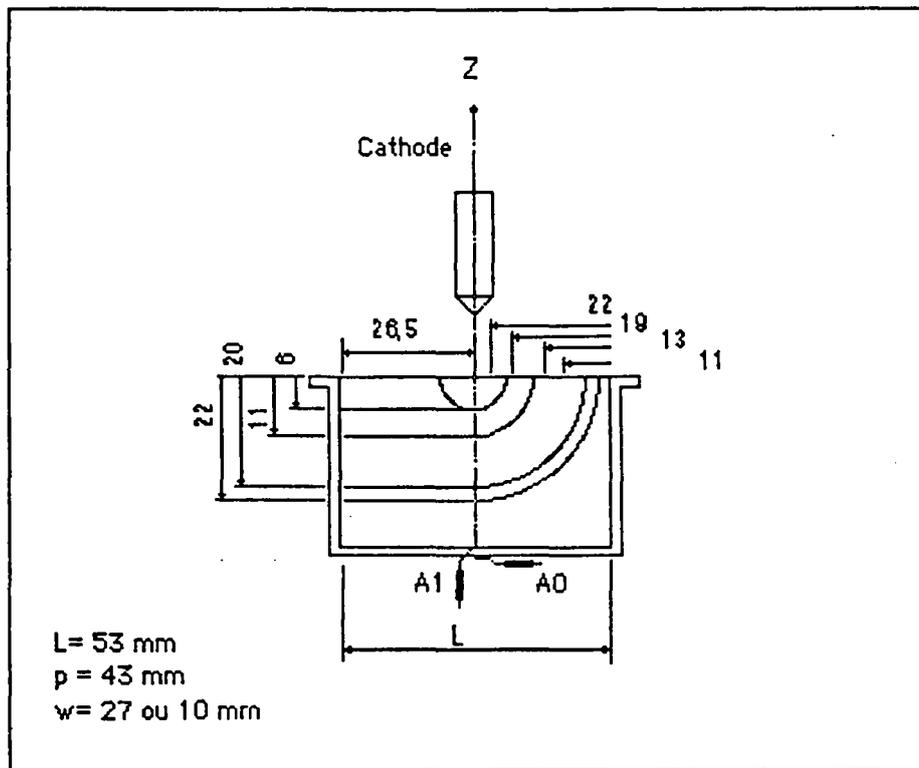


Figure II. 26 : Emplacement des thermocouples sur une calotte rectangulaire.

Cette différence est due en quelque sorte à la résistance thermique entre le métal et la paroi. La résistance thermique ($1/h$) entre la paroi et le métal est très variable, selon l'état de surface, le coefficient de contact, le type d'alliage, etc...

Le coefficient de transfert peut aussi varier à cause du décollement (ou retrait) du métal pendant la solidification. Cette variation est proportionnelle au temps et à la taille du lingot. Le coefficient h est aussi affecté par le type de fluide utilisé et son écoulement sur la paroi de refroidissement. Vu les petites dimensions de l'empreinte on peut considérer que la variation de h est négligeable.

On observe que la valeur de h varie en fonction de l'énergie et du matériau étudié. Mais pour un même matériau et compte tenu de l'erreur expérimentale, h varie peu pendant la solidification. Les courbes obtenues sont présentées sur les figures II.32 à II.35.

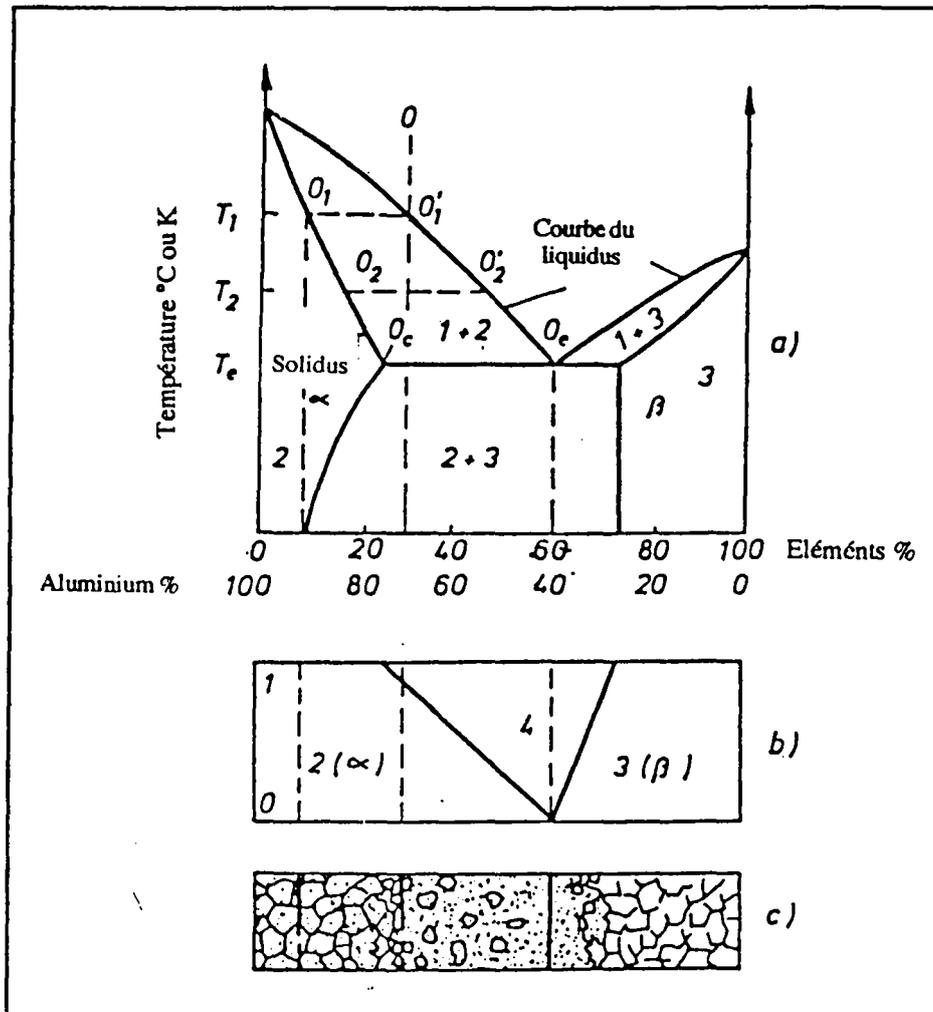


Figure 36 : Cristallisation eutectique d'un alliage binaire.

- a - diagramme d'équilibre.
- b - diagramme de phases
- c - vue structurale.

II.12 - Épaisseur solidifiée et vitesse de solidification .

On se place dans le cas d'une solidification unidirectionnelle (direction des x) d'un échantillon rectangulaire en alliage d'Aluminium qui a une cristallisation eutectique figure II.34. On observe la température d'un thermocouple i situé à la distance x_i de la paroi de refroidissement : on sait que la température descend jusqu'à T_f , température de fusion de l'eutectique, l'épaisseur solidifiée est x_i (en supposant, bien sûr, que l'interface de solidification est plane).

Nous obtenons donc (n) points (x_i, t_i) de la courbe (épaisseur solidifiée-temps) et qui permettent de tracer celle-ci. La pente de la courbe épaisseur solidifiée en fonction du temps représente, par définition, la vitesse de solidification. Cette pente est déduite en considérant un intervalle de temps Δt égale à 30 s autour de l'instant t considéré.

Cet intervalle Δt définit une différence d'épaisseur solidifiée ΔX_s et on peut en déduire v_s vitesse de solidification :

$$v_s = \left(\frac{\Delta X_s}{\Delta t} \right)_t \quad (\text{II-123})$$

C'est une façon d'exprimer la vitesse de solidification par la mesure de la pente.

Autrement, cette même vitesse peut être exprimée par le rapport :

$$\frac{X_{i+1} - X_i}{t} = v_s \quad (\text{II-124})$$

Les thermocouples ont été placés à plusieurs endroits dans l'échantillon. Les distances qui séparent les thermocouples sont données à la figure II.26. Ces thermocouples sont placés deux à deux séparés d'une distance de 2 mm en bas et 5 mm en haut de l'échantillon. Cette différence de distances entre thermocouples est due au fait que nous nous attendions à une variation plus importante de la vitesse entre le haut et le bas de l'échantillon. Il est évident que plus petite est la distance entre thermocouples, plus le rapport $\frac{X_{i+1} - X_i}{t}$ va se rapprocher de la valeur de la pente.

Les figures II.37 représentent les courbes des épaisseurs solidifiées et les figures II.37 celles des vitesses de solidification en fonction du temps déterminée par la méthode de mesure de la pente, et les résultats ponctuels sur les mêmes figures par les mesures directes citées ci-dessus.

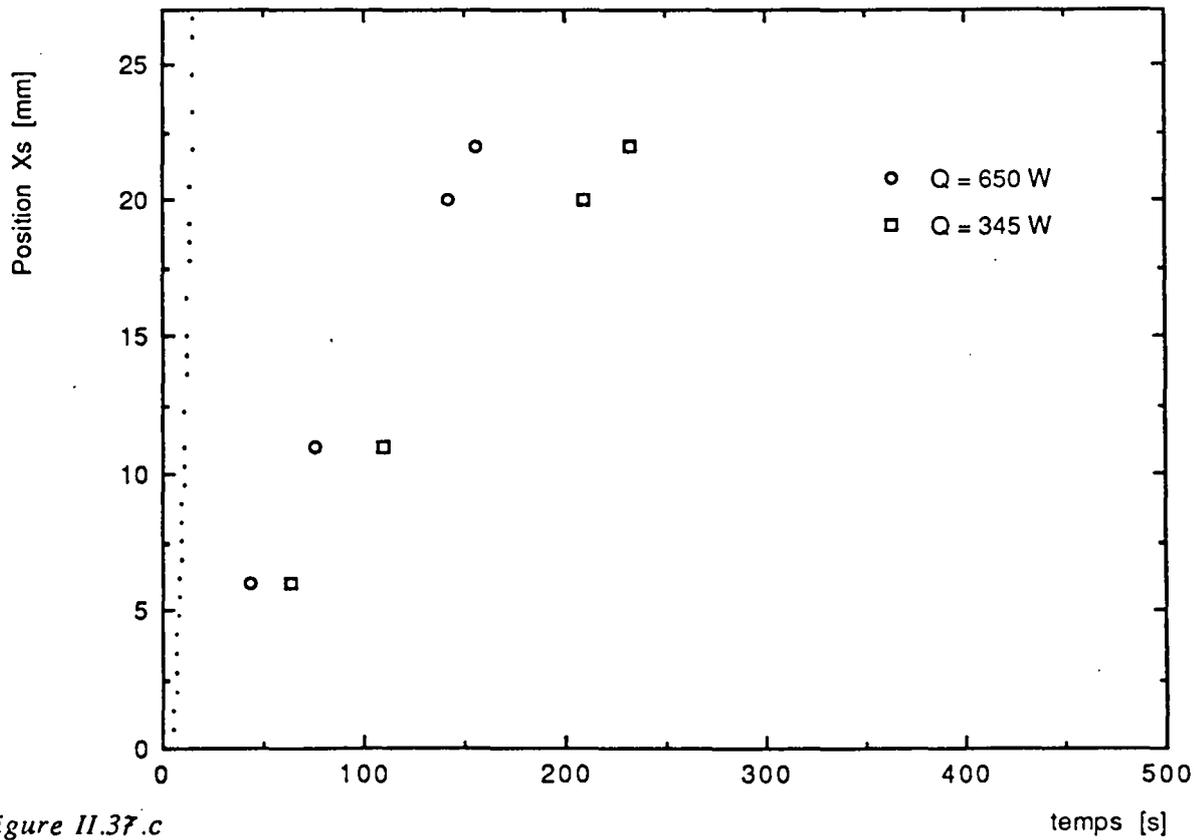


Figure II.37.c

*Épaisseur solidifiée en fonction du temps.
Calotte prismatique épaisse.
(matériau : Al-Ni)*

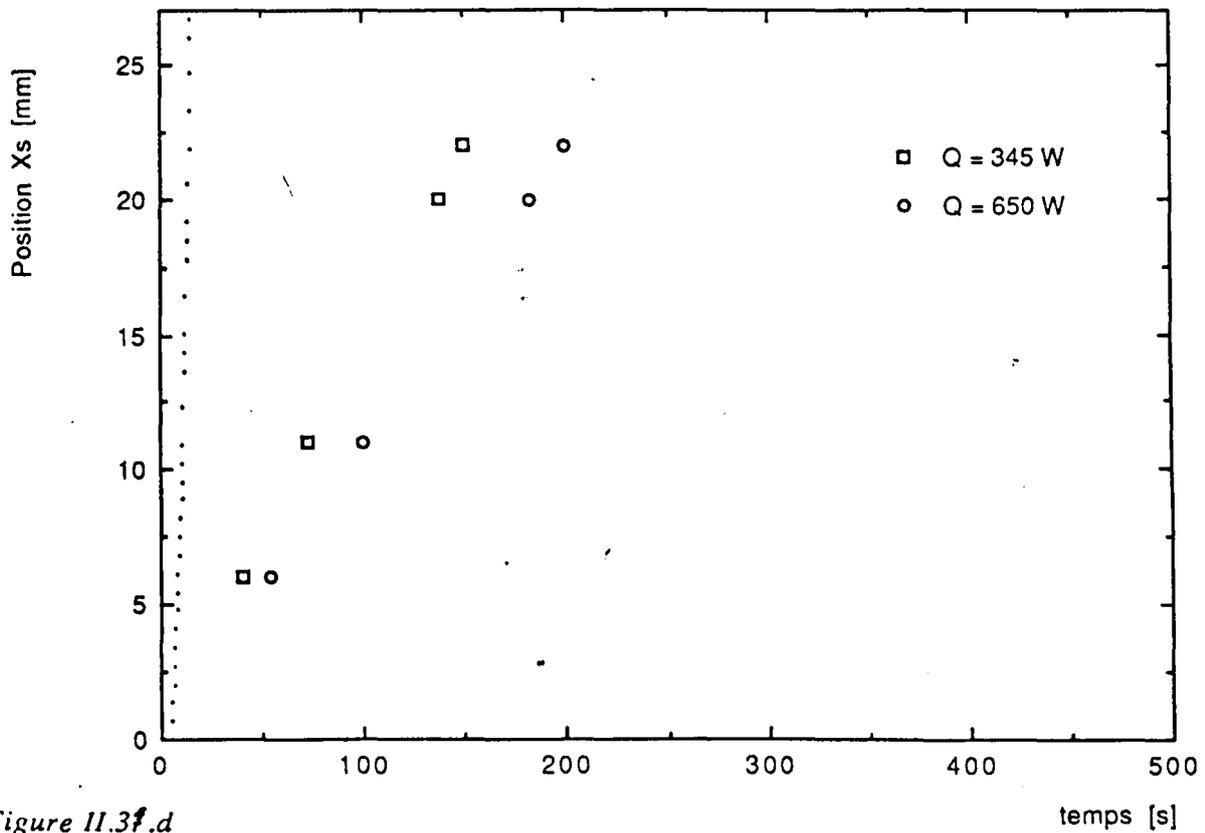


Figure II.37.d

*Épaisseur solidifiée en fonction du temps.
Calotte hémisphérique.
(matériau : Al-Ni)*

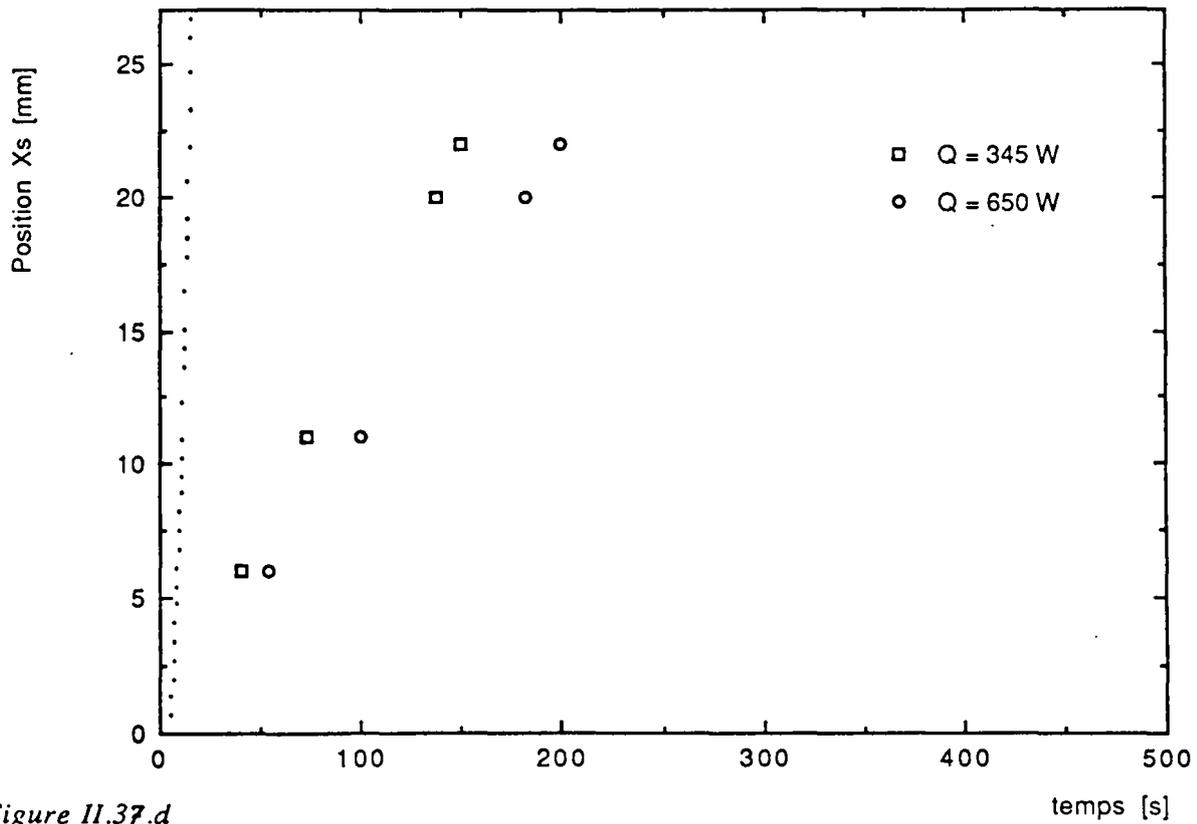


Figure II.37.d

*Epaisseur solidifiée en fonction du temps.
Calotte hémisphérique.
(matériau : Al-Ni)*

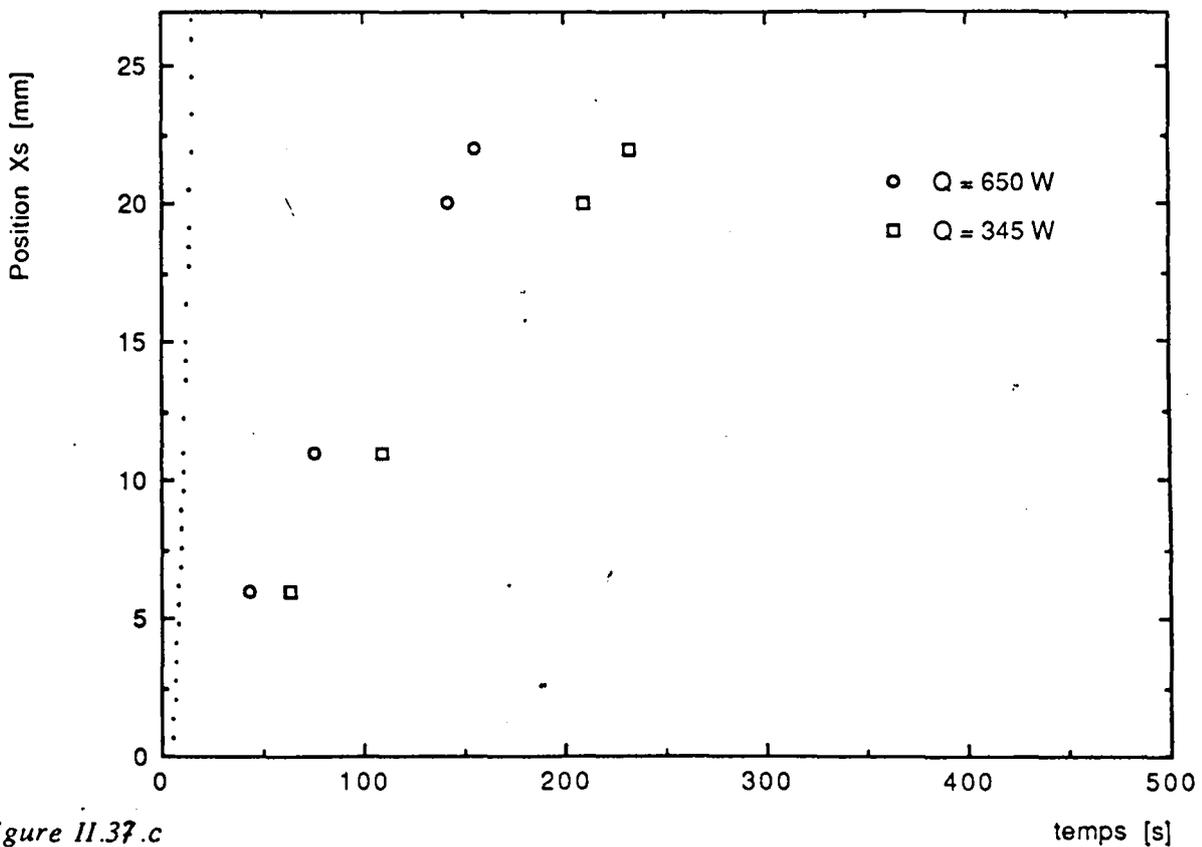


Figure II.37.c

*Epaisseur solidifiée en fonction du temps.
Calotte prismatique épaisse.
(matériau : Al-Ni)*

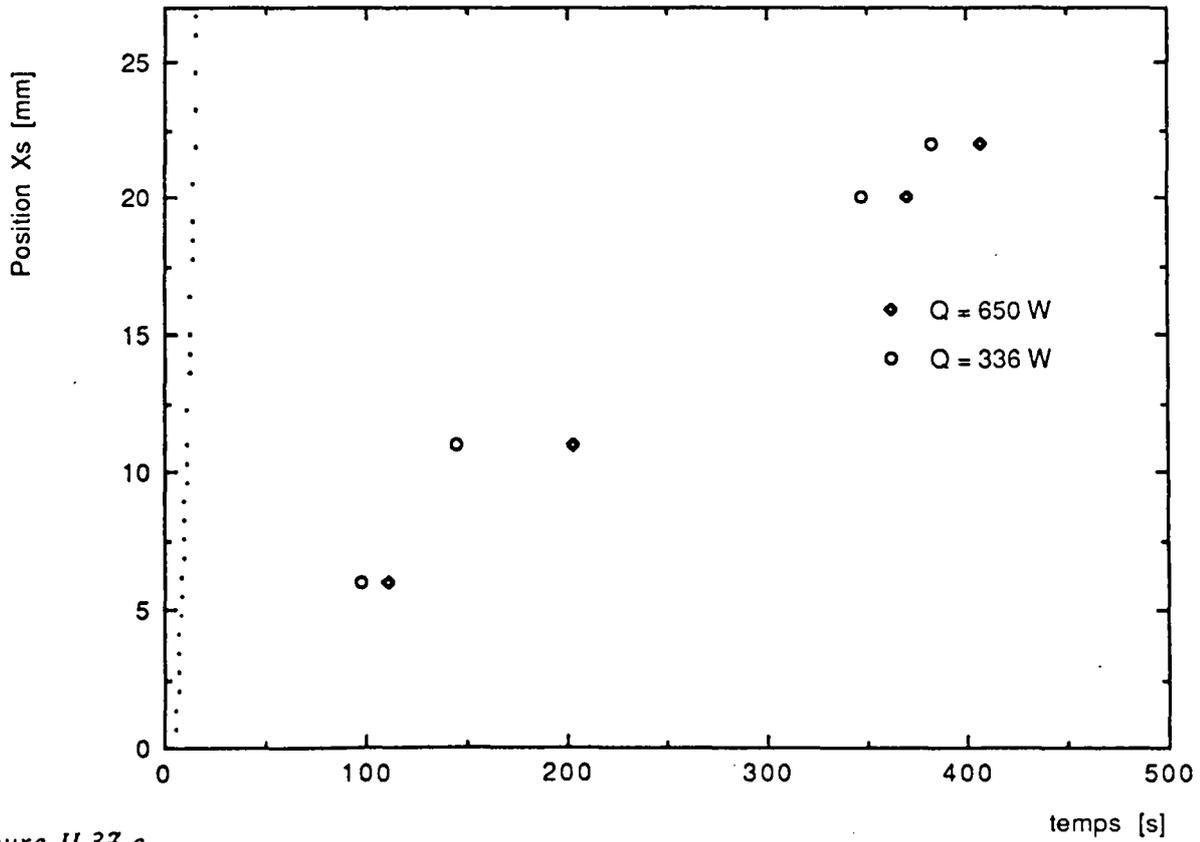


Figure 11.37.e

*Épaisseur solidifiée en fonction du temps.
Plaque épaisse.
(matériau : Pb)*

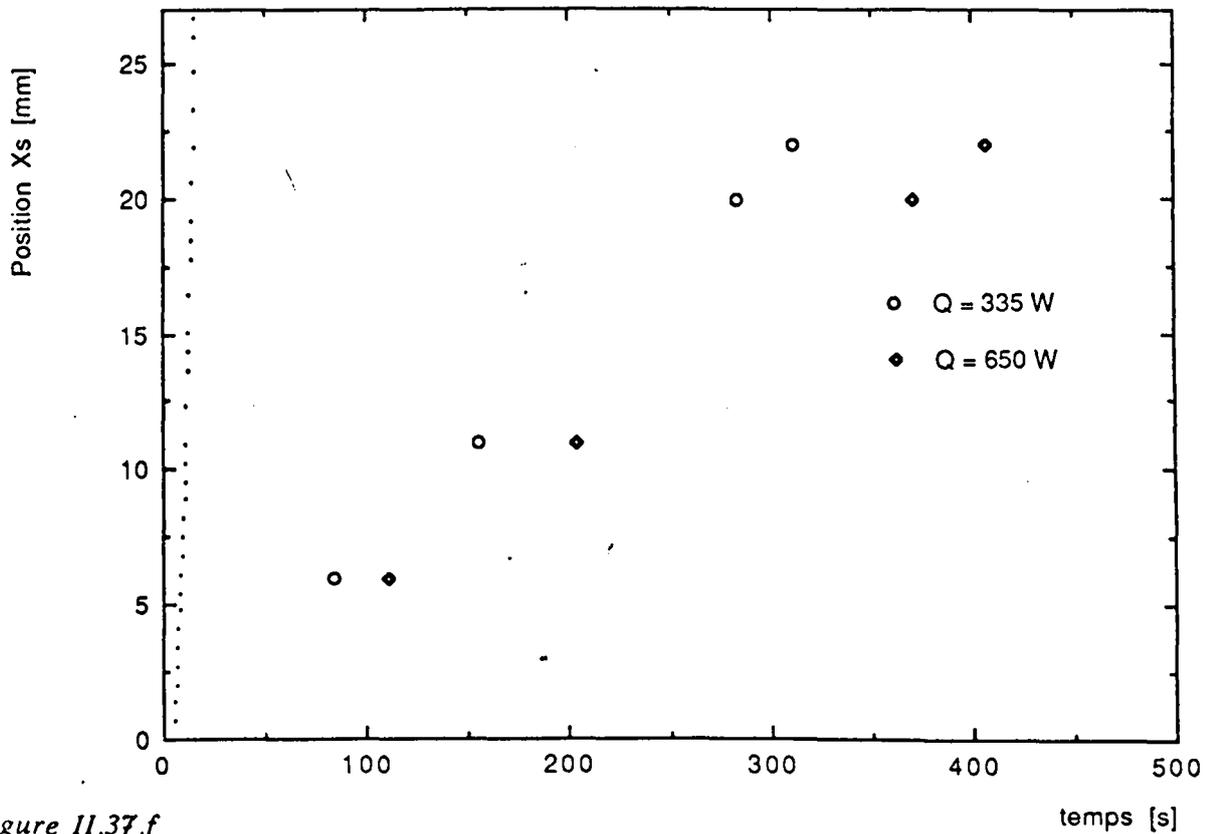


Figure 11.37.f

*Épaisseur solidifiée en fonction du temps.
Calotte hémisphérique.
(matériau : Pb)*

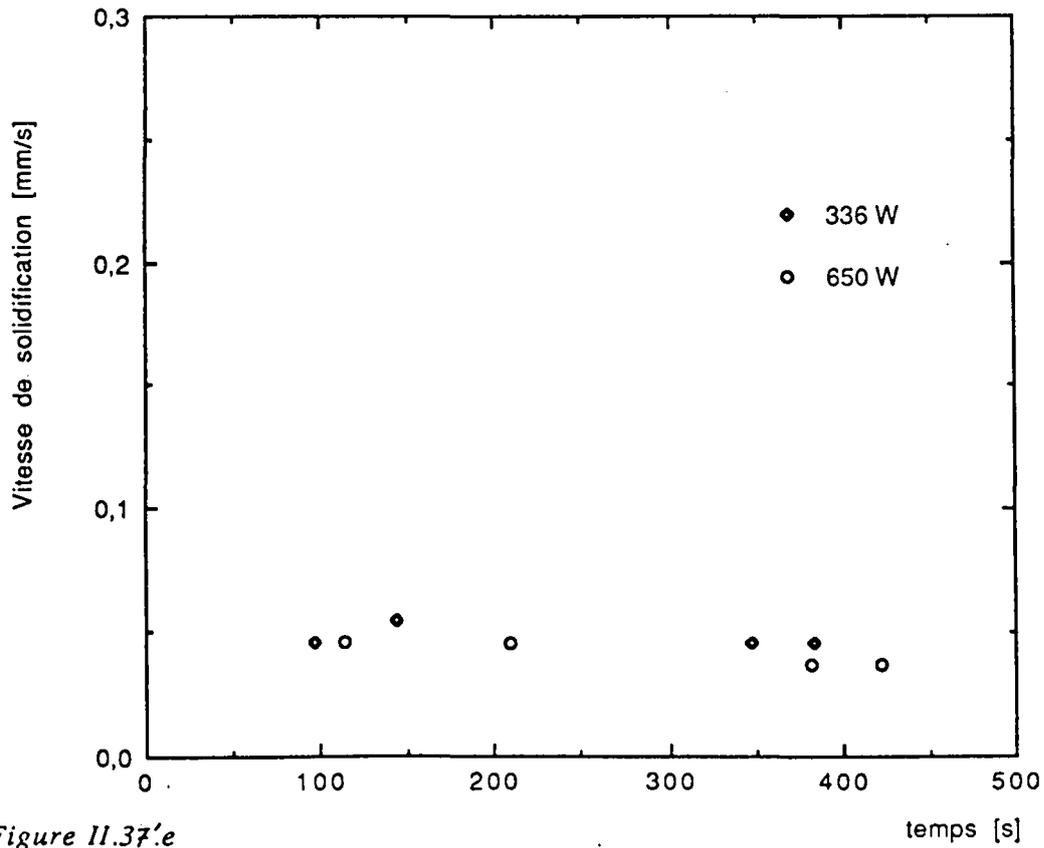


Figure II.37'e

Vitesse de solidification en fonction du temps.
 Calotte prismatique épaisse.
 (matériau : Pb)

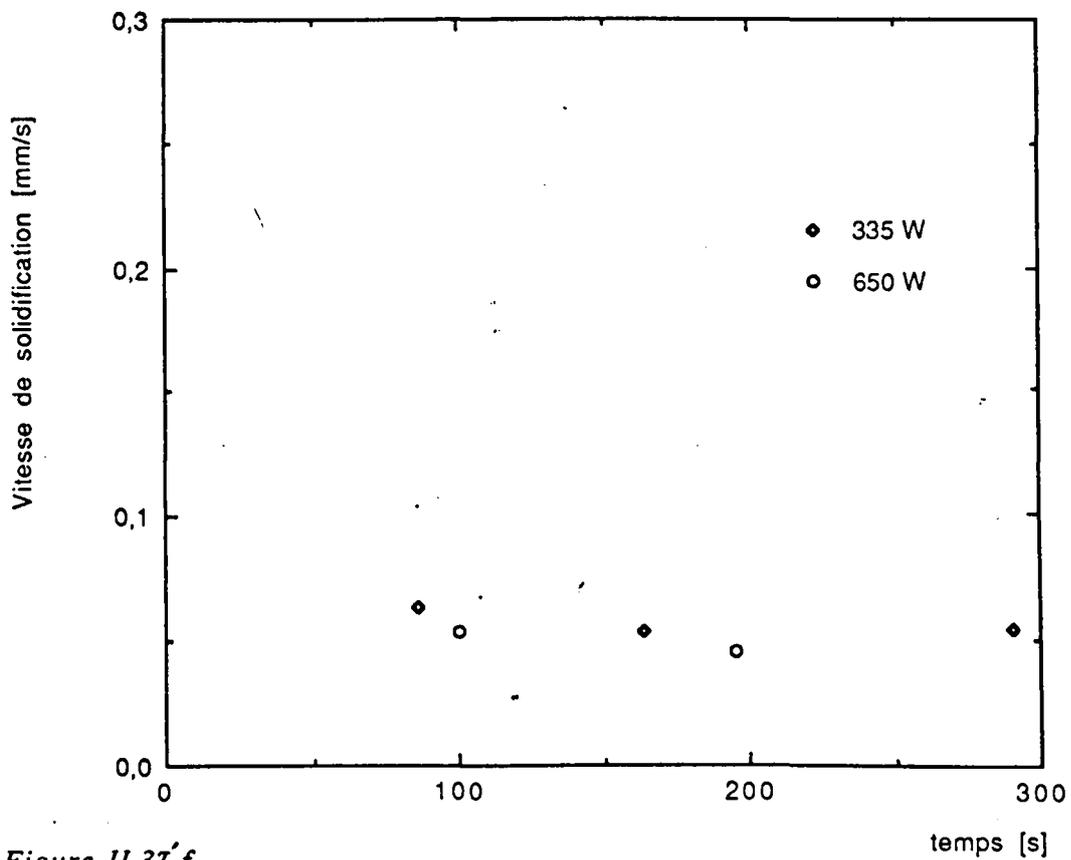


Figure II.37'f

Vitesse de solidification en fonction du temps.
 Calotte hémisphérique.
 (matériau : Pb)

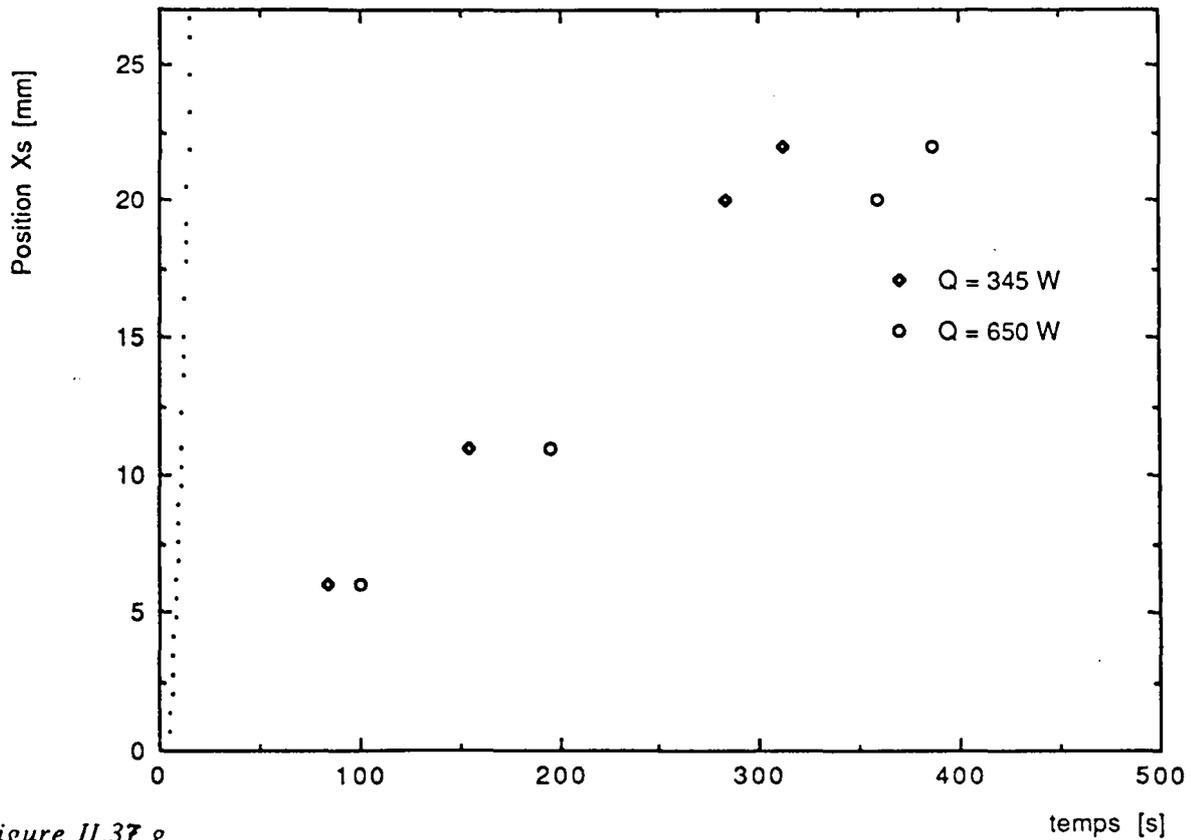


Figure II.37.g

*Épaisseur solidifiée en fonction du temps.
Calotte hémisphérique
(matériau : Pb)*

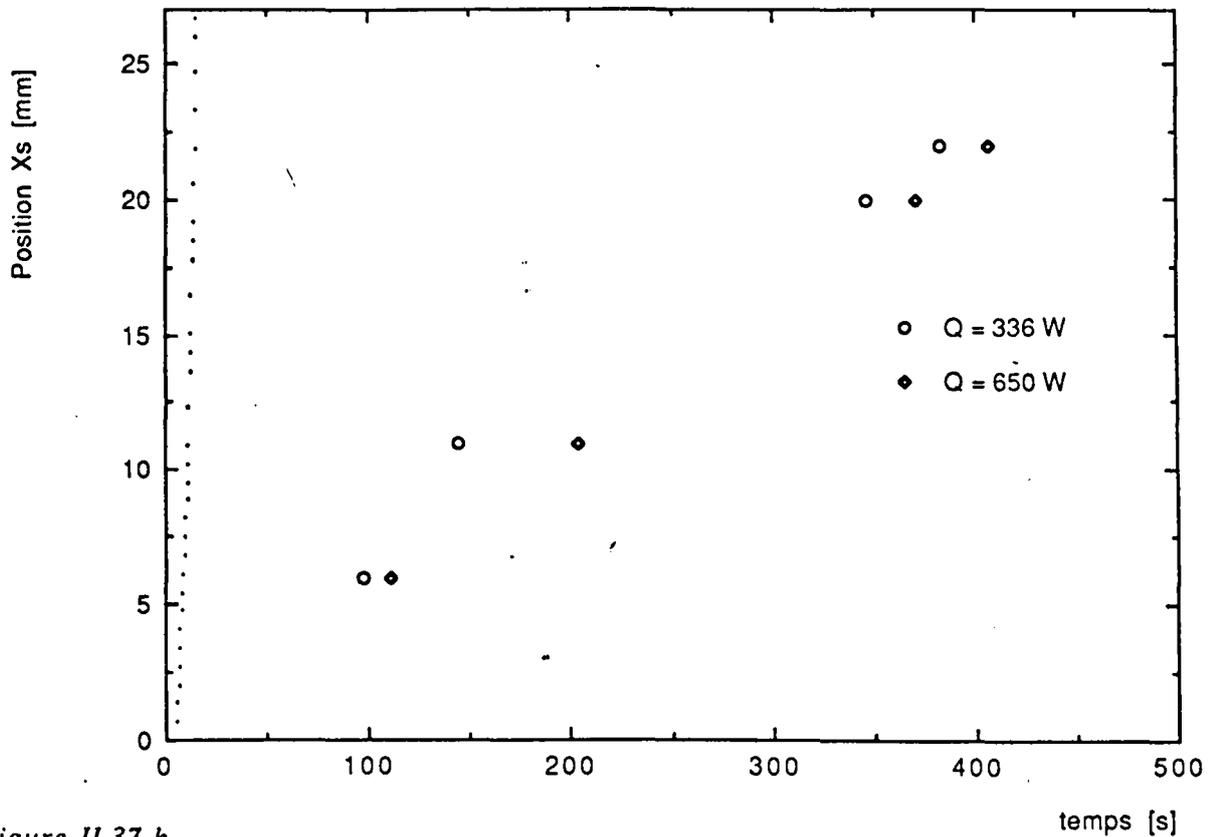


Figure II.37.h

*Épaisseur solidifiée en fonction du temps.
Calotte prismatique épaisse.
(matériau : Pb)*

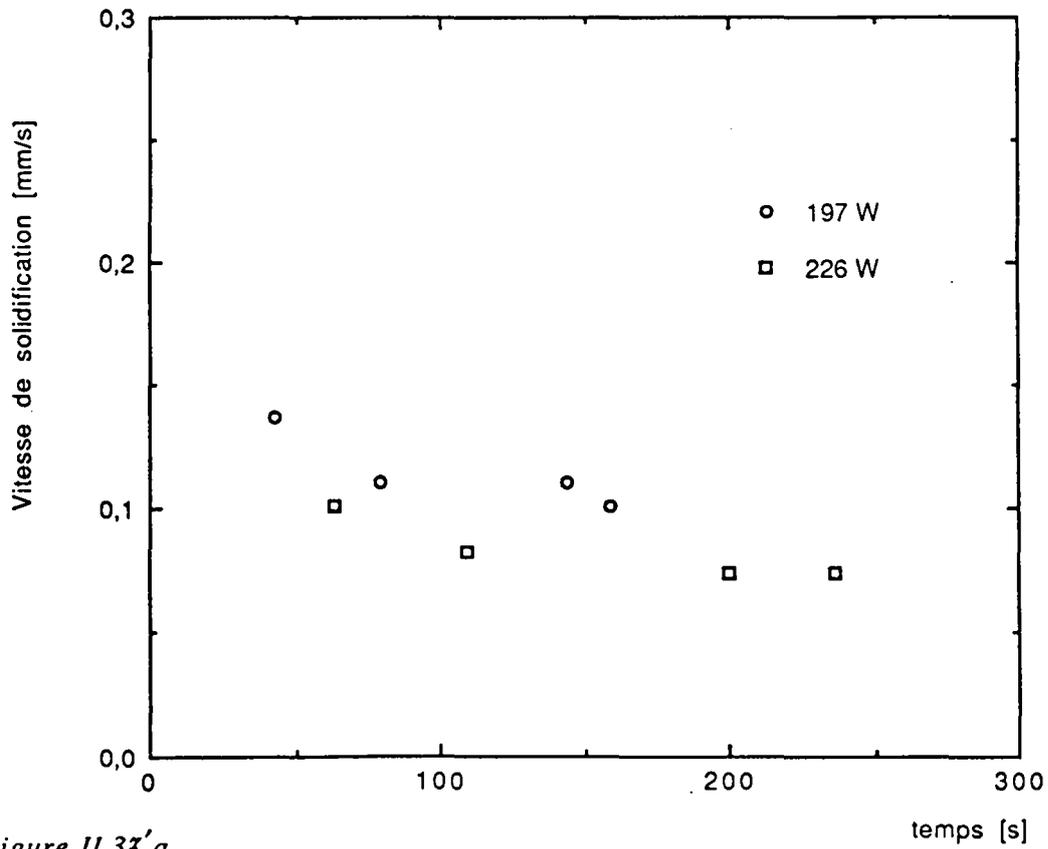


Figure II.37'a

Vitesse de solidification en fonction du temps.
 Calotte prismatique épaisse.
 (matériau : Pb)

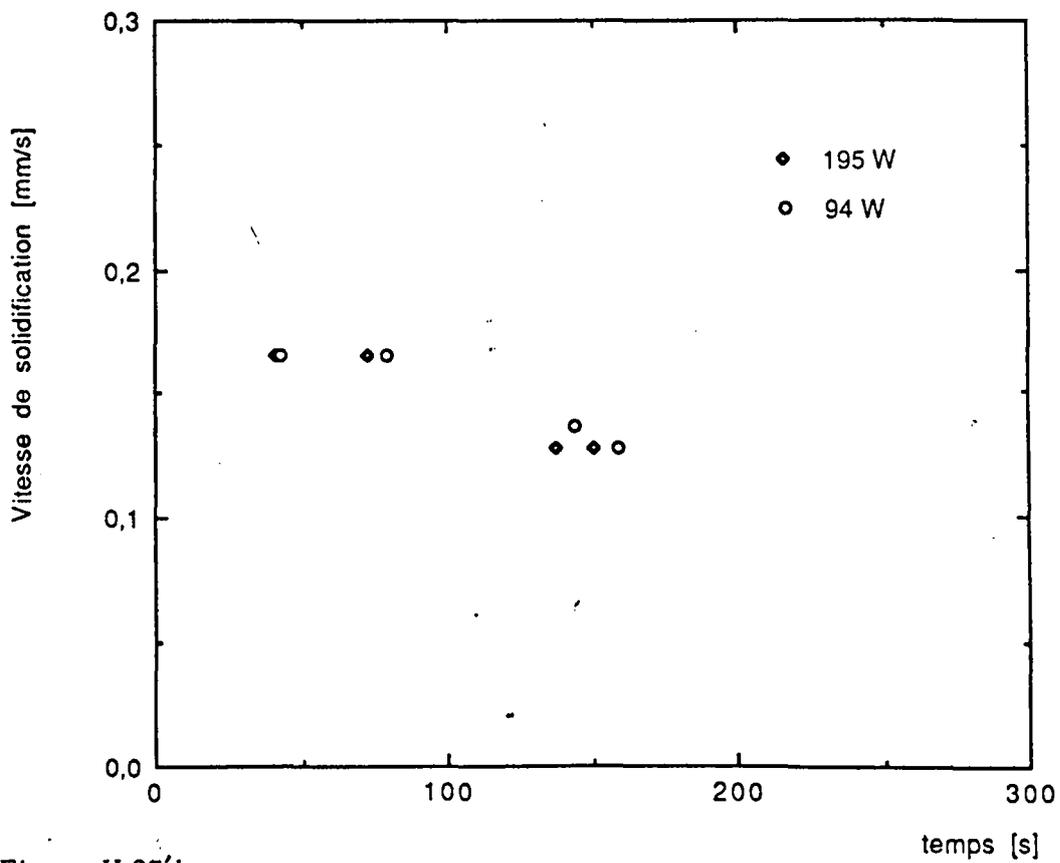


Figure II.37'b

Vitesse de solidification en fonction du temps.
 Calotte hémisphérique.
 (matériau : Pb)

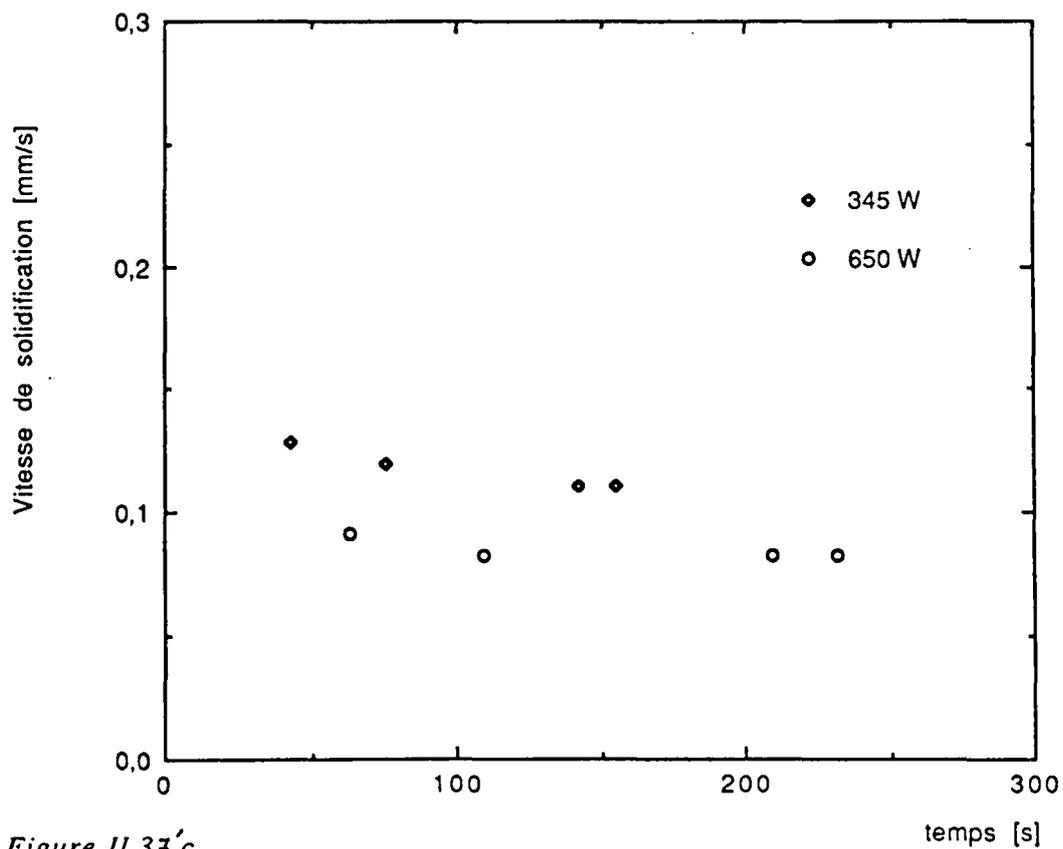


Figure 11.37.c

Vitesse de solidification en fonction du temps.
 Calotte prismatique épaisse.
 (matériau : Al-Ni)

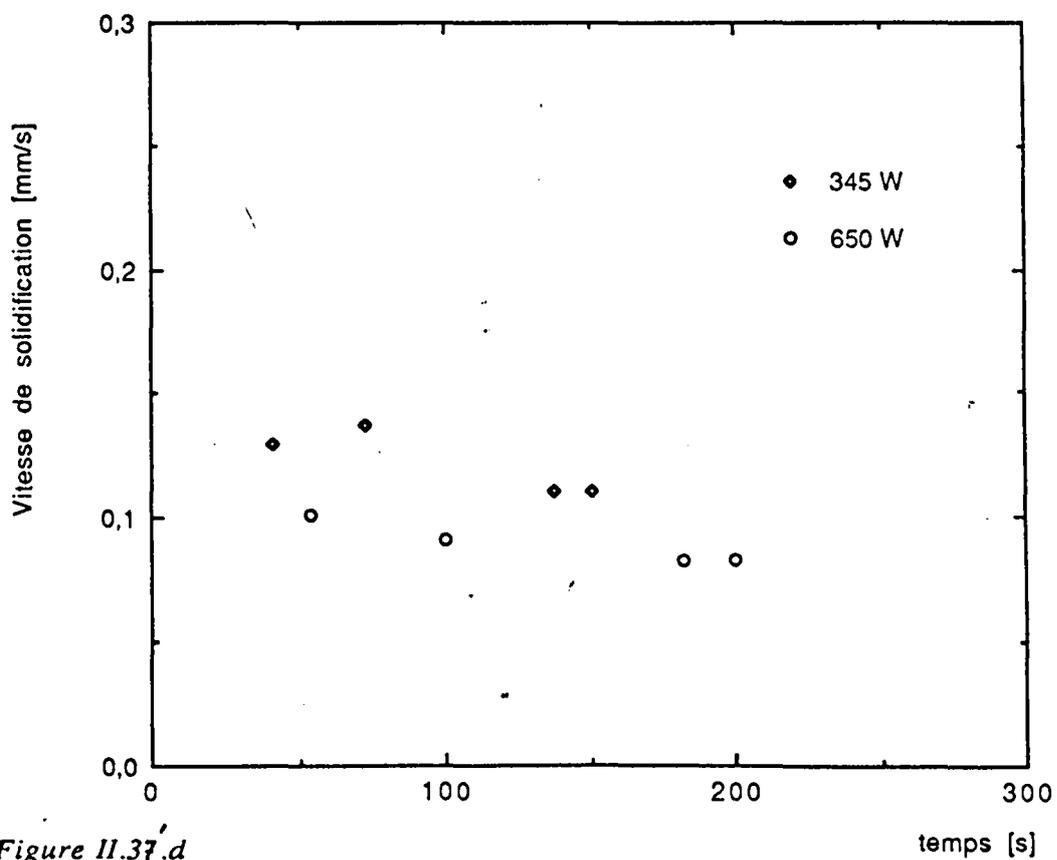


Figure 11.37.d

Vitesse de solidification en fonction du temps.
 Calotte hémisphérique.
 (matériau : Al-Ni)

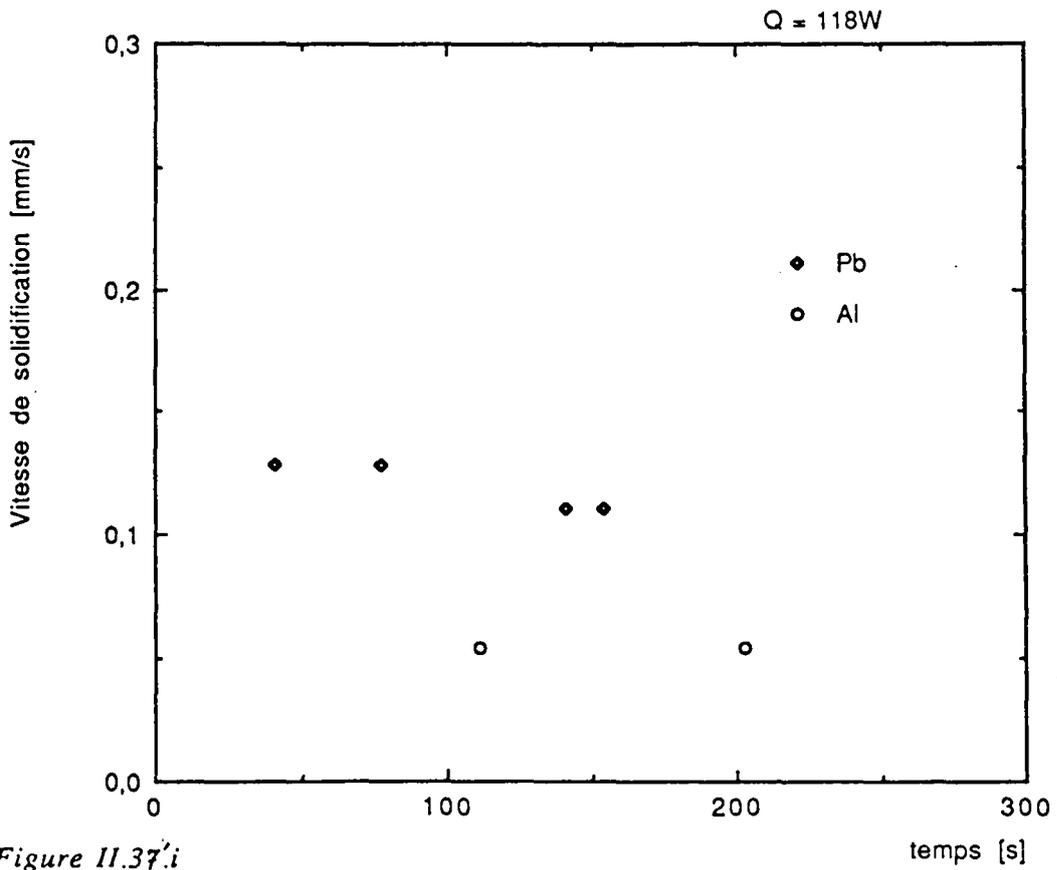


Figure II.37.i

Vitesse de solidification en fonction du temps.
 Calotte prismatique épaisse.
 (matériau : Al-Ni et Pb)

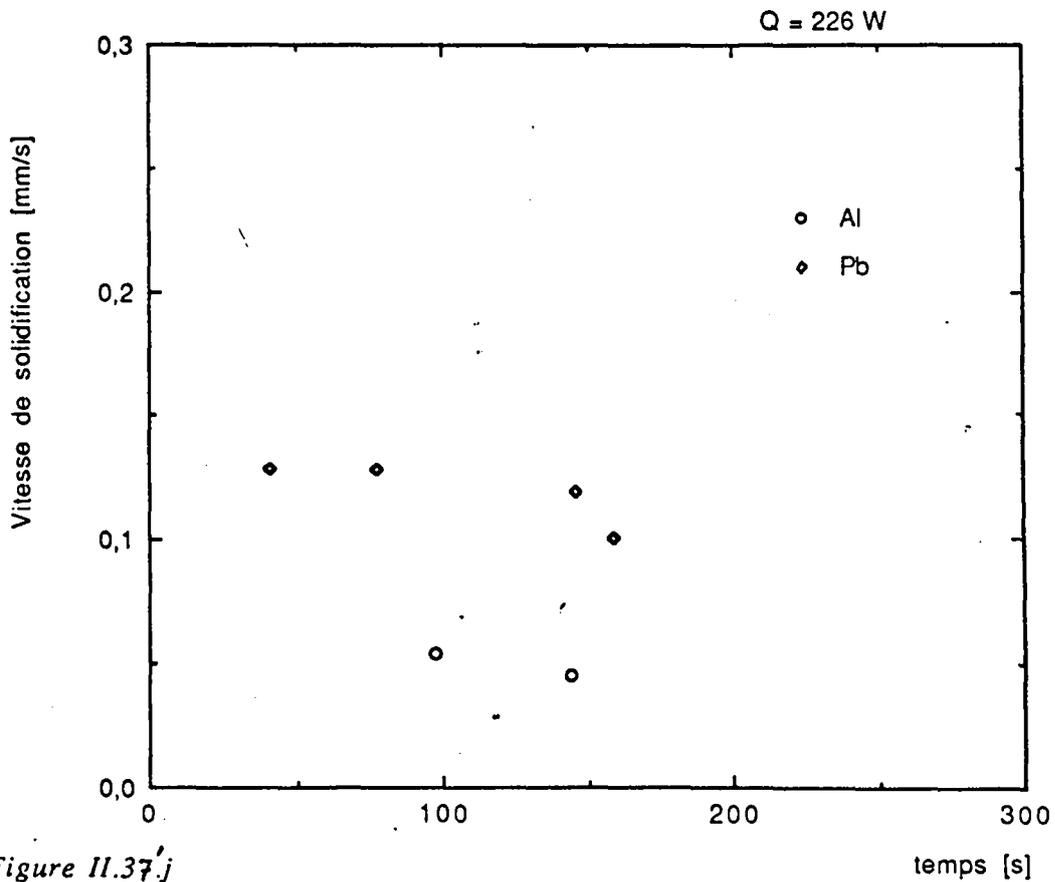


Figure II.37.j

Vitesse de solidification en fonction du temps.
 Calotte prismatique.
 (matériau : Al-Ni et Pb)

A cause de la variation continue de la vitesse en cours de solidification, la méthode de la mesure de la pente semble être la plus précise bien qu'elle soit moins directe que la deuxième.

La vitesse de solidification semble avoir une valeur finie pour le début de la solidification, en contradiction avec quelques modèles théoriques classiques qui prévoient une vitesse infinie. Par la suite la vitesse diminue d'une manière non linéaire jusqu'à la fin du processus de solidification. Dans le cas des aciers où effectivement les mesures de la température au niveau des zones de fusion étaient plus délicates à effectuer, les courbes n'ont pu être tracées ; une tentative est en cours de réalisation.

Dans le cas d'un alliage hypereutectique, nous pouvons tenir compte de deux isothermes : l'isotherme de liquidus, qui correspond presque à 1013 K pour l'alliage Al-Ni 10%, et l'isotherme de l'eutectique.

Une mesure de la température au niveau de ces deux isothermes et le tracé de leur vitesses respectives de déplacement nous permettent de constater que l'épaisseur de la zone pâteuse (distance entre l'isotherme de liquidus et l'isotherme eutectique) est une fonction croissante de la vitesse de solidification. Pendant le processus de fusion, la zone de fusion est précédée d'une onde thermique, ce qui confirme chez les praticiens des traitements thermiques l'augmentation d'une valeur T_0 ($\approx 50^\circ\text{C}$) de la température désirée.

Dans les enregistrements de la distribution de la température au sein de l'empreinte, il est évident qu'au niveau de l'interface solide-liquide, il existe une différence de gradient de température due à la chaleur latente dégagée par la solidification, ainsi qu'aux différences de conductivité thermique entre solide et liquide.

On constate d'après les résultats obtenus que les vitesses de solidification sont plus importantes pour l'aluminium que pour l'acier et le plomb. En effet, la conductivité thermique de l'aluminium est presque quatre fois plus élevée que celle de l'acier et cinq fois celle du plomb. Leur coefficient de dilatation thermique respectif varie d'une fois et demi à deux fois pour le plomb.

Les figures II.38a à II.38d montrent pour différents matériaux l'ensemble des températures enregistrées pendant le déroulement des expériences.

L'allure des courbes est l'une des plus classiques, la différence qui existe entre ces courbes consiste en la durée du temps de séjour à haute température, à la valeur de l'énergie déposée et à la vitesse de refroidissement.

Ces vitesses de refroidissement peuvent être calculées par la mesure de la pente.

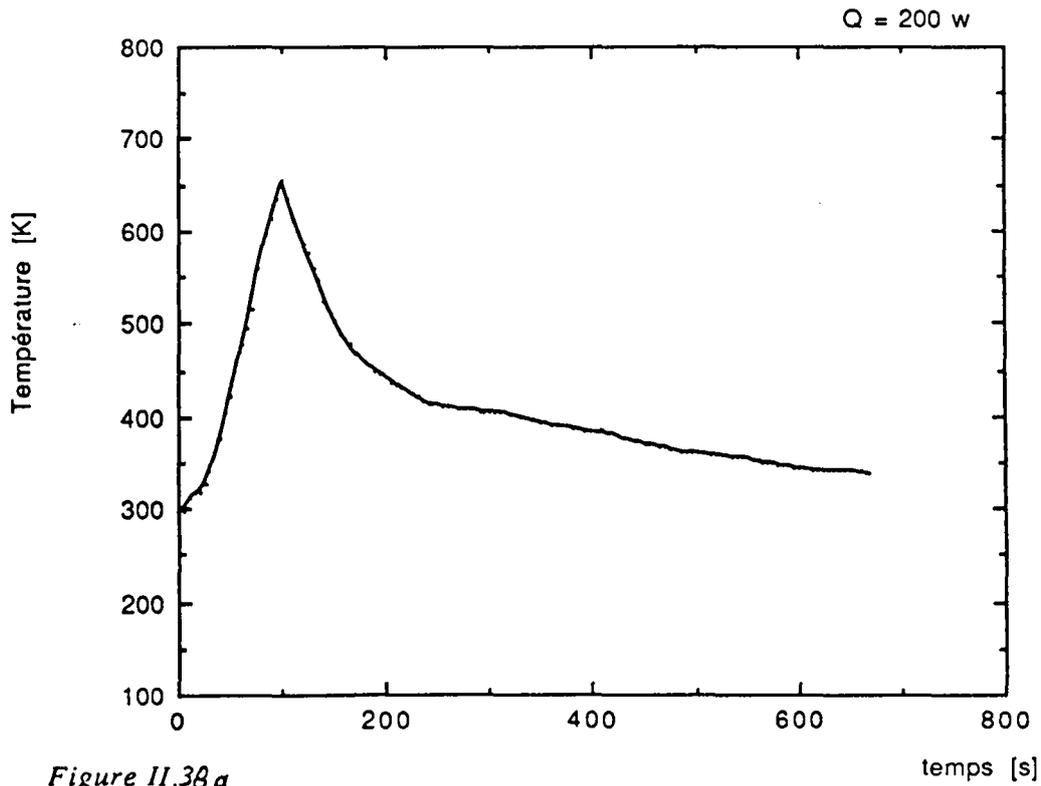


Figure II.38 a
Courbe de refroidissement.
Calotte hémisphérique.
(matériau : Plomb)

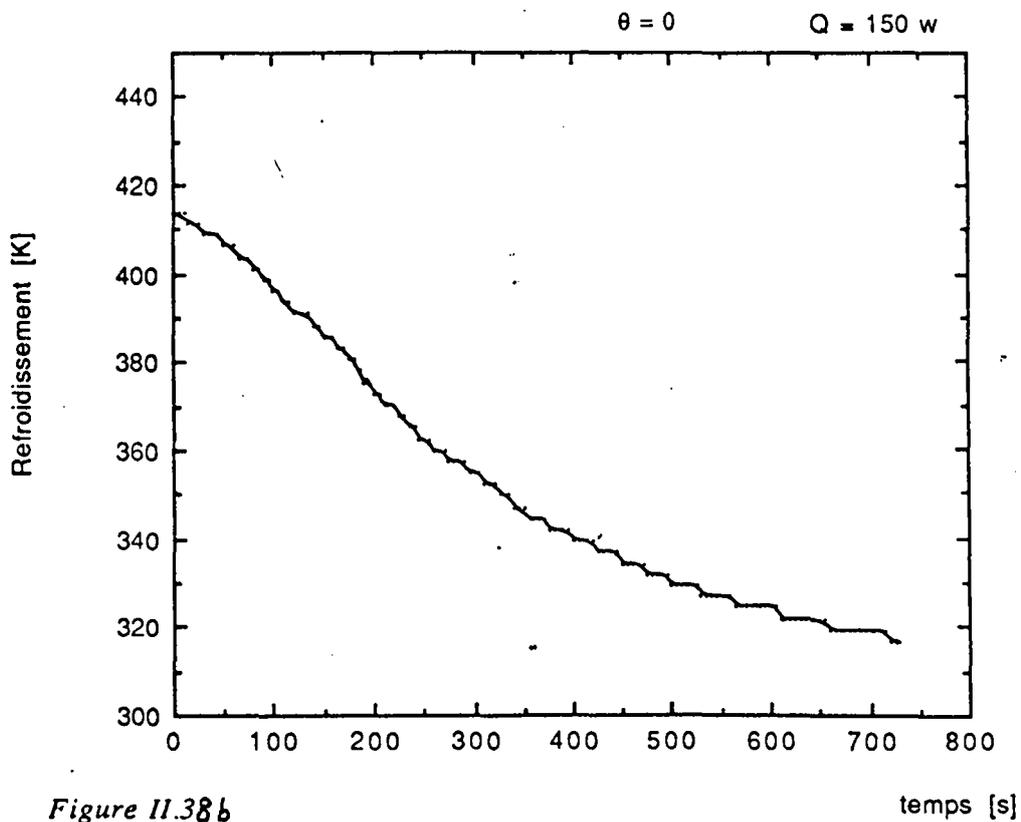


Figure II.38 b
Evolution de la température sur une
calotte hémisphérique.
(matériau : plomb)

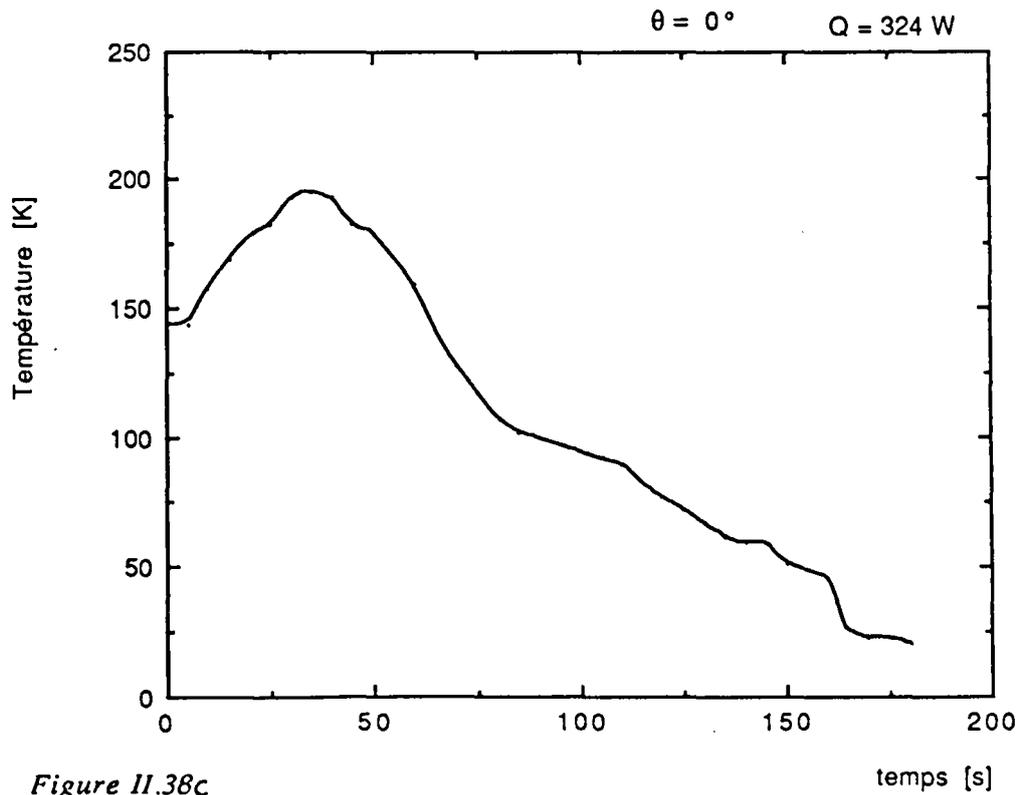


Figure II.38c
 Evolution de la température sur une
 Calotte prismatique mince.
 (matériau : Al)

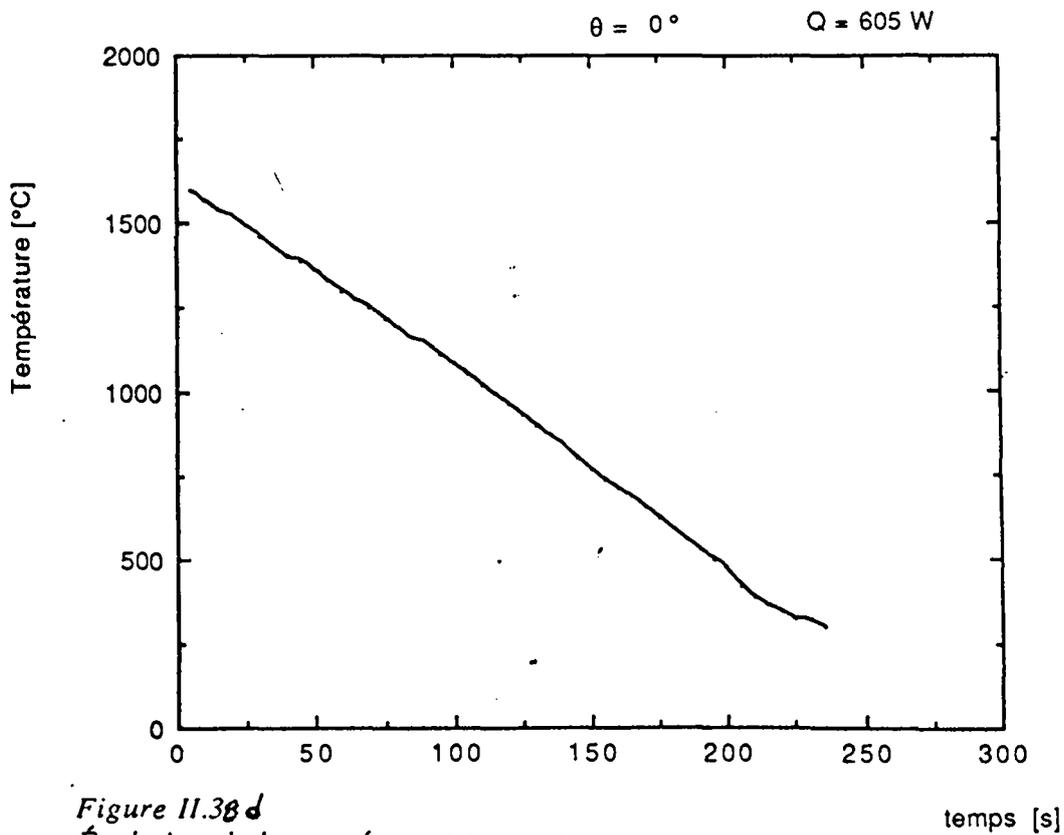


Figure II.38d
 Évolution de la température sur une
 calotte hémisphérique.
 matériau : XC38

II.13 - Détermination des paramètres de solidification.

II.13.1 - Conductivité thermique de l'échantillon.

Pour déterminer la conductivité thermique de l'échantillon, on va établir un bilan thermique entre l'échantillon et la calotte.

En prenant une tranche de hauteur e dans l'échantillon, éloignée des deux faces supérieure et inférieure pour éviter l'effet des bords, l'énergie thermique emmagasinée dans un volume de l'échantillon représenté à la figure II.39 peut être donnée par :

$$Q = L.p.e.\rho.[C.(\bar{T}_m - T_{fin}) + H] \quad (\text{II-125})$$

où L , p , e : représentent respectivement la largeur, la profondeur et l'épaisseur.

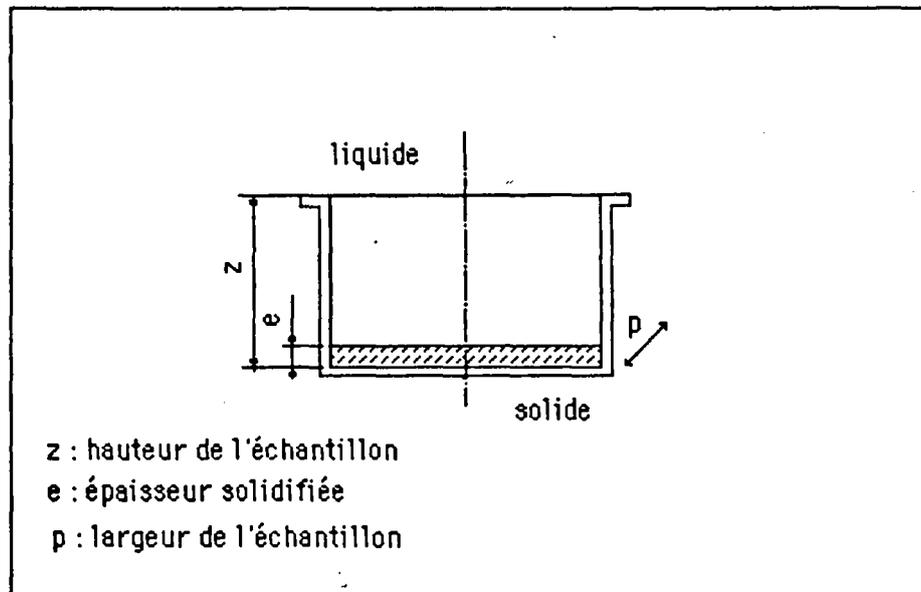


Figure II.39 : Energie dans une section droite de l'échantillon.

C : la chaleur spécifique (J/kg.K).

\bar{T}_m : la moyenne des températures maximales atteintes pour la fusion .

T_{fin} : la température moyenne de l'échantillon à la fin de la solidification.

H : chaleur latente de fusion (J/kg).

ρ : masse volumique (kg/m³)

Les résultats de ce calcul sont donnés dans les tableaux II.63 et II.64, avec les valeurs de la température moyenne de fusion et de fin de solidification.

matériaux	T _m	T _{fin}	Q (J)
Pb	340	220	110820
Al-Ni	810	370	38024
Acier	1550	1370	53053

Tableau II.63 : valeurs estimées pour un échantillon épais.

matériaux	T _m	T _{fin}	Q (J)
Pb	350	245	63125
Al-Ni	840	470	18700
Acier	1555	1380	30000

Tableau II.64 : valeurs estimées pour un échantillon mince.

θ = 300°C	Al	Fe	Ni	Pb
Cond. thermique (W/m.K)	238	71	88	34,5
Coef. résist. thermique (10 ⁻³)	4,2	6,50	6,81	3,36

Tableau II.65 : Conductivité thermique et coeff. de résistante thermique.

En prenant les valeurs des tableaux (II.63 et II.64) le bilan thermique à l'interface métal-calotte peut s'écrire :

$$Q = \lambda_c \cdot 2e(L+p) \int_0^{t_s} \frac{\partial T}{\partial x} dt \quad (\text{II-126})$$

où e, p, L sont respectivement l'épaisseur, la profondeur et la longueur de l'échantillon.

t_s le temps total de solidification pour chaque matériau .

et λ_c la conductivité de la calotte.

t(s) \ matériaux	Pb	Al	Acier
hémisphère	203	120	157
mince	215	144	175
épaisse	320	155	205

Tableau II.66 : temps de solidification .

On peut considérer que la solidification est achevée quand la température de tous les thermocouples est située en dessous de la température de fusion, ou plus précisément celle du thermocouple dans le centre de l'échantillon. Le tableau II.66 donne le temps de solidification pour chaque type de matériau et pour empreinte.

Le rapport $\frac{\partial T}{\partial x}$ est le gradient thermique à l'interface que nous pouvons déduire des mesures prises par les thermocouples dans l'empreinte.

L'intégrale dans l'équation (II-126) peut être approchée par :

$$\int_0^{t_s} \frac{\partial T}{\partial x} dt \approx \sum_0^{t_s} \frac{\Delta T}{\Delta x} \cdot \Delta t = 4,79 \cdot 10^5 \text{ [K.s.m}^{-1}\text{]} \quad (\text{II-127})$$

et de l'équation (II.126) on peut tirer :

$$\lambda_c = \frac{Q}{2e(L+p) \cdot 4,79 \cdot 10^5}$$

pour $Q = 38024$ et $e = 2$ mm, la valeur de λ_c est égale à 59,04 [W/m.K].

La valeur de λ_c est très proche des valeurs citées dans la littérature.

II.13.2 - Température de la paroi moule-échantillon :

Le flux de chaleur traversant la paroi est fonction de l'évolution de la température dans le temps en chaque point de celle-ci. En plus la mesure de ces températures est pratiquement facile à réaliser. Les figures II.27 à II.30 montrent la variation de la température de la paroi du lingot et celle de la calotte pour quelques essais. On peut distinguer nettement la différence entre les deux mesures.

Les courbes de la température de la paroi de l'échantillon diminuent moins vite que celles de la calotte une fois parvenue à la température de fusion. Ceci peut être expliqué en quelques sortes par le dégagement de la chaleur latente .

L'écart entre les deux températures diminue au cours du temps mais il tend vers une valeur limite non nulle pendant la solidification. Cet écart suit une loi semblable à la température de la paroi du métal dans le cas du refroidissement par un fluide. On peut donc s'attendre à un comportement semblable à l'interface métal-empreinte du point de vue des transferts thermiques.

II.13.3 - Coefficient moyen de transfert thermique.

Il est très difficile dans ce type de fusion d'établir par une mesure directe la quantité de chaleur retirée au système. En négligeant la quantité d'énergie évacuée par la surface libre, le coefficient moyen de transfert entre l'empreinte et le métal peut être évalué en faisant un bilan thermique entre la chaleur emmagasinée dans le métal et le flux de chaleur échangé à l'interface métal-empreinte.

$$Q = V \cdot \rho \cdot [C \cdot \bar{T}_m - \bar{T}_{fin}] + H] = h \cdot S \int_0^{t_s} (T_{pe} - T_{pm}) dt \quad (\text{II-128})$$

où V = volume considéré ($L \cdot p \cdot e$ pour la calotte rectangulaire)

S = surface considérée ($2e(L+p)$)

t_s = temps de solidification.

T_{pe} = température de la paroi de l'échantillon.

T_{pm} = température de la paroi de l'empreinte.

\bar{T}_m = moyenne des températures maximales atteintes.

\bar{T}_{fin} = température moyenne du métal à la fin de la solidification.

e = épaisseur de l'échantillon (m).

H : chaleur latente de fusion (J/kg).

Les valeurs de h obtenues par (II.128) sont données dans les tableaux (II.65 à II.70). Les figures II.31 à II.34 donnent leurs courbes respectives. Etant donné la petite taille du lingot, nous supposons que la variation de h produite par le retrait du métal est négligeable. Les valeurs de h calculées par la mesure de l'enthalpie du fluide de refroidissement au paragraphe (II.10.2) sont plus importantes. En outre, l'ordre de grandeur se situe dans l'intervalle donné par certaines littératures.

Pour l'acier coulé en lingotière : $244 [W/m^2.K] < h < 2790 [W/m^2.K]$

Pour l'aluminium en moule métallique : $1100 [W/m^2.K] < h < 2090 [W/m^2.K]$

Pour le plomb coulé en moule métallique : $1716 [W/m^2.K] < h < 7533 [W/m^2.K]$

II.13.4 - Flux de chaleur à l'interface métal-calotte.

En considérant que le flux de chaleur est unidirectionnel et qu'il s'écoule de la surface supérieure vers le fluide de refroidissement, la fraction de métal solidifiée et par conséquent la vitesse de solidification peuvent être déterminées par la mesure de ce flux qu'on peut exprimer par : $\dot{Q} = h (\dot{T}_{pe} - T_{pm})$

La valeur de h est celle qui a été établie dans le paragraphe II.10.2 par l'expression précédemment définie. Le rapport du flux de chaleur à l'instant t et du flux

initial a été représenté sur la figure (II.40). Sur l'axe horizontal nous avons représenté le paramètre: $\frac{h \cdot \alpha' \cdot t}{\lambda \cdot X_T}$ qui n'est autre que le produit du nombre de Biot par le nombre de Fourier (Biot.Fo).

$$\frac{\dot{Q}}{\dot{Q}_0} = \frac{\text{flux de chaleur pour l'instant } t}{\text{flux de chaleur initial}} = \frac{h(T_{pe} - T_{pm})_t}{h(\bar{T}_m - T_{m0})}$$

et $Bi_t \cdot Fo = \frac{h \cdot \alpha' \cdot t}{\lambda \cdot X_T}$ (II-129)

avec

X_T = épaisseur du lingot dans le sens du flux de chaleur.

$$\dot{Q}_0 = h(\bar{T}_m - T_{m0})$$

α' = coef. moyen de convection.

λ = conductivité thermique.

\bar{T}_m = moyenne sur les températures maximales atteintes.

T_{m0} = température initiale du moule.

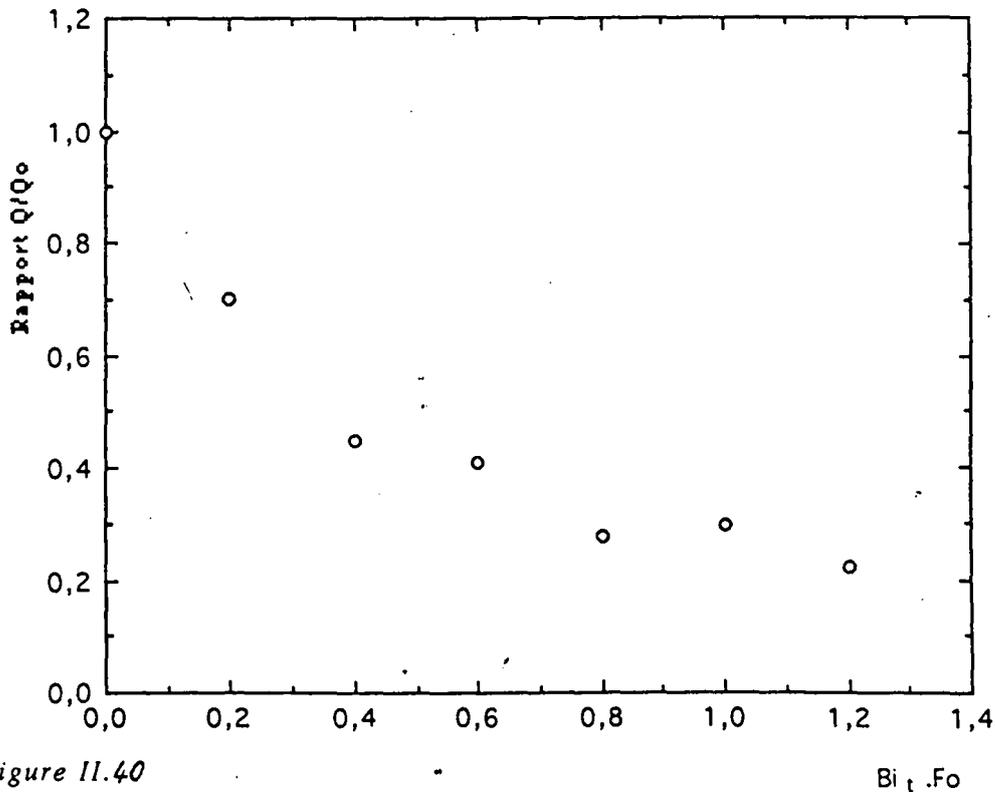


Figure II.40

Evolution du flux de chaleur à l'interface métal-moule.
calotte hémisphérique.
(matériau : Al)

On voit sur le graphe de la figure (II.40) que le flux de chaleur diminue d'une manière exponentielle au fur et à mesure que la solidification se fait. On remarque sur la même figure, que la valeur du flux de chaleur diminue de moitié à peu près au tiers du temps total de solidification.

Les résultats que nous avons obtenus précédemment montrent que la température de la paroi de l'empreinte et celle de la paroi du lingot varient d'une façon non linéaire avec le temps. Sur l'autre frontière c'est à dire à la surface libre, les conditions dépendent du rayonnement et de la convection.

II.14 - Etude adimensionnelle de la solidification :

II.14.1- Paramètres sans dimensions.

L'étude d'un phénomène où interviennent plusieurs variables est facilitée par l'utilisation des paramètres sans dimension qui regroupent ces différentes variables pour permettre une comparaison aisée entre divers cas d'applications.

Compte tenu de ce qui précède, il résulte que, pour déterminer l'épaisseur solidifiée, les variables qui interviennent, plus généralement dans la solidification sont :

$h = h_0 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$: coefficient de transfert thermique à l'interface métal-moule.

$k = k_0 \cdot \text{kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$: conductivité thermique du métal.

$H = H_0 \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$: chaleur latente de fusion.

$C = C_0 \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$: chaleur spécifique.

$\rho = \rho_0 \cdot \text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$: masse volumique.

$t = t_0 \cdot \text{s}$: temps.

$\Delta T = \Delta T_0 \cdot \text{K}$: différence de température entre la température de fusion et une température arbitraire de référence ($\Delta T_0 = T_f - T_{ref}$).

$X_s = X_s \cdot \text{m}$: position de l'interface solide-liquide.

qui s'expriment comme "monômes" des unités choisies kg, m, s, K soit 4 grandeurs.

Le terme monômes signifie : $A \cdot \text{kg}^a \cdot \text{s}^b \cdot \text{K}^c \cdot \text{m}^d$

où a, b, c, d sont des entiers relatifs.

L'analyse dimensionnelle consiste à se poser la question suivante :

Dépendant de 4 variables kg, s, k, et m, les 8 quantités h- à X_s ne pourraient-elles se ramener à 4 variables indépendantes ?

L'examen des formules donnant h à X_s montrent que X_s peut remplacer m (resp. ΔT remplace K) et t, s . Alors, ρX_s^3 remplace $kg : h, k, H$ et C devenant monômes de $X_s, \Delta T, \rho, t$ qui peuvent être pris comme variables indépendantes.

On peut prendre comme paramètres sans dimensions [PERRY, J. Chemical Engineers Handbook, 4^e ed. McGraw-Hill Book Company New York. 1963, pp.2 - 87] quatre quantités monômiales en $\Delta T, X_s, \rho$ et t .

$$\pi_1 = \Delta T^a \cdot X_s^b \cdot \rho^c \cdot t^d \cdot h \quad (1)$$

$$\pi_2 = \Delta T^a \cdot X_s^b \cdot \rho^c \cdot t^d \cdot k \quad (2) \quad (\text{II-130})$$

$$\pi_3 = \Delta T^a \cdot X_s^b \cdot \rho^c \cdot t^d \cdot C \quad (3)$$

$$\pi_4 = \Delta T^a \cdot X_s^b \cdot \rho^c \cdot t^d \cdot H \quad (4)$$

De telle sorte que π_1, π_2, π_3 et π_4 soient indépendants du choix des unités kg, s, m et K . Autrement dit, pour π_1 , par exemple,

$$\pi_1 = (kg^0 \cdot s^0 \cdot K^0 \cdot m^0) = K^a \cdot m^b \cdot (kg \cdot m^{-3})^c \cdot (s)^d \cdot (kg \cdot s^{-3} \cdot K^{-1})$$

ce qui donne :

$$\begin{aligned} kg^0 &= kg^c \cdot kg^1 & c + 1 &= 0 \\ s^0 &= s^d \cdot s^{-3} & d - 3 &= 0 \end{aligned} \quad (\text{II-131})$$

$$K^0 = K^a \cdot K^{-1} \quad a - 1 = 0$$

$$m^0 = m^b \cdot m^{-3c} \quad b - 3c = 0$$

De ce système d'équations, nous tirons : $a = 1, c = -1, d = 3, b = -3$.

d'où

$$\pi_1 = \Delta T^1 \cdot X_s^{-3} \cdot \rho^{-1} \cdot t^3 \cdot h \quad (1)$$

de manière analogue on obtient :

$$\pi_2 = \Delta T^1 \cdot X_s^{-4} \cdot \rho^{-1} \cdot t^3 \cdot k \quad (2)$$

$$\pi_3 = \Delta T^1 \cdot X_s^{-2} \cdot t^2 \cdot C \quad (3) \quad (\text{II-132})$$

$$\pi_4 = X_s^{-2} \cdot t^2 \cdot H \quad (4)$$

On remarque alors que :

$$\pi_1 = \frac{h \cdot X_s}{k} \pi_2 = Bi \cdot \pi_2 ; \text{ nombre de Biot (Bi), qui représente l'épaisseur solidifiée,}$$

$$\pi_3 = \frac{X_s^2}{\alpha \cdot t} \pi_2 = \frac{1}{Fo} \cdot \pi_2 ; \text{ nombre classique de Fourier (Fo).}$$

$$\pi_4 = \frac{\rho \cdot H \cdot X_s^2}{\Delta T \cdot k \cdot t} \pi_2 = \frac{1}{Fos} \cdot \pi_2 ; \text{ nombre de Fourier (Fos) pour la solidification.}$$

$\frac{\pi_1}{\pi_2}$, $\frac{\pi_3}{\pi_2}$ et $\frac{\pi_4}{\pi_2}$ sont donc sans dimension c'est à dire indépendants du choix des unités.

Le fait que l'on obtienne trois monômes sans dimension et indépendants était prévisible. En effet, lorsqu'une ou plusieurs variables de départ contiennent des unités que l'on peut combiner pour former un groupe sans dimension, le nombre de variables m tombe d'une unité. Ici c'est le cas pour h , k et X_s .

D'après le théorème PI, il doit exister une relation fonctionnelle du type :

$$\Phi(Bi ; \frac{1}{Fo} ; \frac{1}{Fo_s}) = 1 \quad (\text{II-133})$$

La forme précise de cette fonction ne peut être donnée que par l'expérience.

Néanmoins, on dispose maintenant de trois paramètres pour décrire le phénomène alors qu'il y avait huit variables au départ.

Le nombre de Fourier compare la profondeur de pénétration d'une onde de température par unité de temps et une dimension caractéristique du corps. S'il s'agit d'un solide, la profondeur de pénétration d'une onde sera déterminée par la capacité calorifique de celui-ci. Ce fait est pris en compte dans le nombre de Fourier Fo par le produit $\rho \cdot C$.

Dans le cas d'un changement de phase, la pénétration de l'onde sera affectée par le dégagement, ou l'absorption de chaleur latente.

Le nombre de Fourier Fo_s en tient compte par le groupe $k \cdot T_f / H \cdot \rho$.

La diffusivité thermique d'un solide est définie par la relation :

$$\alpha = \frac{k}{\rho \cdot C} \quad (\text{II-134})$$

Physiquement, elle représente un débit de chaleur par conduction dans le solide par rapport à l'énergie emmagasinée dans celui-ci. Si l'on multiplie le numérateur et le dénominateur de (II-134) par :

$$T_f - T_{ref} = \Delta T \quad (\text{II-135})$$

il vient :

$$\alpha = \frac{k \cdot \Delta T}{\rho \cdot C \cdot \Delta T} \quad (\text{II-136})$$

Dans le cas d'un métal liquide à la température de fusion, l'énergie emmagasinée est :

$$\rho \cdot (C \cdot \Delta T + H) \quad (\text{II-137})$$

définie précédemment.

On peut définir une diffusivité pour le cas du changement de phases, en ajoutant au dénominateur de l'équation (II-134) la chaleur latente de fusion.

Ainsi, la diffusivité thermique équivalente pour la solidification est définie par :

$$\alpha' = \frac{k}{\rho \cdot (C + H/\Delta T)} \quad (\text{II-138})$$

Ceci équivaut à ajouter les inverses des deux nombres de Fourier Fo et Fos ; en effet :

$$\frac{1}{Fo_t} = \frac{1}{Fo} + \frac{1}{Fos} = \frac{X_s^2 \cdot \rho \cdot (C + H/\Delta T)}{t \cdot k} \quad (\text{II-139})$$

Ceci étant admis, nous pouvons combiner les nombres Fo , Fos , et Bi de façon à obtenir une variable sans dimension qui représente le temps :

$$Bi^2 \cdot Fo_t = \frac{h^2 \cdot \alpha' \cdot t}{k^2} = \tau \quad (\text{II-140})$$

Du point de vue des similitudes, ces deux paramètres sont importants car nous pouvons comparer la solidification d'un métal A sous les conditions de transfert de chaleur h_A avec celle d'un métal différent B solidifié avec des conditions h_B .

Les deux solidifications seront semblables si, d'après les lois de la similitude :

$$\tau_A = \tau_B \quad \text{et} \quad Bi \left. \frac{Fo}{Fos} \right|_A = Bi \left. \frac{Fo}{Fos} \right|_B \quad (\text{II-141})$$

II.14.2 - Modèle thermique de la solidification :

Pour modéliser le transfert de chaleur des microstructures dendritiques équiaxes de pièces moulées, Stefanescu (1990) avait incorporé la cinétique de solidification microscopique dans l'analyse du transfert de chaleur.

La vitesse de dégagement de chaleur latente de fusion est supposée proportionnelle à la vitesse de transformation de la fraction de solide dans le domaine pateux [Stefanescu (1990)] .

14.2.1 - Hypothèses de base :

Vu le grand nombre de paramètres intervenant dans la fusion puis la solidification de nos échantillons, il nous paraît logique, pour faciliter l'étude, de poser certaines hypothèses :

a/ On considère que l'écoulement de chaleur est unidirectionnel et que l'interface

solide-liquide est pratiquement plane.

b/ Il n'y a pas de surfusion. La température à l'interface solide-liquide est la température de fusion T_f ($T_f = c^{te}$).

c/ Le liquide est isothermique à la température T_f .

d/ La diffusivité du métal est indépendante de la température, elle est égale dans le liquide et le solide.

e/ Le coefficient de transfert thermique h entre le métal et le fluide de refroidissement est constant.

f/ On suppose de plus que l'échantillon est mince ce qui permet de négliger, en première approximation, le flux de chaleur latéral.

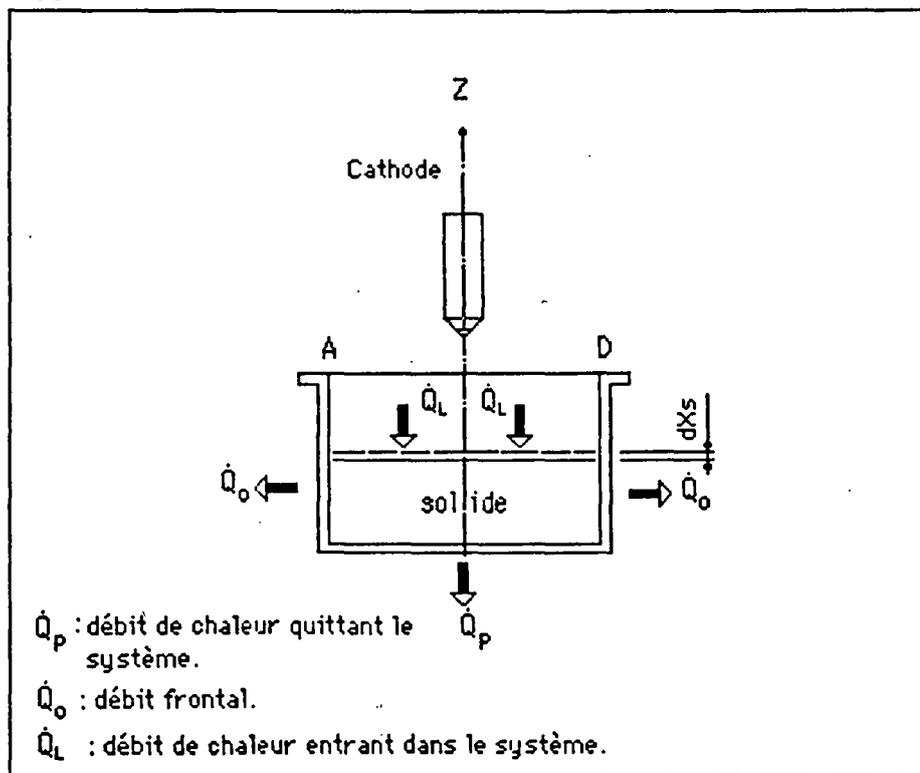


Figure II.27 : Répartition d'énergie en cours de solidification.

14.2.2 - Bilan énergétique :

On considère le bilan d'énergie calorifique du système formé par la paroi de refroidissement et l'interface solide-liquide ; comme l'interface solide-liquide se déplace et comme la matière traverse cette limite, le système est ouvert.

En tenant compte de ce qui précède, le bilan peut s'écrire :

$$\frac{du}{dt} = (\dot{Q}_p + \dot{Q}_0) - \dot{Q}_I \quad (\text{II-142})$$

où

$\frac{du}{dt}$ = variation de l'énergie interne du solide par unité de temps.

$(\dot{Q}_p + \dot{Q}_0)$ = énergie sous forme de chaleur quittant le système par unité de temps.

\dot{Q}_I = chaleur qui entre dans le système par unité de temps.

t = temps.

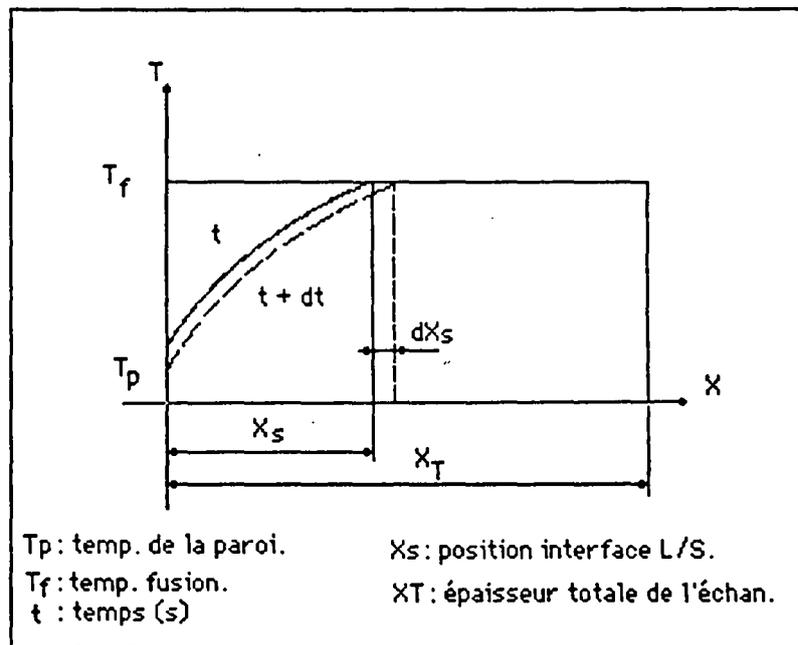


Figure II.28 : Solidification unidirectionnelle d'un échantillon rectangulaire.

La variation de l'énergie interne du solide est due à deux facteurs :

- le solide se refroidit, donc sa chaleur sensible diminue.
- il y a un apport de matière à la température de fusion et par conséquent son énergie augmente.

A un instant donné et avec les hypothèses précédentes, l'énergie interne par unité de volume du solide est donnée par :

$$u = C \cdot \rho \int_0^{X_s} [T(x,t) - T_w] dx \quad (\text{II-144})$$

où

C = chaleur spécifique.

ρ = masse volumique.

$T(x,t)$ = température au point x pour l'instant t .

T_w = température pour laquelle nous considérons que l'énergie du solide est nulle. A cette température le système ne peut plus céder de la chaleur au liquide de refroidissement.

Nous exprimons l'énergie interne par rapport à une température moyenne \bar{T} du solide, fonction du temps et définie comme suit :

$$\bar{T} = \frac{1}{X_s} \int_0^{X_s} T(x,t) dx \quad (\text{II-145})$$

L'équation (II-144) devient, compte tenu de la minceur de l'échantillon :

$$u = C \cdot \rho \cdot (\bar{T} - T_w) X_s \quad (\text{II-146})$$

On suppose que l'énergie quittant le système est égale au flux de chaleur traversant la surface de refroidissement :

$$(\dot{Q}_p + \dot{Q}_0) = h \cdot (T_p - T_w) \quad (\text{II-147})$$

où h = coeff. de transfert thermique entre le métal et le fluide.

T_p = température de la paroi du métal, fonction du temps.

T_w = température du fluide refroidisseur.

L'énergie qui entre dans le système par unité de surface peut être exprimée par :

$$\dot{Q}_L = H \cdot \rho \cdot \frac{dX_s}{dt} \quad (\text{II-148})$$

H = chaleur latente de fusion.

S'il y a une surchauffe ($\bar{T}_L > T_f$), nous pouvons considérer le supplément correspondant de chaleur sensible comme comprise dans la chaleur latente de fusion H de telle manière que :

$$H' = H + C \cdot (\bar{T}_L - T_f) \quad (\text{II-149})$$

où \bar{T}_L est la température moyenne du liquide et T_f la température de fusion.

On peut écrire le bilan suivant d'après (II-146) (II-147) et (II-148) :

$$C \cdot \rho \cdot \frac{d}{dt} [X_s \cdot (\bar{T} - T_w)] = h \cdot (T_p - T_w) - H \cdot \rho \cdot \frac{dX_s}{dt} \quad (\text{II-150})$$

Afin de simplifier (II-150), on considère les paramètres dimensionnels suivants :

$$\tau = \frac{h^2}{k^2} \cdot \alpha' \cdot t = Bi^2 \cdot Fo = \text{temps} \quad (\text{II-151})$$

$$T = \frac{C}{H}(\bar{T} - T_w) = \text{température moyenne.} \quad (\text{II-152})$$

$$T_p = \frac{C}{H}(T_p - T_w) = \text{température de la paroi.} \quad (\text{II-153})$$

$$Bi = \frac{h}{k} X_s = \text{épaisseur solidifiée.} \quad (\text{II-154})$$

$$\alpha' = \frac{k}{\rho \cdot [C + H/(T_f - T_w)]} = \text{diffusivité thermique.} \quad (\text{II-155})$$

où T_p est la température de la paroi, X_T la hauteur totale du lingot et X_s la position de l'interface solide-liquide.

En fonction de ces paramètres, l'équation (II.150) devient :

$$\frac{d(Bi \cdot T)}{d\tau} = T_p - \frac{dBi}{d\tau} \quad (\text{II-156})$$

Soit

$$(T + 1) \cdot \frac{dBi}{d\tau} + Bi \frac{dT}{d\tau} = T_p \quad (\text{II-157})$$

autrement,

$$\frac{d}{d\tau} [(T + 1) \cdot Bi] = T_p \quad (\text{II-158})$$

$$Bi = \frac{\int_0^{\tau} T_p d\tau}{T+1} \quad (\text{II-159})$$

Pour intégrer cette équation, il faut connaître T_p et T en fonction du temps τ .

14.2.3 - Hypothèses complémentaires.

Afin de trouver les fonctions $T_p(\tau)$; $T(\tau)$ nous posons les hypothèses suivantes :

i - La diffusivité thermique équivalente de solidification α' est définie par l'équation (II-155) soit :

$$\alpha' = \frac{k}{\rho \cdot (C + \frac{H}{\Delta T})} \quad (\text{II-160})$$

ii - La température de la paroi du métal T_p en fonction du temps peut être représentée par une équation de la forme :

$$\varphi(\tau) = \frac{T_p - T_w}{T_{p0} - T_w} = \exp \tau (1 - \text{erf } \tau^{1/2}) \quad (\text{II-161})$$

où erf est la fonction erreur connue :

$$\operatorname{erf}(y) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y \exp(-n^2) \, dn \quad (\text{II-162})$$

et l'indice zéro est référé à la valeur initiale.

iii - La température moyenne \bar{T} du solide peut être représentée par une expression de la forme :

$$\bar{T} = \frac{1}{2} (T_p + T_f) \quad (\text{II-163})$$

On considère T_p défini par l'équation (II-163).

L'hypothèse (i) a été justifiée au paragraphe (II.13.1) lors de la réduction de paramètre sans dimension.

L'hypothèse (ii) peut être justifiée par des résultats publiés par Carslaw-Jaeger [21], et Holman [50] qui, pour un solide refroidi par un fluide et dont le coefficient de transfert entre les deux est h , expriment la distribution de température dans le solide comme suit :

$$\frac{T(x,t) - T_w}{T_0 - T_w} = \operatorname{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha \cdot t}}\right) + \exp\left[\frac{h \cdot x}{\lambda} + \frac{h^2}{\lambda^2} \cdot \alpha \cdot t\right] \cdot \left\{1 - \operatorname{erf}\left[\frac{x}{2\sqrt{\alpha \cdot t}} + \left(\frac{h^2}{\lambda^2} \cdot \alpha \cdot t\right)^{1/2}\right]\right\} \quad (\text{II-165})$$

qu'on peut écrire :

$$\frac{T(x,t) - T_w}{T_0 - T_w} = \operatorname{erf}\left(\frac{Fo^{1/2}}{2}\right) + \exp[Bi + \tau] \cdot \left[1 - \operatorname{erf}\left(\frac{Fo^{1/2}}{2} + \tau^{1/2}\right)\right] \quad (\text{II-166})$$

avec T_0 = température initiale du solide.

Pour $x = 0$, $Bi = 0$ et l'équation (II-166) représente la température de la paroi.

Soit

$$\varphi(\tau) = \frac{T_p - T_w}{T_{p0} - T_w} = \exp \tau [1 - \operatorname{erf} \tau^{1/2}] \quad (\text{II-167})$$

où

$$\tau = \frac{h^2}{\lambda^2} \cdot \alpha \cdot t \quad (\text{II-168})$$

Pour le cas de la solidification, on remplace α par α' .

La figure (II.29) présente la fonction $\varphi(\tau)$ et les points expérimentaux en fonction du temps τ . Les valeurs de la fonction $\varphi(\tau)$ sont données dans le tableau (II.35). Les valeurs expérimentales suivent à peu près la courbe théorique. La fonction $\varphi(\tau)$ peut être une fonction de similitude ; si nous connaissons la température de la paroi en fonction du temps, nous pouvons connaître h à partir de la figure ou des tableaux.

L'hypothèse (iii) peut être justifiée comme suit :

La distribution de température dans le solide est donnée par l'expression (I-166) compte tenu de la modification de la diffusivité donnée par l'équation (II-138).

Les valeurs des températures moyennes pour les trois types de distributions calculées par :

$$\begin{aligned}\bar{T}_d &= \frac{1}{2} (T_p + T_f) \\ \bar{T}_p &= \frac{1}{3} \cdot T_p + \frac{2}{3} T_f \\ \bar{T}_m &= \frac{1}{X_s} \cdot \Sigma T \cdot \Delta X\end{aligned}\quad (\text{II-169})$$

permettent d'après les erreurs constatées d'adopter la valeur :

$$\bar{T} = \frac{1}{2} (T_p + T_f) \quad (\text{II-170})$$

Les indices signifient : d (droite), p (parabolique), m (mesuré).

La distribution linéaire pour le calcul de la température moyenne exprimée par (II-170) introduit une faible erreur par rapport aux valeurs expérimentales.

Afin d'exprimer \bar{T} en fonction du temps, nous posons en tenant compte des équations (II.161) et (II.170) :

$$\bar{T} = \frac{1}{2} [(T_{p0} - T_w) \cdot \varphi(\tau) + T_w + \frac{1}{2} T_f] \quad (\text{II-171})$$

Par conséquent, et d'après les définitions de T et T_p données par les équations (II-161) et (II-170), on a :

$$T = \frac{C}{H} \cdot \bar{T}(\tau) \quad (\text{II-172})$$

$$T_p = \frac{C}{H} \cdot (T_{p0} - T_w) \cdot \varphi(\tau) \quad (\text{II-173})$$

D'après ce qui précède et avec les hypothèses ci-dessus, nous pouvons exprimer la température de la paroi du lingot T_p et sa température moyenne \bar{T} comme fonctions du temps τ seulement. Les résultats expérimentaux laissent penser qu'il en est ainsi. Avec la connaissance des fonctions $T(\tau)$ et $T_p(\tau)$, l'équation du bilan énergétique peut être résolue directement.

14.2.4 - Epaisseur solidifiée X_s et fraction solidifiée f_s :

L'intégrale de T_p peut être écrite sous la forme :

$$\int_0^{\tau} T_p d\tau = T_{p0} \int_0^{\tau} \varphi(\tau) d\tau$$

$$T = T_{p0} \int_0^{\tau} \exp(\tau) \cdot [1 - \operatorname{erf}(\tau)^{1/2}] d\tau \quad (\text{II-174})$$

avec

$$T_{p0} = \frac{C}{H} (T_{pi} - T_w)$$

L'intégration de l'équation (II-174) par parties donne :

$$\begin{aligned} du &= \exp(\tau) d\tau & u &= \exp(\tau) \\ v &= 1 - \operatorname{erf}(\tau)^{1/2} & dv &= \frac{1}{\pi^{1/2}} \cdot \exp(-\tau) \cdot \tau^{-1/2} \end{aligned}$$

Rappelons que :

$$\operatorname{erf}(\tau)^{1/2} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\tau^{1/2}} \exp(-n^2) dn \quad (\text{II-175})$$

$$\frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{d}{d\tau} \int_0^{\tau^{1/2}} \exp(-n^2) dn = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \exp(-\tau) \cdot \frac{1}{2} \cdot (\tau)^{-1/2} \quad (\text{II-176})$$

donc :

$$\int_0^{\tau} \varphi(\tau) d\tau = \exp(\tau) \cdot [1 - \operatorname{erf}(\tau)^{1/2}] + \frac{1}{\pi^{1/2}} \int_0^{\tau} \exp(\tau) \cdot \exp(-\tau) \cdot (\tau)^{-1/2} d\tau$$

$$\int_0^{\tau} \Phi(\tau) d\tau = \varphi(\tau) + 2 \cdot \left(\frac{\tau}{\pi}\right)^{1/2} - 1 \quad (\text{II-177})$$

La substitution de (II-177) dans l'équation (II-178) :

$$Bi = \frac{\int_0^{\tau} T_p d\tau}{T_{p+1}} \quad (\text{II-178})$$

nous ramène à la solution pour l'épaisseur solidifiée sans dimension :

$$Bi = \frac{T_{p0}}{T_{p+1}} \left[\varphi(\tau) + 2 \left(\frac{\tau}{\pi}\right)^{1/2} - 1 \right] \quad (\text{II-179})$$

On peut écrire le nombre de Biot d'une autre façon, en effet :

$$Bi = \frac{h \cdot X_s}{k} = \frac{h \cdot X_T}{k} \cdot \frac{X_s}{X_T} = Bi_t \cdot f_s \quad (\text{II-180})$$

avec

X_T = épaisseur totale de l'échantillon.

f_s = fraction solidifiée.

Bi_t = nombre de Biot pour l'échantillon.

Finalement, la solution de l'équation (II-179) devient :

$$Bi_t \cdot f_s = \frac{T_{po}}{T+1} \left[\phi(\tau) + 2 \left(\frac{\tau}{\pi} \right)^{1/2} - 1 \right] \quad (\text{II-181})$$

Quand on maintient la température T_p de la paroi constante, la fonction :

$$\phi(\tau) = \frac{T_p - T_w}{T_{pi} - T_w} \quad (\text{II-182})$$

prend une valeur constante et par conséquent l'équation (II-181) se réduit à :

$$Bi_t \cdot f_s = K_1 \cdot \tau^{1/2}$$

donc :

$$X_s = C_1 \cdot t^{1/2} \quad (\text{II-183})$$

où K_1 et C_1 sont des constantes.

L'équation (II-183) est la solution classique de Neumann que nous retrouvons comme un cas particulier de l'équation (II-181).

14.2.5 - Vitesse de solidification .

On tire directement de l'équation (II-157) la vitesse de solidification sans dimension :

$$\frac{dBi}{d\tau} = \frac{T_p - Bi \frac{dT}{d\tau}}{T + 1} \quad (\text{II-184})$$

La vitesse avec dimensions est donnée par :

$$V = \frac{dX_s}{dt} = \frac{h}{k} \cdot \alpha' \cdot \frac{dBi}{d\tau} \quad (\text{II-185})$$

On voit d'après l'équation sans dimension (II-185) que plus grand est le transfert thermique exprimé par h , plus grande est la vitesse de solidification du matériau. Comme en principe la vitesse maximale V_0 de solidification doit se situer au début du processus, en examinant l'équation (II-184), lorsque le flux de chaleur est maximum, on doit avoir :

$$\frac{V_0 \cdot K}{h \cdot \alpha'} = \lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{dBi}{d\tau} = \lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{T_p - Bi \frac{dT}{d\tau}}{T + 1} \quad (\text{II-186})$$

$$\lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{dBi}{dt} = \lim_{\tau \rightarrow 0} \left(T_p - \frac{Bi}{T+1} \frac{dT}{d\tau} \right) \quad (\text{II-187})$$

en séparant les limites et d'après l'équation (II-184) :

$$\lim_{\tau \rightarrow 0} T = \frac{C}{H} \cdot \frac{1}{2} \cdot (T_{po} + T_f) = T_o \quad (\text{II-188})$$

d'où, d'après l'équation (II-173)

$$\lim_{\tau \rightarrow 0} T_p = \frac{C}{H} \cdot (T_{po} + T_w) = T_{po} \quad (\text{II-189})$$

D'après les équations (II-167) et (II-179) le produit $Bi \frac{dT}{d\tau}$ est égal à :

$$Bi \frac{dT}{d\tau} = \frac{T_p}{T+1} \cdot F(\tau) \cdot T_o \cdot \frac{d\varphi(\tau)}{d\tau} \quad (\text{II-190})$$

$$\text{où } F(\tau) = \varphi(\tau) + 2 \left(\frac{\tau}{\pi} \right)^{1/2} - 1$$

$$\text{et } \frac{d\varphi(\tau)}{d(\tau)} = \varphi(\tau) + (\tau \cdot \pi)^{-1/2}$$

donc :

$$\begin{aligned} F(\tau) \cdot \frac{d\varphi(\tau)}{d\tau} &= \varphi^2(\tau) + 2 \varphi(\tau) \cdot \left(\frac{\tau}{\pi} \right)^{1/2} - \varphi(\tau) - \varphi(\tau) \cdot (\tau \cdot \pi)^{-1/2} \\ &\quad - 2 \cdot \left(\frac{\tau}{\pi} \right)^{1/2} \cdot (\tau \cdot \pi)^{-1/2} - (\tau \cdot \pi)^{-1/2} \end{aligned} \quad (\text{II-191})$$

Lorsque t tend vers zéro $\varphi(\tau)$ tend vers 1, ce qui donne :

$$\lim_{\tau \rightarrow 0} F(\tau) \cdot \frac{d\varphi(\tau)}{d\tau} = -\frac{2}{\pi} \quad (\text{II-192})$$

La valeur de $\lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{dBi}{dt}$ devient :

$$\lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{dBi}{dt} = T_{po} \cdot \left[1 + \frac{2}{\pi \cdot (T_o + 1)^2} \right] \quad (\text{II-193})$$

d'où :

$$\frac{V_o \cdot K}{h \cdot \alpha'} = T_{po} \cdot \left[1 + \frac{2}{\pi \cdot (T_o + 1)^2} \right] \quad (\text{II-194})$$

où

$$T_{po} = \frac{C}{H} \cdot (T_{pi} - T_w)$$

$$T_o = \frac{C}{H} \cdot \frac{1}{2} (T_{po} + T_f)$$

On voit que la vitesse v_o prend une valeur finie, ce qui donne des résultats en contradiction avec certaines littératures qui prévoyaient des valeurs infinies.

14.2.6 - Temps de surchauffe du bain de fusion.

Il est très difficile de ne pas dépasser la température de fusion quand il s'agit d'une fusion non contrôlée, ce qui est le cas pour la fusion par le procédé TIG. La température du bain fondu passe au delà de la température de fusion, puis diminue progressivement pendant la solidification. La surchauffe est de $T_L - T_f$.

L'énergie interne, en forme de chaleur sensible, emmagasinée par le liquide, est exprimée par :

$$u = C \cdot \rho \cdot S \cdot \int_0^{X_T} [T_L(x,t) - T_f] dx \quad (\text{II-195})$$

où X_T est l'épaisseur du lingot et T_f la température de fusion.

S'il y a convection dans le liquide, nous pouvons considérer que sa température est homogène. Dans le cas contraire, nous prenons, comme pour le cas du solide, une température moyenne dans le liquide définie par :

$$\bar{T}_L = \frac{1}{X_T} \int_0^{X_T} T_L(x,t) dx \quad (\text{II-196})$$

où l'indice L se réfère au liquide.

On aura une faible erreur pour la température moyenne en considérant une approximation de la forme de l'équation (II-170). Avec cette hypothèse :

$$\bar{T}_L = \frac{1}{2} (T_{pL} + T_m) \quad (\text{II-197})$$

où T_m est la température maximale atteinte.

La variation par rapport au temps de l'énergie interne sera :

$$\frac{du}{dt} = C \cdot \rho \cdot S \cdot X_T \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{dT_{pL}}{dt} \quad (\text{II-198})$$

La chaleur retirée à l'interface métal-empreinte se traduit par un changement de l'énergie interne du liquide, donc :

$$h \cdot S \cdot (T_{pL} - T_w) = - \frac{du}{dt} \quad (\text{II-199})$$

Le signe moins vient du fait que du/dt est négatif.

La substitution de (II-198) dans (II-199), nous donne :

$$h \cdot S \cdot (T_{pL} - T_w) = - C \cdot \rho \cdot S \cdot X_T \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{dT_{pL}}{dt} \quad (\text{II-200})$$

ce qui entraîne :

$$t_f = -\frac{C \cdot \rho \cdot X_T}{2 \cdot h} \cdot \int_{T_c}^{T_f} \frac{dT_p}{T_p - T_w} \quad (\text{II-201})$$

Ici t_f représente le temps nécessaire pour que la température de la paroi s'abaisse jusqu'à T_f , température de fusion du métal. A ce moment, on peut considérer que la solidification démarre, en négligeant les pertes de chaleur dues au refroidissement de la surface libre. Dans ces conditions la solution est :

$$t_f = -\frac{C \cdot \rho \cdot X_T}{2 \cdot h} \cdot \ln \frac{T_m - T_w}{T_f - T_w} \quad (\text{II-202})$$

La variable temps à utiliser avec les équations des paragraphes précédents est par conséquent :

$$t = t_r - t_f \quad (\text{II-203})$$

où t_r est le temps mesuré à partir de l'arrêt de l'arc.

14.2.7 - Gradient de température à l'interface solide-liquide.

Sous l'hypothèse d'un liquide isotherme à la température de fusion T_f , un bilan thermique à l'interface solide-liquide donne le gradient dans le solide :

$$\frac{dT}{dX} = \frac{H \cdot \rho}{k} \cdot \frac{dX_s}{dt} \quad (\text{II-204})$$

S'il y a une surchauffe ($T_m - T_f$), où T_m est la moyenne des températures maximales atteintes, nous pouvons considérer, en première approximation que la chaleur sensible du liquide est comprise dans la chaleur latente :

$$H' = H + C \cdot (T_m - T_f) \quad (\text{II-205})$$

En exprimant le gradient en fonction de variables sans dimension :

$$\frac{dT_I}{dB_i} = \frac{\alpha'}{\alpha} \cdot \frac{dB_i}{d\tau} \quad (\text{II-206})$$

L'indice I est référé à l'interface solide-liquide, α est la diffusivité thermique du solide, α' est la diffusivité équivalente définie par l'équation (II-160) .

14.2.8 - Vitesse de refroidissement à l'interface solide-liquide.

La vitesse V et le gradient G connus, la vitesse de refroidissement V_r est obtenue par la relation :

$$V_r = \frac{dT}{dt} = \frac{dX}{dt} \cdot \frac{dT}{dX} \quad (\text{II-207})$$

pour l'interface solide-liquide et en fonction de paramètres sans dimension :

$$\frac{dT}{d\tau} = \frac{dBi}{d\tau} \cdot \frac{dT}{dBi} \quad (\text{II-208})$$

En tenant compte de (II-206), il vient :

$$\frac{dT}{d\tau} = \frac{\alpha'}{\alpha} \cdot \left(\frac{dBi}{d\tau}\right)^2 \quad (\text{II-209})$$

D'après les hypothèses énoncées précédemment, le métal se refroidit à l'interface proportionnellement au carré de la vitesse de solidification.

Métal	Eutectique Al-Al ₃ Ni	Acier M _n =0,21 C≤0,02	Plomb	Aluminium	Nickel
K [W/m.K]	232	29,3	34,5	237	64
ρ [kg/m ³]	2770	7860	11340	2720	8900
C [J/kg.K]	891	845	130	897	452
H [J/kg]	3,85.10 ⁵	2,71.10 ⁵	5,97.10 ⁵	3,85.10 ⁵	
T _f [°C]	640	1537	327,4	660	1453
T _{ébu} [°C]	2455	3070	1740	2480	3000
α' [m ² /s]	4,75.10 ⁻⁵	2,47.10 ⁻⁶	6,13.10 ⁻⁷	4,91.10 ⁻⁵	
X _s [mm]		0,11		0,34	
t [s]	138	156	202	155	
V _s [m/s]	5,8.10 ⁻⁴	9,26.10 ⁻⁴		3,37.10 ⁻⁴	

Tableau II.67: Caractéristiques thermophysiques des différents matériaux.

Gaz	Symbole	Masse atomique	Point d'ébullition	Densité kg/m ³	Conductibilité cal/cm.s.°c10 ⁻⁴	Chaleur massique
Hydrogène	H ₂	2,016	-252,8	0,089	0,150	6,90
Hélium	He	4,003	-268,9	0,178	0,123	5,00
Argon	A	39,99	-186,8	1,784	0,014	4,97

Du point de vue mathématique, ce cas est plus délicat vu la dépendance de la température en r et θ .

Dans ce qui suit, on propose un modèle de solidification simplifié qui permet de calculer la fraction solidifiée en fonction du temps.

15.1.1 - Bilan énergétique.

Sur la figure II.42, nous présentons le système sous une forme simplifiée. La température extérieure du moule varie très peu pendant la solidification, le bilan thermique pour la tranche circulaire d'épaisseur δ donne :

$$\frac{du}{dt} = \dot{Q}_s - \dot{Q}_I \quad (\text{II-210})$$

L'énergie interne pour cette tranche d'épaisseur δ , est :

$$u = \frac{1}{2} \cdot \pi \cdot \rho \cdot C \cdot (R_w^2 - r^2) \cdot (\bar{T} - T_w) \quad (\text{II-211})$$

L'énergie échangée à l'interface métal-moule peut s'écrire :

$$\dot{Q}_s = h \cdot \pi \cdot R_w \cdot (T_{pa} - T_{pm}) \quad (\text{II-212})$$

et celle échangée à l'interface solide-liquide :

$$\dot{Q}_I = - \pi \cdot r \cdot H \cdot \rho \cdot \frac{dr}{dt} \quad (\text{II-213})$$

que nous pouvons écrire :

$$\dot{Q}_I = - \frac{\pi}{2} \cdot r \cdot H \cdot \rho \cdot \frac{d}{dt} (R_w^2 - r^2) \quad (\text{II-214})$$

Le signe moins dans l'équation (II-214) vient du fait que le rapport dr/dt est négatif.

La fraction solidifiée peut s'écrire :

$$f_s = \left(1 - \frac{r^2}{R_w^2}\right) \quad (\text{II-215})$$

La substitution des équations (II-211), (II-212) et (II-214) dans l'équation (II-210), donne :

$$\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot C \cdot R_w^2 \cdot \frac{d}{dt} [f_s \cdot (\bar{T} - T_w)] = h \cdot R_w \cdot (T_{pa} - T_{pm}) - \frac{1}{2} \cdot H \cdot \rho \cdot R_w^2 \cdot \frac{df_s}{dt} \quad (\text{II-216})$$

ou encore ,

$$\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot C \cdot R_w^2 \cdot \frac{d}{dt} [f_s \cdot (\bar{T} - T_w)] + \frac{1}{2} \cdot H \cdot \rho \cdot R_w^2 \cdot \frac{df_s}{dt} = h \cdot R_w \cdot (T_{pa} - T_{pm})$$

$$\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot R_w^2 \cdot \frac{d}{dt} [f_s \cdot (C \cdot \Delta T + H)] = h \cdot R_w \cdot (T_{pa} - T_{pm}) \quad (\text{II-216'})$$

et en définitive :

$$\frac{d}{dt} [f_s \cdot (C \cdot \Delta T + H)] = \frac{2 \cdot h}{\rho \cdot R_w} (T_{pa} - T_{pm}) \quad (\text{II-217})$$

En effectuant le changement de variables :

$$\tau = \frac{h^2}{k^2} \cdot \alpha' \cdot t \quad (\text{II-218})$$

$$T = \frac{C}{H} \cdot \Delta T \quad (\text{II-219})$$

$$T_p = \frac{C}{H} \cdot (T_{pa} - T_{pm}) \quad (\text{II-220})$$

$$Bi_t = \frac{h}{K} \cdot R_w \quad (\text{II-221})$$

L'équation (II-217) se transforme en :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} [f_s \cdot (C \cdot \Delta T + H)] &= \frac{d}{dt} [f_s \cdot (\frac{C}{H} \cdot \Delta T + \frac{H}{H})] = \frac{d}{dt} [f_s \cdot (T + 1)] \\ &= \frac{2 \cdot \alpha}{\alpha' \cdot Bi_t} (T_{pa} - T_{pm}) \end{aligned} \quad (\text{II-222})$$

où

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{k}{\rho \cdot C} \\ \alpha' &= \frac{k}{\rho \cdot (C + \frac{H}{\Delta T})} \end{aligned} \quad (\text{II-223})$$

L'équation différentielle (II-222) est analogue à celle trouvée au paragraphe (13.2.2).

L'intégration de (II-222) nous donne f_s :

$$\begin{aligned} f_s \cdot (T + 1) &= \int_0^\tau \frac{2 \cdot \alpha}{\alpha' \cdot Bi_t} (T_{pa} - T_{pm}) d\tau \\ f_s &= \frac{2 \cdot \alpha}{\alpha' \cdot Bi_t} \cdot \frac{\int_0^\tau (T_{pa} - T_{pm}) d\tau}{T + 1} \end{aligned} \quad (\text{II-224})$$

La différence de température ($T_{pa} - T_{pm}$) est une fonction du temps, mais sa variation sera affectée par la nature du matériau et de l'empreinte.

On remarque que l'équation (II-182), décrivant la température de la paroi du lingot, ne sera plus applicable dans le cas où on n'a pas une température de référence.

15.1.2 - Hypothèses complémentaires :

Du point de vue mathématique, l'équation (II-224) est analogue à l'équation (II.159) du (13.2.3). Nous posons donc les hypothèses suivantes :

$$i - \int_0^{\tau} (T_{pa} - T_{pm}) d\tau = \int_0^{\tau} T_p d\tau \quad (II-225)$$

Ce qui veut dire que la différence de température ($T_{pa} - T_{pm}$) est fonction des caractéristiques de la calotte et du coefficient d'échange entre moule et matériau.

ii - La variable de temps τ' est prise maintenant comme le produit $Bi_t \cdot Fo_t$, où :

$$Bi_t = \frac{h \cdot R}{K} \quad (II-226)$$

$$Fo_t = \frac{\alpha' \cdot t}{R^2} \quad (II-227)$$

$$\tau' = Bi_t \cdot Fo_t \quad (II-228)$$

L'hypothèse (i) équivaut à représenter, par une fonction équivalente, la quantité de chaleur extraite de l'échantillon dans un temps τ donné et l'hypothèse (ii) prend en compte les dimensions du lingot.

Pour justifier ces deux hypothèses, nous procédons comme suit :

1 - Nous calculons avec les valeurs expérimentales de ($T_{pa} - T_{pm}$) une fonction de la forme :

$$\frac{\Delta T_p}{\Delta T_{po}} = \frac{T_{pa} - T_{pm}}{T_{pa}^0 - T_{pm}^0} \quad (II-229)$$

(l'indice zéro signifie la valeur initiale).

2 - Avec le coefficient d'échange h et le rayon R , nous pouvons calculer le produit $Bi_t \cdot Fo_t = \tau'$ pour chaque instant.

3 - De la courbe théorique, figure (II.43), on tire une valeur de $\phi(\tau)$ pour chaque τ' .

Nous présentons sur la figure (II.44) la comparaison entre $\Delta T_p / \Delta T_{po}$ et $\phi(\tau')$.

Nous remarquons que les points expérimentaux suivent la courbe théorique. On peut donc admettre que :

$$\frac{\Delta T_p}{\Delta T_{po}} = \phi(\tau') \quad (\text{II-230})$$

15.1.3 - Fraction solidifiée f_s :

La connaissance de la fonction $(T_{pa} - T_{pm})$ et son remplacement par $T_{po} \cdot \phi(\tau')$, dans l'équation (II-224) :

$$T_{pa} - T_{pm} = T_{po} \cdot \phi(\tau') \quad (\text{II-231})$$

permet l'intégration de l'équation de cette dernière.

Après intégration de l'équation précédente, on peut exprimer la fraction solidifiée comme :

$$\int_0^{\tau} \phi(\tau') d\tau' = \phi(\tau) + 2 \left(\frac{\tau}{\pi}\right)^{1/2} - 1 \quad (\text{II-232})$$

$$f_s = 2 \cdot \frac{\alpha}{\alpha'} \cdot \frac{T_{po}}{Bi_t} \cdot \frac{(\phi(\tau) + 2(\tau/\pi)^{1/2} - 1)}{T+1} \quad (\text{II-233})$$

Cette expression est analogue à celle obtenue dans le paragraphe précédent pour le cas d'un échantillon mince.

D'après ce bilan, la fraction solidifiée augmente de la même façon que pour le cas unidimensionnel. Néanmoins, il faut remarquer que, dans l'hypothèse d'un front solide-liquide "circulaire", l'épaisseur solidifiée $(R-r)$ n'a pas la même allure que la courbe de la fraction solidifiée et ceci à cause de la géométrie du lingot.

En effet on peut écrire :

$$\frac{r^2}{R^2} = 1 - f_s \quad (\text{II-234})$$

$$r = R \cdot \sqrt{1 - f_s} \quad (\text{II-235})$$

$$R - r = R(1 - \sqrt{1 - f_s}) \quad (\text{II-236})$$

Donc l'épaisseur de la couche solidifiée est fonction de la racine carrée de f_s .

15.1.4 - Vitesse de solidification V_s :

La vitesse de solidification V_s n'a pas la même allure que dans le cas unidirectionnel. La dérivée par rapport au temps de l'équation (II.222) donne :

$$\frac{df_s}{dt} = -\frac{1}{R^2} \cdot 2r \cdot \frac{dr}{dt} \quad (\text{II-237})$$

soit :

$$V_s = \frac{dr}{dt} = -\frac{R^2}{2r} \cdot \frac{df_s}{dt} \quad (\text{II-238})$$

En introduisant ($r = R(\sqrt{1 - f_s})$) ; il vient :

$$V_s = \frac{dr}{dt} = -\frac{R}{2(\sqrt{1 - f_s})} \cdot \frac{df_s}{dt} \quad (\text{II-239})$$

A partir de l'équation (II-224), on peut aussi écrire :

$$\frac{d}{dt} [f_s \cdot (T + 1)] = \frac{2 \cdot \alpha}{\alpha' \cdot Bi_t} (T_{pa} - T_{pm}) \quad (\text{II-240})$$

$$(T + 1) \frac{df_s}{dt'} + f_s \cdot \frac{d}{dt'} (T + 1) = \frac{2 \cdot \alpha}{\alpha' \cdot Bi_t} \cdot T_p$$

d'où la vitesse de la fraction solidifiée :

$$\frac{df_s}{dt'} = \frac{\frac{2 \cdot \alpha}{\alpha' \cdot Bi_t} \cdot T_p - f_s \cdot \frac{d}{dt'} (T + 1)}{(T + 1)} \quad (\text{II-241})$$

La vitesse de déplacement de l'interface solide-liquide peut être déduite de l'équation (II.236) :

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dt} &= R \cdot \frac{d}{dt} (1 - f_s)^{1/2} \\ \frac{dr}{dt} &= -\frac{R}{2} \cdot (1 - f_s)^{-1/2} \frac{df_s}{dt} \end{aligned} \quad (\text{II-242})$$

où le rapport $\frac{df_s}{dt}$ s'obtient par l'équation (II-241).

D'après l'équation de la vitesse de déplacement du front de solidification, on voit que lorsque f_s tend vers 1, c'est-à-dire lorsque la solidification est presque achevée, la vitesse de l'interface solide-liquide tend vers l'infini. Ceci, bien sûr, dans le cas d'un front parfaitement circulaire.

II.15.2 - Fusion par apport métallique.

Les modèles de germination suivie de croissance dendritique équiaxe ne sont pas applicables aux processus de solidification en cours de soudage à cause de la nature épitaxiale et compétitive de la croissance des cristaux dans le bain de fusion. Dans ce type de procédé, c'est la croissance de grains basaltiques qui est le processus

prédominant. Ainsi pour étudier la fraction solidifiée f_s pendant le soudage, il est nécessaire d'utiliser de nouvelles approches.

Ainsi d'après [Flemings ...(1974)], on peut relier explicitement la fraction solidifiée f_s à la composition observée à l'interface solide-liquide C_s , par l'équation de redistribution locale des solutés :

$$C_s = kC_0 \left[\frac{a}{k-1} + \left(1 - \frac{ak}{k-1}\right) (1 - f_s)^{(k-1)} \right] \quad (\text{II-243})$$

où k est un rapport de séparation ($= C_s/C_L$),

$$a \text{ est égal à } \frac{D_L \cdot G}{P \cdot m_L \cdot R \cdot C_0},$$

m_L est la pente de la courbe du liquidus dans le diagramme de phases,

R est la vitesse de croissance .

G le gradient de température à l'interface liquide-solide.

et D_L le coefficient de diffusion dans le liquide de l'alliage binaire Al-Ni .

($D_L = 3 \cdot 10^{-9}$ [m²/K] [Kurz W. et Fisher D.J.1986. Fundamentals of Solidification, Trans Tech Publications, Suisse, p.241.].

Dans une étude, Zhili F.(1994) prenait la limite supérieure de G dans le métal fondu égale à environ 500°C/cm ; ensuite $a = 10^{-3}$ valeur négligeable par rapport à l'unité, où on retrouve l'équation de Scheil :

$$C_s = k C_0 (1 - f_s)^{(k-1)} \quad (\text{II-244})$$

En utilisant le diagramme de phases, la composition C_s à l'interface solide-liquide peut être reliée à la température, en supposant qu'un équilibre local existe.

La vitesse de solidification sera exprimée par l'équation suivante :

$$\frac{\partial f_s}{\partial \tau} = \frac{\partial f_s}{\partial C_s} \frac{\partial C_s}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial \tau} \quad (\text{II-245})$$

Pour l'alliage Al-Ni, il y a une réaction eutectique terminale dans la plupart des conditions de solidification.[Aluminium standards and Data 1978, Metric SI, the Aluminium Association, pp 15-40.]. En supposant, en première approximation, que l'alliage utilisé répond aux caractéristiques suivantes :

- k , m_L et m_s sont constants.[Metal Handbook, 8th Edition, vol.6]

- conservation du liquidus et du liquidus réel [$T_L=911\text{K}$ et $T_s=775\text{K}$] [Aluminium standards and Data 1978, Metric SI, the Aluminium Association, pp 15-40], ceci conduit à un pseudo-diagramme de phases pour l'Al-Ni. Avec ces hypothèses, la vitesse de dégagement de chaleur latente de fusion pendant la solidification s'exprime finalement sous la forme suivante :

$$f_s = \frac{\int_0^{t_s} \dot{q} dt}{Q_s} \quad (\text{II-246})$$

$$\begin{aligned} \dot{q} &= Q_s \frac{\partial f_s}{\partial t} = Q_s \frac{\partial f_s}{\partial C_s} \frac{\partial C_s}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial t} \\ &= \frac{Q_s (kC_0)^{(1/1-k)}}{m_s(1-k)} \left[\frac{T-T_s}{m_s} + C_{se} \right]^{(2-k/k-1)} \frac{\partial T}{\partial t} \end{aligned} \quad (\text{II-247})$$

II.15.3 - Déformations mécaniques dues à la solidification.

Pendant le soudage des aciers alliés et non alliés, les fissures dites à chaud apparaissent dans la zone de liaison et dans la zone de surchauffe. Par la suite ces fissures se propagent dans les deux directions (longitudinale et transversale).

L'expérience montre que les fissures à chaud apparaissent facilement dans la zone affectée thermiquement pour n'importe quel type de soudage, si l'énergie introduite par unité de longueur est assez élevée et quand la profondeur est assez faible.

Mais le mécanisme d'apparition et de formation de microfissures reste pratiquement inconnu. Les fissures à chaud sont susceptibles d'apparaître au dessus de 200°C ; en dessous de cette limite d'autres types de fissures apparaissent.

Dans un article, Matsuda & al (1980) présentent une comparaison des prédictions de déformations transversales sur les bords de la soudure. Ces prédictions concordent quantitativement avec les données expérimentales aussi bien pour les tôles fissurées que non-fissurées [Matsuda F., Nakata K. et Harada S.1980.trans.JWRI, 9(2) pp 83-93.].

Chihoski & al (1979), dans une étude par éléments finis, montrent qu'il est possible de prédire la contraction de la zone de liaison au voisinage du bain de fusion observée sur de grandes tôles d'aluminium [Chihoski R.A. 1979. Welding Journal, 58(9), pp 263s-276s.] .

Johnson (1973), avec la méthode du moiré avait fait des essais de mesures sur le champ prédit pour les déformations maximales par cisaillement [Johnson L. 1973.Welding Journal (7) pp 298s-305s.].

Dans le passé, la force (contrainte) et la déformation totale ont été proposées comme paramètres déterminants pour représenter la force motrice de la fissuration à la solidification.

On appelle déformation totale d'un corps la somme des déformations élastiques, plastiques et thermiques. Toutefois, la déformation thermique ne provoque pas directement la fissuration si elle ne produit pas de déformation élastique et/ou plastique (et donc des contraintes) dans un corps. De toute évidence, la fissuration ne se produit pas dans ce cas, même si la contraction thermique peut atteindre plusieurs pourcentages après refroidissement.

Dans la pratique, on observe en effet que la fissuration peut se produire si la soudure est commencée sur le bord d'une tôle. Pour éviter ce problème, les soudeurs commencent toujours la soudure loin des bords.

A notre connaissance, aucun résultat de mesures expérimentales directes n'a été publié en ce qui concerne les évolutions des déformations locales dans l'intervalle de températures de solidification dans les conditions de soudage.

II.16 - Conclusion :

L'influence des paramètres adimensionnels, qui dépendent des propriétés physiques, sur les phénomènes convectifs, radiatifs et conductifs a été étudiée. On a donné à ces paramètres sans dimensions un ordre de grandeur correspondant à des cas typiques de fusion par le procédé TIG. L'étude conjuguée de l'influence de ces divers paramètres a permis de décrire les différents phénomènes physiques qui ont lieu au sein de la cavité. Les bilans énergétiques établis montrent effectivement que la perte d'énergie par la surface libre due aux phénomènes d'ébullition est considérable, c'est une fonction exponentielle. Les pertes conductifs et radiatifs sont moins importants.

Les courbes de refroidissement présentent ou non un palier de solidification caractéristique d'une transformation eutectique ou non eutectique.

L'analyse dimensionnelle des variables intervenant dans la solidification montre que trois paramètres sans dimension interviennent : le nombre de Biot (Bi), le nombre de Fourier (Fo) et le rapport Fos (nombre de Fourier pour la solidification). La combinaison de ces trois nombres aboutit à l'expression d'un temps sans dimension τ et d'une épaisseur solidifiée Bi . Un bilan énergétique dans le solide et trois hypothèses complémentaires (a/ Expression d'une diffusivité thermique équivalente pour la solidification, b/ une loi pour la température de la paroi T_p en fonction du temps, c/ une température moyenne du solide) nous ont permis d'établir un modèle relativement simple pour la solidification dans une empreinte refroidie. Ce modèle permet de calculer plusieurs paramètres thermiques de la solidification : l'épaisseur solidifiée, la vitesse de solidification, le temps d'élimination de la surchauffe, la vitesse de refroidissement du liquide et le gradient thermique en fonction du temps (pourvu que l'on connaisse le coefficient de transfert thermique h entre le métal et le fluide de refroidissement).

D'après nos calculs, le coefficient h peut se déterminer par la mesure de la température de la paroi du métal en fonction du temps.

Le rapport de forme de la cavité joue un rôle non négligeable dans la structure de l'écoulement et des transferts thermiques. Pour une forme donnée de la cavité et pour un nombre de Prandtl fixe il existe un nombre de Reynolds critique qui définit un seuil entre deux différents régimes d'écoulements et de transferts thermiques. En dessous de ce seuil, les transferts thermiques sont essentiellement diffusifs. Par contre au dessus de ce seuil, la cavité est partagée en deux régions : l'une, voisine de l'axe de symétrie, où l'écoulement est visqueux et les transferts thermiques diffusifs et la seconde, voisine de la paroi de refroidissement, où le régime est dit de couche limite.

Pour des nombres de Reynolds compris entre 1500 et 15000, la présence d'une couche limite est évidente. Dans le bain fondu se forment deux cellules convectives principales (analogues des tourbillons dans la mécanique des fluides). Elles sont situées au voisinage de l'intersection de la surface libre et de l'interface liquide-solide.

Le front de solidification peut être fortement perturbé ainsi que les isothermes qui se resserrent au voisinage de la surface libre. Le bain fondu se réduit considérablement de taille et devient visqueux dans sa partie aval. L'écoulement du métal liquide se développe à partir de la tension de cisaillement produite le long de la surface libre et se caractérise par la formation de deux cellules contrarotatives qui interviennent dans la répartition de la température au sein du bain fondu.

A la différence de quelques modèles précédents, le modèle établi dans cette étude laisse prévoir une vitesse initiale de solidification finie. La comparaison avec les résultats expérimentaux donne une très bonne approximation.

L'analyse du bilan thermique dans le cas de la solidification en calotte hémisphérique refroidie conduit à une expression de la fraction solidifiée (f_s).

L'équation différentielle issue de l'analyse précédente est résolue pour obtenir une expression de la fraction solidifiée (avec les hypothèses sur l'écart de la température entre lingot et calotte représenté comme fonction du temps et sur le temps exprimé par le produit $Bi_t.Fo_D$). Une comparaison des résultats avec l'expérience a été réalisée. Lorsque le coefficient d'échange h entre métal et calotte est relativement faible, la loi de type \sqrt{t} n'est pas applicable surtout pour les premiers instants de la solidification. Pour une valeur de $Bi_t.Fo/Fo_s$ supérieure à 1,3 cette relation peut être appliquée. La solidification peut être considérée comme achevée quand le produit $Bi_t.Fo$ est égal à l'unité. Les gradients de concentration et de température peuvent provoquer des instabilités de morphologie durant la solidification. Selon l'intensité du champ électromagnétique et la vitesse du front de solidification, les rejets d'impuretés constatés à la surface libre sont plus ou moins flagrants.

Chapitre III Modèle d'une cavité à section rectangulaire

III.1 - Introduction.

III.2 - Introduction à l'analyse multidimensionnelle.

III.2.1 - Équation de la chaleur.

III.2.2 - Modèle de transfert de chaleur.

III.3 - Etude thermique de conduction.

III.3.1 - Echantillon rectangulaire mince.

III.3.2 - Etude analytique d'une conduction simple.

III.3.3 - Approximation

CHAPITRE 3.

III.3.3.1 - Matériaux.

III. Etude d'une cavité rectangulaire

Champ de température

III.3.3.3 - 1

Modélisation

III.3.4 - Résolution exacte

III.4 - Résolution bidimensionnelle de la conduction.

III.4.1 - Source ponctuelle.

III.4.2 - Équation de la conduction.

III.4.3 - Source en déplacement.

III.5 - Répartition de la température en espace tridimensionnel.

III.5.1 - Source ponctuelle.

III.5.2 - Répartition spatiale de la température.

III.6 - Méthode de superposition.

III.7 - Conclusion.

Chapitre III. Modèle d'une cavité à section rectangulaire.

III.1 - Introduction.

III.2 - Introduction à l'analyse multidimensionnelle.

 III.2.1 - Equation de la chaleur.

 III.2.2 - Modèle de transfert de chaleur.

III.3 - Etude thermique de conduction.

 III.3.1 - Echantillon rectangulaire mince.

 III.3.2 - Etude analytique d'une conduction simple.

 III.3.3 - Approximation par différences finies.

 III.3.3.1 - Maillage.

 III.3.3.2 - Erreurs associées à l'approximation par différences finies.

 III.3.3.3 - Discrétisation des conditions aux limites.

 III.3.4 - Résolution numérique.

III.4 - Répartition bidimensionnelle de la température.

 III.4.1 - Source ponctuelle.

 III.4.2 - Equation de la conduction.

 III.4.3 - Source en déplacement.

III.5 - Répartition de la température en espace tridimensionnel.

 III.5.1 - Source ponctuelle.

 III.5.2 - Régime transitoire de la température.

III.6 - Méthode de superposition.

III.7 - Conclusion.

Chapitre III.

Modèle à cavité rectangulaire

III.1 - Introduction .

Dans la pratique du soudage pour la mise en œuvre des structures (aérospatiale, chantiers navales, appareils sous pression, techniques offshore, ...) les aspects de la métallurgie proprement dits sont mis en jeu : la fusion, le changement de phase, la solidification, la mise en forme et les traitements thermiques. L'influence conjuguée de tous ces paramètres intervenant en cours de soudage conditionne la fiabilité et la rigidité du produit fini. L'analyse des cycles thermiques qui génèrent une grande partie des contraintes et des déformations et leur variation en cours du temps constituent les éléments principaux de l'étude des phénomènes qui apparaissent durant le soudage.

Si les techniques de soudage sont particulièrement bien développées et maîtrisées, néanmoins certaines notions demeurent insuffisantes, en particulier la prévision et la connaissance des contraintes résiduelles ainsi que les déformations.

III.2 - Introduction à l'analyse multidimensionnelle.

III.2.1 - Equation de la chaleur.

Un matériau solide, non homogène, occupant, à l'instant t , un domaine Ω de l'espace euclidien \mathbb{R}^3 rapporté à un repère cartésien de coordonnées (x_1, x_2, x_3) , est au repos du point de vue mécanique, sa masse volumique ρ et sa chaleur spécifique c ne dépendent pas explicitement de t .

$$\rho = \rho(x_1, x_2, x_3)$$

$$c = c(x_1, x_2, x_3) \quad (\text{III-250})$$

où (x_1, x_2, x_3) sont les coordonnées d'une particule à l'instant t ; autrement dit :

$$x_i = x_i(X_1, X_2, X_3, t) \quad \in \Omega$$

avec

$$X_i = x_i(X_1, X_2, X_3, 0) \quad \in \Omega_0$$

La capacité calorifique de Ω :

$$Q(t) = \int_{\Omega} \rho \cdot c \cdot dx \quad (\text{III-251})$$

s'écrit aussi,

$$Q(t) = \int_{\Omega_0} \rho(x(X,t)) \cdot c(x(X,t)) \cdot J(X,t) \cdot dX \quad (\text{III-252})$$

où

$$J(X,t) = \text{Det} \left(\frac{\partial x_i}{\partial X_j} \right)$$

$$= \varepsilon_{ijk} \frac{\partial x_i}{\partial X_1} \frac{\partial x_j}{\partial X_2} \frac{\partial x_k}{\partial X_3}$$

Alors

$$\frac{dQ}{dt} = \int_{\Omega_0} \left(\left(\frac{\partial \rho}{\partial t} c + \rho \frac{\partial c}{\partial t} \right) J + \rho \cdot c \frac{\partial J}{\partial t} \right) dX \quad (\text{III-253})$$

Il en résulte que, si ce matériau reçoit, conduit et absorbe un certain flux de chaleur, sa puissance énergétique s'écrit :

$$Q = \int_{\Omega} \rho \cdot c \cdot dx_1 dx_2 dx_3 \quad (\text{III-254})$$

Comme la température de ce matériau et le vecteur flux de chaleur varient aussi en fonction du temps :

$$\begin{aligned} \theta &= \theta(x_1, x_2, x_3, t) \\ \vec{q} &= \vec{q}(x_1, x_2, x_3, t) \end{aligned}$$

Si la variation de la température au sein de ce matériau (fct du temps) est :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} \cdot dt \quad (\text{III-255})$$

Une telle variation de température nécessite un apport (ou retrait) d'une certaine quantité de chaleur dQ telque, par définition de la température absolue θ :

$$\frac{dQ}{dt} = \int_{\Omega} \rho \cdot c \cdot \frac{\partial \theta}{\partial t} d\Omega \quad (\text{III-256})$$

Cette quantité de chaleur dQ peut provenir d'une source thermique interne (dQ_g) ou de l'apport d'une source externe (dQ_s) à travers $\Sigma = \partial\Omega$. La quantité de chaleur est égale à la somme de ces deux dernières :

$$\begin{aligned} dQ &= dQ_g + dQ_s \\ &= dt \int_{\Omega} \rho \cdot c \cdot \frac{\partial \theta}{\partial t} d\Omega \end{aligned} \quad (\text{III-257})$$

L'énergie interne peut provenir de l'effet d'une source chimique, d'un passage de courant, etc...

Si on connaît la distribution de l'énergie interne, on peut connaître la quantité de chaleur dQ_g dégagée par unité de volume .

La quantité de la chaleur que peut recevoir le domaine Ω à travers sa surface Σ , ($\Sigma = \partial\Omega$) par unité de temps est :

$$\begin{aligned} dQ_s &= \int_{\Sigma} -\vec{q} \cdot \vec{n} d\Sigma = \int_{\Omega} -\text{div} \vec{q} \cdot dx_1 \cdot dx_2 \cdot dx_3 \\ &= - \int_{\Omega} \text{div} \vec{q} \cdot d\Omega \end{aligned} \quad (\text{III-258})$$

où

\vec{n} : représente la normale extérieure à $d\Omega$.

Dans le cas, où la quantité de chaleur qui pénètre Ω est plus importante que celle qui le quitte, l'intégrale devient négative, bien que la résultante des deux quantités de chaleur fasse augmenter la température de celui-ci. L'application du principe de la conservation d'énergie donne, $\forall V$ inclus dans Ω :

$$\int_V \rho \cdot c \cdot \frac{\partial \theta}{\partial t} dV = \int_V -\operatorname{div} \vec{q} \cdot dV + \int_V Q_g \cdot dV$$

$$\int_{\Omega} (\rho \cdot c \cdot \frac{\partial \theta}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{q} - Q_g) \cdot dV = 0 \quad (\text{III-259})$$

Donc l'intégrand est nul, soit :

$$\rho \cdot c \cdot \frac{\partial \theta}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{q} - Q_g = 0 \quad \text{dans } \Omega, \forall t \quad (\text{III-260})$$

Si l'on introduit une loi de comportement linéaire :

$$\vec{q} = -k \operatorname{grad} \theta, \text{ on peut écrire :}$$

$$\rho \cdot c \cdot \frac{\partial \theta}{\partial t} + \operatorname{div}(-k \operatorname{grad} \theta) - Q_g = 0 \quad (\text{III-261})$$

$$\rho \cdot c \cdot \frac{\partial \theta}{\partial t} = \operatorname{div}(k \cdot \operatorname{grad} \theta) + Q_g, \text{ c'est l'équation parabolique de la conduction de}$$

la chaleur.

Puisque la température est fonction de plusieurs variables indépendantes, le phénomène est décrit par des équations aux dérivées partielles.

Avec un bon choix des conditions aux limites et des conditions initiales, on peut déterminer en chaque point du domaine la température et sa variation au cours du temps, ainsi que le flux qui en découle.

Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, la température et sa variation au cours du temps constituent les éléments essentiels qui régissent les phénomènes de solidification.

III.2.2 - Modèle de transfert de chaleur .

Dans un premier temps le modèle a été développé pour des lignes de fusion à pleine pénétration sur les échantillons minces afin de simplifier l'étude et de la ramener à des problèmes transitoires de transfert de chaleur à deux dimensions.

D'autre part, le flux thermique provenant de la source est supposé avoir une distribution spatiale de profil gaussien symétrique radial (figure III.7) dans le plan de l'échantillon, mais uniformément réparti dans toute son épaisseur. Ainsi, toutes les conditions aux limites, c'est-à-dire la perte de chaleur à la surface libre et le flux thermique provenant de l'arc peuvent être incorporés à l'équation de diffusion en termes de dégagement ou perte de chaleur interne (flux thermique du corps), Q_g .

Le transfert de chaleur est supposé ne se faire que par conduction à l'intérieur du matériau, qui lui-même est supposé homogène et isotrope.

Sans perdre son caractère de généralité, le système de coordonnées est supposé fixe sur l'échantillon, l'axe des x étant le long de l'axe du cordon de fusion, et l'axe des y le long de la rive de l'échantillon. (figure III.2).

L'arc de soudage commence à $x = x_0$ et se déplace dans la direction positive le long de l'axe des x . Les pertes de chaleur par convection et par rayonnement à la surface libre supérieure de l'échantillon sont prises en considération dans l'étude.

Ce phénomène de transfert dans la masse a été modélisé sous forme de problème bidimensionnel de conduction de la chaleur.

La température au sein du matériau varie suivant trois directions (x, y, z) et le volume élémentaire aura pour dimension : dx, dy, dz .

Pour un système supposé thermodynamiquement fermé, le flux de chaleur traversant les frontières de ce système se fait par conduction et peut provenir d'un apport interne d'énergie.

Avec les hypothèses précédentes, le phénomène conductif peut être décrit par le principe de Fourier pour la conduction :

$$\begin{aligned} q_{x+dx/2} - q_{x-dx/2} &= \left(q_x + \frac{\partial q_x}{\partial x} \left(\frac{\partial x}{2} \right) \right) - \left(q_x + \frac{\partial q_x}{\partial x} \left(-\frac{\partial x}{2} \right) \right) = \frac{\partial q_x}{\partial x} dx \\ q_{y+dy/2} - q_{y-dy/2} &= \left(q_y + \frac{\partial q_y}{\partial y} \left(\frac{\partial y}{2} \right) \right) - \left(q_y + \frac{\partial q_y}{\partial y} \left(-\frac{\partial y}{2} \right) \right) = \frac{\partial q_y}{\partial y} dy \quad (\text{III-262}) \\ q_{z+dz/2} - q_{z-dz/2} &= \left(q_z + \frac{\partial q_z}{\partial z} \left(\frac{\partial z}{2} \right) \right) - \left(q_z + \frac{\partial q_z}{\partial z} \left(-\frac{\partial z}{2} \right) \right) = \frac{\partial q_z}{\partial z} dz \end{aligned}$$

D'après le principe de la conservation d'énergie, la variation de l'énergie du système est égale à la somme de l'énergie Q_g et Q_s quittant celui-ci :

$$\frac{du}{dt} = m.c \left(\frac{d\theta}{dt} \right) = \rho \cdot c \cdot \left(\frac{d\theta}{dt} \right) dV \quad (\text{III-263})$$

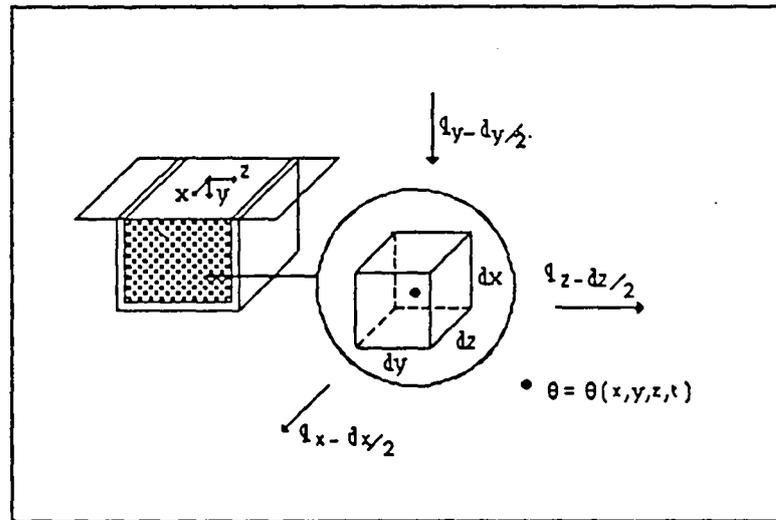


Figure III.1 : modèle à section rectangulaire.

Ainsi,

$$Q_g . dV = \frac{\partial q_x}{\partial x} dx + \frac{\partial q_y}{\partial y} dy + \frac{\partial q_z}{\partial z} dz + \rho . dV . c \left(\frac{d\theta}{dt} \right) \quad (\text{III-264})$$

d'après la loi de Fourier pour la conduction on a :

$$q_x = -\lambda A_x \left(\frac{d\theta}{dx} \right); \quad \text{où} \quad A_x = dy . dz \quad (\text{III-265})$$

de la même manière:

$$q_y = -\lambda A_y \left(\frac{d\theta}{dy} \right); \quad A_y = dz . dx \quad (\text{III-266})$$

$$q_z = -\lambda A_z \left(\frac{d\theta}{dz} \right); \quad A_z = dx . dy \quad (\text{III-267})$$

En substituant toutes ces quantités dans l'équation (III-264) on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{d\theta}{dx} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{d\theta}{dy} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{d\theta}{dz} \right) + q_v = \rho c \left(\frac{d\theta}{dt} \right) \quad (\text{III-268})$$

l'équation de la conduction dans le solide.

Puisque θ est fonction de (x, y, z, t) , l'équation précédente peut être écrite sous la forme d'une différentielle totale :

$$d\theta = \frac{\partial\theta}{\partial x} dx + \frac{\partial\theta}{\partial y} dy + \frac{\partial\theta}{\partial z} dz + \frac{\partial\theta}{\partial t} dt \quad (\text{III-269})$$

En posant :

$$u = \frac{dx}{dt}; v = \frac{dy}{dt}; w = \frac{dz}{dt}, \text{ l'équation (III-269) devient :}$$

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{\partial\theta}{\partial t} + u \frac{\partial\theta}{\partial x} + v \frac{\partial\theta}{\partial y} + w \frac{\partial\theta}{\partial z} \quad (\text{III-270})$$

L'élément choisi étant stable par rapport au système c'est à dire ($u = v = w = 0$), on a :

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{\partial\theta}{\partial t} \quad (\text{III-271})$$

Enfin l'équation différentielle (III-268) décrivant le phénomène devient :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial\theta}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial\theta}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial\theta}{\partial z} \right) + Q_g = \rho c \left(\frac{\partial\theta}{\partial t} \right) \quad (\text{III-272})$$

On voit que les termes convectifs et radiatifs ne figurent pas dans l'équation différentielle, mais apparaîtront dans les conditions aux limites.

III.3 - Etude thermique de conduction.

III.3.1 - Echantillon rectangulaire mince.

L'équation (III-272) représente la forme générale de l'équation de la conduction en tridimensionnel. En agissant sur certains termes, cette équation peut être applicable à plusieurs autres cas .

Cette équation peut s'écrire sous la forme :

$$\rho \cdot C \cdot \frac{\partial\theta}{\partial t} = Q_g + \lambda \left[\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\theta}{\partial z^2} \right] + \frac{\partial\lambda}{\partial\theta} \left[\left(\frac{\partial\theta}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial\theta}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial\theta}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (\text{III-273})$$

où ρ est la densité du milieu [g.cm^{-3}]

λ la conductivité thermique du milieu [$\text{W/m.}^\circ\text{C}$]

C la chaleur spécifique du domaine [cal.g^{-1}]

et Q_g la vitesse d'évolution de la température due à la chaleur fournie par unité de volume [$^\circ\text{C.s}^{-1}\text{cal.cm}^{-3}$].

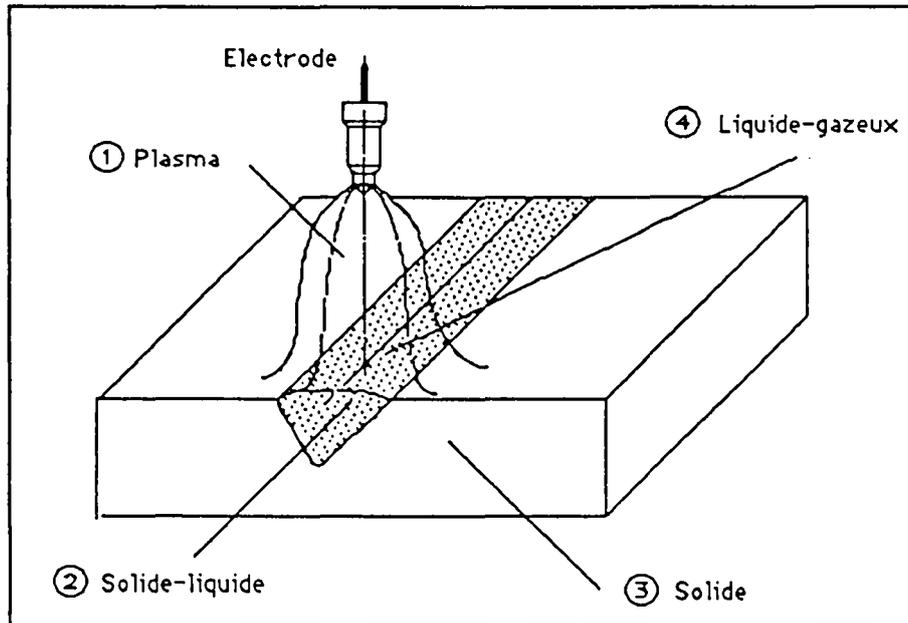


Figure III.2 : Echantillon et zone fondue .

Afin d'éviter les complications liées à la résolution d'une équation non linéaire (III-273), en premier lieu, on admet que les propriétés thermiques ne sont pas modifiées par la température, c'est à dire la valeur de la conductivité thermique λ ne change pas avec cette dernière : $\frac{\partial \lambda}{\partial \theta} = 0$.

L'équation (III-273) peut donc être ramenée à une équation différentielle linéaire :

$$\rho.c. \frac{\partial \theta}{\partial t} = Q_g + \lambda \left[\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \right] \quad (\text{III-274})$$

En l'absence d'une perte ou d'une production de chaleur dans l'élément considéré (c-à-d $Q_g = 0$) l'équation (III-274) devient :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = a \left[\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \right] \quad (\text{III-275})$$

où,

$$a = \frac{\lambda}{\rho.c} : \text{est la diffusivité thermique [cm}^2 \cdot \text{s}^{-1} \text{]}$$

Ce paramètre $\frac{\lambda}{\rho.c}$ représente le rapport de l'énergie conductive à la quantité d'énergie emmagasinée dans l'élément de volume. Autrement cette quantité peut être exprimée sous la forme : $\frac{\lambda.A.(\Delta T/l)}{\rho.c.V.\Delta T/l^2}$ (III-276)

où $l = V/A$.

Rosenthal (1946) dans son analyse avait fixé d'autres hypothèses en vue de simplifier l'étude. On peut citer : source ponctuelle, système infini, champ de température stationnaire et coefficients thermiques indépendants de la température.

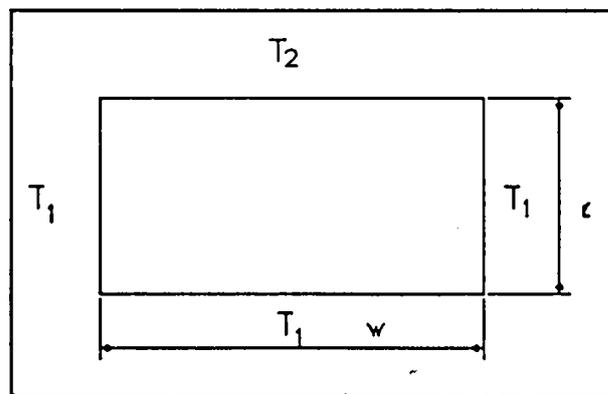


Figure III.3 : Modèle rectangulaire de conduction.

III.3.2 - Etude analytique d'une conduction simple.

La résolution des équations de la conduction consiste à trouver des solutions qui satisferont l'équation différentielle et les conditions aux limites.

En connaissant la distribution de la température et avec le principe de Fourier, on peut calculer le flux de chaleur qui circule dans le matériau.

Dans le cas bidirectionnel du champ de températures, le flux local de chaleur est représenté par la combinaison linéaire de deux vecteurs orthogonaux. Les termes constants sont exprimés par le gradient de température.

Le flux de chaleur est donné par :

$$q = -\lambda.A_x \cdot \frac{\partial \theta}{\partial x} - \lambda.A_y \cdot \frac{\partial \theta}{\partial y} \quad \text{(III-277)}$$

Dans le cas quasi-stationnaire et en supposant que notre matériau est homogène et que le système ne fournit aucune sorte d'énergie interne, le phénomène de transfert de chaleur est régi par l'équation de Laplace :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} = 0 & \text{(III-278)} \\ T_0 = \theta_0(x, y, 0) = q_{\max} \cdot \exp -k(x^2 + y^2) & \text{(III-279)} \end{cases}$$

Appliquée au domaine des figures III.3 et III.4, l'équation (III-278), avec les conditions aux limites imposées par l'expérience peut être résolue par séparation de variables.

Introduisons les paramètres adimensionnels suivants :

$$\theta = \frac{T - T_1}{T_2 - T_1} \quad \text{(III-280)}$$

$$\bar{X} = \frac{x}{\ell} \quad \text{(III-281)}$$

$$\bar{Y} = \frac{y}{\ell} \quad \text{(III-282)}$$

où T_0 , T_1 et ℓ sont respectivement les températures et une longueur de référence.

Ainsi les conditions aux limites deviennent :

$$\begin{aligned} \theta &= \theta_0 && \text{pour } x = 0 \\ \theta &= 0 && \text{pour } y = 0 \\ \theta &= 0 && \text{pour } x = w \\ \theta &= 1 && \text{pour } y = \ell \end{aligned} \quad \text{(III-283)}$$

Trois des quatre conditions aux limites sont homogènes, ce qui facilite la résolution analytique de l'équation (III-278). Dans ce cas de figure, la solution peut être donnée par la méthode de séparation des variables.

La solution de l'équation de Laplace peut être obtenue sous la forme d'un produit de deux fonctions, telque :

$$\theta(x, y) = X(x)Y(y) \quad \text{(III-284)}$$

dans l'équation donnée ; X ne dépendant que x , et Y ne dépendant que de y . La différentielle de (III-284) substituée dans (III-278) nous donne :

$$\frac{-1}{X} \frac{d^2 X}{dx^2} = \frac{1}{Y} \frac{d^2 Y}{dy^2} \quad \text{(III-285)}$$

Chaque membre doit être une constante, soit λ^2 . Pour éviter la trivialité cette constante doit être différente de zéro, les solutions des équations :

$$\frac{d^2X}{dx^2} + \lambda^2 X = 0 \quad (\text{III-286})$$

$$\frac{d^2Y}{dy^2} - \lambda^2 Y = 0 \quad (\text{III-287})$$

sont :

$$X = C_1 \cos \lambda x + C_2 \sin \lambda x \quad (\text{III-288})$$

$$Y = C_3 e^{-\lambda y} + C_4 e^{\lambda y} \quad (\text{III-289})$$

La substitution de (III-288) et (III-289) dans l'équation du produit (III-284) donne :

$$\theta(x,y) = (C_1 \cos \lambda x + C_2 \sin \lambda x) (C_3 e^{-\lambda y} + C_4 e^{\lambda y}) \quad (\text{III-290})$$

Les constantes d'intégration sont déterminées par la connaissance des conditions aux limites. La surface en $x = 0$ pour $0 < y < \ell$, la première condition donne $\theta(0,y) = 0$.

De l'équation (III-290) on a :

$$0 = C_1 (C_3 e^{-\lambda y} + C_4 e^{\lambda y}) \quad (\text{III-291})$$

Le choix de $C_3 = C_4 = 0$ conduit à une solution triviale, où $C_1 = 0$.

La seconde condition en $y=0$ pour $0 < x < w$ ramène l'équation $\theta(x,0) = 0$.

Ainsi, cette condition nous mène à :

$$0 = C_2 \sin \lambda x (C_3 + C_4) \quad (\text{III-292})$$

Cette équation est satisfaite pour $C_3 = -C_4$

La troisième condition en $x = w$, $0 < y < \ell$, donne $\theta(w,y) = 0$, et on obtient :

$$\begin{aligned} 0 &= C_2 \sin \lambda w (C_4 e^{-\lambda y} + C_4 e^{\lambda y}) \\ &= C_2 C_4 (e^{\lambda y} - e^{-\lambda y}) \sin \lambda w \end{aligned} \quad (\text{III-293})$$

Pour satisfaire cette équation, les valeurs de λ doivent vérifier $\sin \lambda w = 0$. Cette condition nous ramène à : $\lambda = n \pi / w$, $n = 1, 2, \dots$

En tenant compte de tout ce qui précède l'expression de $\theta(x,y)$ prend la forme :

$$\theta(x,y) = C_2 C_4 \sin \frac{n\pi x}{w} (e^{n\pi y/w} - e^{-n\pi y/w}) \quad n = 1, 2, \dots \quad (\text{III-294})$$

En introduisant $\text{sh } \lambda y = (e^{\lambda y} - e^{-\lambda y})/2$, l'équation précédente devient :

$$\theta(x,y) = 2C_2 C_4 \sin \frac{n\pi x}{w} \text{sh } \frac{n\pi y}{w} \quad n = 1, 2, \dots \quad (\text{III-295})$$

L'équation de Laplace étant linéaire, le principe de superposition donne la somme de n solutions sous la forme :

$$\theta(x,y) = \sum_{n=1}^{n=+\infty} C_n \sin \frac{n\pi x}{w} \operatorname{sh} \frac{n\pi y}{w} \quad (\text{III-296})$$

Dans l'équation (III-296) les constantes sont déterminées par la quatrième condition au bords pour $\theta(x, \ell) = 1.0$ en $y = \ell$, ce qui donne :

$$1.0 = \sum_{n=1}^{n=+\infty} C_n \sin \frac{n\pi x}{w} \operatorname{sh} \frac{n\pi \ell}{w} \quad (\text{III-297})$$

Les valeurs de C_n sont déterminées en comparant l'équation (III-297) avec les termes en séries de Fourier sur l'intervalle $0 \leq x \leq w$. Ce qui donne :

$$1.0 = \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{n=+\infty} \frac{(-1)^{n+1} + 1}{n} \operatorname{sh} \frac{n\pi x}{w} \quad (\text{III-298})$$

La comparaison des équations (III-297) et (III-298) permet de donner une expression correcte de C_n :

$$C_n = \frac{2}{\pi \operatorname{sh} (n\pi \ell / w)} \frac{(-1)^{n+1} + 1}{n} \quad n = 1, 2, \dots \quad (\text{III-299})$$

La solution finale de l'équation de la conduction bi-dimensionnelle en état stationnaire devient :

$$\theta(x,y) = \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{n=+\infty} \frac{(-1)^{n+1} + 1}{n} \operatorname{sh} \frac{n\pi x}{w} \frac{\operatorname{sh} (n\pi y / w)}{\operatorname{sh} (n\pi \ell / w)} \quad (\text{III-300})$$

III.3.3 - Approximation par différences finies .

3.3.1 - Maillage.

Dans les formulations différentielles, l'analyse par différences finies commence par la définition du modèle .

Vue la petite taille de nos échantillons, nous pouvons conduire notre étude à un problème plan. Le domaine rectangulaire Ω est formé d'une multitude de petits éléments. Nous choisissons évidemment les directions x et y parallèles aux côtés dudit rectangle. La différence entre l'étude analytique et l'étude numérique dépend

effectivement du choix du modèle. Et la précision des résultats dépend en effet des dimensions de l'élément de volume choisi.

Le maillage du modèle se fait par le traçage d'un réseau de droites parallèles à l'axe des x , équidistantes de pas k , ainsi qu'un réseau de droites parallèles à l'axe des y , équidistantes de pas h . Les intersections des deux réseaux donnent les points M_{ij} de coordonnées (ih, jk) ; i élément de X et j élément de Y . Ces points constituent l'ensemble $hZxkZ$, appelé maillage (ou grille).

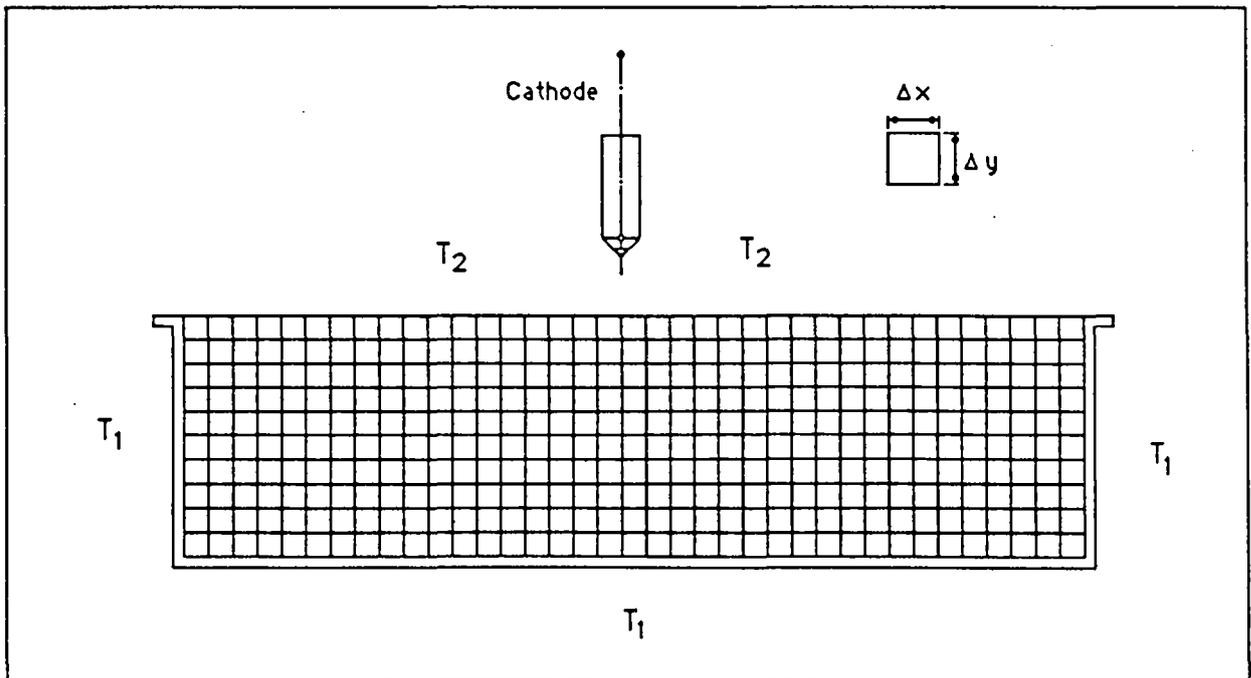


Figure III.4 : Domaine rectangulaire.

On suppose que la température est assignée à chaque noeud et que sa valeur est celle de l'élément entier. En premier lieu, on ne s'occupe que des noeuds intérieurs et nous appliquons le principe de la conservation de l'énergie à un élément de volume intérieur pour le cas stationnaire. Tout en supposant que le gradient de température entre deux noeuds est constant.

Pour calculer l'énergie dissipée à travers les frontières de cet élément on utilise la loi de Fourier pour la conduction.

L'énergie entre un noeud (i, j) et un noeud $(i, j-1)$ est égale à :

$$Q = \lambda \Delta y \frac{T_{i,j-1} - T_{i,j}}{\Delta x} \quad (III-301)$$

Le même principe peut être appliqué aux noeuds voisins. En tenant compte de l'énergie interne, on a :

$$\lambda \Delta y \frac{T_{i,j-1} - T_{i,j}}{\Delta x} + \lambda \Delta x \frac{T_{i-1,j} - T_{i,j}}{\Delta y} + \lambda \Delta y \frac{T_{i,j+1} - T_{i,j}}{\Delta x} + \lambda \Delta x \frac{T_{i+1,j} - T_{i,j}}{\Delta y} + Q_g \Delta x \Delta y = 0 \quad (\text{III-302})$$

Pour $\Delta x = \Delta y$, c-à-d $h = k$, l'expression précédente se ramène à :

$$T_{i,j-1} + T_{i-1,j} + T_{i,j+1} + T_{i+1,j} - 4T_{i,j} + \frac{Q_g (\overline{\Delta x})^2}{\lambda} = 0 \quad (\text{III-303})$$

Cette équation est applicable à tous les noeuds intérieurs. Par commodité nous reprenons la forme adimensionnelle de l'équation (III-303) telle que :

$$\theta_{i,j-1} + \theta_{i-1,j} + \theta_{i,j+1} + \theta_{i+1,j} - 4\theta_{i,j} + \frac{Q_g (\overline{\Delta x})^2}{\lambda(T_2 - T_1)} = 0 \quad (\text{III-304})$$

où $\theta = (T - T_1)/(T_2 - T_1)$

Le terme $\frac{Q_g (\overline{\Delta x})^2}{\lambda(T_2 - T_1)}$ représente l'énergie interne au domaine.

En posant : $\overline{\Delta x} = \frac{\Delta x}{l}$

et $N1 = Q_g l^2 / \lambda(T_2 - T_1)$, on obtient sous forme de produit : $\overline{\Delta x}^2 \cdot N1$

3.3.2 - Erreurs associées à l'approximation par différences finies.

L'erreur commise par cette approximation du champ des températures dépend des dimensions de l'élément d'étude choisi. Les résultats obtenus par le modèle des différences finies s'approchent des résultats obtenus par les équations différentielles quand $\Delta x \rightarrow 0$, et $\Delta y \rightarrow 0$. Le développement en séries de Taylor permet de déterminer l'erreur commise par la méthode des différences finies. Pour l'intervalle $\Delta x = x - x_{i,j}$, les termes d'ordre supérieurs dans les séries de Taylor sont pris en compte.

La variation de la température T dans la direction x au voisinage de $x_{i,j}$ est :

$$T = T_{i,j} + \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{i,j} (x - x_{i,j}) + \frac{1}{2!} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right)_{i,j} (x - x_{i,j})^2 +$$

$$+ \frac{1}{3!} \left(\frac{\partial^3 T}{\partial x^3} \right)_{i,j} (x - x_{i,j})^3 + \frac{1}{4!} \left(\frac{\partial^4 T}{\partial x^4} \right)_{i,j} (x - x_{i,j})^4 + \dots \quad (\text{III-305})$$

Pour $x = x_{i,j+1}$, la valeur de $x - x_{i,j} = \Delta x$, et on a :

$$\begin{aligned} T_{i,j+1} = & T_{i,j} + \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{i,j} \Delta x + \frac{1}{2!} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right)_{i,j} (\Delta x)^2 + \\ & + \frac{1}{3!} \left(\frac{\partial^3 T}{\partial x^3} \right)_{i,j} (\Delta x)^3 + \frac{1}{4!} \left(\frac{\partial^4 T}{\partial x^4} \right)_{i,j} (\Delta x)^4 + \dots \end{aligned} \quad (\text{III-306})$$

Pour $x = x_{i,j-1}$, la valeur de $x_{i,j-1} - x_{i,j} = -\Delta x$, et on a :

$$\begin{aligned} T_{i,j-1} = & T_{i,j} + \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{i,j} \Delta x + \frac{1}{2!} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right)_{i,j} (\Delta x)^2 \\ & - \frac{1}{3!} \left(\frac{\partial^3 T}{\partial x^3} \right)_{i,j} (\Delta x)^3 + \frac{1}{4!} \left(\frac{\partial^4 T}{\partial x^4} \right)_{i,j} (\Delta x)^4 - \dots \end{aligned} \quad (\text{III-307})$$

L'addition de (III-306) et (III-307) nous donne :

$$T_{i,j+1} + T_{i,j-1} = 2T_{i,j} + \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right)_{i,j} (\Delta x)^2 + \frac{1}{12} \left(\frac{\partial^4 T}{\partial x^4} \right)_{i,j} (\Delta x)^4 + \dots \quad (\text{III-308})$$

En négligeant les termes d'ordre quatre et plus dans l'équation (III-308), on obtient une approximation par différence centrale de la dérivée seconde :

$$\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right)_{i,j} = \frac{1}{(\Delta x)^2} (T_{i,j+1} - 2T_{i,j} + T_{i,j-1}) \quad (\text{III-309})$$

L'erreur de troncature est de l'ordre du dernier terme $(\Delta x)^4$.

En retirant l'équation (III-307) de l'équation (III-306) on obtient :

$$T_{i,j+1} - T_{i,j-1} = 2 \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{i,j} \Delta x + \frac{1}{3} \left(\frac{\partial^3 T}{\partial x^3} \right)_{i,j} (\Delta x)^3 + \dots \quad (\text{III-310})$$

De nouveau en négligeant les termes d'ordre trois et plus dans l'équation (III-310), on obtient une approximation par différence centrale de la dérivée première :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{i,j} = \frac{T_{i,j+1} - T_{i,j-1}}{2\Delta x} \quad (\text{III-311})$$

L'erreur de troncature introduite par les différences finies est de l'ordre de $(\Delta x)^3$. En réduisant les dimensions de l'élément choisi, on fait accroître la précision du calcul, mais d'un autre côté on fait augmenter le temps de calcul.

3.3.3 - Discretisation des conditions aux limites .

Quand il s'agit d'un nœud de surface, il faut tenir compte de l'énergie quittant le système et de l'énergie transmise à la surface par conduction.

Plusieurs possibilités de transmission d'énergie à travers la frontière sont à envisager (convection, rayonnement, ou leur combinaison). Pour obtenir les équations nodales d'un nœud de surface, on applique le principe de la conservation d'énergie à la surface en question. Examinons le cas d'un nœud de surface de la figure suivante :

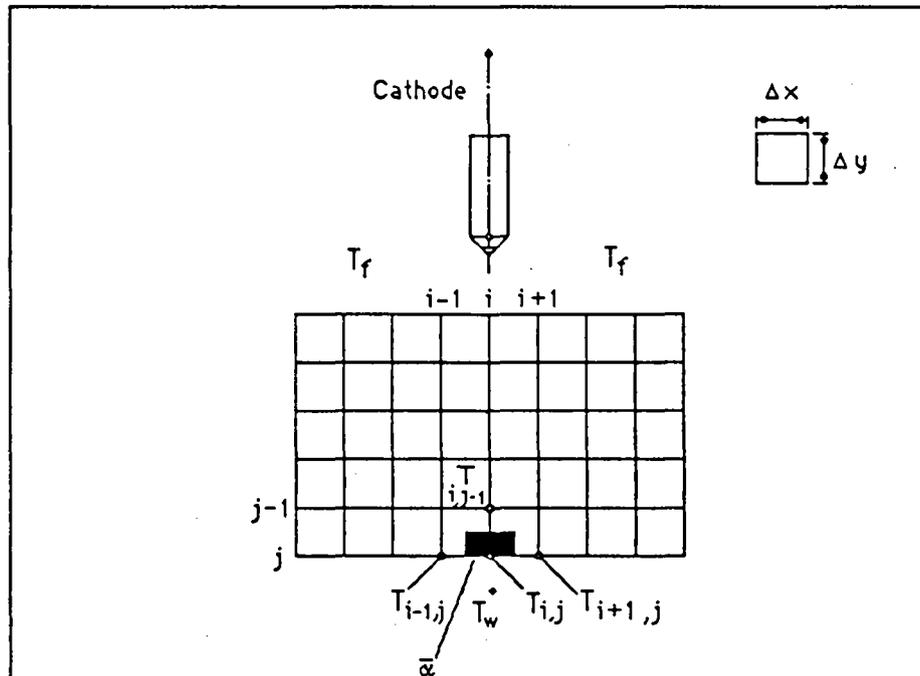


Figure III.6 : Maillage au niveau des nœuds de surface.

Le flux d'énergie traverse trois des quatre surfaces par conduction et la quatrième par convection et rayonnement.

Dans un état stationnaire en terme de chaleur, la somme des énergies émises par conduction, convection, et de l'énergie interne est égale à zéro.

$$\lambda \Delta y \frac{T_{i,j-1} - T_{i,j}}{\Delta x} + \lambda \frac{\Delta x}{2} \frac{T_{i-1,j} - T_{i,j}}{\Delta y} + \bar{\alpha} \Delta y (T_{\infty} - T_{i,j}) + \lambda \frac{\Delta x}{2} \frac{T_{i+1,j} - T_{i,j}}{\Delta y} + Q_s \frac{\Delta x}{2} \Delta y = 0 \quad (\text{III-312})$$

Pour $\Delta x = \Delta y$, l'équation précédente devient :

$$T_{i,j} = \frac{T_{i+1,j} + T_{i-1,j} + 2T_{i,j-1} + 2\bar{\alpha}\Delta x T_{\infty}/\lambda + Q_g (\Delta x)^2/\lambda}{4 + 2\bar{\alpha}\Delta x/\lambda} \quad (\text{III-313})$$

En l'absence de convection à la surface et sans énergie interne l'équation (III-313) devient :

$$T_{i,j} = \frac{T_{i+1,j} + T_{i-1,j} + 2T_{i,j-1}}{4} \quad (\text{III-314})$$

Dans un souci de généralisation des équations pour diverses données, l'équation (III-312) peut être écrite sous une forme adimensionnelle en prenant une température de référence T_w (température du fluide de refroidissement).

Introduisons $\theta = (T - T_w)/(T_f - T_w)$, l'équation (III-313) devient :

$$\theta_{i,j} = \frac{\theta_{i+1,j} + \theta_{i-1,j} + 2\theta_{i,j-1} + Q_g (\Delta x)^2/\lambda (T_f - T_w)}{4 + 2\bar{\alpha}\Delta x/\lambda} \quad (\text{III-315})$$

où T_f est la température à la surface libre. Le choix sur $(T_f - T_w)$ a été fait pour qu'en $x=0$, θ soit égal à 1.

En posant $\bar{\Delta x} = \Delta x/w$, l'équation (III-315) prend la forme :

$$\theta_{i,j} = \frac{\theta_{i+1,j} + \theta_{i-1,j} + 2\theta_{i,j-1} + (\bar{\Delta x})^2 N_1}{4 + 2 \bar{\Delta x} Bi} \quad (\text{III-316})$$

où $Bi = \bar{\alpha}l/\lambda$ est le nombre de Biot.

III.3.4 - Résolution numérique.

La solution d'un problème de conduction bidimensionnelle de chaleur dans un état stationnaire demande la connaissance de la température en chaque point de la grille. Ces valeurs doivent satisfaire chaque équation nodale.

L'équation adimensionnelle (III-316) appliquée à un noeud central (i,j) donne :

$$\theta_{i,j} = \frac{\theta_{i,j-1} + \theta_{i-1,j} + \theta_{i,j+1} + \theta_{i+1,j} + (\bar{\Delta x})^2 N_1}{4} \quad (\text{III-317})$$

où $\theta = (T - T_1)/(T_2 - T_1)$

Prenons la grille de l'échantillon de la figure III.6. En imposant sur Ω_1 une température T_2 égale à une constante. Les trois autres surfaces Ω_2 , Ω_3 et Ω_4 sont maintenues à la même température T_1 .

Les valeurs adimensionnelles des conditions aux limites sont données sur le modèle de la figure III.6 , par :

$$\theta_{\Omega_1} = \frac{T - T_1}{T_2 - T_1} = 1,0$$

et

$$\theta_{\Omega_2, \Omega_3} = \frac{T - T_1}{T_2 - T_1} = 0,0$$

(III-318)

Dans le calcul itératif, il faut spécifier quelques valeurs initiales estimées à partir des conditions aux limites.

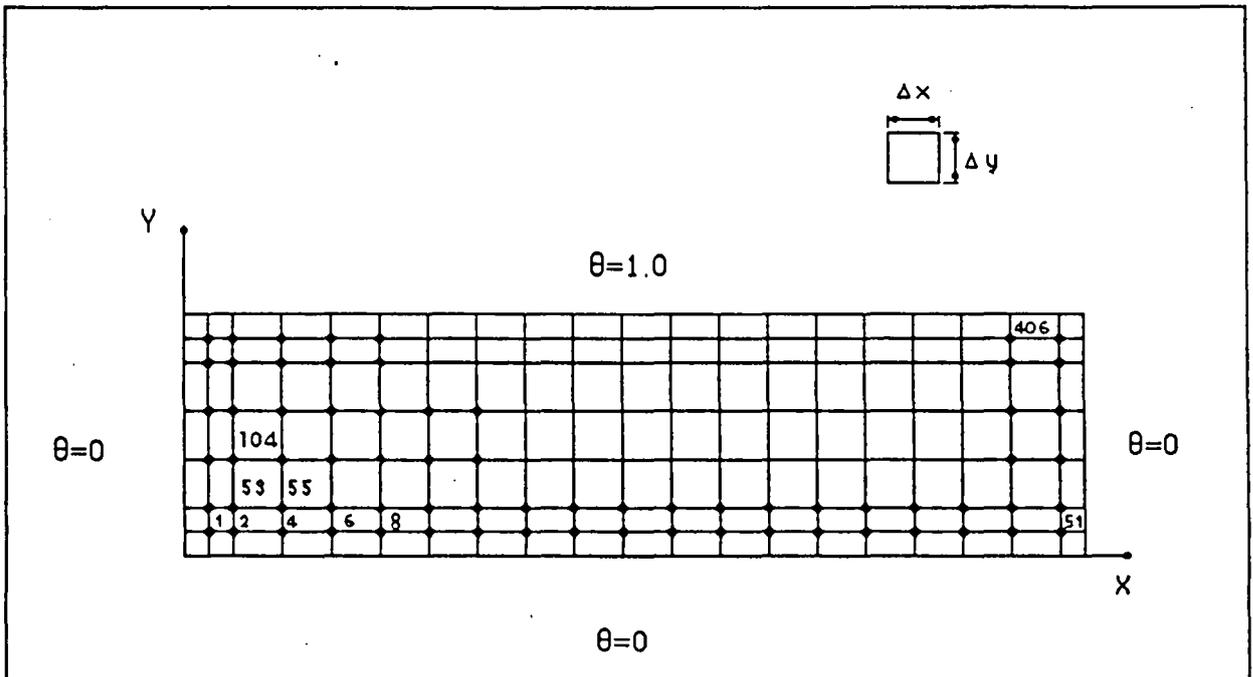


Figure III.6 : Maillage de l'échantillon.

Ainsi en parcourant la grille de gauche à droite et de bas en haut par des parallèles successives à l'axe des \bar{x} , il vient :

$$\begin{aligned} \xi_1 &= \theta_{1,1} & \xi_2 &= \theta_{2,1} & \dots & \xi_n &= \theta_{n,1} \\ \xi_{n+1} &= \theta_{1,2} & \xi_{n+2} &= \theta_{1,1} & \dots & \xi_{2n} &= \theta_{n,2} \\ & & \dots & \xi_{pn} &= & \theta_{n,p} \end{aligned}$$

Le domaine est $\Omega =]0, L[\times]0, w[$

Les pas $h = \frac{L}{n+1}$ et $k = \frac{w}{p+1}$

où n et p entiers.

Le système linéaire des équations, s'écrit :

$$AX = B \quad (III-319)$$

où X est la matrice colonne des (nxp) inconnues, A est une matrice (NxN) (N=nxp) traduisant l'équation de Laplace discrète et ne dépendant que de h et k, enfin, B une matrice-colonne faisant intervenir les données aux limites.

Comme seuls des points géométriquement voisins sont reliés par des équations discrètes, l'énorme matrice A est très "creuse", i.e comporte beaucoup de zéro.

De même, comme les équations correspondant à $1 < i < n$ et $1 < j < p$ sont homogènes, la matrice B est également très creuse.

Comme il est difficile de se représenter cette matrice A, nous avons choisi un maillage $n = 10$ et $p = 53$ noeuds, d'où $N = 530$, et A une matrice 10×53 , avec $\Delta x = \Delta y$. La longueur totale de la grille est égale à $L = 52\Delta y$ et sa largeur $w = 9\Delta x$.

Si $\bar{y} = \frac{Y}{L}$ et $\bar{x} = \frac{x}{w}$, alors $0 \leq \bar{y} \leq 1$ et $0 \leq \bar{x} \leq \frac{52}{9}$.

Le maillage dans le plan physique est donné par des points numérotés de 1 à 530 comme indiqué ci-dessus.

Le programme NGH06991.For (annexe III) permet de résoudre ce type de problème, c'est à dire il permet de donner la répartition de la température en chaque point de la grille. On fait intervenir des frontières adiabatiques, isothermes ou leur combinaison. Le nombre de Biot ou le nombre de Prandtl est introduit dans les conditions aux limites. L'effet de la source et l'effet de l'énergie interne avec une interface mobile sont pris en compte dans ce calcul.

Le tableau A.III.(annexe III) regroupe l'ensemble des paramètres utilisés dans ce programme. Les résultats numériques calculés pour différentes valeurs de $N1$, D , Bi , $I1$, $I2$, $T1$ et $T2$ sont donnés dans les tableaux de valeurs à la fin de ce rapport.

Les erreurs sur les résultats numériques comparés aux résultats analytiques donnés par l'équation (III-300) sont inférieures à deux pour cent.

Les profils de la température sont donnés sur les figures (III.8). Toutes ces courbes sont symétriques par rapport à l'axe $x =$.

III.4 - Répartition bidimensionnelle de la température .

L'étude précédente a été réalisée pour une source de chaleur immobile et uniformément répartie sur toute la surface libre de l'échantillon. Dans le cas présent nous adoptons une nouvelle approche pour résoudre le problème quand il s'agit de systèmes finis et de champs de température transitoires. Les phénomènes ainsi élaborés

sont traités par la méthode des superpositions. Cette méthode est inspirée de [Tikhonov A.N. and A.A.Samarski , 1963] et [Hildebrand F.B.,1956] .

III.4.1 - Source ponctuelle :

On suppose que la chaleur émise par la source est concentrée soit en un point (dans l'analyse tridimensionnelle), soit sur une ligne (dans l'analyse bidimensionnelle).

Bien que les études sur l'écoulement de la chaleur aient été élargies par divers chercheurs, toutes les études conduites concernaient l'état quasi-stationnaire. L'apport de chaleur q_v par unité de volume et de temps est fourni par une source supposée ponctuelle.

En appliquant le principe de la conservation d'énergie sur un élément de volume, l'équation de la conduction de la chaleur peut s'écrire suivant le principe de Fourier. Les équations écrites peuvent être résolues analytiquement ou numériquement. Quand il s'agit d'un domaine irrégulier, les méthodes numériques sont plus faciles à traiter.

Les travaux initiaux les plus importants ont été effectués par Rosenthal [120]. Ils consistent essentiellement en une analyse de la conduction thermique dans une tôle, avec une source de chaleur en déplacement.

III.4.2 - Equation de la conduction.

Dans le cas d'un échantillon mince, le champ de température peut être pris comme uniforme sur toute son épaisseur. En régime stationnaire, le problème de la conduction bidimensionnelle est un cas particulier de la conduction tridimensionnelle en régime transitoire.

Les pertes de chaleur à la surface libre se font par convection et par rayonnement. D'autre part, le flux thermique provenant de la source est supposé avoir une distribution spatiale de profil gaussien symétrique radial dans le plan de l'échantillon et uniformément réparti dans toute son épaisseur. Le déplacement de la source est uniforme.

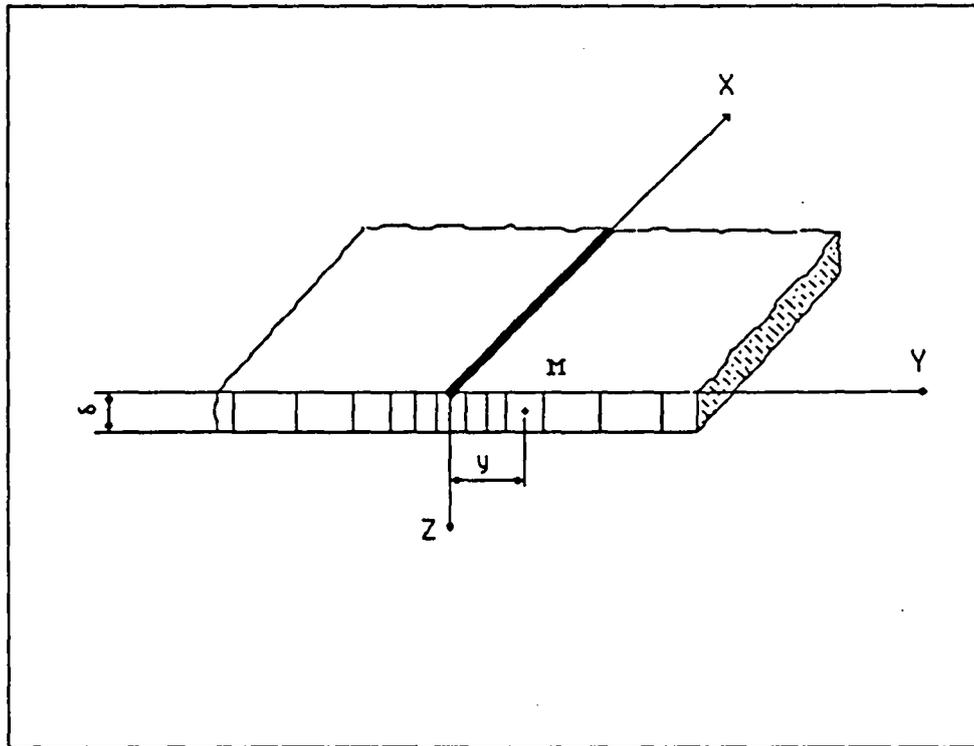


Figure III.9 : Echantillon mince et isothermes.

En appliquant le principe de la conservation d'énergie à un élément de volume, l'équation de la conduction de la chaleur peut s'écrire suivant le principe de Fourier.

III.4.3 - Source en déplacement.

L'équation fondamentale de la conduction thermique en espace bi-dimensionnel, s'obtient à partir de (III-275), en supposant une conduction nulle suivant z et un flux parallèle au plan xoy , θ sera indépendant de z et $\frac{\partial \theta}{\partial z}$ sera nul :

$$\frac{1}{a} \frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \quad (\text{III-321})$$

où θ : température d'un point $M(x,y)$ à un certains temps t . [°C]

t : temps écoulé depuis l'amorçage [sec]

a : coefficient de diffusivité thermique [cm^2/sec]

Dans l'équation précédente (III-321), le terme perte de chaleur par rayonnement et convection en cours de la fusion a été négligé.

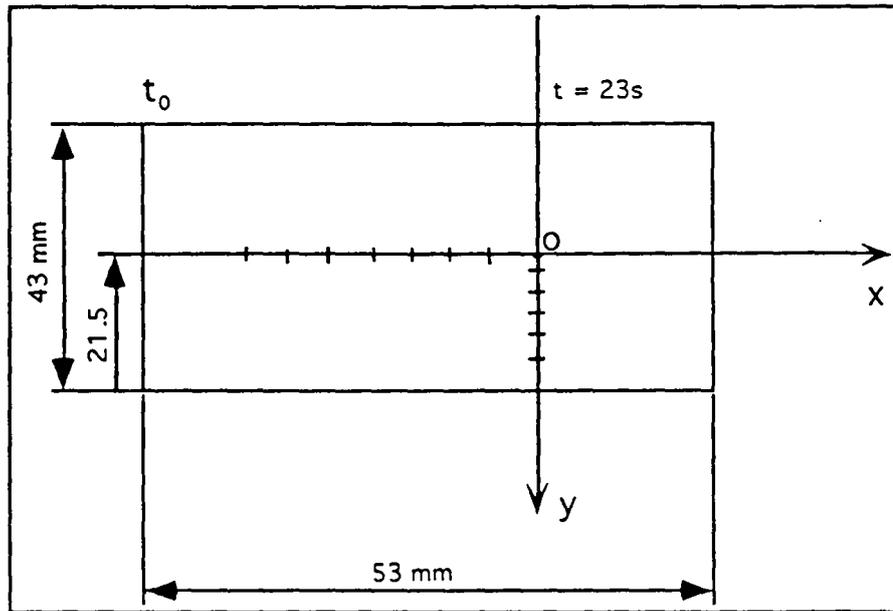


Figure III.10 : Vue de dessus d'un échantillon rectangulaire.

Comme il a été signalé au chapitre précédent qu'à la surface libre une bonne partie de l'énergie est perdue par convection due à l'écoulement des gaz de protection et l'autre par rayonnement d'où :

$$\frac{1}{a} \frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} - \frac{Q_g}{\rho \cdot c \cdot a} \quad (\text{III-322})$$

La loi de refroidissement de Newton nous permet d'introduire un terme α exprimé en $[\text{cal}/\text{cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot ^\circ\text{C}]$.

En tenant compte de l'échange thermique par convection et rayonnement par l'intermédiaire de ce coefficient, on obtient :

$$\frac{1}{a} \frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} - \frac{2\alpha}{\rho \cdot c \cdot a \cdot \delta} \cdot \theta \quad (\text{III-323})$$

On pose :

$$\frac{2\alpha}{\rho \cdot c \cdot \delta} = b; \quad a = \frac{\lambda}{\rho \cdot c}$$

où δ : l'épaisseur de l'échantillon [cm],

α : le coeff.de refroidissement de la loi de Newton. $[\text{cal}/\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot ^\circ\text{C}]$.

t : le temps (s)

c : la chaleur spécifique $(\text{cal}/\text{g} \cdot ^\circ\text{C})$

ρ : la densité du matériau (g/cm^3)

λ : le coefficient de conductivité thermique $(\text{cal}/\text{cm} \cdot ^\circ\text{C} \cdot \text{s})$

La température en un point quelconque du corps à un instant donné t , est $\theta(x,y,t)$ et sera solution de l'équation aux dérivées partielles (III-323). De plus cette fonction θ devra satisfaire à des conditions initiales et à des conditions aux limites qui réciproquement permettront de la déterminer complètement.

En prenant comme condition initiale la condition de la source équations (II.94) et (II.95), on peut écrire :

$$\begin{aligned}\theta_0(x,y,0) &= \frac{3Q_{\text{arc}}}{\pi r_{\eta}^2} \exp\left(-3\left(\frac{r}{r_{\eta}}\right)^2\right) \\ &= \frac{3Q_{\text{arc}}}{\pi r_{\eta}^2} \cdot \exp^{-kr^2} = q_{\text{max}} \cdot \exp^{-k(x^2+y^2)}\end{aligned}\quad (\text{III-324})$$

Pour ($r=0$), l'énergie maximale au centre de la colonne est égale à :

$$q = q_{\text{max}} = \frac{3Q_{\text{arc}}}{\pi r_{\eta}^2}$$

avec $Q_{\text{arc}} = K \cdot \eta \cdot U \cdot I$

où K : est une constante de conversion (0,237 à 0,240)

k : est le facteur de concentration de la source ($1/\text{cm}^2$).

x, y sont les coordonnées d'un point M à partir de la source.

q_{max} est la puissance maximale atteinte au centre de la source (cal/cm^2).

Par un changement de variable :

$$\theta = T \cdot \exp^{-bt}$$

L'équation (III-323) devient :

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \end{aligned} \right. \quad (\text{III-325})$$

$$\left\{ \begin{aligned} T_0 = \theta_0(x,y,0) &= \frac{3Q_{\text{arc}}}{\pi r_{\eta}^2} \exp\left(-\frac{3}{r_{\eta}^2} r^2\right) = q_{\text{max}} \cdot \exp^{-k(x^2+y^2)} \end{aligned} \right. \quad (\text{III-326})$$

La solution du système (III-325) avec la condition initiale (III-326) peut être exprimée par le produit de deux solutions monodimensionnelles .

L'équation différentielle de l'écoulement de chaleur en espace monodimensionnel a été déjà vue en supposant que l'écoulement est nul suivant y et z . C'est le problème de Cauchy "sans conditions aux limites" et elle s'exprime :

$$T = T(x,t); \quad x \in \mathbb{R}, \quad t > 0$$

$$\begin{cases} \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} & \text{(III-327)} \\ T_a(x,0) = \sqrt{\frac{3Q_{\text{arc}}}{\pi r_{\eta}^2}} \exp\left(-3\left(\frac{r}{r_{\eta}}\right)^2\right) = T_0(x) \\ \forall x \in \mathbb{R} & \text{(III-328)} \end{cases}$$

Pour résoudre (III-327) on peut effectuer une transformation de Fourier sur la variable (x) ; définie par :

$$\hat{T}(y,t) = \int_{-\infty}^{+\infty} T(x,t) \exp(-i2\pi yx) dx = \mathcal{F}(T(x,t)) \quad \text{(III-329)}$$

et la solution de l'équation (III-327) avec la condition initiale (III-328) peut être donnée sous la forme :

$$T_1(x,t) = T_0(x) \cdot \frac{1}{\sqrt{4a\pi t}} \cdot \exp\left(\frac{-x^2}{4at}\right) \quad \text{(III-330)}$$

$$\begin{aligned} T_1(x,t) &= \frac{1}{r_{\eta}} \sqrt{\frac{3Q_{\text{arc}}}{\pi}} \exp\left(-3\left(\frac{r}{r_{\eta}}\right)^2\right) \cdot \frac{1}{\sqrt{4a\pi t}} \cdot \exp\left(\frac{-x^2}{4at}\right) \\ &= \frac{1}{r_{\eta}} \sqrt{\frac{3Q_{\text{arc}}}{\pi}} \exp\left(\frac{-3}{r_{\eta}^2}(r)^2\right) \cdot \frac{1}{\sqrt{4a\pi t}} \cdot \exp\left(\frac{-x^2}{4at}\right) \end{aligned}$$

En se basant sur [7], la solution de l'équation (III-327) avec la condition initiale (III-328) peut être donnée par :

$$\begin{aligned} &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{r_{\eta}} \sqrt{\frac{3Q}{\pi}} \frac{1}{\sqrt{4a\pi t}} \cdot \exp\left[-\frac{3}{r_{\eta}^2}(r)^2 + \left(\frac{-(x-r)^2}{4at}\right)\right] dr \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sqrt{3Q}}{2\pi r_{\eta} \sqrt{at}} \exp\left(\frac{-3}{r_{\eta}^2}(r)^2\right) \cdot \exp\left(\frac{-(x-r)^2}{4at}\right) dr \quad \text{(III-330')} \end{aligned}$$

L'équation (III-330') devient :

$$T_1(x,t) = \frac{\sqrt{3Q}}{2\pi r_{\eta}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{at}} \exp\left(\frac{-3}{r_{\eta}^2}(r)^2\right) \cdot \exp\left(\frac{-(x-r)^2}{4at}\right) dr \quad \text{(III-331)}$$

Par un changement de variable :

$$r = x + 2\sqrt{at} \xi$$

$$dr = 0 + 2\sqrt{at} d\xi$$

L'équation (III-331) devient :

$$T_1(x,t) = \frac{\sqrt{3Q}}{2\pi r\eta} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{at}} \exp\left(-\frac{[x-(x+2\sqrt{at}\xi)]^2}{4at}\right) \cdot \exp\left[\frac{-3}{r_\eta^2} (x+2\sqrt{at}\xi)^2\right] 2\sqrt{at} d\xi \quad (\text{III-332})$$

$$T_1(x,t) = \frac{\sqrt{3Q}}{\pi r\eta} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sqrt{at}}{\sqrt{at}} \exp\left(-\frac{(-2\sqrt{at}\xi)^2}{4at}\right) \cdot \exp\left[\frac{-3}{r_\eta^2} (x^2+4x\sqrt{at}\xi+4at\xi^2)\right] d\xi$$

$$T_1(x,t) = \frac{\sqrt{3Q}}{\pi r\eta} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{4at\xi^2}{4at}\right) \exp\left[\frac{-3}{r_\eta^2} (x^2+4x\xi\sqrt{at}+4at\xi^2)\right] d\xi$$

$$T_1(x,t) = \frac{\sqrt{3Q}}{\pi r\eta} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{4at\xi^2}{4at}\right) \exp\left[\frac{-3}{r_\eta^2} x^2 + \left(\frac{-12x\sqrt{at}}{r_\eta^2}\xi\right) + \left(\frac{-12at}{r_\eta^2}\xi^2\right)\right] d\xi$$

$$T_1(x,t) = \frac{\sqrt{3Q}}{\pi r\eta} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\xi^2) \exp\left(-\frac{3}{r_\eta^2} (x^2+4x\xi\sqrt{at}+4at\xi^2)\right) d\xi$$

$$T_1(x,t) = \frac{\sqrt{3Q}}{\pi r\eta} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\xi^2) \exp\left(-\frac{3}{r_\eta^2} (x+2\sqrt{at}\xi)^2\right) d\xi \quad (\text{III-333})$$

De la même manière, on obtient pour le système suivant :

$$\begin{cases} \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \\ T_b(y,0) = \sqrt{\frac{3Q_{\text{arc}}}{\pi r_\eta^2}} \exp\left(-3\left(\frac{r}{r_\eta}\right)^2\right) = T_0(y) \\ \forall y \in \mathbb{R} \end{cases} \quad (\text{III-334})$$

La solution suivante :

$$T_2(y,t) = \frac{\sqrt{3Q}}{\pi r_\eta} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\xi^2) \exp\left[-\frac{3}{2} \frac{(y^2 + 4y \cdot \xi \sqrt{at} + 4at \cdot \xi^2)}{r_\eta}\right] d\xi$$

$$T_2(y,t) = \frac{\sqrt{3Q}}{\pi r_\eta} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\xi^2) \exp\left[-\frac{3}{2} (y + 2\sqrt{at} \xi)^2\right] d\xi \quad (\text{III-335})$$

La solution du système (III-325) (III-326) est donnée par le produit de deux solutions monodimensionnelles :

$$T_1(x,t) \text{ et } T_2(y,t)$$

avec une condition initiale :

$$T_0(x,y,0) = \frac{3Q}{\pi^2 r_\eta^2} \cdot \exp\left[-\frac{3}{2} (x^2 + y^2)\right] = T_a(x,0) \cdot T_b(y,0) \quad (\text{III-336})$$

On peut donc écrire :

$$T(x,y,t) = T_1(x,t) \cdot T_2(y,t)$$

$$T(x,y,t) = \frac{3Q}{\pi^2 r_\eta^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\xi^2) \exp\left[-\frac{3}{2} \frac{(x + 2\xi \sqrt{at})^2}{r_\eta}\right] d\xi \cdot$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\xi^2) \exp\left[-\frac{3}{2} \frac{(y + 2\xi \sqrt{at})^2}{r_\eta}\right] d\xi$$

$$= \frac{3Q}{\pi^2 r_\eta^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\xi^2) \exp\left[-\frac{3}{2} \frac{(x^2 + 4x \cdot \xi \sqrt{at} + 4at \cdot \xi^2)}{r_\eta}\right] d\xi \cdot$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\xi^2) \exp\left[-\frac{3}{2} \frac{(y^2 + 4y \cdot \xi \sqrt{at} + 4at \cdot \xi^2)}{r_\eta}\right] d\xi$$

$$= \frac{3Q}{\pi^2 r_\eta^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\xi^2) \cdot \exp\left(-\frac{3}{2} x^2\right) \cdot \exp\left(-\frac{3}{2} (4\xi x \sqrt{at})\right) \cdot \exp\left(-\frac{3}{2} (4at \xi^2)\right) d\xi \cdot$$

$$\begin{aligned}
& \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\xi^2) \cdot \exp\left(\frac{-3}{r_\eta} y^2\right) \cdot \exp\left(\frac{-3}{r_\eta} (4y\xi\sqrt{at})\right) \cdot \exp\left(\frac{-3}{r_\eta} (4at \cdot \xi^2)\right) d\xi \\
&= \frac{3Q}{\pi^2 r_\eta^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(\frac{-3}{r_\eta} x^2\right) \cdot \exp\left(\frac{-3}{r_\eta} (4\xi x\sqrt{at})\right) \cdot \exp\left(\frac{-3}{r_\eta} (4at \xi^2) + (-\xi^2)\right) d\xi \\
& \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(\frac{-3}{r_\eta} y^2\right) \cdot \exp\left(\frac{-3}{r_\eta} (4y\xi\sqrt{at})\right) \cdot \exp\left(\frac{-3}{r_\eta} (4at \cdot \xi^2) + (-\xi^2)\right) d\xi \\
&= \frac{3Q}{\pi^2 r_\eta^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(\frac{-3}{r_\eta} x^2\right) \exp\left(\frac{-12x\sqrt{at}}{r_\eta} \cdot \xi\right) \exp\left(\frac{-12at}{r_\eta} \cdot \xi^2 - 1\right) \xi^2 d\xi \\
& \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(\frac{-3}{r_\eta} (y^2)\right) \cdot \exp\left(\frac{-12y\sqrt{at}}{r_\eta} \cdot \xi\right) \cdot \exp\left(\frac{-12at}{r_\eta} \cdot \xi^2 + (-\xi^2)\right) d\xi \\
&= \frac{3Q}{\pi^2 r_\eta^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(\frac{-3}{r_\eta} x^2\right) \exp\left(\frac{-12x\sqrt{at}}{r_\eta} \cdot \xi\right) \exp\left[-\left(\frac{12at}{r_\eta} + 1\right)\xi^2\right] \xi^2 d\xi \\
& \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(\frac{-3}{r_\eta} (y^2)\right) \cdot \exp\left(\frac{-12y\sqrt{at}}{r_\eta} \cdot \xi\right) \cdot \exp\left[-\left(\frac{12at}{r_\eta} + 1\right)\xi^2\right] \xi^2 d\xi \\
&= \frac{3Q}{\pi^2 r_\eta^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(\frac{-3}{r_\eta} (x^2 + y^2)\right) \cdot \exp\left(\frac{-12x\sqrt{at}}{r_\eta} \cdot \xi\right) \cdot \exp\left[-\left(\frac{12at}{r_\eta} + 1\right)\xi^2\right] \xi^2 d\xi \\
& \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(\frac{-12y\sqrt{at}}{r_\eta} \cdot \xi\right) \cdot \exp\left[-\left(\frac{12at}{r_\eta} + 1\right)\xi^2\right] \xi^2 d\xi
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{3Q}{\pi^2 r_\eta^2} \exp\left(\frac{-3}{r_\eta}(x^2+y^2)\right) \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(\frac{-12x\sqrt{at}}{r_\eta}\xi\right) \cdot \exp\left(-\left(\frac{12at}{r_\eta^2}+1\right)\xi^2\right) d\xi \\
&\cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(\frac{-12y\sqrt{at}}{r_\eta}\xi\right) \cdot \exp\left(-\left(\frac{12at}{r_\eta^2}+1\right)\xi^2\right) d\xi. \\
&= \left[\frac{3Q}{\pi^2 r_\eta^2} \exp\left(\frac{-3}{r_\eta}(x^2+y^2)\right)\right] \cdot I(x) \cdot I(y) \tag{III-337}
\end{aligned}$$

Dans l'expression (III-337) on peut traiter $I(x)$ par :

$$I(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-Ax) \cdot \exp(-Bx^2) dx = \int_0^{+\infty} [\exp(-Ax) + \exp(Ax)] \cdot \exp(-Bx^2) dx$$

en posant : $A = \left(\frac{12x\sqrt{at}}{r_\eta}\right)$ et $B = \left(\frac{12at}{r_\eta^2}+1\right)$

$$\begin{aligned}
I(x) &= \int_0^{+\infty} \left[1 - Ax + \frac{(Ax)^2}{2!} - \frac{(Ax)^3}{3!} + \frac{(Ax)^4}{4!} - \dots + 1 + Ax + \frac{(Ax)^2}{2!} + \frac{(Ax)^3}{3!} + \frac{(Ax)^4}{4!} \right. \\
&\quad \left. + \dots\right] \exp(-Bx^2) dx. \\
&= \int_0^{+\infty} 2 \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{A^{2n}}{(2n)!} x^{2n} \exp(-Bx^2) dx \\
&= 2 \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{A^{2n}}{(2n)!} \int_0^{+\infty} x^{2n} \exp(-Bx^2) dx \\
&= 2 \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{A^{2n}}{(2n)!} \frac{1.3.5.7\dots(2n-1)}{2^{n+1} \cdot B^n} \sqrt{\frac{\pi r_\eta^2}{12at+r_\eta^2}} \\
&= 2 \sqrt{\frac{\pi r_\eta^2}{12at+r_\eta^2}} \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{A^{2n} \cdot 1.3.5.7\dots(2n-1)}{1.2.3.4.5\dots(2n-1)(2n)2^{n+1} \cdot B^n} \\
&= 2 \sqrt{\frac{\pi r_\eta^2}{12at+r_\eta^2}} \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{A^{2n}}{2.4.6\dots(2n)2^{n+1} \cdot B^n}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= 2 \sqrt{\frac{\pi r_\eta^2}{12at+r_\eta^2} \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{A^{2n}}{n! \cdot 2^n \cdot 2^{n+1} \cdot B^n}} \\
 &= \sqrt{\frac{\pi r_\eta^2}{12at+r_\eta^2} \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{A^{2n} \cdot 2}{n! \cdot 2^n \cdot 2^n \cdot 2 \cdot B^n}} \\
 &= \sqrt{\frac{\pi r_\eta^2}{12at+r_\eta^2} \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{A^{2n}}{4^n \cdot n! \cdot B^n}} \\
 &= \sqrt{\frac{\pi r_\eta^2}{12at+r_\eta^2} \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{A^{2n}}{(4B)^n n!}} \\
 I(x) &= \sqrt{\frac{\pi r_\eta^2}{12at+r_\eta^2} \cdot \exp \frac{A^2}{4B}} \tag{III-338}
 \end{aligned}$$

Par substitution dans l'équation (III-338) de $A = \left(\frac{12x\sqrt{at}}{r_\eta}\right)$ et $B = \left(\frac{12at}{r_\eta^2} + 1\right)$, précédemment

définis on obtient :

$$\begin{aligned}
 I(x) &= \sqrt{\frac{\pi r_\eta^2}{12at+r_\eta^2} \cdot \exp \left(\frac{\left(\frac{12x\sqrt{at}}{r_\eta}\right)^2}{4\left(\frac{12at}{r_\eta^2} + 1\right)} \right)} \\
 &= r_\eta \sqrt{\frac{\pi}{12at+r_\eta^2} \cdot \exp \frac{144x^2at}{r_\eta^4} \cdot \frac{r_\eta^2}{48at+4r_\eta^2}} \\
 &= r_\eta \sqrt{\frac{\pi}{12at+r_\eta^2} \cdot \exp \frac{144x^2at}{r_\eta^2(48at+4r_\eta^2)}} \tag{III-339}
 \end{aligned}$$

$$I(x) = r_\eta \sqrt{\frac{\pi}{12at+r_\eta^2} \cdot \exp \frac{36x^2at}{r_\eta^2(12at+r_\eta^2)}} \tag{III-340}$$

De la même manière on obtient l'intégrale en fonction de y :

$$\begin{aligned}
 I(y) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-Ay) \cdot \exp(-By^2) dy = \int_0^{+\infty} [\exp(-Ay) + \exp(Ay)] \cdot \exp(-By^2) dy \\
 &= \sqrt{\frac{\pi r_\eta^2}{12at + r_\eta^2}} \cdot \exp \frac{A^2}{4B} = r_\eta \sqrt{\frac{\pi}{12at + r_\eta^2}} \cdot \exp \frac{36y^2 at}{r_\eta^2 (12at + r_\eta^2)} \quad (\text{III-341})
 \end{aligned}$$



La substitution de I(x) et de I(y) dans (III-337) nous donne :

$$\begin{aligned}
 T(x,y,t) &= \left[\frac{3Q}{\pi^2 r_\eta^2} \exp\left(\frac{-3}{r_\eta^2}(x^2+y^2)\right) \right] r_\eta \sqrt{\frac{\pi}{12at+r_\eta^2}} \cdot \exp \frac{36x^2 at}{r_\eta^2 (12at+r_\eta^2)} r_\eta \sqrt{\frac{\pi}{12at+r_\eta^2}} \\
 &\quad \cdot \exp \frac{36y^2 at}{r_\eta^2 (12at+r_\eta^2)} \\
 &= \left[\frac{3Q}{\pi^2 r_\eta^2} \exp\left(\frac{-3}{r_\eta^2}(x^2+y^2)\right) \cdot r_\eta^2 \left(\frac{\pi}{12at+r_\eta^2}\right) \cdot \exp\left[\frac{36x^2 at}{r_\eta^2 (12at+r_\eta^2)} + \frac{36y^2 at}{r_\eta^2 (12at+r_\eta^2)}\right] \right] \\
 &= \frac{3Q}{\pi^2} \cdot \left(\frac{\pi}{12at+r_\eta^2}\right) \cdot \exp\left(\frac{36x^2 at + 36y^2 at}{r_\eta^2 (12at+r_\eta^2)}\right) \exp\left(\frac{-3}{r_\eta^2}(x^2+y^2)\right) \\
 &= \frac{3Q}{\pi (12at+r_\eta^2)} \cdot \exp\left[\frac{36at(x^2+y^2)}{r_\eta^2 (12at+r_\eta^2)} + \left(\frac{-3}{r_\eta^2}\right)(x^2+y^2)\right] \\
 &= \frac{3Q}{\pi (12at+r_\eta^2)} \cdot \exp\left[\frac{36at(x^2+y^2) + (-3)(x^2+y^2)(12at+r_\eta^2)}{r_\eta^2 (12at+r_\eta^2)}\right] \\
 &= \frac{3Q}{\pi (12at+r_\eta^2)} \cdot \exp\left[\frac{(x^2+y^2)(36at - 3(12at+r_\eta^2))}{r_\eta^2 (12at+r_\eta^2)}\right] \\
 &= " " \cdot \exp\left[\frac{(x^2+y^2)(-3r_\eta^2)}{r_\eta^2 (12at+r_\eta^2)}\right]
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= " " \cdot \exp \left[\frac{(x^2+y^2) (-3)}{12at+r_\eta^2} \right] \\
 &= " " \cdot \exp \left[\frac{-3(x^2+y^2)}{12at+r_\eta^2} \right] \\
 &= \frac{3Q}{\pi(12at+r_\eta^2)} \exp \left[\frac{-3(x^2+y^2)}{12at+r_\eta^2} \right] \quad (III-342)
 \end{aligned}$$

La substitution de (III-342) à l'équation ($\theta = T \cdot \exp^{-bt}$), donne :

$$\theta(x,y,t) = \frac{3Q}{\pi(12at+r_\eta^2)} \exp \left[\frac{-3(x^2+y^2)}{12at+r_\eta^2} \right] \exp(-bt) \quad (III-343)$$

La densité du flux (q_r [cal/cm².sec]) d'une source de chaleur dont la courbe est représentée par la loi de répartition des probabilités de Gauss peut être donnée par :

$$q_r = q_{\max} \cdot \exp -kr^2 = \frac{3Q_{\text{arc}}}{\pi r_\eta^2} \exp\left(\frac{-3}{r_\eta^2}\right)(r^2) \quad (III-344)$$

où k est le coefficient de concentration de la source de chaleur (1/cm²).

On estime la puissance de la source de chaleur Q (cal/sec) à :

$$Q_{\text{arc}} = K \cdot \eta \cdot U \cdot I \quad (III-345)$$

où K est une constante de conversion de l'énergie électrique à l'énergie calorifique (K varie de 0,390 à 0,40), η , U , I sont précédemment définis.

D'où la valeur maximale de q_{\max} :

$$q_{\max} = \frac{3Q_{\text{arc}}}{\pi r_\eta^2} = \frac{3K \cdot \eta \cdot U \cdot I}{\pi r_\eta^2} \quad (III-346)$$

Par substitution de (III-346) à (III-344) on obtient :

$$q_r = \frac{3K \cdot \eta \cdot U \cdot I}{\pi r_\eta^2} \cdot \exp -k(x^2+y^2) \quad (III-347)$$

Les valeurs atteintes de Q_{arc} et q_{\max} sont données dans le tableau suivant :

Echantillon	Q_{arc}	q_{\max}
hémisphère	363	240
mince	226	149
épaisse	309	204
éprouvette GWS	546	362

Tableau III.1- Valeurs énergétiques au niveau de la source et de la tâche anodique.

En prenant à l'origine de la fusion $t = 0$, la quantité de chaleur dégagée dans un intervalle de temps Δt est :

$$q|_{\Delta t} = q_r \cdot \Delta t \quad [\text{cal/cm}^2] \quad (\text{III-348})$$

En supposant que cette quantité de chaleur est donnée instantanément. La répartition initiale de la température $\theta_0(x,y,0)$, à $(t = 0)$ est calculée de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \theta_0 \cdot \rho \cdot C \cdot \delta \cdot dx \cdot dy &= q_r \cdot \Delta t \cdot dx \cdot dy = \frac{3Q_{\text{arc}}}{\pi r_\eta^2} \Delta t \cdot \exp -k(x^2+y^2) dx \cdot dy \\ \theta_0(x,y,0) &= \frac{3Q}{\pi \cdot r_\eta^2 \cdot \rho \cdot C \cdot \delta} \Delta t \cdot \exp \left(\frac{-3}{r_\eta^2} (x^2+y^2) \right) \end{aligned} \quad (\text{III-349})$$

En comparant (III-349) et (III-342) avec l'équation (III-343), nous pouvons exprimer la répartition de la température à un certain temps t (sec) en fonction de la quantité de chaleur $Q \cdot \Delta t|_{t=0}$ autour d'un point $M(0; 0)$ telque :

$$\theta_M(x,y,t) = \frac{3Q \cdot \Delta t}{\pi \cdot \rho \cdot C \cdot \delta (12at + r_\eta^2)} \cdot \exp(-bt) \cdot \exp\left(\frac{-3(x^2+y^2)}{12at + r_\eta^2}\right) \quad (\text{III-350})$$

Dans le prochain intervalle de temps Δt , la quantité de chaleur dégagée ($Q \cdot \Delta t$) autour d'un point $M_2(v\Delta t; 0); (x = v\Delta t; y = 0)$, où v est la vitesse de déplacement de l'arc suivant x .

La répartition de la température θ_M due à cette quantité de chaleur s'obtient en remplaçant t par $(t - \Delta t)$ et x par $(x - v\Delta t)$ à θ_M .

$$\begin{aligned} \theta_M(x,y,t) &= \frac{3Q \cdot \Delta t}{\pi \cdot \rho \cdot C \cdot \delta (12a(t - \Delta t) + r_\eta^2)} \cdot \exp(-b(t - \Delta t)) \\ &\cdot \exp\left[\frac{-3((x - v\Delta t)^2 + y^2)}{12a(t - \Delta t) + r_\eta^2}\right] \end{aligned} \quad (\text{III-351})$$

En général, la répartition de la température θ_{Mi} due à la quantité de chaleur du $i^{\text{ème}}$ intervalle du temps Δt est :

$$\begin{aligned} \theta_{Mi}(x,y,t) &= \frac{3Q \cdot \Delta t}{\pi \cdot \rho \cdot C \cdot \delta (12a(t - (i-1)\Delta t) + r_\eta^2)} \cdot \exp(-b(t - (i-1)\Delta t)) \\ &\cdot \exp\left[\frac{-3[(x - (i-1)v\Delta t)^2 + y^2]}{12a(t - (i-1)\Delta t) + r_\eta^2}\right] \end{aligned} \quad (\text{III-352})$$

La répartition de la température pendant la fusion est la somme des répartitions des températures dues à la quantité de chaleur dégagée dans chaque intervalle de temps.

Si on a n divisions du temps à partir de l'origine de la fusion, le champ des températures devient :

$$\begin{aligned}\theta_M(x,y,t) &= \sum_{i=1}^n \theta_{Mi} = \sum_{j=0}^{n-1} \theta_{Mj} \\ &= \sum_{j=0}^{n-1} \frac{3Q \cdot \Delta t}{\pi \cdot \rho \cdot c \cdot \delta (12a(t-j\Delta t) + r_\eta^2)} \cdot \exp[-b(t-j\Delta t)] \\ &\quad \cdot \exp\left[\frac{-3[(x-jv\Delta t)^2 + y^2]}{12a(t-j\Delta t) + r_\eta^2}\right]\end{aligned}\quad (III-353)$$

Quand Δt tend vers zéro, l'équation précédente devient :

$$\begin{aligned}\theta_M(x,y,t) &= \frac{3Q \cdot \Delta t}{\pi \cdot \rho \cdot c \cdot \delta} \int_0^t \frac{1}{(12a(t-j\Delta t) + r_\eta^2)} \cdot \exp[-b(t-j\Delta t)] \\ &\quad \cdot \exp\left[\frac{-3[(x-jv\Delta t)^2 + y^2]}{12a(t-j\Delta t) + r_\eta^2}\right] dt\end{aligned}\quad (III-354)$$

ou encore,

$$\begin{aligned}\theta_M(x,y,t) &= \frac{3Q}{\pi \cdot \rho \cdot c \cdot \delta} \int_0^t \frac{1}{(12a(t-\tau) + r_\eta^2)} \cdot \exp[-b(t-\tau)] \\ &\quad \cdot \exp\left[\frac{-3[(x-\tau v)^2 + y^2]}{12a(t-\tau) + r_\eta^2}\right] d\tau\end{aligned}\quad (III-355)$$

L'équation (III-355) exprime la répartition de la température transitoire pendant la fusion d'un échantillon mince. La source de chaleur de l'équation (III-344) est exprimée en coordonnées immobiles dont l'origine est le point d'amorçage de l'arc. Après un balayage total du matériau pour $t = t_w$, la répartition de la température s'obtient par intégration de l'équation précédente de $t = 0$ jusqu'à $t = t_w$.

En simplifiant l'expression de (III-355) comme suit :

$$\theta_M(x,y,t) = \frac{3Q}{\pi \cdot \rho \cdot c \cdot \delta} H_t(x,y,t) \quad (III-356)$$

où

$$H_t(x,y,t) = \int_0^{t_0} \frac{1}{(12a(t-\tau) + r_\eta^2)} \cdot \exp[-b(t-\tau)] \cdot \exp\left[\frac{-3[(x-\tau v)^2 + y^2]}{12a(t-\tau) + r_\eta^2}\right] d\tau$$

$$t_0 = \inf(t, t_w)$$

On arrive à l'état stationnaire quand (t tend vers l'infini). En outre si l'on suppose une source ponctuelle de chaleur [Rosenthal-Rykaline] et si le champ des températures est exprimé en coordonnées mobiles dont l'origine est fixée à la source mobile on retrouve la formule de Rosenthal.

Pour exprimer l'équation (III-355), en coordonnées mobiles, dont l'origine est fixée à la source de chaleur, nous remplaçons x par x + vt.

$$\theta_M(x,y,t) = \frac{3Q}{\pi \cdot \rho \cdot c \cdot \delta} \int_0^t \frac{1}{(12a(t-\tau) + r_\eta^2)} \cdot \exp[-b(t-\tau)] \cdot \exp\left[\frac{-3[((x+vt) - \tau v)^2 + y^2]}{12a(t-\tau) + r_\eta^2}\right] d\tau \quad (\text{III-357})$$

En faisant un changement de variable : $t - \tau = \omega$ et t tend vers l'infini, on arrive à l'état stationnaire :

$$\theta_M(x,y) = \frac{3Q}{\pi \cdot \rho \cdot c \cdot \delta} I_s(x,y) \quad (\text{III-358})$$

où

$$I_s(x,y) = \int_0^\infty \frac{1}{(12a(\omega) + r_\eta^2)} \cdot \exp[-b(\omega)] \cdot \exp\left[\frac{-3[(x+v\omega)^2 + y^2]}{12a(\omega) + r_\eta^2}\right] d\omega \quad (\text{III-359})$$

Si la source est supposée ponctuelle, le coefficient de concentration k tend vers l'infini, et en posant :

$$\frac{3Q}{\pi \cdot \rho \cdot c \cdot \delta} = B_M$$

on obtient :

$$\begin{aligned}
\theta_M(x,y) &= B_M \int_0^{\infty} \frac{1}{12a\omega} \cdot \exp[-b\omega] \cdot \exp\left[-\frac{3[(x+v\omega)^2+y^2]}{12a\omega}\right] d\omega \\
&= B_M \int_0^{\infty} \frac{1}{12a\omega} \exp\left[(-b\omega) - \frac{3((x+v\omega)^2+y^2)}{12a\omega}\right] d\omega \\
&= B_M \int_0^{\infty} \frac{1}{12a\omega} \exp\left[(-b\omega) - \frac{(3x^2+6xv\omega+3v^2\omega^2+3y^2)}{12a\omega}\right] d\omega \\
&= B_M \exp\left[\frac{-6xv\omega}{12a\omega}\right] \int_0^{\infty} \frac{1}{12a\omega} \exp\left[-b\omega - \frac{3v^2\omega^2}{12a\omega}\right] \exp\left(\frac{-3(x^2+y^2)}{12a\omega}\right) d\omega \\
&= B_M \exp\left[\frac{-xv}{2a}\right] \int_0^{\infty} \frac{1}{12a\omega} \exp\left[(-b\omega) - \frac{v^2\omega}{4a}\right] \exp\left(\frac{-(x^2+y^2)}{4a\omega}\right) d\omega \\
&= B_M \exp\left[\frac{-xv}{2a}\right] \int_0^{\infty} \frac{1}{12a\omega} \cdot \exp\left[-\left(b + \frac{v^2}{4a}\right)\omega\right] \exp\left(\frac{-(x^2+y^2)}{4a\omega}\right) d\omega
\end{aligned}$$

Soit l'expression :

$$\theta_M(x,y) = B_M \exp\left(\frac{-xv}{2a}\right) * J$$

où
$$J = \int_0^{\infty} \exp\left[-\left(b + \frac{v^2}{4a}\right)\omega - \frac{r^2}{4a\omega}\right] \frac{d\omega}{12a\omega}$$

Dans l'intégrale J on fait le changement de variable :

$\omega \rightarrow E$ tel que,

$$\text{Log } k\omega = E \text{ c'est-à-dire } dE = \frac{d\omega}{\omega}$$

et $\omega = \frac{e^E}{k}$ ($k > 0$ étant à définir)

J s'écrit alors,

$$J = \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[-\left(b + \frac{v^2}{4a}\right) \frac{e^E}{k} - \frac{r^2 k}{4a} e^{-E} \right] \frac{dE}{12a} = \int_{-\infty}^{\infty} e^{\varphi(E)} \frac{dE}{12a}$$

$$\text{où } \varphi(E) = \left(-b - \frac{v^2}{4a}\right) \left(\frac{\text{ch}E + \text{sh}E}{2k}\right) - \frac{r^2 k}{8a} (\text{ch}E - \text{sh}E)$$

sera paire en E si k est tel que le coefficient de shE soit nul c'est-à-dire tel que :

$$\left(-b - \frac{v^2}{4a}\right) \frac{1}{2k} + \frac{r^2 k}{8a} = 0$$

$$\text{soit } \frac{r^2 k^2}{4a} = b + \frac{v^2}{4a} \quad k^2 = (4ab + v^2) \frac{1}{x^2 + y^2}$$

$$k = \sqrt{(4ab + v^2)} \cdot \frac{1}{r}$$

k étant pris positif car a et b sont positifs par définition

Alors J s'écrit :

$$= \int_0^{\infty} \exp \left[-\frac{\sqrt{4ab+v^2}}{8a} \sqrt{x^2+y^2} \cdot \text{ch}E \right] \frac{dE}{6a}$$

d'où

$$\theta_M(x,y) = B_M \cdot \exp\left(\frac{-xv}{2a}\right) \int_0^{\infty} \exp \left[-\frac{\sqrt{4ab+v^2}}{8a} \sqrt{x^2+y^2} \cdot \text{ch}E \right] \frac{dE}{6a} \quad (\text{III-360})$$

L'équation (III-360) est identique à la formule de Rosenthal.

Les équations (III-358) et (III-360) diffèrent par le choix des hypothèses sur la source de chaleur. Dans l'équation (III-360) la source de chaleur est supposée ponctuelle. Ce qui donne une température infinie au point $M_0(x_0; y_0)$. Par contre l'équation (III-358) nous permet d'avoir une valeur assez correcte du champ des températures du bain de fusion et au niveau de la source.

III.5 - Répartition de la température en espace tridimensionnel.

III.5.1- Source ponctuelle .

Pour faire l'analyse de la distribution des températures en espace bidimensionnel, il a fallu supposer que la température suivant la direction z est constante.

Dans le cas d'un échantillon épais, la différence des températures des deux surfaces extrêmes est importante, ce qui conduit à une analyse tridimensionnelle.

Les coordonnées d'un point A de l'échantillon sont exprimées cette fois-ci en fonction de (x,y,z,t) autrement par $R = \sqrt{x^2+y^2+z^2}$.

L'équation différentielle de l'écoulement de chaleur en espace tridimensionnel est déjà vue.

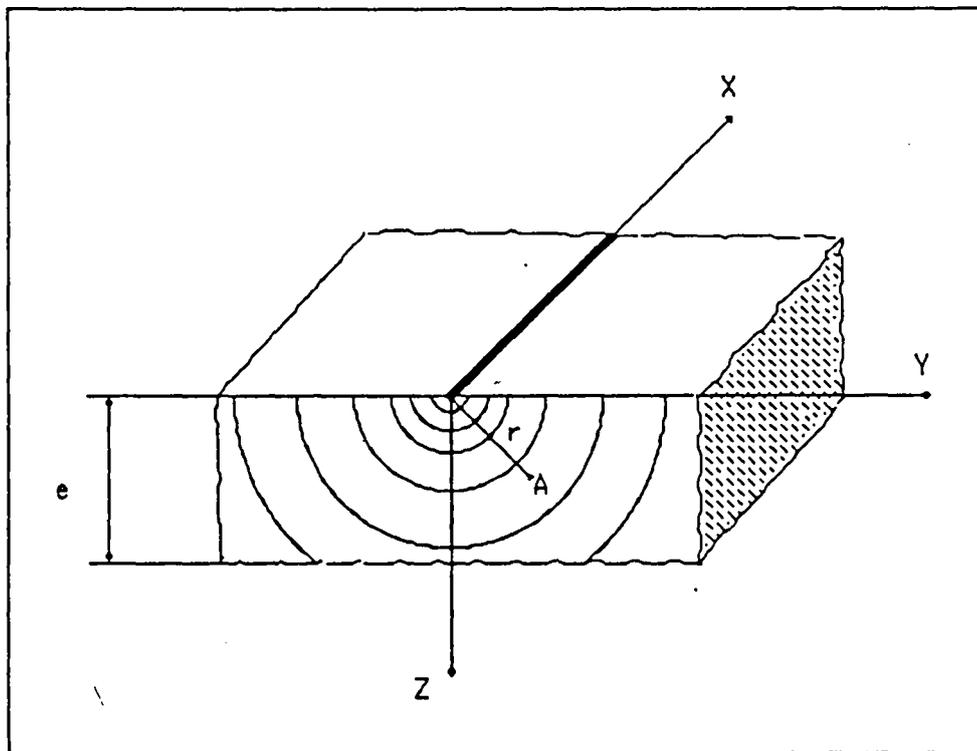


Figure III.9 : Echantillon épais et lignes isothermes.

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = a \left[\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \right] \quad (\text{III-365})$$

Equation donnant la répartition des températures pour une demi-sphère infinie exprimée en coordonnées immobiles.

En s'inspirant de l'étude bidimensionnelle, on peut écrire :

$$\theta_M(x,y,z,t) = \frac{3Q}{\pi \cdot \rho \cdot c \cdot \delta} H_t(x,y,z,t) \quad (\text{III-366})$$

où

$$H_t(x,y,z,t) = \int_0^{t_0} \frac{1}{(12a(t-\tau) + r_\eta^2)} \cdot \exp[-b(t-\tau)] \cdot \exp\left[\frac{-3[(x-\tau v)^2 + y^2 + z^2]}{12a(t-\tau) + r_\eta^2}\right] d\tau$$

$$t_0 = \inf(t, t_w)$$

On arrive à un état stationnaire quand t_0 tend vers $+\infty$. Si, de plus, on suppose une source ponctuelle de chaleur comme [Rosenthal et Rykalyne] et si le champ de température est exprimé en coordonnées mobiles dont l'origine est fixée à la source mobile on peut retrouver la formule de Rosenthal.

Pour exprimer

$$\theta_M(x,y,z,t) = \frac{3Q}{\pi \cdot \rho \cdot c \cdot \delta} \int_0^t \frac{1}{(12a(t-\tau) + r_\eta^2)} \cdot \exp[-b(t-\tau)] \cdot \exp\left[\frac{-3[(x-\tau v)^2 + y^2 + z^2]}{12a(t-\tau) + r_\eta^2}\right] d\tau$$

à l'aide des coordonnées mobiles, on remplace x par $x+vt$ d'où :

$$\theta_M(x,y,z,t) = \frac{3Q}{\pi \cdot \rho \cdot c \cdot \delta} \int_0^t \frac{1}{(12a(t-\tau) + r_\eta^2)} \cdot \exp[-b(t-\tau)] \cdot \exp\left[\frac{-3[((x+vt)-\tau v)^2 + y^2 + z^2]}{12a(t-\tau) + r_\eta^2}\right] d\tau$$

(III.367)

En posant : $t - \tau = \omega$, t tendant vers $+\infty$, on arrive à l'état stationnaire :

$$\theta_M(x,y,z) = \frac{3Q}{\pi \cdot \rho \cdot c \cdot \delta} \cdot I(x,y,z)$$

$$I(x,y,z) = \int_0^\infty \frac{1}{(12a\omega + r_\eta^2)} \cdot \exp[-b\omega] \cdot \exp\left[\frac{-3[(x+\omega v)^2 + y^2 + z^2]}{12a\omega + r_\eta^2}\right] d\omega \quad \text{(III.368)}$$

Si la source est ponctuelle, le coefficient de concentration $k = \frac{3}{r_\eta^2}$ tend vers

l'infini ce qui équivaut à r_η^2 tend vers zéro.

En posant :

$$\frac{3Q}{\pi \cdot \rho \cdot c \cdot \delta} = B_M \quad \text{on obtient :}$$

$$\theta_M(x,y,z) = B_M \int_0^{\infty} \frac{1}{12a\omega} \exp\left[-b\omega - \frac{3[x^2 + \omega^2 v^2 + 2av\omega + y^2 + z^2]}{12a\omega}\right] d\omega$$

Soit $\theta_M(x,y,z) = B_M \exp\left[\frac{vx}{2a}\right] * J$

où

$$J = \int_0^{\infty} \exp\left[-\left(b + \frac{v^2}{4a}\right)\omega - \frac{r^2}{4a\omega}\right] \frac{d\omega}{12a\omega} \quad (\text{III-369})$$

$$(r^2 = x^2 + y^2 + z^2)$$

Dans J on fait le changement de variable :

$\omega \rightarrow E$ tel que

$$\text{Log } k\omega = E \quad \text{d'où } dE = \frac{d\omega}{\omega} \quad \text{et } \omega = \frac{e^E}{k}$$

$k > 0$ étant à définir :

J s'écrit alors,

$$J = \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\left(b + \frac{v^2}{4a}\right)\frac{e^E}{k} - \frac{r^2 k}{4a} e^{-E}\right] \frac{dE}{12a} = \int_{-\infty}^{\infty} e^{\varphi(E)} \frac{dE}{12a}$$

où

$$\varphi(E) = -\left(b + \frac{v^2}{4a}\right) \frac{(\text{ch}E + \text{sh}E)}{2k} - \frac{r^2 k}{8a} (\text{ch}E - \text{sh}E)$$

On choisit alors k de telle sorte que $\varphi(E)$ soit fonction paire de E, c'est-à-dire telle que le coefficient de shE soit nul :

$$-\left(b + \frac{v^2}{4a}\right) \frac{1}{2k} + \frac{r^2 k}{8a} = 0$$

soit $\frac{r^2 k^2}{4a} = b + \frac{v^2}{4a}$, $k^2 = (4ab + v^2) \cdot \frac{1}{r^2}$

$$k = \sqrt{4ab + v^2} \cdot \frac{1}{r}$$

a et b étant positifs par définition, k l'est également.

Alors :

$$J = 2 \int_0^{\infty} \exp\left[-\frac{\sqrt{4ab + v^2}}{8a} \cdot \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \cdot \text{ch}E\right] \frac{dE}{12a}$$

$$= \int_0^{\infty} \exp\left[-\frac{\sqrt{4ab+v^2}}{8a} \cdot \sqrt{x^2+y^2+z^2} \cdot chE\right] \frac{dE}{6a} \quad (\text{III.370})$$

$$\theta_M(x,y,z) = \frac{3Q}{\pi \cdot \rho \cdot c \cdot \delta} \int_0^{\infty} \exp\left[-\frac{\sqrt{4ab+v^2}}{8a} \cdot \sqrt{x^2+y^2+z^2} \cdot chE\right] \frac{dE}{6a}$$

L'équation (III-370) est identique à la formule de Rosenthal. La différence qui existe entre les deux équations réside dans le choix de la source de chaleur.

III.5.2 - Régime transitoire de la température.

Dans la pratique de la fusion il est important de connaître la variation de la température au sein du métal après refroidissement. Ceci peut nous renseigner sur la formation de structures et prévoir en cas de besoin les traitements qui s'imposent.

L'équation de la variation de la température en régime transitoire avec l'origine des coordonnées confondue avec celle de l'arc s'écrit :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -v \frac{\partial \theta}{\partial x} \quad (\text{III-371})$$

où : v : la vitesse de déplacement de la source.

θ : la température exprimée en coordonnées mobiles.

Pour une fusion superficielle suivant (x, y) en partant de l'équation (III-358), on peut écrire pour un échantillon mince :

$$-v \frac{\partial \theta}{\partial x} = -\frac{Q \cdot v}{\pi \cdot \rho \cdot c \cdot \delta} \int_0^{\infty} \frac{1}{T_{\omega}} \exp(-b\omega) \cdot \exp\left(\frac{-k(x+v\omega)^2}{T_{\omega}}\right) - \left(\frac{-ky^2}{T_{\omega}}\right) \frac{2k(x+v\omega)}{T_{\omega}} d\omega \quad (\text{III-372})$$

où θ : variation de la température en fonction du temps.

$$T_{\omega} = \frac{12 a \cdot \omega}{2 r_{\eta}} + 1$$

On peut donc écrire :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = + v \frac{\partial \theta}{\partial x}$$

en remarquant que :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = - \frac{Q \cdot v}{\pi \cdot \rho \cdot c \cdot \delta} \int_0^{\infty} \frac{1}{T_{\omega}} \exp(-b\omega) \cdot \exp\left[-\frac{k(x+v\omega)^2}{T_{\omega}} - \frac{ky^2}{T_{\omega}^2}\right] \left(\frac{2k(x+v\omega)}{T_{\omega}^2} - \frac{k[(x+v\omega)^2+y^2]}{vT_{\omega}^3} - \frac{4a+bT_{\omega}}{vT_{\omega}^2} \right) d\omega$$

Pour un échantillon plus épais, on peut écrire à partir des équations (III-368) .

$$- v \frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{Q \cdot v}{\pi \cdot \rho \cdot c \cdot \delta} \int_0^{\infty} \frac{1}{T_{\omega}} \exp(-b\omega) \cdot \exp\left[-\frac{k(x+v\omega)^2}{T_{\omega}} - \left(\frac{-ky^2}{T_{\omega}}\right) - \left(\frac{-kz^2}{T_{\omega}}\right)\right] \frac{2k(x+v\omega)}{T_{\omega}} d\omega$$

(III-373)

III.6 - Méthode de superposition :

Les équations établies précédemment concernent des systèmes infinis (cas de plaque infiniment grande). La température en un point éloigné de la source de chaleur diminue rapidement comme l'inverse de la fonction exponentielle, pour des échantillons assez larges ces équations peuvent être aisément appliquées.

Les échantillons que nous avons étudiés ont des dimensions réduites et les cas précédents ne peuvent pas donner des résultats satisfaisants surtout au voisinage de la source. L'utilisation de la méthode de superposition peut en principe nous donner satisfaction au niveau de la répartition des températures au sein de nos échantions.

Ainsi, les systèmes finis et le champ de température transitoire ainsi élaborés peuvent être traités par la méthode des superpositions.

Pour y procéder, on suppose que les coefficients thermiques sont indépendants de la variation de la température, dans ce cas on peut calculer la température d'un point quelconque de l'échantillon en superposant les températures des points qui sont

symétriques par rapport au plan de joint entre la lingotière et l'échantillon, cas de la figure III.2.

Dans le cas d'un échantillon de largeur donnée (H_y) et de longueur supposée infinie, pour pouvoir respecter les conditions aux limites sur les bords AA' et BB', il faut ajouter un flux de direction opposé ($-q_w$) sur ces bords. Il n'y aura alors pas de flux de chaleur passant par les bords et le champ de température sera celui de l'échantillon de largeur (H_y).

Donc, la température d'un point $M_1(x,y)$ dans l'échantillon est la somme des températures des points symétriques par rapport aux bords dans l'échantillon infiniment large.

Sur la figure III.2, on représente tous les points $M_i(x,y)$ symétriques par rapport au bord AA' et les points $M_j(x,y)$ symétriques par rapport au bord BB'.

Les températures $\theta_1; \theta_2; \theta_3; \dots; \theta_{-1}; \theta_{-2}; \theta_{-3}; \theta_{-4} \dots$ calculées par l'équation analytique (III.357) et appliquées à un échantillon infiniment large sont représentées.

Par conséquent la température du point $M_1(x,y)$ de l'échantillon réduit est la somme des températures θ_i , telque :

$$\theta = \theta_1 + \theta_2 + \theta_3 + \dots + \theta_{-1} + \theta_{-2} + \theta_{-3} + \theta_{-4} \dots$$

Les coordonnées des points $M_1, M_2, M_3, M_4, \dots$ sont $(x,y), (x, 2S_i - y), (x, 2H_y + y), (x, 2H_y + 2S_i - y), \dots$ et les coordonnées des points $M_{-1}, M_{-2}, M_{-3}, M_{-4}, \dots$ sont $(x, -2H_y + 2S_i - y), (x, -2H_y + y), (x, -4H_y + 2S_i - y), (x, -4H_y + y), \dots$

Les abscisses sont toujours x et les ordonnées y_n sont :

$$y_n = (n-1) H_y + y \quad \text{pour } n : \text{ impair}$$

$$y_n = n H_y + 2S_i - y \quad \text{pour } n : \text{ pair.}$$

où $n = \dots -4, -3, -2, -1, 0, 1, 2, 3, \dots$

La substitution de y par y_n dans l'équation (III-357), nous donne la répartition de la température dans un échantillon de largeur H_y et de longueur infinie, comme :

$$\theta_M(x,y,t) = \frac{3Q}{\pi \cdot \rho \cdot c \cdot \delta} \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} I_1(x, y_n, t) \quad \text{(III-374)}$$

374)

où : $y_n = (n-1) H_y + y, (n : \text{ impair})$

$y_n = n H_y + 2S_i - y, (n : \text{ pair}).$

$H_y = \text{largeur de l'échantillon.}$

Dans l'équation (III.374), la superposition de la température a été faite dans la direction des y .

Quand il s'agit d'un échantillon dont les dimensions sont finies, il faut effectuer une superposition dans la direction des x . La démarche est la même, sauf que cette fois-ci la longueur de l'échantillon prend une valeur (H_x) finie.

Ainsi, on obtient la répartition de la température dans un échantillon de largeur H_y et de longueur H_x , comme :

$$\theta_M(x, y, t) = \frac{3Q}{\pi \cdot \rho \cdot c \cdot \delta} \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} I_t(x_m, y_n, t) \quad (\text{III-375})$$

où : $x_m = mH_x - x$, (m : pair).

$x_m = (m-1)H_x + x$, (m : impair)

H_x = longueur de l'échantillon.

L'équation (III.375) donne la répartition de la température transitoire dans un échantillon de largeur H_y et de longueur H_x , exprimée en coordonnées immobiles dont l'origine est le point d'amorçage de l'arc et dont l'axe des abscisses est la direction du déplacement de la source. Les températures exprimées par cette équation sont superposées infiniment de $(-\infty$ à $+\infty)$. Nous avons vu dans les paragraphes précédents que la température décroît rapidement comme l'inverse de la fonction exponentielle. Par conséquent pour calculer la température dans l'échantillon, il suffit de faire trois ou quatre superpositions. Cela revient à donner à m et n la valeur quatre par exemple.

On a donc :

$$\theta_M(x, y, t) = \frac{3Q}{\pi \cdot \rho \cdot c \cdot \delta} \cdot \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^4 I_t(x_i, y_j, t) \quad (\text{III-376})$$

où x_i, y_j sont définis précédemment.

Comme dans le cas de l'analyse bidimensionnelle, la répartition tridimensionnelle de la température appliquée à un échantillon de dimensions finies de largeur H_y , de longueur H_x et d'épaisseur H_z , s'obtient en superposant les températures des points symétriques par rapport à chaque surface. On obtient :

$$\theta_M(x, y, z, t) = \frac{3Q}{\pi \cdot \rho \cdot c \cdot \delta} \cdot \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \sum_{c=0}^{c=+\infty} I_t(x_m, y_n, z_e, t) \quad (\text{III-377})$$

où : $x_m = mH_x - x$, (m : pair).

$x_m = (m-1)H_x + x$, (m : impair)

$y_n = (n-1)H_y + y$, (n : impair)

$y_n = nH_y + 2S_i - y$, (n : pair).

$z_e = eH_z + z$, (e : pair)

$z_e = (e+1)H_z - z$, (n : impair).

Z_e = l'épaisseur de l'échantillon.

En effectuant quatre superpositions dans les directions x, y et z, nous obtenons :

$$\theta_M(x,y,z,t) = \frac{3Q}{\pi.\rho.c.\delta} \sum_{m=1}^{m=4} \sum_{n=1}^{n=4} \sum_{e=0}^{e=+\infty} I_t(x_m, y_n, z_e, t) \quad (\text{III-378})$$

$$\begin{aligned} \text{où : } x_1 = x \quad x_2 = 2Hx - x \quad x_3 = 2Hx + x \quad x_4 = 4Hx - x \\ y_1 = Hy + y \quad y_2 = 2Hy + 2Si - y \quad y_3 = 2Hy + y \quad y_4 = 4Hy + 2Si - y \end{aligned}$$

On peut en effet à partir des équation précédentes tracer toutes les courbes donnant la répartition des températures au sein de nos échantillons. La comparaison permet en effet de constater la différence de précision entre un champ de température au niveau de la source. Des moyens informatiques plus performants permettent de calculer un nombre assez important de points ce qui permet d'avoir des courbes plus fines.

III.7 - Conclusion :

La connaissance de la variation de température pendant le soudage est d'une utilité indispensable dans l'étude de la structure du cordon et de la zone affectée thermiquement. La vitesse de refroidissement et le temps de séjour à haute température jouent un rôle très important dans les transformations de phases.

Les régimes développés dans la cavité sont très sensibles aux variations de la condition aux limites de Dirichlet pour la température le long de la surface libre (elles changent en particulier lorsqu'il y a balayage). A l'effet naturel de confinement vient s'ajouter un effet fortement convectif à proximité de la paroi de refroidissement, effet qui est dû au gradient de température fortement variable et également au voisinage de l'axe de symétrie .

Deux méthodes de détermination, analytique et numérique, du champ de température dans trois échantillons (rectangulaire épais ou mince et hémisphérique) ont été présentés. L'avantage de la méthode analytique est de permettre quand c'est possible de calculer et d'estimer la température en tout point de l'échantillon y compris au niveau de la source où la température est difficilement mesurable par les instruments.

Un exemple simple de conduction a été analytiquement traité, suivi d'une approche numérique pour tester le modèle proposé. Les variations des conditions initiales et aux limites ont été prises en compte, exprimées par les nombres : $N1 = Qg l^2 / \lambda (T_f - T_w)$, $I1, I2, T1 = (T_1 - T_2) / (T_2 - T_1)$, $T2 = (T_2 - T_1) / (T_2 - T_1)$, $R0 = R1 / R2$, $B1 =$

$\alpha R^2/\lambda$... (Source interne, facteur de forme, nombre de biot,...). Les courbes tracées attestent les résultats trouvés. La répartition des températures a une "allure" exponentielle. Au cours des instants successifs t_0, t_1, \dots la pente de la courbe devient moins forte et tend vers une droite. On a alors au bout d'un temps fini une répartition linéaire. Au début de l'expérience, la pente de l'exponentielle est très grande et le gradient thermique est important. Par la suite, elles tendent à diminuer pour prendre une valeur fixe, atteinte asymptotiquement. Le temps nécessaire pour atteindre l'état stationnaire est d'autant plus long que la diffusivité du matériau est plus petite. On voit que ce temps nécessaire pour atteindre un état stationnaire dépend de α^2 , c'est-à-dire de λ (conductivité thermique), mais aussi de ρ et C (densité et chaleur spécifique). C'est en fait, le coefficient $\alpha^2 = \lambda/\rho.C$ qui est le plus caractéristique de ce que nous appelons des bons ou mauvais conducteurs de la chaleur.

Dans le deuxième exemple une étude analytique adaptée à notre modèle, cas transitoire de la conduction en bidimensionnel dans un échantillon mince puis épais (cas transitoire en tridimensionnel) afin de déterminer la répartition des températures en chaque point. Dans les deux cas une distribution du champ des températures a été établie. Les équations écrites sont comparées aux résultats d'autres auteurs [Rykanine, Rosenthal, ...]. On retrouve à quelques paramètres près les mêmes formes d'équations. L'allure des courbes tracées permet d'approuver ce résultat. Cette différence est due en quelque sorte au choix des conditions initiales et aux limites. L'algorithme d'étude concernant la fusion locale est en cours d'étude.

Quand il s'agit d'un échantillon mince, on peut considérer que la température est uniformément répartie sur une section droite, où le flux est linéaire. On retrouve pour l'état stationnaire en bidimensionnelle l'équation classique :

$$\theta(x,y) = \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{(-1)^{n+1} + 1}{n} \operatorname{sh} \frac{n\pi x}{w} \frac{\operatorname{sh} (n\pi y/w)}{\operatorname{sh} (n\pi l/w)}$$

Dans un cas transitoire et pour une source représentée par la loi de répartition des probabilités de Gauss, on obtient :

$$\theta_M(x,y,t) = \frac{3Q}{\pi \cdot \rho \cdot c \cdot \delta} \int_0^t \frac{1}{(12a(t-\tau) + r_\eta^2)} \cdot \exp[-b(t-\tau)] \cdot \exp\left[-\frac{3[(x-\tau)^2 + y^2]}{12a(t-\tau) + r_\eta^2}\right] d\tau$$

En faisant tendre t vers l'infini on arrive à l'état stationnaire :

$$\theta_M(x,y) = \frac{3Q}{\pi \cdot \rho \cdot c \cdot \delta} \int_0^t \frac{1}{(12a(\omega) + r_\eta^2)} \cdot \exp[-b(\omega)] \cdot \exp\left[-\frac{3[(x+v\omega)^2 + y^2]}{12a(\omega) + r_\eta^2}\right] d\omega$$

$$\theta_M(x,y) = B_M \cdot \exp\left(-\frac{xv}{2a}\right) \int_0^\infty \exp\left[-\frac{\sqrt{4ab+v^2}}{8a}\right] \sqrt{x^2+y^2} \cdot \text{chE} \left[\frac{dE}{6a} \right]$$

Dans le cas tridimensionnel et avec une source ponctuelle l'équation devient :

$$\theta_M(x,y,t) = \frac{3Q}{\pi \cdot \rho \cdot c \cdot \delta} \int_0^t \frac{1}{(12a(t-\tau) + r_\eta^2)} \cdot \exp[-b(t-\tau)] \cdot \exp\left[-\frac{3[(x-\tau v)^2 + y^2 + z^2]}{12a(t-\tau) + r_\eta^2}\right] d\tau$$

Pour une vitesse nulle c'est une source fixe, les isothermes sont des cercles centrés au point de la source car la température ne dépend que du rayon r . Quand on se rapproche de la zone anodique c'est à dire lorsque r tend vers zéro, la température tend vers l'infini. Si un point M d'abscisse négative $x = -r$ se déplace à vitesse constante on a les mêmes conclusions que ci-dessus : autrement dit les points d'abscisses négatives ne dépendent pas de la vitesse de la source ; contrairement au point d'abscisse $x=r$. Il en résulte que les courbes de température en aval de la source décroissent plus vite quand la vitesse augmente que celles en amont qui en sont indépendantes.

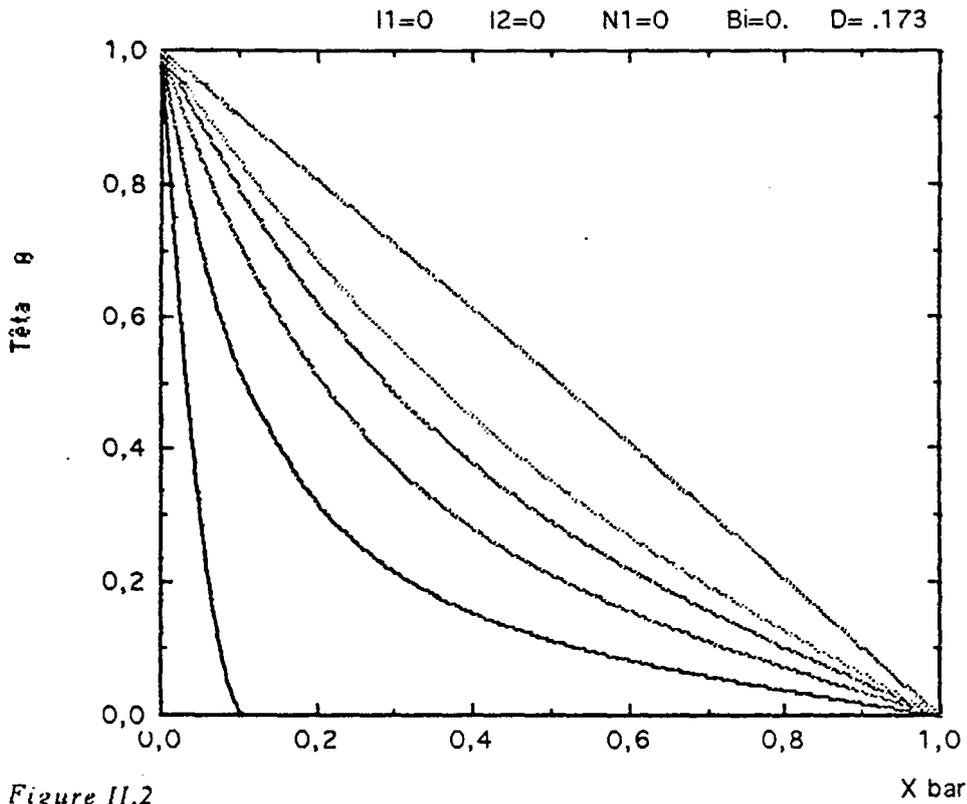


Figure II.2
Distribution bi-dimensionnelle de la température.
Plaque mince.

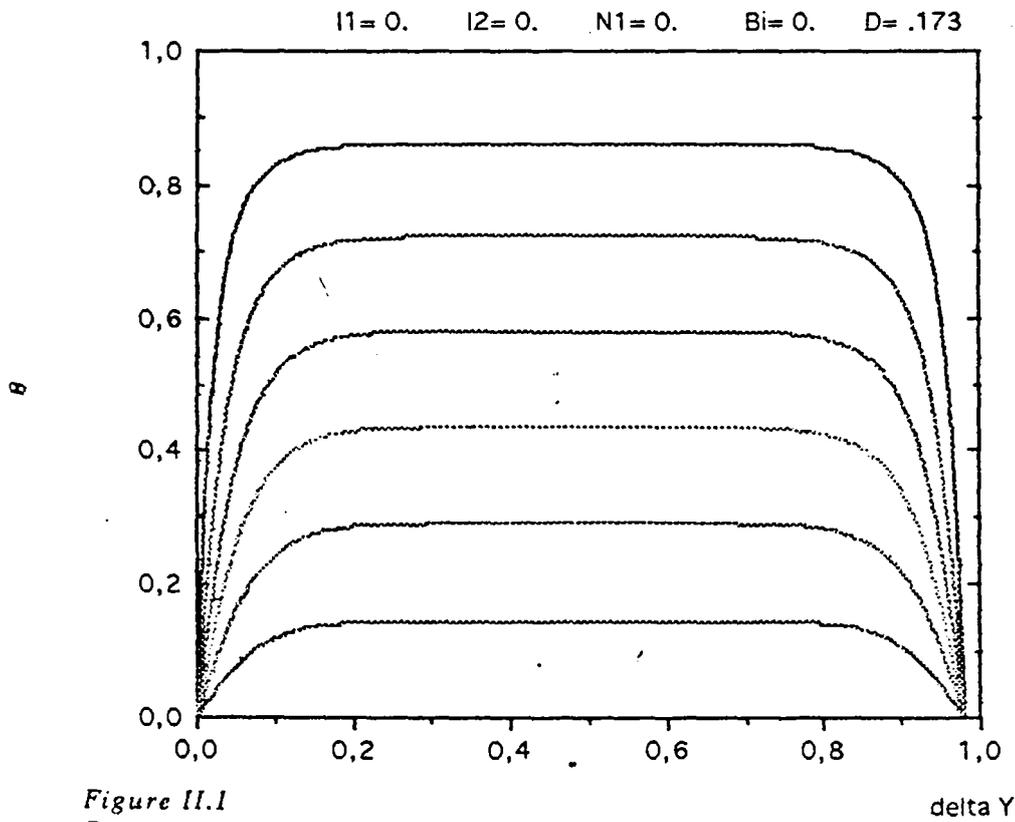


Figure II.1
Distribution du champ de température.
Plaque mince.

Chapitre IV Modèle à cavité hémisphérique

IV.1 - Introduction

IV.2 - Présentation du modèle

IV.3 - Modèle mathématique et formulation

IV.3.1 - Phase liquide

IV.3.2 - Phase de solidification

IV.4 - Modèle de transfert de chaleur

IV.5 - Schéma aux différences

IV.5.1 - Equation de la chaleur

CHAPITRE 4.

Etude d'une cavité hémisphérique

Champ de température

Modélisation

Chapitre IV. Modèle à cavité hémisphérique.

IV.1 - Introduction.

IV.2 - Présentation du modèle.

IV.3 - Modèle mathématique et formulation.

IV.3.1 - Phase liquide.

IV.3.2 - Phase de solidification.

IV.4 - Modèle de transfert de chaleur.

IV.5 - Schéma aux différences finies.

IV.5.1 - Equation de la chaleur.

Chapitre IV.

Modèle de cavité hémisphérique.

V.1 - Introduction .

Développée à partir d'un système physique de configuration géométrique simple dans lequel les conditions aux limites peuvent être rigoureusement définies et où le transfert de masse est étroitement couplé avec le champ de température, la présente étude du transfert de chaleur dans une calotte hémisphérique a été conduite de la façon suivante :

- a) simulation expérimentale de processus de transfert couplés dans des systèmes simples,
- b) recherche d'une solution analytique simple,
- c) résolution numérique des équations régissant les phénomènes avec prise en compte des coefficients déterminés en (b), et les conditions aux limites relatives aux systèmes choisis en (a).

Toutes les propriétés physiques ou thermodynamiques sont supposées des fonctions continues par morceaux de la température. Les déformations axiales sont permises et la symétrie axiale est conservée.

Les phénomènes thermiques que subit l'échantillon engendrent des conditions de contraintes puis des déformations après refroidissement. Des défauts d'ordre mécanique ou métallurgique peuvent affecter le matériau. Les défauts d'ordre métallurgique se rapportent aux conditions de solidification du métal, à la grosseur des grains, à la présence de film d'eutectique à bas point de fusion, etc...

Lorsque les modifications dimensionnelles sont négligeables et que le travail mécanique est insignifiant en comparaison des variations d'énergie thermique, il n'est pas nécessaire de résoudre simultanément le transfert de chaleur et les contraintes.

Dans de récentes études Hibbitt (1972) [H.D , A numerical thermal-mechanical model for the welding and subsequent loading of a fabricated structure,

Ph.D.Dissertation, Brown University." et Mahin (1991)[K.W,Winters W,Holden T.M, Hosbons R.R et Mac Ewen S.R 1991, Welding Journal, 70(9) pp 245s-269s] ont démontré qu'il est possible de dissocier les deux conditions évoquées précédemment pour la modélisation.

A la surface libre, les phénomènes pris en compte sont le rayonnement et la convection. A l'intérieur du matériau le transfert se fait par conduction.

Du fait de la taille relativement réduite de la cavité, nous négligeons le phénomène de convection à l'intérieur de la petite cavité, dont la taille n'excède pas quelques millimètres ($R_{\eta}=1,6\text{mm}$).

Les conditions de la fusion sont en ce qui concerne la source sont $U = 12$ Volts et $I = 150$ A .

Suite à ce qui précède le problème peut être ramené à un problème de phénomènes transitoires à deux dimensions. Ceci nous conduit à des gains de temps de calcul, tout en permettant de simuler convenablement les essais en questions .

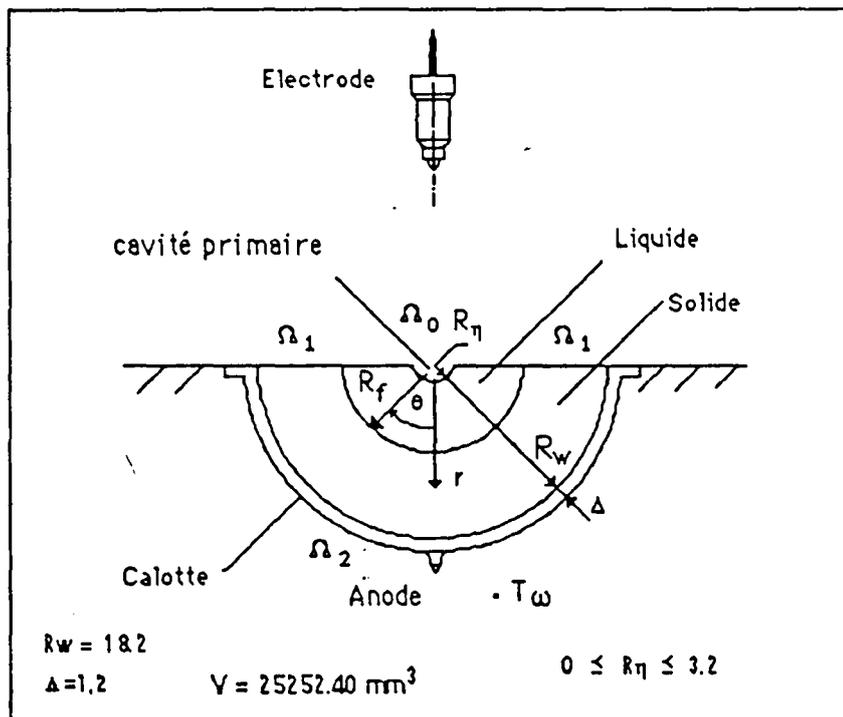


Figure 4.1 : Calotte hémisphérique.

IV.2 - Présentation du modèle :

Dans le présent chapitre, nous avons choisi l'alliage d'aluminium (Al-Ni) et nous avons simulé la fusion sans métal d'apport d'un échantillon hémisphérique.

Le matériau de l'échantillon (figure 4.1) est pris sur $(0 < r < R_w)$, l'état solide sur $(R_f < r < R_w)$ et l'état liquide sur $(R_\eta, R_f - R_\eta)$

$R_\eta(\theta, t)$ est le rayon de la petite cavité ($R_\eta = 3,2$ mm).

L'épaisseur Δ de la calotte hémisphérique (anode) est très faible devant R_w (rayon), ($\Delta \ll R_w$). La capacité calorifique est égale à : $(\rho c \Delta)$

Au cours de la solidification de l'échantillon le rayon R_w ne varie pas. Sur la figure 4.2 on a représenté trois étapes du changement de phases.

c : chaleur massique.

ρ : masse volumique

λ : conductivité thermique.

T_w : température moyenne du fluide de refroidissement.

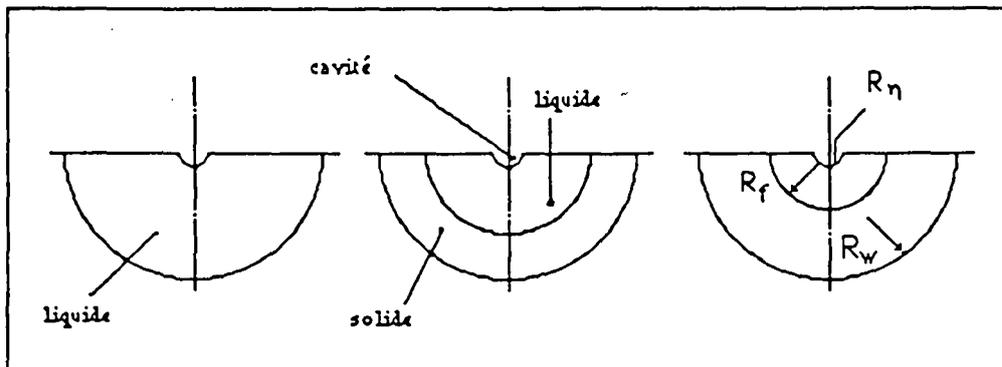


Figure 4.2 : géométrie du bain à des instants différents.

IV.3 - Modèle mathématique et formulation .

La conductivité thermique croît linéairement en fonction de la température depuis le solidus jusqu'au liquidus et reste constante au dessus du liquidus afin de tenir compte de la convection accrue résultant de l'effet de brassage du bain de fusion par l'arc. Dans ce cas précis, on peut introduire une conductivité thermique et une chaleur spécifique dépendantes de la température, données par [Toulikian (1966)]. [Toulikian Y.S. 1966. Thermophysical properties of high temperature solid materials, v2, part 2]

La valeur de la conductivité du liquide est presque double de celle observée à la température du solidus. Une densité constante de $2,78 \text{ g/cm}^3$ a été retenue pour toute la gamme de températures [Aluminium standards and Data 1978, Metric SI, the Aluminium Association, pp 15-40].

Un coefficient de transfert de chaleur par convection "h" de $84 \text{ W/m}^2\text{K}$ a été utilisé. Le pouvoir émissif radiatif ϵ était supposé être égal à 0,3 [Incropera F.P et Dewitt .D.P, (1985)]. Introduction to heat transfer, Johan Wiley & Sons, Inc., New York, p 691].

i) - Phase liquide.

En coordonnées sphériques, l'équation de la chaleur s'écrit :

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\lambda \cdot r^2 \frac{\partial T}{\partial r}) \quad (\text{IV-306})$$

On peut exprimer la variation du rayon r en fonction de la température par :

$$m = 2\pi \int_0^{R_w} \rho \cdot r^2 dr \quad (\text{IV-307})$$

Les conditions aux limites sont :

- Sur $\theta = \pi/2$ pour $(0 < r < R_w)$ en négligeant la tension de la vapeur, on a la condition de flux suivante :

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial r} = h (T_{\text{éch}} - T_{\text{am}}) + \epsilon \sigma (T_{\text{éch}}^4 - T_{\text{am}}^4) \quad (\text{IV-308})$$

- A l'interface liquide-solide, on a une condition thermodynamique :

$$T_s = T_L = T_f \quad (\text{IV-309})$$

- Une condition de flux convectif à la surface de refroidissement .

$$-\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial r} = h (T_{\text{éch}} - T_{\text{am}}) \quad (\text{IV-310})$$

où $h(T_{\text{éch}} - T_{\text{am}})$ est un terme correctif estimé à partir de [N.A Fuchs, Oxford(59)], $T_{\text{éch}}$ la température du matériau, T_{am} la température ambiante et h le coefficient de convection. L'interprétation physique de h est tirée du coefficient moyen d'échange superficiel :

$$\text{Nu} = 2 + 0,60 \text{ Pr}^{1/3} \cdot \text{Gr}^{1/4} \quad (\text{IV-311})$$

Le nombre de Nusselt est un coefficient d'échange calorifique, sans dimension, qui fournit une mesure du rapport de la quantité de chaleur transmise Q à la quantité de chaleur qui serait transmise à l'intérieur du fluide avec un gradient de température $\Delta\theta/D$.

Pour des valeurs de Pr et Gr supérieures à 10^9 , le mouvement sera généralement turbulent et le nombre de Nusselt est alors proportionnel à $(Gr.Pr)^{1/3}$.

En raison de l'écart important entre la température de surface de l'échantillon et celle du gaz le nombre de Grashof est donnée par : [F.Kreith, Transmission de la chaleur et thermodynamique. Masson Ed (1967).

$$Gr = \frac{d^3 \cdot g \cdot (T_{éch} - T_{am})}{\nu^2 \cdot T_{film}} \quad (IV-312)$$

avec

$$T_{film} = \frac{(T_{éch} + T_{am})}{2} \text{ et } \nu \text{ pris à la même température } T_{film}$$

Dans ces conditions le nombre de Grashof est proche de zéro et le nombre de Nusselt peut-être pris égal à 2. Cette approximation se justifie d'autant plus que l'hémisphère est de petite taille.

$$Nu = \frac{h \cdot D}{\bar{\lambda}} \quad (IV-313)$$

La conductivité thermique de l'air varie sensiblement entre T_{am} et $T_{éch}$.

La valeur moyenne $\bar{\lambda}$ est donnée d'après [A.C.Mathieu, contribution à l'étude expérimentale et théorique, thèse Doct Ing. Limoges (79)].

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{T_p - T_c} \int_{T_c}^{T_p} \lambda(T) \cdot dT \quad (IV-314)$$

ii) - Phase de solidification.

Lors du refroidissement, l'apparition d'un palier de solidification pour un corps, explique que le liquide reste pendant un certains temps, à une température $T \equiv T_f$; la densité peut donc être considérée comme constante. Le rayon R_w de l'échantillon reste constant pendant la solidification.

L'équation de continuité pour le liquide s'écrit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho \cdot r^2 \cdot v) = 0 \quad (IV-315)$$

La conservation de la masse s'exprime globalement par :

$$\int_{R_\eta}^{R_f} \rho_L r^2 dr + \int_{R_f}^{R_w} \rho_S r^2 dr = C. \quad (IV-316)$$

En additionnant (5) et (6); on obtient :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r^2 v) + \int_{R_\eta}^{R_f} \rho_L r^2 dr + \int_{R_f}^{R_w} \rho_S r^2 dr = C. \quad (IV-317)$$

Pour le solide l'équation de la conduction s'exprime par :

$$\rho \cdot c_p \cdot \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\lambda_s \cdot r^2 \frac{\partial T_s}{\partial r}) \quad (IV-318)$$

Pour le liquide :

$$\rho \cdot c_p \cdot \left(\frac{\partial T_L}{\partial t} + v \frac{\partial T_L}{\partial r} \right) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\lambda_L \cdot r^2 \frac{\partial T_L}{\partial r}) \quad (IV-319)$$

à l'interface liquide-solide les deux équations sont couplées par :

$$R_f = \frac{1}{\rho_{SL}} \left[\lambda_s \cdot \left(\frac{\partial T_s}{\partial r} \right)_{R_f} - \lambda_L \cdot \left(\frac{\partial T_L}{\partial r} \right)_{R_f} \right] \quad (IV-320)$$

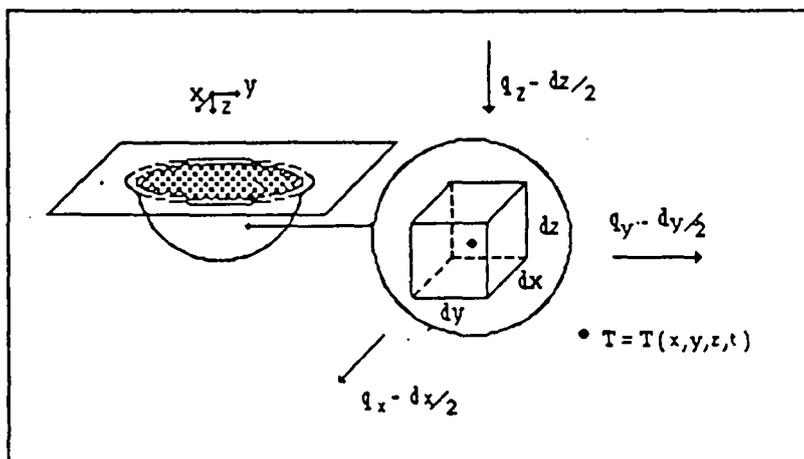
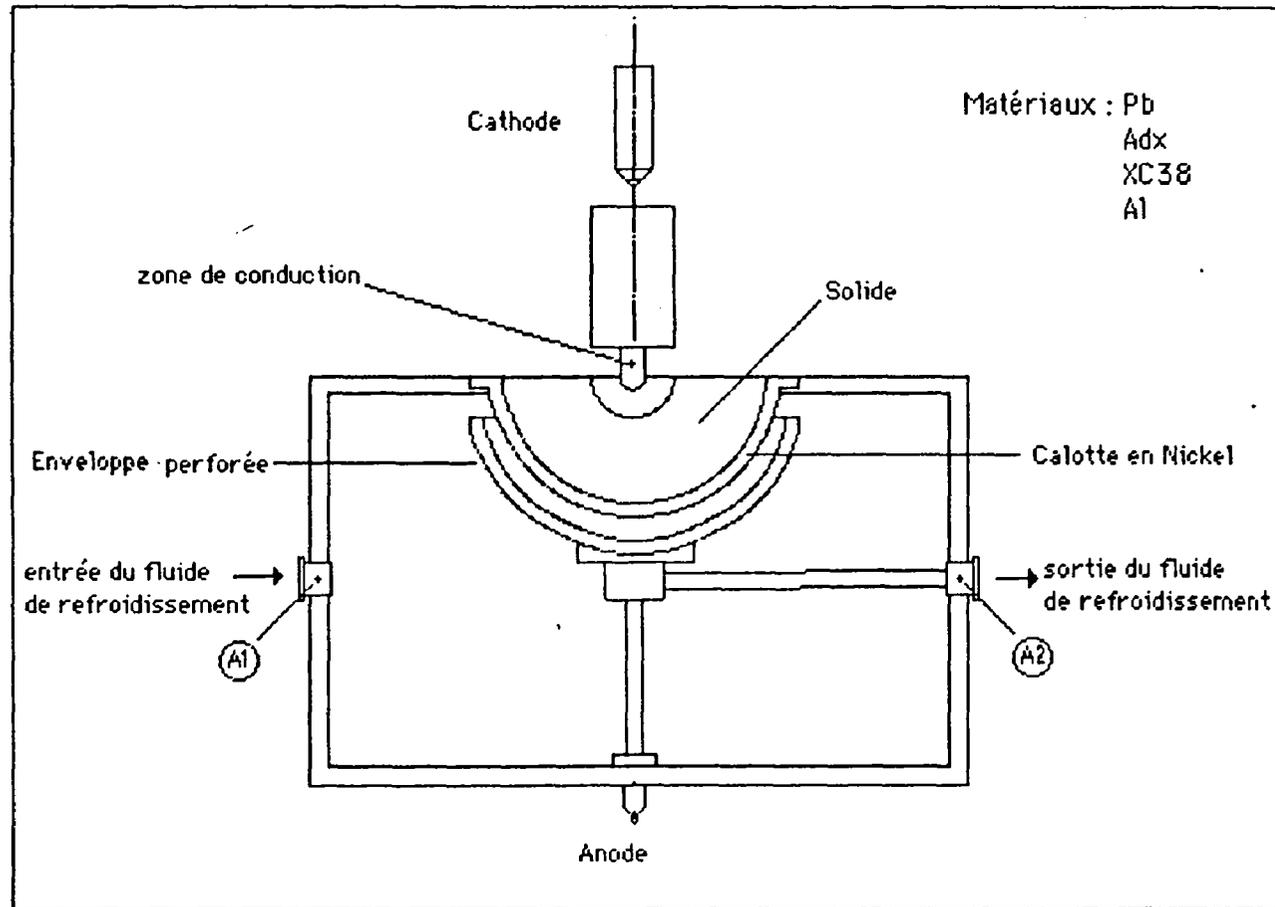


Figure V.2 : Elément de volume.

IV. 4 - Modèle de transfert de chaleur.

Le transfert de chaleur dans l'échantillon a été modélisé sous forme de problème bidimensionnel de conduction. Le système de coordonnées est supposé fixe sur l'échantillon. Les pertes de chaleur par convection et rayonnement sur la surface libre sont prises en considération dans cette étude. D'autre part, le flux thermique provenant de l'arc est supposé avoir une distribution spatiale de profil gaussien symétrique, radial dans le plan de l'empreinte, mais uniformément réparti dans tout l'échantillon.

Figure IV.4: Calotte hémisphérique de conduction.



Ainsi, toutes les conditions aux limites, c'est-à-dire la perte de chaleur à la surface et le flux thermique provenant de l'arc, peuvent être incorporées à l'équation de diffusion de la chaleur en termes de dégagement ou perte de chaleur interne :

$$\rho \cdot c_p \cdot \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_s \cdot r^2 \frac{\partial T_s}{\partial r} \right) + Q_g \quad (\text{IV-321})$$

La distribution gaussienne de l'apport de chaleur par l'arc prend la forme suivante :

$$\theta_0(x,y,0) = q_{\max} \exp\left(-\frac{3r^2}{R_\eta^2}\right) = \frac{3K\eta U \cdot I}{\pi \cdot R_\eta^2} \exp\left[-\frac{3[x^2+y^2]}{R_\eta^2}\right] \quad (\text{IV-322})$$

Le rendement de l'arc (η) est de l'ordre de 55%.

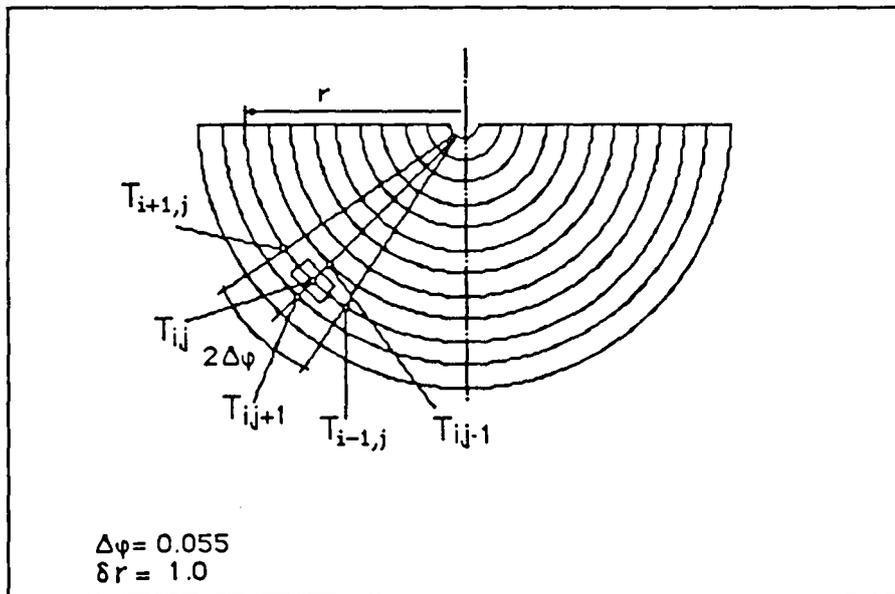


Figure 4.3 : Elément du plan, $T = T(r, \varphi)$.

IV.5 - Schéma aux différences finies.

Les équations de base et les conditions aux limites sont exprimées sous forme de différences finies. La méthodologie de ces modèles devrait être facilement applicable à des problèmes tridimensionnels et visé à incorporer la cinétique de solidification microscopique dans l'analyse du transfert de chaleur pour une meilleure modélisation de la chaleur latente de fusion.

L'expérience a montrée que le transfert de chaleur se fait symétriquement autour de l'axe de la calotte, on peut donc ramener l'étude sur un quart du plan.

A l'état stationnaire, l'équation de la chaleur en bidirectionnelle s'écrit :

$$\frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \cdot \frac{\partial T}{\partial r}) + \frac{1}{r^2 \sin \varphi} \cdot \frac{\partial}{\partial \varphi} (\sin \varphi \cdot \frac{\partial T}{\partial \varphi}) = -\frac{Q_g}{\lambda} \quad (IV-323)$$

$$T = T(r, \varphi)$$

L'équation (IV-323) écrite autrement devient :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\cos \varphi}{\sin \varphi} \frac{\partial T}{\partial \varphi} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \varphi^2} = -\frac{Q_g}{\lambda} \quad (IV-324)$$

L'équation (IV-324) d'écrit la conduction de la chaleur suivant r et φ .

L'approximation de cette équation par les différences centrales s'écrit :

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\delta^2} (T_{i,j+1} - 2 T_{i,j} + T_{i,j-1}) + \frac{2}{r_j} \frac{T_{i,j+1} - T_{i,j-1}}{2\delta} + \frac{1}{2r_j^2} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin \varphi} \right) \frac{T_{i+1,j} - T_{i-1,j}}{2(\Delta\varphi)} \\ & + \frac{1}{r_j^2 (\Delta\varphi)^2} (T_{i+1,j} - 2T_{i,j} + T_{i-1,j}) + \frac{Q_g}{\lambda} = 0 \end{aligned} \quad (IV-325)$$

Ordonnée en $(T_{i,j})$ l'équation (IV-325) devient :

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\delta^2} (T_{i,j+1}) - \frac{2}{\delta^2} T_{i,j} + \frac{1}{\delta^2} T_{i,j-1} + \frac{1}{r_j \delta} (T_{i,j+1} - T_{i,j-1}) + \\ & + \frac{1}{r_j^2} \frac{\cos \varphi}{\sin \varphi} \frac{1}{2(\Delta\varphi)} (T_{i+1,j} - T_{i-1,j}) + \\ & \frac{1}{r_j^2 (\Delta\varphi)^2} (T_{i+1,j} + 2T_{i-1,j}) \frac{\cos \varphi}{\sin \varphi} - \frac{1}{r_j^2 (\Delta\varphi)^2} \cdot 2T_{i,j} + \frac{Q_g}{\lambda} = 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} T_{i,j} \left(\frac{2}{\delta^2} + \frac{2}{r_j^2 (\Delta\varphi)^2} \right) &= \frac{1}{\delta^2} (T_{i,j+1} + T_{i,j-1}) + \frac{1}{r_j \delta} (T_{i,j+1} - T_{i,j-1}) \\ &+ \frac{1}{r_j (\Delta\varphi)} (T_{i,j+1} - T_{i,j-1}) + \frac{1}{2r_j^2 (\Delta\varphi)} \frac{\cos \varphi}{\sin \varphi} (T_{i+1,j} - T_{i-1,j}) \\ &+ \frac{1}{r_j^2 (\Delta\varphi)^2} (T_{i+1,j} + 2T_{i-1,j}) \end{aligned}$$

$$T_{i,j} = \left[\frac{1}{\delta^2} (T_{i,j+1} + T_{i,j-1}) + \frac{1}{r_j \delta} (T_{i,j+1} - T_{i,j-1}) \right]$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{2r_j^2(\Delta\varphi)} \frac{\cos\varphi}{\sin\varphi} (T_{i+1,j} - T_{i-1,j}) + \frac{1}{r_j^2(\Delta\varphi)^2} \cdot (T_{i+1,j} + 2T_{i-1,j}) + \frac{Q_g}{\lambda} \\
& \cdot [\delta^2 r_j^2 (\Delta\varphi)^2] / [2(r_j^2 (\Delta\varphi)^2 + \delta^2)] \quad (IV-326)
\end{aligned}$$

L'équation (IV-326) écrite autrement :

$$\begin{aligned}
T_{i,j} = & [r_j^2 (\Delta\varphi)^2 (T_{i,j+1} + T_{i,j-1}) + \delta r_j (\Delta\varphi)^2 (T_{i,j+1} - T_{i,j-1}) \\
& + \frac{\delta^2 \cos\varphi}{2 \sin\varphi} (T_{i+1,j} - T_{i-1,j}) + \delta^2 \cdot (T_{i+1,j} + 2T_{i-1,j}) + \frac{Q_g \delta^2 r_j^2 (\Delta\varphi)^2}{\lambda}] \\
& / [2(r_j^2 (\Delta\varphi)^2 + \delta^2)] \quad (IV-327)
\end{aligned}$$

C'est l'équation aux différences finies applicable en tout point intérieur du domaine Ω . En introduisant la quantité $\theta = [T - T_1] / [T_0 - T_1]$ et en définissant les paramètres sans dimensions : $\bar{r}_j = \frac{r_j}{R}$ et $\delta = \frac{\delta}{R}$ où R est le rayon de référence.

Ainsi l'équation (IV-327) sous la forme adimensionnelle s'écrit :

$$\begin{aligned}
\theta_{i,j} = & [\bar{r}_j^2 (\Delta\varphi)^2 (\theta_{i,j+1} + \theta_{i,j-1}) + \delta \bar{r}_j (\Delta\varphi)^2 (\theta_{i,j+1} - \theta_{i,j-1}) \\
& + \frac{1}{2} \delta \frac{\cos\varphi}{\sin\varphi} (\theta_{i+1,j} - \theta_{i-1,j}) + \delta^2 \cdot (\theta_{i+1,j} + 2\theta_{i-1,j}) + \bar{r}_j^2 (\Delta\varphi)^2 \delta^2 \cdot N1] \\
& / [2(\bar{r}_j^2 (\Delta\varphi)^2 + \delta^2)] \quad (IV-328)
\end{aligned}$$

$$\text{En posant } N1 = \frac{Q_g R^2}{\lambda (T_0 - T_1)}$$

En coordonnées polaires (r, φ) , l'équation aux dérivées partielles représentant la propagation de la chaleur dans l'état stationnaire s'écrit :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial \varphi^2} = -\frac{Q_g}{\lambda} \quad (IV-329)$$

$$T = T(r, \varphi)$$

L'approximation de cette équation par les différences centrales s'écrit :

$$\frac{1}{\delta^2} (T_{i,j+1} - 2 T_{i,j} + T_{i,j-1}) + \frac{1}{r_j} \frac{T_{i,j+1} - T_{i,j-1}}{2\delta} + \frac{1}{r_j^2} \frac{T_{i+1,j} - 2 T_{i,j} + T_{i-1,j}}{(\Delta\varphi)^2} + \frac{Q_g}{\lambda} = 0 \quad (IV-330)$$

Ordonnée en $(T_{i,j})$ l'équation (IV-330) devient :

$$T_{i,j} = [2r_j^2 (\Delta\varphi)^2 (T_{i,j+1} + T_{i,j-1}) + r_j(\Delta\varphi)^2 \delta(T_{i,j+1} - T_{i,j-1}) + 2\delta^2(T_{i+1,j} + T_{i-1,j}) + \frac{2Q_g}{\lambda} r_j^2(\Delta\varphi)^2 \cdot \delta^2] / [4r_j^2(\Delta\varphi)^2 + 4\delta^2] \quad (IV-331)$$

C'est l'équation aux différences finies applicable en tout nœud intérieur du domaine Ω . En introduisant la quantité $\theta = [T - T_1] / [T_0 - T_1]$ et en définissant les paramètres sans dimensions : $\bar{r}_j = \frac{r_j}{R}$ et $\bar{\delta} = \frac{\delta}{R}$ où R est le rayon de référence.

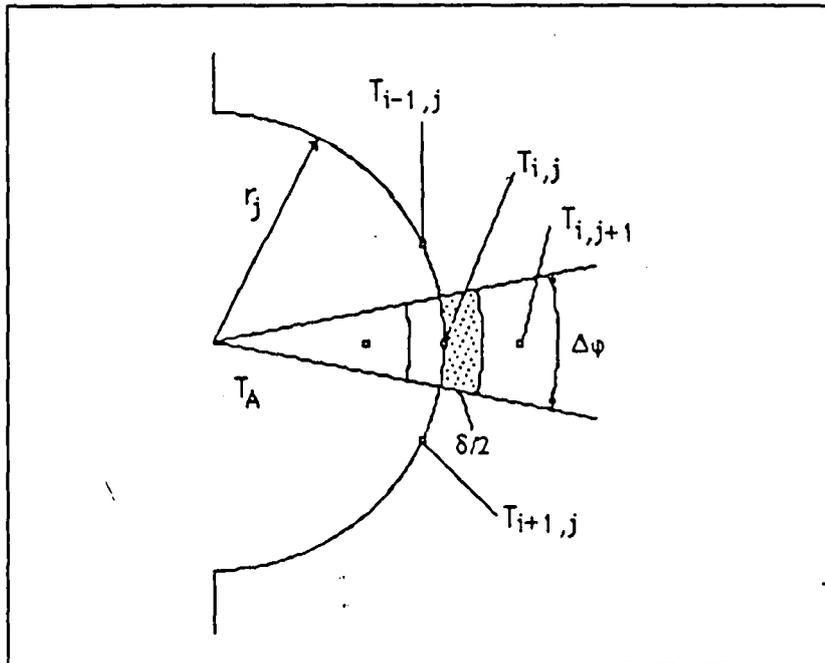


Figure V.4 : Nœud de surface interne.

L'équation (IV-331) devient sous la forme adimensionnelle :

$$\theta_{i,j} = [2\bar{r}_j^2(\Delta\varphi)^2 (\theta_{i,j+1} + \theta_{i,j-1}) + \bar{\delta} \bar{r}_j (\Delta\varphi)^2 (\theta_{i,j+1} - \theta_{i,j-1})$$

$$+ \frac{1}{2} \delta \frac{\cos \varphi}{\sin \varphi} (\theta_{i+1,j} - \theta_{i-1,j}) + 2\delta^2(\theta_{i+1,j} + \theta_{i-1,j}) + 2 \bar{r}_j^2 (\Delta \varphi)^2 \delta^2 N1]$$

$$/ [4 \bar{r}_j^2 (\Delta \varphi)^2 + 4 \delta^2] \quad (IV-332)$$

$$\text{En posant } N1 = \frac{Q_g R^2}{\lambda (T_0 - T_1)}$$

Sur la surface libre autour de la petite cavité les phénomènes de transfert en présence sont : la convection et le rayonnement. Sans la petite cavité en $r = 0$, il faut écrire une équation spéciale :

L'équation de la conduction (IV-329) s'écrit :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} = 3 \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} = \frac{3T_{i+1,j} - 6T_{i,j} + 3T_{i-1,j}}{(\Delta r)^2} \quad (IV-330)$$

En raison de la symétrie : $T_{i+1,j} = T_{i-1,j}$, ce qui donne :

$$\frac{6T_{i+1,j} - 6T_{i,j}}{(\Delta r)^2} = -\frac{Q_g}{\lambda} \quad (IV-331)$$

En $T(i,j)$,

$$T_{i,j} = \frac{Q_g (\Delta r)^2}{6\lambda} + T_{i+1,j} \quad (IV-332)$$

Sous la forme adimensionnelle :

$$\theta_{i,j} = \frac{1}{6} (\Delta r)^2 N1 + \theta_{i+1,j} \quad (IV-333)$$

où

$$N1 = \frac{Q_g R^2}{\lambda (T_0 - T_1)}$$

Sur la surface extérieure en $r = R$, on a un contact thermique avec le fluide de refroidissement, impliquant la continuité de flux.

Soit,

$$\lambda \frac{\delta}{2} \frac{T_{i-1,j} - T_{i,j}}{r_j \Delta \varphi} + \lambda (r_j - \frac{\delta}{2}) (\Delta \varphi) \left(\frac{T_{i,j-1} - T_{i,j}}{\delta} \right) + \lambda \frac{\delta}{2} \left(\frac{T_{i,j+1} - T_{i,j}}{r_j \Delta \varphi} \right)$$

$$\begin{aligned}
 & + \bar{\alpha} r_j (\Delta\varphi) (T_{i,j} - T_B) + Q_g (r_j - \frac{\delta}{2}) (\Delta\varphi) \frac{\delta}{2} = 0 \\
 & + \frac{1}{r_j^2} \frac{1}{(\Delta\varphi)^2} (T_{i+1,j} - 2T_{i,j} + T_{i-1,j}) + \frac{Q_g}{\lambda} = 0
 \end{aligned}
 \tag{IV-334}$$

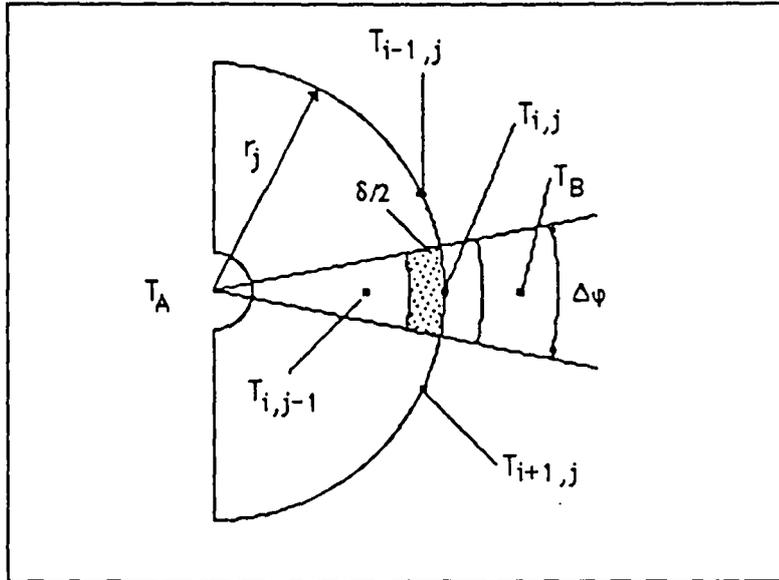


Figure V.5 : Elément d'un nœud extérieur.

En multipliant chaque terme par $2r_j(\Delta\varphi)\delta$, l'équation précédente devient :

$$\begin{aligned}
 & T_{i,j} [\delta^2 + (2r_j - \delta) (\Delta\varphi)^2 r_j + \delta^2 - 2\frac{\bar{\alpha}}{\lambda} (\Delta\varphi)^2 r_j^2 \cdot \delta] = \\
 & [\delta^2 (T_{i-1,j}) + (2r_j - \delta) (\Delta\varphi)^2 r_j (T_{i,j-1}) + \delta^2 (T_{i+1,j}) \\
 & + \frac{2\bar{\alpha}}{\lambda} (\Delta\varphi)^2 r_j^2 \delta (T_B) + Q_g \frac{(2r_j - \delta)}{2\lambda} r_j (\Delta\varphi)^2 \delta^2
 \end{aligned}
 \tag{IV-335}$$

enfin,

$$\begin{aligned}
 T_{i,j} = & \frac{\delta^2 (T_{i-1,j} + T_{i+1,j}) + 2(r_j^2 - \frac{r_j\delta}{2}) (\Delta\varphi)^2 (T_{i,j-1})}{[\delta^2 + (2r_j - \delta) (\Delta\varphi)^2 r_j + \delta^2 - 2\frac{\bar{\alpha}}{\lambda} (\Delta\varphi)^2 r_j^2 \cdot \delta]} \\
 & + \frac{-\frac{2\bar{\alpha}}{\lambda} \delta r_j^2 (\Delta\varphi)^2 (T_B) + Q_g (r_j^2 - \frac{\delta}{2} r_j) (\Delta\varphi)^2 \frac{\delta^2}{\lambda}}{[2\delta^2 + 2(r_j^2 - \frac{\delta r_j}{2}) (\Delta\varphi)^2 - 2\frac{\bar{\alpha}\delta}{\lambda} (\Delta\varphi)^2 r_j^2]}
 \end{aligned}
 \tag{IV-336}$$

En définissant de nouveau θ , l'équation (IV-336) devient :

$$\theta_{i,j} = \frac{\delta^2 (\theta_{i-1,j} + \theta_{i+1,j}) + 2(\bar{r}_j^2 - \frac{r_j \delta}{2}) (\Delta \varphi)^2 (\theta_{i,j-1})}{[\delta^2 + (2r_j - \delta) (\Delta \varphi)^2 r_j + \delta^2 - 2 \frac{\bar{\alpha}}{\lambda} (\Delta \varphi)^2 r_j^2 \cdot \delta]} + \frac{- \frac{2\bar{\alpha}}{\lambda} \delta r_j^2 (\Delta \varphi)^2 (T_B) + Q_g (r_j^2 - \frac{\delta}{2} r_j) (\Delta \varphi)^2 \frac{\delta^2}{\lambda}}{[2\delta^2 + 2(r_j^2 - \frac{\delta r_j}{2}) (\Delta \varphi)^2 - 2 \frac{\bar{\alpha} \delta}{\lambda} (\Delta \varphi)^2 r_j^2]} \quad (\text{IV-337})$$

$$\theta_{i,j} = \frac{\delta^2 (\theta_{i-1,j} + \theta_{i+1,j}) + 2(\bar{r}_j^2 - \frac{r_j \delta}{2}) (\Delta \varphi)^2 (\theta_{i,j-1})}{[\delta^2 + (2r_j - \delta) (\Delta \varphi)^2 r_j + \delta^2 - 2 \frac{\bar{\alpha}}{\lambda} (\Delta \varphi)^2 r_j^2 \cdot \delta]} + \frac{- 2Bi \delta r_j^2 (\Delta \varphi)^2 (T_B) + Q_g (r_j^2 - \frac{\delta}{2} r_j) (\Delta \varphi)^2 \frac{\delta^2}{\lambda}}{[2\delta^2 + 2(r_j^2 - \frac{\delta r_j}{2}) (\Delta \varphi)^2 - 2 (\Delta \varphi)^2 r_j^2 Bi]} \quad (\text{IV-338})$$

En coordonnées sphériques, l'équation de la chaleur s'écrit :

$$\rho \cdot c_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (\lambda \cdot r^2 \cdot \frac{\partial T}{\partial r}) + Q_g \quad (\text{III-339})$$

Toutes les conditions aux limites, c'est-à-dire la perte de chaleur à la surface et le flux thermique provenant de l'arc, peuvent être incorporées à l'équation de diffusion de la chaleur en termes de dégagement ou perte de chaleur interne (flux thermique du corps), Q_g :

$$Q = \frac{2h(T-T_\infty)}{H} - \frac{2\sigma\varepsilon (T^4 - T_\infty^4)}{H} + \frac{q_{\text{arc}}}{H} + q_i \quad (\text{IV-340})$$

Conclusion :

Le degré de précision de la détermination analytique de l'écoulement de la chaleur en cours de soudage constitue probablement le point le plus critique de l'analyse numérique. En d'autres termes, la précision de l'analyse de l'écoulement de la chaleur influencera dans une large mesure celle des effets ultérieurs, entre autres des modifications métallurgiques, des contraintes et des déformations.

L'étude de la conduction dans l'échantillon hémisphérique a été traitée numériquement. Dans l'algorithme établi nous avons introduit l'effet de la convection ainsi que du rayonnement au niveau de la surface libre. La variation du rapport r_η/r_w a été prise en compte. Les résultats sont donnés sous forme de courbes. Les profils de température sont symétriques. Pour des nombres de Biot assez importants l'écart entre la température de surface et celle du fluide d'écoulement est assez faible. Si le facteur de forme ainsi que la matière ne varient pas alors le nombre de Biot augmente avec α^2 . Ce coefficient est fonction de la vitesse d'écoulement.

La résolution théorique d'un problème thermique demande à partir des lois de la conduction et de la convection, de trouver la répartition des températures. En connaissant cette répartition, on peut calculer les contraintes par les conditions d'équilibre et les conditions aux limites.

Tous ces calculs sont effectués soit par intégration des équations différentielles lorsque la forme de la structure est d'une géométrie simple, soit par la méthode des éléments finis dans le cas général où il est impossible de trouver une solution analytique. La répartition des températures obtenue suit une "allure" exponentielle. Au cours du temps la pente de la courbe devient moins forte mais ne tend pas vers une droite, comme il a été le cas dans le chapitre précédent. On ne peut plus parler de répartition linéaire.

L'analyse ici faite peut être étendue à des cas plus complexes, tout en introduisant le déplacement de la zone fondue, dans ce cas l'emploi des méthodes par éléments finis devient plus que nécessaire.

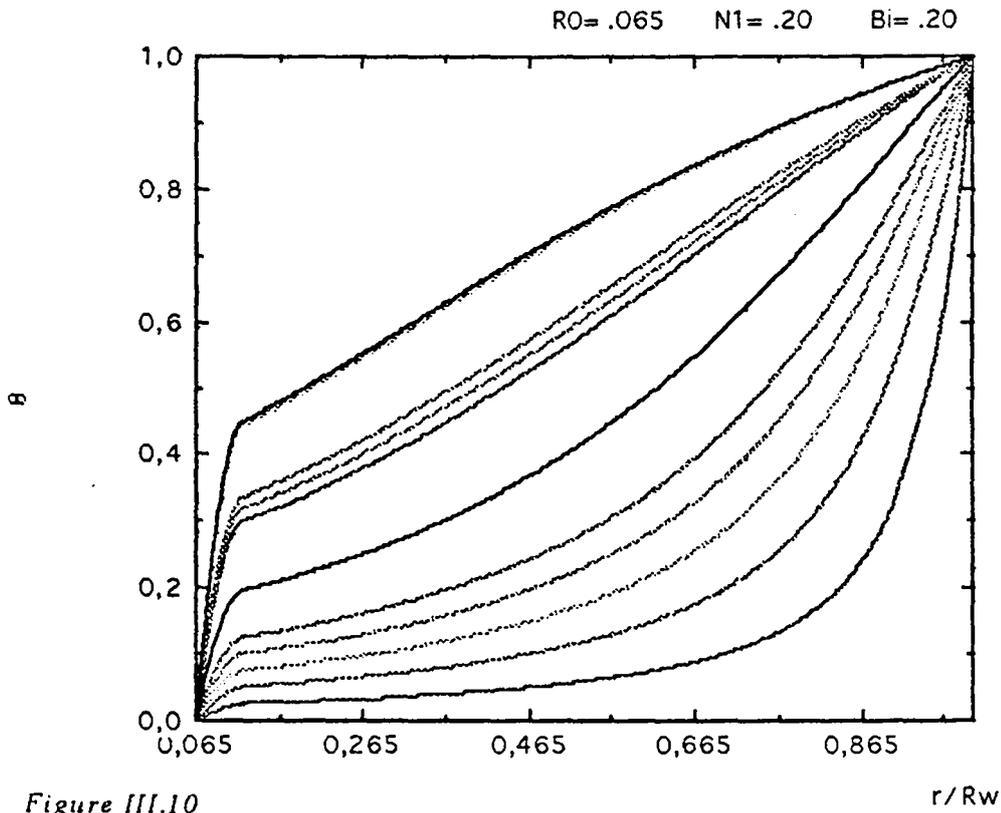


Figure III.10
 Distribution bi-dimensionnelle de la température.
 Calotte hémisphérique.

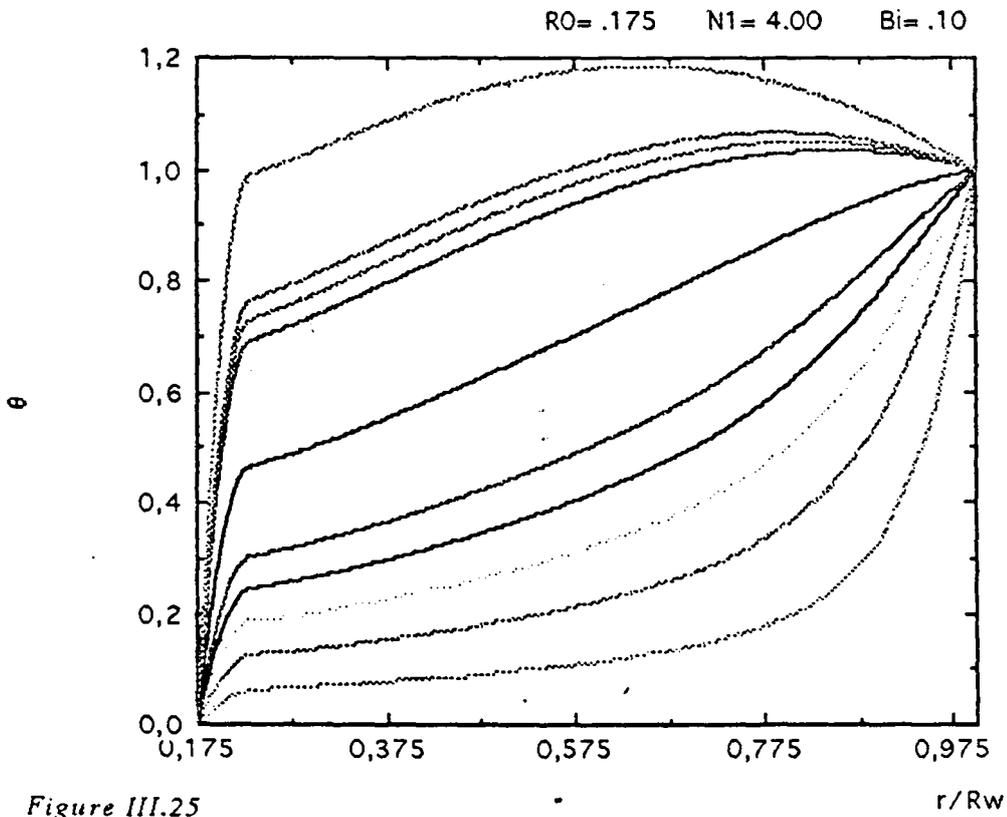


Figure III.25
 Distribution bi-dimensionnelle de la température.
 Calotte hémisphérique.

RO= .120 N1= 2.00 Bi= 1.0

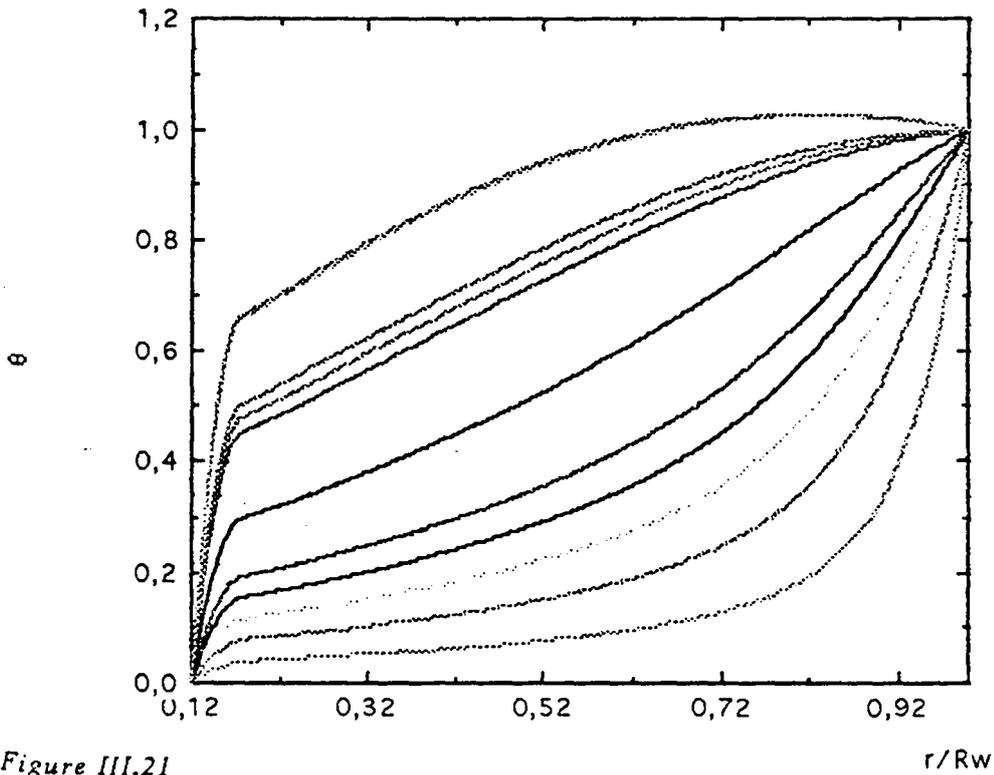


Figure III.21
Distribution bi-dimensionnelle de la température.
Calotte hémisphérique.

RO= .120 N1= .20 Bi= 0.20

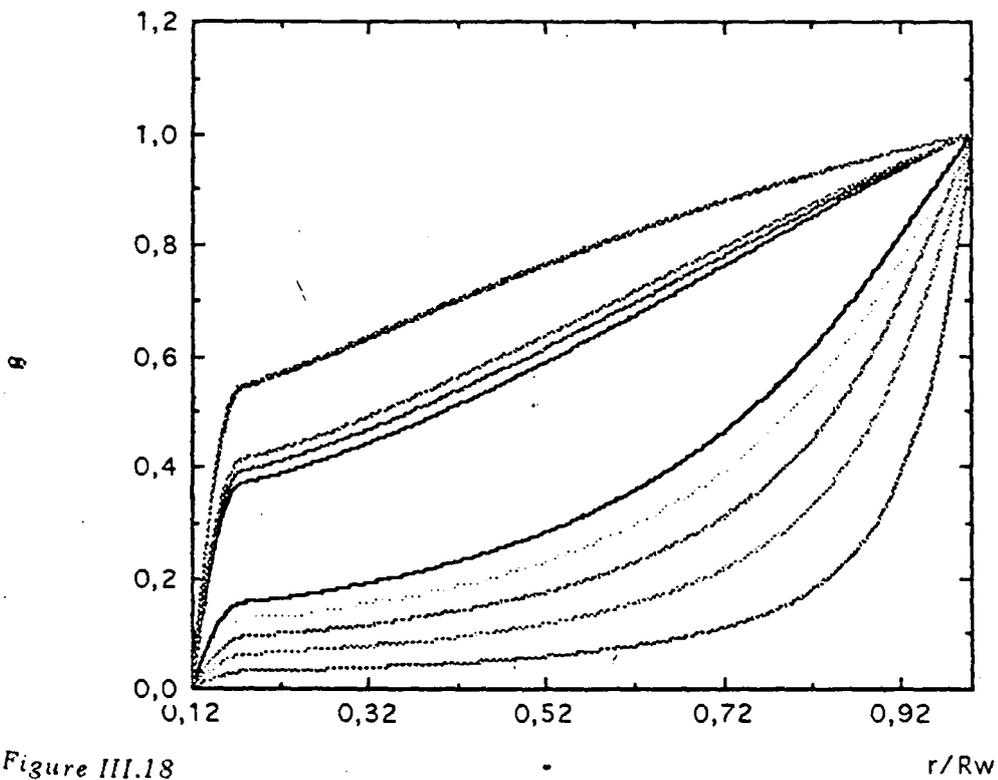


Figure III.18
Distribution bi-dimensionnelle de la température.
Calotte hémisphérique.

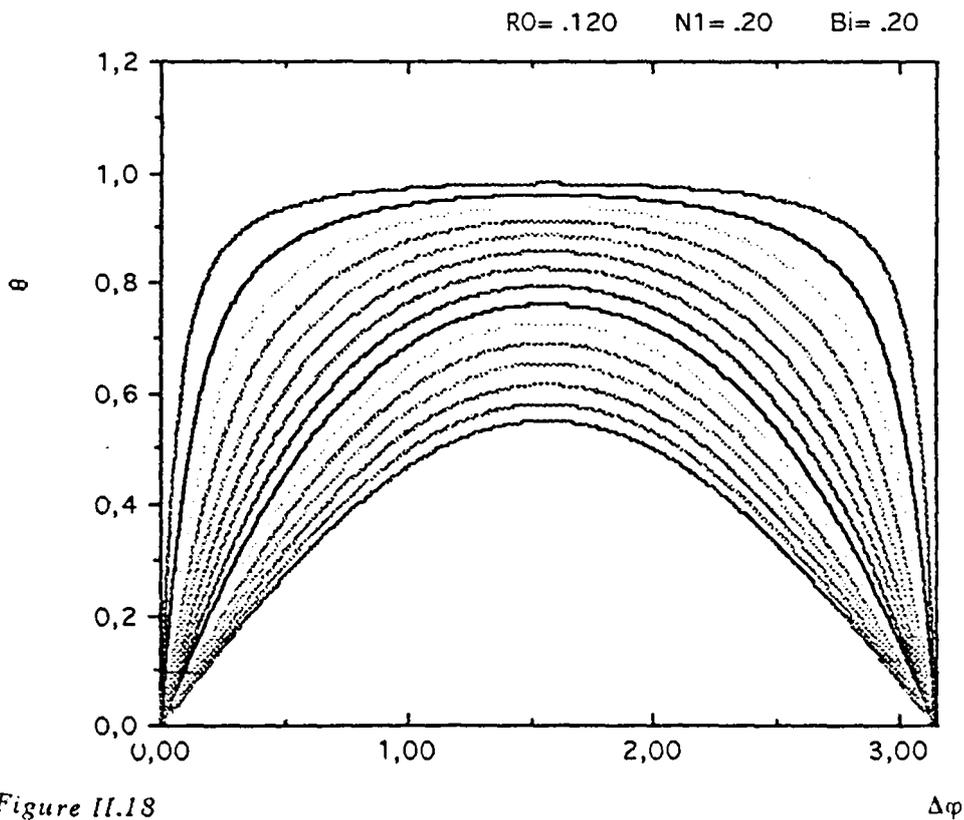


Figure II.18
 Distribution du champ de température.
 Calotte hémisphérique.

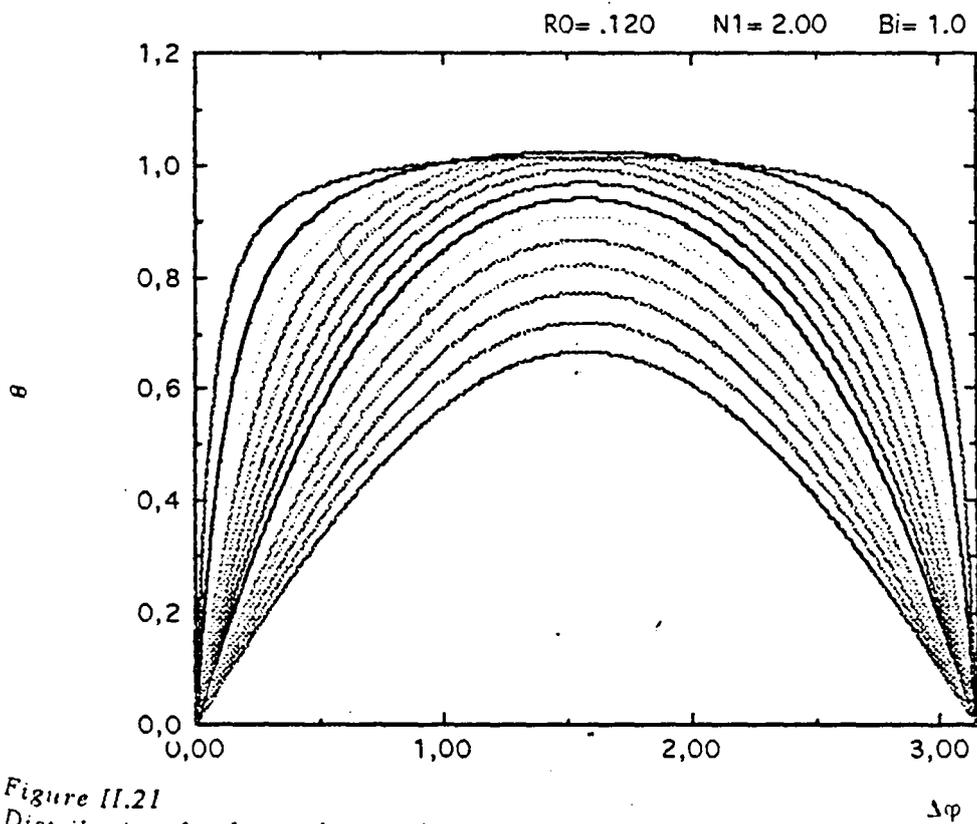


Figure II.21
 Distribution du champ de température.
 Calotte hémisphérique.

RO= .010 N1= 4.00 Bi= 0.20

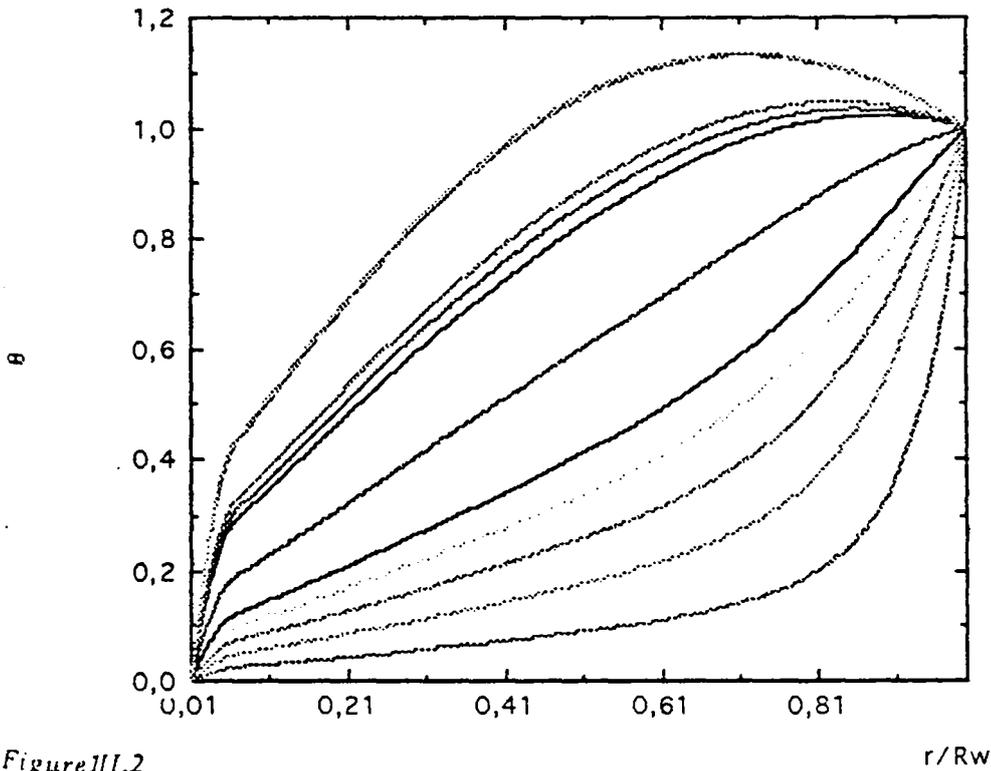
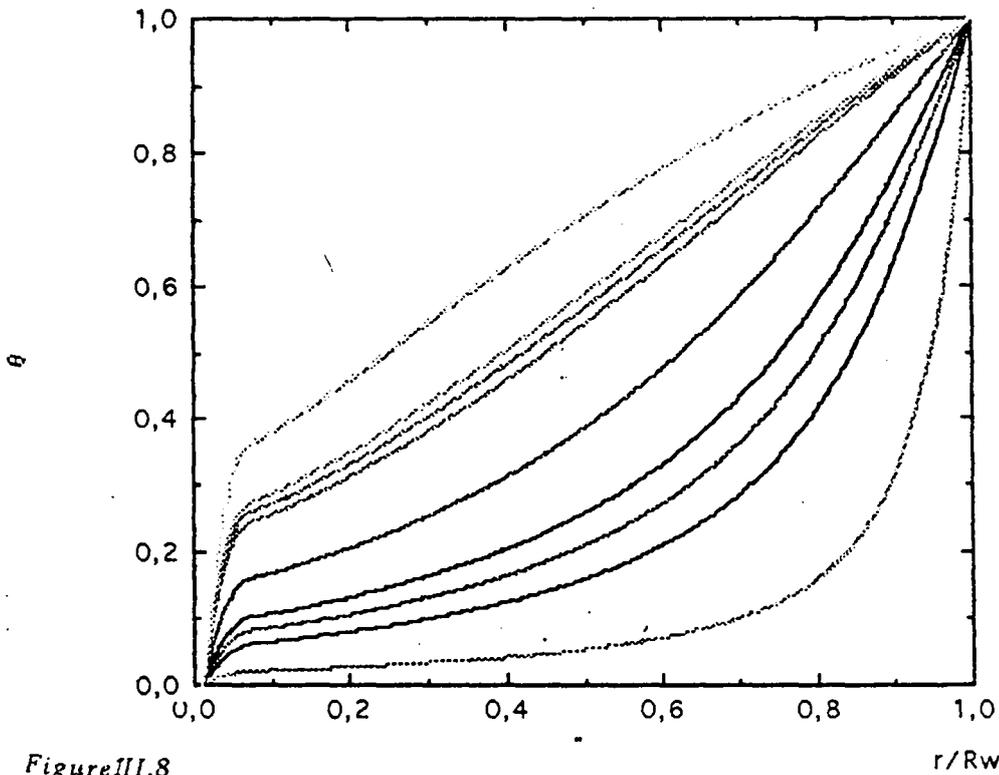


Figure III.2
Distribution bi-dimensionnelle de la température.
Calotte hémisphérique.

RO= .010 N1= .20 Bi= 10.0



conditions aux limites
thermiques et
convectives.

Figure III.8
Distribution bi-dimensionnelle de la température.
Calotte hémisphérique.

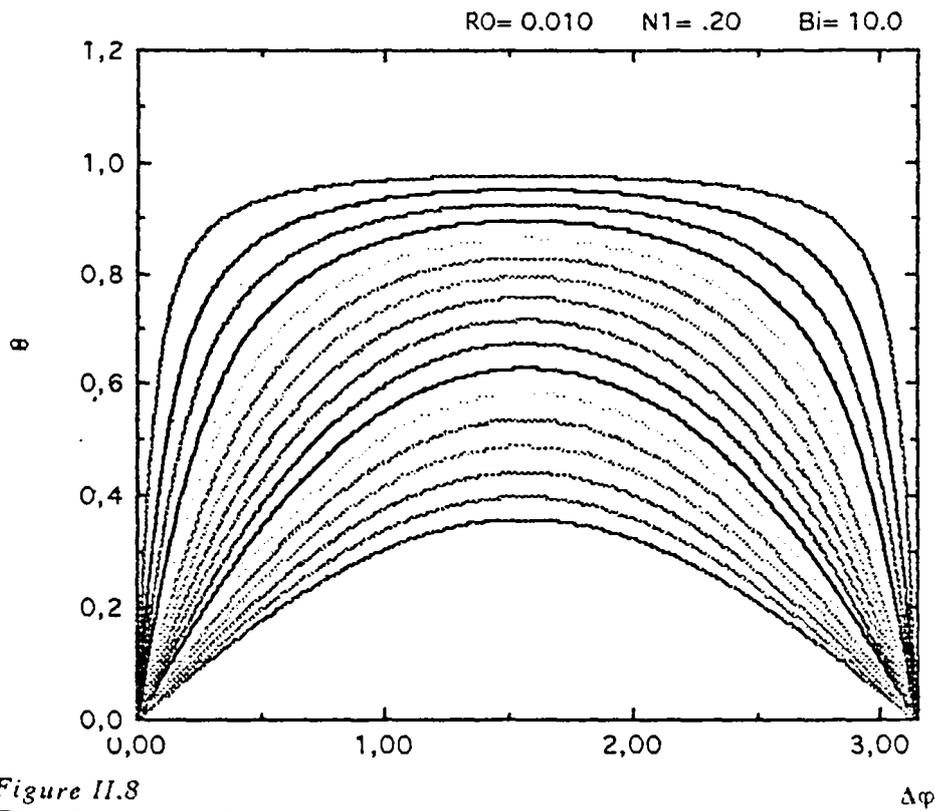


Figure II.8
Distribution du champ de température.
Calotte hémisphérique.

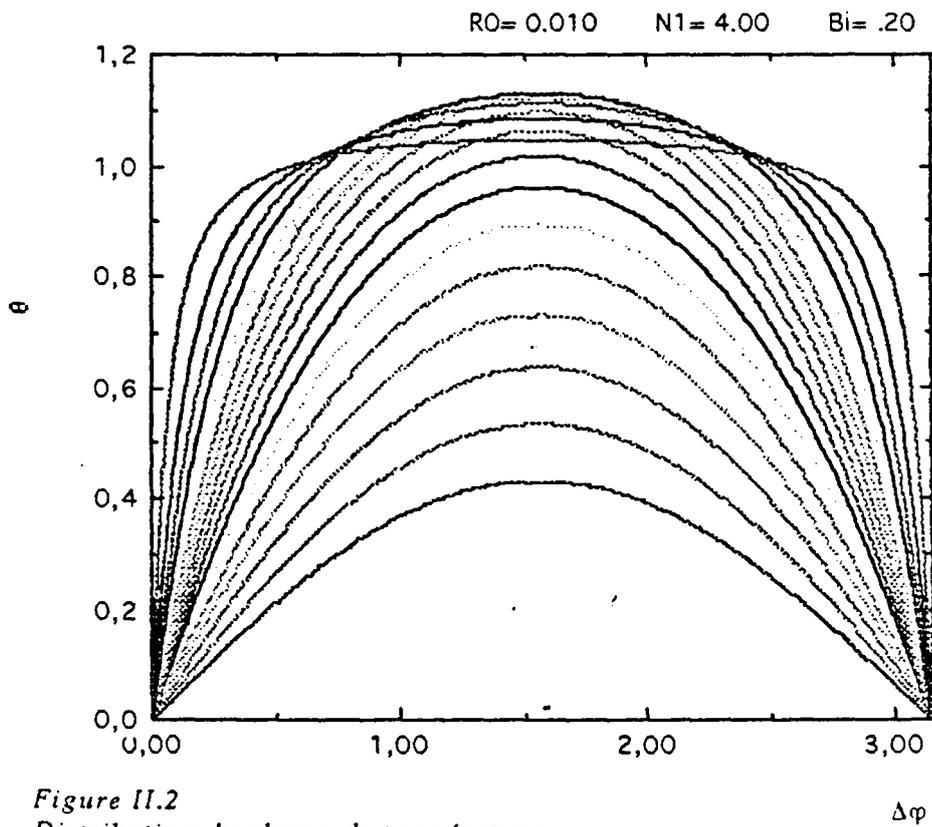


Figure II.2
Distribution du champ de température.
Calotte hémisphérique.

RO= .175 N1= .10 Bi=10.0

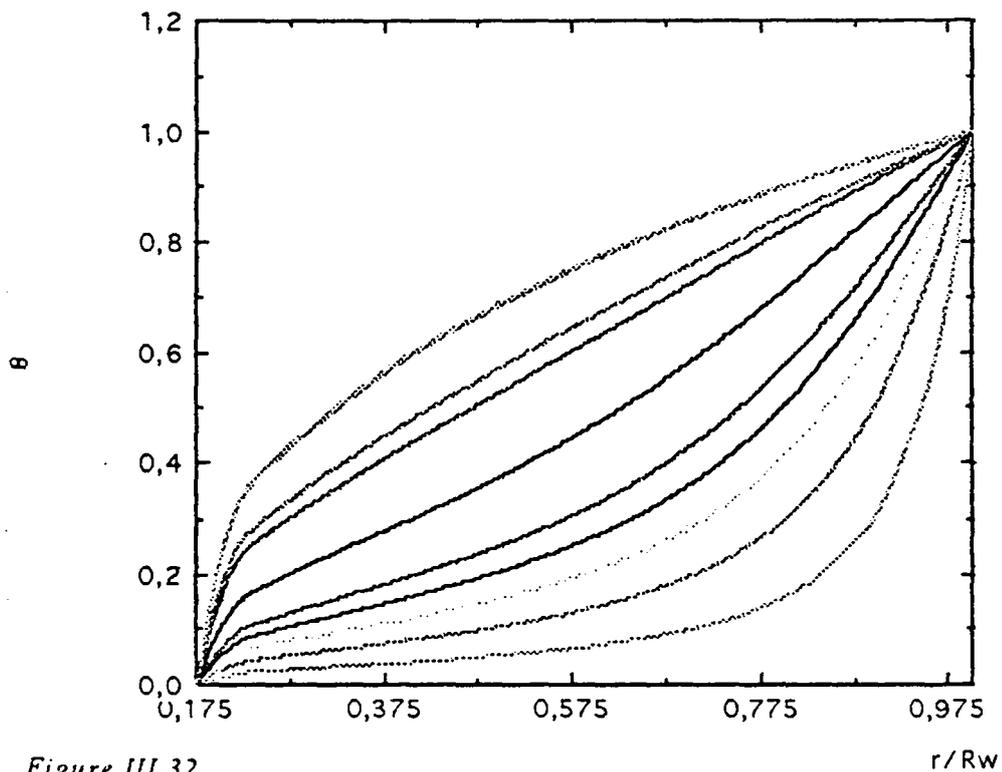


Figure III.32
Distribution bi-dimensionnelle de la température.
Calotte hémisphérique.

RO= .175 N1= 2.00 Bi= 1.0

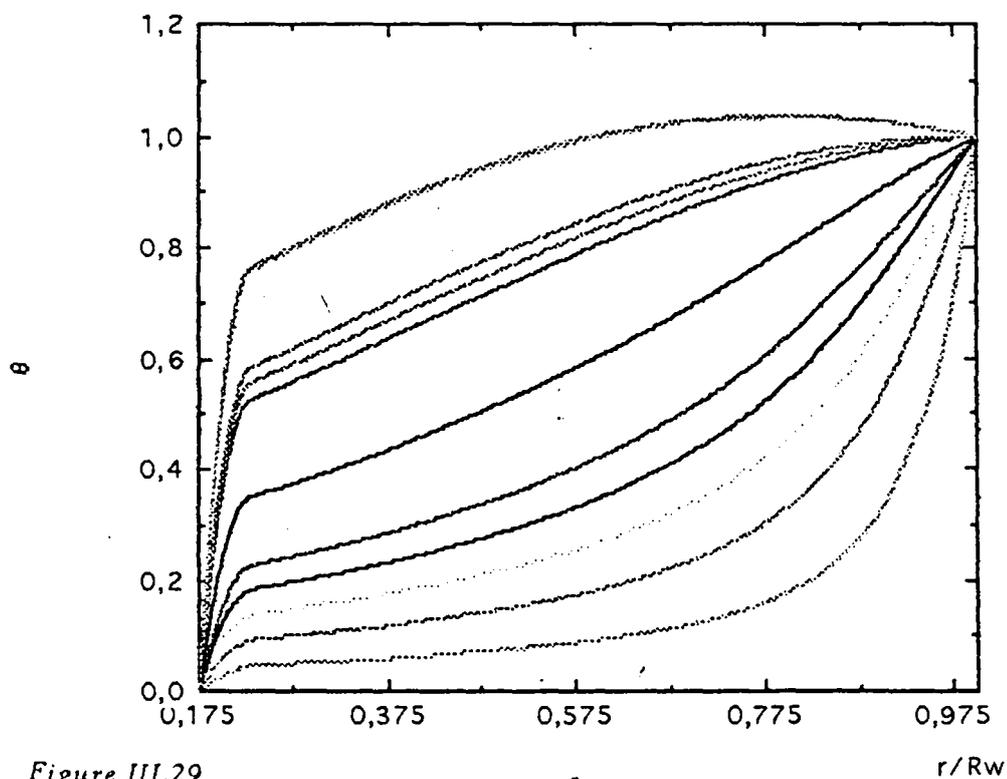


Figure III.29
Distribution bi-dimensionnelle de la température.
Calotte hémisphérique.

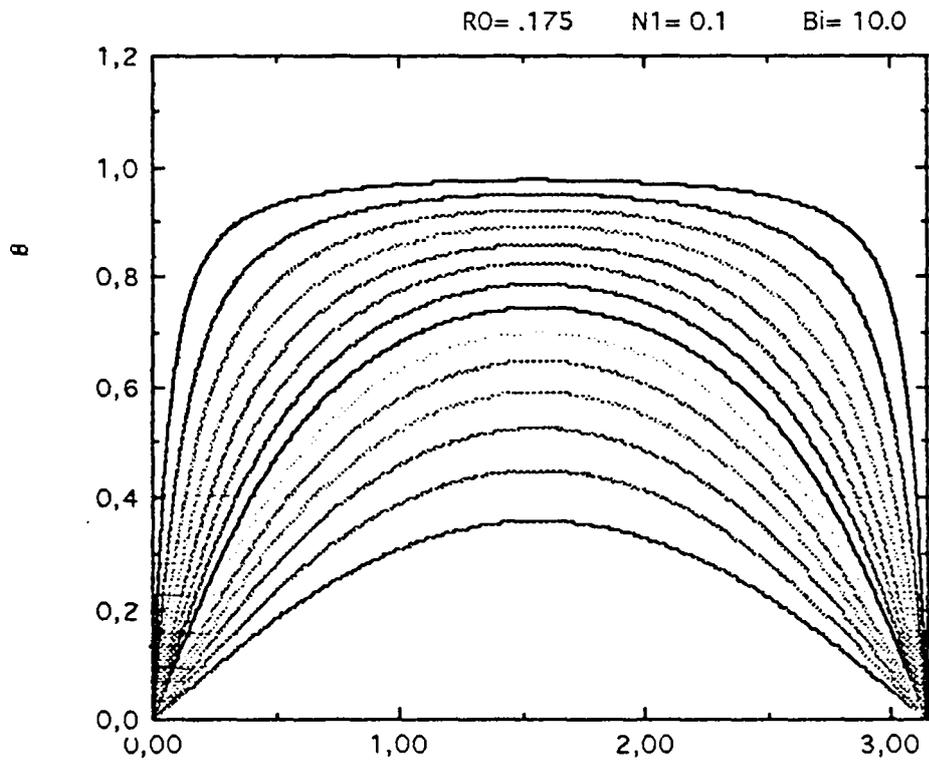


Figure II.32
Distribution du champ de température.
Calotte hémisphérique. $\Delta\varphi$

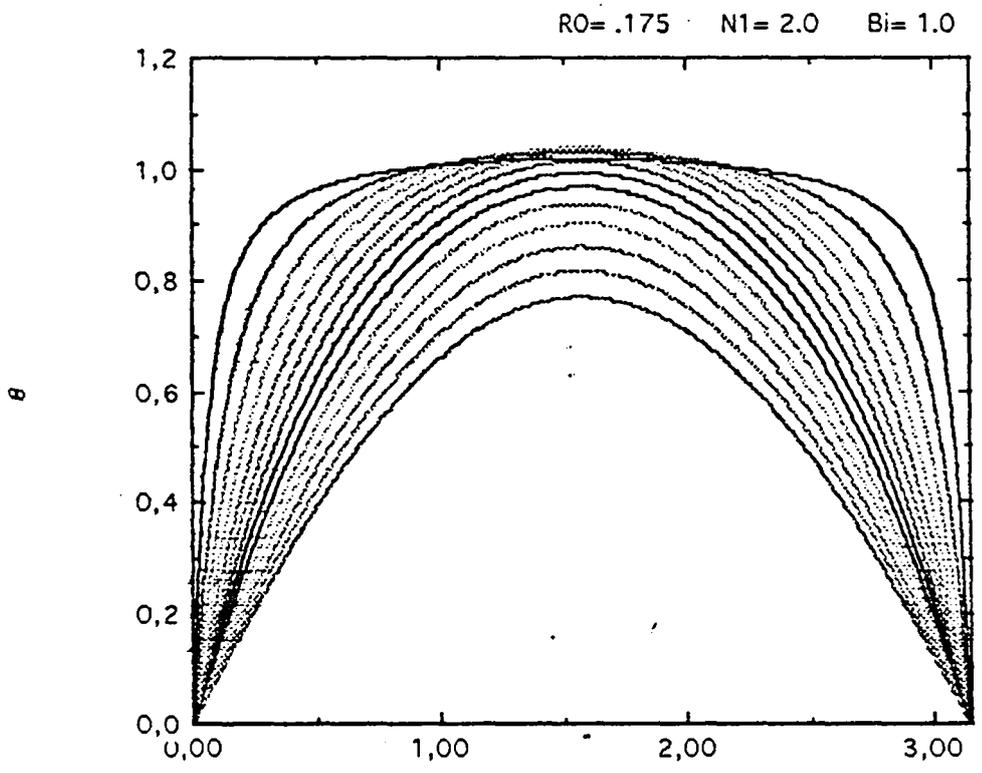


Figure II.29
distribution du champ de température.
Calotte hémisphérique. $\Delta\varphi$

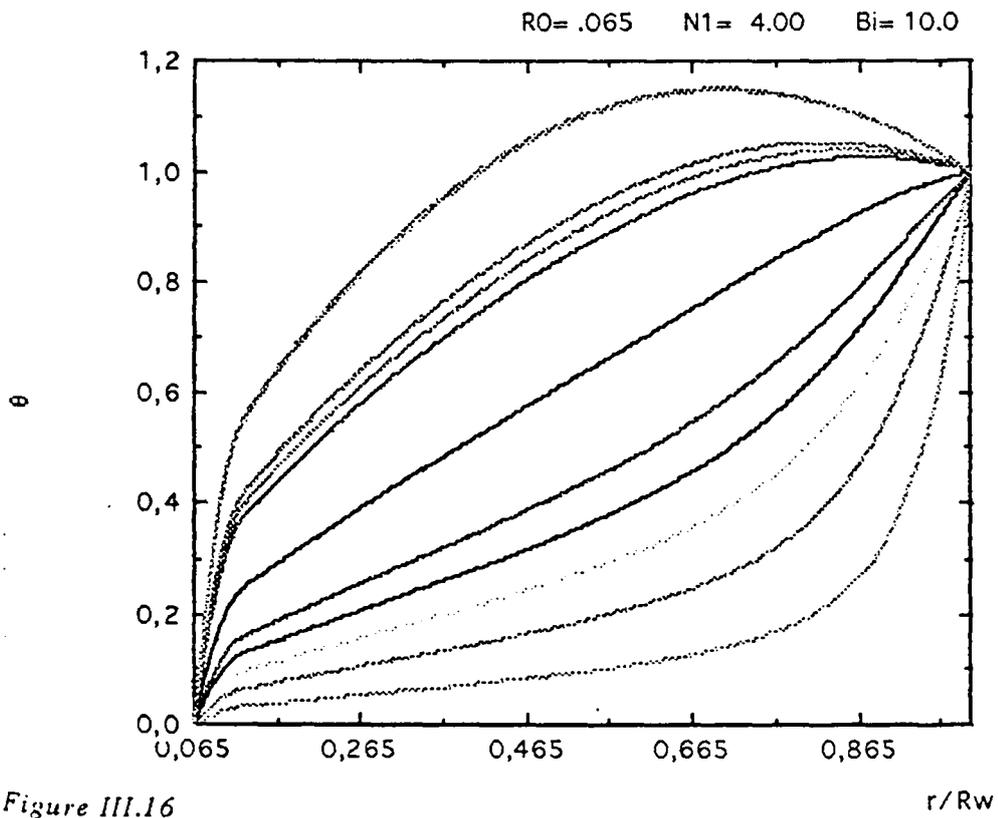


Figure III.16
 Distribution bi-dimensionnelle de la température.
 Calotte hémisphérique.

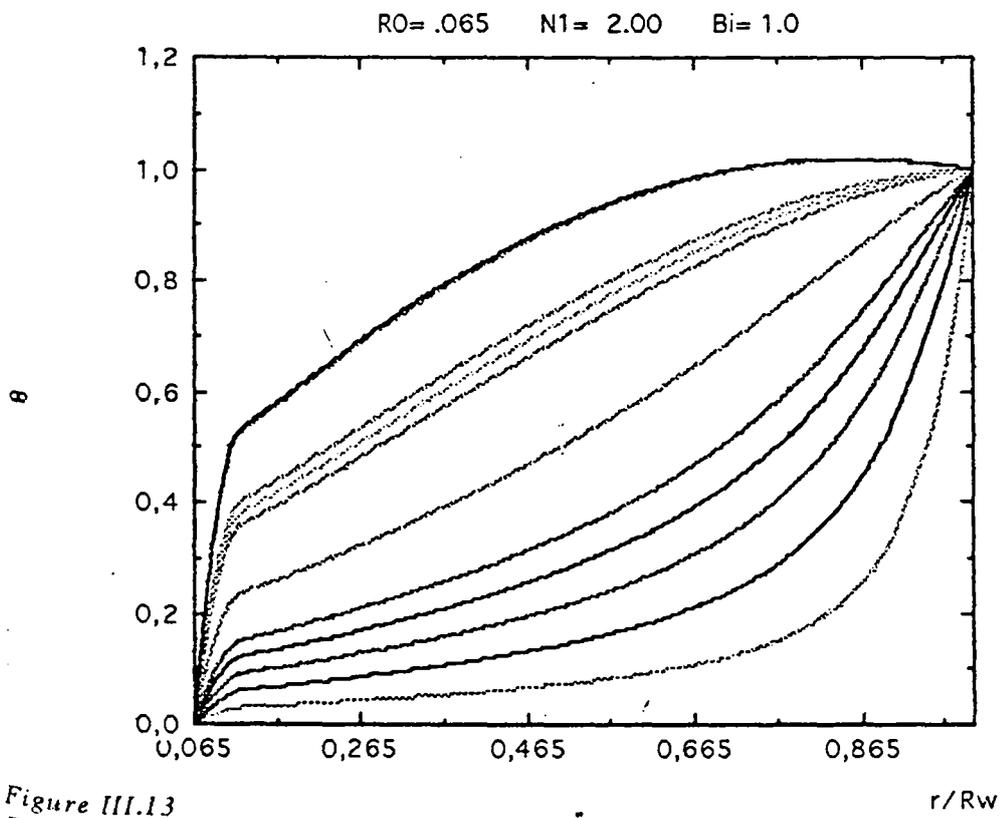


Figure III.13
 Distribution bi-dimensionnelle de la température.
 Calotte hémisphérique.

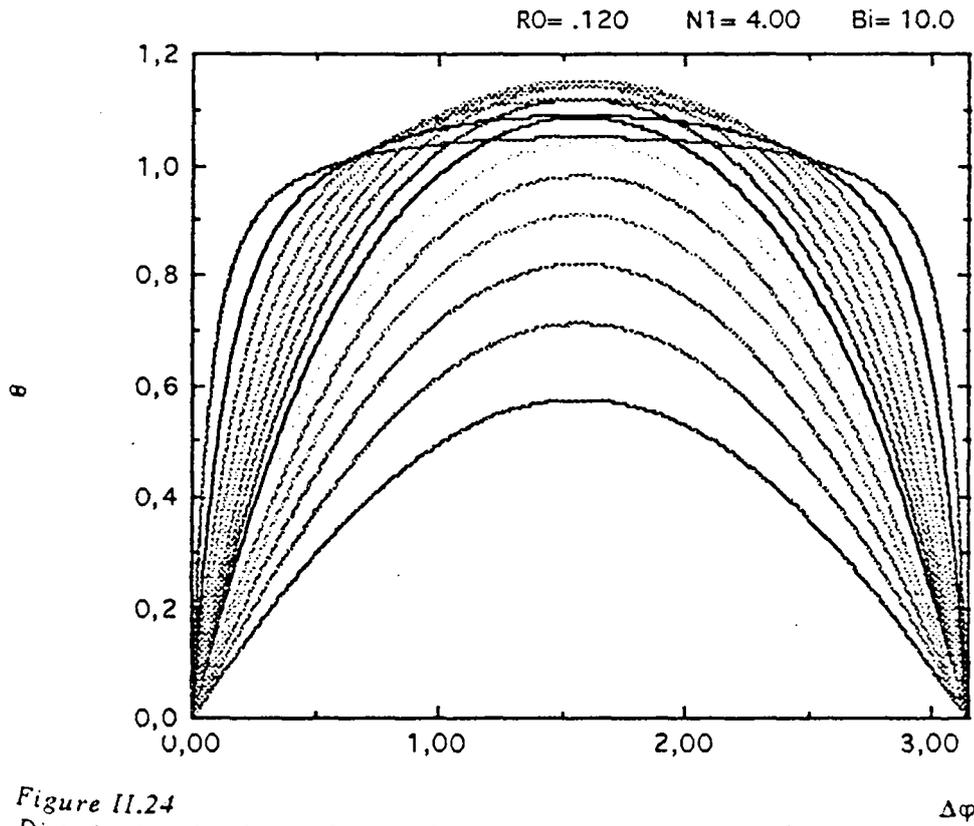


Figure II.24
 Distribution du champ de température.
 Calotte hémisphérique.

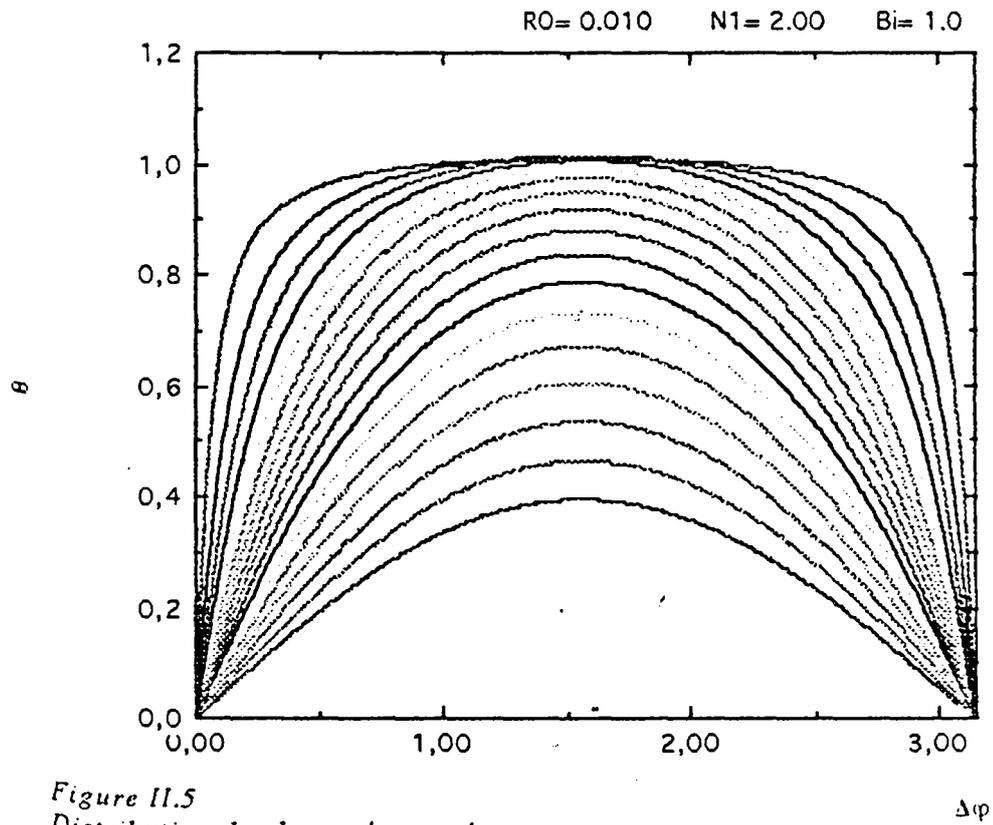


Figure II.5
 Distribution du champ de température.
 Calotte hémisphérique.

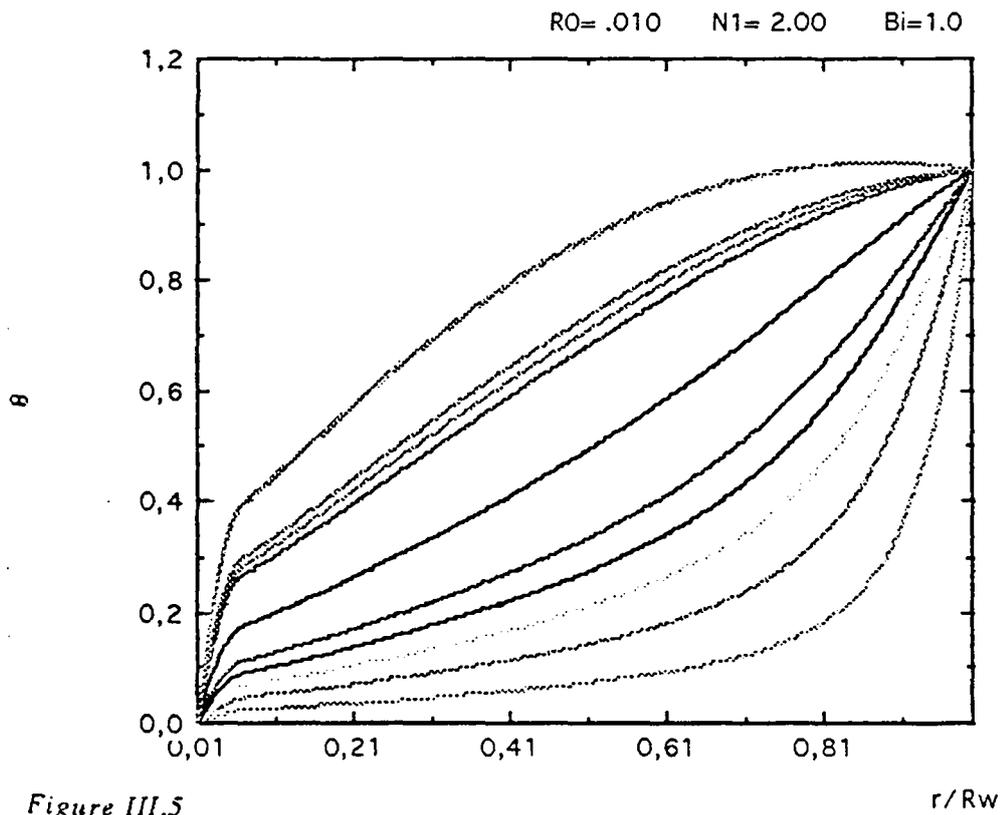


Figure III.5
 Distribution bi-dimensionnelle de la température.
 Calotte hémisphérique.

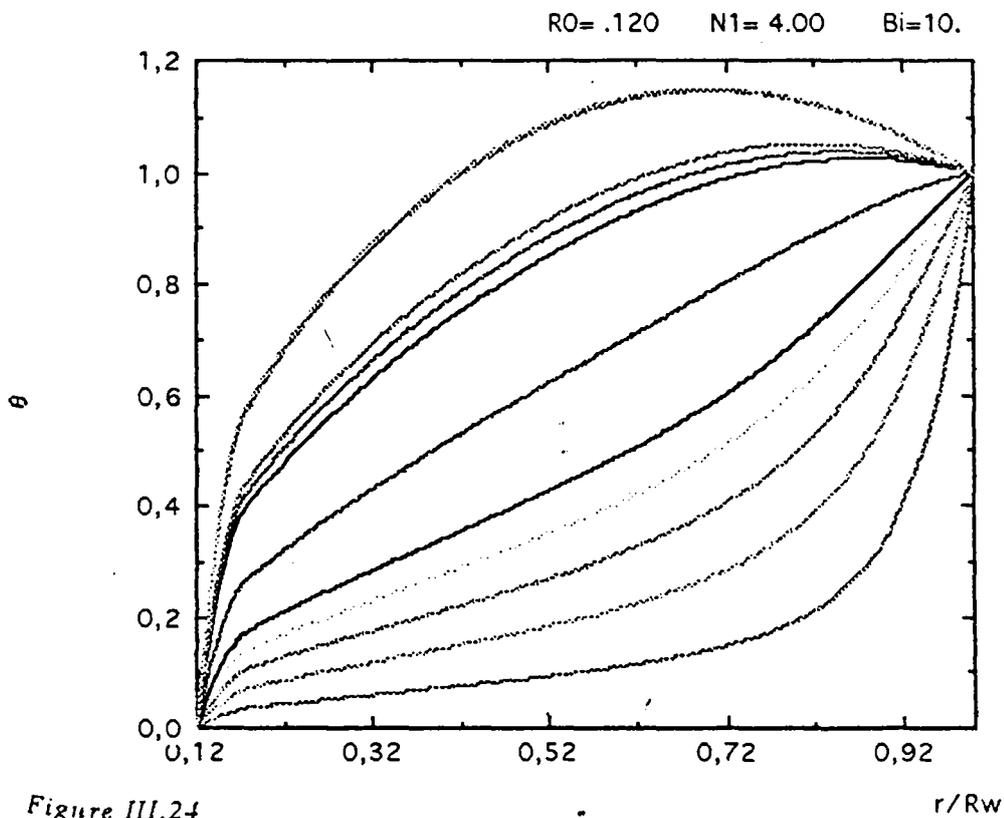


Figure III.24
 Distribution bi-dimensionnelle de la température.
 Calotte hémisphérique.

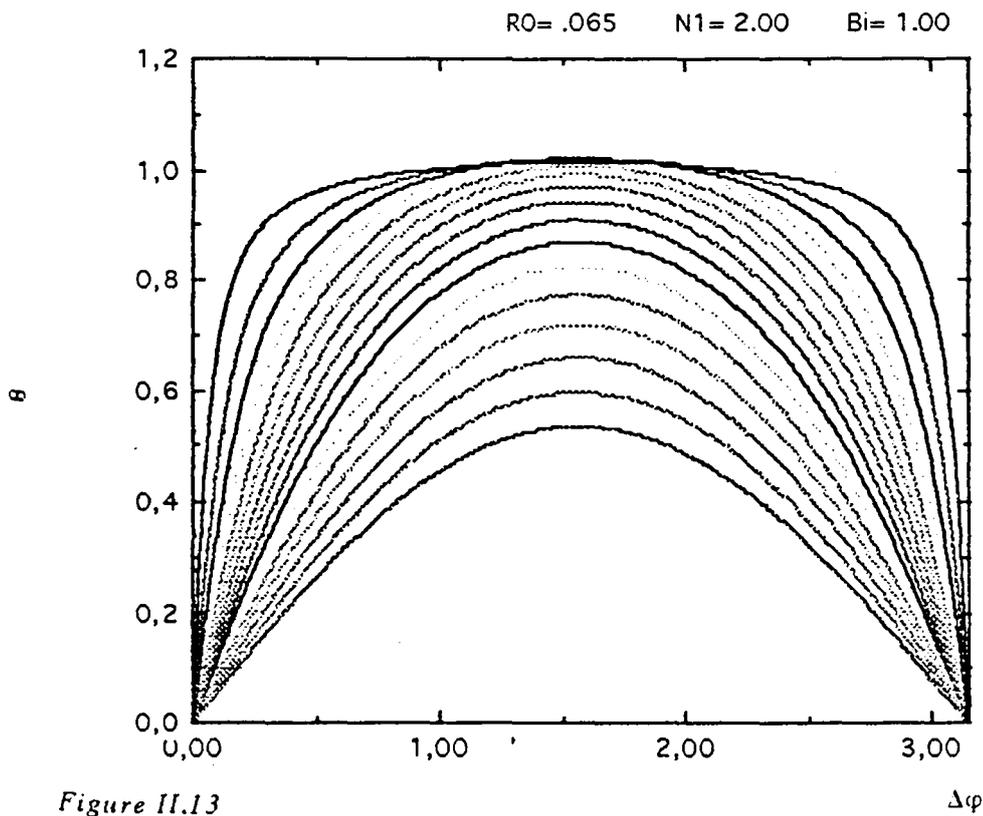


Figure II.13
 Distribution du champ de température.
 Calotte hémisphérique.

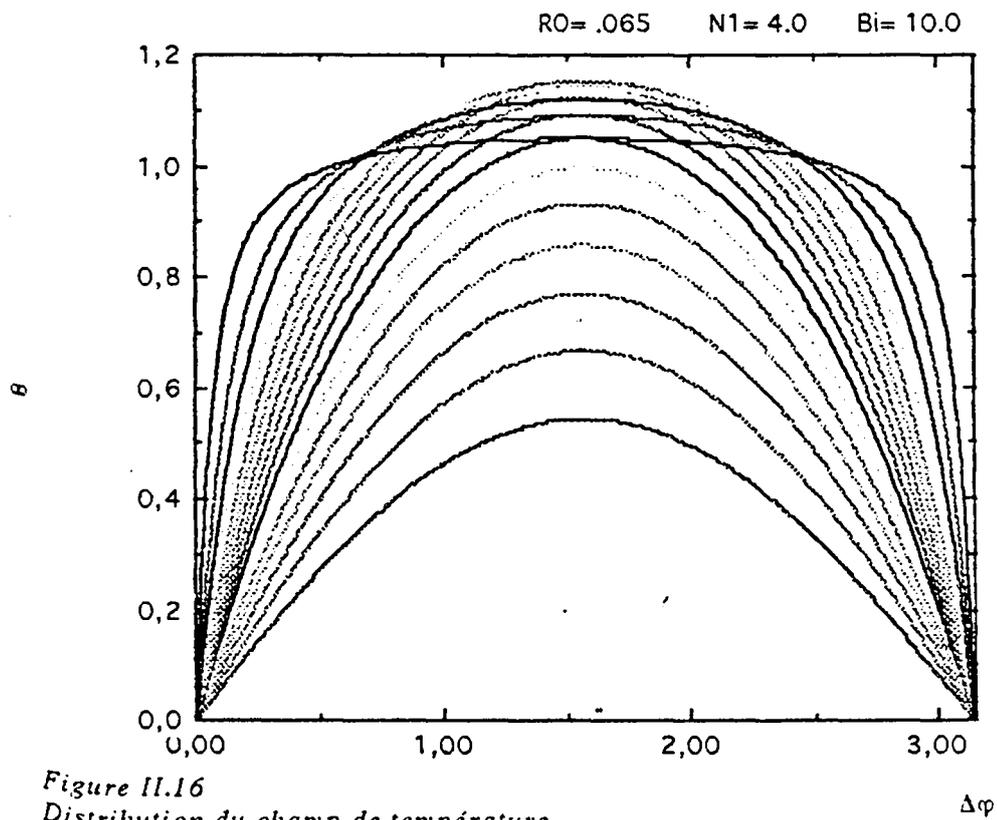


Figure II.16
 Distribution du champ de température.
 Calotte hémisphérique.

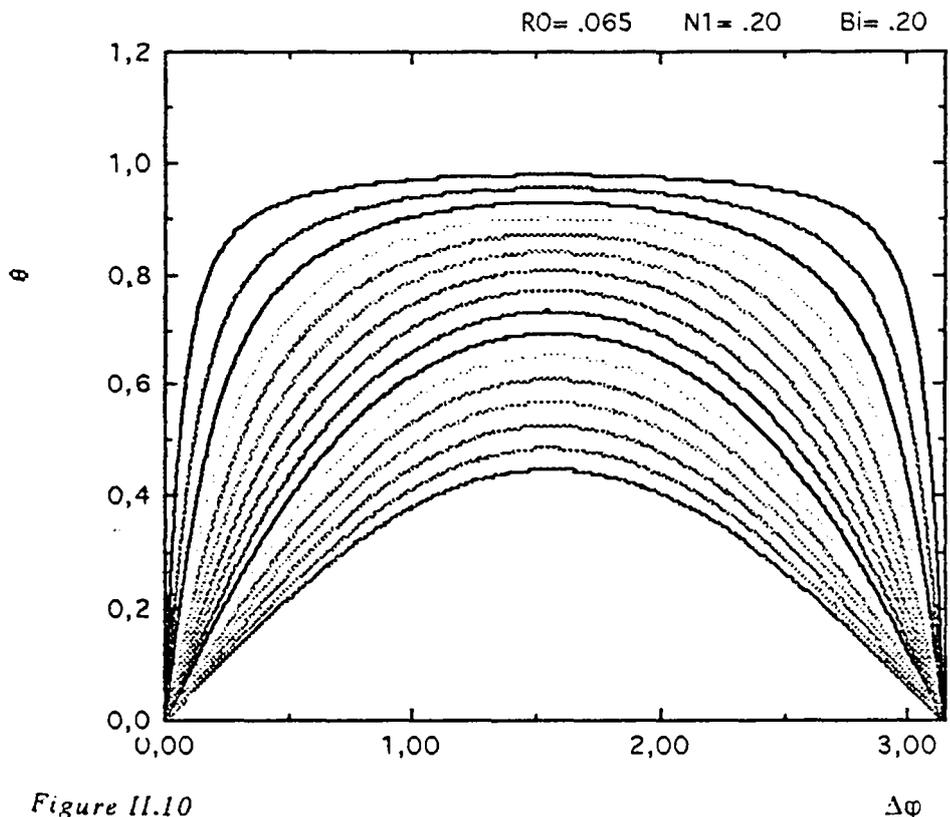


Figure II.10
 Distribution du champ de température.
 Calotte hémisphérique.

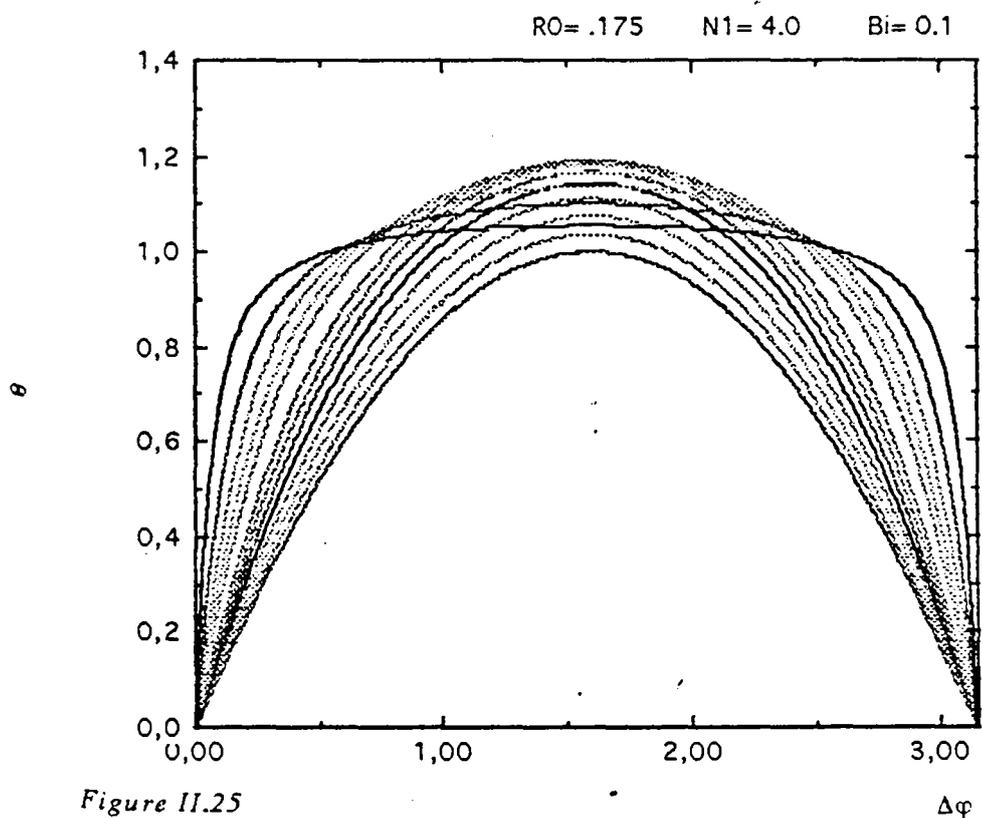
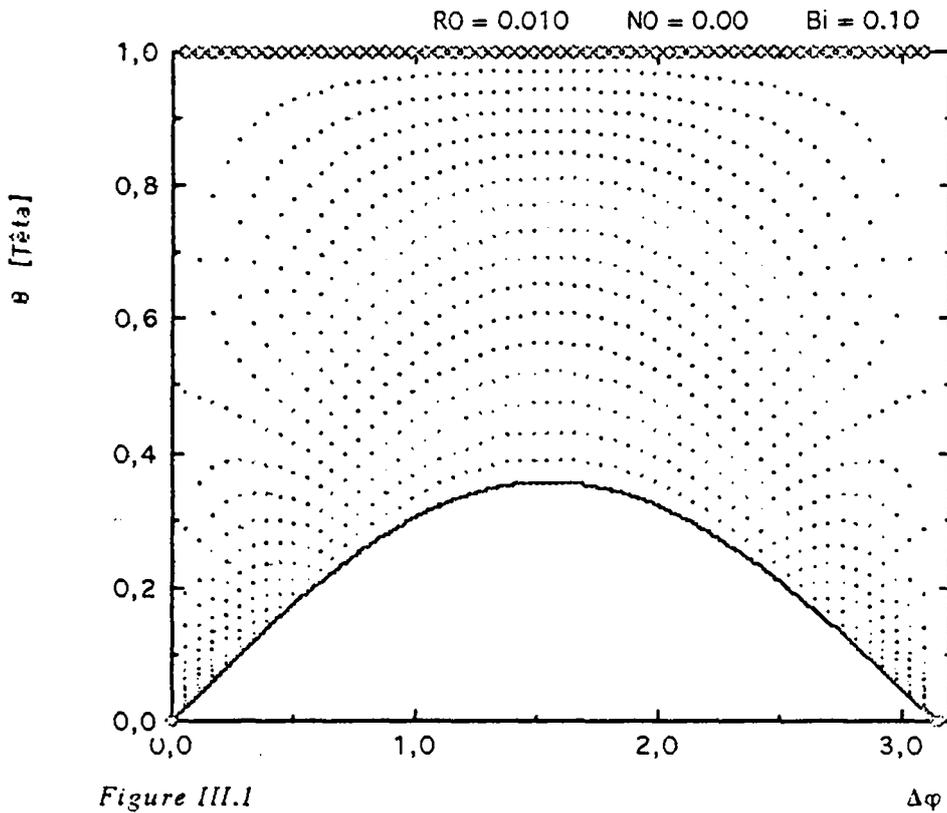
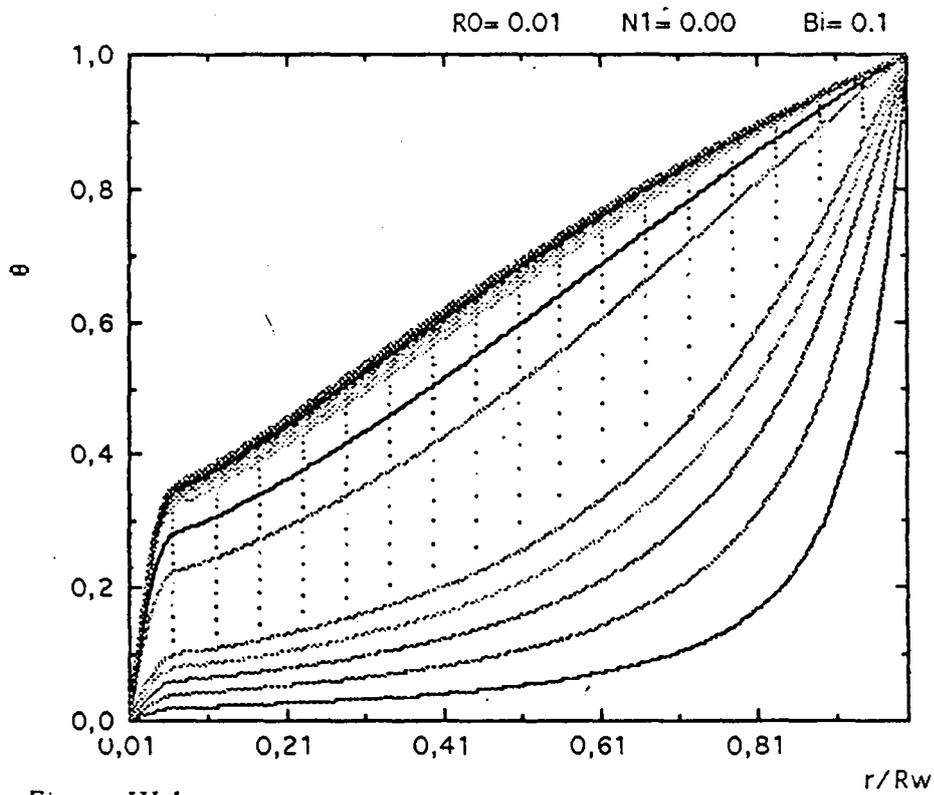


Figure II.25
 Distribution du champ de température.
 Calotte hémisphérique.



C. Létia. 1

Figure III.1
Distribution du champ de température.
Calotte hémisphérique.



C. Létia. 1

Figure III.1
Distribution bi-dimensionnelle de la température.
Calotte hémisphérique.

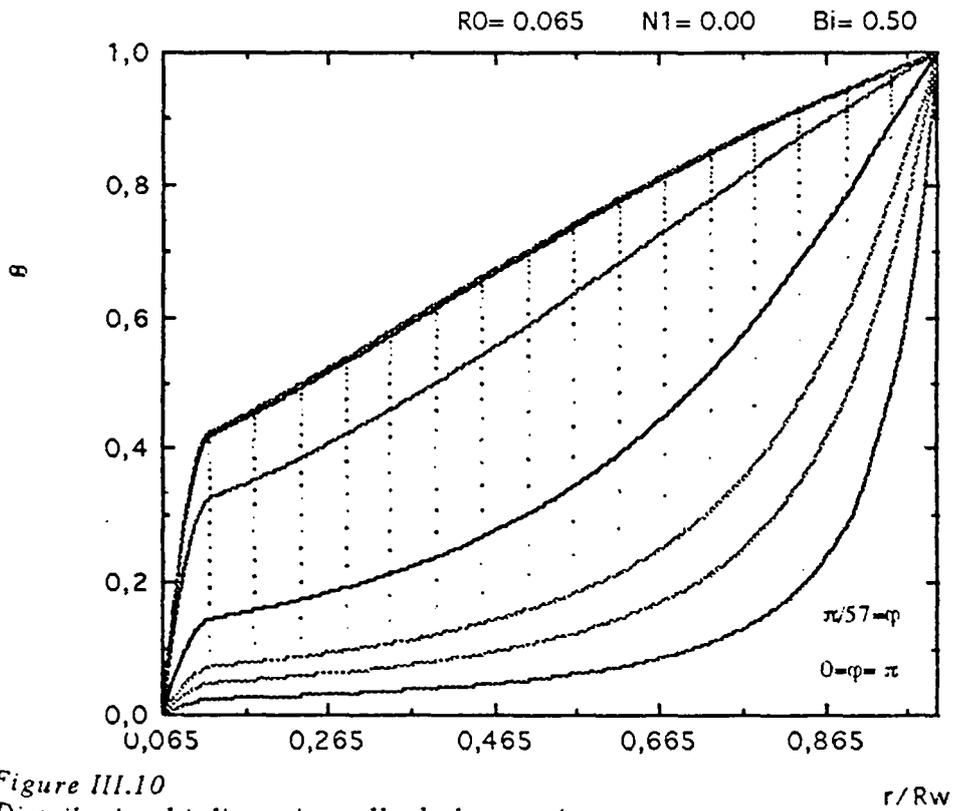


Figure III.10
Distribution bi-dimensionnelle de la température.
Calotte hémisphérique.

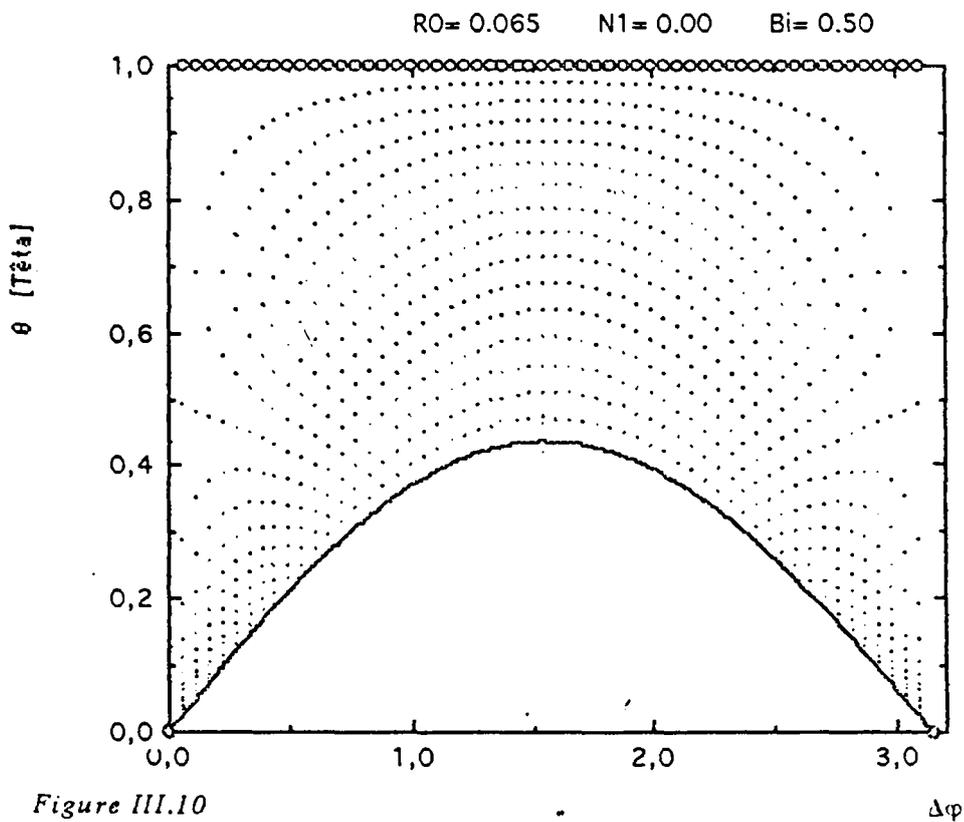


Figure III.10
Distribution du champ de température.
Calotte hémisphérique.

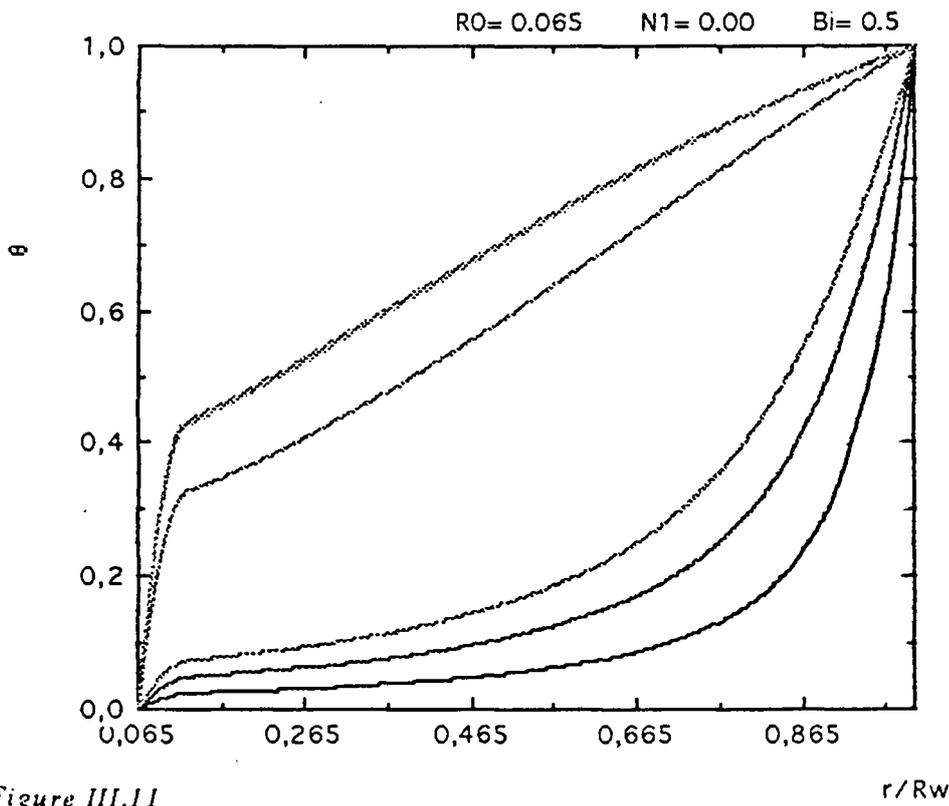


Figure III.11
 Distribution bi-dimensionnelle de la température.
 Calotte hémisphérique.

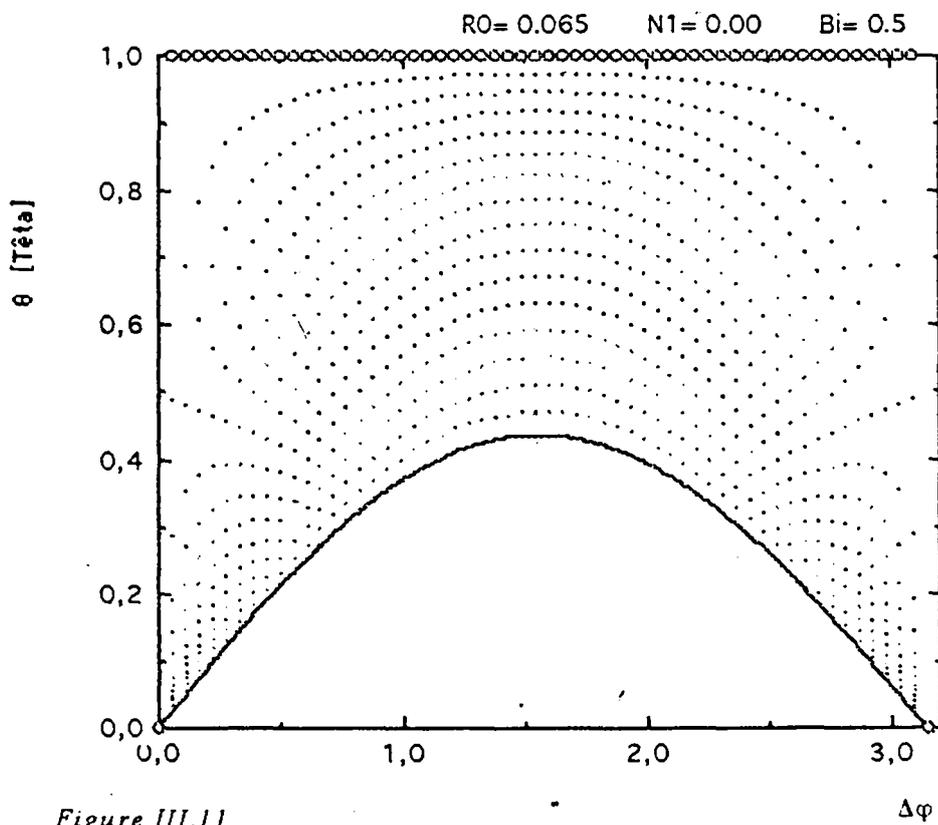


Figure III.11
 Distribution du champ de température.
 Calotte hémisphérique.

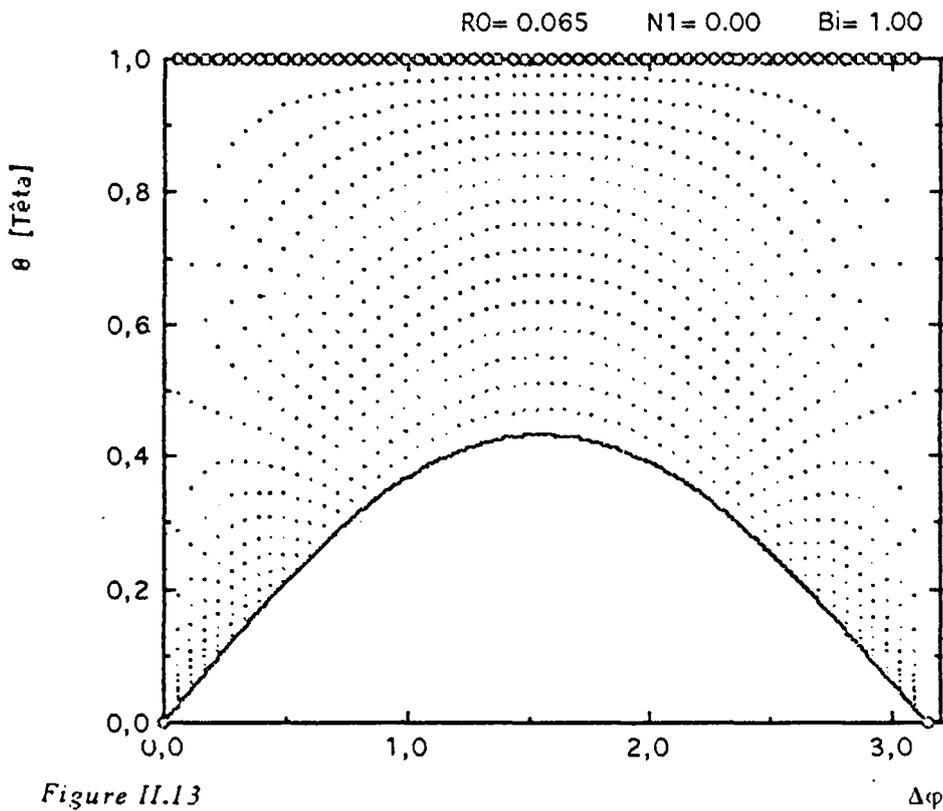


Figure II.13
Distribution du champ de température.
Calotte hémisphérique.

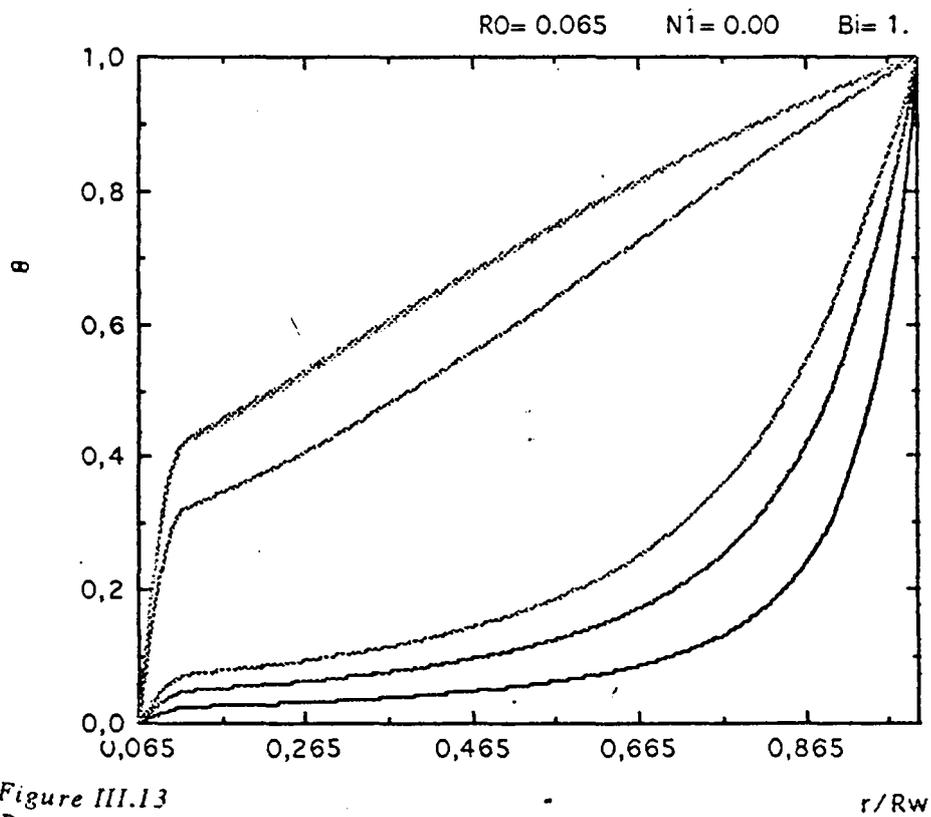


Figure III.13
Distribution bi-dimensionnelle de la température.
Calotte hémisphérique.

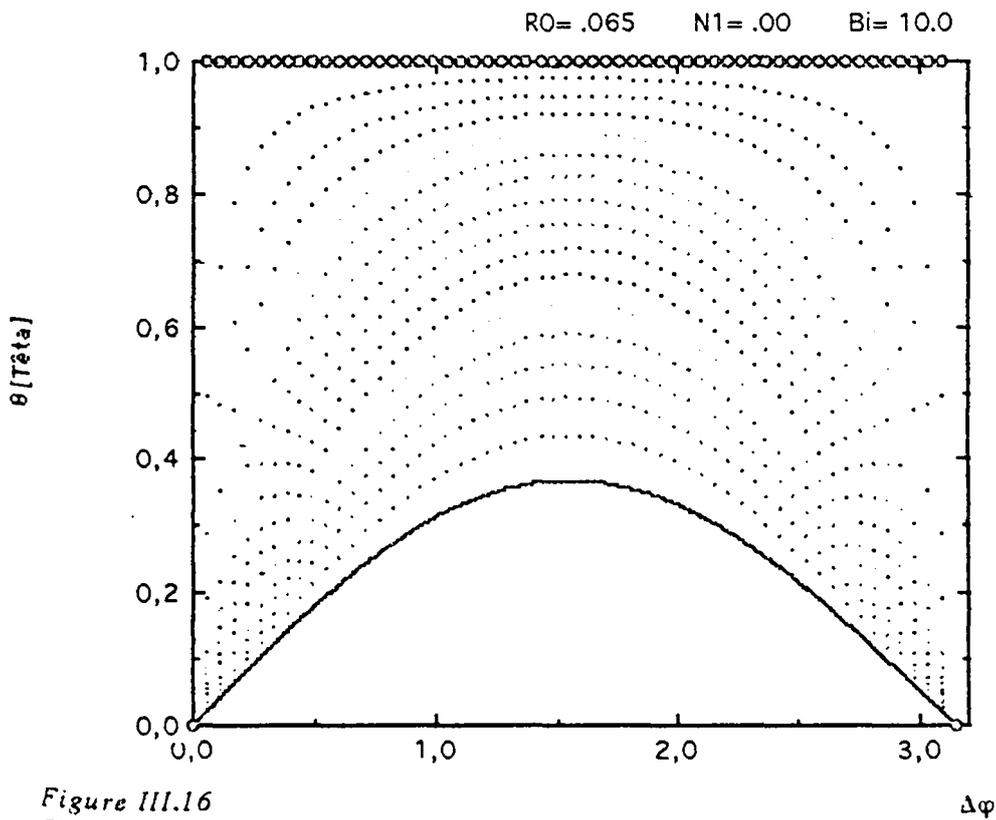


Figure III.16
Distribution du champ de température.
Calotte hémisphérique.

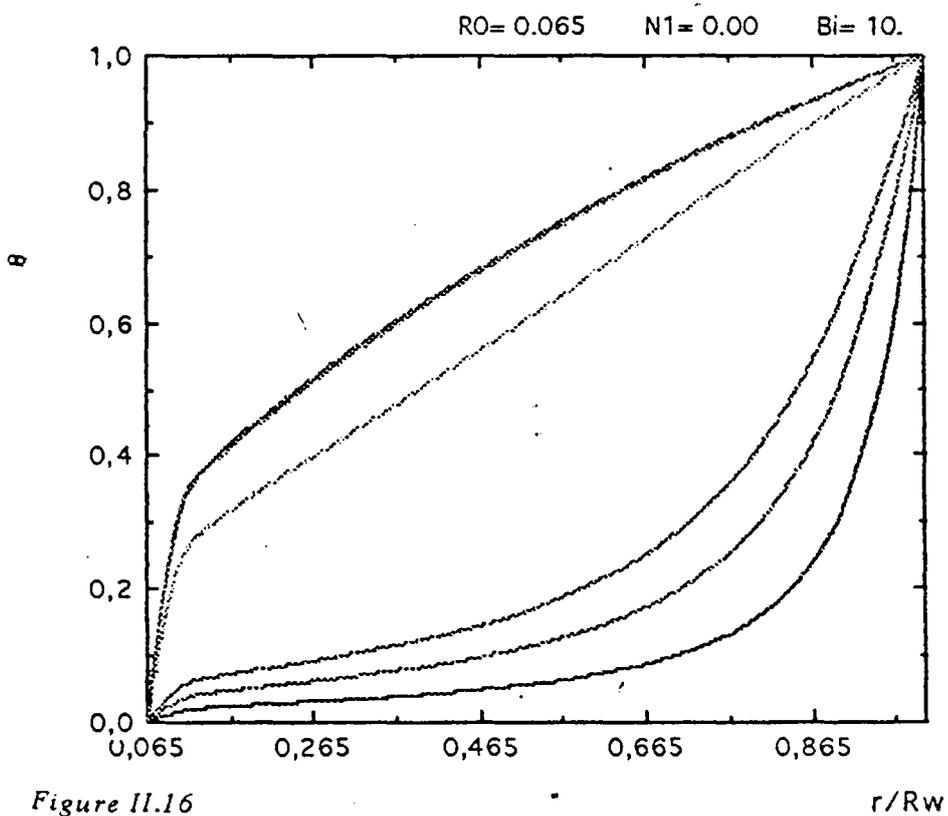


Figure II.16
Distribution bi-dimensionnelle de la température.
Calotte hémisphérique.

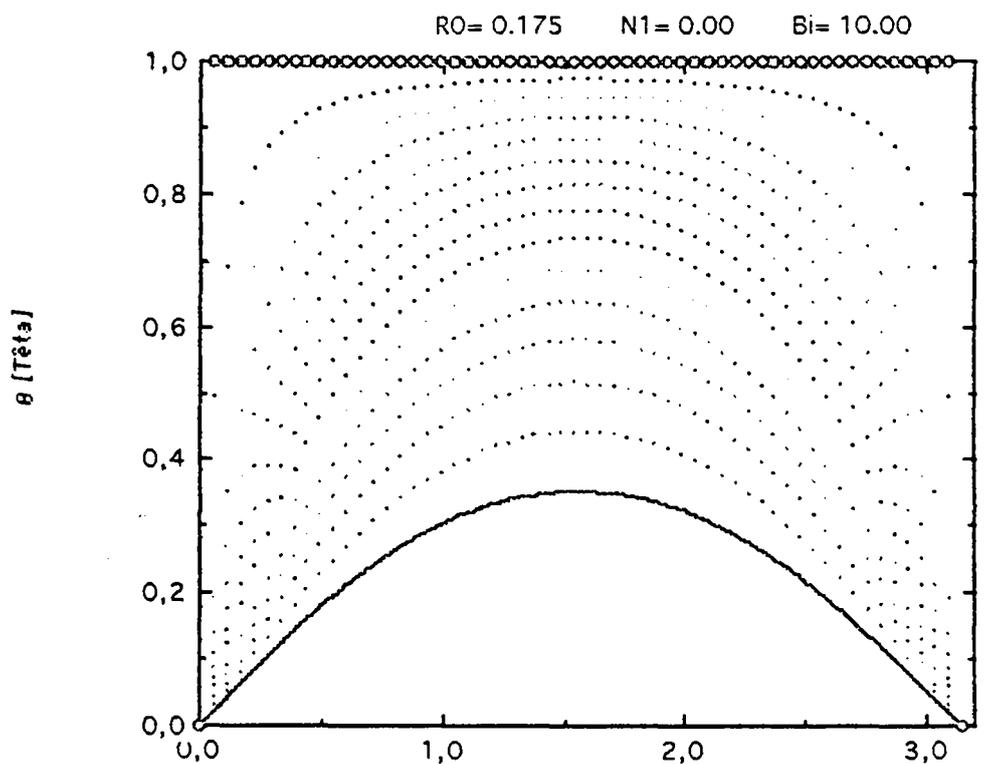


Figure III.32
 Distribution du champ de température.
 Calotte hémisphérique. Δφ

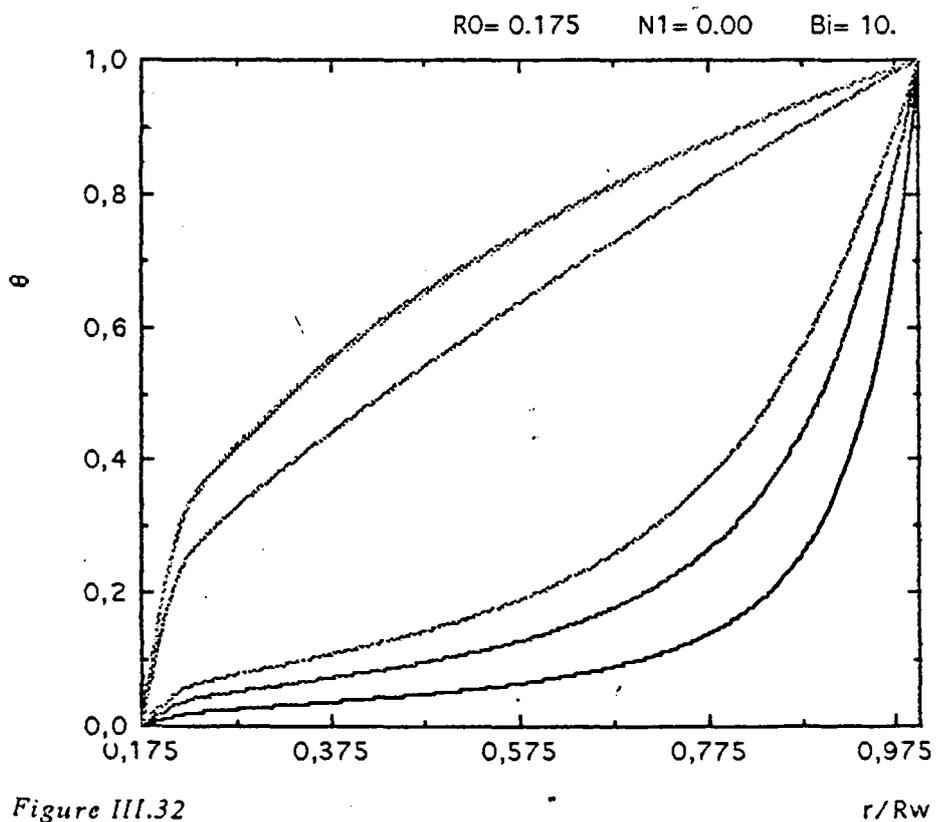


Figure III.32
 Distribution bi-dimensionnelle de la température.
 Calotte hémisphérique. r/Rw

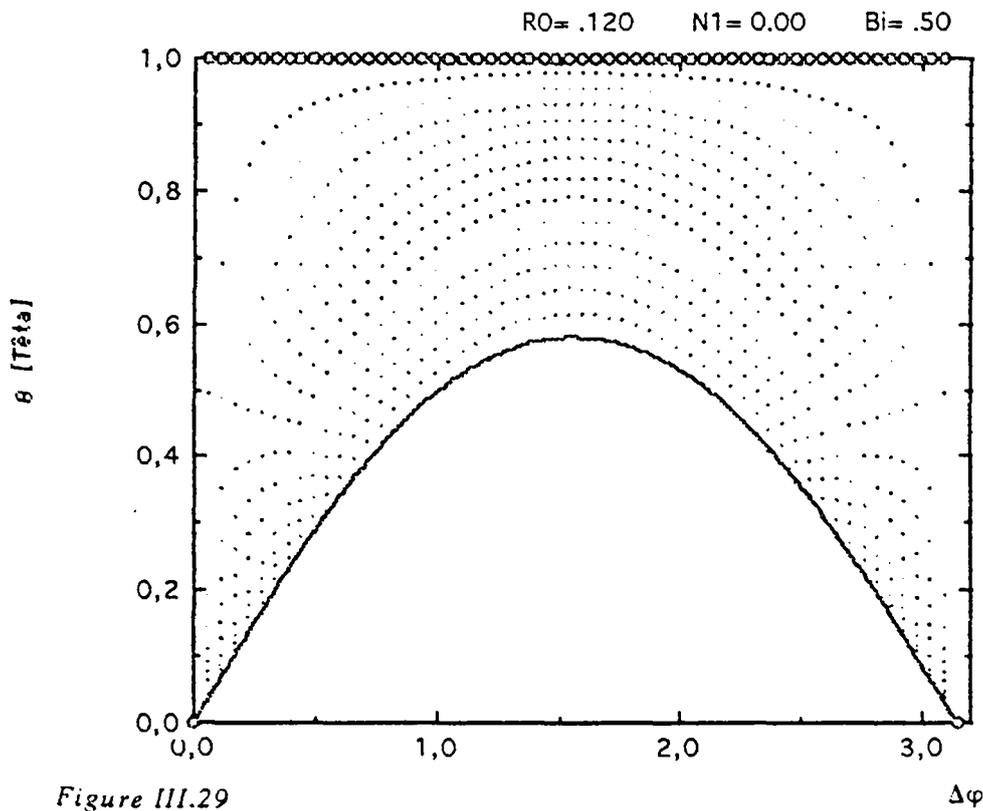


Figure III.29
Distribution du champ de température.
Calotte hémisphérique.

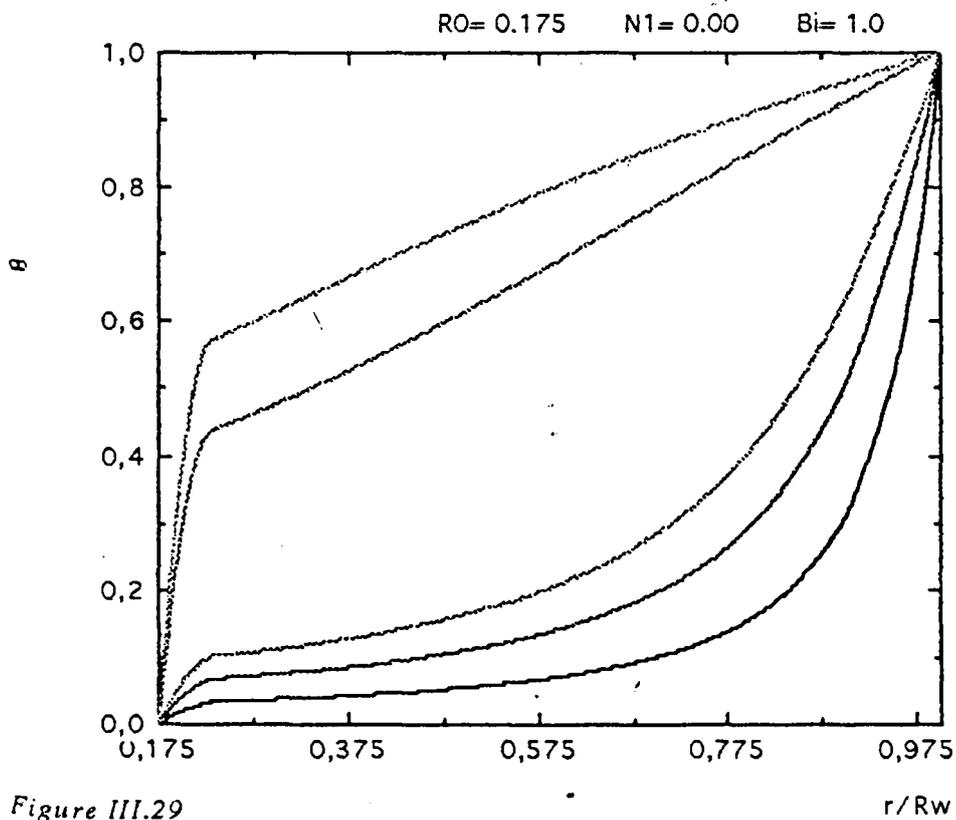


Figure III.29
Distribution bi-dimensionnelle de la température.
Calotte hémisphérique.

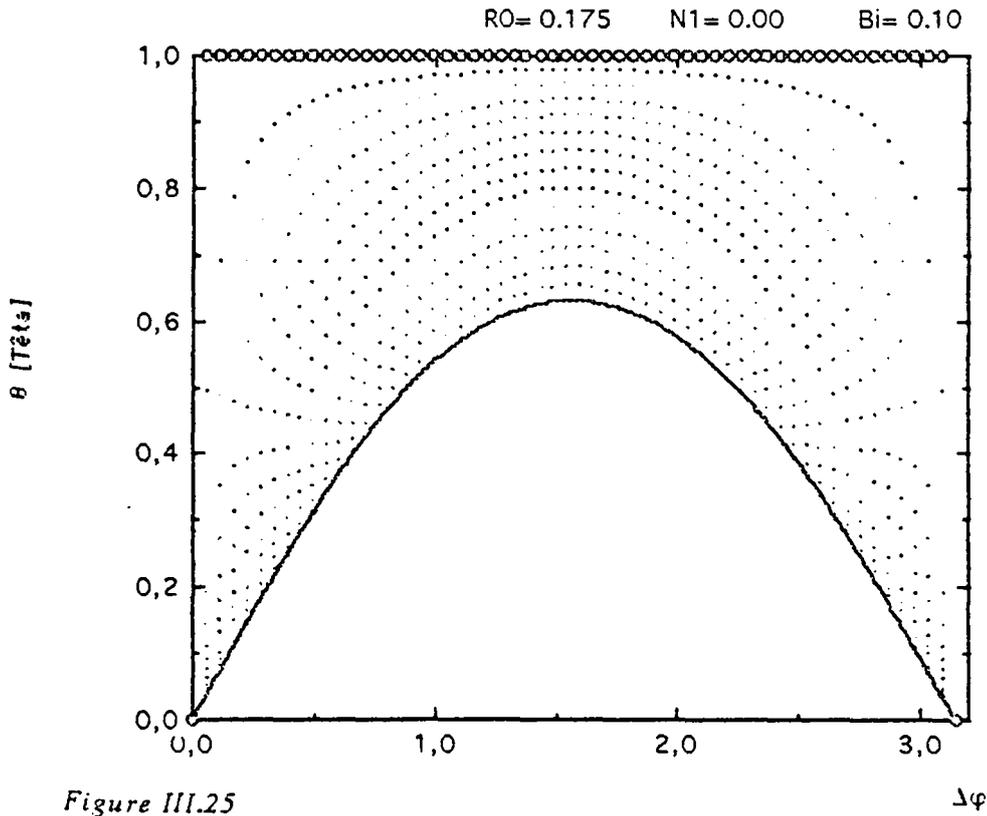


Figure III.25
 Distribution du champ de température.
 Calotte hémisphérique.

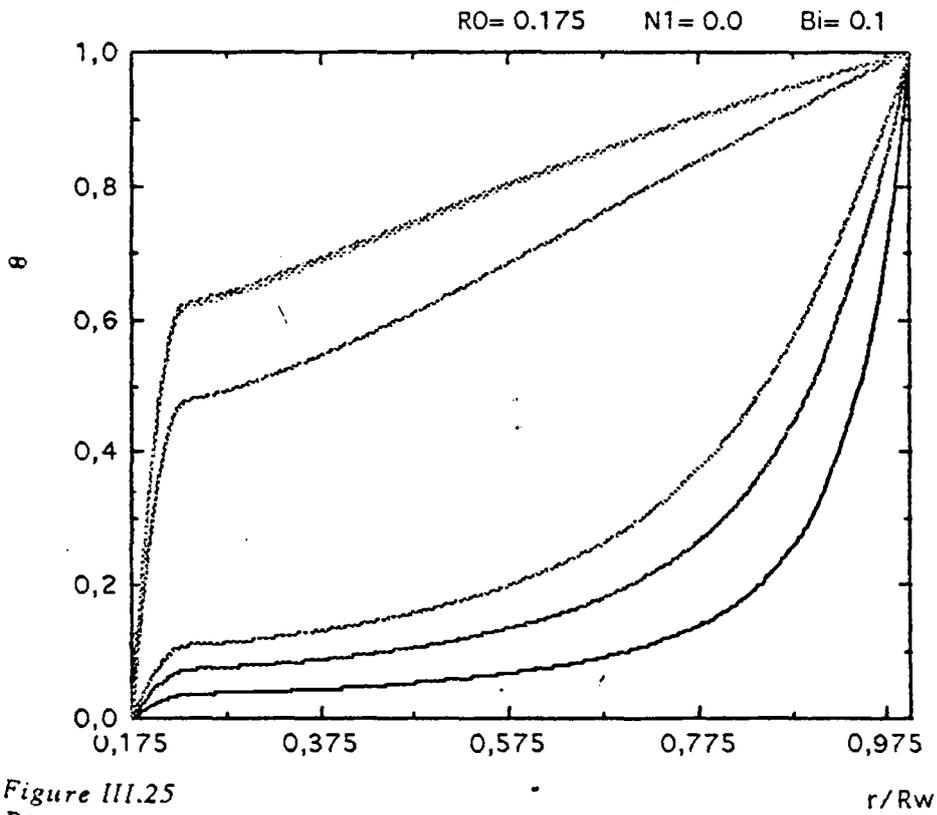


Figure III.25
 Distribution bi-dimensionnelle de la température.
 Calotte hémisphérique.

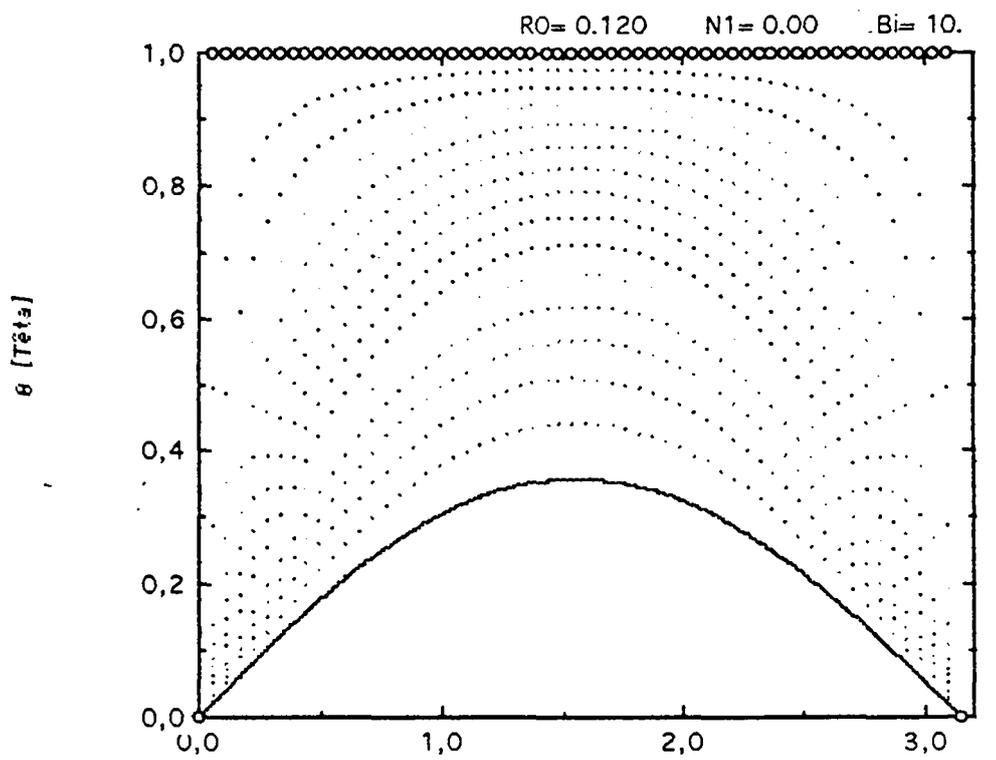


Figure III.24
Distribution du champ de température.
Calotte hémisphérique.

$\Delta\varphi$

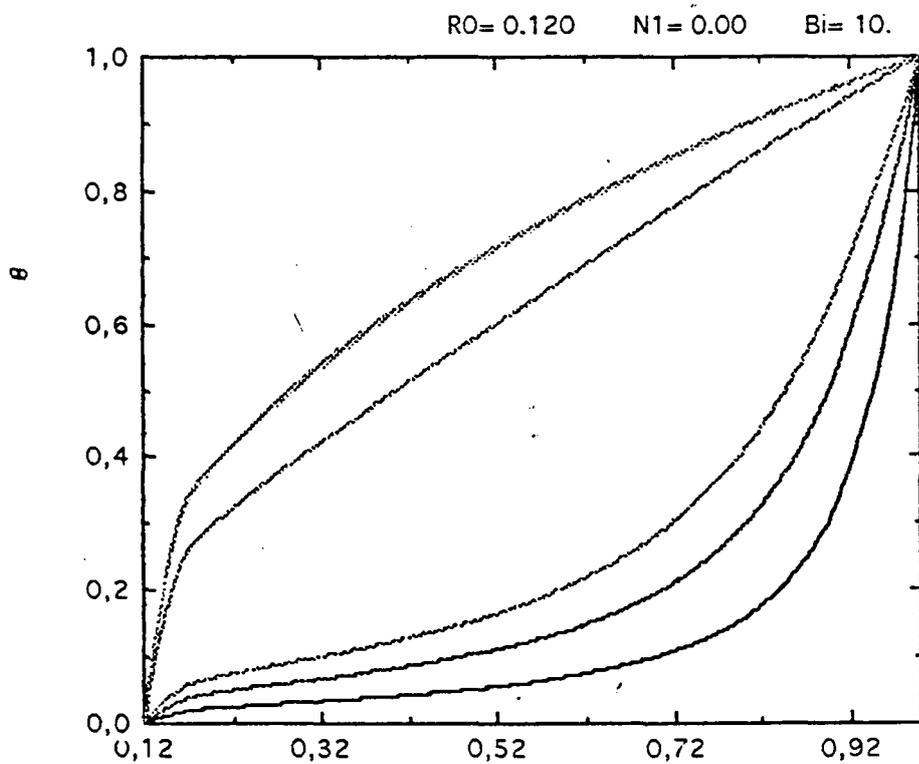


Figure III.24
Distribution bi-dimensionnelle de la température.
Calotte hémisphérique.

r/R_w

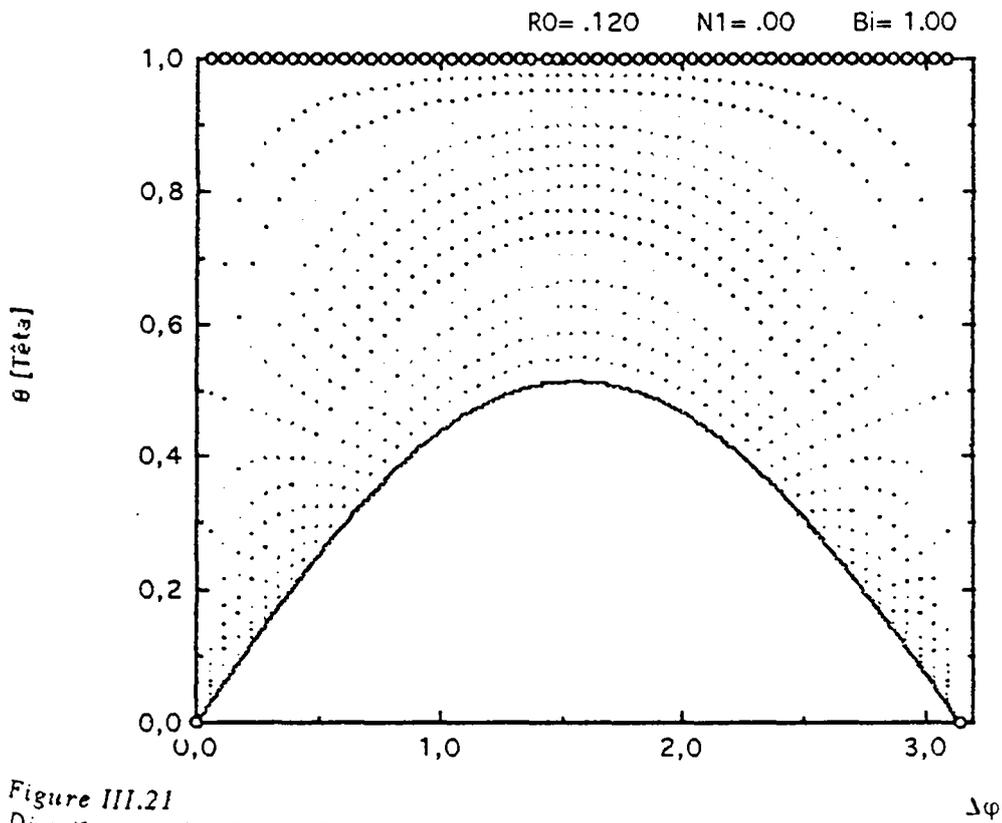


Figure III.21
Distribution du champ de température.
Calotte hémisphérique.

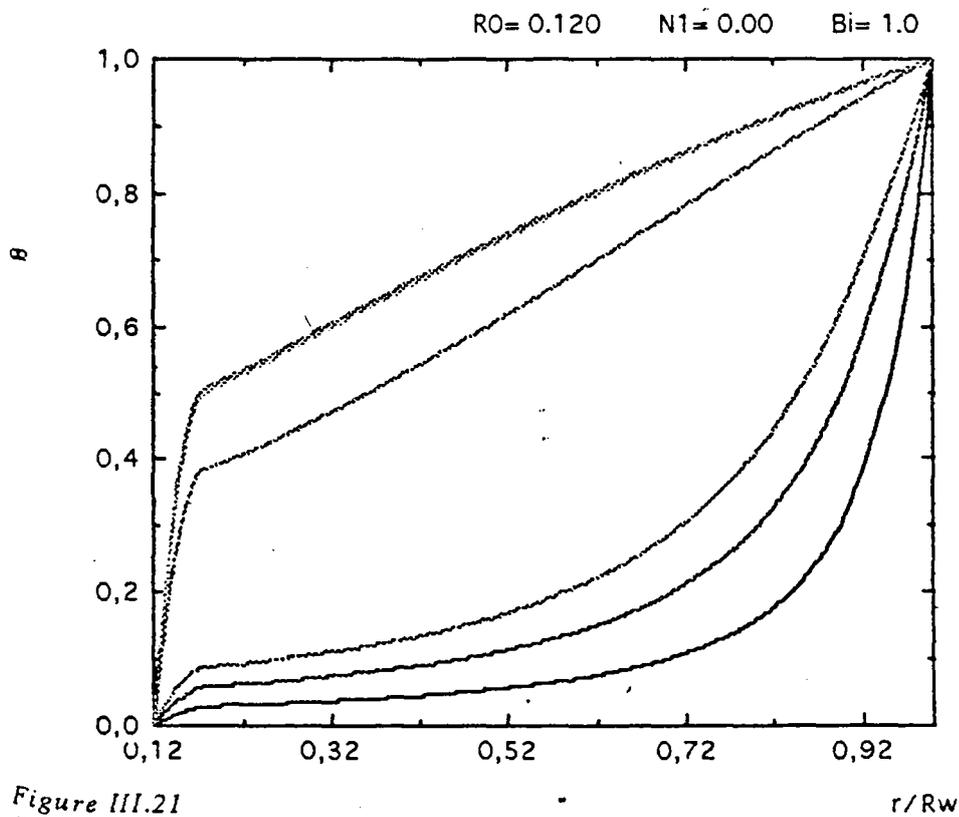


Figure III.21
Distribution bi-dimensionnelle de la température.
Calotte hémisphérique.

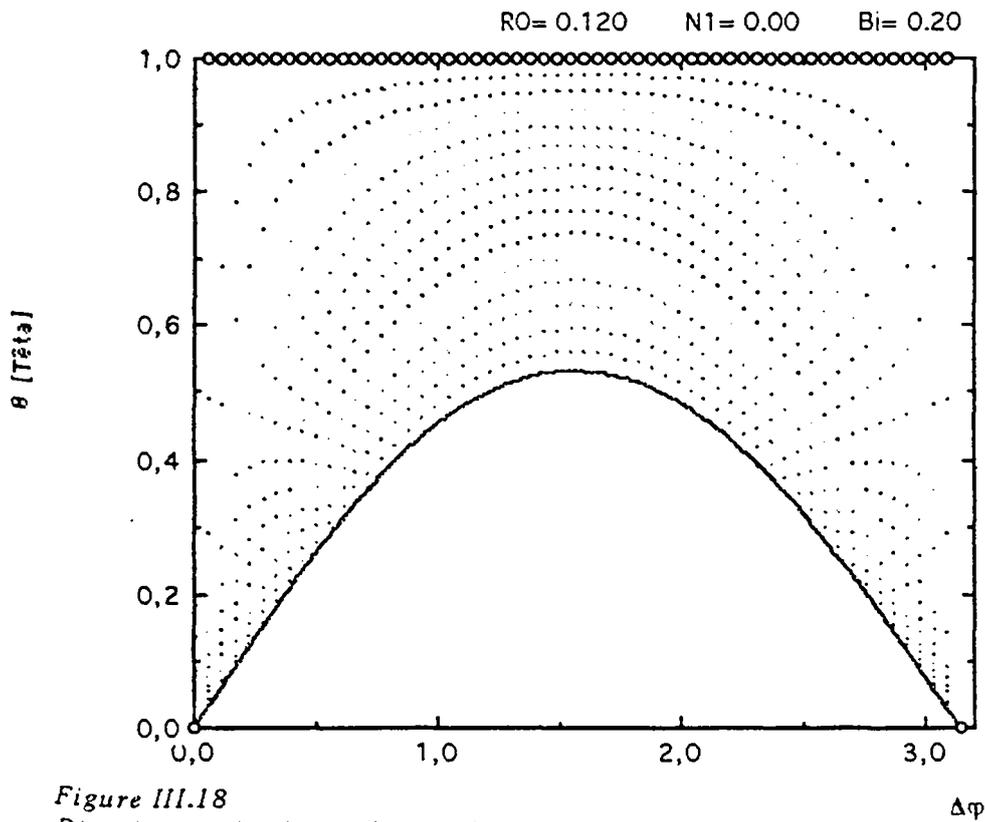


Figure III.18
Distribution du champ de température.
Calotte hémisphérique.

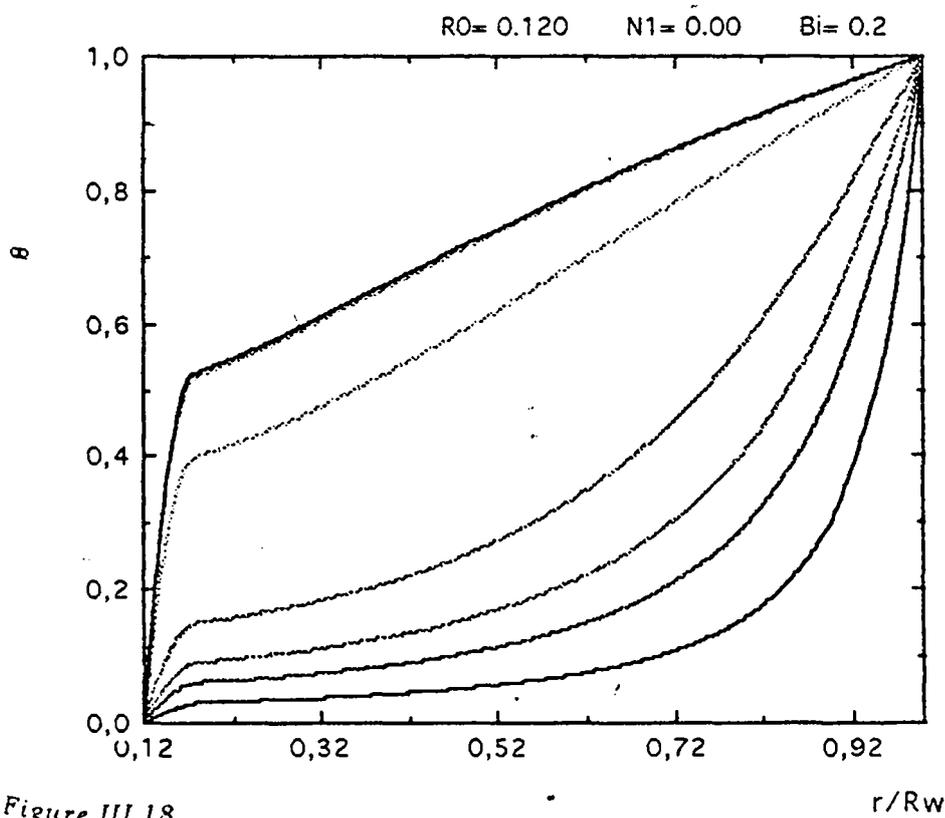


Figure III.18
Distribution bi-dimensionnelle de la température.
Calotte hémisphérique.

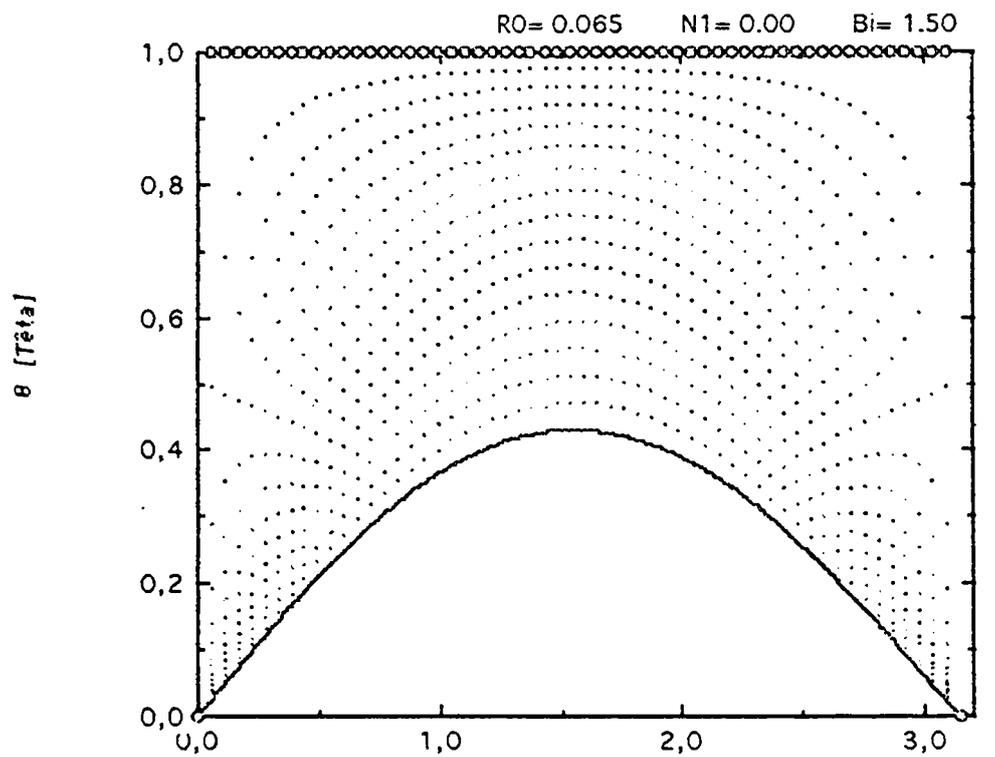


Figure III.14
 Distribution du champ de température.
 Calotte hémisphérique.

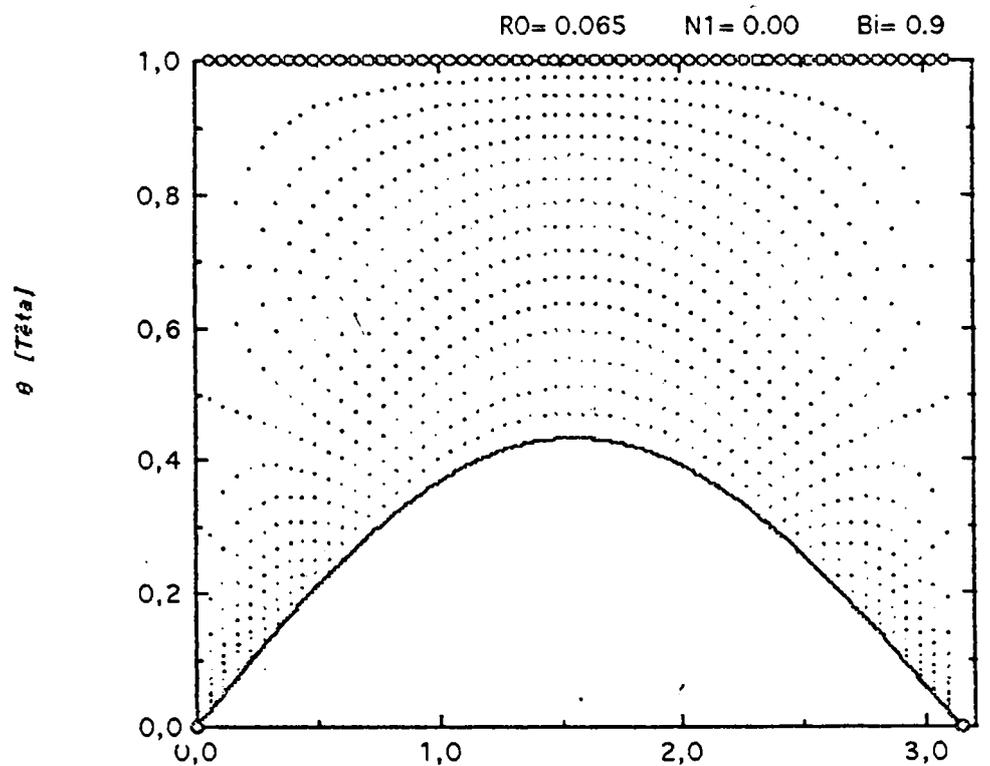


Figure III.12
 Distribution du champ de température.
 Calotte hémisphérique.

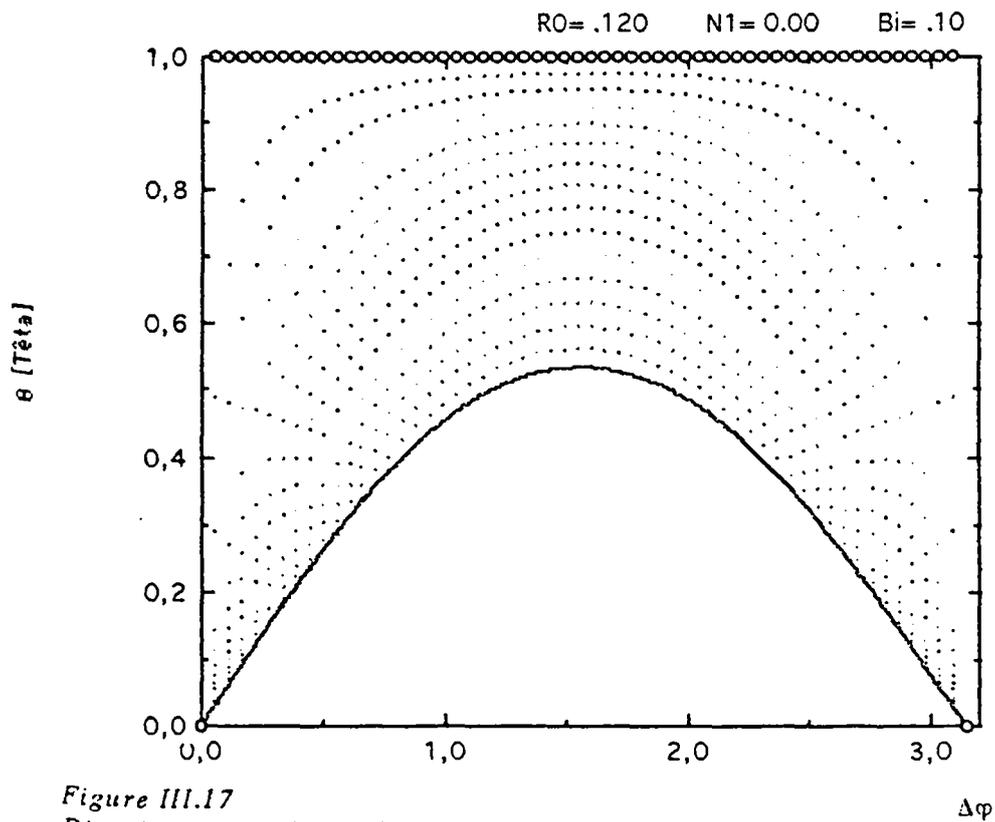


Figure III.17
 Distribution du champ de température.
 Calotte hémisphérique.

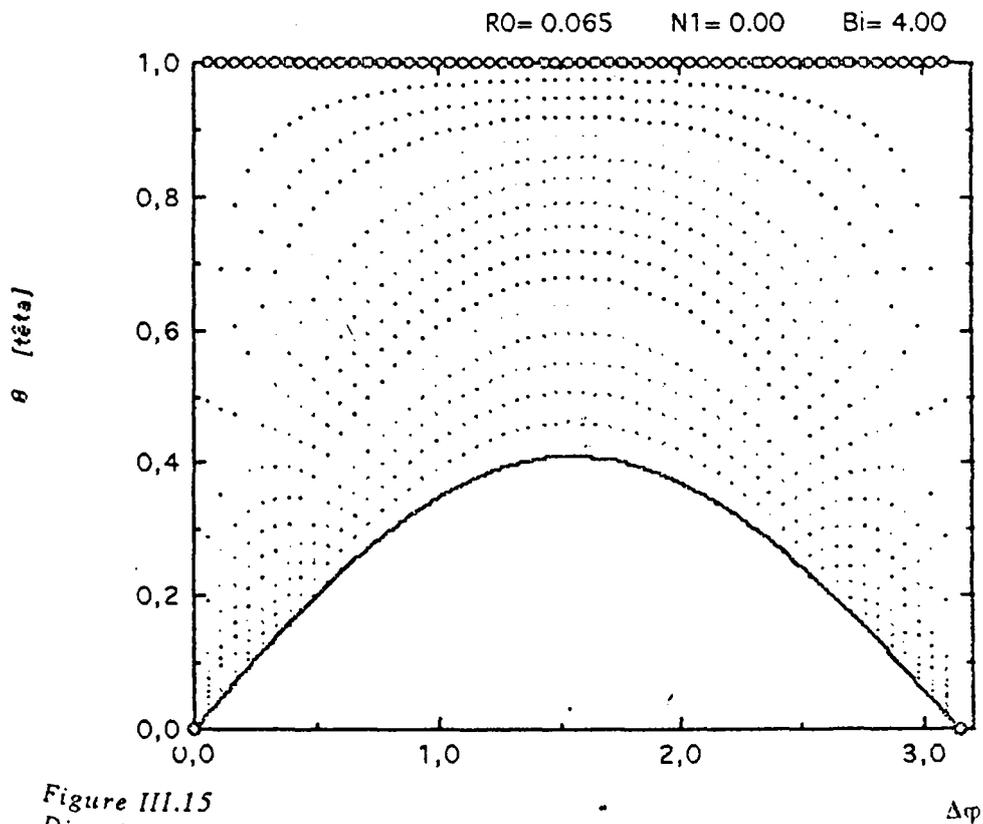


Figure III.15
 Distribution du champ de température.
 calotte hémisphérique.

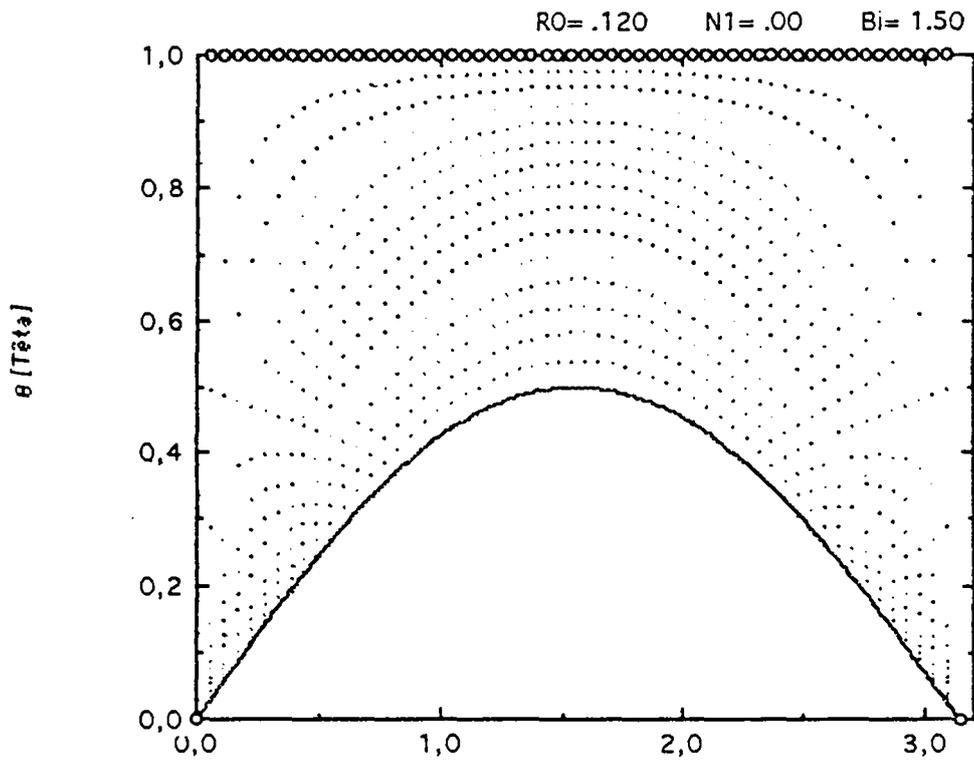


Figure III.22
 Distribution du champ de température.
 Calotte hémisphérique.

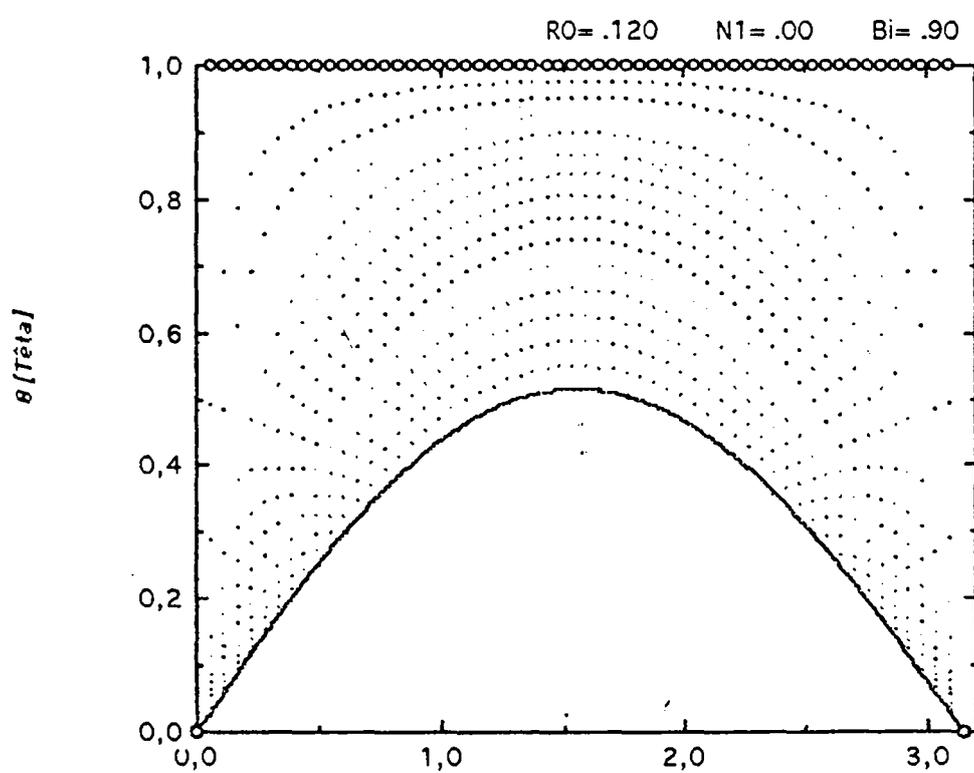


Figure III.20
 Distribution du champ de température.
 Calotte hémisphérique.

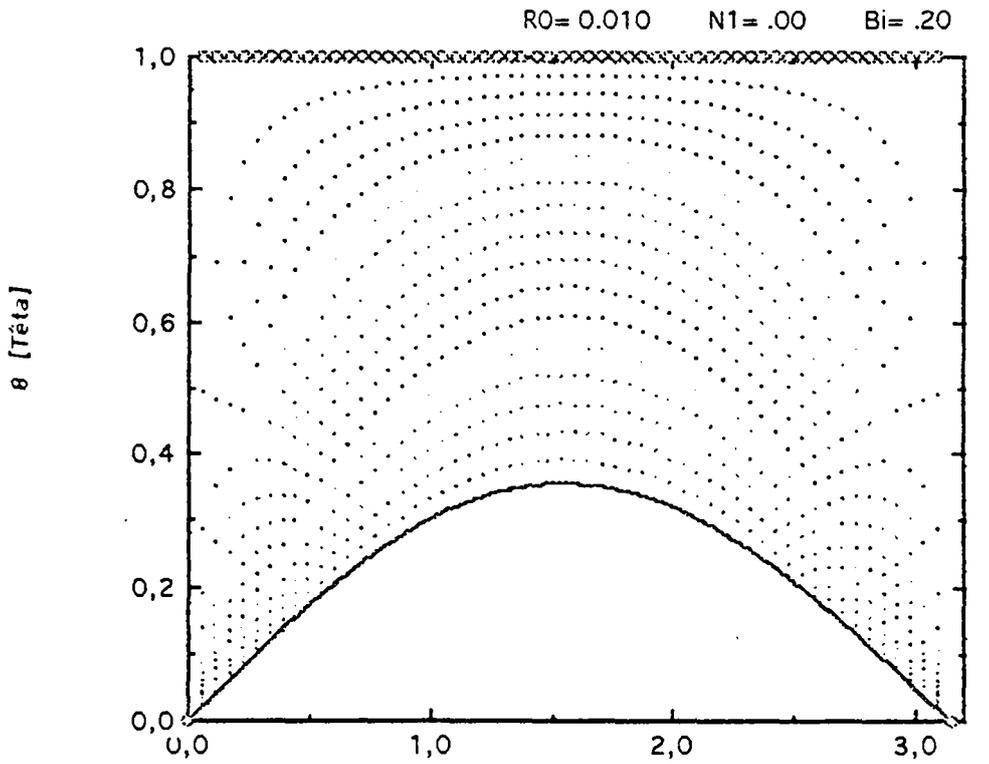


Figure III.2
Distribution du champ de température.
Calotte hémisphérique.

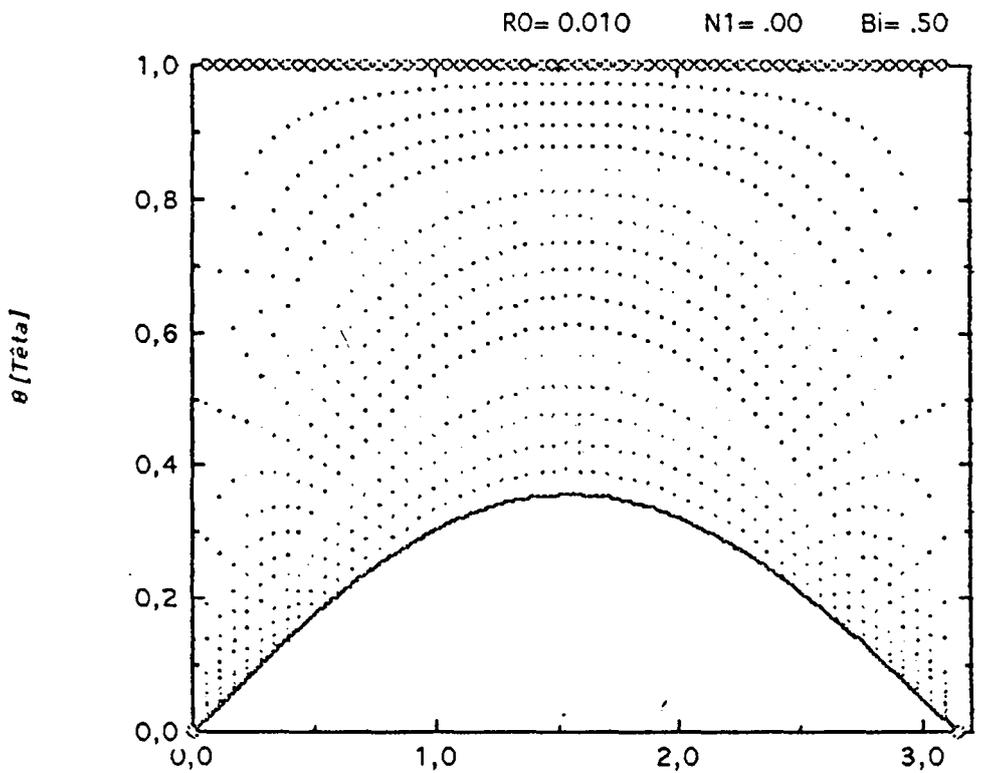


Figure III.3
Distribution du champ de température.
Calotte hémisphérique.

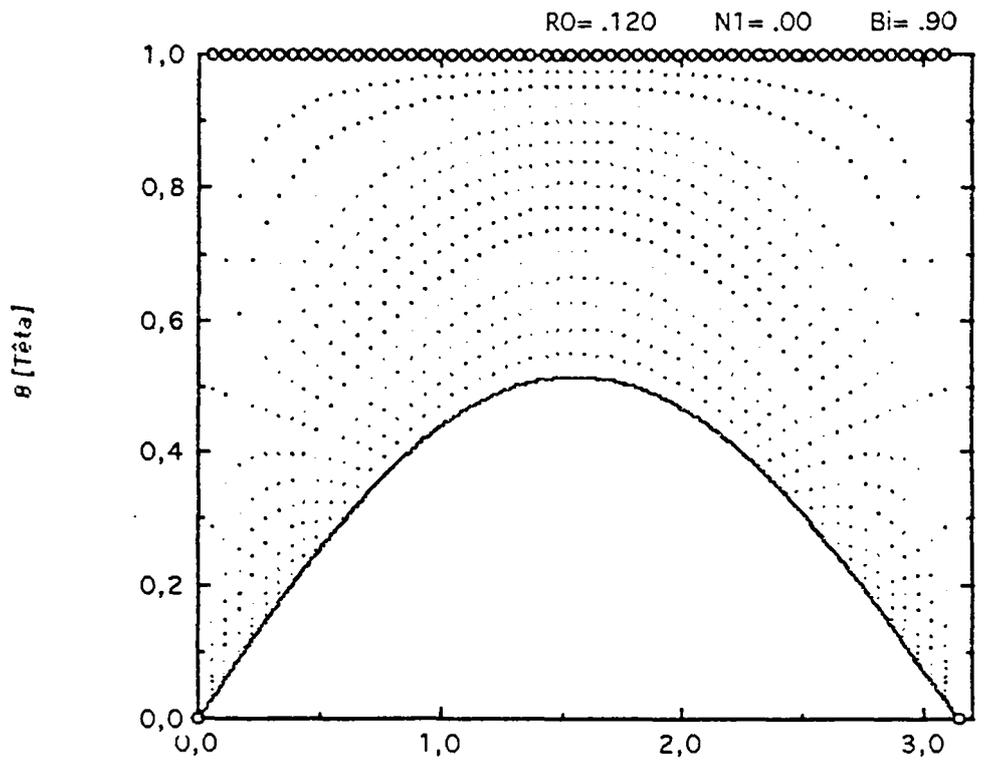


Figure III.20
 Distribution du champ de température.
 Calotte hémisphérique.

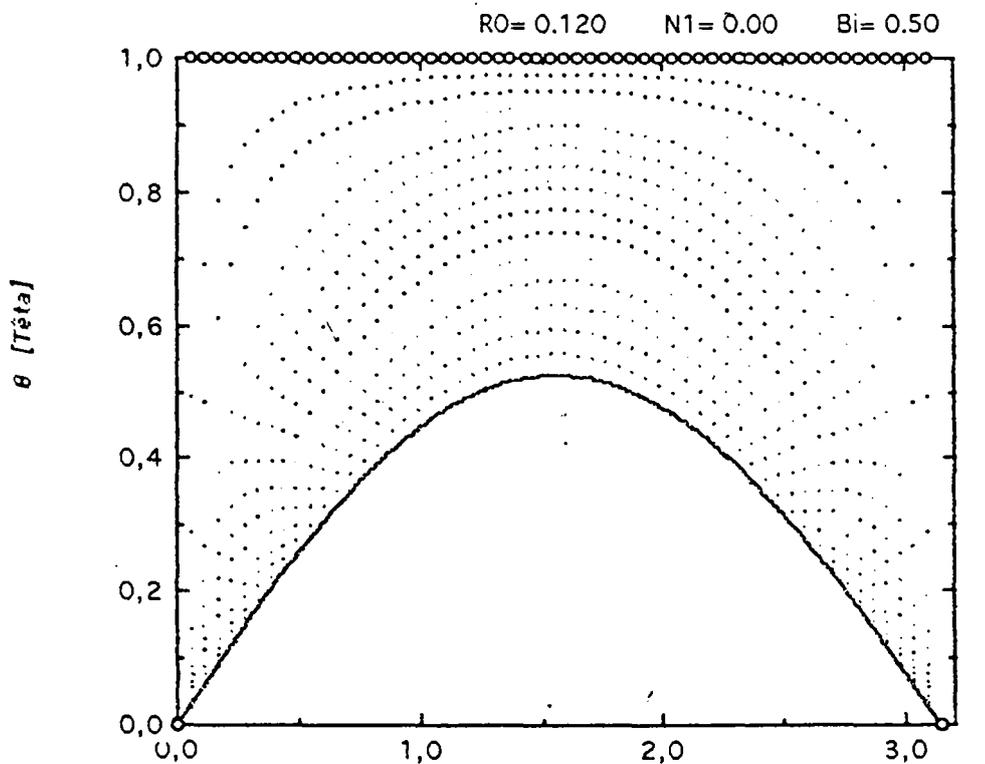


Figure III.19
 Distribution du champ de température.
 Calotte hémisphérique.

Deuxième

PARTIE

Chapitre V. Mise en œuvre et paramétrage du procédé TIG

V.1 - Introduction.

V.2 - Description du procédé TIG à fil chaud.

V.2.1 - Principe.

V.2.2 - La source de chaleur.

V.3 - Présentation des matériaux.

V.4 - Méthodes expérimentales.

V.4.1 - Préparation des éprouvettes.

(i) Paramètres constants.

(ii) Quatre types de variables peuvent être pris en compte.

V.4.2 - Techniques.

V.4.3 - Conditions de soudage.

V.5 - Etude de la soudeuse.

V.5.1

V.5.2

V.5.3

V.6 - Paramètres de soudage et bain de fusion.

V.6.1 - Influence de l'intensité du courant de soudage.

V.6.1.a - Evolution de la profondeur de pénétration.

V.6.1.b - Evolution de la largeur du cordon.

V.6.1.c - Evolution du rapport P/L.

V.6.2 - Influence de la vitesse de soudage.

V.6.2.a - Evolution de la profondeur de pénétration.

V.6.2.b - Evolution de la largeur du cordon.

V.6.2.c - Evolution du rapport P/L.

V.6.3 - Influence de la distance de l'électrode.

V.6.3.a - Sur la profondeur de pénétration.

V.6.3.b - Sur la largeur du cordon.

V.6.3.c - Sur le rapport P/L.

V.6.3.d - Sur la tension d'arc.

V.6.4 - Influence du diamètre de l'électrode.

V.6.4.a - Sur la profondeur de pénétration.

V.6.4.b - Sur la largeur du cordon.

V.6.4.c - Sur le rapport P/L.

V.6.4.d - Sur la tension d'arc.

V.7 - Conclusion.

CHAPITRE 5.

Techniques expérimentales

Paramétrage - soudabilité

Caractéristiques

Chapitre V. Mise en oeuvre et paramétrage du procédé TIG.

V.1 - Introduction.

V.2 - Description du procédé TIG à fil chaud.

V.2.1 - Principe.

V.2.2 - La source de chaleur.

V.3 - Présentation des matériaux.

V.4 - Méthodes expérimentales.

V.4.1 - Préparation des éprouvettes .

(i) Paramètres constants .

(ii) Quatre types de variables peuvent être pris en compte .

V.4.2 : Techniques expérimentales .

V.4.3 : Conditions de soudage.

V.5 - Etude de la stabilité de l'arc .

V.5.a - Décalage électrode-pièce .

V.5.b - Caractéristique tension-intensité .

V.5.c - Caractéristique tension-distance pièce-électrode.

V.6 - Paramètres de soudage et bain de fusion.

V.6.1 - Influence de l'intensité du courant de soudage .

6.1.a - Evolution de la profondeur de pénétration .

6.1.b - Evolution de la largeur du cordon .

6.1.c - Evolution du rapport P/L .

V.6.2 - Influence de la vitesse de soudage .

6.2.a - Evolution de la profondeur de pénétration .

6.2.b - Evolution de la largeur du cordon .

6.2.c - Evolution du rapport P/L .

V.5.3 - Influence de la conicité de l'électrode .

5.3.a - Sur la profondeur de pénétration.

5.3.b - Sur la largeur du cordon .

5.3.c - Sur le rapport P/L .

5.3.d - Sur la tension d'arc .

V.5.4 - Influence du gaz de protection .

5.4.a - Sur la profondeur de pénétration .

5.4.b - Sur la largeur du cordon .

5.4.c - Sur le rapport P/L .

5.4.d - Sur la tension d'arc.

V.7 - Conclusion.

Chapitre V.

Mise en œuvre, paramétrage du procédé TIG à fil chaud et ses influences sur le bain de fusion.

V.1 - Introduction .

Bien que de grands progrès aient été accomplis en métallurgie physique du soudage et en dépit du développement technologique, l'étude des joints soudés reste encore, l'un des domaines les plus étudiés.

Les mécanismes rencontrés, de solidification ou de fusion engendrent des phénomènes souvent présents dans plusieurs applications, telles que les fabrications de métaux, le chauffage des fluides, les procédés chimiques, les systèmes solaires et les soudures de tous types.

L'objet essentiel de ce chapitre est de traiter les essais et résultats concernant la partie expérimentale de l'étude de soudage par le procédé TIG sur des éprouvettes tubulaires, de ses caractéristiques et des paramètres influençant le comportement du bain de fusion. Le but étant de corréliser le comportement du bain à un ou plusieurs paramètres entrant dans le processus de soudage. Ces essais sont destinés à tester des hypothèses, et à isoler l'influence de tel ou tel facteur sur le comportement du bain de fusion. Sur chaque échantillon, on réalise une ligne de fusion circonférentielle, avec les conditions de soudage signalées. Les contrôles et examens portent sur les points suivants :

- Aspect de l'arc, du bain fondu, du cordon,
- Coupes longitudinale et transversale de l'échantillon,
- Détermination des grandeurs géométriques du cordon, à savoir, la profondeur de pénétration p , la largeur L , la surépaisseur S_e , la section fondue A_f et le facteur de forme $\delta=p/L$.

Les essais de soudabilité ont été réalisés sur des aciers ordinaires comme le A42 et le E24.

V.2 - Description du procédé TIG à fil chaud .

V.2.1 - Principe.

Le procédé de soudage TIG, parmi d'autres, consiste à fondre localement un matériau sur ses deux bords pour créer un bain de fusion qui se solidifie ultérieurement. La technique du fil chaud est une forme particulière du procédé TIG avec métal d'apport. La fusion du métal d'apport n'est pas uniquement assurée, selon la méthode classique, par l'arc, mais par le passage d'un courant dans le fil dont l'extrémité est en contact avec le bain de fusion à l'arrière de l'arc. Ce procédé porte le fil à une température voisine de la fusion sans créer un arc entre celui-ci et le bain de fusion, tout en augmentant notablement le taux de dépôt (pour un \varnothing de 1,2 mm, le dépôt avec fil froid est de 1 à 1,2 kg/h, celui du fil chaud est de 2,5 à 2,8 kg/h, ce qui évite et élimine les contaminants volatils se trouvant à la surface du fil, principalement l'hydrogène occlus.

On rappelle que la puissance électrique pour un courant continu fourni à la partie terminale du fil est de l'ordre de :

$$R.I^2 = \frac{U^2}{R} \quad (V-341)$$

où R est la résistance de la partie terminale du fil.

Le fil chaud peut être utilisé particulièrement pour le remplissage des chanfreins difficilement accessibles, par exemple dans le cas du soudage des éprouvettes en U. Il exige une intensité d'arc supérieure à 300A.

La figure V.1 montre le montage expérimental employé pour le soudage des éprouvettes tubulaires et son système de contrôle et d'acquisition. L'installation utilisée pour nos essais de soudabilité est composée d'une génératrice TIG semi-automatique, type MILLER SYNCROWAVE 275 et d'un système de contrôle et d'acquisition. La torche et les pièces à souder sont refroidis à l'eau par un groupe refroidisseur de marque Téfa. L'ensemble des données est traité par ordinateur à l'aide d'un convertisseur A/D-D/A.

Le banc de déplacement rectiligne de la torche (table motorisée par motoréducteur (SAF) assurant une vitesse constante) permet une gamme de vitesses allant jusqu'à 320 cm/min. Le positionneur (montage en l'air ou mixte) des pièces

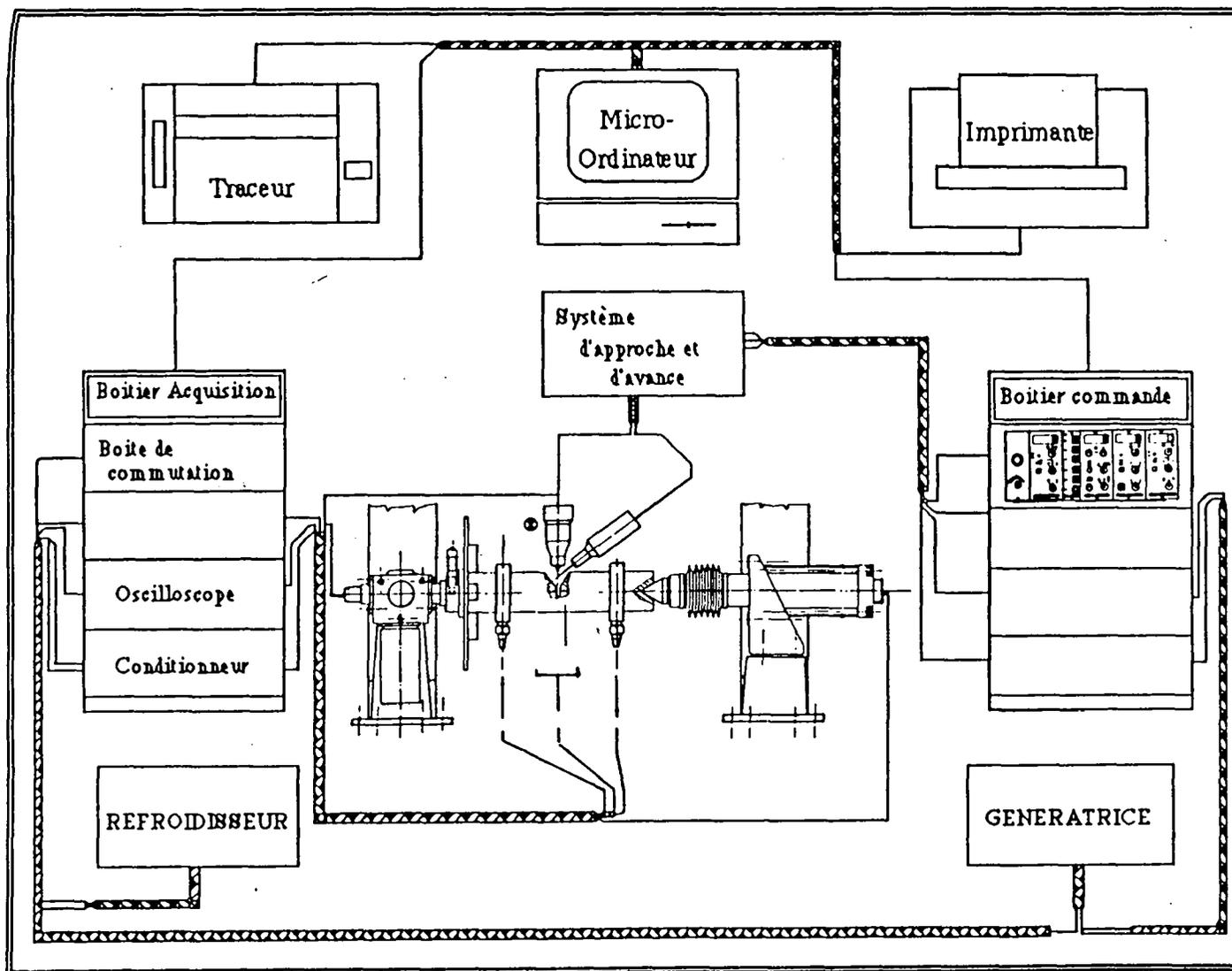


Figure II.1: Schéma du montage employé avec son système de contrôle et d'acquisition.

possède une pointe amovible pour absorber les dilatations et permet une vitesse de rotation allant de 0,1 à 1,6 tr/min. Le réglage du courant, de la vitesse de soudage et de la tension est lié à la distance électrode-pièce par l'intermédiaire d'un système électromagnétique permettant un ajustement automatique.

Le cycle de soudage est programmable et comprend l'amorçage de l'arc, le présoudage, le soudage et l'évanouissement de l'arc. Le réglage de ces paramètres permet de reconduire les mêmes cycles de soudage pour chaque essai. Il permet aussi de régler le courant de façon à faciliter l'amorçage et aussi d'éviter l'obtention de cratères excessifs en fin de cordon. L'écoulement du gaz de protection peut être assuré pendant quelques instants avant l'amorçage et aussi après l'évanouissement de l'arc.

V.2.2 - La source de chaleur.

L'alimentation du courant de soudage est faite en continu, polarité négative à l'électrode à partir de sources de courant régulées.

L'arc électrique jaillit sous atmosphère de gaz neutre entre une électrode réfractaire de tungstène thorié à 2% et la pièce à souder.

L'intensité mise en jeu varie, suivant la forme des entailles et le rang des passes à exécuter, de 20 à 600 ampères ; ce qui implique l'utilisation d'électrodes en tungstène de 1 à 6 mm de diamètre.

On donne dans le tableau V.1 des valeurs approximatives du diamètre des électrodes en fonction de l'intensité du courant.

Diamètre de l'électrode	Courant (=) et polarité (-)	Intensité (~)
1,6 mm	70-150 A	50-130 A
2,0	100-200	80-200
3,0	150-350	120-300
4,0	300-500	250-400
5,0	450-600	350-500
6,0	450-600	400-600

Tableau V.1 - Choix des électrodes en fonction de l'intensité du courant.

L'amplitude de l'énergie introduite par l'arc est :

$$Q = K \cdot \eta \cdot U \cdot I \quad (V-342)$$

où (K, η , U, I) représentent respectivement la constante de conversion électricité-chaleur, le rendement, la tension et l'intensité de l'arc.

En fonction de l'affutage réalisé sur les électrodes et compte tenu des paramètres fonctionnels l'arc prend une forme gaussienne au cours des essais. Dans ce cas la

densité du flux calorifique spécifique $q[\text{cal}/\text{cm}^2 \cdot \text{c}^\circ]$ de la source de chaleur (quantité de chaleur dégagée par unité de temps et par unité d'aire) s'exprime par :

$$q(r) = q_M \cdot \exp(-kr^2) \quad (\text{V-343})$$

où, k est le coefficient de concentration de la source de chaleur [$1/\text{cm}$].

En utilisant la zone de haute concentration au niveau de l'anode, la forme gaussienne de la distribution du flux thermique s'écrit :

$$q(r) = \left[\frac{3Q}{\pi r_\eta^2} \right] \cdot \exp \left[-3 \left(\frac{r}{r_\eta} \right)^2 \right] \quad (\text{V-344})$$

où r est la distance au centre de l'arc.

r_η est le rayon de la petite cavité mesuré à 3,2 mm près.

Pour appliquer une telle formule, il faut déterminer expérimentalement la valeur de r_η et du rendement η . Cette méthode est longue et difficile à réaliser et sans doute entachée d'erreurs. D'autres auteurs [] ont proposé d'autres méthodes permettant une meilleure approche de η et de r_η .

La puissance thermique de la source de chaleur $Q[\text{cal}/\text{sec}]$ était donnée par (chapitre.III) :

$$Q = \int_0^\infty q_M \cdot \exp(-kr^2) \cdot 2\pi r \cdot dr = \frac{3Q_{\text{arc}}}{\pi r_\eta^2} \exp\left(-\frac{3}{r_\eta^2} r^2\right) \quad (\text{V-345})$$

$$q_M = \frac{3Q_{\text{arc}}}{\pi r_\eta^2} = \frac{3K \cdot \eta \cdot U \cdot I}{\pi r_\eta^2}$$

La température de préchauffage est fonction de l'apport de la chaleur nominale introduite, du matériau, de la forme et des dimensions de la pièce à souder.

V.3 - Présentation des matériaux .

Les éprouvettes d'essais sont usinées à partir de barreaux en acier étirés de construction d'usage général E24 et le A42 suivant la désignation AFNOR.

Ces aciers offrent une bonne soudabilité et sont caractérisés par une teneur en carbone très faible (nécessaire lorsque l'acier doit résister à la corrosion intergranulaire dans des conditions sévères). De même, les faibles teneurs en soufre et en phosphore lui évitent la fissuration à chaud.

La composition chimique et les caractéristiques mécaniques de ces métaux sont données dans les tableaux V.2.a. à V.2.d.

Composition (%)									
C	Mn	Si	S	P	Cr	Ni	Br	Al	Cu
≤0,02	0,21	≤0,02	0,017	0,027	≤0,02	≤0,02	0,011	≤0,02	0,02

Tableau V.2.a - Composition chimique de l'acier A42 (% masse)

Caractéristiques mécaniques			
R _e (MPa)	R _r (MPa)	A (%)	K _{+20°C} (daJ/cm ²)
335	420	20	5

Tableau V.2.b - Caractéristiques mécaniques de l'acier A42 Selon NF A 35-501-87.

Composition (%)									
C	Mn	Si	S	P	Cr	Ni	Br	Al	Cu
≤0,02	0,21	≤0,02	0,017	0,027	≤0,02	≤0,02	0,011	≤0,02	0,02

Tableau V.2.c - Composition chimique de l'acier E24 (S235) (% masse)

Caractéristiques mécaniques			
R _e (MPa)	R _r (MPa)	A (%)	K _{+20°C} (daJ/cm ²)
235	350	25	6

Tableau V.2.d - Caractéristiques mécaniques de l'acier E24 (S235) Selon NF A 35-501-87.

V.4 - Techniques expérimentales .

V.4.1 - Préparation des éprouvettes :

Le soudage a été réalisé sur des éprouvettes cylindriques, dont les dimensions, et la forme des entailles (pour le soudage avec métal d'apport) sont données sur la figure V.2. Ces dimensions ont été calculées pour éviter le double flambement suivant un rapport $L=1,3$ à $1,49D$.

La qualité du cordon de soudure, le bon rendement, et la sécurité de la structure soudée dépendent fortement de la préparation des pièces et de leur état de propreté, en particulier dans l'épaisseur du joint. Il faut éloigner toute souillure (calamine, rouille, graisse, huile, peinture..etc), qui, en brûlant, peut détériorer l'électrode ou faire

apparaître des défauts de compacité ou d'aspect du cordon. Le décapage peut se faire mécaniquement, ou chimiquement.

Une présentation soignée des rives est également exigée. Le chanfreinage des pièces peut se faire par outils de coupe, par oxycoupage, par faisceau Plasma, ou par faisceau Laser.

L'usinage a été effectué mécaniquement et suivant des conditions bien précises (Suppression des zones d'érouissage laissées par les extrudeuses, maintien des fibres principales...). Ce mode de prélèvement ne doit pas provoquer une grande élévation de température, sinon il pourrait y avoir modification locale de la constitution du métal.

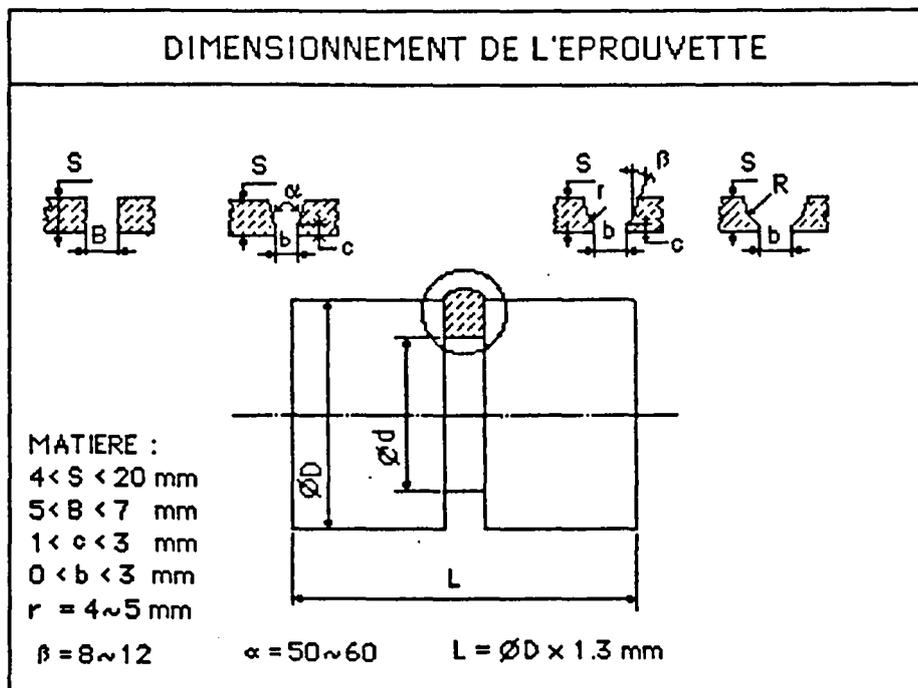


Figure V.2 : Représentation schématique des éprouvettes utilisées .

Pour les différentes séries d'essais, les paramètres de soudage retenus au cours d'un essai sont :

(i) Paramètres constants :

- Les entailles sont de 4 types (U - Y - V - U),
- Le nombre de passes et leur procédure sont donnés dans le tableau V.3,
- Le métal d'apport est livré sous forme de bobines (NIC70S de la SAF),
- Le diamètre du fil est : 10/10 mm,

- Le gaz protecteur est l'Inarc 6,
- Inclinaison de la tête de soudage : $\alpha_{el} = 0^\circ$
- Décalage : $\delta = 8$ mm

(ii) Quatre types de variables peuvent être pris en compte :

- Variables liées à la pièce,
- variables liées à l'électrode,
- variables liées au métal d'apport,
- variables liées au conditionnement et au déroulement de l'arc.

Le tableau V.3 regroupe l'ensemble des éprouvettes d'étude et leur références.

Gamme d'éprouvettes étudiées	
Type de soudage	Références
2 passes sans arrêt : 2PSA	N3U-N3V-N3Y-N3VA-E3U-E3V-E3Y-E3VA
3 passes sans arrêt : 3PSA	N2U-N2V-N2Y-E2U-E2V-E2Y-E2VA
3 passes avec arrêt : 3PAA	N1U-N1V-N1Y-N1UA-E1U-E1V-E1Y-E1YA
4 passes sans arrêt : 4PSA	N4U-E4V-E4Y-E4UA-E4U-N4V-N4Y-N4UA
4 passes p. froides : 4PPF	E5U-E5V-N5V-E5Y

Tableau V.3 - Références des éprouvettes de soudage .

Les lettres E et N signifient respectivement érasé et non-érasé.

Il est souvent difficile d'obtenir des tolérances mécaniques suffisantes, liées, soit aux dispositifs de soudage, soit au niveau de la préparation des pièces à souder (forme, état de surface...). La morphologie du bain de fusion est largement influencée par d'autres caractéristiques comme le courant, la tension, l'effet Pinch, le gaz de protection... Le choix des paramètres diffère d'une pièce à l'autre.

La diversité de ces paramètres et leurs interdépendances complexes ne sont pas toujours simples à qualifier.

On peut distinguer deux types de variables, les variables de nature physique, dont dépendent la température et le besoin de préchauffage, et les variables de nature mécanique. Bien que tous ces paramètres soient considérés comme fixes, (fig.V.3), quelques-uns subissent de légères variations au cours du soudage (par effet thermique, imprécision dans les montages, bridages ...etc).

Les variables retenues pour les pièces à souder sont :

- M_{ep} : E24/A42
- D_p : (figure V.2)
- V_{ep} : 10cm/min
- B_{ep} : montage mixte.

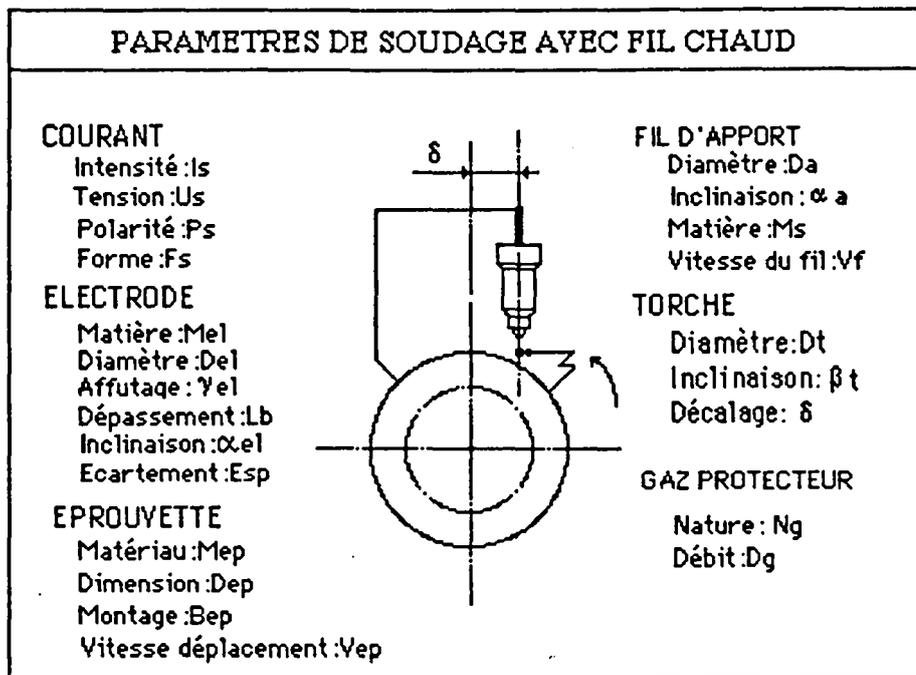


Figure V.3 : Paramètres de soudage utilisés pour les éprouvettes .

Le métal d'apport (ici fil chaud) est amené dans le bain de fusion au fur et à mesure de l'avancement de l'arc. La composition chimique, les dimensions et la forme du fil d'apport jouent un rôle important dans la qualité et l'aspect de la soudure. La présence de certains éléments dans la composition du métal d'apport peut modifier d'une façon très significative le comportement du matériau à souder. Le choix du métal d'apport se fait essentiellement en fonction de la composition chimique, des caractéristiques mécaniques et principalement de la résistance à la traction du métal de base.

Composition (%)							
C	Mn	Si	S	P	Cr	Ni	Cu
≤ 0,13	1,00-1,30	0,5-0,8	≤ 0,030	≤ 0,030	≤ 0,15	≤ 0,15	≤ 0,20

Tableau V.4 - Composition chimique du métal d'apport.NIC 70S de la SAF

On groupe respectivement dans le tableau V.4 et le tableau V.5, la composition chimique et les caractéristiques mécaniques du métal d'apport.

Caractéristiques mécaniques			
R_T (MPa)	$R_{e0,2}$ (MPa)	A (%)	K +20 °c (J/cm ²)
470-600	≥ 380	≥ 24	30 - 50

Tableau V.5 - Caractéristiques mécaniques garanties du métal d'apport suivant la Norme Française NF A 81.311.

Les paramètres retenus concernant le fil d'apport sont :

- d_a : 10/10
- α_a : 15°
- M_a : (tableaux V.4 - V.5)
- V_f : 150 à 250 cm/min .

Durant l'opération de soudage, le métal fondu est le siège de diverses réactions qui font évoluer sa composition chimique d'une manière variable selon le procédé considéré (température et environnement du métal fondu).

Au-delà de la zone de liaison, le métal de base, qui a subi le cycle thermique de soudage, présente des modifications plus accusées par rapport à son état initial dans une zone plus ou moins étendue qui est la zone thermiquement affectée ou zone de transformation. Au delà de la zone de transition le métal de base demeure physico-chimiquement non affecté.

V.4.2 - Conditions de soudage .

Pour éviter l'oxydation et l'introduction d'autres éléments dans le bain de fusion, il faut utiliser suivant les cas, de l'argon (Ar) ou un mélange de gaz à plus haut potentiel d'ionisation, qui peut augmenter l'énergie disponible de 30 à 50 % par l'augmentation de la tension de l'arc.

Le débit faible est fonction des dimensions de l'enceinte à maintenir en atmosphère neutre (diamètre de la torche, intensité du courant, écartement, conception du cordon). Un débit faible du gaz de protection peut engendrer une oxydation de l'électrode et du bain fondu ; d'un autre côté, un débit trop fort crée une turbulence en favorisant la pénétration de l'air dans l'enceinte.

Les quelques gaz utilisés sont :

- L'argon dopé à l' H_2 (Noxal 3 = 5% de H_2)
(Noxal 2 = 2% de H_2)
- L'argon dopé à l'hélium (Inarc 6 = 30% He + 70% Ar)
(Inarc 9 = 70% He + 30% Ar)

Le gaz sélectionné pour l'ensemble de l'étude est l'Inarc 6 pour un débit de 20l/min.

Le matériau qui constitue les électrodes et leur diamètre dépendent de l'épaisseur et de la nature des pièces à souder. Les électrodes sont en général alliées avec du thorium (th) de 1 à 2%, du lanthane (La), ou du Zirconium (Zr). L'émissivité électronique des électrodes thoriées à 2% est meilleure pour ce type d'applications. L'addition du Lanthane et du Zirconium augmente la résistance à la corrosion et diminue légèrement le pouvoir émissif de l'électrode.

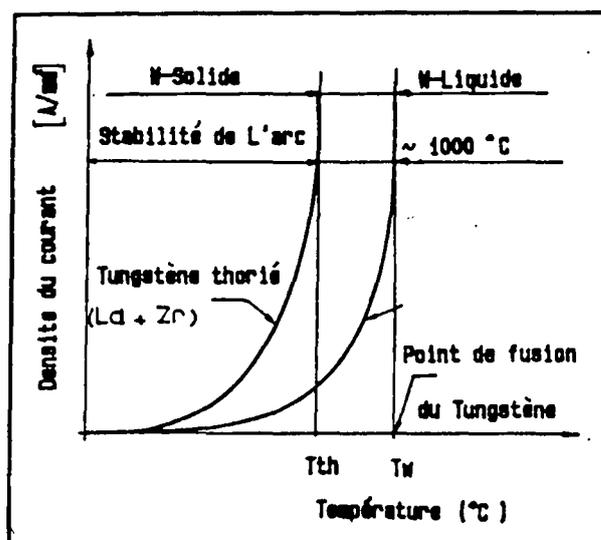


Figure V.4. Courbes caractéristiques d'une électrode en tungstène et tungstène thorié.

On voit sur la figure V.4 que pour une même intensité l'électrode thoriée à 2% travaille dans des conditions moins sévères qu'une électrode en tungstène pur (la différence de température peut aller jusqu'à 1000°C).

La pointe des électrodes est affûtée selon les besoins, la forme de celle-là dépendant du type de courant utilisé. L'angle au sommet du cône varie d'un minimum de 30°, pour les aciers inoxydables de faible épaisseur, à un maximum de 100° (cas du

TIG avec hélium). Le cône doit être tronqué en son extrémité pour éviter sa destruction au cours du soudage et réduire la nuisance sonore. L'affûtage des électrodes s'effectue dans le sens de la longueur avec un abrasif à grain fin. En courant alternatif, l'électrode ne peut pas être affûtée en pointe pour éviter qu'elle ne fonde.

On retient les paramètres suivants concernant les électrodes :

- M_{el} : W(th 2%)	- I_s : 180 à 300 A	- D_t : 18 mm
- D_{el} : 4 mm	- U_s : 13 à 17 V	- β_t : 0°
- γ_{el} : 60°	- P_s : (-)	- δ : 8 mm
- L_{be} : 4 mm	- F_s : CC	
- E_{ep} : 1 à 2 mm		

La longueur libre de l'électrode soumise au gaz de protection doit être aussi courte que possible.

La tension d'arc varie avec la distance entre l'électrode et la pièce à souder. L'accroissement de cette distance augmente la tension de l'arc.

Le déport admissible entre l'électrode et le joint à souder sera inférieur à une limite donnée. Ceci implique notamment des outillages de présentation et de maintien de bonne précision, capables de contrer les déformations que le soudage peut engendrer.

Cette modification de la longueur d'arc change aussi la distribution de la température de l'arc au niveau de la tache anodique.

V.5 - Etude de la stabilité de l'arc .

Le procédé T.I.G en courant continu (polarité négative à l'électrode), exige, pour obtenir des soudures de haute qualité, une stabilité de l'arc, donc une tension et une intensité de celui-ci pratiquement constantes. Une intensité et une tension trop faibles entraînent une pollution de l'électrode, un mauvais dépôt et une instabilité de l'arc.

La tension de l'arc, suivant la nature des pièces et du gaz de protection utilisé, est fonction de l'intensité mise en jeu. Cette tension préalablement fixée constante, varie avec la longueur d'arc (distance électrode-pièce).

Dans ce cadre, nous avons effectué des essais préliminaires pour le soudage d'éprouvettes tubulaires avec métal d'apport et sans métal d'apport (thèse de D.Kerrich) afin d'évaluer et de déterminer les caractéristiques au niveau de la source telque,

tension-intension, tension-distance pièce-électrode..., et leurs effets sur l'aspect, la morphologie et en définitive sur les caractéristiques mécaniques d'un joint soudé.

V.5.1 - Positionnement électrode-pièce à souder.

Compte tenu de la forme des éprouvettes, la tache anodique ne peut être plane à cause de son positionnement par rapport à l'axe de révolution : en effet trois positionnements sont envisagés (un dans le plan diamétral, les deux autres de part et d'autre). Les essais figure V.5, que nous avons effectués ont montré que le positionnement le plus efficace est celui où le flux s'oppose à la rotation de la pièce.

La vitesse de soudage (rotation de la pièce) et la vitesse du fil d'apport doivent être rigoureusement synchronisées afin d'obtenir un dépôt régulier de matière fondue. Ceci montre que pour le conditionnement de l'arc, la compétence et l'attention de l'opérateur sont primordiales pour la qualité de la soudure.

Sur la même figure V.5 on donne les variations du facteur de forme δ^{-1} défini par a/b en fonction du décalage de l'électrode pour les mêmes éprouvettes. Le positionnement de l'arc favorise plus ou moins les défauts ou les zones à risque de fissuration après refroidissement.

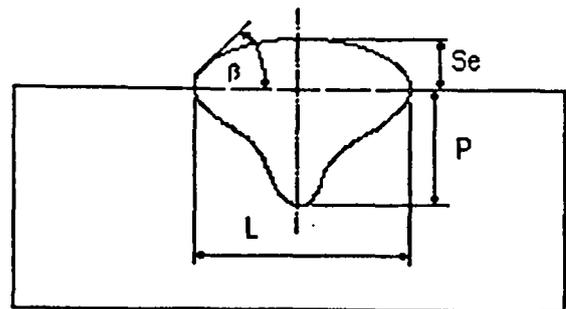
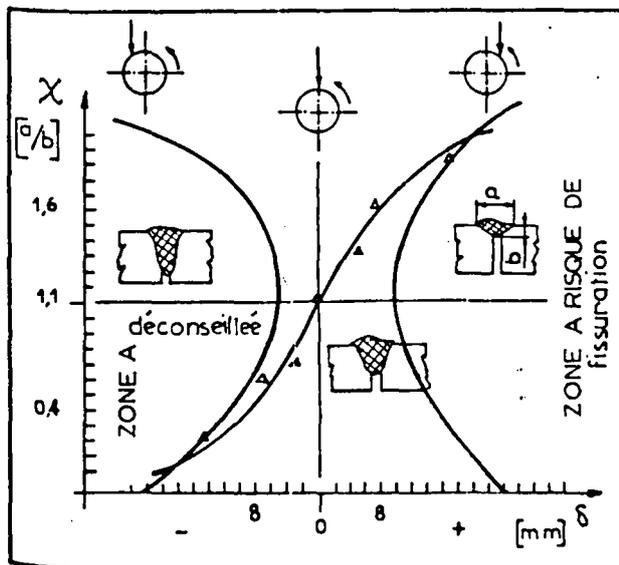


Figure V.5' : Aspect du cordon et paramètres

Figure V.5 : Effet du décalage sur le rapport δ^{-1} .

V.5.2 - Caractéristique tension-intensité .

La tension d'arc pour une condition de soudage donnée, est liée à la caractéristique courant-tension. La variation du courant est suivie d'une variation de tension. Cette relation est très complexe du fait de l'influence possible de plusieurs paramètres. Les figures V.6(a) à V.6(e) donnent ces différentes variations pour chaque type d'entaille et en fonction du nombre de passes à effectuer.

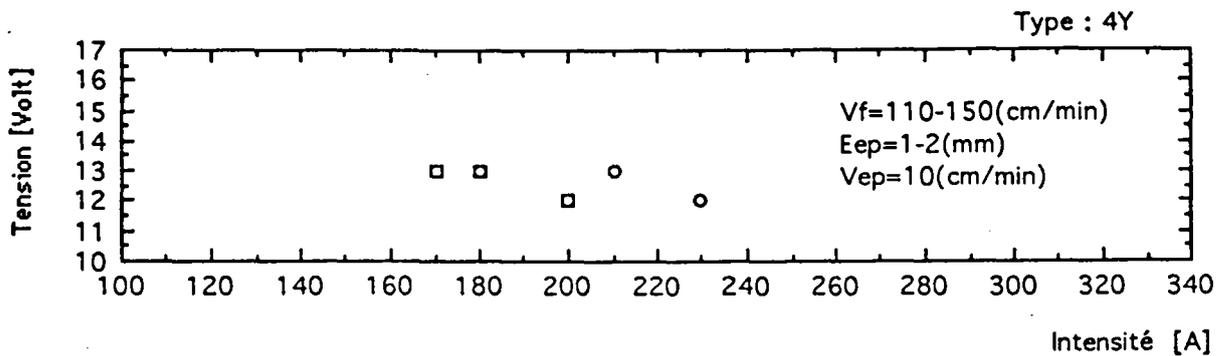


Figure V.6.a

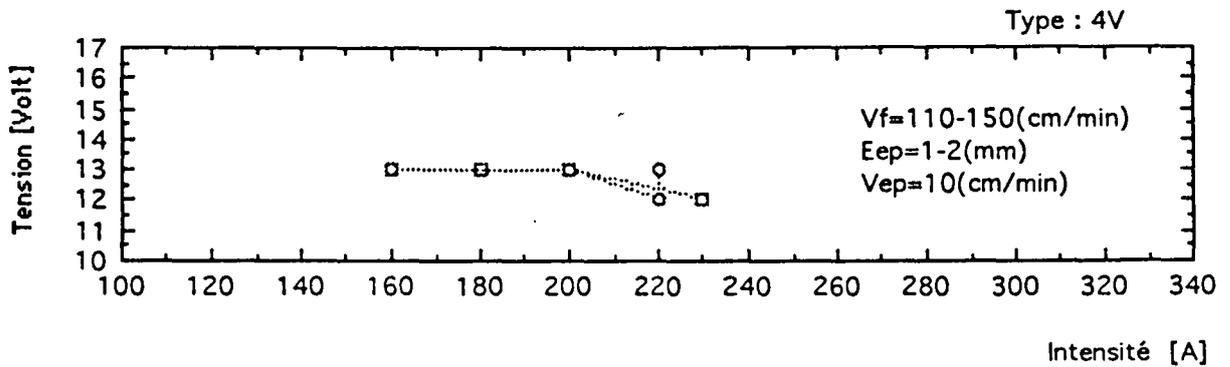


Figure V.6.b

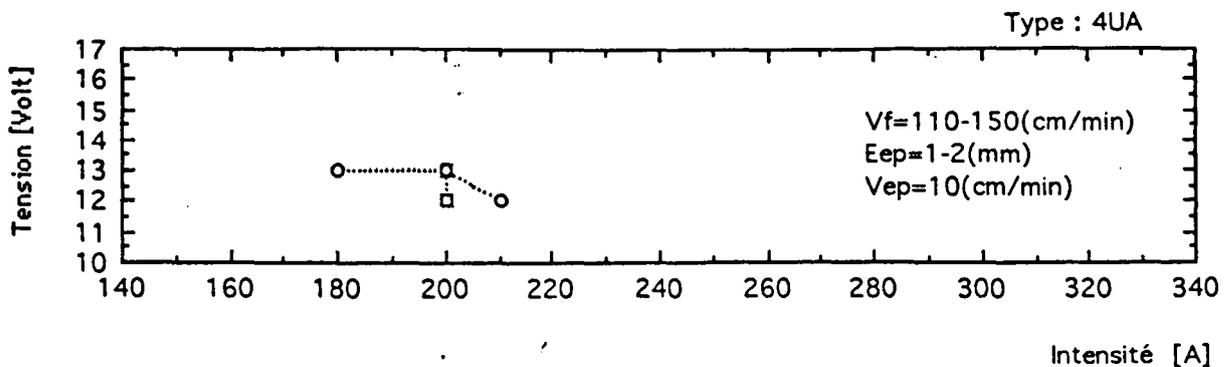


Figure V.6.c

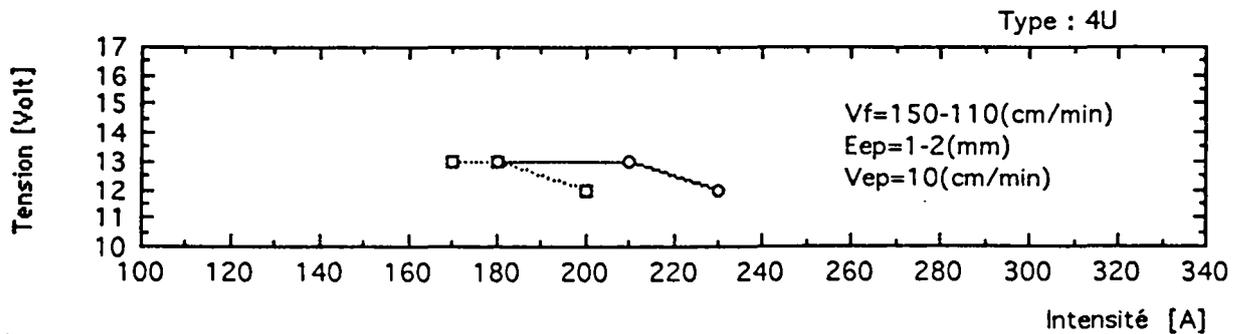


Figure V.6.d

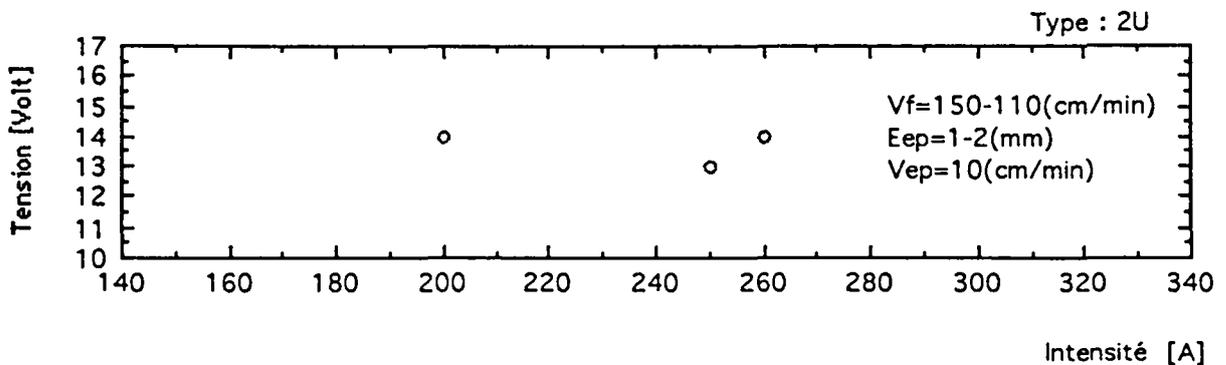


Figure V.6.e

Figures V.6 : Courbes caractéristiques de fonctionnement Tension-Intensité.

Plusieurs possibilités ont été testées pour obtenir le meilleur rendement et éviter au maximum les défauts. Un préchauffage en amont de la torche par l'effet d'un déviateur magnétique a augmenté la vitesse de soudage et amélioré la stabilité de l'arc.

On constate qu'à chaque type d'entaille correspond une gamme de courant et qu'au-delà d'une valeur limite, on observe des chutes de tension très brusques dues aux phénomènes électriques qui se produisent au niveau de la zone de chute cathodique (ou plus précisément à cause de la forte densité au niveau de la tache cathodique). Ce qui provoque un décollement singulier du flux au niveau de la cathode caractérisé par un son spécifique. Les valeurs relevées de la tension se situent aux niveaux de 13 volts.

V.5.3 - Caractéristique tension-distance pièce-électrode .

La tension d'arc varie avec la distance entre l'électrode et la pièce à souder. Les valeurs mesurées de la variation de la tension de soudage en fonction de la

longueur d'arc pour plusieurs formes d'entailles sont portées sur les figures V.7.a. à V.7.d.

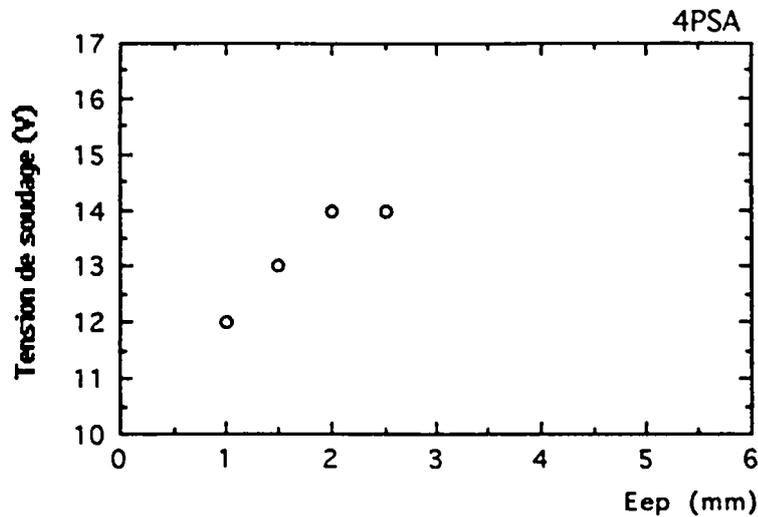


Figure V.7.a

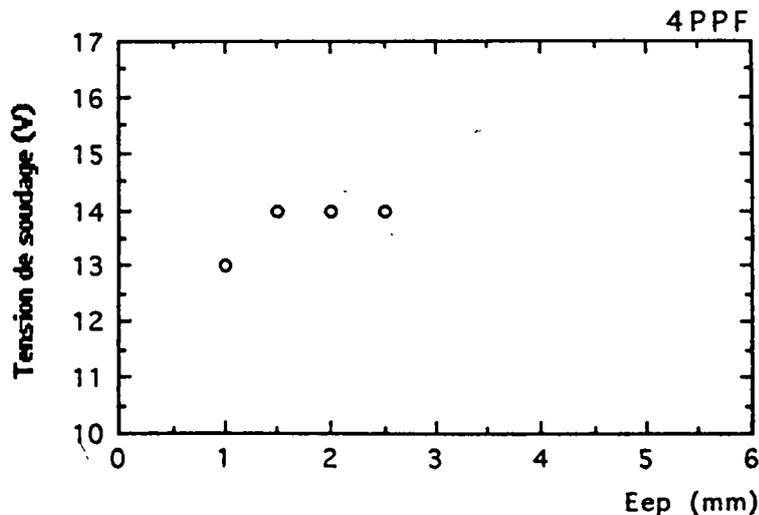


Figure V.7.b

On voit sur ces figures que l'accroissement de la distance électrode-pièce augmente la tension de l'arc. Le déport admissible entre l'électrode et le joint à souder sera inférieur à une limite donnée. Au delà de cette limite l'arc ne peut être maintenu allumé. Ceci implique, notamment des outillages de présentation et de maintien de bonne précision, capables de contrer les déformations que le soudage peut engendrer.

Cette modification de la longueur d'arc change sans aucun doute la distribution de la température au niveau de la colonne d'arc.

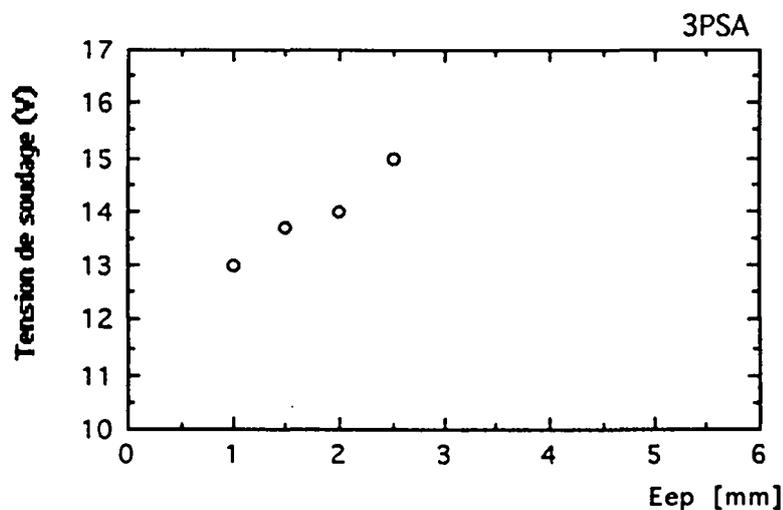


Figure V.7.c

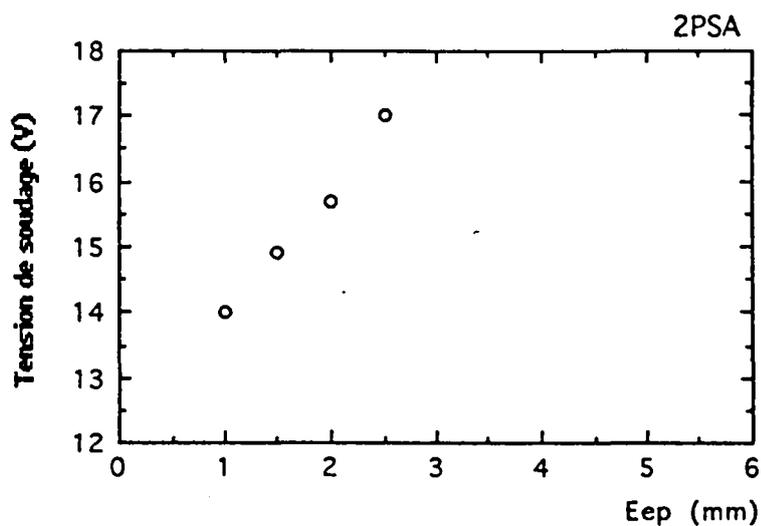


Figure V.7.d

Figures V.7 : Courbes caractéristiques de fonctionnement Tension-Ecartement.

Mais, on remarque que la variation de la tension n'est pas tout à fait proportionnelle à celle de l'écartement. En effet, elle dépend d'autres paramètres tels que : l'affûtage de la pointe de l'électrode, la composition du gaz de protection, la nature du soudage (avec ou sans arrêt) du type de l'entaille et du nombre de passes.

V.6 - Paramètres de soudage et bain de fusion.

L'introduction du métal d'apport dans le bain de fusion modifie sans aucun doute la morphologie et l'aspect du cordon par rapport à un soudage sans métal d'apport. Le métal d'apport absorbe une quantité de chaleur nécessaire à sa fusion et par conséquent réduit l'apport calorifique global du bain. Ce qui se traduit par une réduction du dépôt de matière fondue par conséquent la pénétration ainsi que de la largeur du cordon se trouvent modifiées, d'où l'intérêt de chauffer légèrement le fil d'apport ; surtout si l'on cherche des rendements élevés. La vitesse du fil doit être une fonction croissante de l'apport calorifique. Le type de fil (fourré ou non) régénère en quelque sorte le bain fondu.

V.6.1 - Intensité du courant de soudage.

La morphologie du bain fondu est largement influencée par la variation de l'intensité du courant de soudage. Cette modification peut être liée à la quantité de chaleur transmise par unité de surface. Un courant de plus en plus fort entraîne un accroissement de l'apport calorifique, ce qui favorise dans notre cas l'augmentation du volume du métal fondu. Le brassage électromagnétique dont le rôle est très important dans la formation du bain fondu est en fait fonction de la densité du courant. La variation du courant peut modifier la pénétration et la largeur du cordon. Pour étudier l'influence du courant sur l'aspect macroscopique du bain fondu, des mesures de la profondeur de pénétration ont été réalisées. Quatre intensités ont été présélectionnées (180, 210, 240, 280A). L'interaction entre le courant du soudage et la vitesse de défilement du fil permet de garder un dépôt régulier. Les essais ont été réalisés avec quatre vitesses du fil, à savoir 150, 180, 210 et 250cm/min. La vitesse de soudage est maintenue constante à 10cm/min.

V.6.1.a - Evolution de la profondeur de pénétration .

Les joints ont été réalisés sur des entailles en forme de v. La figure V.8 représente les résultats obtenus concernant l'effet de la variation du courant sur la profondeur de pénétration avec différentes vitesses de défilement (150, 180, 210 et 250 cm/min). Nous constatons que la pénétration est en gros proportionnelle à l'intensité. Un courant plus élevé augmente la quantité de chaleur introduite dans le bain de fusion, ce qui se traduit par un accroissement de la pénétration. Le cordon prend un

aspect allongé et manifestement sa largeur se rétrécit. Dans les mêmes conditions on peut relier la pénétration à l'intensité par une fonction de type $f(p)=k\varphi(v).f(i)$, où k est une constante qui caractérise le flux de chaleur, $\varphi(v)$ est une fonction lentement croissante de v .

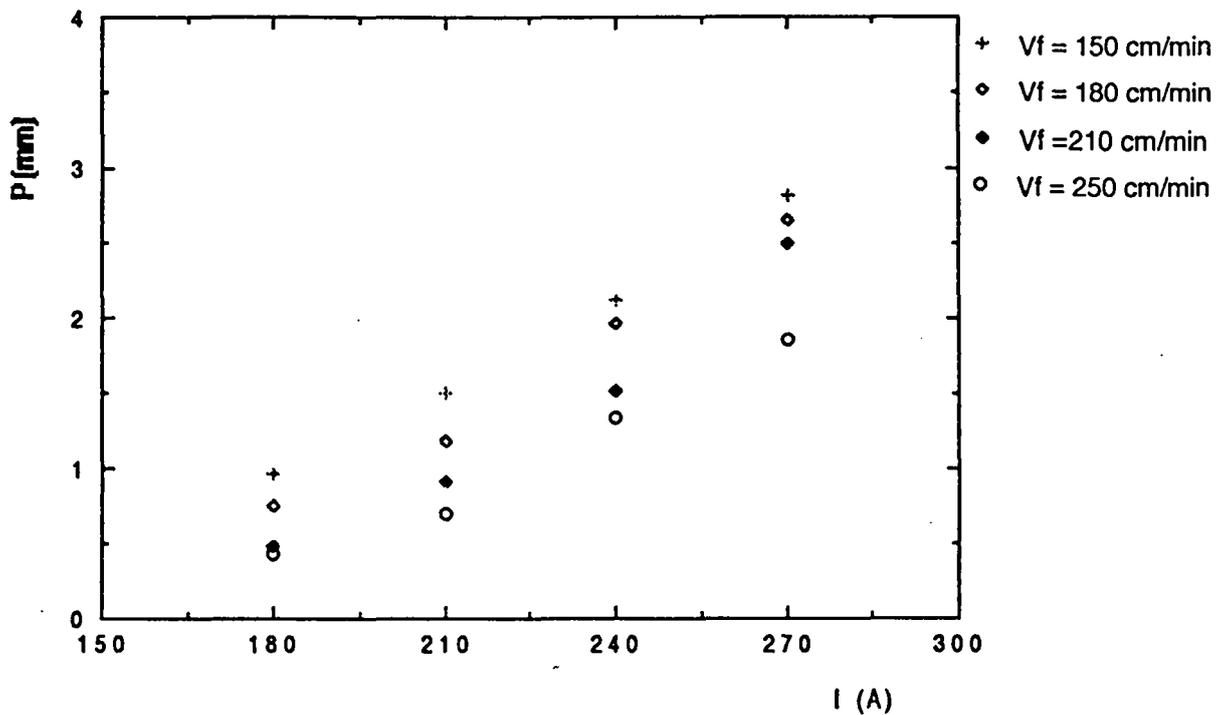


Figure V.8 : Influence du courant de soudage sur la pénétration.

V.6.1.b - Evolution de la largeur du cordon :

Suivant le besoin en terme de sollicitation on peut exiger ou non que la zone de transition soit ou non importante. D'où l'intérêt d'étudier l'étendu de cette zone. La figure V.9 montre l'évolution de la largeur du cordon pour différents courants de soudage. On remarque sur cette figure que la largeur du cordon est une fonction croissante du courant de soudage, et cela pour toute la gamme des vitesses du fil utilisée. L'accroissement du courant de soudage produisant manifestement une augmentation de la chaleur introduite favorise l'augmentation tant de la pénétration que de la largeur du cordon. La forme et surtout l'angle de raccordement favorisent fortement l'apparition et l'amorçage de microfissures de fatigue au niveau de cette zone.

Le passage d'une forme évasée à une forme droite a montré effectivement que que le métal fondu a des points de singularité surtout vers le fond du cordon.

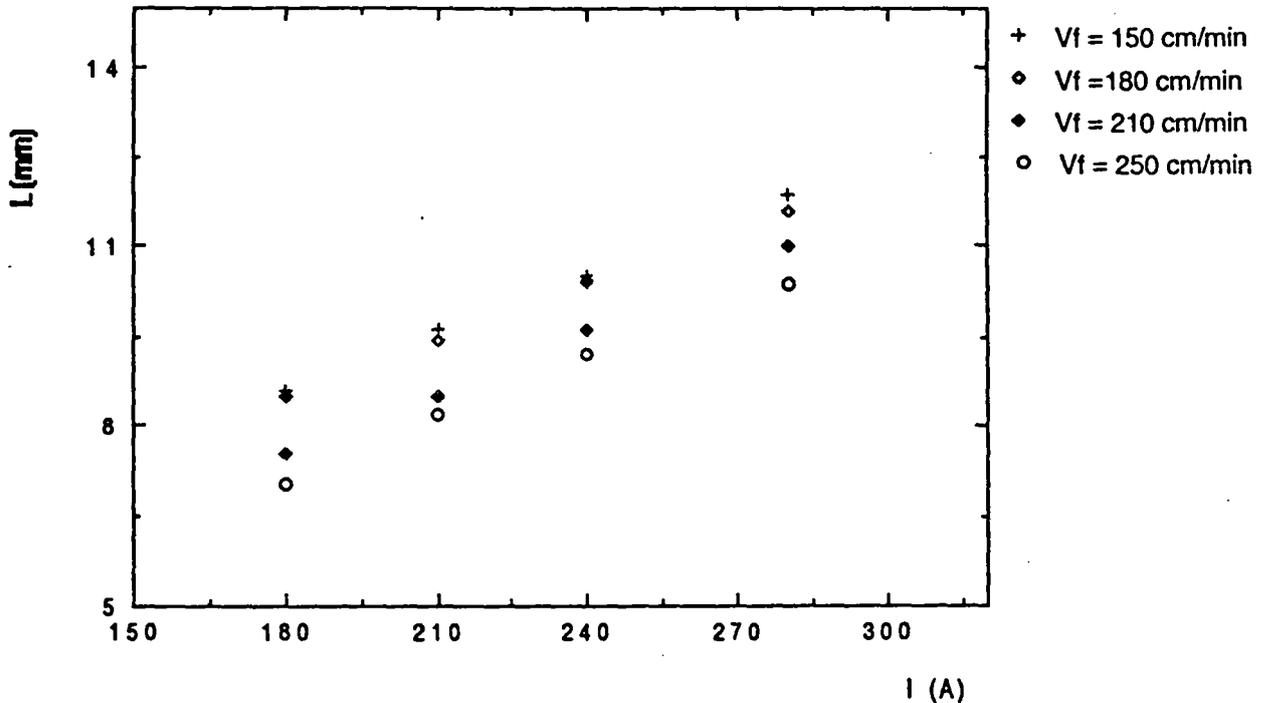


Figure V.9 : Evolution de la largeur en fonction du courant de soudage.

V.6.1.c - Evolution de la surépaisseur .

Dans la pratique les joints soudés peuvent être pour des raisons d'esthétiques et de fonctionnalité érasés. A partir des études d'endommagement par fatigue que nous avons réalisées, il s'avère que la surépaisseur au niveau du raccordement favorise fortement l'amorçage des fissures surtout au niveau de la dernière passe quand il s'agit d'un soudage à plusieurs passes. Ainsi les résultats obtenus figure V.10 montrent que l'influence du courant de soudage sur la surépaisseur est bien représentative. En fait, l'accroissement du courant de soudage qui élargit le cordon grâce à l'augmentation de l'apport calorifique, diminue la surépaisseur par suite de l'étalement du métal déposé. Cet effet est d'autant plus marqué que la vitesse du fil est relativement élevée. On peut approcher cette fonction par une fonction exponentielle de type $Se = k \cdot e^{-\varphi(v)I}$, où $\varphi(v)$ est une fonction positive lentement croissante de v .

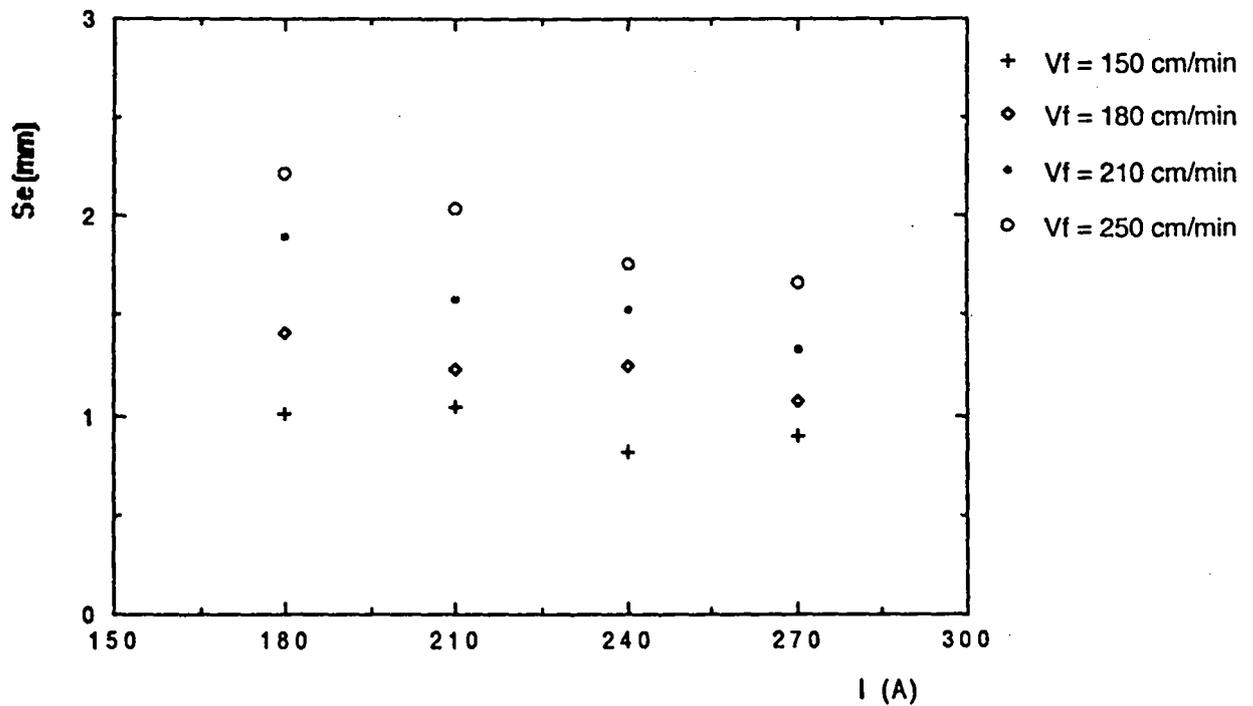


Figure V.10 : Evolution de la surépaisseur en fonction du courant de soudage.

V.6.1.d - Evolution du rapport P/L :

L'accroissement relatif entre la pénétration P et la largeur du cordon L peut être représenté par le rapport de forme $\delta = P/L$. La variation du rapport δ en fonction du courant est représentée sur la figure V.11. Cependant, l'augmentation du courant a une influence plus importante sur la pénétration que sur la largeur du cordon. D'après cette figure on remarque que l'accroissement du courant de soudage augmente ce rapport jusqu'à une certaine limite après laquelle il est pratiquement constant.

Cet accroissement du rapport P/L en fonction du courant est d'autant plus marqué que ce dernier est réalisé dans une gamme de courant relativement élevée. On voit sur la même figure que la variation du rapport δ est une fonction croissante tout au moins au début du courant. Sur certains essais et pour des intensités en dessous de 100A ce rapport varie peu. Par contre la section fondue croît comme le carré de l'intensité.

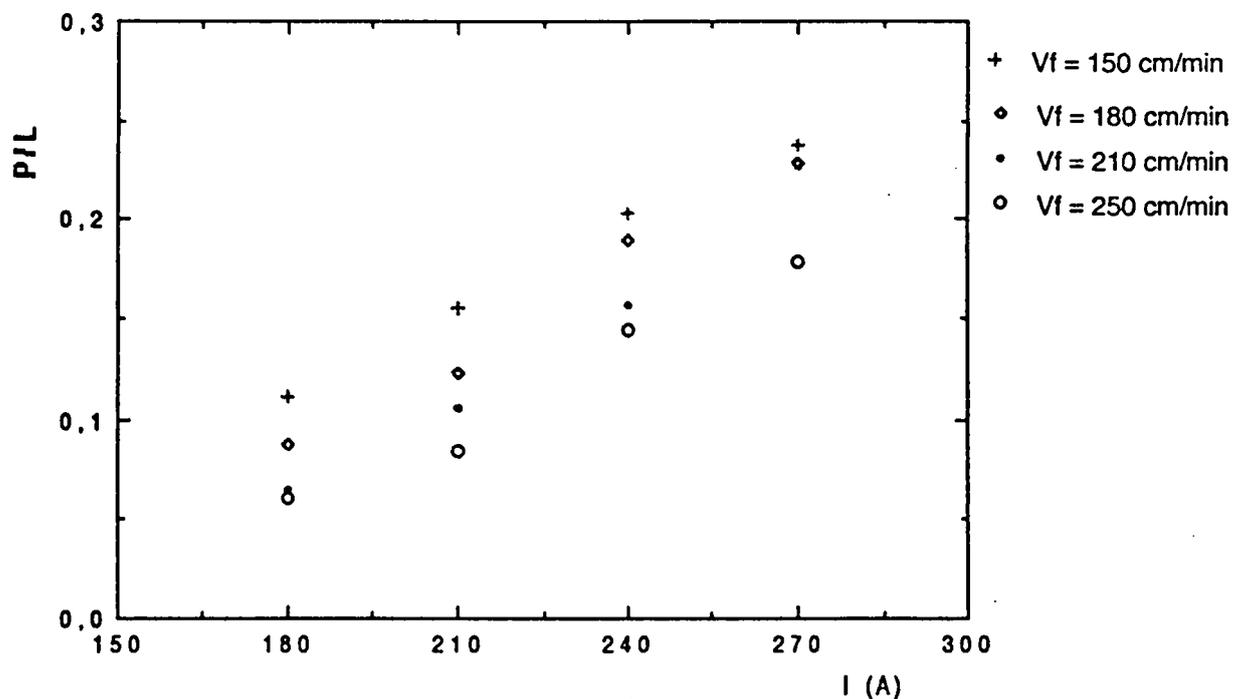


Figure V.11 : Evolution du rapport P/L en fonction du courant de soudage.

V.6.1.e - Evolution du rapport Se/L .

Le rapport entre la surépaisseur et la largeur du cordon peut nous renseigner sur la forme du cordon et de son étalement sur la pièce à souder. La figure V.12 nous donne quelques aspects en fonction de l'intensité du courant. La diminution du rapport entre la surépaisseur et la largeur du cordon est plus significative lorsque le courant de soudage est situé entre 180 et 240 A.

En fonction de l'importance de ce rapport on peut observer à la surface de la soudure soit des stries fines, régulières, bien marquées, soit des stries à peine visibles c'est à dire un cordon bien lisse. Une seconde remarque a pu être établie au niveau du raccord où des dépôts "crasses" plus ou moins importants sont apparus. Il est très difficile de donner une explication précise à ce phénomène et à son intensité. A notre avis ces explications sont à chercher du côté du brassage et des forces centrifuges.

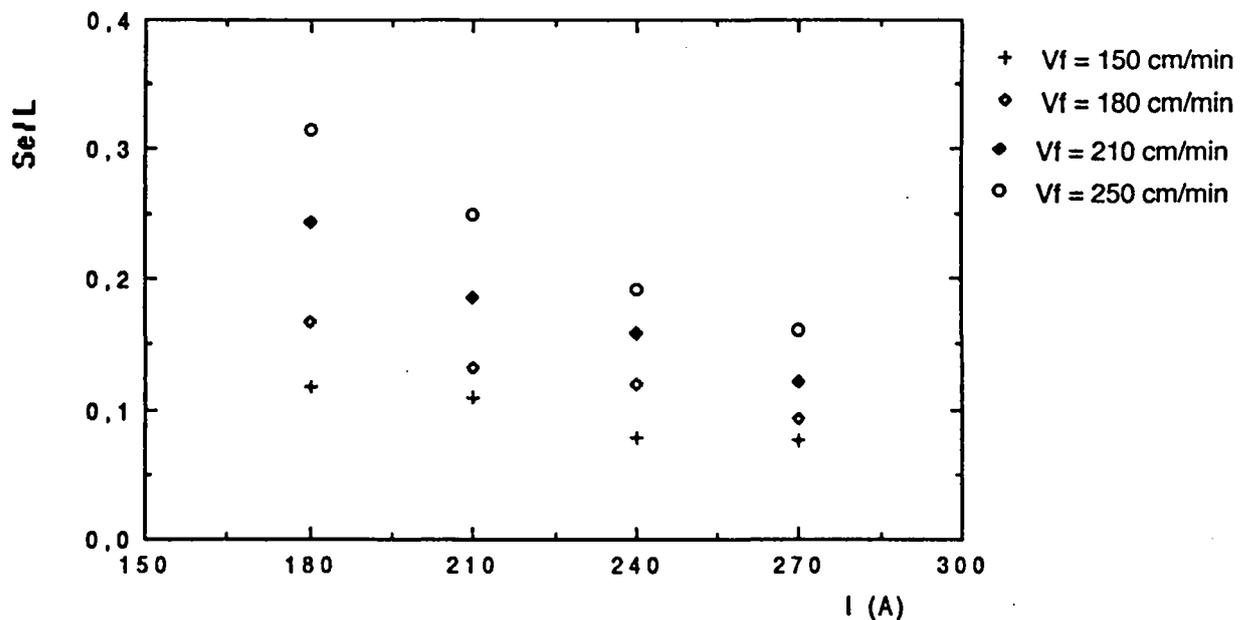


Figure V.12 : Evolution du rapport Se/L en fonction du courant de soudage.

V.6.2 - Vitesse de soudage .

L'influence de la vitesse de soudage peut être expliquée par son effet sur l'apport calorifique. Nous savons que l'apport calorifique par unité de longueur est inversement proportionnel à la vitesse de soudage. Dans le cas où le courant et la tension d'arc sont maintenus constants, théoriquement la courbe de l'évolution de la pénétration en fonction de la vitesse de soudage serait une courbe de forme exponentielle. Pour les joints toriques la vitesse de soudage ne peut être trop élevée tout au moins pour les échantillons de petite et moyenne taille. Il faut penser à bien synchroniser l'ensemble des paramètres en fonction de l'entaille et de sa forme.

V.6.2.a - Evolution de la profondeur de pénétration .

La figure V.13 montre la variation de la pénétration en fonction de la vitesse de soudage. Les lignes de fusion sont réalisées pour différentes valeurs du courant, à savoir 180, 210, 240 et 270 A. Les vitesses de soudage varient de 10cm/min à 25 cm/min. La vitesse du fil est maintenue à 150 cm/min.

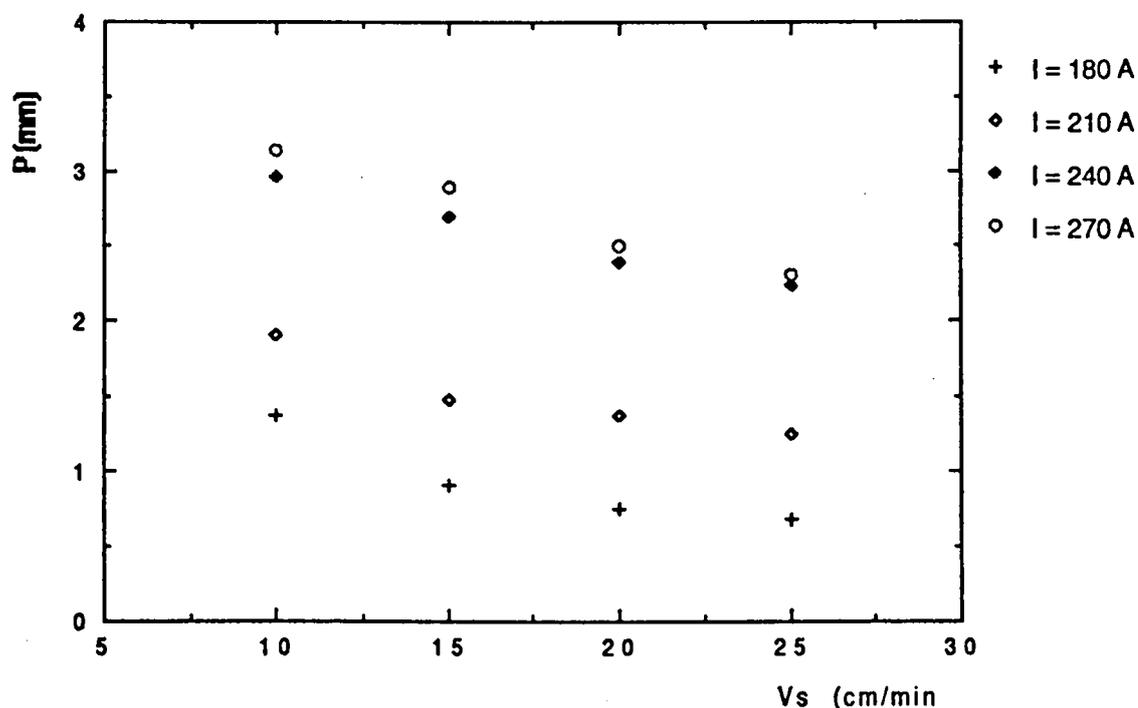


Figure V.13 : Evolution de la pénétration en fonction de la vitesse de soudage.

La figure V.13 facile à interpréter, montre que la pénétration est une fonction décroissante de la vitesse de soudage. La diminution de la profondeur de pénétration est d'autant plus importante que la variation est faite à faible vitesse. Au-delà d'une certaine vitesse, une augmentation supplémentaire n'entraîne qu'une légère diminution de la pénétration et ou effectivement la fusion des flancs n'est plus assurée.

V.6.2.b - Evolution de la largeur du cordon .

La figure V.14 montre l'évolution de la largeur du cordon en fonction de la vitesse de soudage. On remarque, comme pour la pénétration, que la largeur diminue avec l'augmentation de la vitesse de soudage. La diminution est importante pour de faibles vitesses inférieures à 15cm/min, mais elle est plus marquante sur la pénétration que sur la largeur. Au delà de 15 cm/min, l'augmentation de la vitesse n'entraîne qu'une faible diminution de la largeur et ceci pour des courants relativement faibles.

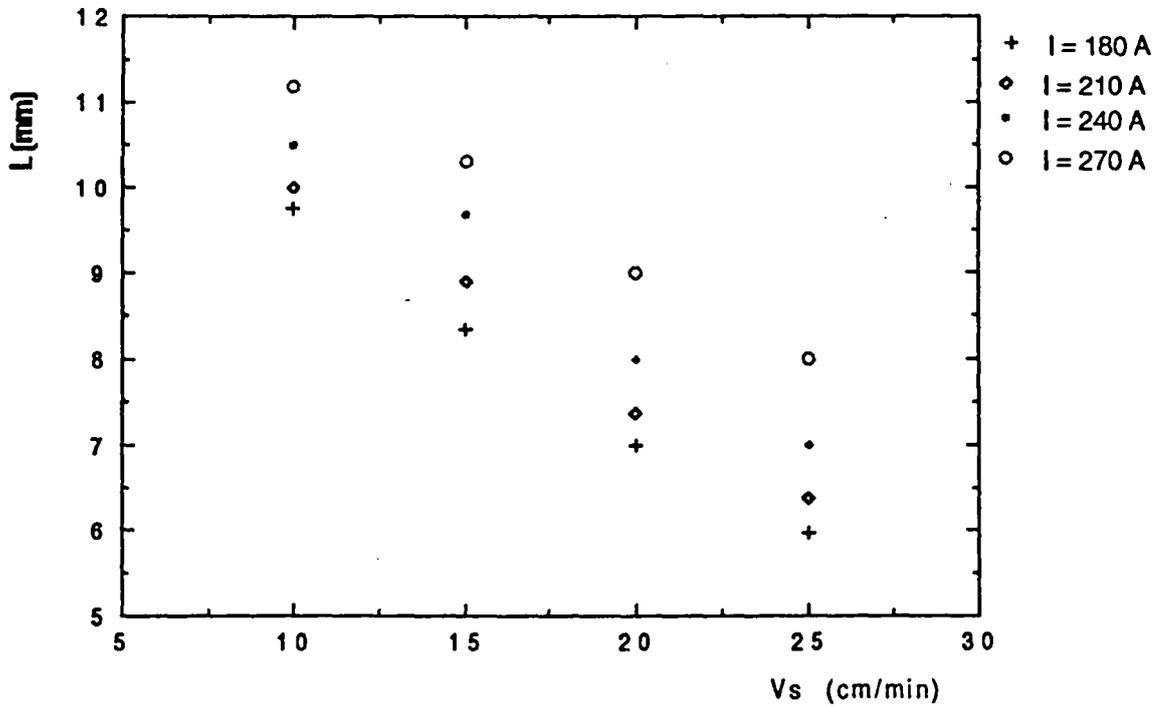


Figure V.14 : Evolution de la largeur en fonction de la vitesse de soudage.

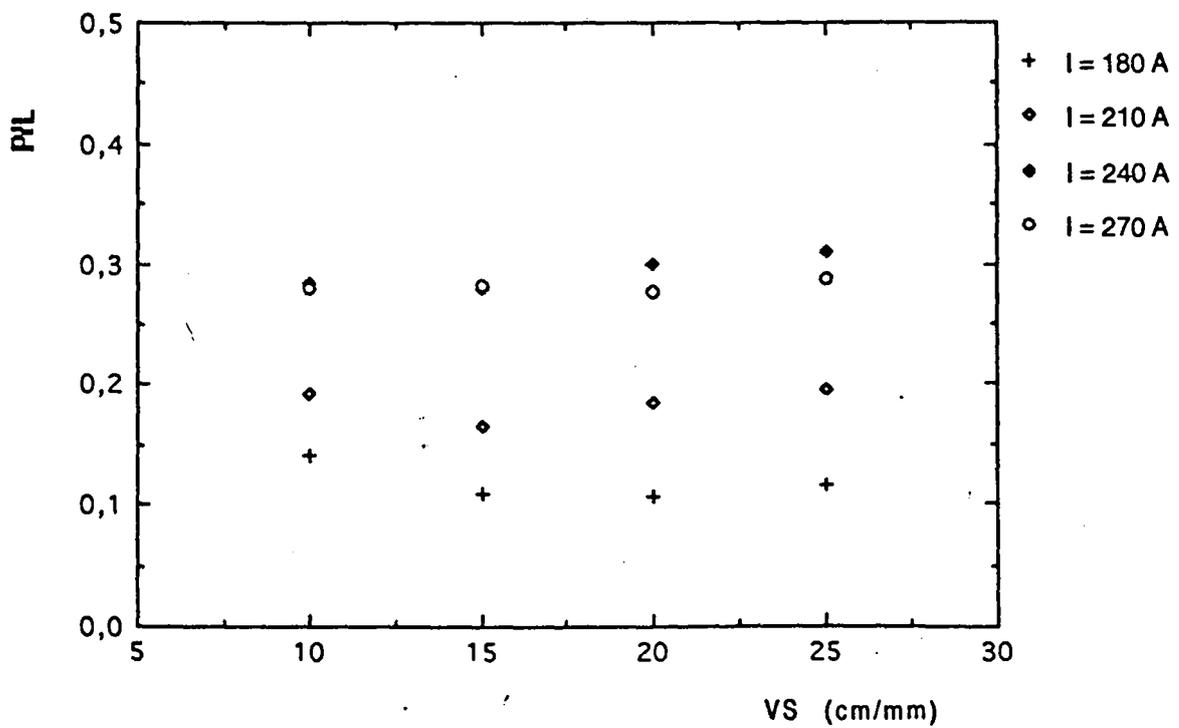


Figure V.15 : Evolution du rapport P/L en fonction de la vitesse de soudage.

V.6.2.c - Evolution du rapport P/L .

La figure V.15 montre l'effet de la vitesse de soudage sur le rapport P/L. Au début de l'analyse le rapport δ diminue à peine puis au delà d'une vitesse de 15 cm/min augmente lentement. Il en est de même pour la section fondue. La vitesse de soudage réduit plutôt la largeur du cordon que la pénétration.

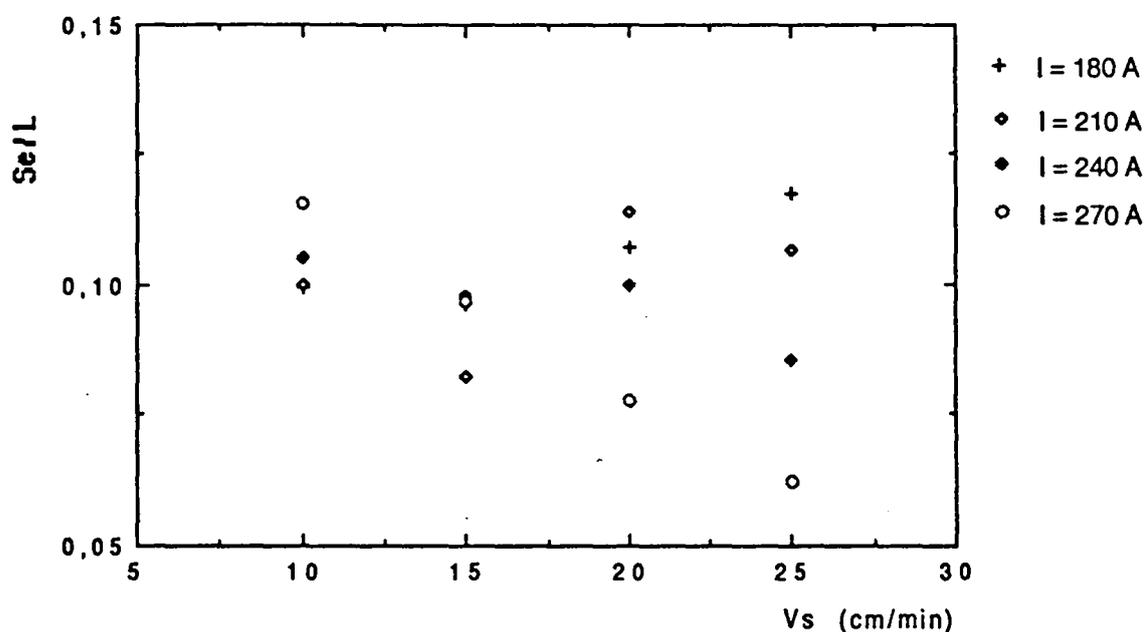
V.6.2.d - Evolution du rapport Se/L .

Figure V.16: Evolution du rapport Se/L en fonction de la vitesse de soudage.

Les faibles vitesses de soudage n'influencent pas d'une façon significative le rapport Se/L. Pour des courants élevés ce rapport augmente brusquement avec l'accroissement de la vitesse .

V.6.3 - Conicité de l'électrode .

La variation de morphologie du cordon par modification de la conicité de l'électrode a été systématiquement analysée en conduisant des essais de soudage avec différentes valeurs de la conicité. Le soudage a été effectué avec des conicités de 30, 60, 90, et 120°. Pour étudier l'influence mutuelle de la variation de la conicité et du

courant, quatre valeurs du courant de soudage sont utilisées dans ces essais : 180, 210, 240 et 270 A. Les vitesses respectives de soudage et du fil sont de 10 cm/min et de 150 cm/min.

V.6.3.a - Evolution de la profondeur de pénétration.

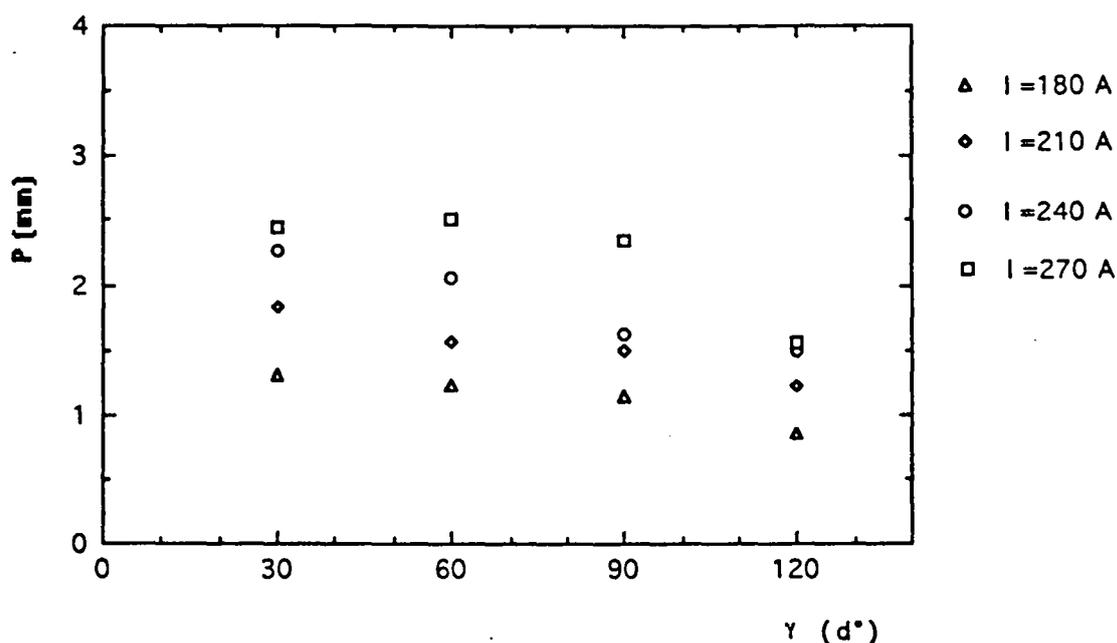


Figure V.14 : Evolution de la pénétration en fonction de la conicité pour différents courant de soudage.

D'après les courbes de la figure V.14 on constate que la conicité de l'électrode influence considérablement la morphologie du bain de fusion. On peut dire que la pénétration est une fonction décroissante de la conicité. Pour des courants relativement élevés cette diminution devient plus marquante. A titre d'exemple, le changement de la conicité de 30 à 120° diminue la pénétration de 30% avec un courant de soudage de 270 A, et de seulement 15% avec un courant de 180 A.

Cette interaction entre la conicité et l'intensité du courant sur la pénétration peut être expliquée par la variation de la tâche cathodique donc sur les mouvements électromagnétiques dans le bain. L'importance de la force électromagnétique est tributaire de la densité de courant dont la valeur dépend du courant et de la conicité d'électrode. Lorsque la conicité d'électrode est faible et le courant est relativement élevé, la densité électronique au niveau de la tâche cathodique devient importante et

focalise le flux, ce qui augmente la force électromagnétique et accentue le brassage tout en favorisant la pénétration.

Pour une intensité du courant constante, l'accroissement de la conicité diminuant la force électromagnétique entraînerait une diminution de la pénétration. Ceci explique pourquoi, dans notre cas, une perte de pénétration devient plus importante lorsque la variation de la conicité d'électrode est faite avec un courant de 270 A.

V.6.3.b - Evolution de la largeur du cordon .

La largeur du cordon, elle aussi, est affectée par la variation de la conicité d'électrode ce qui est clairement montré sur la figure V.15 .

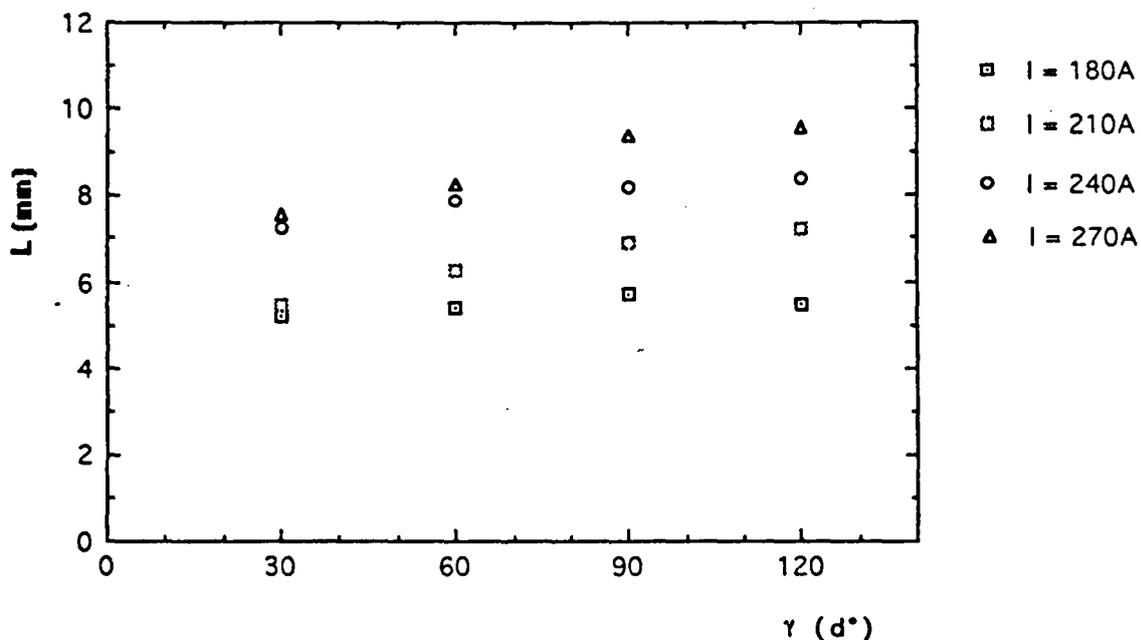


Figure V.15 : Evolution de la largeur en fonction de la conicité pour différents courants de soudage.

Comme pour la pénétration, la largeur du cordon est fonction décroissante de la conicité de l'électrode. Pour un changement de conicité de 30 à 120° et avec un courant de 270 A, cette diminution est de l'ordre de 10 %. Donc l'effet de la conicité est plus significatif sur la pénétration que sur la largeur du cordon.

La comparaison des figures V.14 et V.15 montre que la pénétration est plus affectée par la conicité que la largeur.

V.6.4 - Essais sans métal d'apport.

Afin de compléter cette étude, nous présentons quelques résultats d'essais effectués sur des cordons en pleine pénétration c'est à dire sans métal fondu.

Les essais ont été faits sur les mêmes éprouvettes sans les entailles (une légère rainure a été faite au niveau du joint pour permettre le guidage du flux).

V.6.4.a - Evolution du rapport P/L .

Nous présentons les mesures de δ en fonction de l'angle d'affutage, pour des intensités variant de 180A à 270A. La fusion sans métal d'apport a une influence peut marquée sur le rapport δ , comparée aux résultats avec métal d'apport. Ceci s'explique par l'apport calorifique supplémentaire du fil chaud ainsi que du mouvement tourbillonnaire provoqué par le brassage du bain. Néanmoins, le rapport P/L est fonction décroissante de la conicité d'électrode. Ce résultat est représenté sur la figure V.16 qui montre la diminution du rapport P/L lorsque la conicité passe de 30° à 120°.

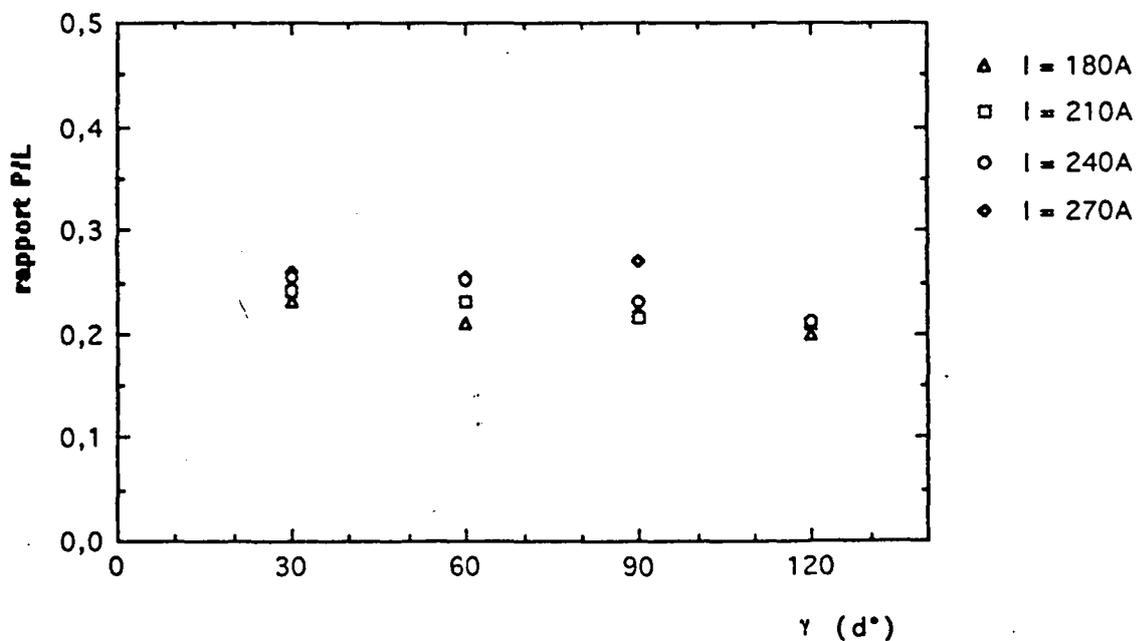


Figure V.16 : Influence de la conicité sur le rapport P/L du cordon .

V.6.4.b - Evolution de la tension d'arc .

La variation de la conicité de l'électrode modifie la tension d'arc en soudage. En gardant le même courant et la même distance électrode-pièce, la tension d'arc diminue avec l'accroissement de la conicité de l'électrode.

La variation de la conicité d'électrode modifie la configuration et la remontée du plasma modifie la longueur d'arc. Cette modification de la longueur d'arc est naturellement suivie d'une variation de la tension d'arc.

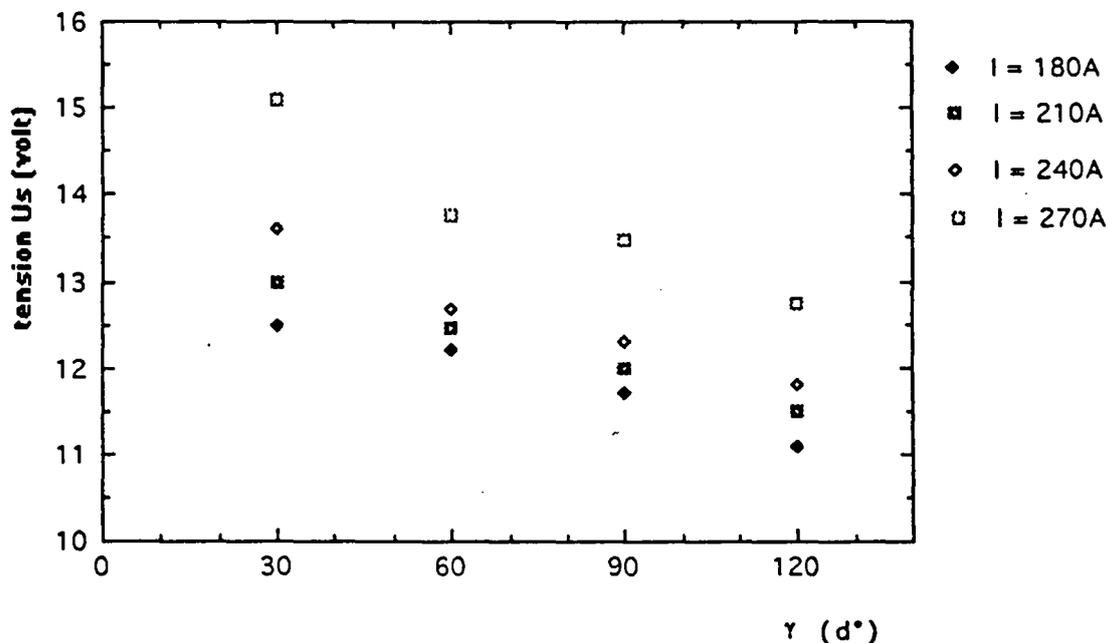


Figure V.17 : Variation de la tension d'arc en fonction de la conicité.

L'évolution de la tension d'arc en fonction de la conicité est représentée sur la figure V.17. Nous remarquons sur cette figure que l'augmentation de la conicité fait diminuer la tension d'arc surtout pour des courants relativement importants.

Pour ce type d'essai deux angles aux sommets (30° et 120°) ont été choisis pour un même diamètre d'électrode. L'intensité du courant est pratiquement constante et égale à 270 A. Les vitesses sélectionnées variaient de 10 à 25 cm/min.

La figure V.18 montre l'évolution de la pénétration en fonction de la conicité pour différentes vitesses. D'après cette figure et pour une vitesse de soudage donnée l'écart entre les deux pénétrations est assez important surtout au niveau des petites

vitesse ($p_{\delta_{30}} > p_{\delta_{120}}$). Ceci montre l'influence préférentielle d'un petit angle de la conicité sur la pénétration pour les aciers étudiés, d'ailleurs c'est ce qui est préconisé par les constructeurs de ces appareils. En effet la faible conicité de l'électrode augmente la densité du flux à la pointe et par conséquent agit sur la force électromagnétique donc sur la tension.

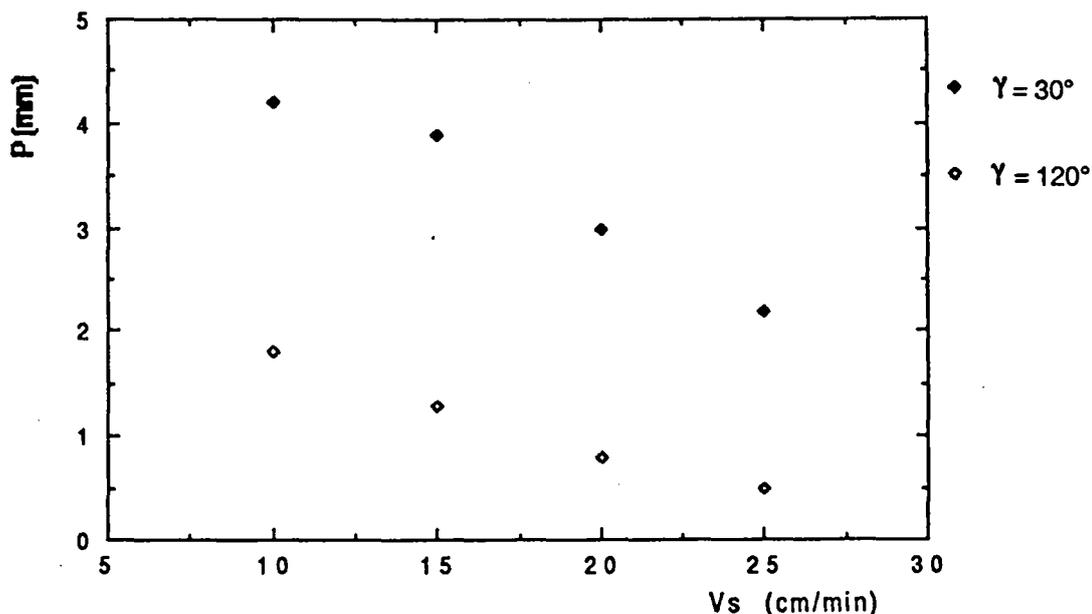


Figure V.18 : Profondeur de pénétration pour deux conicités en fonction de la vitesse de soudage.

V.6.5 - Gaz de protection .

L'argon est un gaz qui est normalement employé pour le soudage de l'acier A42 et le E24. Cependant, l'utilisation d'autres gaz, ou d'un mélange peut augmenter l'apport calorifique au niveau de la colonne d'arc, et par conséquent améliorer le rendement. Ce qui joue sur le potentiel sur plusieurs caractéristiques : - le potentiel d'ionisation (tension d'arc, énergie), énergie de recombinaison, densité d'ionisation, - pression de l'arc, - échanges thermiques, capacité calorifique, conduction, convection, masse volumique...

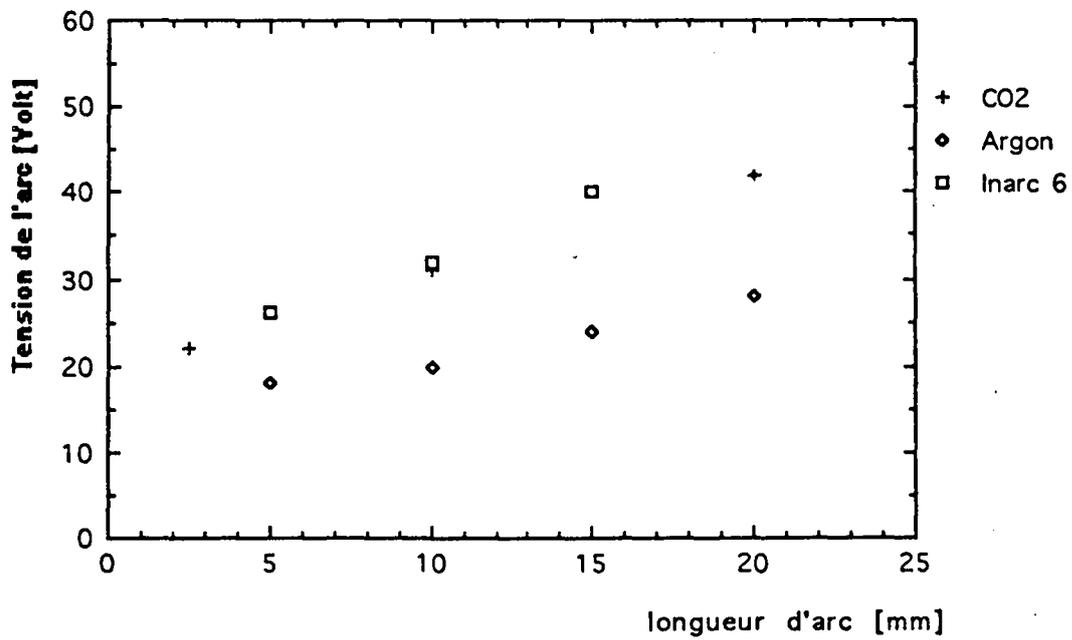


Figure V. 19 : Relation entre la tension et la longueur d'arc.

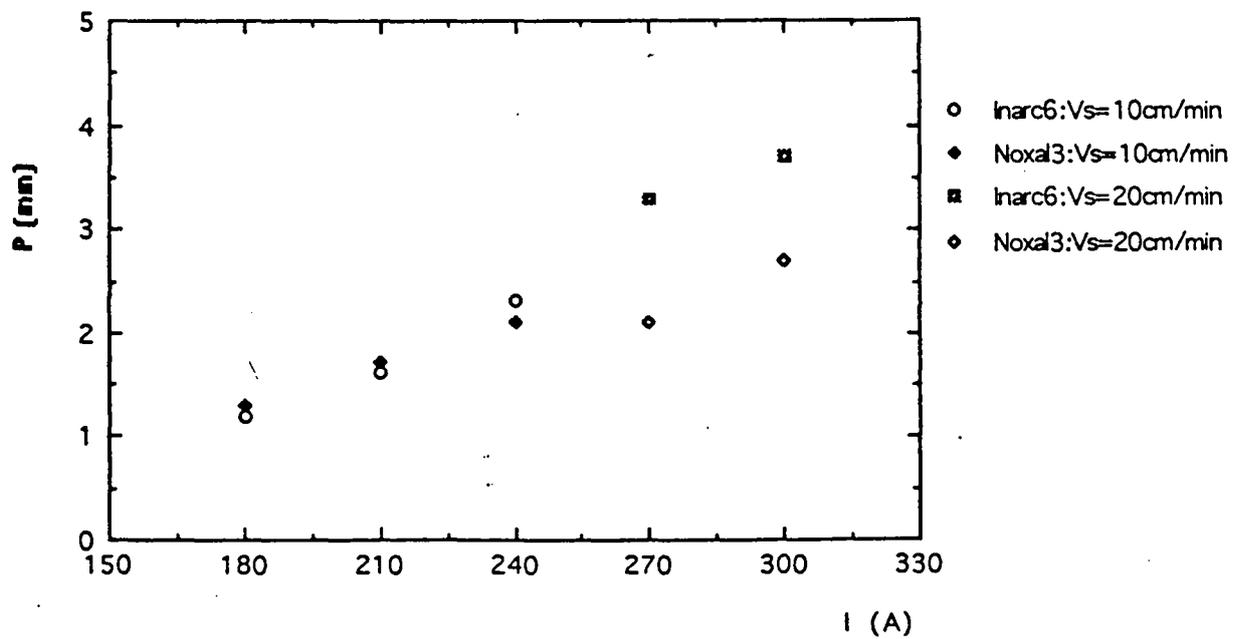


Figure V. 20 : Influence de la nature du gaz de protection sur la pénétration.

On compare par ces essais le comportement d'une même coulée soudée (A42) avec l'inarc 6 (30% He + 70% Ar) couramment employé et le noxal 3 (argon + 5% d'hydrogène) utilisé parfois en soudage TIG.

En ce qui concerne la fonction $P(i)$, les essais ont été réalisés avec deux variantes de la vitesse de soudage (10 et 20cm/min). La vitesse de soudage de 10 cm/min est utilisée pour une variation du courant entre 180 et 240 A ; celle de 20 cm/min est employée pour un courant variant entre 250 et 320A. Les résultats donnent que l'inarc 6 favorise une meilleure pénétration du cordon que le noxal3,

La figure V.19 donne la variation de la tension en fonction de la longueur d'arc pour les trois gaz et la figure V.20 celle de p en fonction de i .

V.6.5.a - Evolution de la largeur du cordon .

La figure V.21 compare les largeurs des cordons obtenues pour les deux gaz. Nous constatons que la largeur obtenue pour l'inarc 6 est plus grande que celle obtenue sous le noxal 3. En général la nature du gaz n'affecte pas trop la forme du cordon, mais influence fort sa constitution .

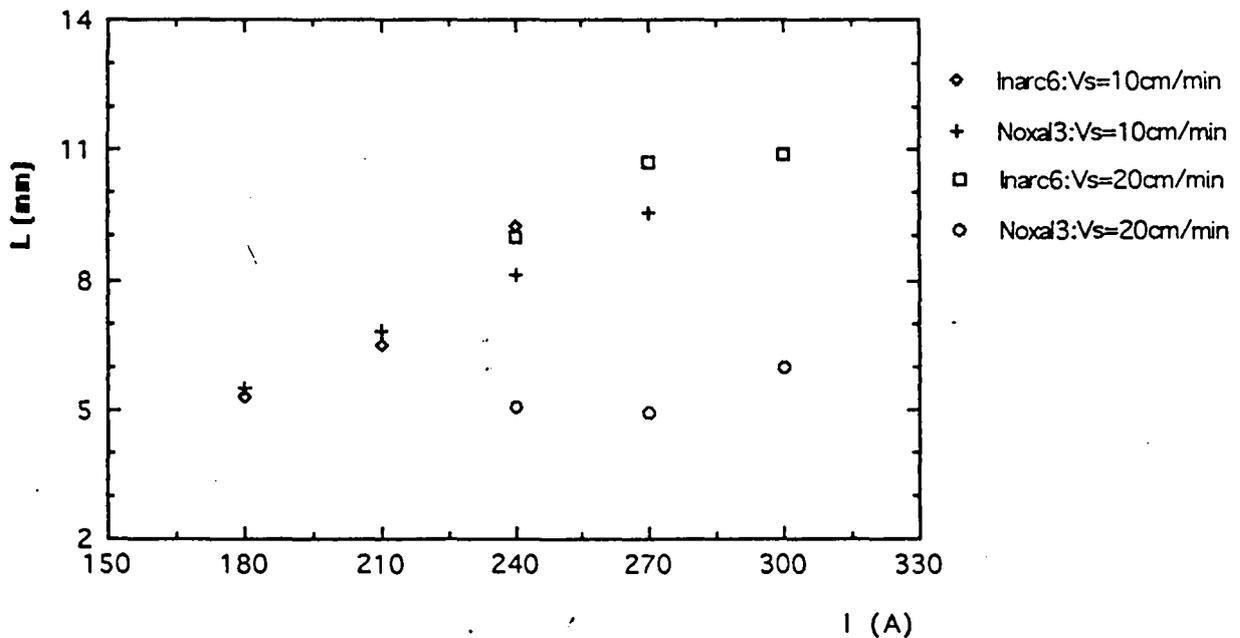


Figure V.21 : Evolution de la largeur en fonction de la nature de gaz.

V.6.5.b - Evolution du rapport P/L :

Un accroissement de la pénétration dû à l'utilisation de l'inarc 6 est accompagné d'une augmentation de la largeur du cordon. L'accroissement relatif de la pénétration et de la largeur du cordon déterminerait la variation du rapport P/L.

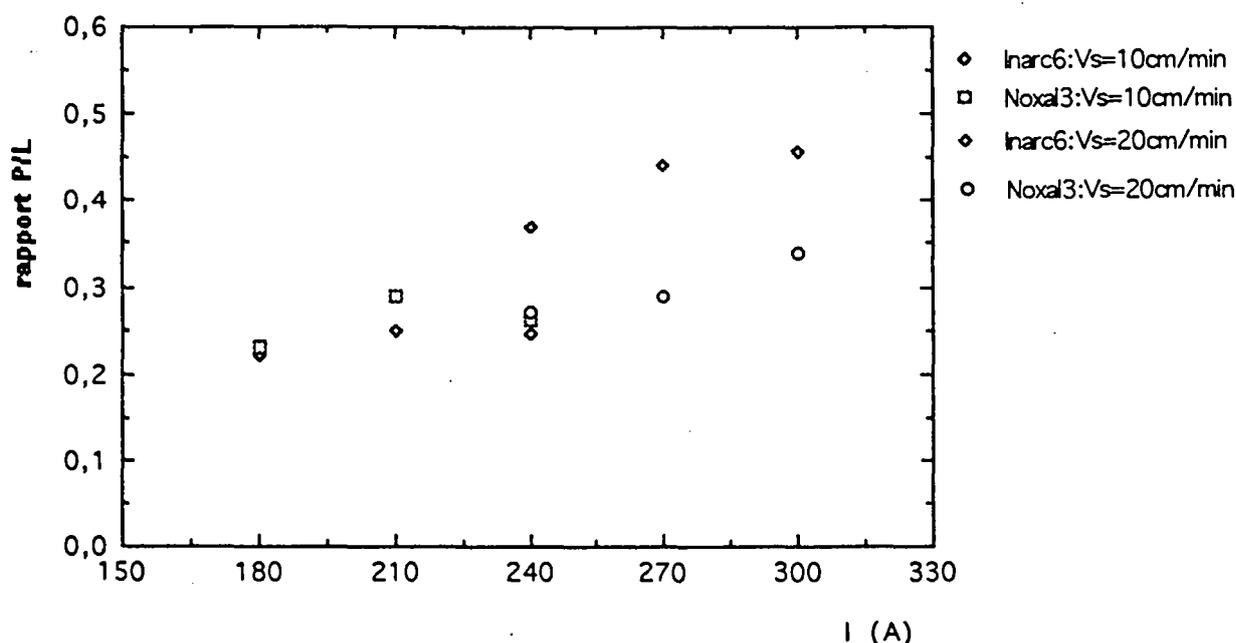


Figure V.21 : Influence de la nature du gaz de protection sur le rapport P/L.

En ce qui concerne nos essais, l'ensemble des résultats montre que la variation du rapport P/L en fonction de la nature du gaz de protection est en effet tributaire de la valeur du courant utilisé. L'utilisation du noxal ne favorise un meilleur rapport P/L que lorsque le courant est relativement élevé.

Nous voyons sur la figure V.21 que lorsque le soudage est effectué avec un courant de 180 à 240 A, le rapport P/L reste pratiquement constant, que le soudage soit réalisé avec le noxal 3 ou l'inarc 6. La variation du rapport P/L peut être représentée par une seule courbe correspondant à ces deux gaz. En revanche, lorsque le courant est relativement élevé, entre 250 et 320A, le rapport P/L obtenu sous l'inarc 6 est nettement supérieur à celui obtenu sous le noxal 3.

V.6.4.c - Evolution de la tension d'arc .

L'accroissement de la pénétration en utilisant l'inarc 6 peut être attribué à l'effet de l'adjonction de l'hélium dans l'argon. La présence de l'hélium dans le gaz de protection augmente la température de l'arc et favorise l'augmentation de l'apport calorifique grâce à l'augmentation de la tension de l'arc.

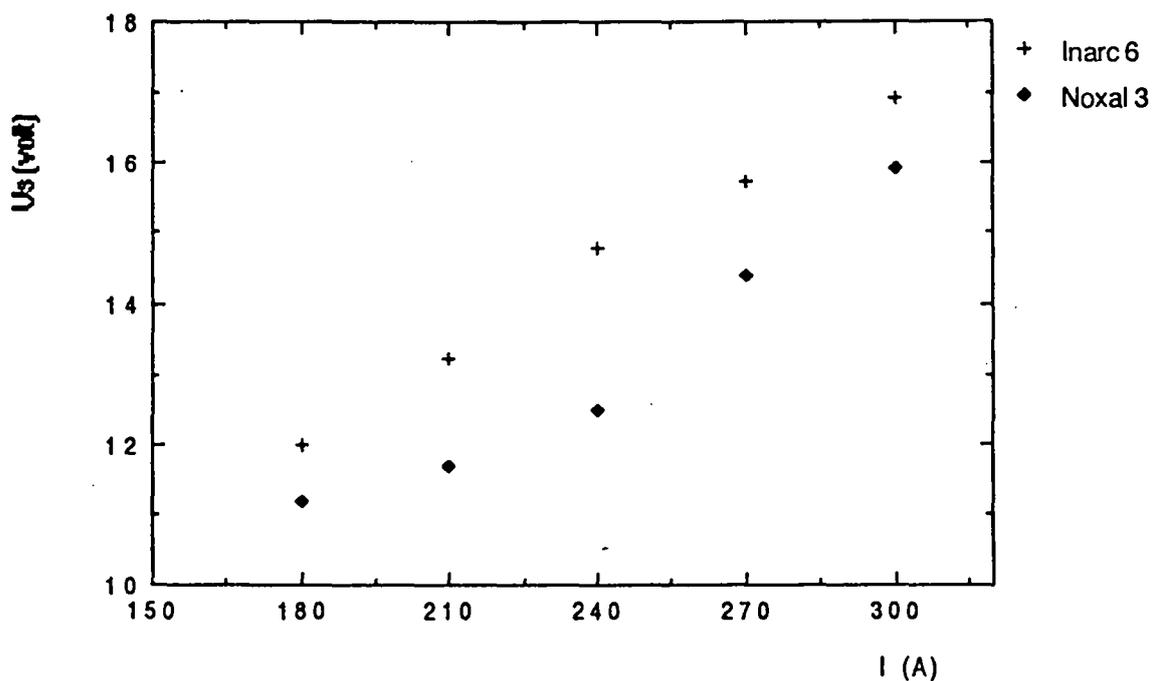


Figure V.23 : Influence de la nature du gaz de protection sur la tension d'arc en soudage.

L'évolution de la tension d'arc en fonction du courant et de la nature du gaz de protection est représentée sur la figure V.23. Nous pouvons remarquer que pour chaque courant donné, l'emploi de l'inarc 6 fait augmenter la tension d'arc et cela à distance électrode-pièce constante. Cet accroissement de la tension d'arc fait augmenter l'apport calorifique et conduit à l'accroissement de la pénétration et éventuellement du rapport P/L.

V.7 - CONCLUSION :

La diversité des paramètres de soudage, leurs interdépendances complexes et leur variation d'une pièce à l'autre, posent un problème majeur dans la maîtrise de la morphologie et de l'aspect du bain fondu.

Les essais de paramétrage et de soudabilité utilisés à des fins de recherches, afin d'étudier les phénomènes qui interviennent durant l'opération de soudage ou lors du service des constructions soudées et puis aider à améliorer cette opération ou ce comportement et préciser des critères plus simples de choix.

Les différents critères qui apparaissent lors de cette analyse montrent qu'en fait une grande partie du phénomène n'est pas clairement expliquée.

Parmi les causes possibles de ce manque de précision, plusieurs facteurs peuvent être avancés, on peut citer :

- L'écoulement du flux de chaleur.
- Constance des paramètres de soudage.
- Etat de surface des échantillons.
- Constance de la forme de l'électrode...

Il faut noter aussi les influences <<parasite>> cachées qui viennent perturber les interprétations. Elles correspondent souvent au mode d'approvisionnement des métaux.

Pour une condition de soudage imposée, la tension d'arc est liée à la caractéristique courant-tension (car la variation du courant est suivie d'une variation de tension). Cette caractéristique est fortement influencée par la distance électrode-pièce.

Pour de faibles vitesses de soudage, la perte de chaleur par conduction devient importante, l'apport énergétique affecté à la fusion du métal en est diminué et le rapport δ se trouve modifié.

L'accroissement de l'angle au sommet du cône de l'électrode diminue la tension de l'arc, cette conicité de l'électrode joue donc un rôle important dans la distribution du flux thermique et sur la pression de l'arc. C'est la modification de l'affûtage de la pointe de l'électrode qui modifie la distribution thermique, laquelle passe d'une forme gaussienne à une forme carrée. La pression de l'arc décroît quand la conicité de l'électrode augmente, cette diminution étant liée à la baisse de la tension d'arc. De plus la diminution de la tâche anodique entraîne une augmentation de la densité du courant et donc une plus forte répartition de la chaleur en vue de fondre le métal. Il faut souligner que la composition chimique du matériau à souder influe sur les caractéristiques de l'arc donc sur l'apport de chaleur.

Pour de fortes intensités de courant, l'utilisation de l'inarc 6 (30% d'hélium et 70% d'argon) favorise une meilleure pénétration par rapport à l'argon et favorise la stabilité de l'arc. Son utilisation peut être recommandée pour des aciers faiblement ou non alliés.

Suite aux résultats de cette étude, on peut approcher la section du métal déposé par :

$$A_{mp} = \frac{v_f \cdot d^2 \cdot \pi \cdot m_\eta}{v_s} \cdot k^{-1}$$

où v_f et d sont respectivement la vitesse et le diamètre du fil.

m_η : étant le rapport de la masse du métal fondu par la masse du métal utilisé.

k : étant le facteur de concentration de la source.

v_s : est la vitesse de soudage.

Il serait intéressant d'effectuer une étude et un dépouillement plus poussés au niveau de la zone fondue.

La vitesse de balayage influe considérablement sur la forme du bain fondu. Dans le cas de l'Al-Ni la convection a tendance à réduire la profondeur du bain fondu et augmenter sa largeur, néanmoins le rapport de forme global du bain fondu augmente. Par exemple si $P = \epsilon \cdot P_0$ et $L = \epsilon^2 L_0$ où ϵ décroît, le rapport $\delta = P_0 / L_0 \epsilon$ croît : il serait intéressant de définir le petit paramètre ϵ .

La profondeur de la zone affectée thermiquement dépend de la densité d'énergie déposée à la surface du métal. Pour une même densité linéique de puissance la profondeur devrait être inversement proportionnelle à la vitesse de balayage (lorsque la vitesse augmente le volume du bain fondu diminue). L'effet de la convection sur la répartition globale de la température dans l'échantillon est alors réduite. Néanmoins, au sein du bain fondu, quelque soit la vitesse de balayage la convection thermocapillaire est prépondérante.



- VI.1 - Introduction
- VI.2 - Cycles thermiques et morphologie du cordon
 - VI.2.1 - Temps de surchauffe
 - VI.2.2 - Vitesse de refroidissement
 - VI.2.3 - Mesure de la zone fondue
- VI.3 - Composition chimique du matériau
 - VI.3.1 - Analyse par diffraction X
 - VI.3.2 - Analyse de la zone affectée thermiquement
 - VI.3.3 - Stabilité des échantillons

CHAPITRE 6.

Applications aux éprouvettes Tubulaires GWS

- VI.4 - Caractéristiques mécaniques
 - VI.4.1 - Préparation des échantillons
 - 4.1.a - Applications aux éprouvettes
 - 4.1.b - Tubulaires GWS
 - VI.4.2 - Introduction
 - 4.2.a - Rappel des principaux critères
 - 4.2.b - Mode de propagation d'une fissure
 - 4.2.c - Facteur d'intensité K_I constant
 - 4.2.d - Champ de contraintes associé à une fissure
 - VI.4.3 - Modes de propagation de défauts
 - 4.3.a - Stabilité et instabilité de la propagation
 - VI.4.4 - Définitions expérimentales des conditions de propagation de fissures
 - VI.4.5 - Résistance à la compression d'une structure soudée
 - 4.5.a - Influence de la microstructure sur la résistance à la compression
 - 4.5.b - Influence des conditions de soudage
 - 4.5.c - Influence des paramètres de soudage
 - VI.5.1 - Essais de fissuration sur éprouvettes préstressées
 - 5.1.a - Mise en œuvre des essais
 - 5.1.a.1 - Influence de la vitesse
 - 5.1.a.2 - Influence de la profondeur d'entaille
 - 5.1.b - Entaille centrée, mode I
 - 5.1.c - Entaille dans la ZAT
 - 5.1.d - Entaille centrée et orientée, mode II
 - 5.1.e - Entaille dans la ZAT
- VI.5 - Conclusion

Chapitre VI. Etude mécanique et métallographique des échantillons.

VI.1 - Introduction.

VI.2 - Cycles thermiques et morphologie du cordon.

VI.2.1 - Temps de surchauffe.

VI.2.2 - Vitesse de refroidissement.

VI.2.3 - Mesure de la zone fondu.

VI.3 - Composition chimique du matériau.

VI.3.1 - Analyse par diffraction X.

VI.3.2 - Analyse de la zone affectée thermiquement.

VI.3.3 - Soudabilité des échantillons.

VI.4 - Caractéristiques mécaniques du joint soudé.

VI.4.1 - Préparation des échantillons.

4.1.a - Essai de microdureté.

4.1.b - Essai de compression.

VI.4.2 - Introduction à la mécanique de la rupture.

4.2.a - Rappel des principaux critères.

4.2.b - Mode de propagation d'une fissure.

4.2.c - Facteur d'intensité de contrainte.

4.2.d - Champ de contrainte associé à une fissure.

VI.4.3 - Critère de propagation de défauts.

4.3.a - Stabilité et instabilité de la propagation.

VI.4.4 - Détermination expérimentale des conditions de propagation de fissures.

VI.4.5 - Résistance à la compression d'une structure soudée.

4.5.a - Influence de la microstructure sur la résistance à la compression.

4.5.b - Influence des conditions de soudage.

4.5.c - Influence des paramètres de soudage.

VI.5.1 - Essais de fissuration sur éprouvettes préfissurées.

5.1.a - Mise en œuvre des essais.

i - influence de la vitesse.

ii - influence de la profondeur d'entaille.

5.1.b - Entaille centrée, mode I.

5.1.c - Entaille dans la ZAT.

5.1.d - Entaille centrée et orientée, mode II.

5.1.b - Entaille dans la ZAT.

VI.7 - Conclusion.

Chapitre VI.

Etude thermophysique et structurale des éprouvettes GWS

VI.1 - Introduction .

L'objectif de ce dernier chapitre est de mettre en évidence les influences des paramètres de soudage multipasse T.I.G à électrode non consommable avec fil chaud sur la morphologie du cordon et sur les caractéristiques mécaniques et structurales des joints soudés à chanfrein en U, V et Y.

L'introduction du métal d'apport dans le bain de fusion pendant le soudage modifie et rend plus complexe la répartition de la chaleur et par conséquent la structure et la géométrie du cordon.

Les paramètres de soudage : courant, vitesse de soudage et vitesse du fil, forme d'entaille, nombre de passes avec ou sans arrêt... influencent systématiquement les différents aspects de la géométrie du cordon et par conséquent ses caractéristiques mécaniques après solidification.

L'étude de l'évolution des cycles thermiques de refroidissement lors du soudage nous permettent en principe d'évaluer l'influence de chaque paramètre sur les modifications de structures dans le métal de base ou le métal fondu.

L'étude des propriétés mécaniques a été partiellement réalisée, faute de temps et de moyens, mais les grandes lignes sont tracées et les objectifs bien définis.

La coopération avec l'équipe de l'école des Mines de Douai dirigée par le professeur C.ROBIN et le laboratoire de chimie du professeur G.Mesmacque devrait permettre de développer cette étude dont nous pensons qu'elle est riche en résultats. Pour des raisons de publications, certains détails opératoires n'ont pas été explicités dans ce rapport.

VI.2 - Cycles thermiques et morphologie du cordon .

Le cycle thermique, c'est-à-dire la variation de température en un point donné de la soudure ou de la zone avoisinante au cours du soudage, sert de base à l'évaluation de l'influence des paramètres du régime de soudage sur les modifications de structure dans le métal de base ou le métal fondu.

La transformation de l'austénite au refroidissement peut être estimée à partir du diagramme T.R.C. établi en condition de soudage. Trois types de structures distinctes peuvent être obtenues en fonction de la vitesse de refroidissement et du temps de séjour à haute température. La meilleure résilience est obtenue pour les structures martensitiques. La taille des grains austénitiques est un paramètre qui influe fortement sur la trempabilité de l'acier. Des vitesses de refroidissement sont relevées dans les régions proches des extrémités d'un cordon de soudure à une distance de 3mm, ou d'un point d'amorçage de l'arc. L'écoulement de la chaleur est non-stationnaire dans ces régions.

VI.2.1 - Temps de surchauffe.

Les figures VI.20.a à VI.20.d donnent le processus de montée en température et le temps de refroidissement pour chaque passe et pour chaque type de soudure.

Lors du soudage en plusieurs passes, avec, arrêt sur de petits cordons, chaque passe a le temps de se refroidir presque complètement avant le dépôt de la passe suivante. C'est pourquoi les cycles thermiques des passes ne dépendent pratiquement pas les uns des autres. Mais l'action thermique atténuée des passes postérieures peut modifier localement la structure du cordon. Lorsque le soudage est fait sans arrêt, les influences thermiques des passes successives forment un cycle thermique complexe. Dans ce cas chaque passe provoque, par son cycle thermique, la régénération structurale de toute la portion du métal fondu de la précédente qui atteint, au cours de ce cycle une température supérieure à celle du point A_3 , du métal fondu, point de transformation en austénite. Ainsi, le métal fondu d'une soudure en plusieurs passes est constitué par un ensemble de zones thermiquement régénérées, où la structure de solidification a disparu, et de régions brutes de solidification, qui n'ont pas été réchauffées à leur température A_3 . Quoi qu'il en soit, le métal fondu d'une soudure

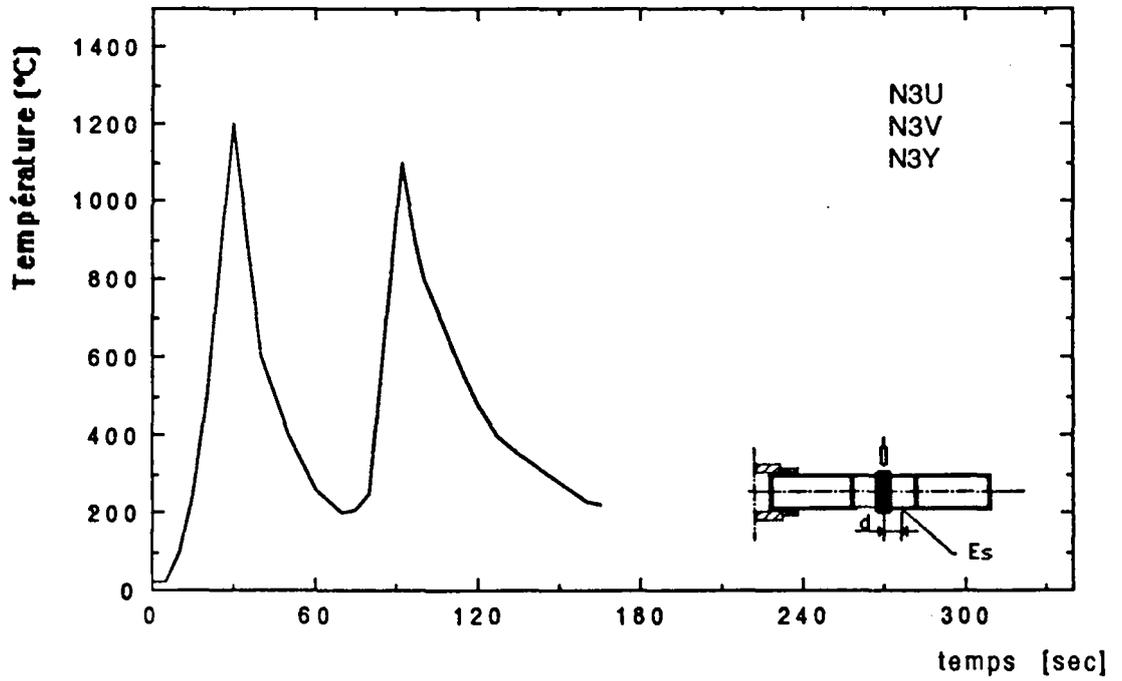


Figure VI.20.a : Courbes de refroidissement (2 passes sans arrêt)

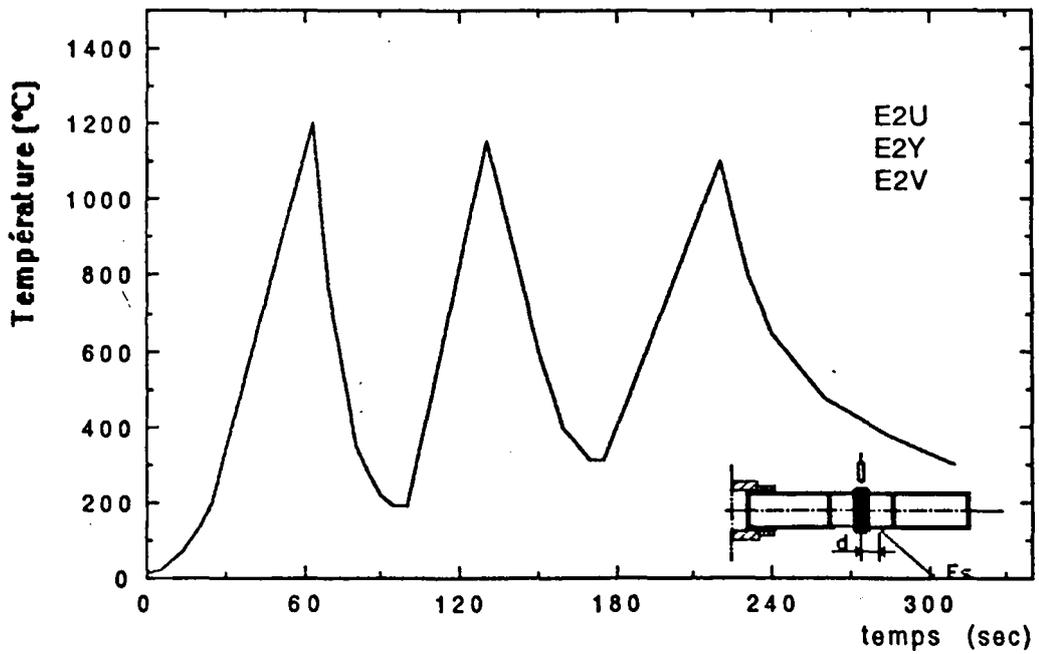


Figure VI.20.b : Courbes de refroidissement (3 passes sans arrêt)

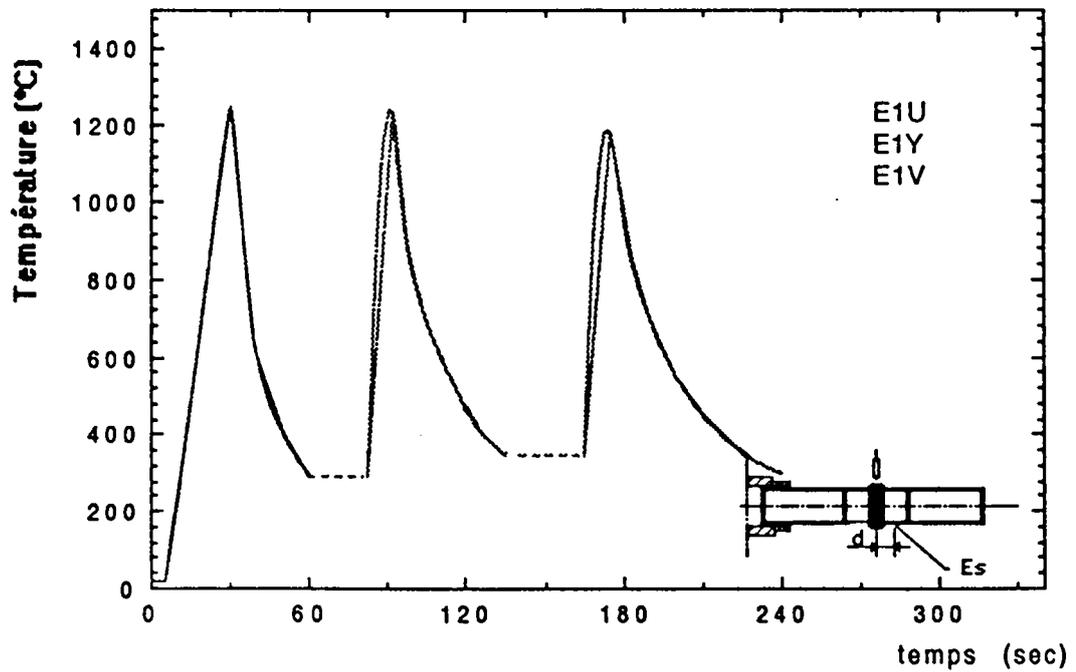


Figure VI.20.C : Courbes de refroidissement (3 passes avec arrêt)

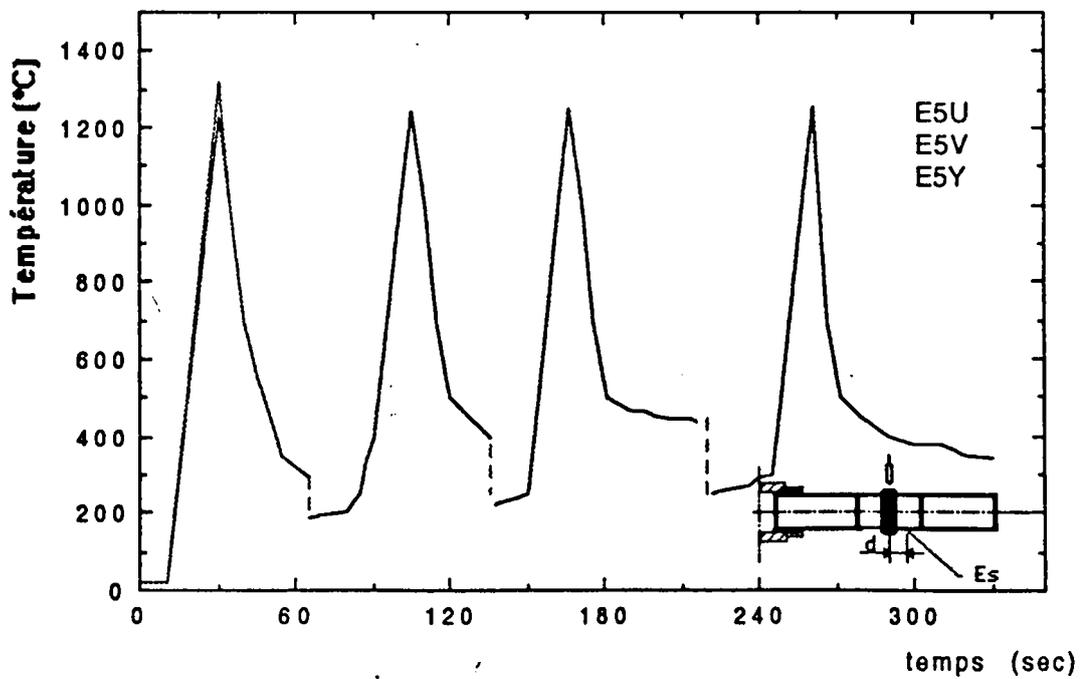


Figure VI.20.d : Courbes de refroidissement (4 passes pièces froides)

en plusieurs passes d'aciers non allié, ou faiblement, comporte une importante proportion de métal régénéré par les austénisations successives, ce qui le distingue d'une soudure exécutée en une ou deux passes.

Afin de modéliser ce type de problème concret et pouvoir lui appliquer les méthodes de l'analyse mathématique moderne des recherches dans ce sens sont faites depuis dix ans. Les figures VI.20 permettent de renseigner sur l'influence de la vitesse de variation de la température sur les transformations. Elles montrent, en effet, que les températures de transformation au chauffage sont assez peu affectées par la vitesse de chauffage tant que celle-ci n'atteint pas des valeurs élevées. Dans la plupart des cas, on pourra donc admettre que les températures A_{c1} et A_{c3} déterminées avec une vitesse de chauffe assez faible donnent une approximation correcte des températures d'équilibres A_{e1} et A_{e3} correspondant à ce type d'acier. Il convient cependant de noter qu'il s'agit d'une approximation par excès. Les températures A_{e1} et A_{e3} correspondent aux limites de stabilité respectives des phases en présence, telles qu'on peut les lire directement sur le diagramme Fe-C. En dessous de A_{e1} c'est la phase α qui est stable, au dessus de A_{e3} l'équilibre correspond à un mélange des deux phases en proportion variable avec la température donnée.

Dans tous les cas précédents, et quand il s'agit de soudage on devra prendre en considération l'influence de la vitesse de chauffage sur les transformations.

Le régime de soudage par petits cordons est caractérisé par deux paramètres indépendants : - La quantité de chaleur apportée par unité de longueur et par passe, et la longueur de chaque passe.

VI.2.2 - Vitesse de refroidissement .

La structure et les propriétés mécaniques (R_r , R_e , H , $A\%$, K) se trouvent modifiées par la montée en température suivi du refroidissement à durée contrôlée. Les transformations sont plus complexes et ne suivent pas les lignes A_1 , A_3 et A_{cm} du diagramme fer carbone.

Pour une faible température de transformation et avec une vitesse de refroidissement assez élevée, où l'austénite n'a plus le temps de perdre son carbone et la solution obtenue est sursaturée. Cette transformation obtenue localement est de type martensitique.

La saturation du noyau des éprouvettes en énergie diffuse lentement celle-ci vers l'extérieure et ralentit la vitesse de refroidissement pour former des constituants plus

tendres comme la bainite ou la perlite. On distingue plusieurs types de bainite dont les principaux sont la bainite supérieure et la bainite inférieure.

Quand la vitesse de refroidissement est assez faible les structures obtenues sont de type ferritique.

On groupe dans le tableau suivant les résultats de quelques vitesses de refroidissement calculées .

Références	2PSA		3PSA			3PAA			4PPF			
	E1U	N3U	E1V	E1V	E1V	E1Y	E1Y	E1Y	E1U	E1U	N3U	N5U
$t_r^{800/500}$ s	8,7	20	8,3	10	26	8,5	14	18	8,7	5,5	5,8	6
$V_r^{800/500}$ °C/s	34,5	15	36,2	30	11,5	35,2	21,4	16,6	34,5	54,5	51,7	50

Tableau VI.1 - Vitesses de refroidissement.

VI.2.3 - Mesure de la zone fondue.

Les zones du métal fondue peuvent être mesurées directement sur les échantillons ou d'éterminer par la formule établie au chapitre V.

$$A_{mp} = \frac{v_f \cdot d^2 \cdot \pi \cdot m_\eta}{v_s} \cdot k^{-1}$$

où v_f et d sont respectivement la vitesse et le diamètre du fil.

m_η : étant le rapport de la masse du métal fondu par la masse du métal utilisé.

k : étant le facteur de concentration de la source.

v_s : est la vitesse de soudage.

VI.3 - Composition chimique du matériau .

VI.3.1 - Analyse par diffraction X.

Les figures VI.21a et VI.21b représentent les spectres de diffraction Rx typiques de la composition chimique des différentes zones d'études pour des soudures multipasses de types 2U, 3V, et 4Y. Ces spectres de diffraction des rayons X sont obtenus au moyen d'un générateur Siemens. Suivant la nature des essais, deux anticathodes ont été utilisées.

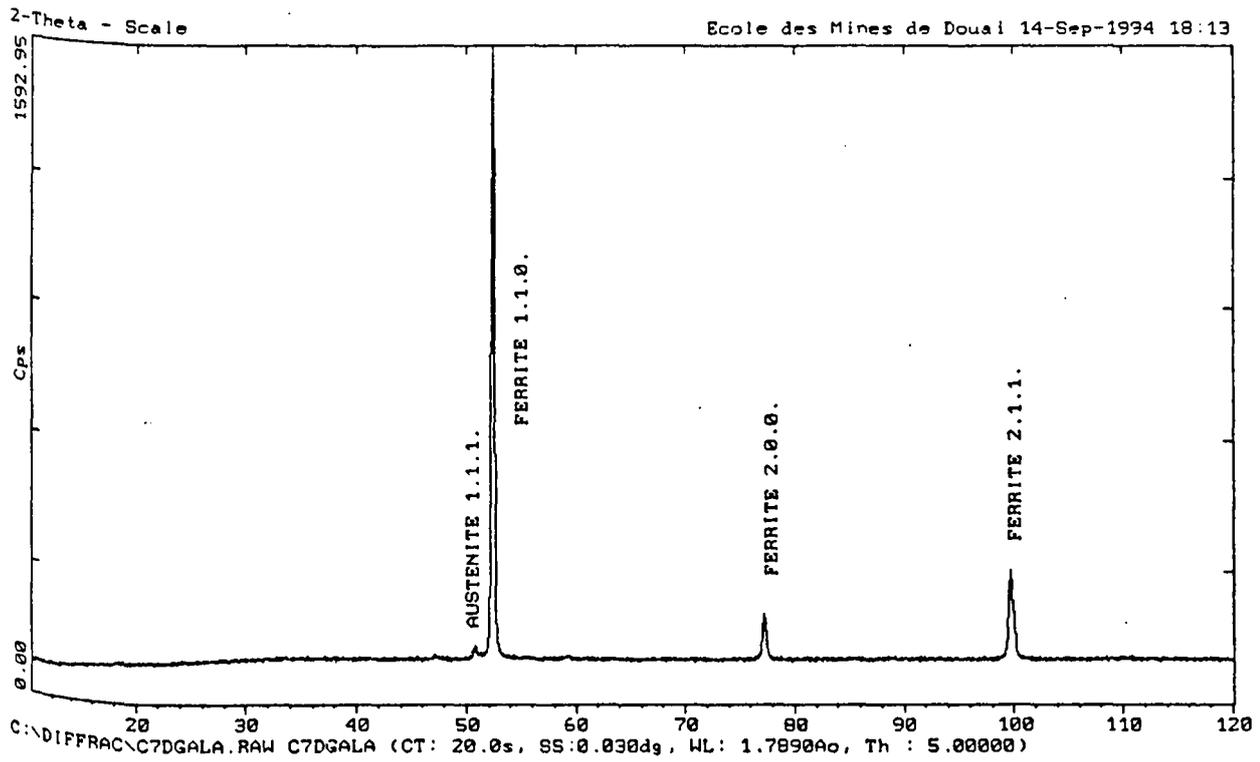


Figure VI.21a . Résultats de spectre de diffraction Rx.

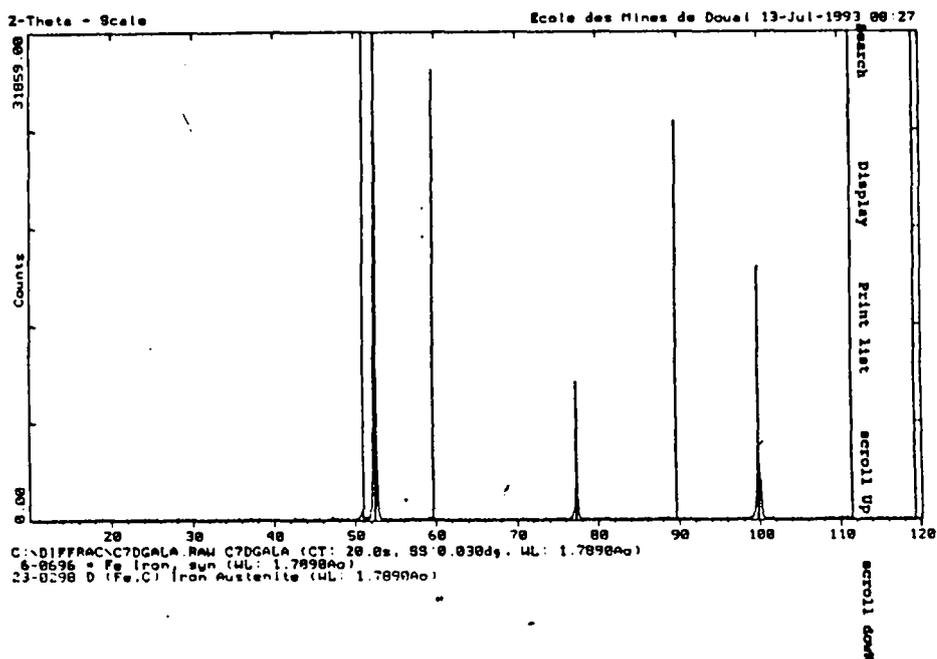


Figure VI.21a . Résultats de spectre de diffraction Rx.

Une anticathode de cobalt permet la mise en évidence de l'austénite résiduelle. Une anticathode de cuivre sert à la caractérisation des précipités.

VI.3.2 - Analyse de la zone affectée thermiquement.

La zone affectée thermiquement est le siège de toutes modifications de structures ou de constitution, entraînées par les cycles thermiques, à l'état solide, telle que grossissement de grains, précipitations, coalescence, transformations allotropiques, etc...

Les tableaux VI.3 et VI.4 donnent la composition chimique du matériau prélevé dans la zone de transition pour deux soudures différentes.

Composition (%)									
C	Mn	Si	S	P	Cr	Ni	Br	Al	Cu
≤ 0,02	0,21	≤0,02	0,017	0,027	≤ 0,02	≤ 0,02	0,011	≤0,02	≤ 0,02

Tableau VI.3 - Composition chimique du cordon dans la zone de transition.

Composition (%)									
C	Mn	Si	S	P	Cr	Ni	Br	Al	Cu
≤ 0,02	1,56	≤0,85	0,015	0,013	≤ 0,02	≤ 0,03	0,017	≤0,02	≤ 0,02

Tableau V.4 - Composition chimique du cordon dans la zone de transition.

Suite à l'analyse effectuée dans la zone affectée thermiquement, on constate que si la concentration de certains éléments augmente, par contre, celle d'autres diminue : c'est un comportement assez étonnant. La seule explication possible de cette addition est que certains éléments n'ont pas pu être diffusés globalement au sein du matériau.

Le champ électromagnétique en est peut être en partie responsable, il est possible que les charges électriques des éléments formant le bain permettent à ces derniers de prendre un ordre préférentiel et de se disposer suivant les lignes de champ (c'est une hypothèse qu'il faut prendre avec prudence). C'est un domaine très compliqué où effectivement il faut introduire les lois de l'électromagnétisme dans un milieu où les phénomènes de brassage sont prépondérants. La concentration des inclusions dans la zone de transition fragilise celle-ci et génère assez souvent des microfissures.

Dans les autres cas où effectivement le métal d'apport a parfaitement fondu et ses éléments ont bien diffusé dans le métal de base, l'ampleur du champ électromagnétique a moins d'importance.

Certains échantillons où effectivement le champ électromagnétique développé était important ont pu garder une certaine aimantation; ce phénomène demande à être étudié de près.

La cinétique de chauffage propre au soudage (montée rapide jusqu'à la température de fusion), conduit à des modifications de structures de la zone affectée thermiquement. L'étendue de la zone de liaison est en relation directe avec la répartition thermique.

Ces modifications sont fonction de la température maximale atteinte, du temps de séjour à haute température, et de la loi de refroidissement.

Ces facteurs sont variables d'un point à un autre de la zone affectée. On peut diviser le joint en plusieurs zones, la zone centrale du cordon où le métal de base a complètement fondu, une zone de transition solide-liquide, une zone austénitique, une zone recristallisée du métal de base, et enfin une zone partiellement transformée.

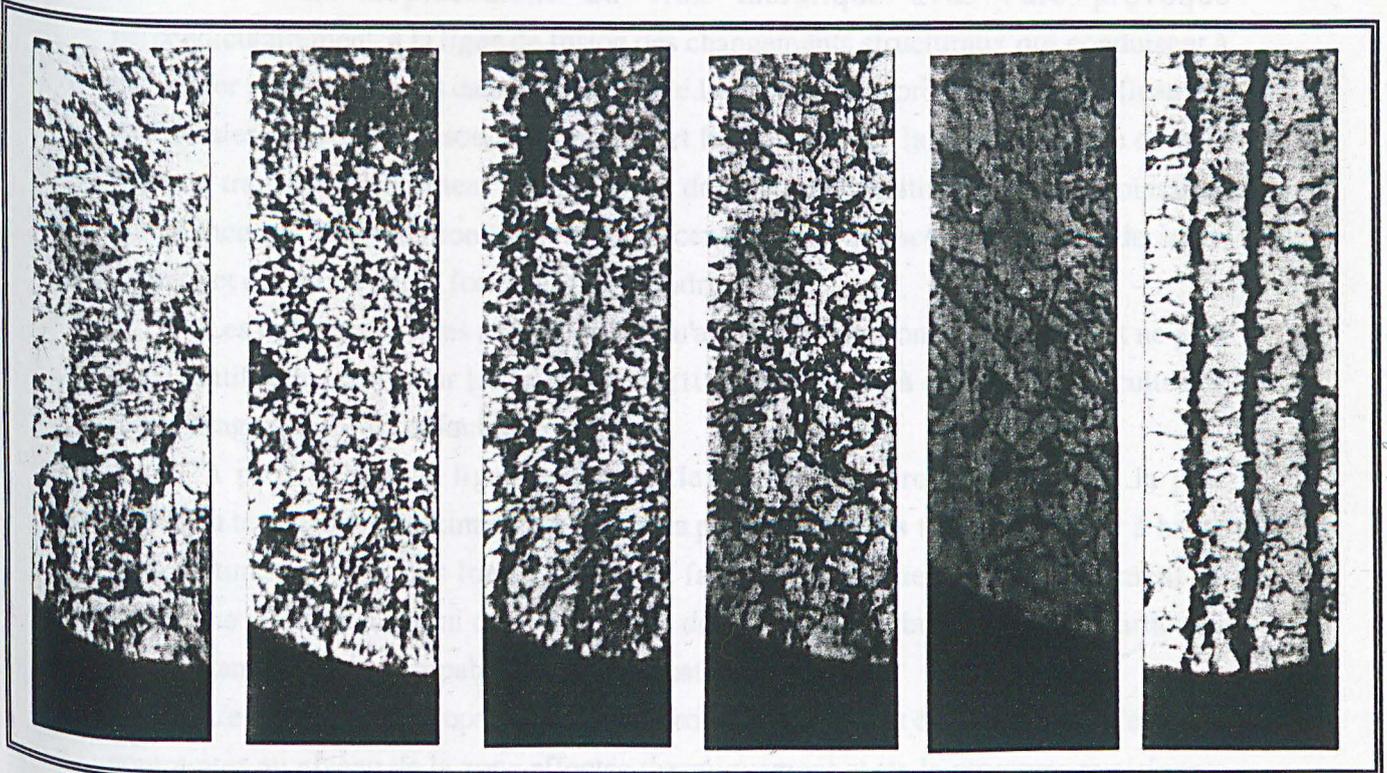
Au delà de la zone de transition, le métal de base demeure physico-chimiquement non affecté.

On montre sur la figure VI.22 quelques transformations structurales, pour une soudure en 4 passes sans arrêts, en fonction de la température et de la distance du centre du cordon de soudure.

Les examens de la microstructure révèlent qu'aucune fissuration ou autre défaut ne peuvent être identifiés.

A partir du centre du cordon en se déplaçant perpendiculairement à la ligne de fusion, on trouve successivement :

- de la martensite et de la bainite avec reste d'austénite sur une longueur de 5 mm.
- de la bainite et de la ferrite sur une longueur de 8 mm.
- un mélange de ferrite proeutectoïde polygonale et des plages de perlite.
- enfin, une orientation des grains de la perlite (forme allongée).



1300°C 4 mm 1100°C 6 mm 1000°C 9 mm 900°C 12 mm 700°C 17 mm 400°C 22 mm (Gr:200x)

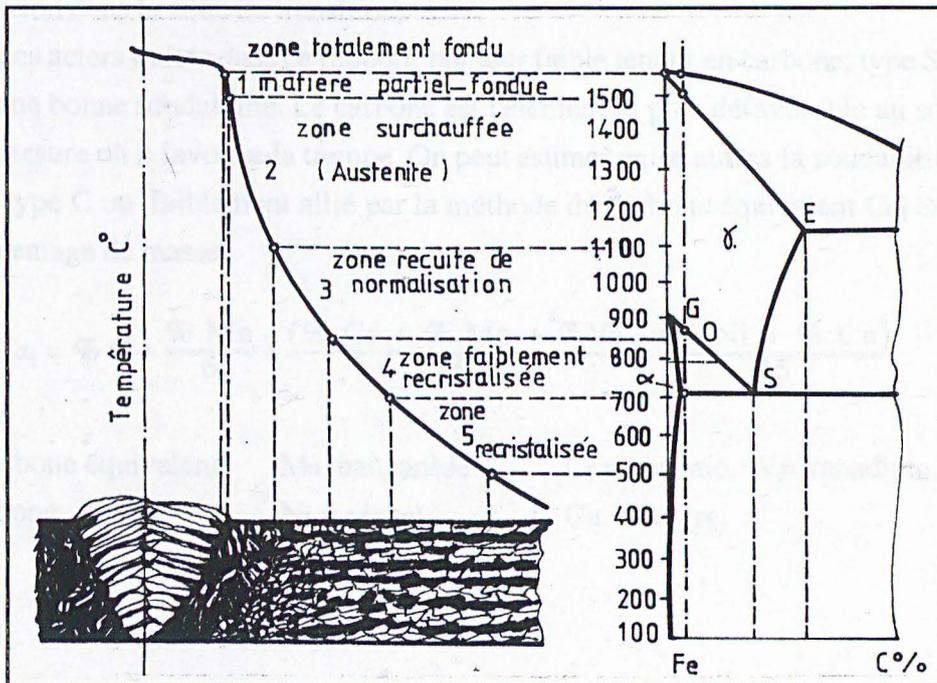


Figure II. Micrographie d'un joint soudé observée sur une longueur de 22 mm.

VI.3.3 - Soudabilité des échantillons.

Le déplacement du flux thermique avec l'arc provoque perpendiculairement à la ligne de fusion des changements structuraux qui conduisent à distinguer plusieurs zones dans le joint soudé. La figure VI.22 présente les modifications structurales dans un joint soudé. D'autre part les analyses de la microstructure dans la zone de transition présentent une structure dendritique basaltique dont la croissance commence par la formation d'une basalte centrale qui avance vers le liquide sous-refroidi et est suivie par la formation des dendrites.

Les mêmes examens nous révèlent qu'aucune fissuration ou autre défaut ne peut être identifiable, sauf pour les joints types (1U-2U-3U-4U-5U); à cause des difficultés de remplissage des coins (défaut de collage).

A proximité de la ligne de fusion, la vitesse de refroidissement est la plus rapide, la température maximale atteinte est la plus élevée et les temps de séjour à haute température sont les plus longs. Ces deux facteurs provoquent le grossissement du grain, une mise en solution complète, et, la diffusion des carbures et autres particules augmentant par là, la trempabilité de la microstructure.

L'existence et la propagation des microfissures peuvent être attribuée à l'état des contraintes au niveau de la zone affectée thermiquement et de la structure avoisinante (structure martensitique par exemple). Les contraintes engendrées sont explicitées dans la figure VI.22. Ces contraintes dérivent de la traction au niveau de la sur-couche et de la compression dans la zone de transition.

Les aciers traités dans ce rapport, par leur faible teneur en carbone, type S ou E, offrent une bonne soudabilité. Le carbone est l'élément le plus défavorable au soudage dans la mesure où il favorise la trempe. On peut estimer entre autres la soudabilité d'un acier de type C ou faiblement allié par la méthode du carbone équivalent C_{eq} exprimé en pourcentage de masse.

$$C_{eq} = \% C + \frac{\% Mn}{6} + \frac{(\% Cr + \% Mo + \% V)}{5} + \frac{(\% Ni + \% Cu)}{15}$$

C_{eq} = carbone équivalent.

Mn manganèse

Cr = chrome. V = vanadium.

C = carbone.

Ni = nickel

Cu = cuivre.

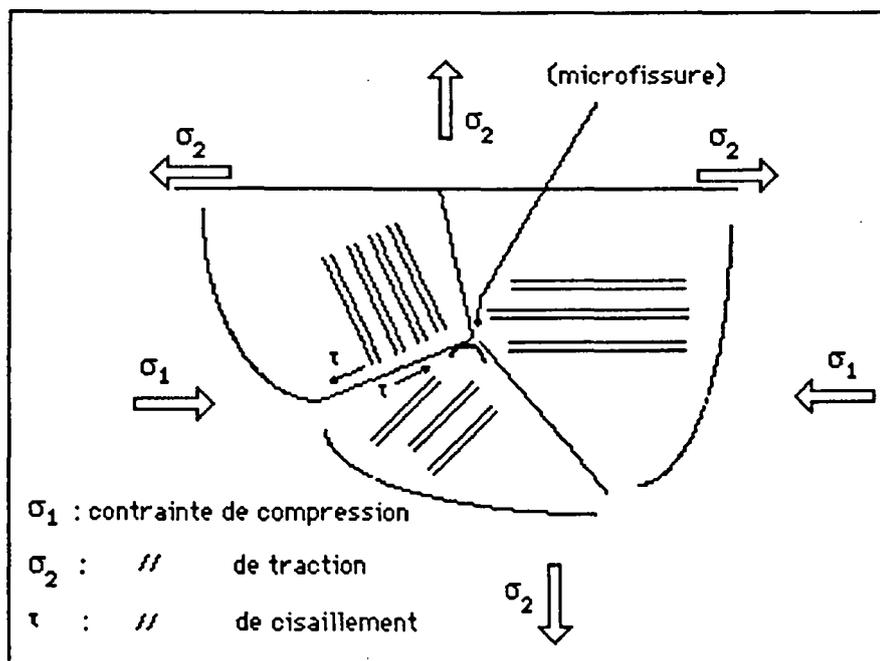


Figure VI.22 : Contraintes et fissuration.

Pour des valeurs de $C_{eq} < 0,4$, l'acier peut être soudable à température ambiante. Pour des valeurs $0,24 < C_{eq} < 0,7$, l'acier est moyennement soudable et un préchauffage de 100 à 400°C peut être bénéfique. En fin pour des valeurs de $C_{eq} > 0,7$, l'acier devient difficilement soudable et un préchauffage peut être exigé ; il faut employer des électrodes spéciales, avec un paramétrage minutieux de la source, suivi de traitements thermiques de relaxation.

En fonction de l'épaisseur de l'éprouvette la variation du flux de chaleur est plus ou moins importante. Il paraît intéressant de tenir compte de l'épaisseur δ et d'utiliser la formule suivante :

$$C_{eq} = C + \frac{Mn}{6} + \frac{Cr}{5} + \frac{Ni}{15} + \frac{Mo}{4} + \frac{Cu}{13} + \frac{P}{2} + 2,4 \cdot 10^{-3} \delta$$

Le pourcentage de carbone ne doit pas dépasser 0,22 % (risque de trempe, apparition de tensions internes génératrices de criques et de déformations, fissuration à chaud...). Les aciers dont la valeur de C_{eq} est inférieure à 0,45 sont soudables sans conditions préalables. La dureté H_V pour ces aciers doit être inférieure à 300 N/mm².

VI.4 - Caractéristiques mécaniques du joint soudé.

VI.4.1 - Préparation des échantillons.

Les éprouvettes cylindriques de type GWS utilisées dans les essais précédents sont adaptées pour d'autres études parallèles sur les phénomènes de fissuration et d'endommagement d'une structure affectée thermiquement par soudage et soumise à des sollicitations biaxiales ou triaxiales.

Afin d'analyser la structure ainsi que l'étude de la variation de la morphologie du cordon, une préparation métallographique est effectuée sur des échantillons tubulaires prélevés par des coupes transversales et longitudinales aux soudures.

Le découpage des éprouvettes sous un liquide de refroidissement est fait par des moyens mécaniques (scie diamantée) avec faible vitesse de rotation afin d'éviter l'écrouissage et l'échauffement local. La surface à examiner est alors dressée, éventuellement rectifiée puis polie avec des papiers abrasifs dont les grains ont une finesse décroissante. Il est bon d'abattre les angles, si toutefois on n'a pas à observer la périphérie, afin de ne pas déchirer les papiers et feutres.

Pour une meilleure mise en évidence des zones de transformations et une meilleure précision des mesures, on termine le polissage à la pâte diamantée.

Pour les mesures de l'aspect morphologique du cordon, le polissage mécanique est suivi d'un polissage électrolytique souvent à base d'acide perchlorique utilisant 320 ml H₂O, 560 ml H₃PO₄, 120 ml H₂SO₄ pendant 60 sec. Les irrégularités géométriques de la surface disparaissent, mais il apparaît un nouveau relief fonction de la constitution de la structure.

Pour l'étude de la microstructure du cordon, le polissage mécanique est suivi d'une attaque électrolytique au nital (98 cm³ d'alcool éthylique et 2 cm³ d'acide nitrique concentré) pendant 3 à 60 sec. L'attaque de l'échantillon poli demande à être soigneusement chronométrée. L'attaque doit être d'autant plus légère que le grossissement utilisé est grand, en raison de la diminution de la profondeur du champ du microscope.

Pour l'étude de la macrostructure du cordon, le polissage mécanique est suivi d'une attaque électrolytique utilisant le pictal (94 cm³ d'alcool et 5 g d'acide picrique) pendant 3 à 120 sec. Ce réactif a le même emploi que le précédent et peut être plus spécialement utilisé pour révéler la présence de microconstituants tels que les composés

(martensite, austénite, carbures) (NF.A05.102). L'acide picrique doit être manipulé avec prudence car il peut être explosif.

L'observation des différents aspects des échantillons est réalisée en utilisant une microscopie optique. L'analyse de la composition et de la structure a été faite par diffraction Rx. Les essais de compression ont été réalisés sur une machine de 80T.

4.1.a - Essai de micro-dureté .

Bien que l'essai de dureté repère une propriété complexe, il est particulièrement intéressant, car il est facile à effectuer, généralement sans destruction de la pièce. De plus, la mesure de dureté dans le cordon et, plus particulièrement dans la zone affectée thermiquement, donne un bon aperçu des autres caractéristiques mécaniques et peut être un moyen pratique d'obtenir des informations relatives à la soudabilité des aciers de construction.

Pour évaluer les propriétés mécaniques des joints soudés plusieurs échantillons ont été soumis aux essais de dureté Vickers.

La dureté après refroidissement dépend de la composition chimique, de la microstructure au moment de la décomposition de l'austénite lors du refroidissement et de la vitesse de refroidissement.

Les résultats de microdureté obtenus n'offrent aucune symétrie par rapport à l'axe du cordon, ce qui est tout à fait normal, car le passage des passes successives engendre une certaine anisotropie, et une hétérogénéité dans la structure. Un durcissement du métal fondu sur les soudures de types V et Y a été remarqué. Une légère baisse de la dureté est constatée dans la zone fondue pour les soudures types (4U5) (figure VI.23b).

La dureté du joint soudé est très proche de celle du métal de base, comme le montrent les figures VI.23.a au VI.23.d.

La soudabilité ne présente pas de discontinuité flagrante ni dans l'aspect ni dans la structure.

La figure VI.23.e présente trois lignes de dureté sur une soudure multipasse de l'inconel 625.

Par contre la figure VI.23.f donne les points de la dureté avant et après fatigue du même matériau. On remarque une baisse importante de la dureté dans la zone de d'écrouissage où la fissure a démarré.

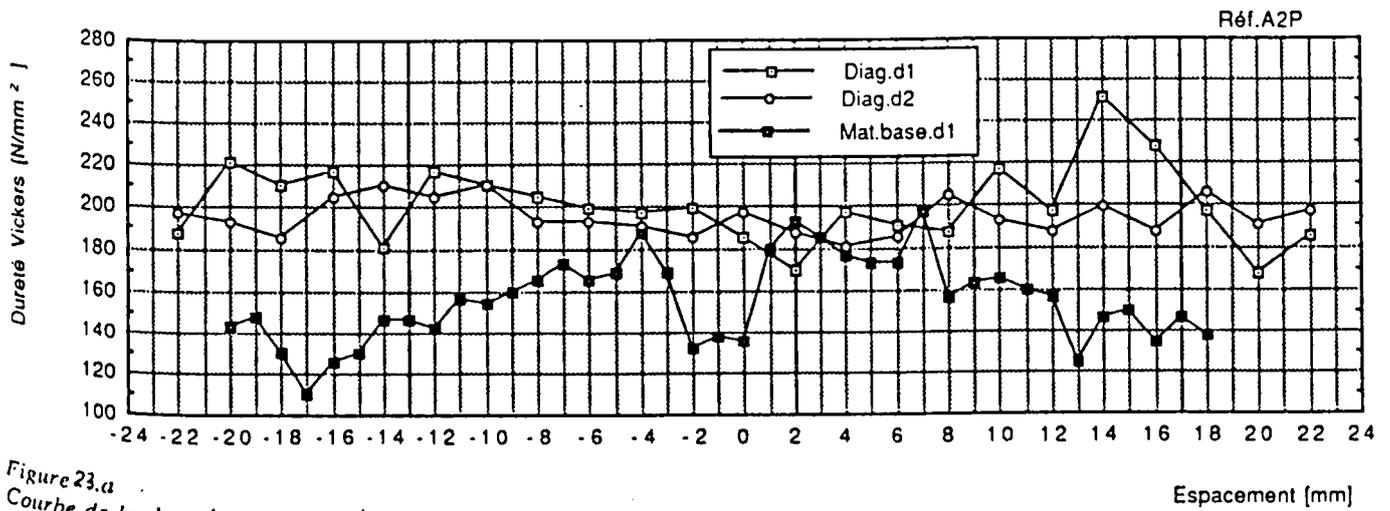


Figure 23.a
 Courbe de la dureté sur une section
 transversale d'une soudure multipasse

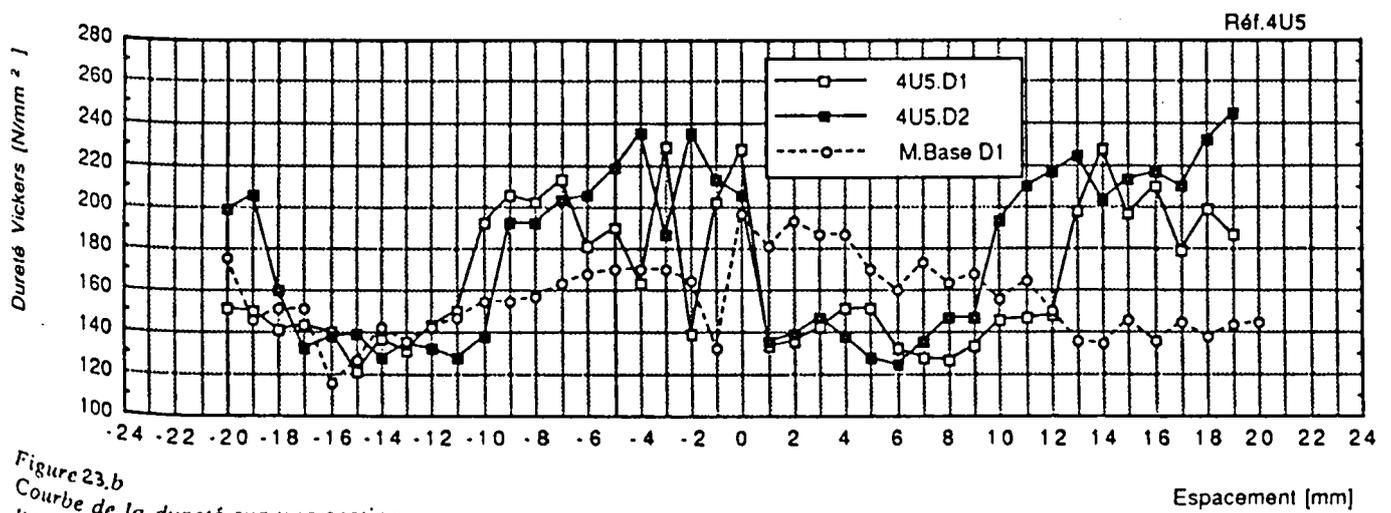


Figure 23.b
 Courbe de la dureté sur une section
 transversale d'une soudure multipasse

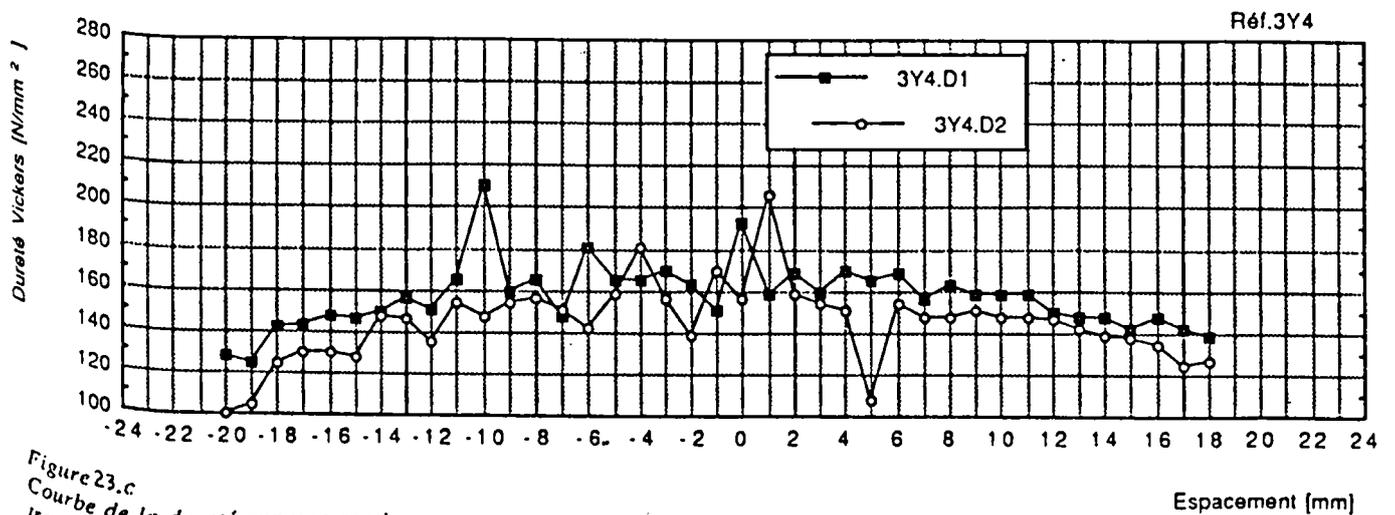


Figure 23.c
 Courbe de la dureté sur une section
 transversale d'une soudure multipasse
 fig.V(c) -Hardness on welded metal for a multi-welding

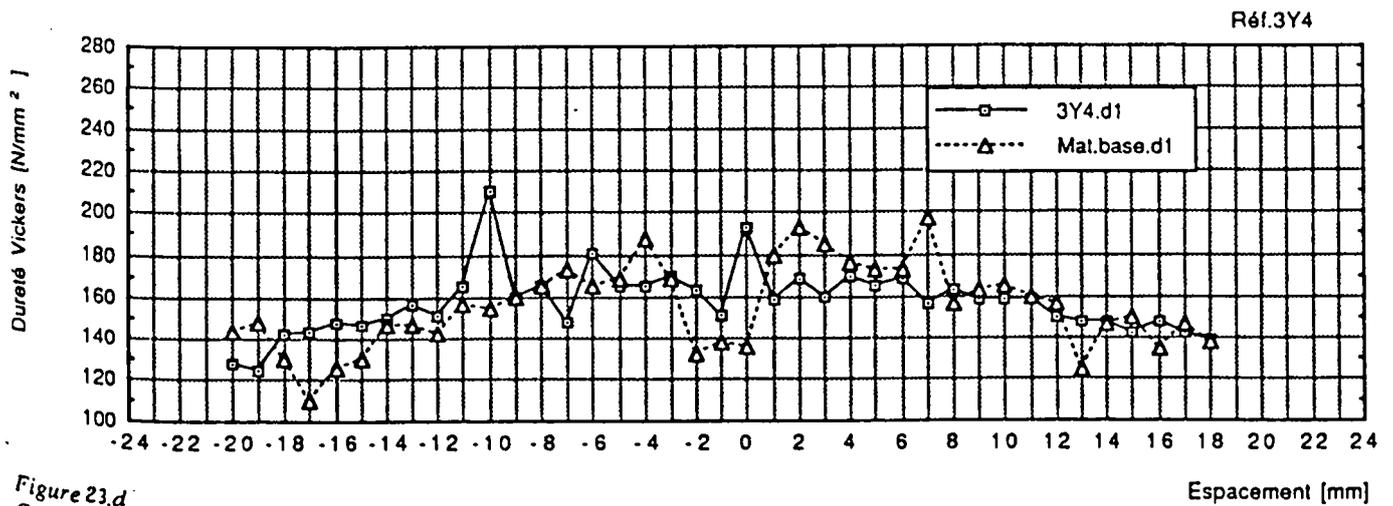


Figure 23.d
 Courbe de la dureté sur métal fondu
 d'une soudure mutipasse.
 fig.V(d)-Hardness on welded metal for a multis-welding.

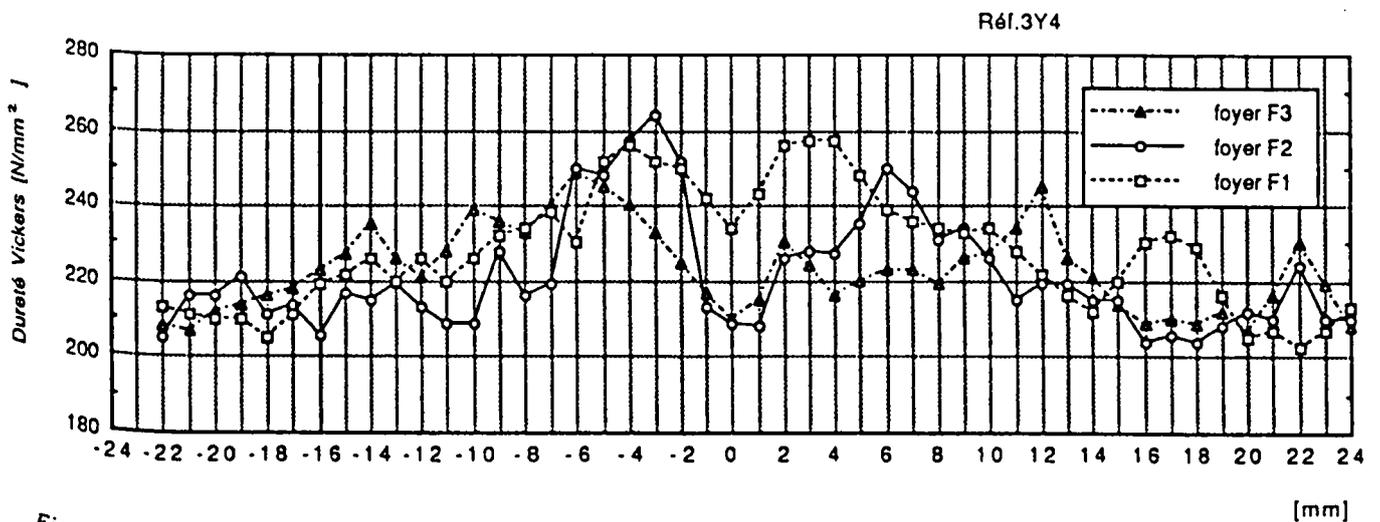


Figure 23.e
 Courbe de la dureté sur métal fondu
 d'une soudure mutipasse.

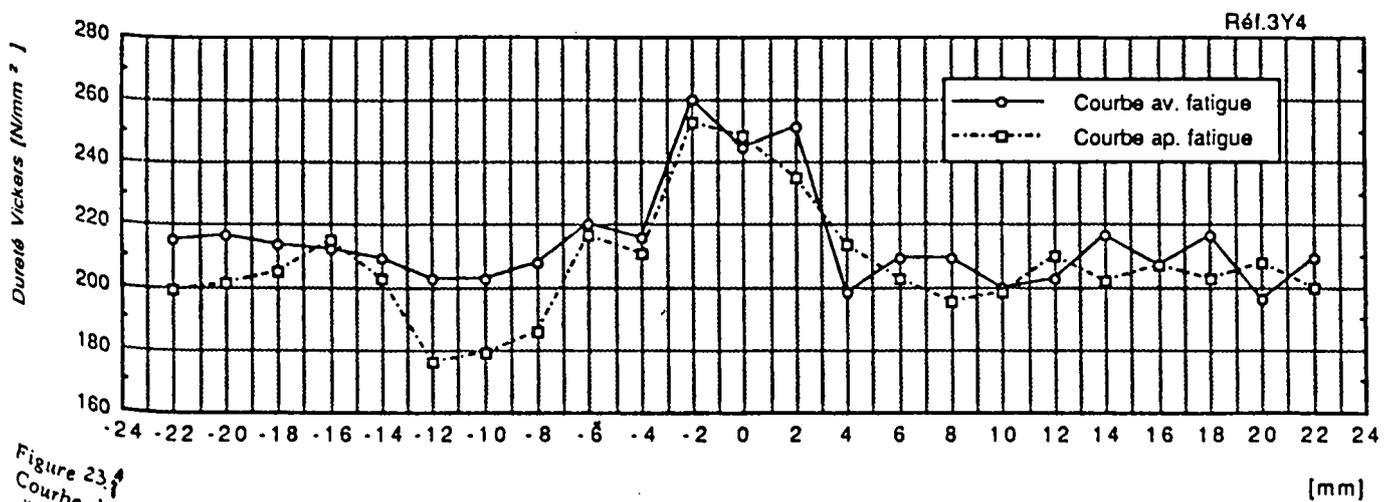


Figure 23.f
 Courbe de la dureté sur métal fondu
 d'une soudure mutipasse.
 fig.V(6)-Hardness on welded metal for a multis-welding.

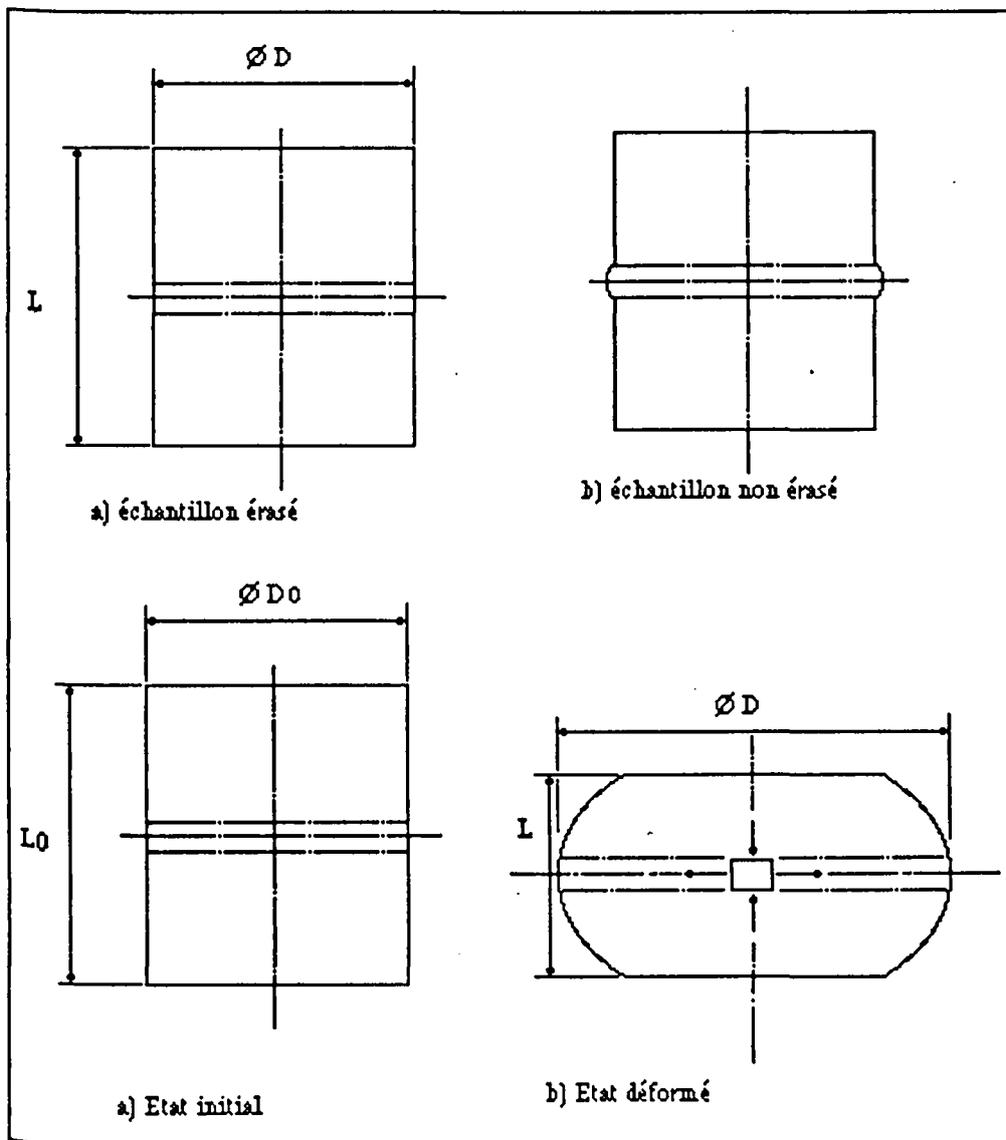


Figure VI.24 : Eprouvette de compression et état de chargement.

4.1.b - Essai de compression :

La compression est une opération de mise en forme des métaux qui peut être réalisée à chaud ou à froid. Pour déterminer leur aptitude à la déformation, les éprouvettes tubulaires sont soumises à la pression de deux plateaux d'une presse hydraulique. La vitesse de déplacement du plateau mobile est de 0,03 mm/s.

On constate après une certaine déformation l'apparition d'un "bombé" et le matériau prend la forme d'un tonneau. Ce phénomène résulte principalement des conditions de frottement au niveau des interfaces plateau-éprouvette. Au fur et à mesure de l'écrasement de l'échantillon l'état de contraintes à la surface de l'échantillon (état de contraintes planes) passe d'un état uniaxial à un état biaxial (fig.VI.24).

On peut en effet pour tenir compte du bombé avoir recours aux déformations dans la zone équatoriale, celle-ci est soumise à un état plan de contraintes (figure VI.25).

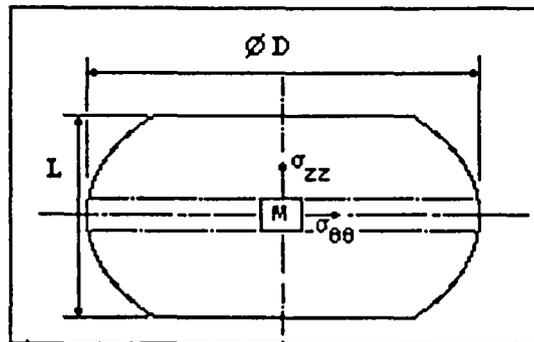


figure VI.25 : Echantillon déformé.

$$[\sigma]_M = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{\theta\theta} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{bmatrix}$$

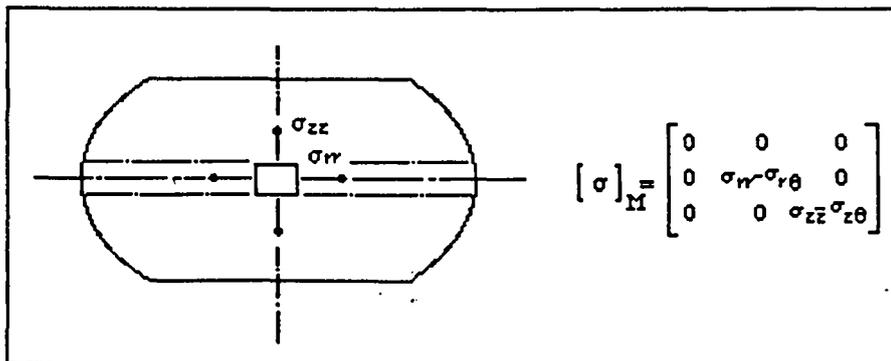


figure VI.26 : Etat plan de contraintes.

Sur les deux types d'éprouvettes érasée et non-érasée les déformations locales $\epsilon_{\theta\theta}$ et ϵ_{zz} dans la zone équatoriale sont mesurées en réalisant quatre empreintes de microdureté distantes de 1 mm et disposées selon le schéma de la figure VI.27.

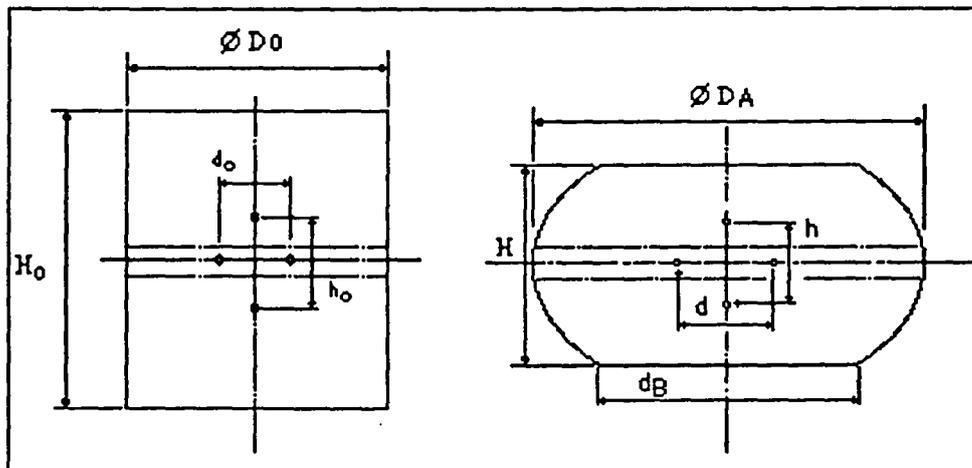


Figure VI.27 : Marquage des éprouvettes.

On peut en cours d'essai relever l'effort de chargement, l'écrasement ΔH , les diamètres maximum et minimum et les déformations équatoriales. Le premier critère de ruine utilisé ici est l'apparition d'une amorce de fissure dans la zone affectée thermiquement. On peut calculer les déformations équatoriales par les relations suivantes :

$$\varepsilon_{\theta\theta} = \text{Log} \frac{d}{d_0}$$

$$\varepsilon_{zz} = \text{Log} \frac{h}{h_0}$$

Pour étudier les lois de comportement de notre échantillon, différentes courbes peuvent être tracées.

Effort de compression $F = f(\Delta H)$.

Loi de comportement $\sigma_0 = f(\varepsilon)$ avec $\varepsilon = \text{Log} \frac{H_0}{H}$

Sous une charge continue et avec une valeur calculée de $\varepsilon = 0,615$ l'éprouvette n'a subi aucune fracture ni, au niveau de la zone affectée thermiquement ni au niveau du matériau de base. Le cordon de soudure a manifesté un comportement ductile assez important.

VI.4.2 - Introduction à la mécanique de la rupture.

Les calculs de structures effectués par les bureaux d'étude et basés sur les caractéristiques mécaniques classiques (limite d'élasticité, résistance) et ne tiennent pas compte en général de la tenacité des matériaux.

Depuis quelques années, un certain nombre d'industries, en particulier l'aéronautique demandent des matériaux à caractéristiques les plus élevées possible.

Les alliages utilisés ont généralement une ductilité limitée. Sous certaines conditions de contraintes, un défaut, même de dimensions très petites, peut alors conduire à des ruptures brutales. Ces défauts sont inévitables dans toute structure, même dans des matériaux aussi propres que possible, en particulier sans inclusions.

Ces défauts peuvent se créer après soudage, ou par corrosion sous tension, ou par fatigue si la structure est soumise à des charges cycliques. Devant l'impossibilité de pouvoir calculer des structures à partir des résultats de la rupture fragile classique. Il a paru fondamental de pouvoir prévoir les dimensions critiques des défauts qui, sous des conditions de contraintes données, provoquaient des ruptures catastrophiques. Cela a conduit à l'introduction d'une certaine caractéristique de ténacité du matériau ("fracture toughness") caractérisant l'aptitude d'un métal à résister à la propagation brutale d'une fissure.

4.2.a - Rappel des principaux critères :

En supposant que le comportement des joints soudés est un comportement fragile ; "fragile se dit du comportement d'un solide peu déformable lorsqu'il se rompt sans déformation appréciable", on peut citer quelques critères.

- Critère de Griffith : après une étude sur les conditions énergétiques de propagation de fissures Griffith a essayé de montrer que l'initiation de la fracture sous des états de charges de compression était due aux concentrations de contraintes de traction le long de défauts elliptiques aléatoirement orientés dans le matériau. Le critère s'écrit en supposant que le grand axe de l'ellipse très supérieur au petit axe :

$$\sigma_2 = \sigma_0 \quad \sigma_1 + 3\sigma_2 < 0$$

$$(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + 8 \sigma_0 (\sigma_1 + \sigma_2) = 0 \quad \text{si } \sigma_1 + 3\sigma_2 > 0 \quad \text{avec } \sigma_1 > \sigma_2$$

Les contraintes de compression étant comptées positivement et σ_0 est la résistance à la traction du matériau. Dans ce critère, la résistance à la compression, en module est huit fois supérieure à la résistance à la traction. Ce critère correspond à la réalité expérimentale lorsque le tenseur des contraintes a un tenseur sphérique dont la composante est de traction ou faiblement de compression.

- Critère de Rankine ou des contraintes maximales : rejoint dans le cas précédent celui de Griffith.

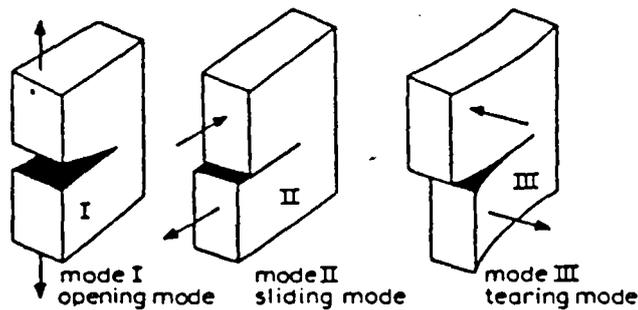
Depuis Griffith plusieurs autres modèles dérivés ont été développés.

4.2.b - Mode de propagation d'une fissure.

Autour d'un défaut préexistant, par concentration de contraintes une fissure démarre et acquiert, en tête, un rayon de courbure plus petit que le défaut dont elle est issue.

La modélisation d'une fissure nécessaire pour effectuer les calculs consiste à prendre une discontinuité de matière infiniment fine ou, ce qui revient au même, un rayon de courbure nul en tête. Les trois modes de rupture élémentaires définies (solicitation par rapport au plan de la fissure et au front de la fissure) :

- Mode I : mode ouverture de la fissure.
- Mode II : mode glissement parallèle.
- Mode III : mode glissement perpendiculaire.



4.2.c - Facteur d'intensité de contrainte.

Sous des sollicitations extérieures les composantes du tenseur élastique des contraintes pour un point P situé pas loin du fond de fissure s'écrivent par la théorie de l'élasticité linéaire en fonction de la géométrie de la fissure et des charges appliquées :

- contraintes en fond de fissure sollicitée en mode I.

$$\sigma_{xx} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left[1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right]$$

$$\sigma_{yy} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left[1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right]$$

$$\sigma_{xy} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2}$$

- contraintes en fond de fissure sollicitée en mode II.

$$\sigma_{xx} = \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \sin \frac{\theta}{2} \left[2 + \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right]$$

$$\sigma_{yy} = \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2}$$

$$\sigma_{xy} = \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left[1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right]$$

Les coefficients K_i sont appelés facteurs d'intensité de contraintes. En mode I par exemple, le facteur d'intensité de contrainte est relié à la contrainte de traction σ appliquée au matériau perpendiculairement à la fissure et la demi-longueur de fissure par une relation du type : $K_I = Y \cdot \sigma \sqrt{a}$ avec Y un facteur de forme dépendant de la forme de la fissure et de la configuration éprouvette-fissure, les valeurs de Y sont données dans plusieurs littératures.

VI.4.3 - Critère de propagation de défauts.

On associe à la propagation d'une fissure l'hypothèse que celle-ci absorbe de l'énergie en se propageant. Griffith a étudié le problème de la propagation de la fissure sous des sollicitations de traction en émettant cette hypothèse. Il la compare à l'énergie de surface des fluides.

4.3.a - Stabilité et instabilité de la propagation .

La condition nécessaire [Griffith] pour qu'une fissure se propage est que $G = - \frac{\partial \psi}{\partial A}$, où G est le taux de restitution de l'énergie et ∂A est un accroissement

infinitésimal de la fissure. Ce phénomène de rupture (stabilité ou instabilité) n'apparaît pas comme une caractéristique intrinsèque du matériau puisque son éventualité et sa forme dépendent toutes d'eux du potentiel total du système et par conséquent de sa géométrie, des conditions aux limites ...

IL nous paraît tellement inutile d'exposer la totalité des travaux dans ce mémoire .Les perspectives concernent les points énumérés ci-dessus :

VI.4.4 - Détermination expérimentale des conditions de propagation de fissures.

VI.4.5 - Résistance à la compression d'une soudure soudée.

4.5.a - Influence de la microstructure sur la résistance à la compression.

4.5.b - Influence des conditions de soudage.

4.5.c - Influence des paramètres de soudage.

VI.4.6 - Essais de fissuration sur éprouvettes pré-fissurées.

4.6.a - Mises en œuvre des essais.

i - influence de la vitesse.

ii - influence de la profondeur d'entaille.

4.6.b - Entaille centrée, mode I.

4.6.c - Entaille dans la ZAT.

4.6.d - entaille centrée et orientée, mode II.

4.6.e - Entaille dans la ZAT.

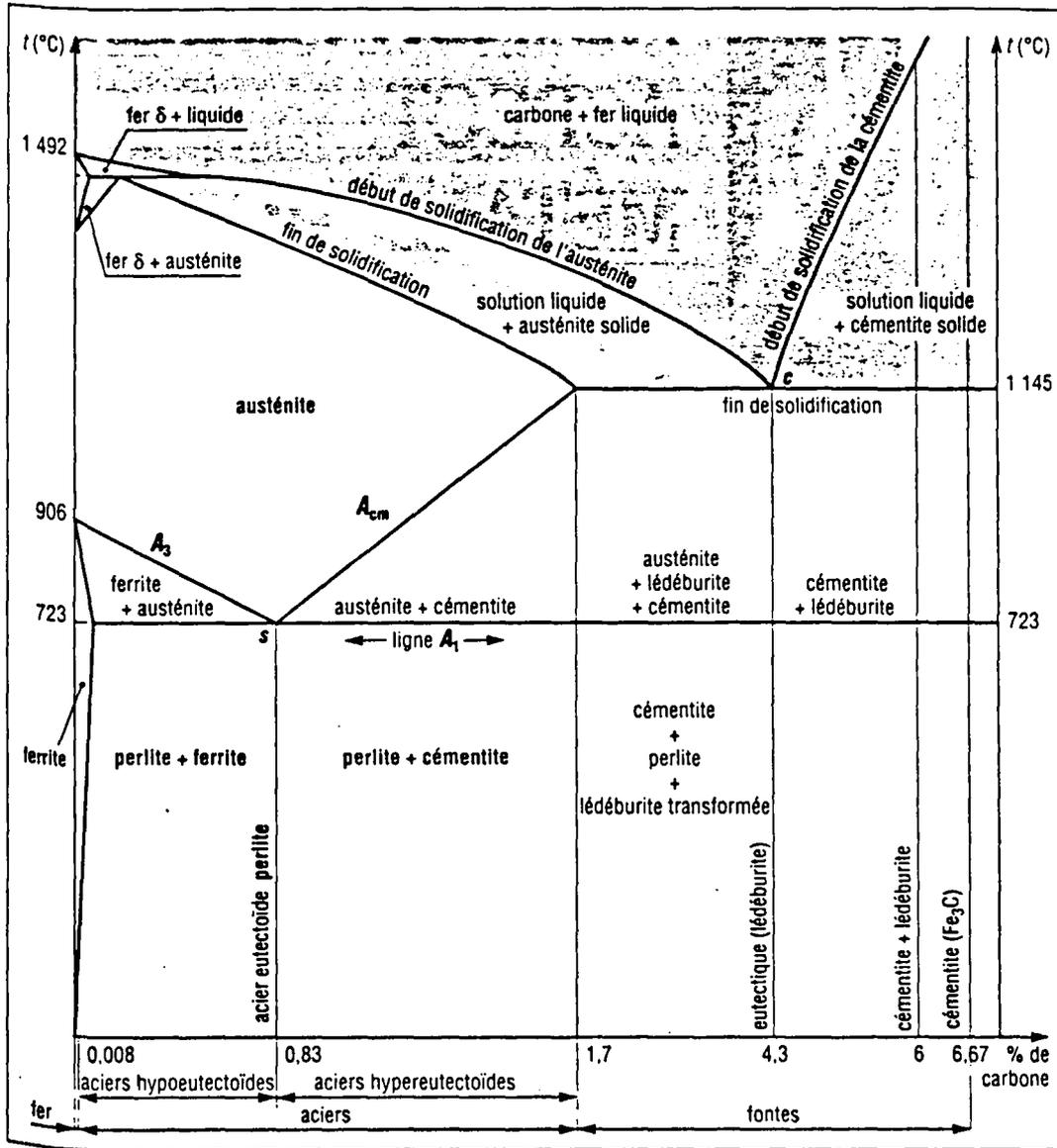
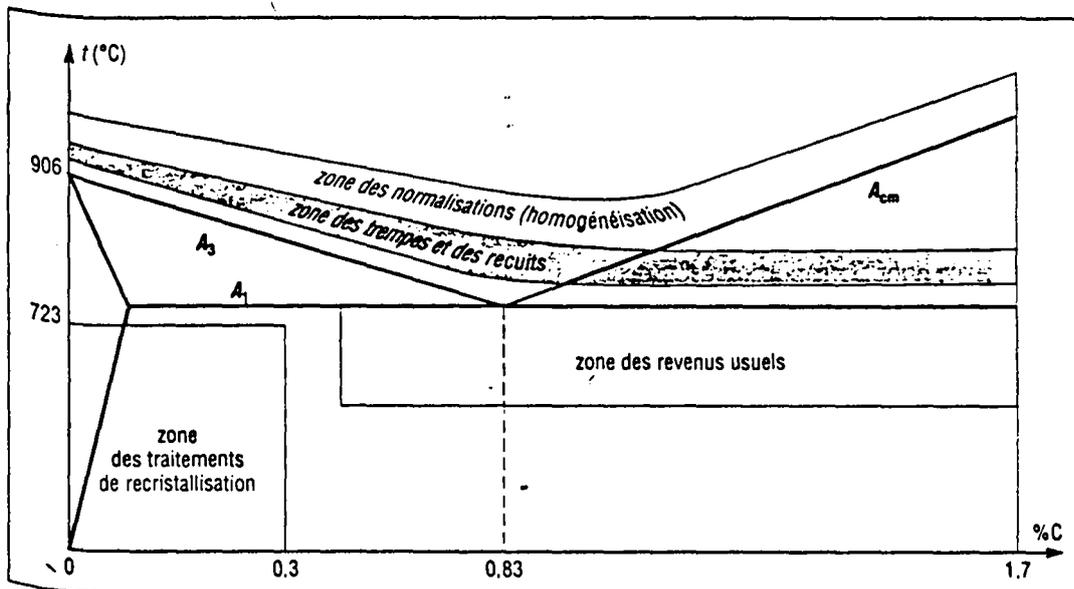
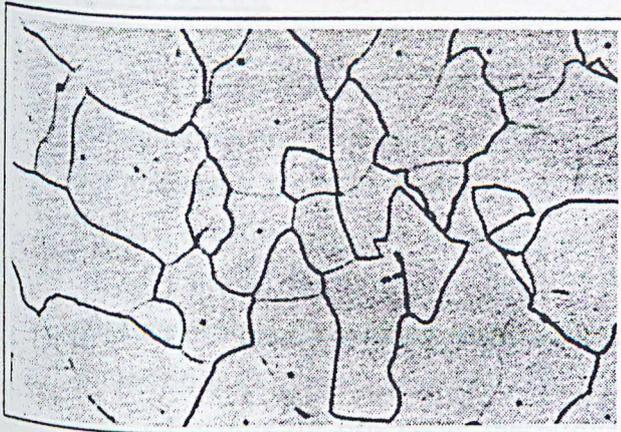


Diagramme fer-carbone (Fe-Fe₃C).

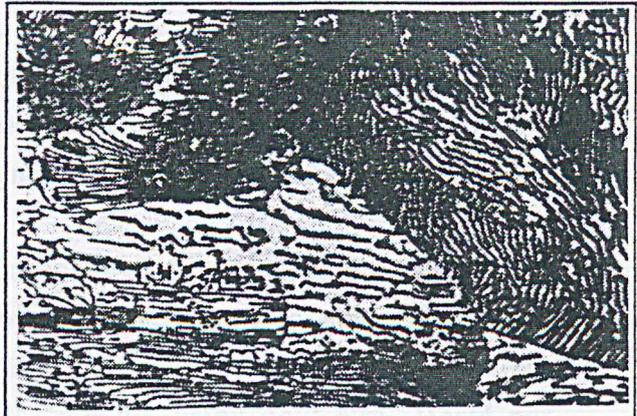


Traitements thermiques des aciers et diagramme fer carbone.

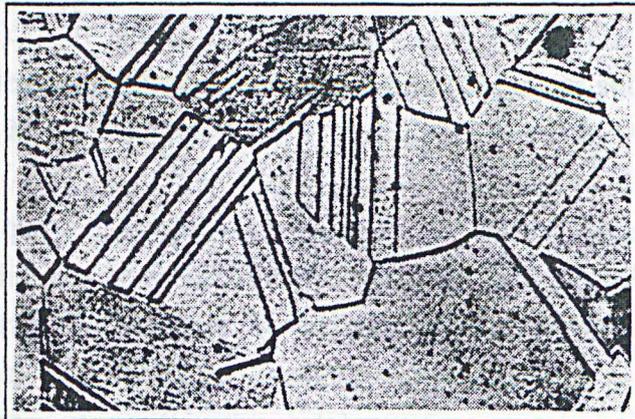
Exemples



I.12.a



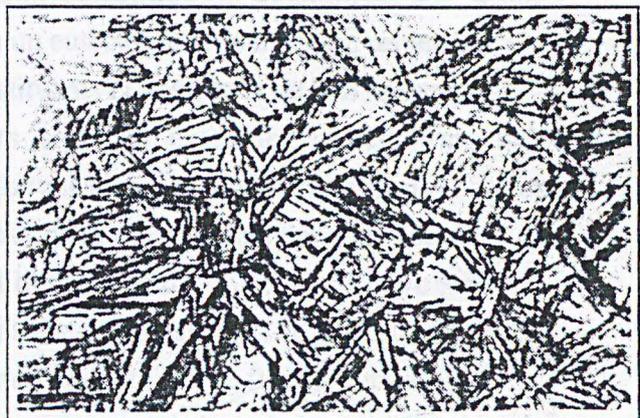
I.12.b



I.12.c



I.12.d



I.12.e

Figure I.12 : Structure cristalline d'un acier au carbone.

a : Ferrite (α) b : Perlite ($\alpha + \text{Fe}_3\text{C}$) c : Austénite (γ) d : Martensite (α') e : Bainite ($\alpha + \text{Fe}_3\text{C}$)

Conclusion

L'analyse de cette étude soulève énormément de questions quand à l'application des méthodes mathématiques pour ce types de problèmes où s'intermêlent la physique des matériaux, les phénomènes d'électromagnétismes, les mouvements de brassage de liquides et enfin la théorie élastoplastique.

Durant l'opération de soudage, le métal fondu est le siège de diverses réactions qui font évoluer de manière variable, et selon les procédés utilisés, non seulement sa composition chimique mais en plus ses caractéristiques mécaniques après solidification.

En plus du processus thermique, le bain de fusion peut être affecté par l'introduction d'éléments provenant des impuretés du gaz de protection, par précipité d'inclusions dues au phénomène de glissement ou directement par infiltration de l'air ($O_2, H_2, N, H_2O...$).

Les lignes de transformation indiquent les modifications subies par l'alliage à l'état solide dues à des transformations allotropiques ou des réactions qui s'y produisent.

Il faut noter que certaines espèces chimiques peuvent se présenter sous deux ou plusieurs phases solides ayant mêmes propriétés chimiques mais qui diffèrent par leur état cristallin et certaines propriétés physiques : on dit qu'elles présentent autant de formes allotropiques.

La réaction produite par élévation de température est endothermique (loi de Van t'Hoff). Toute variation de température fera disparaître au moins l'une des phases. La réaction correspond soit à une transformation eutectique ou eutectoïde, soit à une transformation péritectique. Un eutectique ou un eutectoïde est défini non seulement par son titre mais encore par la nature de ses constituants et le rapport de leurs masses.

La connaissance des constituants entraîne certaines conclusions très intéressantes concernant les propriétés mécaniques, les traitements thermiques et les opérations de fusion. Quand l'alliage comporte deux constituants dans un domaine, la variation de sa composition est sensiblement linéaire, la droite représentative joignant les valeurs caractéristiques de la propriété étudiée pour chacun des constituants. On pourrait aisément, à partir du diagramme d'équilibre, étudier la fusion d'un alliage, les phénomènes étant théoriquement inverses de ceux constatés lors de la solidification (le passage d'un état d'équilibre à un autre très voisin nécessitant une élévation très lente de la température). L'alliage est alors constitué par un assemblage compact de grains,

dont chacun correspond à une orientation cristalline constante dans son intérieur et dont la frontière n'a aucune forme géométrique régulièrement répartie. Il y a formation d'arborescences (ou dendrites) suivant trois directions rectangulaires, la croissance suivant les divers axes dépendant des conditions de la solidification.

La solidification débute en plusieurs points appelés centres de solidification dont le nombre est d'autant plus grand que la solidification est plus rapide : une solidification rapide produira donc de petites dendrites, une solidification lente conduisant à des grains relativement gros. La solidification d'un alliage liquide homogène donne ainsi naissance à un solide hétérogène du point de vue chimique (sauf dans le cas eutectique), l'hétérogénéité chimique étant une conséquence de l'existence de domaines d'équilibre diphasiques de composition variable avec la température qui empêche les phases de s'homogénéiser par diffusion. La formation, à partir d'une phase donnée, d'une phase de composition chimique différente s'appelle ségrégation : on peut donc dire que l'hétérogénéité est une conséquence de la ségrégation.

L'existence d'un gradient de température conduit à une ségrégation dite normale qui ne peut se manifester qu'au début de la solidification alors qu'il y a continuité dans la phase liquide. Au début de la solidification, les cristaux solides qui flottent dans le liquide peuvent se déplacer et s'accumuler vers le haut ou le bas de la lingotière suivant leur densité par rapport au liquide. Les régions solidifiées les dernières seront donc plus riches en éléments légers. Si la température était uniforme dans tout l'alliage les cristaux prendraient naissance en tout point avec une orientation quelconque, mais à cause de l'existence d'un gradient de température les cristaux vont se développer perpendiculairement aux surfaces isothermes. L'hétérogénéité chimique entraînée par la formation des dendrites ne peut donc disparaître complètement même après traitement mécanique ou thermique : elle persistera toujours et influera sur les propriétés mécaniques du produit fini.

Un corps qui ne subit pas de transformation se refroidit de façon exponentielle au cours du temps. S'il change de constitution, le dégagement interne de chaleur qui en résulte modifie localement la courbe de refroidissement du métal, qui tend asymptotiquement vers la précédente à la fin de la transformation. Dans le cas d'un alliage eutectique (AL-Ni) et d'une transformation à température constante, la courbe de refroidissement présente une partie arrondie entre le début et la fin du palier, ceci à cause de la non-homogénéité de la température dans la masse de l'alliage.

L'examen micrographique révèle l'architecture interne de l'alliage qui dépend de sa constitution et de sa structure et permet de se rendre compte de la grosseur et de la

forme des constituants, ainsi que de leur répartition plus ou moins régulière. Par exemple pour une seule phase les grains d'aspect polyédrique sont souvent à bords irréguliers pour les métaux et les solutions solides, alors que dans les combinaisons de métaux et solutions solides les cristaux sont en général à bords rectilignes et leurs dimensions sont très variables à l'intérieur d'un même échantillon.

L'examen micrographique, en décelant les défauts invisibles à l'œil nu (soufflure, criques, fissures...) ainsi que les inclusions solides, permet d'avoir des renseignements précis sur les propriétés mécaniques du métal examiné.

Dans le cas d'un alliage binaire l'aspect micrographique permet parfois d'évaluer la composition chimique. En effet dans l'examen micrographique le rapport des surfaces observées est égal à celui des volumes des constituants et par suite, à leur rapport massique si les masses volumiques sont égales ou peu différentes l'une de l'autre. On détermine ensuite en utilisant le diagramme d'équilibre, le titre de l'alliage par la règle des segments inverses. Cette détermination s'applique couramment aux aciers au carbone ou faiblement alliés ainsi qu'à l'alliage aluminium-nickel.

L'eutectique présente souvent une structure lamellaire, dont les deux phases sont en mâcles alternées. Parfois l'une des phases se présente en grains ronds sur fond de l'autre phase : on passe d'une structure lamellaire à une structure granulaire. Dans un recuit prolongé les phases se rassemblent : on dit qu'il y a coalescence .

Dans le cas de la formation d'un eutectoïde, le constituant proeutectoïde gagne les joints entre les grains si le refroidissement est suffisamment lent : on a une structure lamellaire. Mais, si le refroidissement est trop rapide, le constituant proeutectoïde se sépare en donnant des aiguilles diversement orientées : on a une structure en aiguilles ou de Widmanstaetten.

Une répartition non uniforme de la chaleur dans la cavité en fusion favorise l'apparition de défauts dans les zones de jonction. En effet les modifications subies par la zone thermiquement affectée, qui n'est pas homogène, dépendent de la température maximale atteinte, du temps de séjour à cette température et de la loi de refroidissement du métal considéré. L'étendue de la zone de liaison est donc directement liée à la répartition thermique c'est à dire à la courbe $\Delta(r,t) = f(\theta_m, q)$.

Le refroidissement rapide du bain de fusion, en favorisant le dégagement d'oxyde de carbone, s'accompagne de la formation de soufflures au moment de sa solidification. Après solidification, la résistance du métal d'apport est supérieure à celle du métal de base pour les aciers faiblement ou non-alliés.

Dans le cas d'une soudure multipasse, comme le cycle thermique de chaque passe régénère la structure du métal fondu lors de la précédente, une telle soudure subit localement des austénisations successives (ce qui la distingue d'une soudure exécutée en une ou deux passes). Une légère transformation de l'austénite en martensite a été observée. Donc cette transformation nous informe sur les propriétés locales de la zone affectée thermiquement et sur le risque de fissuration, la transformation martensitique étant une condition nécessaire de fissuration à froid.

RÉSUMÉ & CONCLUSION

Depuis fort longtemps la jonction des structures métalliques a été un problème important. La température y a tout de suite joué un rôle majeur puisqu'un matériau thermo-élastique se déforme davantage qu'un milieu élastique. Mais dans plus en plus de structures on s'est aperçu qu'il fallait mêler plus intimement les structures à jointer entre elles. La fusion des matériaux constituants le permet : c'est la technique du soudage. Or, si l'on considère un matériau conducteur de la chaleur chauffé par une source extérieure, il s'avère que, progressivement, il passe de l'état solide à l'état liquide : c'est le phénomène de fusion. Inversement, si l'on supprime la source de chaleur le métal se resolidifie.

RÉSUMÉ

L'étude qui vient d'être présentée est consacrée au procédé de soudage TIG. Elle a suivi une démarche plus générale que l'étude du procédé lui-même, à savoir :

&

CONCLUSION

GENERALE

Dans tout procédé de soudage, l'outil prépondérant est la source de chaleur.

La constitution du bain de fusion est conditionnée par différents paramètres tels que : le courant de soudage, la vitesse de soudage, la vitesse du fil, la longueur de l'arc, la géométrie de l'électrode et le gaz de protection. La diversité de ces paramètres et leurs interdépendances complexes rendent très difficile l'analyse de l'influence propre à chacun d'entre eux.

Dans le cas du procédé TIG cette source est un faisceau de plasma, c'est à dire une atmosphère ionisée, ionisation qui peut s'obtenir par effet thermique, bombardement de cathode ou rayonnement électromagnétique. L'efficacité de cet arc dépend donc essentiellement du degré d'ionisation et du nombre d'éléments porteurs

RÉSUMÉ & CONCLUSION

Depuis fort longtemps la jonction des structures métalliques a été un problème important. La température y a tout de suite joué un rôle majeur puisqu'un matériau thermo-élastique se déforme davantage qu'un milieu élastique. Mais dans plus en plus de structures on s'est aperçu qu'il fallait mêler plus intimement les structures à joindre entre elles. La fusion des matériaux constituant le permet : c'est la technique du soudage. Or, si l'on considère un matériau conducteur de la chaleur chauffé par une action extérieure, il s'avère que, progressivement, il passe de l'état solide à l'état liquide : c'est le phénomène de fusion. Inversement, si l'on supprime la source de chaleur le métal se resolidifie.

L'étude qui vient d'être présentée, et qui s'est intéressée au procédé de soudage TIG, a suivi une démarche plus générale que l'étude du procédé lui-même, à savoir l'étude :

- de l'aspect électromagnétique du plasma
- des écoulements de matériaux à changement de phases dans des cavités rectangulaires et hémisphérique
- de la distribution de la température et de la chaleur à la surface libre des cavités précédentes
- du paramétrage du procédé TIG et de son influence sur le comportement d'une structure tubulaire
- de la morphologie et de la structure soudée avec fil chaud.

Dans tout procédé de soudage, l'outil prépondérant est la source de chaleur.

La constitution du bain de fusion est conditionnée par différents paramètres tel que : le courant de soudage, la vitesse de soudage, la vitesse du fil, la longueur de l'arc, la géométrie d'électrode et le gaz de protection. La diversité de ces paramètres et leurs interdépendances complexes rendent très difficile l'analyse de l'influence propre à chacun d'entre eux.

Dans le cas du procédé TIG cette source est un faisceau de plasma c'est à dire une atmosphère ionisée, ionisation qui peut s'obtenir par effet thermique, bombardement électronique ou rayonnement électromagnétique. L'efficacité de cet arc dépend donc essentiellement du degré d'ionisation et du nombre d'éléments porteurs

d'énergie dans le plasma. L'évolution microscopique du plasma est liée aux divers mouvements des particules, lesquels sont déterminés par leurs interactions mutuelles.

Sous l'effet d'un champ magnétique, les particules ont tendance à s'enrouler autour des lignes de forces d'où, à l'échelle moléculaire, une tendance à l'enroulement dans le bain de fusion : c'est le brassage du bain fondu dont l'importance n'a jamais été étudiée de près dans le cas du soudage.

L'analogie du phénomène de brassage avec certains écoulements de fluides nous a conduits à déterminer, en passant à des variables sans dimensions, un certain nombre de paramètres adimensionnels qui influencent les phénomènes convectifs, radiatifs et conductifs au sein du bain fondu. L'étude conjuguée de leurs influences respectives dans la description des phénomènes physiques dont la cavité est le lieu a montré que seuls trois paramètres interviennent : les nombres de Biot (Bi), Fourier (Fo) et Fourier (Fo_s) pour la solidification, car ils permettent de définir l'épaisseur solidifiée, la vitesse de solidification et, ainsi, un modèle relativement simple de la solidification dans une empreinte donnée.

L'analogie qui nous a conduits à définir ces paramètres sans dimensions s'est révélée relativement féconde lors de la comparaison d'une cavité rectangulaire et d'une soudure réelle : introduction d'un nombre de Reynolds critique Re_c qui sépare deux régimes différents d'écoulement et de transfert thermique d'où, pour des valeurs de Re supérieures à Re_c , apparition d'un phénomène de couche limite avec décollement au voisinage de la paroi de refroidissement et de tourbillons qui définissent le brassage du bain fondu.

La période de recristallisation est la plus importante pour le choix de la meilleure structure finale et la variation de la température y joue un rôle important pendant la solidification. La température est solution d'un problème de conduction de la chaleur (équation parabolique) avec condition de Dirichlet sur toute la frontière de la cavité y compris la surface libre. De plus elle doit être fonction décroissante du temps ce qui est une condition supplémentaire du point de vue mathématique sur la solution recherchée.

Deux méthodes ont été utilisées pour déterminer cette solution pour des cavités rectangulaires (épaisse et mince) et hémisphérique, une analytique et l'autre numérique. Elles ont permis d'évaluer la température en tout point de la cavité ainsi que son maximum au niveau de la source c'est à dire à la surface libre ; tout cela donne des indications sur la structure finale de la soudure recristallisée.

Les paramètres les plus importants, pour le procédé TIG, dégagés dans cette étude sont la tension, l'intensité, la forme de l'électrode, la nature du gaz de protection, la vitesse de soudage, la forme de l'entaille, le nombre de passes et la composition morphologique du bain fondu. Leur diversité et leur interdépendance ne sont pas

toujours simples à qualifier. Néanmoins, on peut les grouper en quatre catégories : paramètres liés à la pièce, à l'électrode, au fil d'apport et au conditionnement et au déroulement de l'arc. En faisant varier chaque paramètre tout en maintenant, le mieux possible, les autres fixes, on a étudié leur influence sur la morphologie et l'aspect du bain fondu et dégager les conclusions suivantes :

- L'augmentation de l'intensité du courant est suivie d'une augmentation de la tension puis, au delà d'une certaine d'une valeur limite, d'une chute brusque de tension qui correspond à une saturation de l'énergie au niveau de la tache cathodique. Ceci peut être évité par l'augmentation de la tache cathodique laquelle s'obtient en augmentant l'angle au sommet du cône de l'électrode (ce qui revient à passer d'une distribution gaussienne de l'énergie à une distribution carrée).

- La tension croît avec la distance électrode-pièce ou l'écartement.

Pour obtenir des soudures de haute qualité, le procédé TIG exige la stabilité de l'arc c'est à dire une tension et une intensité pratiquement constantes.

La technique du fil chaud permet d'augmenter d'une façon notable le taux de dépôt allant jusqu'à le doubler. Pour améliorer le rendement et éviter au maximum les défauts, on a réalisé un préchauffage en amont de la torche en faisant agir un déviateur magnétique.

L'attaque macrographique d'une section polie du joint soudé par fusion permet de distinguer trois zones principales, disposées symétriquement par rapport au plan médian : zone fondue, zone de liaison et zone de transformation.

Les modèles de germination suivie de croissance dendritique équiaxe ne sont pas applicables aux processus de solidification en cours de soudage à cause de la nature épitaxiale et compétitive de la croissance des cristaux dans le bain de fusion. Dans ce type de procédé, c'est la croissance de grains basaltiques qui est le processus prédominant.

Dans le cas d'une soudure faite en trois passes, la succession de cycles thermiques régénère localement le métal fondu. En effet chaque nouvelle passe fait dépasser le point A3 au métal fondu en ayant transformé sa structure en structure austénitique. Contrairement à la plupart des soudures en plusieurs passes il n'y a pas de recristallisation locale. Ceci est du à l'absorption de l'énergie thermique réfléchi par le noyau après solidification qui retransforme les zones de transition entre les couches par de lentes austénisations successives. Au delà de la zone de liaison, les cycles thermiques ont entraîné l'austénisation du métal de base : cette zone dite thermiquement affectée ou zone de transformation possède la même structure que le métal de base. Néanmoins, une légère transformation martensitique a pu être distinguée.

La transformation structurale de la zone fondue dépend du temps de séjour à haute température et de la vitesse de refroidissement. La connaissance de la nature des transformations engendrées par le cycle thermique peut nous informer sur les propriétés locales de la zone affectée et sur le risque de fissuration entraîné par la présence de martensite dans cette zone. La transformation martensitique est une condition nécessaire de fissuration à froid, par conséquent, on a été conduit à considérer la dureté maximale sous cordon comme un critère de choix d'un acier soudable.

Le mouvement du liquide dans le bain de fusion est dû à la variation de la tension superficielle, à des forces électromagnétiques et à l'action d'éléments tensio-actifs.

L'étude expérimentale a été réalisée sur des pièces tubulaires d'acier A 42 et E24.

La zone thermiquement affectée est le siège de toutes les modifications de structure. Les modifications qui surviennent dans cette zone dépendent du temps de séjour à haute température et de la loi de refroidissement. Le métal fondu d'une soudure en plusieurs passes d'aciers non alliés, comporte une importante proportion de métal régénéré par des austénisations successives.

Enfin, le bon choix des paramètres de soudage et du métal d'apport permet d'éviter toute apparition de microfissures dans la zone affectée thermiquement et aide à l'augmentation de la ductilité du joint soudé.

L'ensemble de ces résultats est utile pour une meilleure compréhension du procédé et donne la possibilité d'une application industrielle importante. Les différents résultats concernant la mesure des dimensions du bain de fusion en fonction des paramètres de soudage peuvent être utilisés comme indication pour la soudabilité de pièces tubulaires.

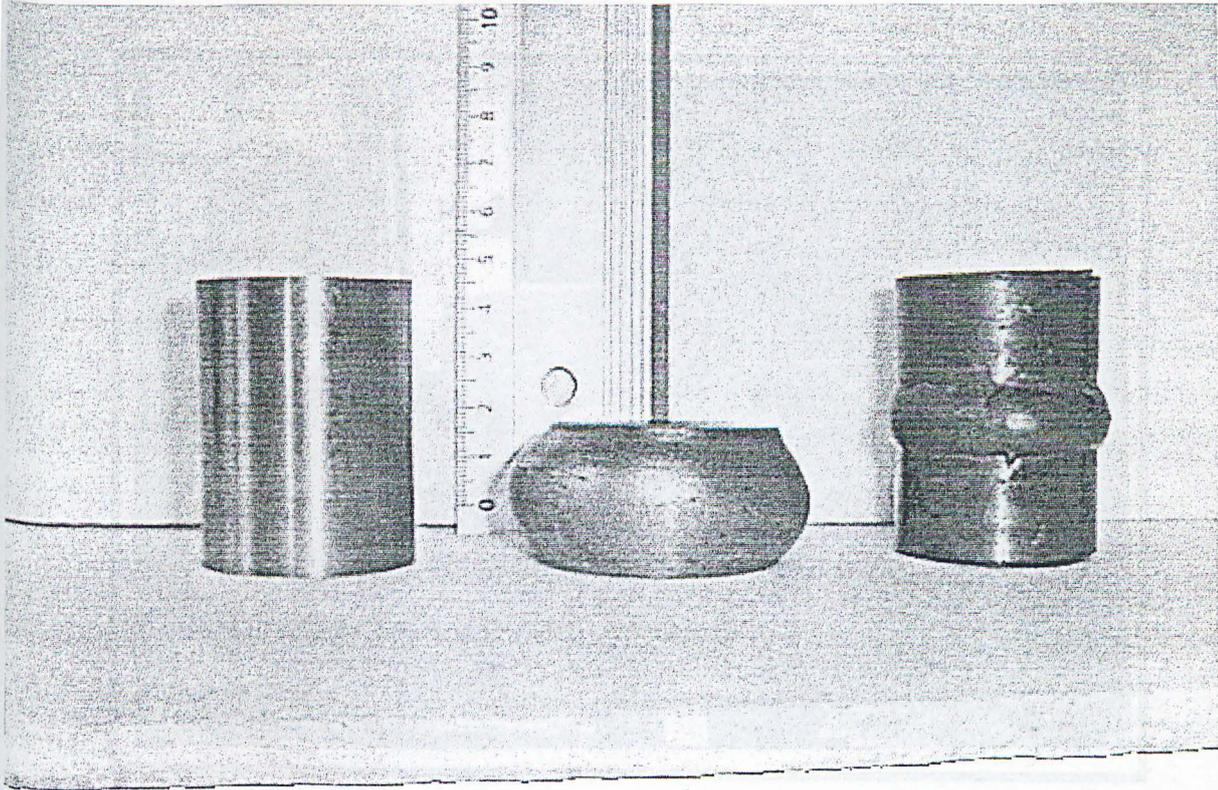


Photo I. Eprouvtes d'étude : forme érasée et brute de soudage.

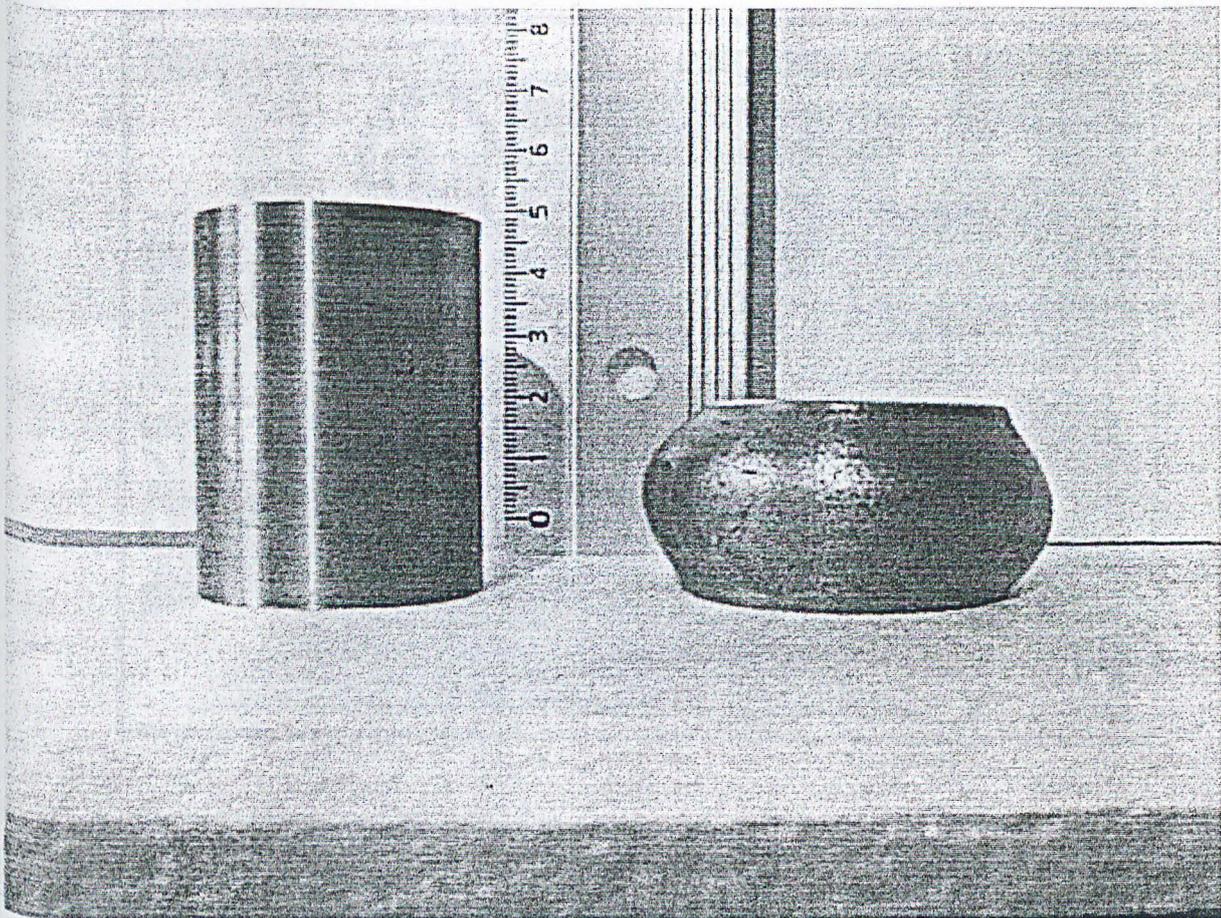


Photo II. Eprouvtes GWS avant et après déformation.

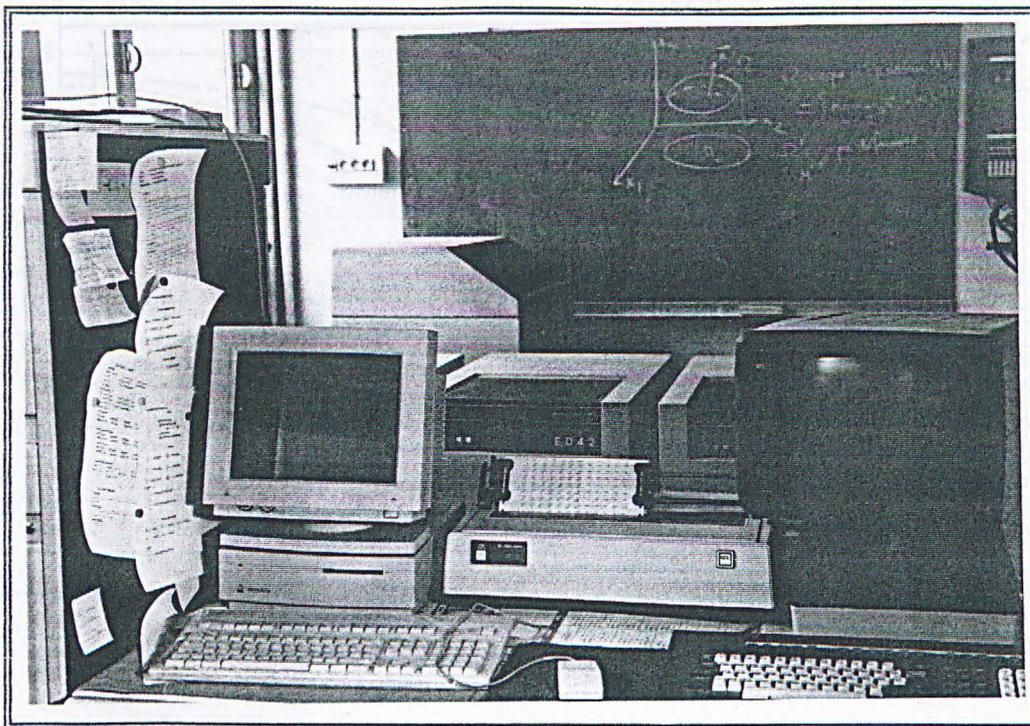


Photo 1 : Modules d'acquisition, de contrôle et de traitement des données.

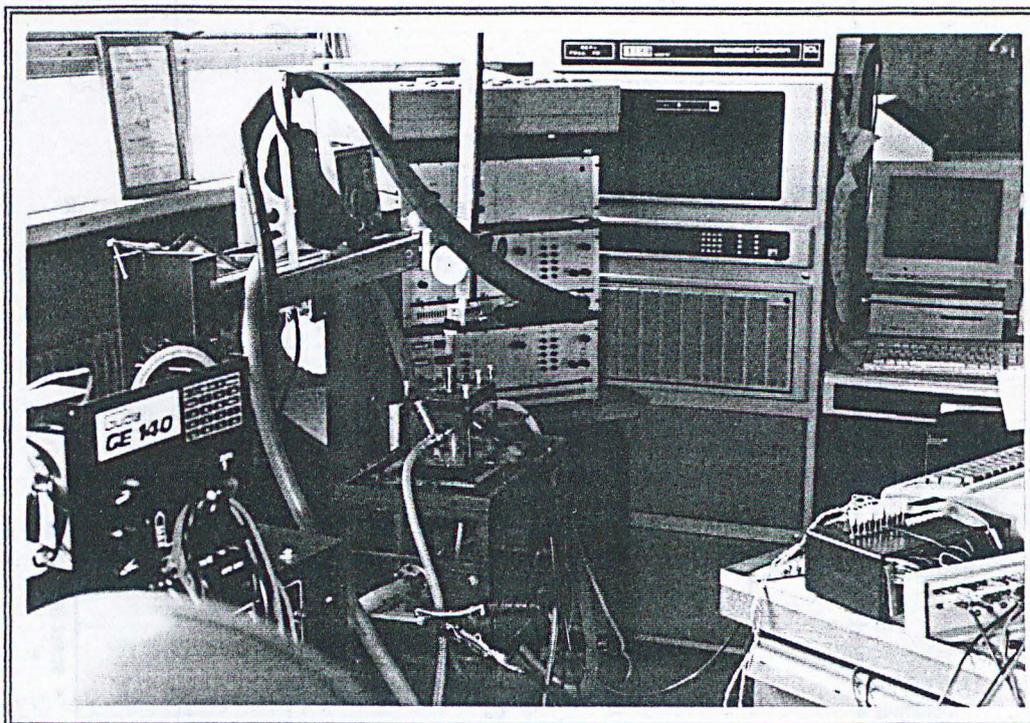
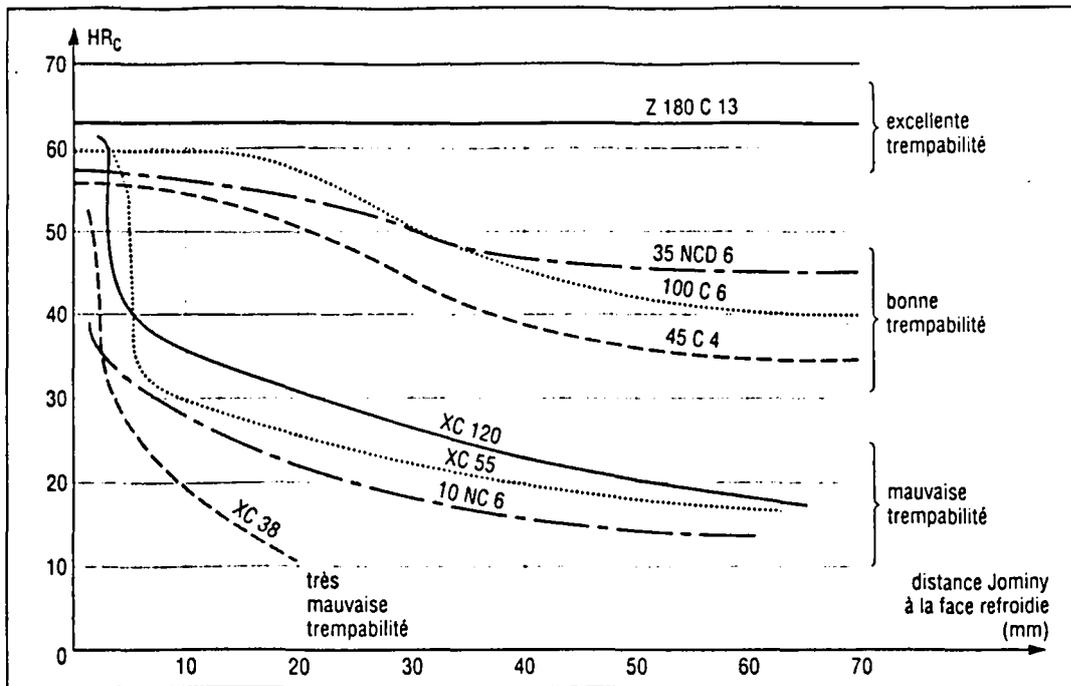
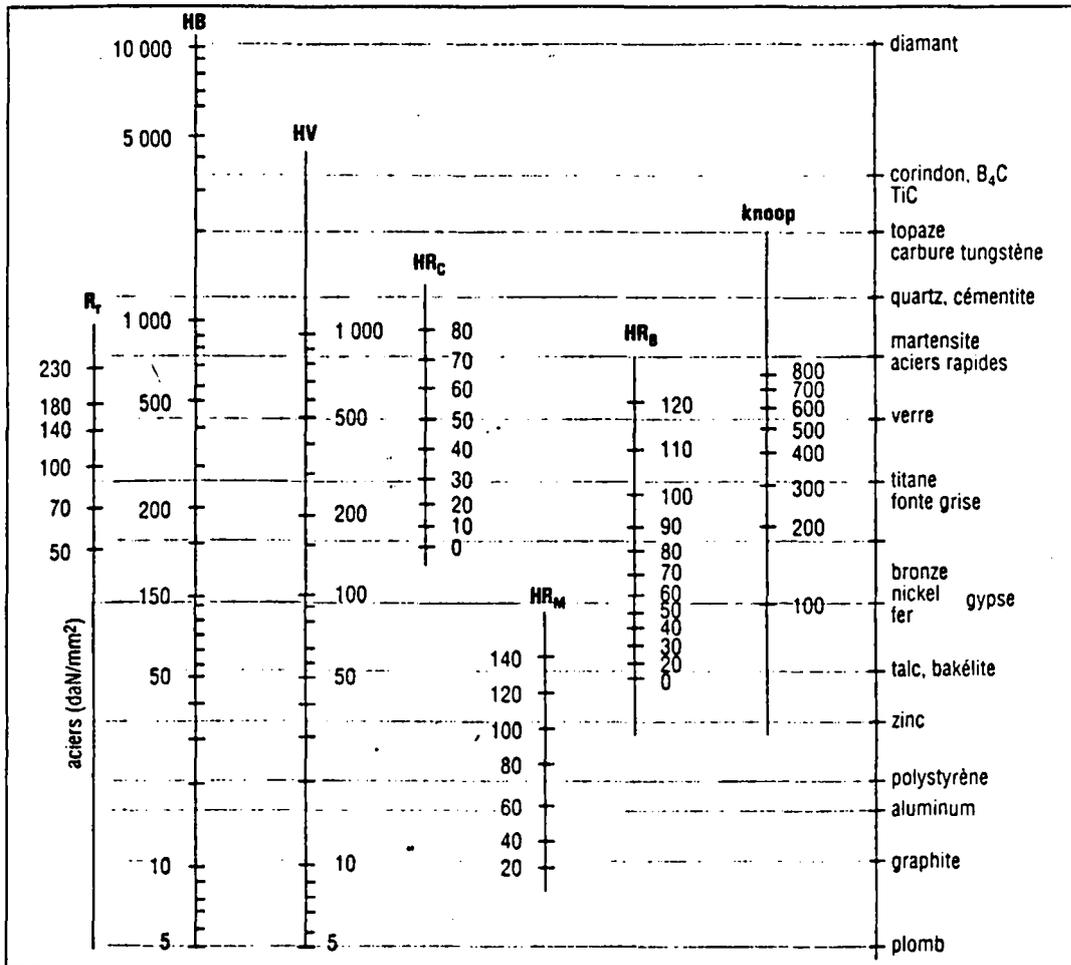


Photo 2 : Montage expérimental avec calotte de fusion.

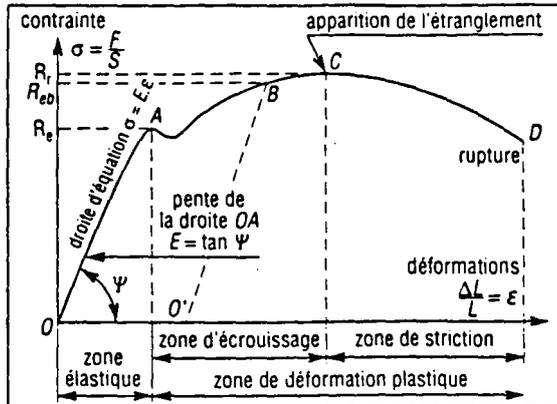


Courbes de trempabilité de quelques aciers.



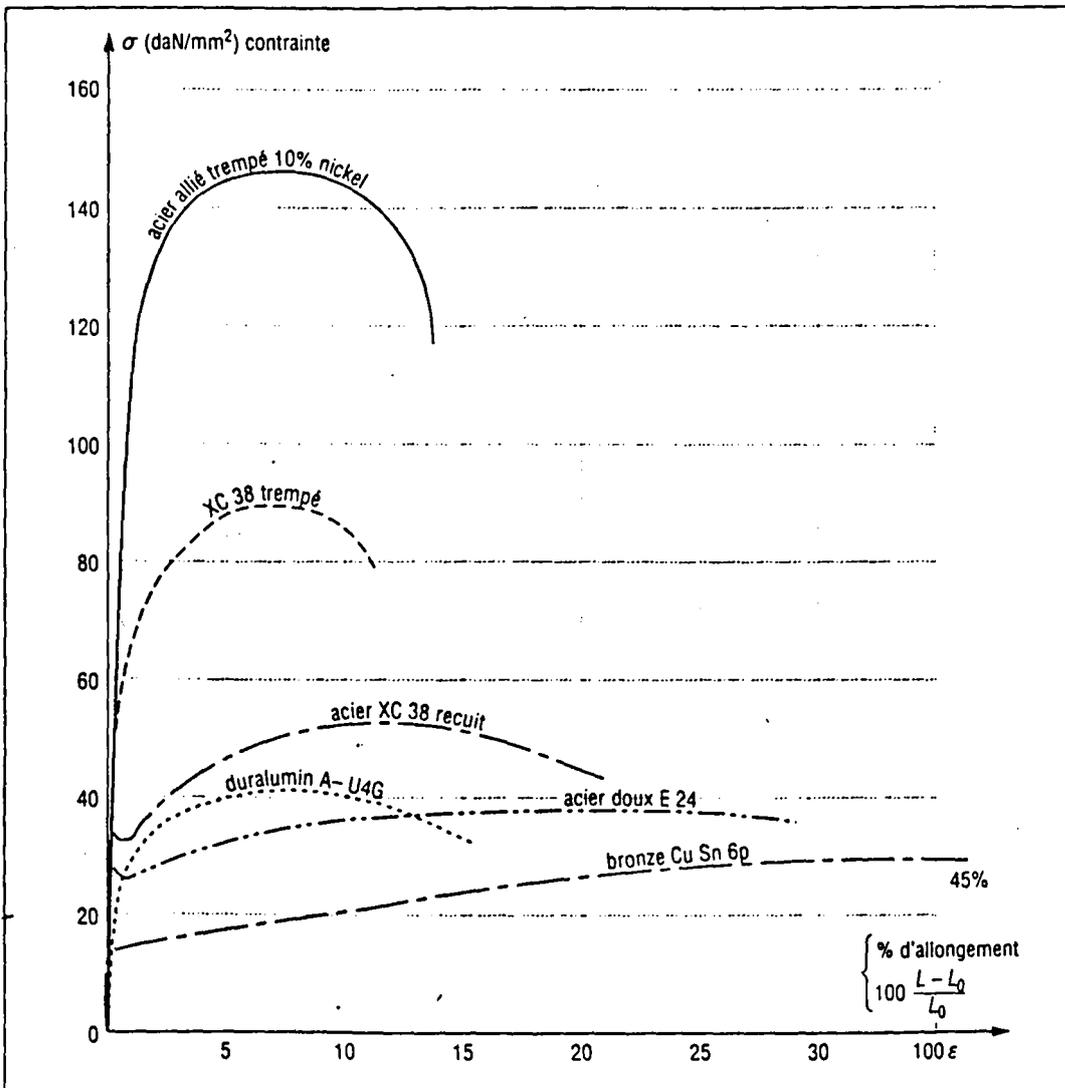
Comparaison des échelles de dureté usuelles.

R_r : résistance à la rupture R_e : limite élastique (ou $R_{e0,2}$) E : module d'élasticité longitudinal	
allongement pour cent $A\% = 100 \frac{L_U - L_0}{L_0}$	coefficient de striction $Z\% = 100 \frac{S_U - S_0}{S_0}$
$G = \frac{E}{2(1 + \nu)}$ ν = coefficient de Poisson G = module d'élasticité transversal	loi de Hooke $\sigma = E \epsilon$ $(\epsilon = \frac{\Delta L}{L})$



Grandeurs fondamentales définies par l'essai de traction.

Courbe type de traction (matériau ductile).



Courbes de traction de quelques matériaux.

RÉFÉRENCES

REFERENCES

- [1] Adam Y.(1975).
"A hermitian finite difference method for the solution of parabolic equations".
Comp. and Maths with Appls, vol 1, pp 393-406.
- [2] Adam Y. (1977)
" Highly accurate compact implicit methods and boundary conditions".
J. of Comp Phys., vol.24, pp 10-22
- [3] Allen B .C. et KIN GERY W.D.(1959)
"surface tension and contact angles in some liquid metal-solid ceramic systems at elevated temperature"
Trans. Met. Soc. AIME, 215, pp. 32-36.
- [4] Andrews J.G, Atthey D.R. (1979)
" The response of a weld Pool to perturbations in Power".
Int.J.Heat Mass transfert. Vol.22, pp. 1533-1538.
- [5] Angot P. (1977)
" Contribution à l'étude des transfert thermiques dans des systèmes complexes".
Thèse de Doctorat, Université de Bordeaux.
- [6] Apps R.L., Milner D.R. , (1955).
"Heat flow in argon-arc welding".
British journal, octobre 1955, pp. 475-485.
- [7] Argence E. Kahan Th.(1964)
" Théorie des guides et cavités électromagnétiques ".
Ed.Dunod, Paris.
- [8] Arnaud J.S., Heurtault J.(1982)
" Solidification de sphères liquide surchauffées à caractères physiques variables".
Int.J. Heat Mass Transfer, Vol 25, N°.11, pp. 1671-1676.
- [9] Arpaci, V.S. (1966)
" Conduction Heat Transfert." .
Addison-Wesley, .Reading, Mass.
- [10] Artinger Istvan. (1978)
"Szerszamacélok és hőkezelésük ".
Műszaki könyvkiado, Budapest.
- [11] Barakat, H.Z., Clark, J.A.(1966).
" On the solution of the diffusion equations by numerical methods".

- J.Heat Transfert, vol. 88, ser. C, pp.421-427.
- [12] Bathias C., Baïon J.P. (1980)
" La fatigue des matériaux et des structures".
Maloine S.A. Editeur, Paris.
- [14] Binard, J. Chabenat A.(1985)
" Etude expérimentale des paramètres influençant le bain de fusion".
Soudage et techniques connexes, jan-fév. pp.20-35.
- [15] Bradstreet B.J.(July 1968)
" Effect of surface tension and metal flow on weld bead formation".
Weld.Res.Suppl.314-322.
- [16] Brezis Haïm, (1987)
" Analyse fonctionnelle; théorie et applications".
Edition Masson, Paris.
- [17] Brimacombe, J.K, and Weinberg, F. (1972)
" Observations of surface movements of liquid Lopper an tin".
Metallurgical transactions vol.3, , pp.2298-2299.
- [18] BURGARD P. and HEIPPLE C. R.(1986)
Interaction between impurities and welding parametrs in determining GTA weld shape.
Welding journal, june 1986, res. supp. pp. 150s - 155s.
- [19] Burggraf O.R. (1964)
" An Exact solution of the inverse Problem in heat conduction theory and applications".
ASME, Journal of heat transfert, vol 86, pp 373-382.
- [20] Binard J., Chabenat A. (1985)
" Etude expérimentale des paramètres influençant le bain de fusion".
Soudage et Techniques Connexes; pp 20-35 .
- [21] Bergman T.L, Keller J.R. (1988)
" Combined buoyancy-surface tension flow in liquid metals "
Num.Heat transfert, vol 13, pp.49-63.
- [22] Bergman T.L., Ramadhyani S.(1986)
" Combined buoyancy- and thermocapillary driven convection in open squares cavities "
Num.Heat transfert, vol 9, pp.441-451.
- [23] Carnahan, B., Luther, H. A., Wilkes, J. O.(1969).
" Applied Numerical Methods".
Wiley, New York.
- [24] Carslaw H., Jaeger J. (1950)
" Conduction of heat in solids".
-

2ème édition, Mc Graw-Hill Book Company, New York .

[25] Carslaw H.S. and Jaeger J.C.(1959)

" Conduction of heat in solids".

2d.Ed, Oxford University Press,

[26] Chan, Mazunder J.ET Chen (1984)

"A two-dimensional transient model for convection in laser melted pool"

Metallurgical transactions, Vol 15 A(12), pp 2175-2184.

[27] Chapman, A.J.(1968).

" Heat Transfert".

2d ed, Macmillan New York.

[28] Chase T. F. and Savage W. F.(1971)

Effect of anode composition on tungsten arc characteristic.

Welding journal, november 1971, res. supp. pp. 467s - 473s.

[29] Chen M.(1987)

" Thermocapillary convection in matrails processing".

Num.Heat Transfert.A, vol .17, pp. 541-558.

[30] Chihoski R.A. (1979)

" Welding Journal, 58(9), pp 263s-276s.

[31] Ciarlet P.G. (1988)

" Introduction à l'analyse numérique matricielle et à l'optimisation".

Edition Masson, Paris.

[32] Cornu J. (1986)

"Traité de soudage automatique"

Volume 2. Hermes , Paris-Londres-Lausanne, .

[33] Davis S.H. (1990)

" Thermocapillary instabilities"

Ann. Rev. Fluid. Mech. vol 19, pp.403-435.

[34] De Ferri Metallographia IV.(1983)

Verlag Stahleisen m-b-h, Düsseldorf.

[35] Desre P.J,-Jouad J.C. (1981)

" Surface tension temperature coefficient of liquid alloys and definition of a "zero Marangoni Number Alloy" for crystallization experiments in microgravity environments"

Acta Astr., vol 8(5,6), pp. 407-415.

[36] Dushman S.and J.M Lafferty,(1962)

"Scientific foundations of vacuum technique "

- 2 nd edn, pp.691-731. John Wiley, New-york]
- [37] EROKHIN A.A, BUKAROV V.A. and ISCHENKO S.(1971)
Influence of tungsten cathode geometry on some welding arc characteristic and metal penetration.
Welding production, 1971, n° 12, pp. 25-27.
- [38] Euvrard D. (1988)
" Résolution numérique des équations aux dérivées partielles; différences finies, éléments finis"
Edition Masson, Paris.
- [39] Fautrelle Y. (1985)
" Ecoulement dans les bains métalliques en procédé de soudage TIG".
Soudage & techniques Connexes, Jan-Fev, pp.12-19.
- [40] Flemings M.C. (1974)
"Solidification Processing".
McGraw-Hill Book Company, New York. p 357.
- [41] Fortrat R.
"Problèmes de physique, électricité et magnétisme"
Edition C.Herman.Paris.
- [42] Friedman E.(1978)
Analysis of weld puddle distorsion and its effects on penetration.
Welding journal, June 1978, Res. Supp. pp. 161s-168s.
- [43] Frenk A.,Kurz W. (1991)
" Formation des microstructures dans les traitements laser "
CNRS,EPFL, Lasers de puissance et traitement des matériaux, Sireuil,
Ecole de printemps, 27-31 Mai.
- [44] Fouquet F., Pelletier J.M., Pilloz M., Vannes A.B.(1991)
" Alliages de surface avec prédépôts, revêtements et alliages avec projection "
CNRS,EPFL, Lasers de puissance et traitement des matériaux, Sireuil,
Ecole de printemps, 27-31 Mai.
- [45] Foex M.(1962)
" Mesure des températures et analyse thermique des substances traitées avec des fours solaires".
Bull.Soc.Media.Chim .
- [46] Gara N. Kerrich D. Hariri S. Durr D.et Parsy F.(Jan-fév.1996)
" Procédé TIG à fil chaud pour le soudage d'éprouvettes tubulaires (GWS-A37)".
Soudage et techniques connexes; vol.50 - n°1/2- Paris. pp.47-57.

- [47] Glickstein S.S, Friedman E., and Yeniscavich H.(1975)
"Investigation of alloy 600 welding parameters".
Welding journal, april 1975 res. supp. pp. 113s-122s.
- [48] Glickstein S.S. -Friedman E.(1984)
" Weld Modeling Applications "
Welding journal , sept, pp.38-42
- [49] Goldak J.Bibby M.Moore J., house R et Patel B.(1986).
Metall.trans, 17B(9) pp.587.600.
- [50] Goldman K.(1963)
"Electrics arcs in argon : Heat distribution".
British welding journal, ,T. 10, n° 7, pp 343-347.
- [51] Goldman K. and White E.S.(1985)
Effect of anode material on arc mechanism.
Britidh welding journal, september 1985, pp. 430-434.
- [52] Gounot J.et J.P.Caltaginone.(1989)
" Stabilité et convection naturelle au sein d'une couche poreuse non homogène".
Int.J.Heat Mass Transf., Vol 32(6); pp 1131-1140 .
- [53] Gosman A.D. , Pun W.M. , Runchal A.K., Spalding D.B. et Woflshtein M.(1969)
" Heat and mass transfert in recirculating flows".
Academic Press, London.
- [54] Glickstein S.S. (1980)
" Arc modelling for welding analysis".
Welding journal
- [55] Gray D.E. (1972)
"American Institute of Physics Handbook "
3rd edn, pp.4-222, 4-315.Mc Graw-Hill, New york .
- [56] Handbook of metalography, (1971)
"American society of metal"
8 th edition, metal park, ohio 44073.
- [57] HANSON G.R.(1965)
"Une analyse du soudage en courant continu des gaines d'éléments combustibles en aluminium pour Hanford".
Welding in the word, n° 1, pp. 2-11.
- [58] HASCOET J. K., MARYA S. K. et LE MAITRE F.(1986)
Proc. 4 th JOM, Helsingor, Danemark, 19-22 Dec. 1986.
- [59] Herden G.(1973)

- "Schweiss- und Schneidtechnologie "
VEB Verlag Technik, Berlin.
Hungarian translation Müszaki Könyvkiado', Budapest 1973
- [60] Heurtault S., Badie J.M., Rouanet A.(1982)
"Solidification des sphères liquides surchauffées à caractéristiques physiques variables."
Int. J. Heat Mass Transfer. vol 25, n°11, pp.1671-1676.
- [60'] Hildebrand F.B.,(1956)
" Intoduction to numerical analysis"
Mc Graw-Hill Book Company, inc ,New-york .
- [61] Hottel, H.C., Sarofim, A.F. (1967)
" Radiative transfert"
McGraw-Hill, New York.
- [62] Hills J. (1969)
" Trans.Met.Soc.AIME ", 245,p.1471
- [63] Holman J..P., (1971)
" Heat Transfert".
3d ed., McGraw-Hill, New York.
- [64] Hibbitt H.D. (1972)
" A numerical thermal-mechanical model for the welding and subsequent loading of a fabricated structure".
Ph.D.Dissertation, Brown University.
- [65] ISHIZAKI K., YOKOYA S. AND OKADA T.(1988)
Weldability of stainless steel.
Nippon institue of technology, Nov. 1988
Miyashiro-cho, Suitama, 345 Japan.
- [66] Jackson C.E.(1975)
The science of arc welding.
Welding journal, january 1975,res. supp. pp. 129s-140s.
- [67] Jakob, M., Hawkins, G.(1957)
" Elements of Heat Transfert".
3d ed, Wiley, New York.
- [68] James, M.L., Smith, G.M.Wolford, J.C.(1965)
"Analog and digital computer methods in engineering analysis".
International Textbook, Scranton, Pa.
- [69] Johnson L. (1973)
Welding Journal (7) pp 298s-305s.

- [70] Joulak H. (1974)
" Méthode des différences finies en élasticité ".
Thèse de docteur ingénieur, U.S.T.Lille I
- [71] Karlsson R.I. et Josefson B.L.(1990)
Journal of Pressure Vessel Technology, 112(2) pp 76-84.
- [72] Kerrich D., Gara N., Parsy F.(à paraître)
" Effets du Procédé TIG à fil chaud sur le bain de fusion d'éprouvettes tubulaires (GWS-A42)".
Soudage et techniques connexes.
- [73] Kittel Charles (1981)
" Intoduction to Solid State Physics ".
John Wiley & Sons, Inc.H.Tr.Műszaki könyvkiado'.
- [74] Kuntzmann J.
" Analyse appliquée"
Centre de Documentation Universitaire. 1ère Partie.Paris
- [75] Kanneley Asibu Jr, E., Kikuchi N. et Jallad A. (1989).
J.Engineering Materials and Technology, 111 (1) pp 9-18.
- [76] Kay J.M. (1964)
" Introduction à la mécanique des fluides et à la transmission de la chaleur".
Edition Dunod; Paris.
- [77] KEY J.F.(1980)
"Anode/cathode geometry and shielding gas interrelationship in GTAW".
Welding journal, december1980 res. supp. pp. 364s-369s.
- [78] Kemeny, J.G., Kurtz, T.E.(1968)
"Basic Programming".
notes d'entreprise, Wiley.
- [79] Keene B.J., Mills K.C. et Brooks R.F.(1985)
"Surface properties of liquid metal and their effects on weldability".
Material Science and Technology, July 1985, vol.1, pp. 568-571.
- [80] Kou S. et Wang Y.H. (1986)
"Weld pool convection and its effect".
Welding journal, March 1986, Res. supp. pp. 63s-70s.
- [81] Kreith, F., (1962)
" Radiation heat transfert"
International textbook Scranton, Pa.
- [82] Kreith F.(1967)

- " Transmission de chaleur et thermodynamique ".
Edition Masson .
- [83] Lakhtine I. (1978)
" Métallographie et traitements thermiques des métaux ".
Edition Mir, Moscou.
- [84] Landau L.D., Lifsic E.M.(1976)
" Klasszikus eröterèk , II. Hidrodinamika, VI. "
Hungarian translation.tankönyvkiado.Budapest
- [85] Lancaster J.F.(1970)
"The metallurgy of welding, brazing and soldering".
George Allen and Unwin Ltd, London, .
- [86] Larkin, B.(1964).
" Some Finite Difference Methods for Problems in Transient Heat Flow ".
Int.J.Heat Mass Transfert.
- [87] Lawson, W.H.S and Kerr H.W.(1976)
" Fluid motion in GTA weld pools. Flow Patters "
Part I.Welding Research International, vol 6, pp.63-77
- [88] Lawson, W.H.S and Kerr H.W.(1976)
" Fluid motion in GTA weld pools. Weld Pool Shapes"
Part II.Welding Research International, vol 6, pp.1-17
- [89] Leung C.K. Pick R.J. et Mok D.H.B.(1990)
Welding research Conclil Bulletin, N° 356, Août 1990, pp 1-10.
- [90] LIDWIG H. C.(1968)
Current density and anode spot size in the gas tungsten arc.
Welding journal, may 1968, res. supp. pp. 234s - 240s.
- [91] Lin W.(1991)
"A methodology for quantifying heat-affected zone liquation cracking susceptibility ".
Ph.D.Dissertation, the Ohio State University, p 87
- [92] Liptak J. A.(1965)
Gas tungsten arc welding heavy aluminium plate.
Welding journal, june 1965, res. supp. pp. 276s - 281s.
- [93] Lucas W. Welding Institute, G-B.(1991)
"Contrôle automatique de la pénétration en soudage TIG".
Soudage et techniques connexes, Septembre-Octobre .
- [94] Masubuchi Koisi.(1976)
" Rapport sur l'état des connaissances de l'analyse numérique des contraintes.."

Soudage et techniques connexes, Juillet-Août, pp 301-309.

[95] Matsuda F, Nakata K et Harada S.(1980).

" Rapport sur l'état des connaissances de l'analyse numérique des contraintes.."

trans.J.W.R.I, 9(2), pp 83-93.

[96] Mahin K.W., MacEwen S., Winter W., Mason W., Kanouff M. et Huchs E.A. (1988)

" Modelling of casting and welding Process IV."

Ed. Giamei A. and Abbaschian G. TMS-AIME pp 339-350

[97] Mahin K.W, Winters W, Holden T.M, Hosbons R.R et Mac Ewen S.R. (1991)

" Welding Journal, 70(9) pp 245s-269s

[98] Maiorov V.S., Matrosov M.V. (1989)

" Influence of surfactants on the hydrodynamics of laser alloying of metals"

Sov.J.Quantum electron., vol 19 (4), pp. 526-528.

[99] Marchouk G., Shaydourov V., (1983)

" Raffinement des solutions des schémas aux différences ".

Editions Mir, Moscou.

[100] Morris A. D. and Gore W. C.(1956)

"Analysis of direct current arc".

Welding journal, march 1956, res. supp. pp 137s - 144s.

[101] MOVCHAN V.A. et PATON E.O.(1959)

"Mechanism and causes of hot cracking in welds of single phase austenite structure".

Automatic welding, n° 6, pp. 59-81.

[102] Murray W.D. and Landis F.(1959)

" Numerical and machine solutions of transient heat conduction problems involving melting and freezing".

Trans Am Soc Mech Eng Series C.J.Heat transfert 81-106-112.

[103] Marya S. K., Wang Y.H, Le Maître F. (1981)

" Etude et prévision des cycles thermiques dans les assemblages soudés".

Journées métallurgiques de la zone fondue, marseille .

[104] Masubuchi Koichi . (1976)

" Rapport sur l'état des connaissances de l'analyse numérique des contraintes, des déformations et des autres effets du soudage".

Soudage et techniques connexes, juillet-août, pp.301-309.

[105] Mathieu A.C.(1979)

" Contribution à l'étude expérimentale et théorique " .

Thèse doct. Ing. Limoges.

[106] Matsuda F., Nakata K. et Harada S.(1980)

trans.JWRI, 9(2) pp 83-93.

[107] Mazel A.G.(1960)

"Electrode fusion and parent metal penetration in manual arc welding".

Welding Production, 1960, n° 1, pp. 39-49.

[108] Niles R.W. and Jackson C.E.(1975)

"Weld thermal efficiency of the GTAW process".

Welding journal, january 1975, res. supp. pp. 25s-32s.

[109] Obádovics J.Gyula (1972)

" Gyakorlati számítási eljárások".

Gondolat Kiado. Budapest.

[110] Oreper G.M., Eagar T.W et Szekely J.(1983)

"Convection in arc weld pools".

Welding journal, November 1983, Res. supp. pp. 307s-312s.

[111] Ozisik, M.N., (1968).

" Boundary Value Problems of Heat Conduction".

International Textbook, Scranton, Pa.

[112] Palotas László, (1984)

" Mérmöki Kézikönyv, II.kötet."

műszaki könyvkiado, budapest.

[113] Pardo E. et Weckman D.C.(1989)

Metall.Trans., 20B(12) pp 937-947.

[114] Parodi Maurice.(1960)

" Mathématiques appliquées à l'art de l'ingénieur "

Fasc. IV. Equations différentielles. Centre de Documentation Universitaire. Paris

[115] Petiau Gérard.(1955)

" La théorie des fonctions de Bessel, applications à la physique mathématique ".

Centre national de la recherche scientifique, Paris.

[116] Petrie J. et Pfender E.(1970)

"The influence of the cathode tip on temperature and velocity field in a gas-tungsten arc".

Welding journal, Dec. 1970, Res. Supp. pp.588s-596s.

[117] Reynolds, W.C. (1968)

" Thermodynamics"

McGraw-Hill, 2.ed. New York.

[118] Raviart P.A., Thomas J.M.(1983)

" Introduction à l'analyse numérique des équations aux dérivées partielles".

Edition Masson, Paris.

- [119] Romvári Pál. (1982)
 "Hegesztéstechnologia I.II rész."
 Tankönyvkiado, Budapest.
- [120] Rosenthal D. (1946)
 " The theory of moving heat sources of heat and its application to metal treatments".
 Trans.ASME, vol. 68 (B11), pp.849-866.
- [121] Roux A., Cipriani F.D.(1990)
 "Laser surface treatment : numerical simulation of thermocapillary flows".
 SPIE, Vol 1397, 8th Int.Symp. on gas flow and chemical lasers, pp 693-696
- [122] Rykalin N.N.(Janvier.Fev.1961)
 " Calcul des processus thermiques de soudage".
 Soudage et techniques Connexes (15) (1 à 2) ; p.5 à 38 .
- [123] Salcudean M., Choi M., and Greif R. (1986)
 "A study of heat transfert during arc welding."
 Int. J. heat Mass transfert. vol.29, n°2, pp.215-225.
- [124] Savage W.F, Strunck S.S and Ishikawa Y.(1965)
 "The effect of electrode geometry in gas tungsten arc welding".
 Welding journal, nov.1965 res. supp. pp. 489s-496s.
- [125] Srinivasan J. Basu B. (1986)
 "A numerical study of thermocapillary flow in a rectangular cavity during laser melting"
 Int.J.heat and mass Transfert, vol 29(4), pp 563-572.
- [126] Schneider, P.J., (1957)
 " Conduction Heat transfert".
 Addison-Wesley, Reading, Mass.
- [126] Schlichting, H.(1968)
 " Boundary Layer Theory".
 6th ed., McGraw-Hill, New York.
- [127] Schlosser W.F., Munnings R.H.(1972)
 " The effect of a magnetic field on a copper-constantan thermocouple at low températures"
 Cryogenics, Aug. pp.302-303
- [128] Schneider, P.J., (1963)
 " Temperature Response Charts".
 Wiley, New York.
- [129] Serane G.(1965)
 " Mathématiques de la Physique Appliquée "
 Ed. Dunod. Paris

- [130] Shahab A. Marya S. K. et Le Maître F.(1989)
Etude paramétrique et métallurgique du soudage TIG appliquée à l'inconel 625.
4^{ème} journée nationale de soudage, Paris 14-16 Mars 1989.
- [131] Shercliff J.A, (1971)
" fluid motions due to an electric current source".
Jnl.fluid Mech., Vol.40, 241-250.
- [132] Shim Y.,Feng Z., Lee S., Kim D., Jaeger J., Papritan J.C. et Tsai C.L.
pp 305s-312s.]
- [133] Smith, G.D.(1965).
" Numerical Solution of Partial Differential Equations".
Oxford, London.
- [134] Sparrow, E.M., Cess, R.D.(1966)
"Radiation heat transfert".
Brooks/Cole, Belmont, Calif.
- [135] Sparrow, E.M., Haji-Sheikh, A. (1968)
" Transient and steady conduction in arbitrary Bodies with Arbitrary boundary and initial conditions".
J.Heat transfert, ser. C, vol. 90, pp.103-108.
- [136] Spiller K. R. and Gregor G. M.(1971)
"Effect of the electrode vertex angle on fused weld geometry in TIG welding".
Proc. of the conf. on advance in weld processes, 14-16, April 1970.
The welding institue, Abington Hall, Cambridge, 1971.
- [137] Stefanescu, J.E.(1990).

Metall trans. A21A(4) pp.997-1005.
- [138] Sunderland, J.E., Grosh, R.J.(1961).
" Transient Temperature in a Melting Solid".
J.Heat transfert, ser. C. vol.83, pp.409-414.
- [138] Tekriwal P., Stitt M. et Mazunder J.(1987).
Metal construction, 19 (10) pp 599R-606R.
- [139] Tekriwal P. et Mazumder J.(1988)
Welding Journal, 67 (7), pp 150s-156s.
- [140] Théodor R. (1989)
"Initiation à l'analyse numérique".
Ed. Masson, Paris.
- [141] Thompson M.E. and Szekely J.(1989)

- " The transient behavior of weld pools with a deformed free surface".
Int.J.Heat Mass transf.,Vol 32(6), pp. 1007-1020.
- [142] Tikhonov A.Nand AA.Samarski (1963)
" Equations of mathematical physics "
Translated by A.R.M. Robson, P.Basu -Pergamon Press, Ltd.
- [143] Ushio, Matsuda.
" Mathematical modelling of flow field of welding"
symposium of J.W.S.
- [144] Walsh D.H. et Savage W. F.(1985)
Welding Journal, Feb.85, Res. supp. pp. 59s-62s
- [145] Welding Handbook.(1976)
"Fundamentals of welding".
American welding society, seventh edition, volume 1, Miami, Florida, .
- [146] Woods R,A and Milner D.R. (1971)
" Motion in the weld Pool in welding".
welding Journal, vol. 50, pp.163S-173S.
- [147] Zalotai L.,Seres Lászlo, Fejes Pál. (1978)
" FORTRAN programok, fizikai kémiai feladatok megoldására"
Muszaki könyvkiado, Budapest.
- [148] Zemansky, N.W., Van Ness, H.C.(1966)
"Basic engineering thermodynamics".
New York, MacGraw Hill.
- [149] Zhili Feng. (1994)
"Modélisation de la fissuration du métal fondu pendant la solidification".
Soudage et techniques connexes . Mars-Avril, pp.41-49.



Summary

The purpose of this work is to present a theoretical study and an experimental technique in view to improve existing modelling abilities.

To illustrate the general methods we have chosen among the existing models, the gas-tungsten-arc spot-welding procedure, using respectively a high melting point, (steel) an intermediate one (alloyed aluminium) and a low melting point (lead) specimen material.

Moreover we have limited our study to the inert gas-tungsten-arc (TIG) process (though several welding processes could be treated here).

A metallurgical investigation of hot wire TIG process was made in order to show the influence of different parameters on the properties and the behavior of the weldments. Tests were made using a computer aided welding equipment.

The penetration depth is calculated for different power levels and for different bead shapes. The contributions and the importance of the different heat transfer modes are assessed.

Tests were performed so as to isolate some factors in order to investigate their effects on the bead shape.

This is a typical example of a Stefan problem about a two phases medium with a moving solid-liquid interface and the results obtained during this work would be extended in order to define, study and improve the mechanical characteristics of materials and minimize residual stresses.