



HAL
open science

Etude de l'influence des écoulements dans le bain de fusion sur les mécanismes de solidification en soudage sur l'alliage Cu30Ni

Alexis Chiocca

► **To cite this version:**

Alexis Chiocca. Etude de l'influence des écoulements dans le bain de fusion sur les mécanismes de solidification en soudage sur l'alliage Cu30Ni. Mécanique [physics.med-ph]. Université Montpellier, 2016. Français. NNT : 2016MONTT312 . tel-01816927

HAL Id: tel-01816927

<https://theses.hal.science/tel-01816927>

Submitted on 15 Jun 2018

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de
Docteur

Délivré par l'Université de Montpellier

Préparée au sein de l'école doctorale **I2S**
Et de l'unité de recherche **LMGC - UMR 5508**

Spécialité: **Mécanique, Génie Mécanique, Génie Civil**

Présentée par **Alexis Chiocca**

Étude de l'influence des écoulements dans le bain de fusion sur les mécanismes de solidification en soudage sur l'alliage Cu30Ni

Soutenue le 24 Juin 2016 devant le jury composé de

H.NGUYEN THI	Professeur	Université d'Aix-Marseille	Rapporteur
P.SALLAMAND	Professeur	Université de Bourgogne	Rapporteur
G.GUILLEMOT	Enseignant Chercheur	École des Mines, ParisTech	Examineur
J.ALEXIS	Professeur	ENI de Tarbes	Examineur
F.DESCHAUX-BEAUME	Professeur	Université de Montpellier	Directeur
C.BORDREUIL	Professeur	Université de Montpellier	Co-directeur
F.SOULIÉ	Enseignant Chercheur	Université de Montpellier	Co-encadrant



Table des matières

Introduction	3
1 Solidification et soudage	5
1.1 Introduction	5
1.2 La solidification	5
1.2.1 Premières notions sur la solidification	5
1.2.2 Les bases de la solidification	6
1.2.3 Modèles analytiques de croissance des alliages binaires	17
1.2.4 La solidification rapide	21
1.2.5 Influence des écoulements sur la solidification	25
1.3 Physique du soudage à l'arc	30
1.3.1 Généralités sur le soudage	30
1.3.2 Énergie de soudage	31
1.3.3 Champ de température en soudage	32
1.3.4 Les écoulements dans le bain pendant le soudage	35
1.4 Phénomènes de solidification en soudage à l'arc	38
1.4.1 Particularités physiques de la solidification en soudage	38
1.4.2 Modélisation de la solidification en soudage	41
1.5 Conclusion	44
2 Approche expérimentale pour l'étude de la solidification en soudage	47
2.1 Introduction	47
2.2 Principe de l'étude	47
2.2.1 Objectifs	47
2.2.2 État de l'art sur l'observation in-situ de la solidification et des écoulements en soudage	49
2.2.3 Premières observations	50
2.3 Dispositif expérimental	55
2.3.1 Contraintes spécifiques	55
2.3.2 Le procédé de soudage	56
2.3.3 Moyens de mesure et d'observation	57
2.3.4 Matériau	64
2.3.5 Montages expérimentaux	65
2.4 Exploitation des images et traitement des données	68
2.4.1 Analyse du front de solidification	69
2.4.2 Mesure des propriétés des écoulements	71
2.4.3 Mesures du champ de température	74
2.5 Conclusion	77

3	Essais statiques : solidification d'un bain de fusion axisymétrique	79
3.1	Introduction	79
3.2	Paramètres des essais en soudage statique	79
3.3	Résultats	81
3.3.1	Caractéristiques du front de solidification	81
3.3.2	Champ de température	84
3.3.3	Écoulements dans le bain liquide	86
3.4	Analyses	89
3.4.1	Influence des différentes énergies de soudage sur la solidification	89
3.4.2	Analyse des écoulements	97
3.4.3	Lien entre l'écoulement proche du front et le phénomène de solidification	100
3.5	Conclusion	102
4	Essais en translation : solidification d'une ligne de fusion	103
4.1	Introduction	103
4.2	Paramètres des essais de soudage	103
4.3	Résultats	104
4.3.1	Caractéristiques du front de solidification	104
4.3.2	Champ de température	109
4.3.3	Écoulements à l'arrière du bain liquide	112
4.4	Analyses	115
4.4.1	Relations entre énergie de soudage et solidification	115
4.4.2	Analyse des écoulements	122
4.4.3	Relations entre écoulements et front de solidification	126
4.4.4	Comportement du bain de fusion en courant pulsé	128
4.5	Conclusion	133
5	Discussion des résultats expérimentaux par rapport aux modèles de solidi- fication	135
5.1	Introduction	135
5.2	Modélisation analytique	136
5.2.1	Modèle de croissance dendritique analytique	136
5.2.2	Modélisation du front de solidification	141
5.3	Modélisation numérique par la méthode des éléments finis avec automate cel- lulaire	145
5.3.1	Description du modèle numérique	145
5.3.2	Ligne de fusion en courant lisse	151
5.3.3	Ligne de fusion en courant pulsé	157
5.4	Conclusion	159
	Conclusion et perspectives	160
	Bibliographie	164
A	Distribution de soluté à l'interface plane en régime établi	171
B	Critère de stabilité du front plan pour les alliages binaires	173
C	Lien entre modèle dendritique et front de solidification macroscopique	175

D	L'analyse PIV (Particle Image Velocimetry)	177
E	Méthode de calcul de la température au centre du bain axisymétrique	181

Remerciements

Ce travail n'aurait pu être effectuée sans l'accord, le soutien et l'aide de plusieurs personnes.

Je tiens à remercier Saïd El Youssefi alors directeur du Laboratoire de Mécanique et Génie Civil, ainsi que Frédéric Déschaux-Beaume, responsable de l'équipe Assemblages Soudés et aussi mon directeur de thèse, qui m'ont accueilli et fourni le cadre nécessaire à la réalisation de cette thèse.

J'exprime ma plus vive gratitude au Cyril Bordreuil et Fabien Soulié, respectivement Professeur et Maître de Conférence à l'Université de Montpellier, pour la confiance qu'ils m'ont accordé, pour leur accueil et leur encadrement durant toute la durée de cette thèse, en me faisant partager leur enthousiasme pour la recherche et leur grande expérience et se rendant toujours disponibles.

J'adresse évidemment mes sincères remerciements à l'ensemble du jury : les deux rapporteurs, Henri Nguyen Thi (Professeur à l'Université d'Aix-Marseille) et Pierre Sallamand (Professeur à l'Université de Bourgogne) et les examinateurs, Gildas Guillemot (Enseignant-Chercheur à l'École des Mines, ParisTech, CEMEF) et Joël Alexis (Professeur à l'ENI de Tarbes).

Je n'oublierai évidemment pas Denis Cervellin (Directeur des études à Polytech'Montpellier département Mécanique - MSI), Reine Causse (Secrétaire de l'équipe), ainsi que Kevin Champainne, Gregory Gosselet et Jacques Pech (techniciens à l'iut de Nîmes) pour leurs contributions.

Comment ne pas citer les autres membres de la "Welding Team" qui ont partagé mon quotidien durant ces années et qui ont apporté beaucoup de bonne humeur : Sébastien Rouquette (MCF - UM), Sreedhar Unnikrishnakurup (Doctorant - UM), Bachir Mezrag (Doctorant - UM), los muchachos Luis Corona et Arturo Gomez (Doctorants - UM), Simon Radel (Doctorant - UM) et le meilleur pour la fin, Romain Monier (Doctorant CIFRE - Areva).

Merci aux membres du Département GMP de l'IUT de Nîmes pour leur accueil chaleureux et leur aide précieuse.

Je remercie évidemment toute ma famille, ainsi que ma belle famille pour leur soutien.

Le plus fort de mes remerciements est pour Anaëlle, qui a réussi à me supporter pendant toutes ces années de thèses.

Introduction

Contexte

La solidification est une composante essentielle d'un grand nombre de procédés industriels parmi les plus anciens et les plus utilisés de nos jours. C'est pourquoi il a toujours été primordial d'en améliorer la compréhension. On la retrouve dans les procédés de production de quasiment tous les produits métalliques manufacturés. Le soudage fait partie de ces procédés au même titre que le moulage ou l'impression 3D.

La réalisation des soudures, quel que soit le procédé utilisé, peut produire un grand nombre de défauts de natures différentes, qui dégradent fortement les propriétés mécaniques du cordon. Il y a alors un fort enjeu à l'amélioration des paramètres du procédé de soudage afin d'optimiser les propriétés des cordons. Cette optimisation passe par le biais d'un meilleur contrôle de la solidification, entraînant une meilleure maîtrise de la microstructure.

L'étude de la solidification en cours soudage est complexe, puisque la source de chaleur employée impose des conditions extrêmes à la matière. Ces sollicitations thermiques intenses, produites par une source en mouvement, génèrent en effet de forts gradients de température, des cycles thermiques très rapides, et de forts mouvements de convection au sein du bain de métal fondu, qui rendent les conditions de solidification très particulières. Le processus se rapproche alors de la solidification rapide, caractérisée par des états hors équilibre de la matière au voisinage des interfaces solide/liquide. Les mouvements de convection rapides qui agitent le bain fondu en soudage, en agissant sur les transferts de chaleur ou de matière, ou en exerçant des effets mécaniques sur les phases solides en croissance, influencent les mécanismes de solidification, qui peuvent alors devenir très différents de ce que l'on observe en présence d'un bain liquide "calme".

Il semble donc important, pour parvenir à une meilleure compréhension des mécanismes de solidification intervenant lors du soudage et des principales forces motrices qui les gouvernent, d'étudier d'un point de vue expérimental les conditions dans lesquelles se produit le phénomène de solidification. Les analyses post-mortem classiques renseignent sur les microstructures générées après refroidissement et les variations de composition dans la microstructure, et peuvent donc fournir des indications sur les conditions de la solidification. Elles ne permettent toutefois pas de connaître avec certitude ces conditions, en particulier en ce qui concerne les écoulements dans le bain, dont les effets sur la solidification sont encore assez mal connus. L'observation ou la mesure directe en cours de soudage s'avère donc nécessaire si l'on veut pouvoir corrélérer les caractéristiques microstructurales obtenues en cours de solidification aux conditions environnementales, en terme de champs de températures et d'écoulements. Cela pose plusieurs difficultés, liées d'une part à l'échelle très fine à laquelle peut être observée la microstructure de solidification, et d'autre part aux grandes vitesses de solidification et d'écoulements, qui nécessitent des moyens d'observation in-situ à haute résolution temporelle et dimensionnelle. Les analyses par caméra rapide sont la meilleure solution pour observer et

identifier les écoulements et l'évolution du front de solidification.

Par ailleurs, de nombreux modèles de solidification sont présents dans la littérature et permettent de décrire le déroulement de la solidification. Ces derniers permettent de relier les vitesses de front de solidification, aux écoulements et aux conditions thermiques. Cependant, très peu de données expérimentales sont disponibles pour valider les résultats issus de ces modèles, ou tenter de les améliorer. Il est donc primordial de fournir des données expérimentales qui pourront être comparées aux modèles.

Objectifs

Parmi les objectifs à atteindre, il faut pour commencer, étudier la faisabilité des observations simultanées des microstructures de solidification et des écoulements en cours de soudage. Une fois la faisabilité établie et les outils expérimentaux développés, le second objectif est de mieux comprendre le comportement de la solidification en cours de soudage. Le réglage des paramètres du procédé de soudage permet de générer différentes caractéristiques de champs de températures et d'écoulements dans le bain liquide, qui déterminent le comportement du front de solidification. Le but est alors de tenter de mieux comprendre le couplage entre solidification et écoulement, mais aussi comment les paramètres du procédé, à travers le contrôle de ces caractéristiques, agissent sur la génération des microstructures. Enfin, le troisième objectif est de confronter les données expérimentales recueillies, aux modèles et aux simulations présentes dans la littérature, de manière à discuter leur validité.

Le premier chapitre de ce mémoire présente une synthèse de la littérature concernant les mécanismes de solidification et les principaux modèles développés. Le chapitre se termine par la description des phénomènes physiques intervenant lors du soudage à l'arc, et des particularités que le procédé induit sur les conditions de solidification.

Le second chapitre présente les différents moyens d'observation utilisés pour étudier en cours de soudage la solidification, ainsi que le matériau choisi pour l'étude, un alliage binaire Cu30Ni. Puis la conception et le développement des dispositifs expérimentaux dédiés à cette étude sont détaillées.

Le troisième chapitre présente les résultats d'une série d'expériences réalisées pour étudier la solidification d'un bain de fusion axisymétrique créé par un arc électrique en position statique, avec plusieurs énergies.

Le quatrième chapitre est consacré à une série d'expériences menées pour étudier la solidification lors de la réalisation d'une ligne de fusion créée par un arc électrique en translation, configuration qui se rapproche donc d'une opération de soudage réelle.

Enfin, le dernier chapitre confronte les résultats expérimentaux obtenus dans les deux précédents chapitres aux résultats issus de modélisations du soudage et de la solidification inspirées de la littérature.

Chapitre 1

Solidification et soudage

1.1 Introduction

Ce premier chapitre présente une synthèse des données issues de la littérature. Dans un premier temps, les notions de base sur la solidification vont être décrites. Ensuite la description se focalisera particulièrement sur le comportement lors d'une solidification dirigée et la modélisation analytique de la croissance dendritique dans différentes conditions. Les notions de base sur le soudage et la physique du soudage à l'arc seront par la suite introduites. Les caractéristiques du champ de température généré et des écoulements présents dans la phase liquide seront plus particulièrement discutées. Pour terminer, les particularités de la solidification en soudage et le lien entre le procédé et la solidification seront détaillées.

1.2 La solidification

1.2.1 Premières notions sur la solidification

La solidification est une étape clé de l'opération de soudage, car elle va contribuer à définir la qualité de l'assemblage à travers la qualité du joint soudé obtenu [1].

De façon générale, la solidification se déroule en trois étapes : la germination, la croissance des grains et la coalescence. Lorsque la température du liquide diminue et passe en dessous de la température de fusion pour les métaux purs, ou de liquidus pour les alliages, la solidification commence par la formation des premiers germes solides au sein du liquide. C'est l'étape de germination. Ensuite, ces germes grossissent pour former des grains de plus en plus grands, c'est l'étape de croissance. Lorsque les grains se rejoignent, il ne reste plus que des films liquides au niveau des joints de grains, c'est la phase de coalescence.

La germination peut aussi commencer à partir d'un substrat. Il peut s'agir du bord d'un moule ou de particules solides de composés réfractaires présents dans le liquide. La croissance peut alors s'effectuer de deux manières différentes. Lorsqu'elle part d'un bord de moule par exemple, on obtient un front de solidification (i.e. interface solide/liquide) continu, avançant dans une direction donnée (Fig. 1.1(a,b,c)). Le moule étant généralement plus froid que le liquide, on parle alors de solidification dirigée, car la croissance s'effectue dans la direction du gradient de température maximal. Lorsque la solidification part des particules solides présentes dans le liquide, la croissance s'effectue dans toutes les directions autour de chaque germe (Fig. 1.1(d)).

En solidification dirigée, différentes morphologies de fronts de solidification peuvent être identifiées. Le front peut être plan, comme c'est souvent le cas lorsque la solidification est lente,

cellulaire, ou encore dendritique (Fig. 1.1). La morphologie du front de solidification dépend de plusieurs paramètres tels que la vitesse de solidification ou le gradient de température à l'interface solide/liquide [2].

D'un point de vue morphologique, une dendrite (Fig. 1.1(c,d)) est une structure formée d'un ou plusieurs bras primaires, qui constituent le corps principal de la dendrite (à l'image du tronc d'un arbre) et de bras secondaires (comme des branches accrochées au tronc principal). Des bras tertiaires peuvent aussi apparaître, ils croissent à partir des bras secondaires. Différentes formes de solidification dendritique sont observées. Les dendrites peuvent être facettées comme dans le cas de la solidification de l'eau en glace. Leurs bras primaires peuvent être plus ou moins bien dessinés en fonction des conditions de croissance des dendrites.

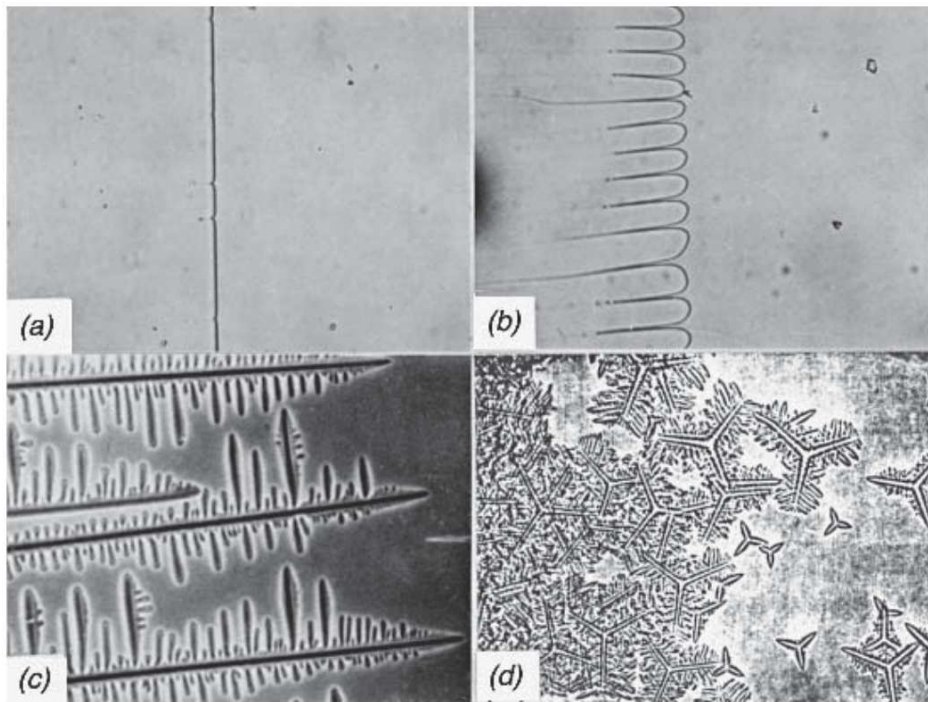


FIGURE 1.1 – Les différentes morphologies rencontrées en cours de solidification. (a) solidification en front plan, (b) solidification cellulaire, (c) solidification dendritique colonnaire et (d) solidification équiaxe dendritique [2].

Dans le cas de la solidification des alliages métalliques, un phénomène supplémentaire apparaît. Les germes solides formés en début de solidification n'ont pas la même composition que le liquide de base, ce qui entraîne en général le rejet de soluté (correspondant à un ou plusieurs éléments d'addition présents dans l'alliage) dans le liquide à l'interface solide/liquide, que l'on appelle ségrégation. Si le front de solidification se déplace rapidement, la concentration en soluté dans le liquide n'a pas le temps de s'homogénéiser, et l'on observe alors une couche de liquide plus riche en soluté au niveau de l'interface solide/liquide.

1.2.2 Les bases de la solidification

Il ne sera traité dans cette partie que de la solidification des alliages métalliques. Même si les comportements des alliages et des corps purs lors de la solidification sont globalement assez similaires, les corps purs n'ayant pas de soluté, des différences morphologiques apparaissent au cours de la solidification.

1.2.2.1 Diagramme de phase

Pour appréhender le déroulement d'un processus de solidification, il est essentiel de considérer le diagramme de phase du matériau utilisé. Le diagramme de phase prédit les phases formées à l'équilibre thermodynamique en fonction de la composition chimique initiale d'un alliage et de la température. Pour les alliages binaires, les diagrammes sont simples mais lorsque l'alliage comporte trois éléments ou plus, ils deviennent plus complexes. Pour un alliage binaire d'aluminium à 5% de silicium par exemple, on peut suivre le chemin de solidification sur le diagramme de la figure 1.2, en suivant une ligne verticale coupant l'axe des abscisses à 5% de Si. Lorsque la température diminue lentement, de manière à rester dans un état d'équilibre thermodynamique, la solidification commence lorsque la température de liquidus est atteinte. Des grains de matière germent alors au sein du liquide, formant une zone où coexistent du solide α (solution solide d'aluminium et de silicium) et du liquide. La fraction de solide croît alors, jusqu'à ce que soit atteinte la température eutectique. Le liquide restant est alors consommé pour former un mélange eutectique E constitué des phases α et β .

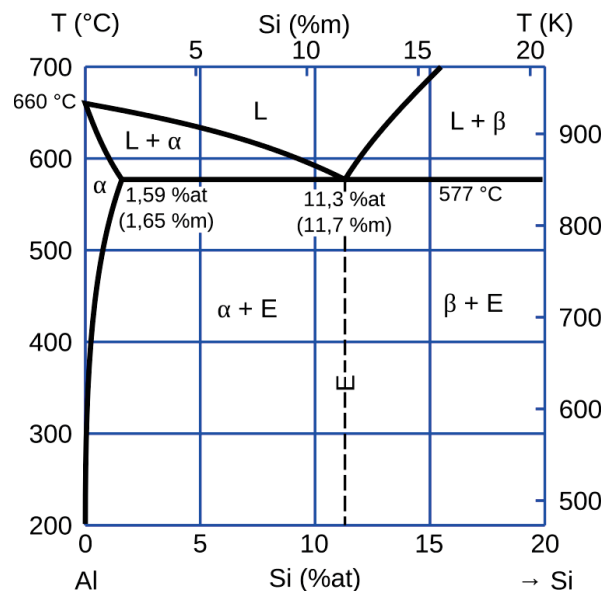


FIGURE 1.2 – Diagramme de phase aluminium-silicium [3].

Si le refroidissement est rapide, la solidification peut avoir lieu dans des conditions hors équilibre, mais le diagramme de phase reste toujours utile pour prédire qualitativement les étapes de la solidification, même si les températures et les compositions des phases seront un peu modifiées.

Dans le diagramme de phase, deux autres paramètres sont importants pour la solidification [2]. Le coefficient de partage k qui peut s'écrire k_0 s'il est calculé à l'équilibre, et la pente du liquidus m qui peut aussi parfois être notée m_0 pour les mêmes raisons. Le coefficient de partage s'exprime comme le rapport entre la concentration en soluté dans le solide C_s et la concentration en soluté dans le liquide C_l :

$$k = \frac{C_s}{C_l} \quad (1.1)$$

Le paramètre m est calculé en prenant la tangente du liquidus sur le diagramme de phase du matériau. La figure 1.3 illustre le calcul de m et k dans le cas où l'on se place à la température

de liquidus pour un alliage d'aluminium-silicium. La valeur de m peut être négative ou positive en fonction de la forme du liquidus et de la concentration de l'alliage sur le diagramme de phase. Le coefficient de partage k peut ainsi être supérieur à 1 si m est positif, ou inférieur à 1 si m est négatif.

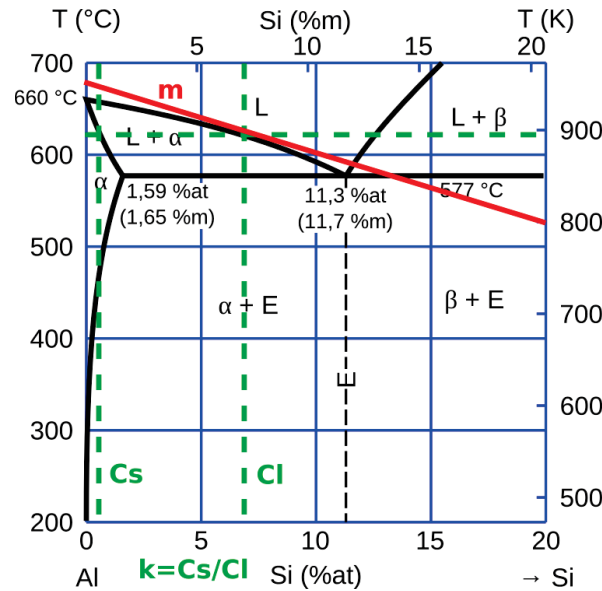


FIGURE 1.3 – Illustration de la détermination des paramètres m (pente de la tangente au liquidus) pour une concentration C_l et k (rapport de C_s sur C_l) sur le diagramme de phase aluminium-silicium.

1.2.2.2 Germination

La germination est la première étape de la solidification, et correspond à l'apparition des premiers cristaux solides dans le liquide. Elle est dite homogène dans le cas où les premiers cristaux se forment de manière aléatoire au sein du liquide grâce à l'agglomération de petits amas d'atomes sous l'effet de l'agitation thermique [2]. La germination peut aussi être hétérogène lorsqu'elle part d'un substrat constitué soit de particules en suspension dans le liquide, correspondant à des impuretés ou à des particules étrangères introduites volontairement, soit d'une surface solide comme le bord du moule en moulage ou le bord du bain de fusion en soudage. La formation des germes solides au sein du liquide nécessite la création d'interfaces solide/liquide qui demandent une certaine énergie. C'est pourquoi il est généralement nécessaire que la température du liquide soit un peu inférieure à la température de liquidus, c'est à dire que le liquide soit dans un état de surfusion, pour que des germes stables puissent se former.

1.2.2.3 Croissance

A la suite de la phase de germination, où de petits cristaux se sont formés au sein du liquide, commence la phase de croissance des germes. On distingue la croissance libre, se déroulant sans gradient de température imposé, dans un espace supposé infini de liquide surfondu (i.e. à une température inférieure à la température de liquidus de l'alliage), formant des dendrites équiaxes (Fig. 1.4(b)), et la croissance contrainte ou dirigée se produisant sous

un gradient de température imposé, comme c'est le cas en soudage et en moulage, avec la formation de grains colonnaires (Fig. 1.4(a)) [4]. Cependant au cours de la croissance dirigée, il peut y avoir sous certaines conditions germination de dendrites équiaxes au large du front de solidification formé par les grains colonnaires. Ce phénomène complexe est appelé CET (Columnar to Equiaxe Transition) [5].

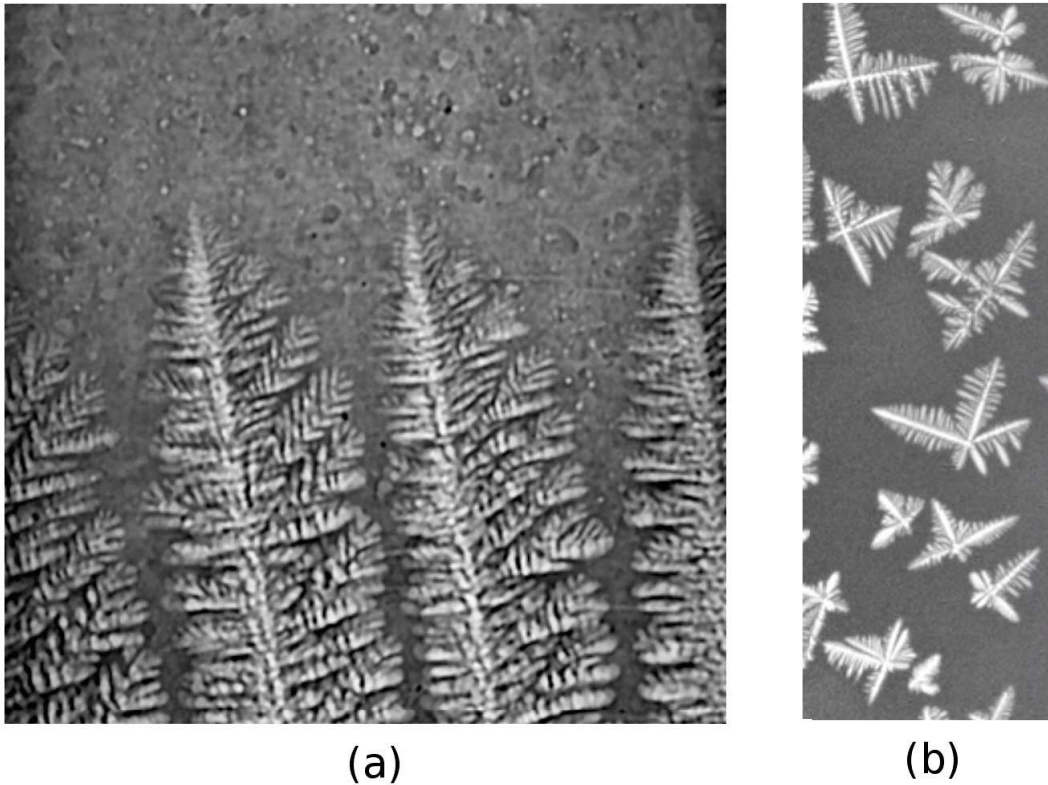


FIGURE 1.4 – (a), expérience de solidification dirigée réalisée par Ragnvald Mathiesen et Lars Arnberg à l'ESRF de Grenoble sur un alliage d'aluminium Al-20%Cu. (b), expérience de solidification équiaxe réalisée par le laboratoire IM2NP de Marseille à l'ESRF de Grenoble sur un alliage d'aluminium Al-10%Cu [6].

Dans les alliages, la vitesse de croissance peut être limitée par deux phénomènes liés au changement de phase :

- la libération de la chaleur latente de fusion au moment du passage du liquide à l'état solide, qui augmente la température au voisinage de l'interface solide/liquide ;
- le rejet de soluté dans le liquide (ou l'absorption de soluté par le solide si $k > 1$), du fait de la différence de composition entre les germes solides, généralement moins riches en soluté, et le liquide homogène.

Le premier phénomène conduit à des évolutions spatiales et temporelles de la température particulières (Fig. 1.5). En effet, lorsqu'un germe équiaxe se forme au cœur du liquide en surfusion (croissance libre), la chaleur latente de fusion libérée produit son échauffement, ce qui peut ralentir sa croissance. Le liquide adjacent est alors plus froid, et la chaleur diffuse du germe solide vers le liquide, permettant la diminution progressive de température du solide et la poursuite de sa croissance (Fig. 1.5 c et d). Dans le cas d'une croissance dirigée en revanche, qui conduit à un mode de solidification colonnaire, la température est plus faible

dans le solide, et le flux de chaleur est alors orienté du liquide vers le solide. La chaleur latente libérée à l'interface solide/liquide lors de la solidification est alors évacuée vers la partie plus froide du solide, même si les phénomènes de convection dans le liquide peuvent aussi contribuer au transfert de chaleur (Fig. 1.5 a et b).

Le second phénomène conduit à la ségrégation d'éléments près de l'interface solide/liquide, qui peut persister après solidification complète de l'alliage. Il a une très forte influence sur la solidification, car il entraîne une diminution de la température de liquidus, qui peut ralentir la croissance [7].

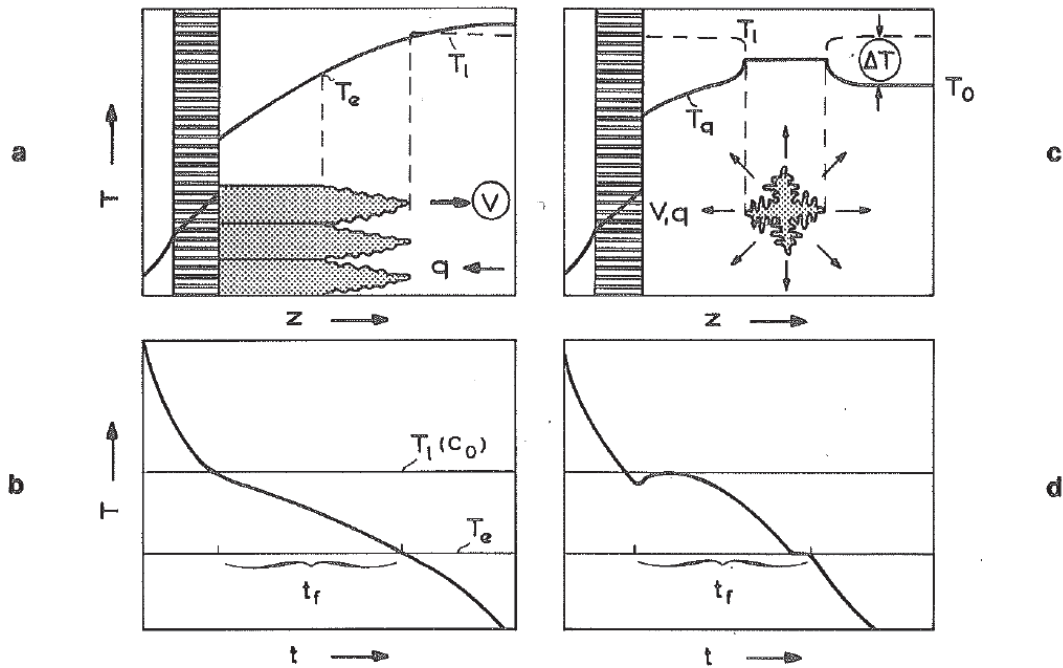


FIGURE 1.5 – Profils des températures spatiaux (a et c) et temporels (b et d) pour la solidification libre (c et d) et la solidification dirigée (a et b) [4]. La direction du flux de chaleur q est dirigée à l'opposé de la direction de solidification V pour la solidification colonnaire et dans le même sens pour la solidification équiaxe. Le temps t_f correspond à la durée de refroidissement entre la température de liquidus et la température de solidus. La température T_0 correspond à la température du liquide surfondu à l'infini et T_l la température du liquidus à l'équilibre.

1.2.2.4 Flux de chaleur à l'interface solide/liquide

Il vient d'être expliqué que la chaleur latente libérée à l'interface solide/liquide pendant le changement de phase influe sur la solidification, en perturbant les échanges de chaleur. La conduction de la chaleur à travers l'interface solide/liquide peut être décrite par l'équation de la chaleur :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{\rho c_p} \Delta T \quad (1.2)$$

avec ρ la masse volumique, λ la conductivité thermique et c_p la capacité calorifique.

Cependant, pour décrire l'effet du dégagement de chaleur latente à l'interface solide/liquide, il faut décrire le transfert de chaleur à l'aide de l'équation de conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho h \vec{v}) = \vec{\nabla} \cdot (\lambda \vec{\nabla} T) + \dot{Q} \quad (1.3)$$

avec ρ la masse volumique, h l'enthalpie, v la vitesse de solidification, T la température, λ la conductivité thermique et \dot{Q} une source de chaleur volumique.

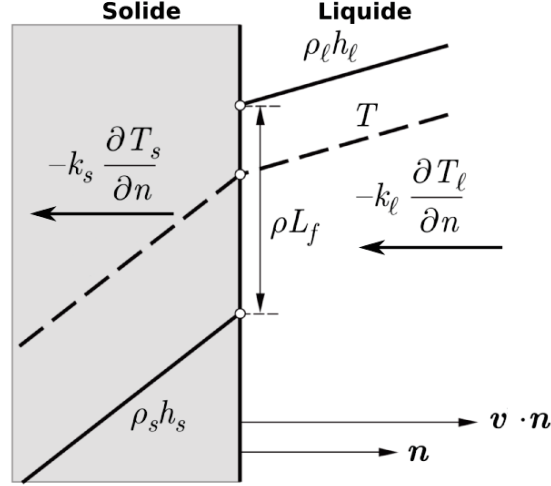


FIGURE 1.6 – Schéma du petit élément de front de solidification plan, décrivant le flux de chaleur à l'interface solide/liquide.

En appliquant cette équation à un petit élément du front de solidification (Fig. 1.6) et après avoir éliminé les termes négligeables, on trouve à l'interface solide/liquide l'équation :

$$\rho_l h_l (\vec{v} - \vec{v}_l) \cdot \vec{n} - \rho_s h_s (\vec{v} - \vec{v}_s) \cdot \vec{n} = \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial n} - \lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial n} \quad (1.4)$$

avec v_s et v_l les vitesses des masses de solide et de liquide sortant et entrant respectivement dans le système. Si on considère le système à l'équilibre, donc que rien ne sort et que rien ne rentre, on a $v_l = 0$ et $v_s = 0$, on trouve :

$$(\rho_l h_l - \rho_s h_s) \vec{v} \cdot \vec{n} = \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial n} - \lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial n} \quad (1.5)$$

Sachant que la différence d'enthalpie à l'interface solide/liquide correspond à la chaleur latente de fusion L_f , et en négligeant la différence entre ρ_s et ρ_l , on obtient alors l'équation de Stefan :

$$\rho_s L_f \vec{v} \cdot \vec{n} = \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial n} - \lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial n} \quad (1.6)$$

Cette équation caractérise l'effet de la chaleur latente de fusion sur l'évolution du gradient de température au passage de l'interface solide/liquide. Dans certains cas, la chaleur latente de fusion n'est pas négligeable et doit être ajoutée à la chaleur sensible.

Le nombre de Stefan permet d'estimer l'importance de la chaleur latente de fusion par rapport à la chaleur sensible dans un système pendant la solidification :

$$Ste = \frac{c_p \Delta T}{L_f} \quad (1.7)$$

avec ΔT la différence entre la température du liquidus et la température du système.

1.2.2.5 Ségrégation à l'interface solide/liquide dans un alliage en solidification dirigée

Comme nous l'avons expliqué dans la section 1.2.2.3, la ségrégation correspond à une accumulation d'éléments à l'interface solide/liquide liée au rejet dans le liquide de ces éléments au moment de la solidification. La ségrégation sera plus ou moins importante selon les vitesses de diffusion du soluté dans les phases liquide et solide. En fonction de la valeur du coefficient de partage k , on distingue deux cas de figure :

- si k est inférieur à 1, la ségrégation correspond au rejet de soluté par le solide entraînant une augmentation de la concentration en soluté dans le liquide à l'interface solide/liquide pendant la solidification ;
- si k est supérieur à 1, c'est le solide qui peut accepter plus de soluté que le liquide donc il y a un appauvrissement de l'interface solide/liquide en soluté. La valeur de k ne change pas les mécanismes de solidification mais inverse le sens du flux de diffusion de soluté.

Par la suite, on prendra le coefficient de partage k inférieur à 1 pour la description de la solidification, car c'est une valeur que l'on retrouve dans beaucoup d'alliages binaires utilisés dans la littérature.

Pour le transport du soluté au voisinage de l'interface solide/liquide, on peut distinguer trois cas de figure :

- diffusion complète du soluté dans le solide et le liquide (cas idéal) ;
- diffusion complète dans le liquide mais aucune diffusion dans le solide ;
- diffusion limitée dans le liquide et aucune diffusion dans le solide.

Dans le premier cas, la composition finale du solide sera homogène et identique à la composition initiale du liquide C_0 , grâce à la diffusion parfaite du soluté dans le solide.

Dans le deuxième cas (Fig. 1.7(a), profil de concentration de type 1 sur la figure 1.7(d)), la diffusion dans le solide est tellement lente qu'il est possible de la négliger, tandis que la diffusion dans le liquide est considérée comme complète, permettant à chaque instant l'homogénéisation du liquide. La composition du solide n'est donc pas homogène, et le profil de concentration après solidification complète a alors une forme convexe (Fig. 1.7(d) de type 1), car plus la température diminue dans l'intervalle de solidification, plus le solide formé accepte de soluté. Les premiers germes solides formés ont une teneur en soluté égale à kC_0 (k étant le coefficient de partage), alors que les dernières zones liquides qui se solidifient ont une teneur supérieure à C_0/k (Fig. 1.7(d)).

Enfin dans le troisième cas (Fig. 1.7(c)), le liquide n'est pas homogénéisé instantanément car la diffusion n'est plus complète, et une couche enrichie en soluté se forme à l'interface solide/liquide. Cette couche a une teneur en soluté qui varie de C_0/k à l'interface à C_0 dans le liquide, et se déplace en même temps que l'interface solide/liquide, jusqu'à la fin de la solidification, où elle finit par se solidifier à son tour (Fig. 1.7(d) type 3).

Si des mouvements de convection dans le liquide accélèrent son homogénéisation, on peut observer un léger enrichissement en soluté de la zone de liquide homogène, généralement au delà d'une certaine distance du front de solidification, tandis que le gradient de composition dans la couche non homogène proche de l'interface se réduit (Fig. 1.7(b)).

Si l'on considère un front de solidification plan et que l'on néglige l'effet de la convection dans le liquide, l'évolution de la concentration en soluté dans le liquide depuis l'interface peut s'exprimer par une formule analytique [2, 1] :

$$\frac{C_l - C_0}{C_0/k - C_0} = \exp(-(v/D_l)z) \quad (1.8)$$

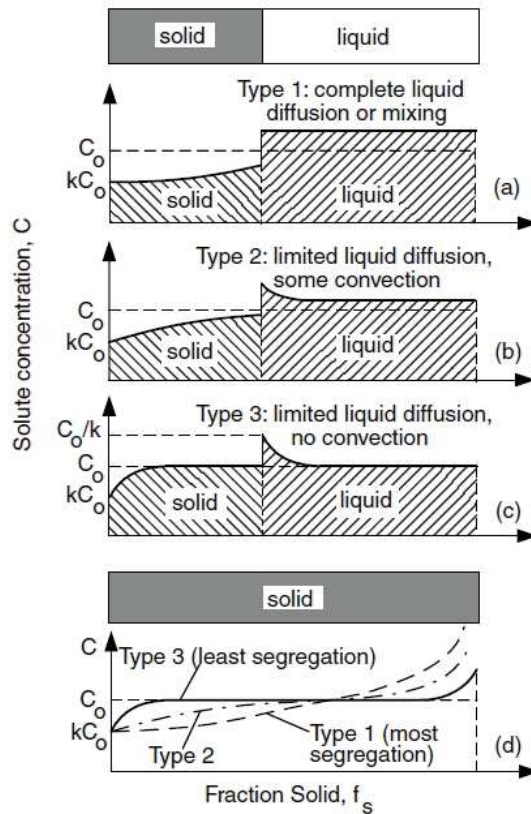


FIGURE 1.7 – Représentation schématique des différents cas de redistribution du soluté lors de la solidification [2]. C_0 est la concentration initiale en soluté et k le coefficient de partage.

avec z distance avec l'interface solide/liquide, k coefficient de partage, D_l coefficient de diffusion du soluté dans le liquide et v vitesse de déplacement du front de solidification.

Cette relation provient de la loi de Fick et de l'équilibre de transfert de masse à l'interface lorsque la solidification est en régime permanent (cf annexe A).

L'enrichissement en soluté de la couche de liquide proche de l'interface s'accompagne d'une diminution de la température de liquidus qui peut ralentir la croissance de la phase solide, et former devant le front une zone de liquide en surfusion appelée surfusion constitutionnelle (Fig. 1.8). Ce phénomène peut être à l'origine de changements de microstructure de solidification.

1.2.2.6 Importance de la surfusion sur la croissance en solidification dirigée

Nous avons précédemment introduit la notion de surfusion, qui correspond à l'écart entre la température de liquidus de l'alliage, et la température du liquide. Au cours de la phase de croissance, on doit s'intéresser à la surfusion au niveau de l'interface solide/liquide, définie comme étant la différence entre la température du liquidus de l'alliage dans sa composition nominale et la température de l'interface solide/liquide.

Le niveau de surfusion pendant la solidification dirigée va déterminer le mode de croissance (planaire, cellulaire, dendritique colonnaire, voire dendritique équiaxe). Cette surfusion est donc un paramètre très important dans la solidification. La surfusion ΔT trouve son origine dans quatre phénomènes :

- la surfusion thermique ΔT_T induite par la chaleur latente libérée lors de la solidification au niveau de l'interface solide/liquide ;
- la surfusion constitutionnelle ΔT_C provoquée par le rejet de soluté dans le liquide (si $k < 1$) lors de la solidification ;
- la surfusion cinétique ΔT_K , qui se manifeste par un retard à la solidification des interfaces se déplaçant à grande vitesse ;
- la surfusion de courbure ΔT_R , prenant en compte les effets de tension de surface à l'interface.

La surfusion totale s'exprime alors par la somme de ces quatre contributions :

$$\Delta T = \Delta T_T + \Delta T_C + \Delta T_K + \Delta T_R \quad (1.9)$$

Cependant, il est généralement admis que la surfusion constitutionnelle est le phénomène prépondérant, même si les autres phénomènes peuvent aussi parfois être pris en considération, comme nous le verrons par la suite. En effet, les vitesses de solidification sont rarement assez élevées pour que la surfusion cinétique soit significative, si bien qu'elle est la plupart du temps négligée. La surfusion thermique est généralement également négligée devant la surfusion constitutionnelle, car les phénomènes de transfert thermique sont beaucoup plus rapides que les phénomènes de transfert d'espèces chimiques. Enfin, la surfusion de courbure ne devient significative que pour de faibles rayons de courbure des pointes de dendrites, qui ne sont observés que pour des vitesses de soudage assez élevées, et peut donc aussi être parfois négligée.

Tiller et al. [8] ont proposé une relation pour quantifier, dans le cas d'un front de solidification plan, la surfusion constitutionnelle, représentée de manière schématique sur la figure 1.8. Cette relation a été déduite en exprimant l'évolution de la température du liquidus T_l , qui varie dans le liquide près de l'interface en raison du gradient de composition, et celle de la température "réelle" du liquide T_r , en fonction de la distance z par rapport à l'interface solide/liquide. La température de l'interface solide/liquide est supposée égale à la température de solidus de l'alliage de composition C_0 , notée T_s (Fig. 1.8). Reprenant l'équation (1.8), la concentration en soluté du liquide en fonction de sa distance z par rapport à l'interface solide/liquide peut s'écrire :

$$C_l(z) = C_0 \left[1 + \frac{1-k}{k} \exp\left(-\frac{vz}{D_l}\right) \right] \quad (1.10)$$

Considérant le liquidus de l'alliage comme un segment de droite de pente m_l , la température de liquidus T_l peut s'exprimer :

$$T_l(z) = T_f + m_l C_l(z) \quad (1.11)$$

avec T_f la température de fusion du composé pur (sans soluté).

En remplaçant $C_l(z)$ par son expression (1.10) on obtient :

$$T_l(z) = T_f + m_l C_0 \left[1 + \frac{1-k}{k} \exp\left(-\frac{vz}{D_l}\right) \right] \quad (1.12)$$

La température de solidus de l'alliage de composition C_0 peut s'exprimer :

$$T_s = T_f + m_l \frac{C_0}{k} \quad (1.13)$$

En regroupant les deux équations (1.12) et (1.13), on trouve l'évolution suivante de température de liquidus du liquide en fonction de sa distance z par rapport l'interface :

$$T_l(z) = T_s + \Delta T_0 \left(1 - \exp\left(-\frac{vz}{D_l}\right) \right) \quad (1.14)$$

avec $\Delta T_0 = T_l - T_s = -m_l \Delta C_0 = -m_l C_0(1 - k)/k$.

La température du liquide $T_r(z)$ est quand à elle supposée évoluer linéairement depuis l'interface, où elle se trouve à la température T_s , et s'exprime donc en fonction du gradient de température G à l'interface (Fig. 1.8) :

$$T_r(z) = T_s + Gz \quad (1.15)$$

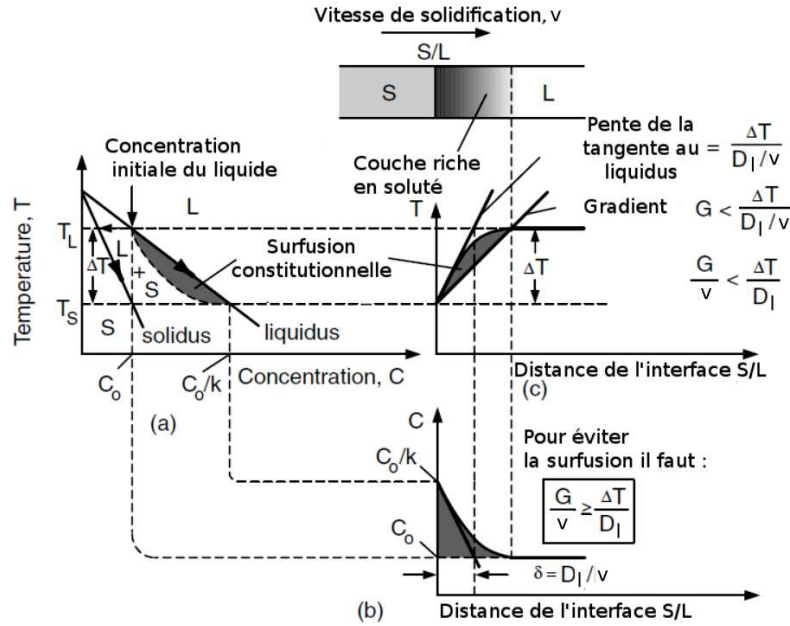


FIGURE 1.8 – Représentation schématique du phénomène de surfusion constitutionnelle à l'interface solide/liquide, se déplaçant à la vitesse v [2].

Le schéma de la figure 1.8 montre qu'il existe un gradient de température G maximal au delà duquel il n'y a plus de surfusion constitutionnelle. Ce gradient maximal est égal à la tangente en $z = 0$ à la courbe représentant l'évolution de la température de liquidus du liquide, égale à $\frac{\Delta T_0}{D_l}$. En revanche, pour des gradients de température à l'interface inférieures à cette limite, une zone de surfusion se forme dans le liquide à l'avant du front de solidification. Cela implique que, si l'on considère que l'interface solide/liquide est à l'équilibre thermodynamique (correspondant à une surfusion nulle), la zone liquide située en avant de ce front est d'un point de vue thermodynamique plus favorable à la germination et/ou la croissance de la phase solide. Si un front de solidification plan subit une perturbation qui déforme sa surface pour la faire pénétrer dans la zone de surfusion constitutionnelle, les instabilités auront alors tendance à croître, pour former un front cellulaire ou dendritique. On peut alors déduire la relation suivante, représentant la limite de stabilité du front plan :

$$\frac{G}{v} < \frac{\Delta T_0}{D_l} \quad (1.16)$$

La figure 1.9 présente une cartographie des microstructures de solidification formées en fonction du gradient de température à l'interface G et de la vitesse de déplacement du front v .

Les forts gradients et faibles vitesses de croissance favorisent, comme nous l'avons vu, les fronts de croissance plans. Lorsque le rapport $\frac{G}{v}$ diminue, le front a tendance à devenir cellulaire, puis dendritique avec l'extension du niveau de surfusion et de l'étendue de sa zone. Pour les plus faibles rapports $\frac{G}{v}$, de nouveaux germes peuvent apparaître dans la zone de surfusion, donnant naissance à des grains équiaxes qui remplacent les grains colonnaires. Ce phénomène est appelé transition colonnaire/équiaxe ou CET (columnar to equiaxed transition).

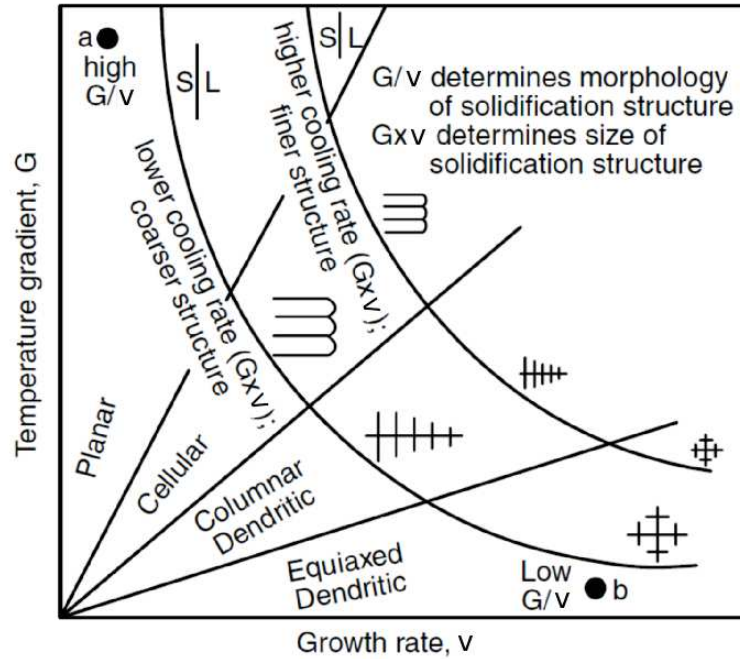


FIGURE 1.9 – Diagramme montrant les modifications de morphologie du front de solidification en fonction des paramètres G gradient de température et v vitesse de solidification [2].

La vitesse de refroidissement, que l'on peut exprimer par le produit $G.v$ (Fig. 1.9), joue également un rôle sur la taille caractéristique de la microstructure. Plus cette vitesse est grande, plus la microstructure aura tendance à être fine.

Ces analyses ne prennent généralement pas en compte les phénomènes de convection au sein du liquide. On peut intégrer les effets de la convection en agissant sur la largeur de la couche de liquide non homogène en avant de l'interface, que l'on peut caractériser par le paramètre $\delta = \frac{D_L}{v}$ (Fig. 1.8). On peut imaginer que les écoulements devant le front réduisent ou augmentent la taille de cette couche enrichie en soluté. Cela se traduirait par une augmentation ou une diminution de la "diffusivité équivalente" D_L^{eq} , qui remplace alors D_L .

1.2.2.7 Espacement des bras de dendrite

La figure 1.9 montre que la valeur de la vitesse de refroidissement pendant la solidification modifie les espacements entre les bras de dendrites. Cet espacement est important car il a une grande influence sur les propriétés mécaniques des matériaux.

On sait que l'espacement entre les bras de dendrites dépend de la durée de solidification t_F définie par [9] :

$$t_F = \frac{\Delta T_0}{G.v} \quad (1.17)$$

avec ΔT_0 intervalle de solidification et $G.v$ la vitesse de refroidissement. De manière général, plus le temps de refroidissement est grand, plus les bras de dendrites seront espacés (Fig. 1.9).

Il existe des relations permettant de relier l'espacement des bras primaires et secondaires de dendrites et les valeurs du gradient G et de la vitesse de solidification v [10, 9] :

$$d_1 = a_1(G^2v)^{-1/4} \quad (1.18)$$

$$d_2 = a_2(G.v)^{-n} \quad (1.19)$$

avec d_1 l'espacement des bras primaires, d_2 l'espacement des bras secondaires, a_1 et a_2 des coefficients propres au matériau et n un coefficient strictement compris entre 1/3 et 1/2.

1.2.3 Modèles analytiques de croissance des alliages binaires

Les principaux mécanismes gouvernant la solidification, ainsi que quelques modèles unidimensionnels, ont été décrits dans la section précédente. Une modélisation plus réaliste nécessite cependant de prendre en compte la morphologie du front de solidification, en particulier lorsqu'il est dendritique. Cette section est consacrée à la présentation de modèles analytiques décrivant la croissance dendritique d'un alliage binaire dans un milieu liquide sans convection.

1.2.3.1 Champ de température et de concentration en soluté autour du front

La croissance du front de solidification s'accompagne, comme nous l'avons expliqué dans les sections précédentes, d'un dégagement de chaleur correspondant à la chaleur latente de fusion, et d'un rejet de soluté dans le liquide (ou d'une absorption par le solide si $k > 1$), ce qui modifie les équilibres locaux. Si des solutions analytiques simples existent dans le cas d'un front plan pour décrire l'évolution des champs de température et de concentration en soluté autour de l'interface solide/liquide (cf. 1.2.2.6), les solutions sont plus complexes dans le cas du déplacement d'un front dendritique, d'autant plus qu'il faut alors faire intervenir la surfusion de courbure, qui dépend du rayon en pointe de dendrite. La surfusion cinétique est quand à elle la plupart du temps négligée.

Les modèles analytiques de croissance sont généralement construits en considérant une interface solide/liquide de forme parabolique en 2D ou parabolôïde en 3D, supposée représenter une pointe de dendrite immergée dans un liquide surfondu. Ivantsov [11] a le premier proposé une solution pour les champs de température et de concentration en soluté. Son analyse a ensuite été approfondie par Horvay et Cahn [12].

D'après la solution d'Ivantsov, le champ de concentration en soluté peut être exprimé par l'équation suivante, également représentée sur la figure 1.10 :

$$C'_l = \frac{C_l - C_0}{C_l^* - C_0} = \frac{E_1(Pe_C \xi^2)}{E_1(Pe_C)} \quad (1.20)$$

$$E_1(u) = \int_u^\infty \frac{\exp(-s)}{s} ds \quad (1.21)$$

ξ étant la coordonnée parabolique qui suit la forme de l'enveloppe de la dendrite, C_l^* la concentration en soluté dans le liquide à l'interface, C_l la concentration dans le liquide à la coordonnée ξ et C_0 la concentration initiale. Pe_C est le nombre de Péclet solutal dont la valeur dépend du rayon de la pointe de dendrite R , de la vitesse de croissance de la dendrite v et du coefficient de diffusion du soluté D_l :

$$Pe_C = \frac{Rv}{2D_l} \quad (1.22)$$

Le champ de température autour de l'interface s'exprime par le même type de loi :

$$\theta_l = \frac{T_l - T_0}{T_l^* - T_0} = \frac{E_1(Pe_T \xi^2)}{E_1(Pe_T)} \quad (1.23)$$

avec T_0 température à l'infini du liquide surfondu, T_l température du liquide à la coordonnée ξ , T_l^* température du liquide à l'interface et $Pe_T = \frac{Rv}{2\alpha_l}$ nombre de Péclet thermique comprenant α_l la diffusivité thermique du matériau.

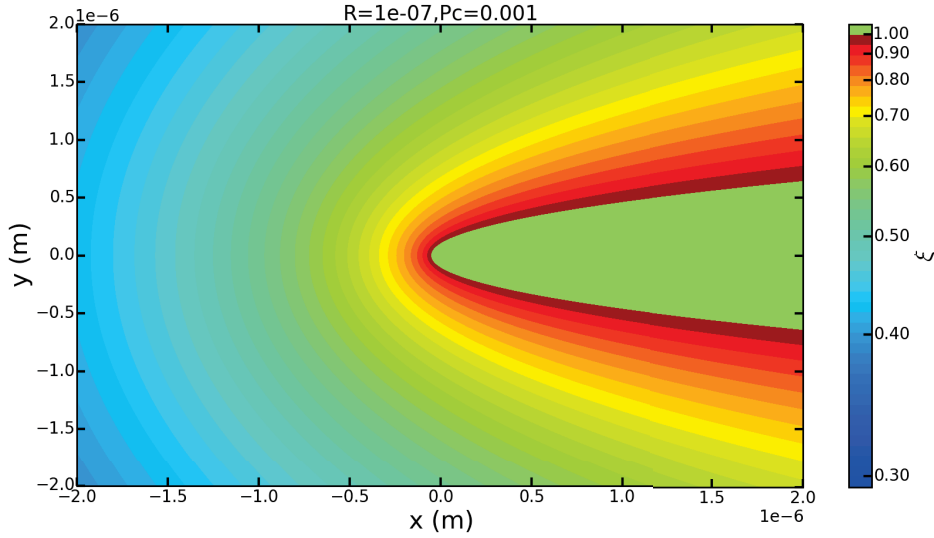


FIGURE 1.10 – Illustration du champ décrit par l'équation (1.20) ou (1.23) autour d'une dendrite pour un nombre de Péclet Pe_C ou Pe_T de 1.10^{-3} et un rayon de pointe de dendrite de 1.10^{-7} m.

On peut déduire de ces résultats la sursaturation, définie comme le rapport entre la différence de concentration dans le liquide à l'interface et la concentration initiale $C_l^* - C_0$, et la différence de concentration entre le liquide et le solide à l'interface $C_l^* - C_s^*$:

$$\Omega = \frac{C_l^* - C_0}{C_l^* (1 - k)} = Pe_C \exp(Pe_C) E_1(Pe_C) = Iv(Pe_C) \quad (1.24)$$

avec $C_l^* - C_s^* = C_l^* (1 - k)$ lorsque l'équilibre des phases est assuré au moins localement à l'interface.

C'est cette sursaturation qui contrôle la surfusion constitutionnelle.

La surfusion thermique, liée au dégagement de chaleur latente de fusion L_f , s'exprime de la même façon à l'aide de la solution d'Ivantsov :

$$\Delta = \frac{T_l^* - T_0}{L_f / c_p} = Pe_T \exp(Pe_T) E_1(Pe_T) = Iv(Pe_T) \quad (1.25)$$

Ces résultats mettent en évidence les liens entre surfusion, vitesse de croissance et rayon en pointe de dendrite. C'est en effet la surfusion qui va déterminer la vitesse de croissance du front et le rayon en pointe de dendrite.

1.2.3.2 Modèle classique de solidification libre

Le modèle de solidification libre le plus couramment employé pour prédire les vitesses de croissance d'un front dendritique dans un liquide surfondu à température uniforme a été proposé par Lipton, Giovanola et Kurz [13]. Ce modèle est souvent désigné sous l'acronyme LGK, reprenant les initiales des trois auteurs [1]. Ce modèle tient compte de la surfusion constitutionnelle ΔT_C , de la surfusion thermique ΔT_T , et de la surfusion de courbure ΔT_R (Fig. 1.11) :

$$\Delta T = \Delta T_T + \Delta T_C + \Delta T_R \quad (1.26)$$

La surfusion cinétique est négligée par rapport aux autres termes.

La surfusion de courbure s'écrit :

$$\Delta T_R = \frac{2\Gamma}{R} \quad (1.27)$$

avec $\Gamma = \frac{\sigma_{sl}T_f}{\rho_s L_f}$ coefficient de Gibbs-Thomson, σ_{sl} étant la tension de surface entre le solide et le liquide, T_f la température de fusion, ρ_s la masse volumique du solide, L_f la chaleur latente de fusion et R rayon de la pointe de dendrite.

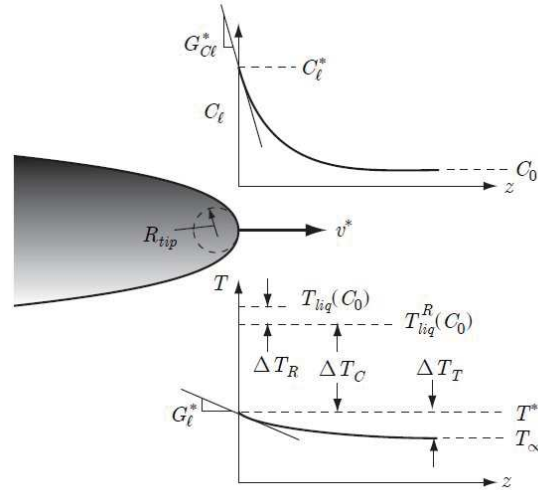


FIGURE 1.11 – Illustration pour la modélisation de la croissance dendritique libre [1].

La surfusion constitutionnelle, correspondant à la différence de température entre la pointe de dendrite et la température de liquidus du liquide homogène, peut s'exprimer à partir son expression en fonction des concentrations et de l'expression de la sursaturation (eq. 1.24) :

$$\Delta T_C = m_l(C_0 - C_l^*) \quad \Omega = Iv(Pe_C) = \frac{C_l^* - C_0}{C_l^*(1 - k)} \quad (1.28)$$

avec k coefficient de partition, m_l pente du liquidus, D_l coefficient de diffusion dans le liquide, v vitesse de solidification et G_{Cl} gradient de soluté dans le liquide à l'interface.

On obtient alors :

$$\Delta T_C = -m_l C_0 \left(\frac{(1 - k)Iv(Pe_C)}{1 - (1 - k)Iv(Pe_C)} \right) \quad (1.29)$$

La surfusion thermique est extraite de la relation 1.25, et est fonction de la chaleur latente de fusion du matériau L_f , de sa capacité calorifique c_p et du nombre de Péclet thermique à travers la fonction d'Ivantsov :

$$\Delta T_T = \frac{L_f}{c_p} I\nu(Pe_T) \quad (1.30)$$

En conséquence, l'expression finale de la surfusion s'écrit :

$$\Delta T = \frac{L_f}{c_p} I\nu(Pe_T) - m_l C_0 \left(\frac{(1-k)I\nu(Pe_C)}{1 - (1-k)I\nu(Pe_C)} \right) + \frac{2\Gamma}{R} \quad (1.31)$$

Dans cette équation, trois inconnues sont présentes, la surfusion totale ΔT , le rayon de courbure de la pointe de dendrite R , et la vitesse de croissance de la dendrite v . Si on veut résoudre le système pour un ΔT donné, il est nécessaire d'avoir une autre équation fonction de R et v . Une seconde équation a été proposée par Langer et Muller-Krumbhaar en 1977 [14], en supposant que le rayon R était égal à la longueur d'onde minimale λ des perturbations produisant l'instabilité d'un front de solidification plan pour de faibles valeurs de Pe_C (critère de stabilité marginale, cf. annexe B) :

$$\lambda = R \quad (1.32)$$

On a alors :

$$R = \sqrt{\frac{1}{\sigma^*} \frac{\Gamma}{m_l G_{Cl} - G_l}} \quad (1.33)$$

avec G_l et G_{Cl} respectivement le gradient thermique et le gradient de concentration dans le liquide à l'interface liquide/solide. Ce dernier s'obtient par un bilan de soluté à l'interface solide/liquide par la méthode de Kurz et Fisher [4] :

$$(1-k)C_l^* v = -D_l G_{Cl} \quad (1.34)$$

qui combiné à l'équation de la sursaturation (1.24) donne :

$$G_{Cl} = -\frac{v}{D_l} \left(\frac{C_0(1-k)}{1 - \Omega(1-k)} \right) \quad (1.35)$$

Le facteur σ^* correspond généralement à $\frac{1}{4\pi^2}$, mais il est parfois considéré égal à $\frac{1}{8\pi^2}$ car cela permet de mieux adhérer à certaines observations faites sur des expériences de solidification de l'alliage succinonitrile-acétone [1]. Ce facteur sera pris constant et égal à $\frac{1}{4\pi^2}$, même si des discussions ont montré que sa valeur pouvait varier à cause d'un écoulement proche des dendrites [15, 16].

En exprimant R en fonction de Pe_T et Pe_C grâce aux équations (1.20), (1.23), (1.24) et (1.25), on peut résoudre le système pour obtenir un couple (v, R) correspondant à un ΔT et un C_0 donnés :

$$R = 8\pi^2 \Gamma \left(\frac{2Pe_T L_f}{C_p} - \frac{2Pe_C m_l C_0 (1-k_0)}{1 - (1-k_0)I\nu(Pe_C)} \right)^{-1} \quad (1.36)$$

Le modèle peut être grandement simplifié en considérant que Pe_T tend vers 0 et que $Pe_C \ll 1$, et d'autre part que les surfusions de courbure et thermique sont négligeables pour ne garder que $\Delta T = \Delta T_C$. Le système d'équations à résoudre s'écrit alors :

$$R^2 v = \frac{D_l \Gamma}{\sigma^* m_l C_0 (k-1)} \quad \Delta T = \Delta T_C = m_l C_0 \left(1 - \frac{1}{1 - (1-k)I\nu(Pe_C)} \right) \quad (1.37)$$

De plus, une approximation de la fonction de Ivantsov pour les faibles valeurs de nombre de Peclet a été proposée, $Iv(Pe_C) \simeq 1,5Pe_C^{0,8}$, qui permet d'avoir des relations découplées pour R et v qui sont alors fonction uniquement de ΔT et C_0 :

$$R = 6,64\pi^2\Gamma(-m_l(1-k))^{0,25} \frac{C_0^{0,25}}{\Delta T^{1,25}} \quad (1.38)$$

$$v = \frac{D_l}{5,51\pi^2(-m_l(1-k))^{1,5}\Gamma} \frac{\Delta T^{2,5}}{C_0^{1,5}} \quad (1.39)$$

1.2.3.3 Vitesse de croissance en solidification dirigée

Dans le cas de la solidification dirigée, la modélisation est dans l'ensemble identique, mais la croissance se produit au sein d'un gradient de température imposé. Le flux de chaleur s'écoulant alors du liquide vers le solide, le gradient thermique produit à l'interface par le dégagement de chaleur latente de fusion, qui correspond à la surfusion thermique, est négligé.

Au niveau des équations, G_l sera considéré comme constant et positif au cours de la solidification et le système à résoudre s'écrit alors :

$$\Delta T = m_l C_0 \left(1 - \frac{1}{1 - (1 - k_0) Iv(Pe_c)} \right) + \frac{2\Gamma}{R} \quad R = \sqrt{\frac{1}{\sigma^*} \frac{\Gamma}{m_l G_{cl} - G_l}} \quad (1.40)$$

De plus, comme dans le modèle de solidification libre, il est aussi possible de simplifier le modèle pour les petites vitesses de solidification. En considérant que le nombre de Péclet du soluté est très petit devant 1, on peut considérer alors le système suivant :

$$\Delta T = m_l C_0 \left(1 - \frac{1}{1 - (1 - k) Iv(Pe_c)} \right) + \frac{2\Gamma}{R} \quad R^2 v = \frac{D_l \Gamma}{\sigma^* m_l C_0 (k - 1)} \quad (1.41)$$

1.2.4 La solidification rapide

1.2.4.1 Condition d'équilibre

Lorsque la vitesse de déplacement du front de solidification est grande, il est possible d'être dans le cas de la solidification rapide. On peut considérer que l'on se rapproche de la solidification rapide lorsque les compositions du système en cours de solidification commencent à se déplacer du chemin de solidification du diagramme de phase de l'alliage. À partir d'une certaine vitesse de déplacement du front, seule l'interface solide/liquide est à l'équilibre, alors que le liquide adjacent est dans un état de surfusion. Lorsque la vitesse de déplacement du front de solidification augmente encore et dépasse une certaine limite, on ne peut plus considérer que l'interface solide/liquide est à l'équilibre. On considère cette limite atteinte lorsque la vitesse de déplacement du front est comparable ou supérieure à la vitesse de diffusion à l'interface caractérisée par $\frac{D_i}{\delta_i}$, qui correspond au rapport entre le coefficient de diffusion du soluté à l'interface D_i et la distance inter-atomique δ_i qui caractérise les réarrangements atomiques à l'interface. La vitesse de diffusion du soluté à l'interface devenant inférieure à la vitesse de croissance du front, on observe alors l'emprisonnement du soluté dans le solide, contrairement à ce qui se produit en solidification "lente", où le soluté est rejeté dans le liquide, formant une couche enrichie en soluté déjà évoquée.

La surfusion constitutionnelle ne se manifeste donc plus, et l'interface solide/liquide restera plane, comme pour les très faibles vitesses de croissance. Ce résultat est illustré sur la figure

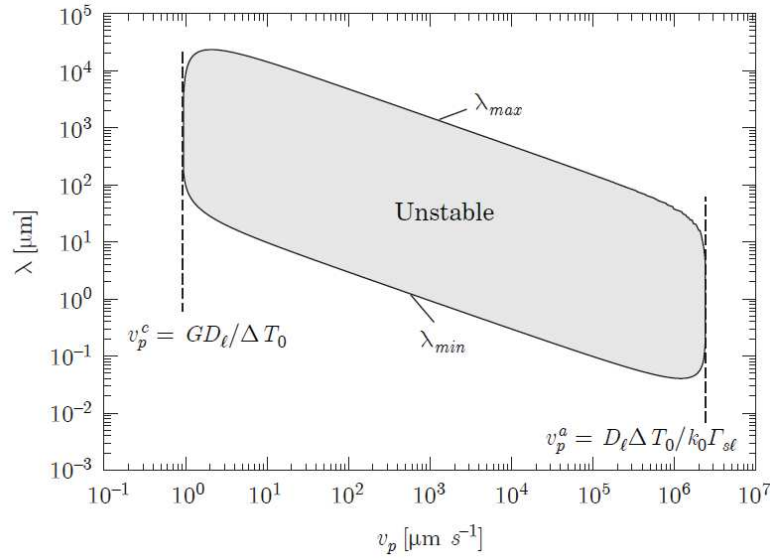


FIGURE 1.12 – Diagramme illustrant le domaine de vitesse de solidification dans lequel le front de solidification plan d’un alliage d’aluminium peut être déstabilisé par une perturbation de longueur d’onde comprise entre λ_{min} et λ_{max} , pour former un front cellulaire ou dendritique. On considère alors que λ_{min} est égal au rayon de la pointe de dendrite [1].

1.12, qui montre le domaine de stabilité d’un front plan pour un alliage d’aluminium. On retrouve sur ce diagramme la vitesse maximale v_p^c au delà de laquelle le front plan peut être déstabilisé et donner naissance à un front cellulaire ou dendritique, mais aussi la vitesse v_p^a au delà de laquelle les réarrangements atomiques n’ont plus le temps de se faire, et à partir de laquelle le front redevient plan. Cette vitesse limite est très élevée pour la plupart des alliages, et n’est généralement pas atteinte en soudage, sauf avec certains procédés à haute densité d’énergie comme le procédé de soudage laser.

1.2.4.2 Modélisation de la solidification rapide dirigée

Le modèle de solidification rapide qui fait office de référence est celui proposé par Kurz, Giovanola, et Trivedi [17], parfois appelé modèle KGT [4]. La surfusion thermique induite par la chaleur latente de fusion ΔT_T est négligée dans ce modèle, si bien que la surfusion totale s’écrit :

$$\Delta T = \Delta T_C + \Delta T_R \quad (1.42)$$

Le critère de stabilité marginale s’exprime de manière un peu différente du modèle classique décrit dans les sections précédentes, avec l’introduction d’un coefficient ξ_c :

$$\lambda = R = \left(\frac{1}{\sigma^*} \frac{\Gamma}{m_l G_{cl} \xi_c - G_l} \right)^{0,5} \quad (1.43)$$

avec ξ_c donné par l’expression suivante :

$$\xi_c = \frac{1 - \sqrt{1 + \left(\frac{2\pi}{P_{ec}}\right)^2}}{1 - \sqrt{1 + \left(\frac{2\pi}{P_{ec}}\right)^2} - 2k} \quad (1.44)$$

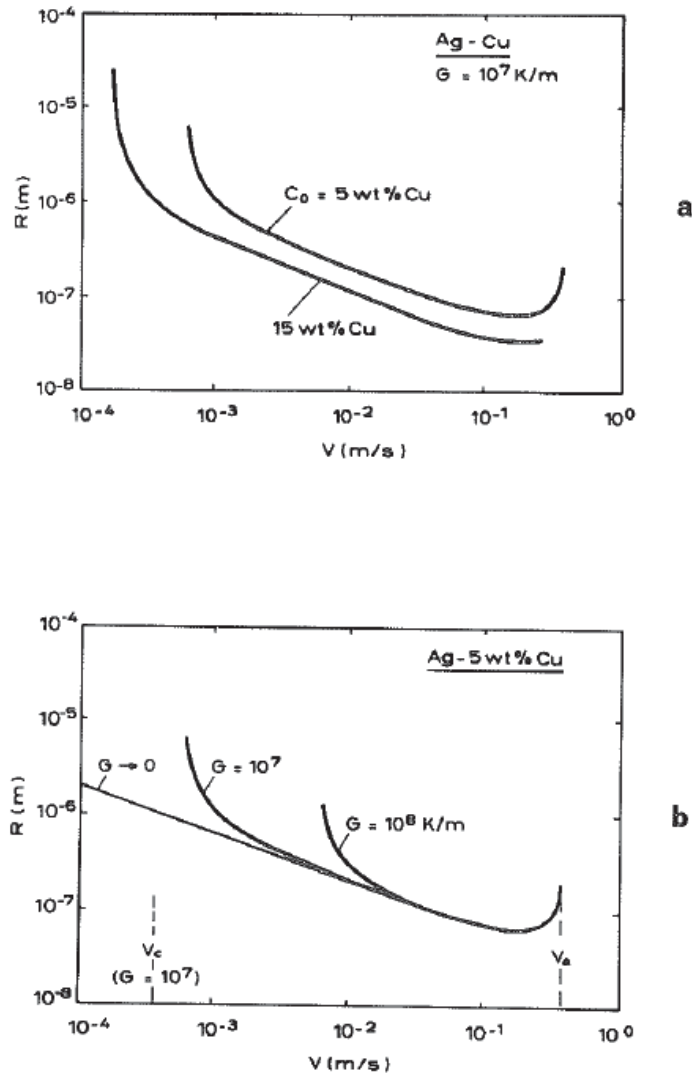


FIGURE 1.13 – Évolution du rayon de la pointe de dendrite R en fonction de la vitesse de solidification v dans les conditions de solidification rapide d'alliages binaires Ag-Cu pour différentes concentration en Cu (a) et pour différents gradients thermiques G imposés (b) [4].

G_{cl} est le gradient de concentration en soluté dans le liquide à l'interface S/L, G_l le gradient de température à l'interface S/L (ce gradient est calculé à partir du champ de température imposé par le procédé de soudage si on est dans une application du soudage), m_l la pente du liquidus, Γ le coefficient de Gibbs-Thomson, Pe_c le nombre de Péclet solutal et k le coefficient de partage de l'alliage.

L'expression du coefficient ξ_c peut être cependant simplifiée pour les fortes valeurs du nombre de Péclet, elle devient alors :

$$\xi_c = \frac{\pi^2}{kPe_c^2} \quad (1.45)$$

Ce coefficient est négligé pour les faibles vitesses de solidification, car pour les petites valeurs du nombre de Péclet, ξ_c tend vers un.

La résolution du problème passe alors, comme pour la solidification lente, par la résolution d'un système de deux équations à deux inconnues (R, v) :

$$\Delta T = m_l C_0 \left(1 - \frac{1}{1 - (1 - k_0) I v (Pe_c)} \right) + \frac{2\Gamma}{R} \quad R = 2\pi \sqrt{\frac{\Gamma}{m_l G_{cl} \xi_c - G_l}} \quad (1.46)$$

On peut alors en déduire la variation de R en fonction de v pour différents gradients imposés et pour différentes concentrations (Fig. 1.13). D'après ce modèle, on voit que lorsque la vitesse de solidification augmente, le rayon de dendrite commence par décroître, puis après un minimum, la valeur du rayon augmente à nouveau, et tend vers l'infini, indiquant une transition d'un front colonnaire dendritique vers un front plan lorsque la vitesse atteint la limite d'instabilité V_a . Si la composition de l'alliage change, la courbe entière est modifiée (Fig. 1.13(a)) alors que si le gradient change, seule la partie de la courbe à basse vitesse diffère.

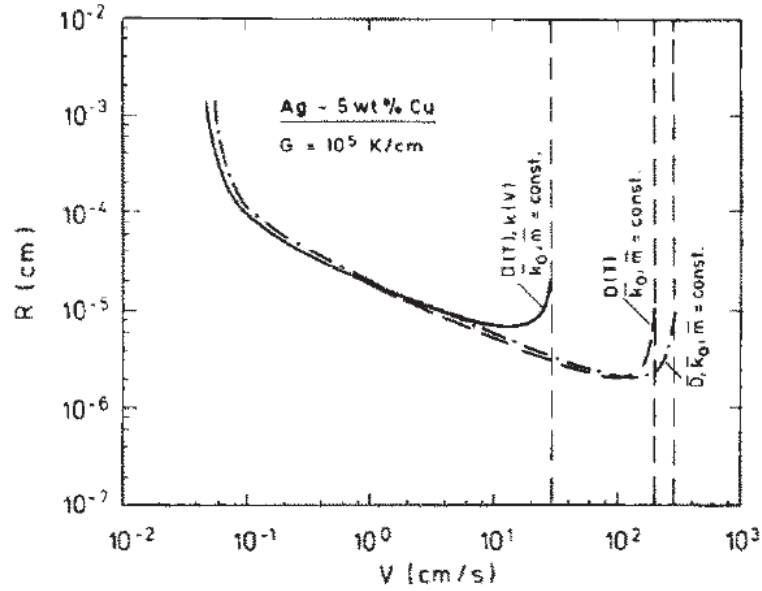


FIGURE 1.14 – Modification de la relation entre le rayon de la pointe de dendrite R et la vitesse de solidification v en prenant en compte les variations du coefficient de diffusion D_l et du coefficient de partage k pour un alliage d'argent cuivre [17].

Pour rendre le modèle plus précis, il est possible aussi de prendre en compte les modifications du coefficient de partage k et du coefficient de diffusion D_l en fonction de la vitesse de solidification et de la température. Boettinger et al. [18, 17] proposent d'introduire la dépendance à la température du coefficient de diffusion selon la loi :

$$D_l(T) = D_0 \exp\left(-\frac{Q}{R_g T}\right) \quad (1.47)$$

où D_0 est une constante, Q l'énergie d'activation et R_g la constante des gaz parfaits.

Aziz [19] a le premier proposé un modèle pour l'évolution du coefficient de partage en fonction de la température et de la vitesse de solidification :

$$k(v, T) = \frac{k_0 + \frac{a_0 v}{D_l(T)}}{1 + \frac{a_0 v}{D_l(T)}} \quad (1.48)$$

avec k_0 coefficient de partage à l'équilibre et a longueur caractéristique de la distance interatomique estimée entre 0,5 et 5 nm [17]. L'influence de la température et de la vitesse de solidification sur D_l et k est illustrée sur la figure 1.14. On voit que les changements sont significatifs à grandes vitesses de solidification alors qu'ils sont très limités à basses et moyennes vitesses. Cela confirme qu'il est utile de prendre en compte ces variations pour des vitesses importantes.

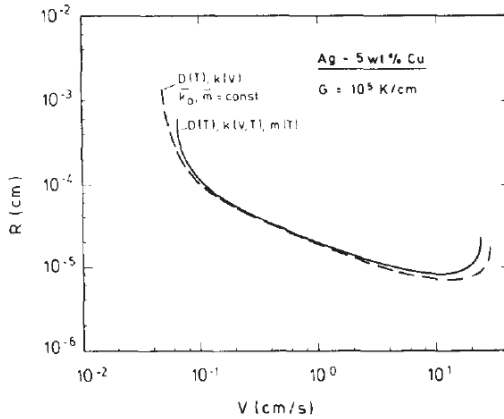


FIGURE 1.15 – Effet de la variation du coefficient de partage k , du coefficient de diffusion D_l et de la pente du liquidus m en fonction de la température sur l'évolution du rayon de pointe de dendrite R en fonction de la vitesse de solidification v pour un alliage d'argent cuivre [17].

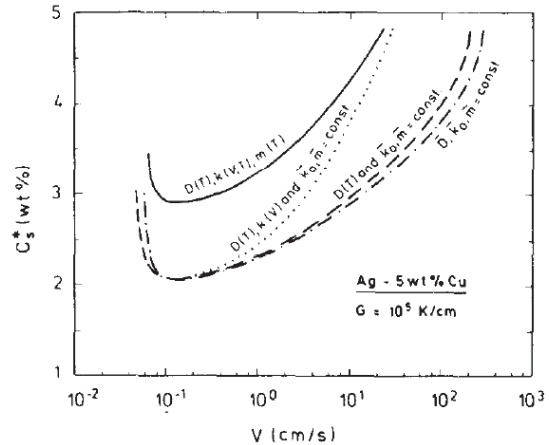


FIGURE 1.16 – Effet de la variation du coefficient de partage k , du coefficient de diffusion D_l et de la pente du liquidus m en fonction de la température sur la concentration en soluté de la pointe de dendrite pour un alliage d'argent cuivre [17].

De la même façon que le coefficient de partage k , la pente du liquidus varie lorsque la vitesse de solidification est trop importante. Les variations de ces paramètres ont peu d'influence sur la taille du rayon de pointe de dendrite (Fig. 1.15) mais font varier grandement la concentration en soluté de la pointe de dendrite (Fig. 1.16).

1.2.5 Influence des écoulements sur la solidification

1.2.5.1 Études expérimentales

On sait par expérience que les écoulements dans le liquide ont une influence sur la solidification des alliages. Par exemple, lors de la coulée continue entre cylindres (procédé "twin roll casting"), on peut observer que l'écoulement modifie l'orientation des grains [1, 20].

La modification des conditions de transfert de soluté à l'interface solide/liquide des dendrites a une influence directe sur la vitesse de croissance des bras de dendrites. Une expérience de solidification lente avec écoulement forcé réalisée par Boden et al. [21] a montré aussi l'effet de l'écoulement sur la solidification. L'écoulement forcé parallèle au front de solidification chasse le liquide enrichi en soluté au niveau du front, pour ramener du liquide homogène. Ceci a pour conséquence l'accélération de la croissance des bras primaires des dendrites colonnaires, ainsi que des bras secondaires qui font face à l'écoulement. Les dendrites ne sont alors plus symétriques (Fig. 1.17). Cet effet de dissymétrie dû à l'écoulement est aussi rapporté par Dantzig et Rappaz [1], qui observent que les bras de dendrites se développent toujours

préférentiellement dans la direction faisant face à l'écoulement. (Fig. 1.18).

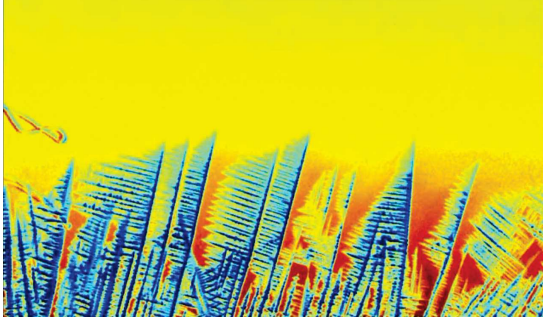


FIGURE 1.17 – Solidification dendritique d'un alliage indium-gallium sous un écoulement de gauche à droite visualisé par rayons X [21].

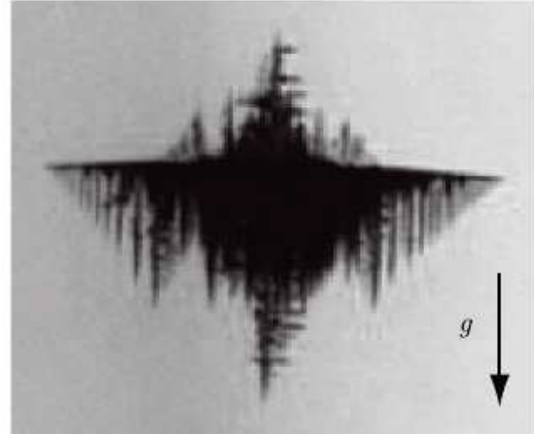


FIGURE 1.18 – Image d'un grain équiaxe d'un cristal de NH_4Cl présentant une croissance préférentielle vers le bas à cause de l'écoulement du bas vers le haut dans lequel il est plongé. Le vecteur g représente l'accélération de la pesanteur. L'écoulement est généré par la chute par gravité du grain en pleine croissance [1].

1.2.5.2 Modèles analytiques de solidification avec convection forcée

Dès lors que les mouvements de convection dans le liquide sont ajoutés aux autres phénomènes pris en compte lors de la modélisation de la solidification, la résolution du problème devient très complexe. Il est alors pratiquement obligatoire d'avoir recours à des simulations numériques pour déterminer l'influence des écoulements sur la solidification, en utilisant par exemple la méthode du champ de phase. Néanmoins, quelques modèles analytiques existent.

Pour introduire l'effet de l'écoulement sur l'évolution du champ de concentration en soluté, Ananth et Gill [22] proposent la relation suivante pour exprimer la sursaturation Ω_{AG} autour d'une dendrite croissant à la vitesse v dans un fluide soumis à un écoulement de Stokes, s'écoulant à la vitesse u :

$$\Omega_{AG} = 2P_v \int_1^\infty \exp[-\ln(\eta) + (1-\eta^2)P_v - \frac{2P_v}{E_1((P_u + P_v)/Sc)}(1-\eta^2 + (1+\eta^2)\ln(\eta))]d\eta \quad (1.49)$$

avec :

$$P_v = \frac{Rv}{2D_l} \quad (1.50)$$

$$P_u = \frac{Ru}{2D_l} \quad (1.51)$$

$$Sc = \frac{\nu}{D_l} \quad (1.52)$$

$$E_1(u) = \int_u^\infty \frac{\exp(-s)}{s} ds \quad (1.53)$$

Avec R le rayon de la pointe de dendrite, D_l le coefficient de diffusion du soluté dans le liquide, ν la viscosité cinématique, v la vitesse de la pointe de dendrite, u la vitesse de l'écoulement par rapport à la pointe de dendrite, P_u correspondant au nombre de Péclet prenant en compte la vitesse u , P_v correspondant au nombre de Péclet prenant en compte la vitesse v , et Sc le nombre de Schmidt.

Wang et Beckermann [23] proposent une autre relation pour calculer la sursaturation Ω_{WB} , qu'ils identifient grâce aux résultats expérimentaux de Huang et Glicksman :

$$P_v = a \left(\frac{\Omega_{WB}}{1 - \Omega_{WB}} \right)^b \quad (1.54)$$

avec :

$$a = 0,4567 + 0,253P_u^{0,55} \quad (1.55)$$

$$b = 1,195 - 0,162P_u^{0,16} \quad (1.56)$$

Les deux modèles donnent des résultats proches (Fig. 1.20), cependant ils ne tiennent pas compte de la direction de l'écoulement par rapport à la direction de croissance des dendrites.

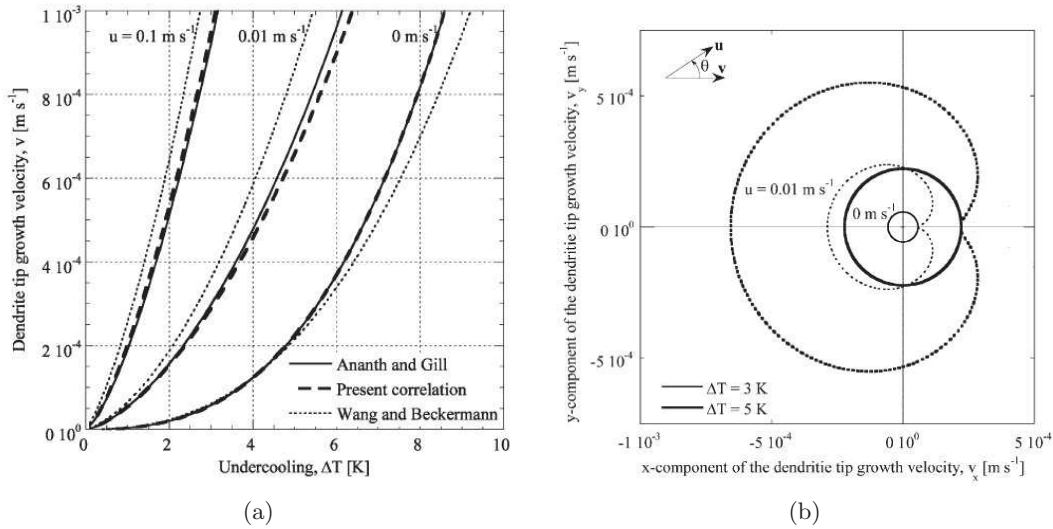


FIGURE 1.19 – (a) Comparaison des modèles analytiques de solidification d'Ananth et Gill et de Wang et Beckermann avec le modèle de Gandin et al. pour un écoulement opposé à la direction de croissance ($\theta = 180^\circ$), donnant la variation de la vitesse de croissance dendritique v avec la surfusion ΔT pour différentes vitesses d'écoulement u , (b) comparaison de la valeur des vitesses de croissance v_x et v_y en fonction de l'angle de l'écoulement θ d'après le modèle de Gandin et al., avec et sans écoulement, pour deux valeurs de surfusion ΔT [24].

La modélisation proposée par Gandin et al. [24], inspirée du modèle de Cantor et Vogel [25], fait quand à elle intervenir la vitesse de l'écoulement et son orientation. Gandin introduit une couche limite dans le liquide au contact de l'interface de solidification dans laquelle il n'y a pas de convection. Alors que la partie liquide située à l'extérieur de cette couche limite est considérée comme complètement homogénéisée par la convection, le liquide à l'intérieur de la couche limite est régi par les mécanismes de conduction et diffusion. Seule la taille de la couche limite peut varier en fonction de la direction et de l'intensité de l'écoulement.

L'expression de la sursaturation est donnée par la relation suivante :

$$\Omega = P_v \exp(P_v)(E_1(P_v) - E_1(P_v(1 + \frac{2\delta}{R}))) \quad (1.57)$$

Par rapport au modèle classique de sursaturation (1.24), on trouve un terme en plus incluant l'épaisseur de la couche limite δ . Cette épaisseur est reliée au nombre de Sherwood Sh par la relation :

$$\delta = \frac{2R}{Sh - 2} \quad (1.58)$$

Le nombre de Sherwood étant lui-même relié au nombre de Reynolds Re et au nombre de Schmidt Sc par la relation :

$$Sh = 2 + ARe^B Sc^C f(\theta) \quad (1.59)$$

$$Re = \frac{2Ru}{v} = 4 \frac{P_u}{Sc} \quad (1.60)$$

$$Sc = \frac{\nu}{D_l} \quad (1.61)$$

avec $f(\theta) = \sin(\theta/2)$ la fonction prenant en compte l'orientation de l'écoulement par rapport au front de solidification (θ étant l'angle entre la direction de l'écoulement et la direction de la croissance, $\theta = 0$ correspondant à un écoulement dans le même sens que le sens de croissance des dendrites).

Les coefficients A , B et C sont identifiés en minimisant la différence entre l'équation (1.49) et l'équation suivante pour $\theta = \pi$:

$$\Omega = P_v \exp(P_v)(E_1(P_v) - E_1(P_v(1 + \frac{4}{ARe^B Sc^C \sin(\theta/2)}))) \quad (1.62)$$

$$A = 0,5773$$

$$B = 0,6596$$

$$C = 0,5249$$

La résolution permettant de trouver les différents coefficients A , B et C est faite pour des valeurs de $P_v \in [10^{-4}; 10]$, de $P_u \in [10^{-2}; 10]$ et de $Sc \in [50; 500]$.

La sursaturation permet d'exprimer la surfusion constitutionnelle ΔT_c (cf eq. 1.28 et 1.29). Par la suite, Gandin et al. trouvent la dépendance de la vitesse de croissance avec la surfusion, correspondant à une loi de croissance, en résolvant le système de deux équations à deux inconnues (eq. 1.63) correspondant à l'équation issue du critère de stabilité marginal déjà évoqué dans la section 1.2.3.2 et à l'équation de la surfusion, en négligeant la surfusion thermique et cinétique :

$$R^2 v = \frac{D_l \Gamma}{\sigma^* m_l C_0 (k_0 - 1)} \quad \Delta T = \Delta T_C + \Delta T_R = m_l C_0 \left(1 - \frac{1}{1 - (1 - k)\Omega} \right) + \frac{2\Gamma}{R} \quad (1.63)$$

avec Γ le coefficient de Gibbs-Thomson, m_l , C_0 et k respectivement la pente du liquidus de l'alliage, la concentration en soluté du liquide et le coefficient de partage et Ω pris dans l'équation (1.62).

Gandin met en évidence à l'aide de ce modèle analytique que la vitesse et l'orientation de l'écoulement par rapport à la direction de croissance des dendrites ont une influence sur la vitesse de solidification (Fig. 1.19).

La figure 1.19 montre que si la direction de croissance des dendrites et la direction de l'écoulement sont confondues ($\theta = 0$), le flux n'a aucune influence sur la solidification. Par contre, avec un angle θ entre la direction de croissance et la direction de l'écoulement de 180° , donc un écoulement dans le sens opposé à la direction de croissance, la vitesse de croissance des dendrites est augmentée. De plus, on remarque que plus la vitesse d'écoulement est grande, plus la vitesse de croissance des dendrites augmente. La comparaison avec l'expérience montre une assez bonne corrélation avec les résultats issus du modèle, hormis pour des angles θ compris entre -45 degrés et 45 degrés.

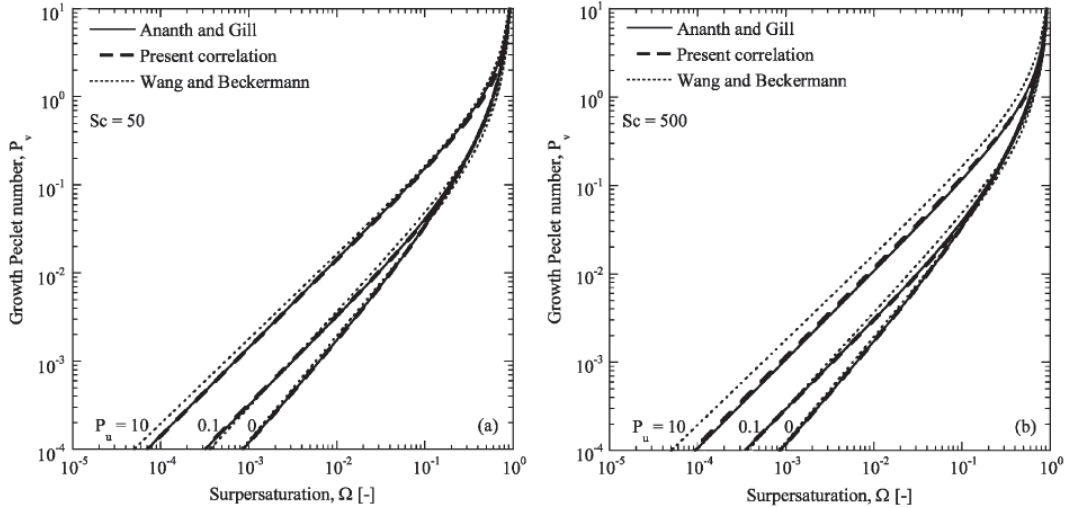


FIGURE 1.20 – Comparaison des résultats fournis par le modèle de Gandin et al. (en pointillés longs) et de ceux fournis par les modèles de Ananth et Gill et de Wang et Beckermann, donnant l'évolution de la sursaturation en fonction du nombre de Péclet, pour un nombre de Schmidt égal à 50 à gauche et pour un nombre de Schmidt égal à 500 à droite [24].

Le même genre de modèle est utilisé par Takatani et al. pour calculer une loi de croissance dendritique en tenant compte des écoulements [20]. Mais au lieu d'agir sur la sursaturation Ω comme dans le modèle précédent, la loi de croissance est modifiée directement en y multipliant une fonction F qui dépend de la vitesse u et de l'angle θ de l'écoulement :

$$v(\Delta T, u, \theta) = F(u, \theta) \cdot v_0(\Delta T) \quad (1.64)$$

avec ΔT la surfusion et v_0 la loi de croissance de l'alliage dans le cas sans écoulements. La fonction F s'exprime comme suit :

$$F(u, \theta) = 1 + k_a \tanh(k_b u) \cdot (\varepsilon - \cos(\theta)) \quad (1.65)$$

avec ε un facteur d'asymétrie par rapport à l'axe des abscisses et k_a est un paramètre de saturation qui décrit l'effet maximum d'un écoulement et k_b définit la force de la transition de l'influence entre un écoulement dans le sens de la croissance et un écoulement dans le sens opposé.

Galenko [26] a également proposé un modèle de croissance, mais pour un corps pur dans un liquide surfondu soumis à des mouvements de convection forcée. Il s'est basé sur les travaux de Benamar, Bouissou et Pelce [27] qui proposent une solution analytique décrivant la forme de l'interface solide/liquide d'une pointe de dendrite croissant dans un écoulement

forcé. S'agissant d'un composé pur, le nickel, le modèle ne prend pas en compte la surfusion constitutionnelle, mais sa comparaison avec les résultats d'une expérience de solidification en lévitation magnétique (EML, Electro Magnetic Levitation) montre que le modèle fournit des vitesses de croissance représentatives, surtout dans le cas d'une solidification rapide aux alentours de 10 m/s .

Le même modèle a été appliqué à des alliages binaires de nickel contenant 0,1%, 0,2% et 1% atomique de zirconium [28], et a montré là encore une bonne corrélation avec les expériences de solidification EML. Les résultats issus de ces modélisations ont notamment montré que la croissance des dendrites était pilotée par le gradient de soluté pour les faibles vitesses de croissance, et par le gradient thermique à grande vitesse de solidification du fait de l'emprisonnement du soluté en solidification rapide.

1.3 Physique du soudage à l'arc

1.3.1 Généralités sur le soudage

Le soudage est un procédé d'assemblage permanent de deux pièces assurant la continuité physique et chimique de la matière dans la zone de contact. Dans le cas des procédés de soudage par fusion, la matière dans la zone de contact des deux pièces à souder est fondue grâce à une source de chaleur, et ensuite re-solidifiée pour former la soudure. Selon le procédé, on peut utiliser différents types de sources de chaleur. Pour éviter l'oxydation du métal lorsqu'il est porté à haute température, il faut introduire une protection contre l'oxydation, qui peut se trouver sous plusieurs formes (flux gazeux, enrobage, flux solide,...). Enfin, pour combler le jeu entre les pièces ou compenser l'effondrement qui se produit généralement en face envers de la soudure, un matériau d'apport peut être nécessaire.

Trois éléments fondamentaux caractérisent donc un procédé de soudage :

- La source d'énergie ou de chaleur utilisée ;
- Le mode de protection contre l'oxydation ;
- La nature et la forme du métal d'apport éventuellement employé.

Il existe un grand nombre de procédés de soudage différents, que l'on peut classer en trois groupes en fonction du type de source de chaleur employée :

- Les procédés "électriques". On trouve dans cette catégorie les procédés à l'arc comme le soudage TIG (Tungsten Inert Gas), le soudage MIG (Metal Inert Gas), le soudage plasma, le soudage à l'électrode enrobée (EE), le soudage par résistance, ou encore le soudage par étincelage.
- Les procédés dits à "haute densité d'énergie", tels que le LASER et le faisceau d'électrons (EBW : Electron Beam Welding).
- Les procédés "chimiques". Ils incluent le soudage au chalumeau par exemple.
- Les procédés "mécaniques". On trouve notamment dans cette catégorie le soudage par friction, par friction-malaxage (FSW : Friction Stir Welding), ou le soudage par explosion. Les mécanismes physiques assurant la liaison de la matière avec ces procédés sont assez différents de ceux des deux catégories précédentes, car ces procédés n'entraînent généralement pas la fusion de la matière.

Les procédés de soudage à l'arc, appartenant à la première catégorie citée (Fig. 1.21), sont les plus répandus dans l'industrie. Avec ces procédés, un bain liquide est produit par la chaleur provenant d'un arc électrique généré entre une électrode, pouvant être de différentes natures en fonction du procédé, et les pièces à assembler. Suivant le procédé, l'apport de matière est réalisé à partir de l'électrode, qui est alors fusible (procédés MIG ou EE), le métal fondu

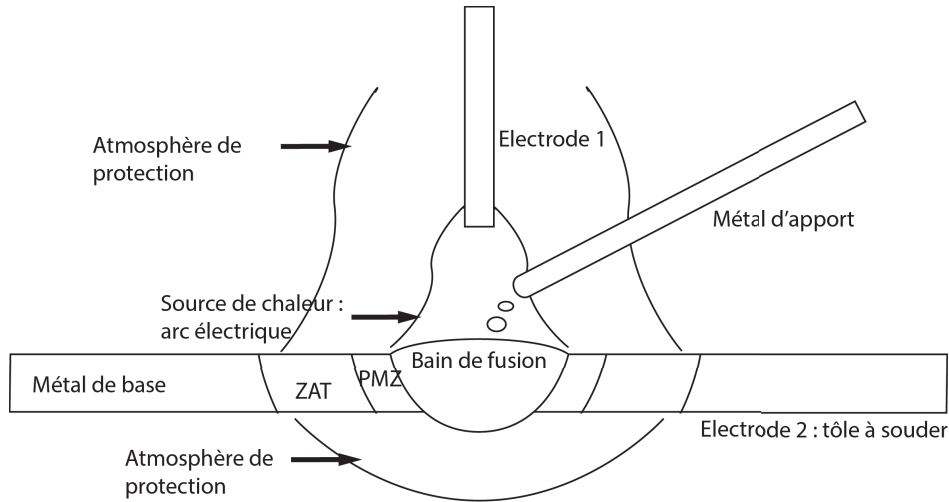


FIGURE 1.21 – Schéma du soudage à l’arc TIG (Tungsten Inert Gas) sur une tôle en coupe transversale.

devant alors ”transférer” à travers l’arc électrique, ou dans le cas des procédés avec électrode réfractaire (procédé TIG), à partir d’une tige de métal d’apport déposé directement dans le bain de fusion (Figure 1.21). Même si le soudage a pour objectif d’assurer la continuité physique et chimique entre les deux pièces à souder, le joint et le matériau à proximité du joint n’ont pas les mêmes caractéristiques microstructurales que le métal de base, à cause du cycle thermique subi, et pour la zone fondue du mélange avec le matériau d’apport (Fig. 1.21). La zone fondue est modifiée par fusion puis solidification, alors qu’une Zone Affectée Thermiquement (ZAT) peut se former de part et d’autre dans le matériau non fondu, si sa microstructure est modifiée par le cycle thermique. Une zone partiellement fondue (PMZ, Partially Melted Zone), généralement très étroite, se forme aussi dans la zone de transition entre la ZAT et la zone fondue.

Le contrôle de l’apport d’énergie est primordial en soudage, car c’est lui qui va déterminer la répartition des températures dans la pièce, et en particulier dans la zone fondue, et agit donc, comme nous l’avons montré dans la partie 1.2, sur le processus de solidification.

1.3.2 Énergie de soudage

La source de chaleur étant en mouvement au cours du soudage, l’énergie produite par l’arc électrique s’exprime par unité de longueur de joint soudé, selon la relation suivante [29] :

$$E_t = \frac{U \cdot I}{v_s} \quad (1.66)$$

avec E_t l’énergie par unité de longueur en J/mm , U la tension de l’arc en volts, I l’intensité de soudage en ampères et v_s la vitesse de soudage en mm/s .

Cette énergie ne correspond pas à celle qui est vraiment introduite dans le métal. Des pertes énergétiques interviennent dans l’arc, il faut donc ajouter un coefficient de rendement qui varie en fonction de beaucoup de paramètres tels que le matériau soudé, le gaz de protection utilisé, la hauteur d’arc, le type d’électrode (fusible ou non fusible), etc. Ce rendement

η_a est défini par le rapport entre l'énergie introduite dans le matériau de base par unité de longueur E_a et l'énergie fournie par l'arc par unité de longueur E_t :

$$\eta_a = \frac{E_a}{E_t} \quad (1.67)$$

L'apport d'énergie nécessaire à l'opération de soudage est fourni par un générateur de courant délivrant une intensité I . En soudage TIG, c'est l'intensité qui est réglée sur le poste pour faire varier l'énergie de soudage. La tension de soudage dépend d'autres paramètres tels que la hauteur d'arc (hauteur entre l'électrode et la pièce) ou les gaz utilisés qui peuvent avoir des propriétés d'ionisation différentes.

1.3.3 Champ de température en soudage

C'est la distribution des températures qui pilote les transformations de la matière. En soudage, cette distribution dépend des paramètres procédés tels que la forme de la source de chaleur, qui varie en fonction du type de procédé utilisé, les propriétés physiques du matériau soudé, la vitesse de soudage, les dimensions des pièces à souder, etc. On peut voir sur la figure 1.22(b) la forme de la distribution de température en soudage de type TIG.

Le modèle de Rosenthal [30, 1] donne une approximation raisonnable du champ de température dans le plan dans une tôle mince :

$$T - T_0 = \frac{q}{2\pi kd} \exp\left(-\frac{v_s x_0}{2a}\right) K_0\left(\frac{v_s r}{2a}\right) \quad (1.68)$$

avec k la conductivité thermique, d l'épaisseur de la plaque à souder, a la diffusivité thermique, v_s la vitesse de soudage, $q = \eta Q$ la puissance transmise à la plaque à souder avec η le rendement et Q la puissance électrique à l'électrode, $r = \sqrt{x_0^2 + y^2}$, $x_0 = x - v_s t$ et K_0 fonction de Bessel modifiée de seconde espèce d'ordre zéro.

Cette répartition des températures donne une série d'isothermes dont on peut voir l'allure sur la figure 1.22(b). Le contour le plus petit représente la frontière du bain de fusion. Les autres contours représentent des isothermes à différentes températures. Sur la figure 1.22(a), on peut voir l'évolution de la température en fonction du temps en trois points situés au centre du bain de fusion, et à 7 et 11 mm du centre, qui met en évidence les forts gradients à proximité de la frontière du bain.

Le modèle de Rosenthal a été établi en négligeant certains phénomènes, selon les hypothèses suivantes :

- il n'y a aucune convection dans le bain liquide ;
- la tôle est considérée comme un milieu semi-infini ;
- le régime thermique est supposé quasi-stationnaire, c'est à dire que le champ thermique autour de la source de chaleur ne varie pas ;
- la source de chaleur est uniformément répartie le long d'un segment, normale à la tôle et de longueur égale à d ;
- la chaleur latente de fusion est négligée ;
- les caractéristiques physiques des matériaux ne varient pas en fonction de la température ;
- il n'y a pas de perte de chaleur entre la pièce et le milieu extérieur.

Le modèle peut être amélioré en prenant en compte tout ce qui vient d'être cité, mais requiert alors un calcul numérique, ce qui fait perdre toute la simplicité recherchée dans ce

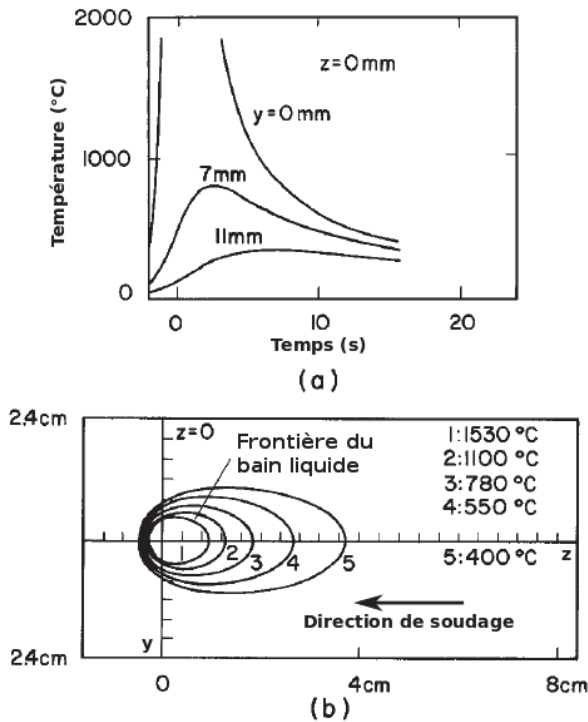


FIGURE 1.22 – Schéma de la répartition des températures pendant le soudage de type TIG [2] : (a) évolution de la température au cours du temps en $y=0$, 7 et 11 mm et (b) vue de dessus de la plaque soudée avec les différentes courbes des isothermes autour du bain de métal liquide.

modèle. Cependant, il est possible de modifier la source de chaleur en la remplaçant par une distribution gaussienne à la surface de la pièce, s'exprimant selon l'équation :

$$q(r) = \frac{Q}{\pi a^2} \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right) \quad (1.69)$$

avec Q l'énergie de soudage, a le rayon effectif de la source de chaleur aussi connue sous le nom de paramètre de distribution et $r = \sqrt{x_0^2 + y^2}$ [30].

Ces modèles simplifiés permettent de mettre en évidence l'influence des paramètres de soudage sur la distribution de température. A énergie linéique constante (q/v_s), une vitesse de soudage plus grande va étendre les contours isothermes suivant l'axe longitudinal à la direction de soudage, et les rétrécir suivant l'axe transversal. En conséquence, la forme du bain liquide va aussi suivre les mêmes évolutions. Les propriétés du matériau vont aussi modifier la forme du bain liquide et des isothermes. En particulier, les variations de conductivité thermique entre les matériaux vont donner des bains plus ou moins étendus. Par exemple, pour un même apport de chaleur q , le cuivre, qui conduit beaucoup mieux la chaleur que l'acier, va donner une zone fondue plus petite.

À puissance constante, on voit (Fig. 1.23) que l'augmentation de la vitesse a tendance à rétrécir le bain autant en largeur qu'en longueur. À vitesse constante, l'augmentation de puissance élargit et allonge le bain (Fig. 1.24). La puissance a plus d'influence sur la longueur du bain que la vitesse. Le bain aura une plus forte tendance à se rétrécir avec la diminution de la puissance qu'avec l'augmentation de la vitesse.

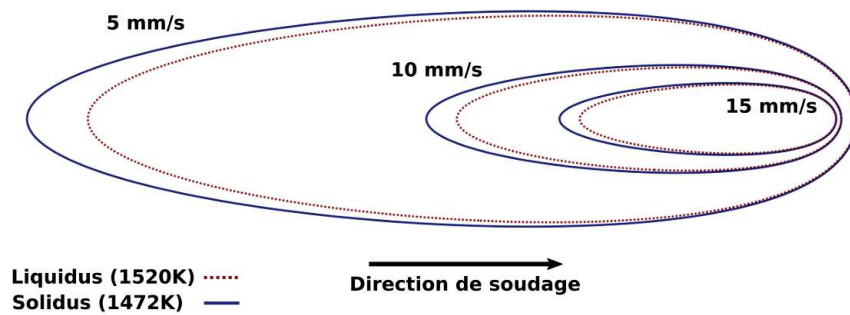


FIGURE 1.23 – Isotherme du liquidus et du solidus calculées pour de l’acier 304L pour 3 vitesses différentes avec la puissance $Q = 4500 \text{ W}$ et le rendement $\eta = 0,55$ typique lors du soudage TIG.

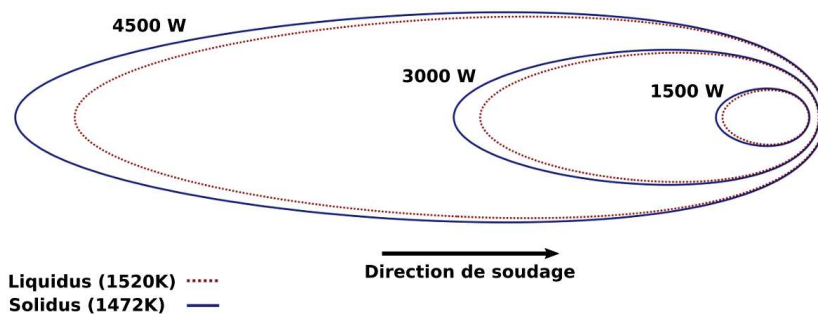


FIGURE 1.24 – Isotherme du liquidus et du solidus calculées pour de l’acier 304L pour 3 puissances différentes avec la vitesse de soudage $v_s = 5 \text{ mm/s}$ et le rendement $\eta = 0,55$ typique lors du soudage TIG.

La durée de refroidissement après soudage est aussi une donnée très importante et à ne pas négliger lors de la réalisation d’un joint. En fonction de la durée de refroidissement Δt , on peut obtenir des structures métallurgiques différentes et l’apparition de défauts tels que des fissures dans la zone fondue et dans la ZAT. Les intervalles de température ”critiques” varient selon les matériaux et les phénomènes étudiés (fissuration, fragilisation ...). Dans les aciers, la durée de refroidissement pour passer de 800 à 500°C , notée Δt_{500}^{800} , est particulièrement importante, car elle détermine le risque de trempe du matériau, c’est à dire le risque de former une structure martensitique fragile. Pour évaluer les transformations métallurgiques en fonction de la vitesse de refroidissement après soudage, on peut utiliser des diagrammes appelés TRCS (Transformation en Refroidissement Continu en Soudage) propres à chaque alliage. Ces diagrammes sont une adaptation des diagrammes TRC classiques, utilisés pour prédire les effets des traitements thermiques, aux conditions de soudage, en modifiant les échelles de temps et de température.

1.3.4 Les écoulements dans le bain pendant le soudage

Pendant le soudage, le métal liquide contenu dans le bain est soumis à une forte agitation. Les mouvements qu'il subit sont gouvernés par quatre phénomènes différents agissant au sein du bain liquide (Fig. 1.25).

- La poussée d'Archimède provoque lors du soudage la remontée du fluide chaud qui est moins dense et la descente du fluide froid plus dense. Du fait que la source de chaleur se situe au centre du bain, le fluide froid en surface sur les cotés du bain va descendre pour laisser la place au fluide chaud venant du centre.
- Le courant traversant le bain liquide et le champ magnétique généré par l'arc induisent des forces de Lorentz dans le bain de fusion. Un courant allant de la pièce vers l'électrode donne des mouvements de convection faisant remonter le liquide sur les bords pour ensuite replonger au milieu.
- La tension de surface de l'interface liquide/gaz varie en fonction de la température. Au centre du bain, où la température est la plus élevée, la tension de surface sera donc différente de celle au bord du bain, créant un gradient de tension de surface le long de l'interface liquide/gaz. Le liquide aura tendance à se déplacer de la zone où la tension de surface est la plus faible vers la zone où elle est la plus forte. Si la tension de surface augmente avec la température, le flux sera dirigé de la frontière vers le centre du bain, alors que si, à l'inverse, la tension de surface diminue avec la température, le flux partira du centre pour aller vers la frontière du bain. On appelle ce phénomène l'effet Marangoni.
- Les forces de cisaillement du plasma de l'arc sur le bain liquide vont induire en surface des mouvements du centre vers la périphérie du bain.

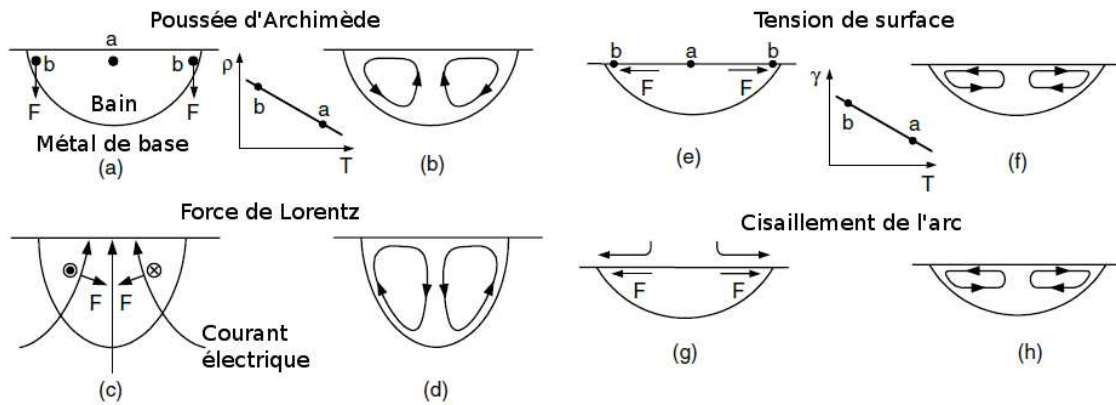


FIGURE 1.25 – Les 4 différents phénomènes gouvernant les flux liquides dans le bain de fusion au cours du soudage

Quelques nombres sans dimension sont utiles à la description de la physique des écoulements dans le bain.

Le nombre de Péclet permet de comparer les effets relatifs à la convection et à la diffusion dans un système. Il est défini comme le rapport entre la convection et la conduction en thermique et comme le rapport entre la convection et la diffusion pour le transfert d'éléments dans les liquides ou les gaz. Le nombre de Péclet peut donc s'écrire $Pe_T = \frac{uL_c}{2\alpha}$ en thermique et $Pe_C = \frac{uL_c}{2D_l}$ pour le transfert de matière, avec α la diffusivité thermique, D_l le coefficient de diffusion, u la vitesse d'écoulement et L_c la longueur caractéristique. Lorsque $Pe \gg 1$, le

transfert par convection domine et lorsque $Pe \ll 1$, le transfert par conduction ou la diffusion domine, ce qui peut être le cas en soudage pour certains métaux très conducteurs de chaleur à faible vitesse de soudage et avec un petit bain de fusion [1].

He et al. ont étudié à l'aide d'une simulation numérique l'évolution du nombre de Péclet thermique au cours du temps lors de la formation d'un bain de fusion à partir d'un spot laser [31]. Pe_T augmente graduellement avec la croissance du bain de fusion pour passer d'un régime où la conduction domine à un régime où la convection domine, puis il chute brutalement à l'arrêt de la source de chaleur. Donc pendant la phase de refroidissement et de solidification du bain liquide, c'est la conduction qui domine le transfert de chaleur et les écoulements s'affaiblissent.

Pour mesurer l'importance de l'effet Marangoni par rapport à la viscosité, il est possible d'utiliser le nombre de Marangoni qui s'écrit :

$$Ma = \frac{d\sigma}{dT} \frac{1}{\eta\alpha} L_c \Delta T_m \quad (1.70)$$

où le terme $\frac{d\sigma}{dT} \frac{L_c \Delta T_m}{\alpha}$ traduit l'effet du gradient de tension de surface le long de l'interface liquide/gaz non isotherme et le terme $\frac{1}{\eta}$ correspond à l'effet de la viscosité. La diffusivité thermique est notée α , la viscosité dynamique η , la longueur caractéristique du système L_c et ΔT_m correspond à la différence de température dans le bain.

Tous ces nombres sont calculés avec une longueur caractéristique L_c . Cette longueur est délicate à choisir surtout pour ce type d'écoulement particulier. En soudage, c'est la profondeur ou la largeur du bain liquide qui est prise comme longueur caractéristique.

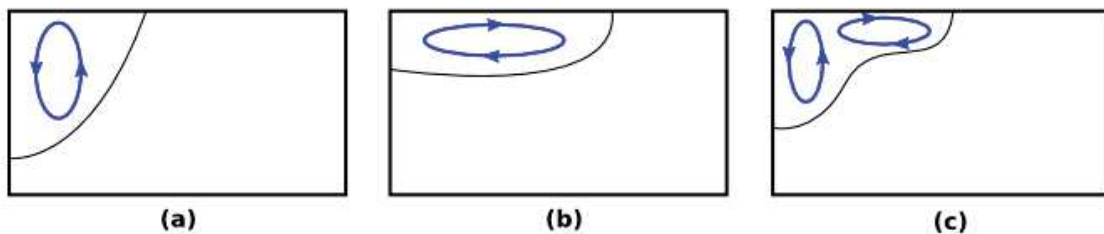


FIGURE 1.26 – Les trois différentes possibilités d'écoulement par effet Marangoni. Si l'acier est riche en soufre l'écoulement se fait de la périphérie vers le centre (a), alors que si l'on a moins de soufre, celui-ci est inversé (b). Dans certains cas, il y a changement de signe du gradient de tension de surface entre le centre et la périphérie, donnant une double circulation (c).

Les différents phénomènes gouvernant les écoulements pendant le soudage n'ont pas la même intensité. Il est souvent admis que l'effet Marangoni est l'un des effets prépondérants déterminant les écoulements dans le bain de fusion. Ce phénomène est toutefois difficile à appréhender, car l'évolution de la tension de surface avec la température est liée à la concentration en éléments tensioactifs dans le matériau, comme par exemple le soufre ou l'oxygène dans les aciers. Ceci explique des différences de formes de bain entre les aciers riches et les

aciers pauvres en soufre. Les aciers plus riches en soufre donneront des écoulements de Marangoni de la périphérie vers le centre du bain, rendant le cordon soudé plus pénétrant [32]. À l'inverse lorsque l'acier contient moins de soufre les écoulements se font dans le sens opposé, donnant un cordon peu profond et large (Fig. 1.26). Une double circulation peut aussi apparaître dans le bain (Fig. 1.26) sous certaines conditions [33], à cause d'un changement de signe dans le gradient de tension de surface entre le centre et le bord du bain liquide. La cause de ce phénomène est la variation de l'effet du soufre sur le gradient de tension de surface en fonction de la température. De manière générale, quand la température augmente, le gradient de tension de surface a tendance à décroître à concentration en soufre constante.

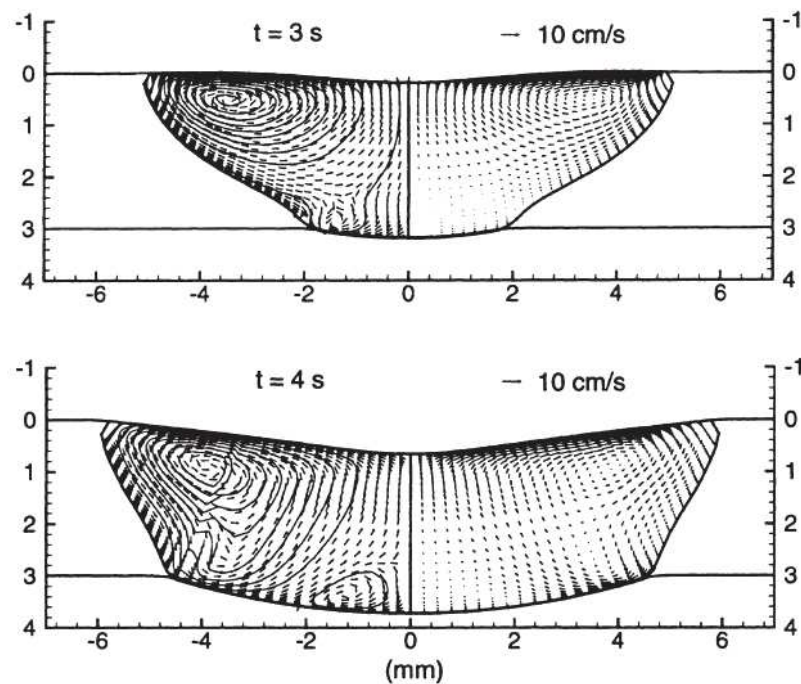


FIGURE 1.27 – Simulation numérique montrant, en coupes transversales les écoulements dans le bain de fusion obtenu en soudage TIG statique [34].

Afin de mieux comprendre le rôle de l'effet Marangoni sur les écoulements dans le bain liquide, la simulation numérique est souvent utilisée. Basu et Date [35] ont ainsi pu conclure qu'en l'absence d'apport de chaleur externe (à l'arrêt de la source de chaleur), les gradients de température en surface disparaissent rapidement, faisant ainsi s'arrêter les écoulements dans le bain. Par ailleurs, ils concluent de leur modélisation que la convection a très peu d'effet sur la solidification dans le cas de l'acier et de l'aluminium.

Lorsque le bain de fusion est pleinement pénétré, c'est à dire lorsqu'il traverse totalement la tôle, les écoulements peuvent être très différents. Dans cette configuration, l'effet Marangoni se retrouve en effet sur les deux surfaces du bain liquide en contact avec le gaz. Fan et al. [34] ont réalisé une simulation dans ce cas de figure pour un acier 304L en soudage TIG statique. Ils observent le même type d'écoulement que dans un bain non débouchant tant que la largeur du bain de fusion en face envers reste limitée (Fig. 1.27, pour un temps de 3 s). Cependant, si la largeur du bain augmente, une double circulation du liquide apparaît, dans les parties supérieure et inférieure du bain de fusion (Fig. 1.27 après un temps de 4 s).

1.4 Phénomènes de solidification en soudage à l'arc

Les phénomènes physiques induits par le soudage tels que les variations de gradient ou de vitesse de déplacement du front de solidification et les écoulements dans le bain liquide ont une influence directe sur le comportement de la solidification. En effet, il a été décrit dans la partie 1.2 que les valeurs de gradient et de vitesse de déplacement du front de solidification modifient la morphologie de croissance et par conséquent la microstructure. Les écoulements dans le liquide proche du front de solidification participent aussi. En perturbant les échanges de chaleur et de soluté au niveau de l'interface liquide/solide, il a été montré que la cinétique de croissance s'en trouve changée.

La solidification en soudage se produisant sous des conditions particulières de forts gradients et fortes vitesses de déplacement du front, les phénomènes physiques peuvent être assez différents de ce qui est observé habituellement dans d'autres procédés faisant intervenir une solidification plus lente.

1.4.1 Particularités physiques de la solidification en soudage

1.4.1.1 Déroulement de la solidification en soudage

La solidification en soudage est toujours dirigée, puisqu'un gradient de température existe entre le cœur du bain de fusion et le métal de base. Des grains colonnaires vont alors se former et croître à partir de l'interface solide/liquide sur le bord du bain de fusion (généralement appelé "ligne de fusion" (Fig. 1.28 et 1.29), pour se rejoindre au centre du joint soudé. La surface correspondant à la limite entre le bain de fusion et la zone partiellement fondue agit donc comme un substrat sur lequel se développent les grains colonnaires. Pour croître à partir d'un substrat (Fig. 1.28), le cristal doit disposer de l'énergie nécessaire pour remplacer l'interface substrat/liquide, d'énergie γ_{LS} , par deux interfaces substrat/cristal, d'énergie γ_{CS} et cristal/liquide, d'énergie γ_{LC} . Cependant dans le cas du soudage homogène, le substrat est de même nature que le cristal se solidifiant à partir du métal liquide, et l'énergie d'interface substrat/cristal γ_{CS} est alors nulle, ce qui implique qu'il n'y a aucune énergie à fournir pour la croissance. La croissance du cristal se fait par épitaxie, c'est-à-dire que chaque cristal qui se développera prendra l'orientation cristallographique du grain à l'interface liquide/solide à partir duquel il s'est formé.

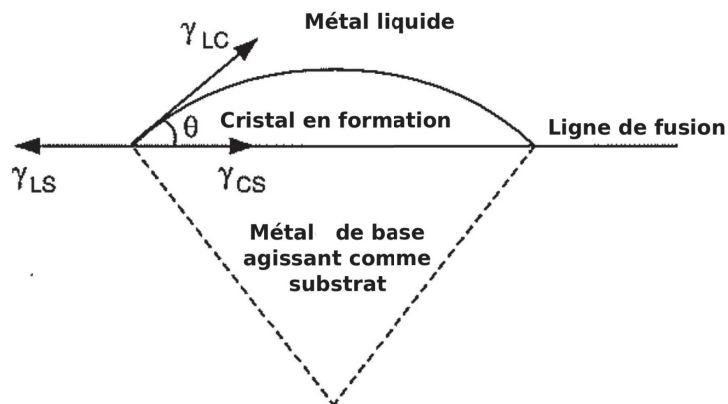


FIGURE 1.28 – Formation des grains colonnaires sur le substrat [2].

Si le soudage est hétérogène, c'est-à-dire avec un métal d'apport différent du métal de base, la croissance peut ne pas être épitaxiale [2]. Dans ce cas, les premiers cristaux vont se former par germination hétérogène à partir du substrat constitué par l'interface entre la zone partiellement fondue et la zone de fusion, sans relation d'orientation cristallographique avec le métal de base, puis les grains colonnaires vont croître par épitaxie à partir de ces premiers germes.

En raison de l'anisotropie des tensions de surface, les grains ont des directions cristallographiques de croissance préférentielles, qui sont pour les métaux à structure cubique, les directions $\langle 100 \rangle$. Chaque grain colonnaire croîtra alors dans la direction $\langle 100 \rangle$ la plus proche de la direction du gradient de température maximum. Les grains dont l'orientation cristalline est la mieux orientée par rapport à la direction du gradient maximum vont avoir tendance à croître plus rapidement, et à stopper la croissance des grains moins bien orientés, selon un mécanisme de croissance compétitive. (Fig. 1.29). La croissance s'arrête lorsque les grains colonnaires se rejoignent au centre du joint soudé, formant généralement une ligne de joint de grain centrale.

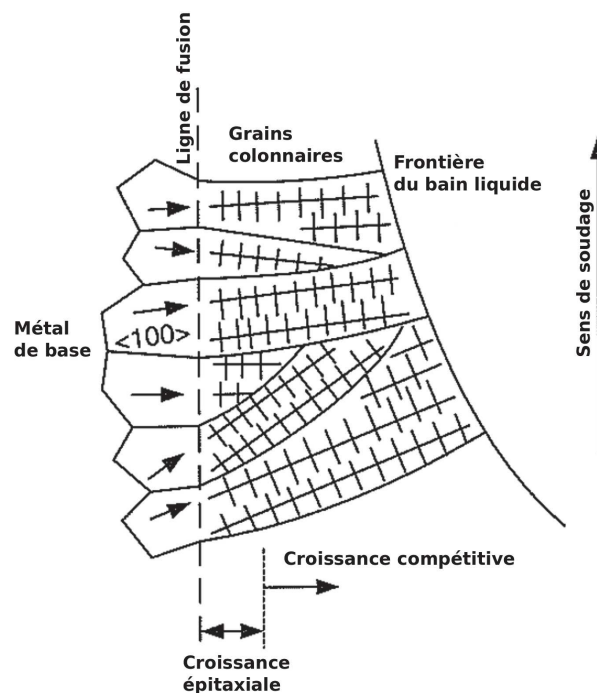


FIGURE 1.29 – Croissance compétitive des grains colonnaires au cours de la solidification en soudage à l'arc [2].

Cependant, en raison des phénomènes de surfusion déjà évoqués dans la partie 1.2, des germes équiaxes peuvent parfois se former dans le liquide surfondu situé à l'avant du front de solidification colonnaire, et donner des grains équiaxes qui bloquent la croissance colonnaire avant que les grains ne rejoignent la ligne centrale. En soudage, quatre causes peuvent être responsables de la formation de germes équiaxes :

- La fragmentation des pointes de dendritiques colonnaires en formation dans la zone semi-solide, sous l'effet de la convection dans le bain de fusion (Fig. 1.30(a)). Ces fragments peuvent toutefois subir une refusion s'ils sont transportés dans les zones les

plus chaudes du bain de fusion.

- Le détachement de grains dans la zone partiellement fondue (PMZ), toujours sous l'effet de la convection dans le bain de fusion (Fig. 1.30(a)).
- La germination hétérogène à partir de particules étrangères ou d'impuretés réfractaires présentes dans le liquide (Fig. 1.30(a)).
- La germination de surface, sous l'effet du refroidissement produit par les gaz de protection utilisés en soudage, qui crée une zone de liquide surfondu en surface (Fig. 1.30(b)).

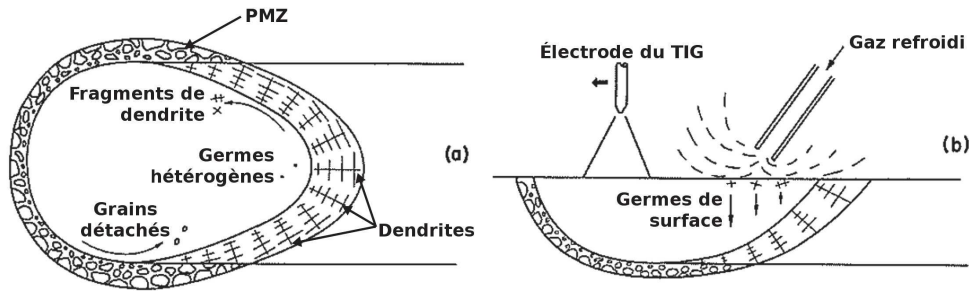


FIGURE 1.30 – Les différents mécanismes de germination dans le bain de fusion pendant le soudage [2].

1.4.1.2 Vitesse de solidification et gradient de température autour du bain de fusion

Comme nous l'avons vu dans la partie 1.2, les deux principaux paramètres qui régissent le mode de solidification dans le bain liquide lors du soudage sont la vitesse de solidification v et le gradient de température G au niveau du front de solidification. La figure 1.31 montre la relation qu'il y a entre v et la vitesse de soudage v_s . On voit que, si le front de solidification se déplace perpendiculairement aux isothermes à la vitesse v_n , la vitesse de croissance des grains colonnaires v , dont la direction de croissance (directions $\langle 100 \rangle$ pour les cristaux cubiques) n'est généralement pas parfaitement alignée avec la direction du gradient maximum, est plus élevée. L'angle α étant l'angle entre v_s et v_n et β l'angle entre v_s et v , dépendant de l'orientation cristallographique du grain, nous pouvons déduire de la figure 1.31 la relation suivante :

$$v_n dt = (v_s dt) \cos \alpha = (v dt) \cos(\alpha - \beta) \quad (1.71)$$

On en déduit alors une relation entre v vitesse de croissance des grains et v_s :

$$v = v_s \frac{\cos \alpha}{\cos(\alpha - \beta)} \quad (1.72)$$

Si on décide de négliger la différence entre l'angle α et l'angle β , considérant que l'orientation moyenne des grains colonnaires est confondue avec la direction du gradient maximum, on obtient la relation simplifiée :

$$v = v_s \cos \alpha \quad (1.73)$$

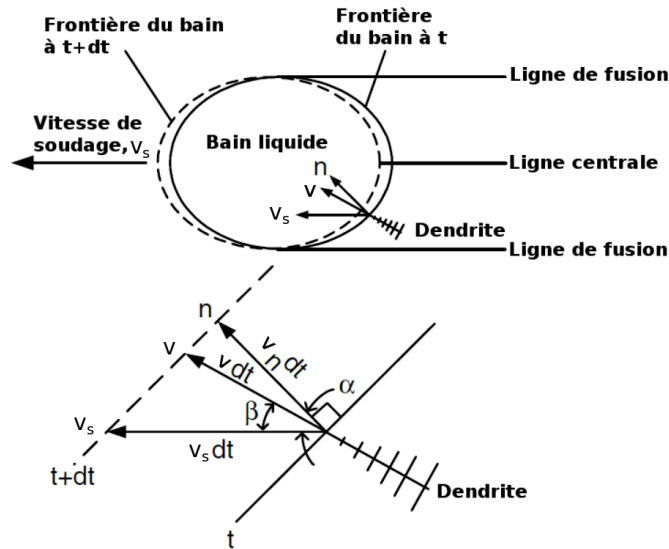


FIGURE 1.31 – Relation entre vitesse de soudage v_s et vitesse de croissance des grains v [2].

Le front de solidification en soudage est souvent supposé confondu avec l'isotherme correspondant à la température de liquidus du matériau. Le gradient de température maximum G le long du front de solidification est minimum au centre de la zone de fusion, et est de plus en plus grand lorsque l'on se rapproche du bord de la zone de fusion. On le voit sur la figure 1.32, plus le gradient est grand, plus la vitesse de solidification est petite.

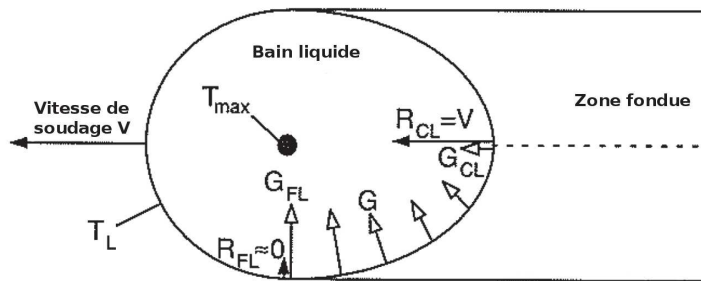


FIGURE 1.32 – Gradient de température G et vitesse de solidification v (notée R sur le schéma) à la frontière du bain de fusion [2].

1.4.2 Modélisation de la solidification en soudage

Cette section décrit plusieurs méthodes existantes de modélisation du soudage avec prise en compte de la solidification. Il est possible de définir un modèle analytique qui permet d'estimer la position et la forme du front de solidification. Cependant, pour modéliser l'ensemble des phénomènes physiques se déroulant en cours de soudage, des méthodes numériques sont nécessaires.

1.4.2.1 Lien entre le soudage et les modèles de croissance dendritique

Les modèles de solidification analytiques adaptés au soudage s'appuient sur les modèles de solidification dirigée décrits précédemment (cf. 1.2.4 et 1.2.5), mais doivent aussi intégrer les spécificités physiques décrites dans les paragraphes précédents, en particulier la forme typique du front de solidification et l'évolution des champs thermiques associés.

Le modèle analytique de Rosenthal, décrit au paragraphe 1.3.3, fournit une assez bonne approximation de la distribution de température dans le cas du soudage. Il donne notamment accès à une estimation de la forme des isothermes de solidus et liquidus et des gradients de température le long de ces isothermes (Fig. 1.33).

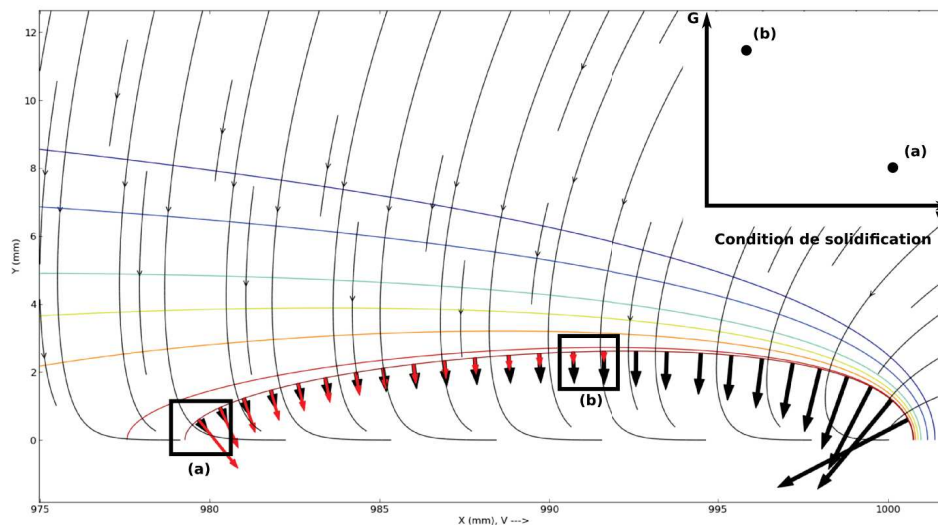


FIGURE 1.33 – Répartition des températures obtenues d'après le modèle de Rosenthal montrant le gradient de température à l'interface (vecteurs noirs) et la vitesse de solidification (vecteurs gris clairs). Les contours représentent des isothermes et les lignes de flux suivent le gradient thermique maximal.

Ce modèle fournit donc un champ de température macroscopique, qui permet de localiser le front de solidification et d'estimer les conditions de croissance en chaque point du front (cf annexe C). Hunziker et al. [36] ont ainsi pu déterminer la forme du front de solidification à l'arrière d'un bain de fusion en fonction de la puissance et de la vitesse de soudage, en calculant à l'aide d'un modèle analytique de croissance dendritique la surfusion en chacun des points du contour.

Le modèle de Rosenthal souffre cependant de défauts, car le champ de température est calculé en ne considérant que les phénomènes de conduction. En soudage, de forts écoulements dans le bain sont susceptibles de perturber le champ de température, modifiant la forme du bain et les conditions de croissance à l'interface solide/liquide. La détermination du champ de température avec la prise en compte des mouvements dans le bain de fusion nécessite d'avoir recours à des modèles numériques beaucoup plus complexes, qui prennent en compte notamment les couplages entre la thermique et la mécanique des fluides. La résolution des équations découlant de ces modèles doit être réalisée numériquement, généralement en utilisant la méthode des éléments finis. On peut citer parmi les nombreux travaux traitant du

sujet ceux de Kong et al. [37], qui simulent le soudage TIG par éléments finis, en prenant en compte les mouvements de convection dans le bain liquide. Ils montrent notamment que la forme du bain de fusion prédite par leur modèle peut différer de celle prédite par des modèles purement conductifs, à cause de l'influence des écoulements sur les champs de températures et de concentrations.

1.4.2.2 Prédiction de structure de grain

Lorsque l'on veut modéliser l'ensemble des phénomènes se déroulant pendant le soudage, on arrive rapidement aux limites des modèles analytiques. La complexité du problème à modéliser, qui est à la fois de nature multi-physique et multi-échelle, rend alors le recours à la simulation numérique nécessaire. Pourtant, si on trouve beaucoup d'études numériques sur le soudage, elles ne prennent en compte généralement qu'une partie des phénomènes entrant en jeu.

Les articles de Chakraborty et al. [38, 39] sont de bonnes illustrations de la complexité des simulations numériques en soudage. La simulation la plus récente prend en compte une partie de la physique du soudage, incluant les écoulements, le transfert de soluté dans le bain liquide et tous les phénomènes de transferts thermiques. De plus, l'écoulement dans le bain liquide est considéré turbulent, complexifiant encore le calcul.

Parmi les études récentes, on retrouve aussi le modèle de Traidia et al. [33], qui prend en compte les phénomènes thermiques et les écoulements comme dans le modèle précédent, mais modélise aussi le plasma produit par l'arc électrique et les phénomènes électromagnétiques associés, et considère la surface du bain comme une surface libre pouvant se déformer. En revanche, le transport de soluté n'est pas pris en compte, et les écoulements sont considérés laminaires. Le modèle de Fan et al. [34] inclut quant à lui moins de physique, mais modélise une configuration de bain de fusion débouchant, avec une surface libre sur la face envers, ce qui leur permet d'observer les effets de la tension de surface en face envers sur les écoulements.

Basu et Date [35] ont modélisé le comportement d'un bain de fusion généré par un laser pendant le processus de solidification. Les variations de paramètres, tels que la vitesse de solidification, le gradient de température, le champ de vitesse de l'écoulement et la taille du bain, sont donnés tout au long du processus de solidification. Une étude similaire en soudage à l'arc (TIG) expose également l'évolution de ces paramètres caractérisant le comportement du bain au cours de la solidification [40].

Les modélisations numériques les plus prometteuses de la solidification en soudage sont cependant probablement celles basées sur l'utilisation d'automates cellulaires. Les automates cellulaires sont des modèles numériques qui permettent de calculer et prédire le comportement des grains au cours de la solidification. Plusieurs publications récentes font notamment référence à la méthode CAFE (CA pour Cellular Automata et FE pour Finite Elements), qui combine un automate cellulaire avec une modélisation par éléments finis, permettant alors la modélisation des écoulements dans le liquide pendant que l'automate cellulaire calcule les grains en train de se solidifier.

Rappaz et al. [41] ont utilisé ces méthodes en 2D dès les années 1990 pour quelques applications comme le moulage de pales de turbines, afin d'apprécier la transition colonnaire/équiaxe et la croissance compétitive des grains colonnaires, ou encore le soudage pour tenter notamment de prédire l'évolution de la forme du bain de fusion pour les grandes vitesses de soudage.

Des travaux plus récents montrent une simulation CAFE en 3D [43, 6] de la solidification d'un lingot d'alliage Sn-3%Pb sous un gradient de température constant. Toutes les faces

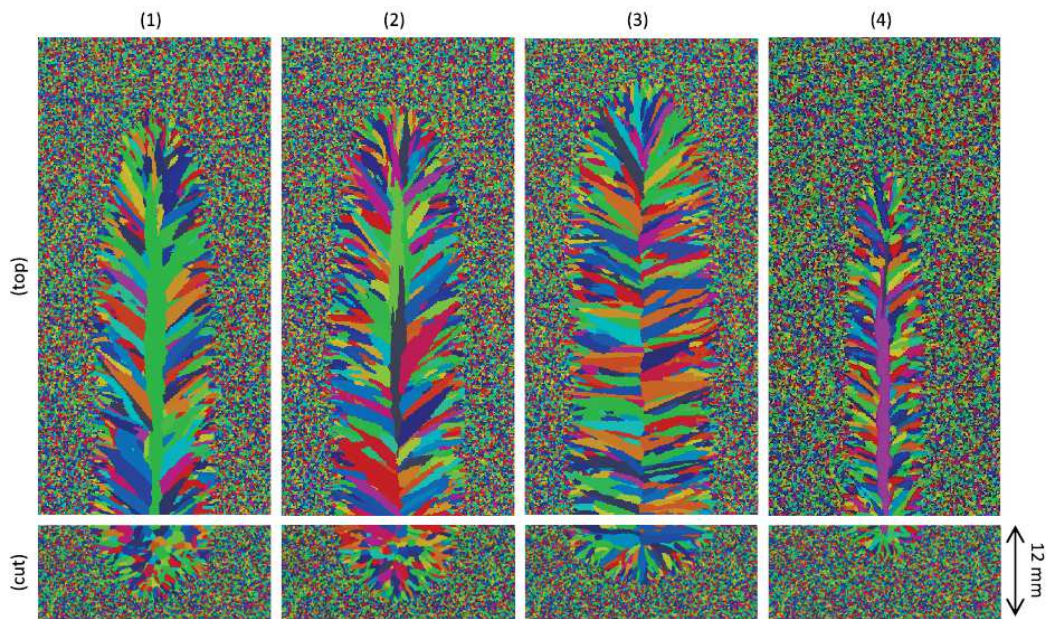


FIGURE 1.34 – Simulations de quatre cordons de soudure pour quatre conditions de soudage caractérisées par des puissances de soudage Q et des vitesses de soudage v_s différentes : 1) $Q = 5000 \text{ W}$ et $v_s = 1 \text{ mm/s}$, 2) $Q = 7500 \text{ W}$ et $v_s = 1,5 \text{ mm/s}$, 3) $Q = 15000 \text{ W}$ et $v_s = 5 \text{ mm/s}$ et 4) $Q = 5000 \text{ W}$ et $v_s = 1,5 \text{ mm/s}$ [42].

sont isolées à part les faces de gauche et de droite, qui sont maintenues à une différence de température constante afin de maintenir un gradient thermique constant. Ce gradient induit un flux de convection dans le liquide, de haut en bas le long du front de solidification, qui fait croître les grains vers le haut, à l’opposé du flux. Cette modélisation permet aussi de mettre en évidence les phénomènes de macro-ségrégation dans le lingot. Ce même type de modèle est appliqué au soudage mais sans écoulements dans la partie liquide. Des cordons de soudure sont simulés avec différentes énergies (Fig. 1.34). Les microstructures résultantes sont très ressemblantes à ce que l’on peut retrouver en soudage sur des échantillons post-mortem [44, 42].

1.5 Conclusion

Malgré la richesse des résultats issus des recherches, anciennes comme récentes, portant sur les phénomènes intervenant lors de la solidification des alliages, en particulier en cours de soudage, cette revue de bibliographie montre qu’il subsiste beaucoup de zones d’ombre, tels que les caractéristiques des écoulements dans le bain liquide, l’influence de ces écoulements sur les échanges de chaleur et de soluté au niveau du front de solidification, et l’influence des paramètres du procédé de soudage sur la microstructure finale. Il est nécessaire d’approfondir ces éléments afin d’avancer dans la compréhension des phénomènes physiques en soudage. Même si la maîtrise opérationnelle des procédés de soudage à pu être atteinte depuis de nombreuses années, à partir d’études expérimentales et de modèles souvent empiriques, les phénomènes restent en effet souvent mal compris, ce qui rend certains résultats encore difficiles à prévoir.

Bien que la simulation numérique du soudage ait connu de grandes avancées au cours

des dernières années, elle ne permet pas de décrire toute la complexité du soudage et de prédire efficacement les caractéristiques géométriques et microstructurales des cordons. Le caractère multi-physique du procédé, avec des couplages entre la mécanique du solide, la thermique, la mécanique des fluides, la métallurgie, l'électromagnétisme, et également multi-échelle, rend la modélisation complexe et très coûteuse en temps de calcul. Cependant, les enjeux importants liés au soudage, et l'amélioration des performances des moyens de calcul actuels, expliquent les efforts de recherche entrepris pour améliorer la simulation numérique du soudage, avec le développement de modèles de plus en plus complets. A l'opposé, les modèles analytiques de solidification prennent en compte moins de phénomènes, mais sont bien plus simples à résoudre, et peuvent donner dans certains cas de bonnes approximations de la physique du soudage. Même s'ils ne font généralement pas intervenir les écoulements, ou alors de manière très simplifiée, ils restent tout de même des outils de prédiction utiles pour certains phénomènes, comme l'évolution des champs thermiques dans la partie solide.

Les modèles et théories développés s'appuient la plupart du temps sur des études expérimentales et des analyses post-mortem d'échantillons soudés. Malgré la difficulté de réaliser des observations in-situ sur la solidification et les écoulements dans l'environnement hostile du procédé, il est pourtant important d'accéder à ce type d'information, et donc de développer des moyens d'observation spécifiques. En effet, l'analyse post-mortem présente des limites dès lors que l'on s'intéresse aux phénomènes intervenant lors du soudage, tels que les mouvements de fluide ou le déroulement de la solidification dans le bain de fusion.

Le but du travail présenté dans les chapitres qui suivent, sera de développer de tels outils, et de les utiliser pour apporter une contribution à la compréhension des phénomènes intervenant lors de la solidification en soudage. Le caractère multi-échelle nous oblige à réaliser ces observations in-situ à plusieurs niveaux, à l'échelle microscopique si l'on s'intéresse par exemple à la morphologie de solidification et aux écoulements proches du front, et à l'échelle macroscopique si l'on s'intéresse par exemple aux champs de température, ou aux vitesses moyennes de solidification. Ainsi, les connaissances sur l'influence des écoulements sur la solidification pourront être approfondies. De plus, par l'intermédiaire de l'observation du comportement de la solidification en soudage, les relations entre les paramètres du procédé de soudage et la microstructure générée au niveau du cordon pourront être mieux comprises, dans le but de prédire cette microstructure depuis les paramètres du procédé.

Pour finir, les données expérimentales recueillies permettront d'observer de manière qualitative les phénomènes, et de quantifier certains paramètres. Par comparaison à ce qui est déjà connu dans la littérature, les théories, les modèles et les simulations pourront être validés ou approfondis.

Le chapitre suivant décrit le montage expérimental développé pour atteindre ces objectifs, ainsi que le procédé de soudage choisi et les matériaux retenus, qui doivent à la fois être adaptés aux observations et autoriser la comparaison avec les modèles théoriques. Toutes les techniques de mesure pour les différentes données à recueillir seront ainsi détaillées.

Chapitre 2

Approche expérimentale pour l'étude de la solidification en soudage

2.1 Introduction

Ce chapitre commence par décrire les objectifs de l'étude, déduits de la conclusion de la revue de littérature. Ensuite un état de l'art spécifique sur les techniques d'observation in-situ utilisées en soudage est proposé. Les essais préliminaires servant à tester ces techniques d'observation sont alors décrits. Grâce à ces derniers, les contraintes spécifiques au montage ont pu être dégagées, puis la conception des dispositifs expérimentaux et le choix des méthodes d'observation qui en découlent et des matériaux est expliqué. Pour finir, les méthodes d'exploitation des résultats bruts obtenus avec ces montages expérimentaux, sont exposées.

2.2 Principe de l'étude

2.2.1 Objectifs

La solidification intervenant lors du soudage est un mécanisme qui implique de nombreux phénomènes. L'étude expérimentale de la solidification doit permettre d'appréhender cette diversité : transferts thermiques, changements de phase, diffusion chimique, écoulements liquides... en lien avec les paramètres procédés, et notamment l'apport d'énergie (Fig. 2.1).

La solidification dépend en premier lieu des évolutions du champ de température généré par le procédé de soudage (Fig. 2.1). Ce champ de température dépend aussi des propriétés thermiques du matériau. Le champ de température et le champ magnétique de l'arc génèrent des écoulements dans le bain liquide, respectivement par effet Marangoni et à cause des forces de Lorentz qui peuvent, en retour, modifier le champ de température en favorisant la convection dans le bain. La solidification est alors gouvernée par les caractéristiques du champ de température, les propriétés du matériau et les écoulements. Le gradient de température au voisinage du front de solidification influe notamment sur la morphologie et la finesse de la microstructure de solidification, tandis que les écoulements modifient la position du front de solidification et les cinétiques de changement de phase, en perturbant les échanges de chaleur et de matière à l'interface solide/liquide.

L'étude des caractéristiques de certains de ces phénomènes physiques, tels que les vitesses

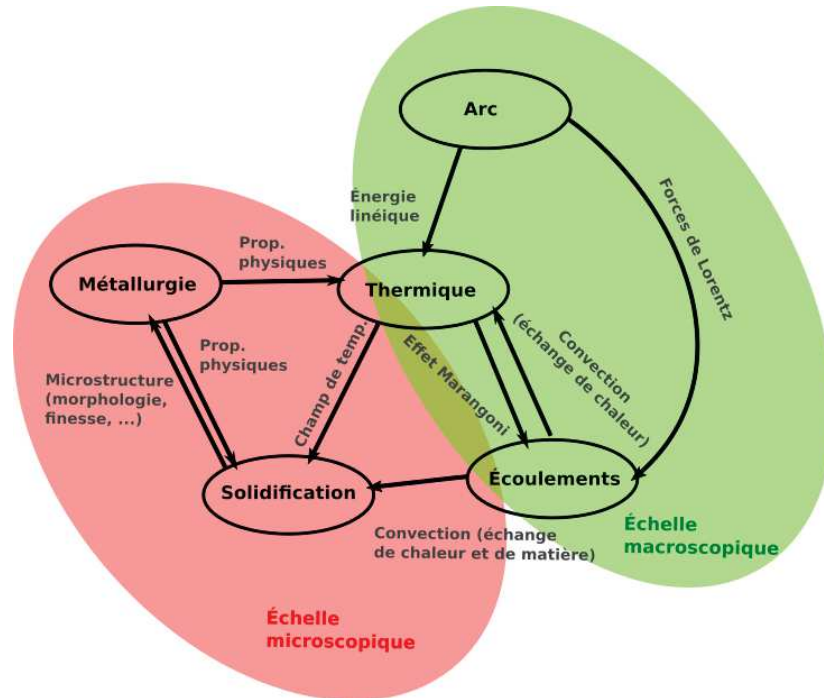


FIGURE 2.1 – Schéma illustrant les différentes relations entre les paramètres du procédé de soudage, la solidification et les différents phénomènes physiques mis en jeu.

d'écoulements dans le liquide, les gradients thermiques ou la vitesse de solidification, ne peut pas se faire à partir d'analyses post-mortem. Une étude in-situ en cours de soudage est alors nécessaire. Il est de plus obligatoire, afin de comprendre le couplage des phénomènes entre eux, d'effectuer une synchronisation des observations. La réalisation des expériences nécessite un procédé de soudage simple et maîtrisé. Le procédé de soudage TIG (Tungsten Inert Gas) sans métal d'apport permet un contrôle relativement précis de l'énergie transmise et de réaliser des essais reproductibles, sans modification de la composition du bain de fusion.

Ces phénomènes interviennent de plus sur des échelles spatiales différentes. L'étude expérimentale de la solidification en soudage doit donc aussi prendre en compte cet aspect multi-échelle. Une première échelle d'observation dite "macroscopique" (échelle du procédé), dont la longueur caractéristique correspond à la taille du bain de fusion, permet d'étudier l'évolution de la forme globale du bain dans son environnement. L'évolution de la position de la frontière du bain permet en outre de déterminer la vitesse de solidification. L'observation des écoulements à l'échelle du bain peut fournir des informations sur le transport de la chaleur et les phénomènes gouvernant les écoulements dans le liquide, qui ont une forte influence sur la forme finale du cordon de soudure, notamment en terme de pénétration et de largeur. Une échelle plus fine, dite "microscopique" (échelle de la microstructure), permet d'appréhender des caractéristiques plus locales telles que la morphologie du front de solidification ou les écoulements ente les dendrites dans la zone semi-solide, en cours de solidification.

Les informations thermiques à l'échelle macroscopique sont également importantes. Le champ de température autour du bain permet d'avoir accès à la température et au gradient thermique le long du front de solidification, qui ont une grande influence sur la morphologie du front de solidification et sur la vitesse de solidification [36].

2.2.2 État de l'art sur l'observation in-situ de la solidification et des écoulements en soudage

Avant de développer la procédure de choix des moyens d'observation pour réaliser l'étude, on peut revenir sur différentes méthodes expérimentales tirées de la littérature. Elles ont permis de donner un point de départ à la conception du dispositif expérimental.

2.2.2.1 Observation in-situ de la solidification en soudage

Plusieurs travaux concernant la visualisation in-situ de la solidification ont déjà été réalisés en cours de soudage. Dans les travaux de D. Delapp [45, 46], une caméra rapide et un objectif à fort grossissement sont utilisés pour visualiser l'arrière du bain de fusion en soudage TIG sur de l'acier 304L. Il est ainsi possible d'observer les mouvements du métal liquide dans le bain mais aussi la zone de solidification et la formation des stries de solidification. Des observations de la refusion du métal qui vient de se solidifier à l'arrière du bain et de mouvements tourbillonnaires du liquide ont été réalisées.

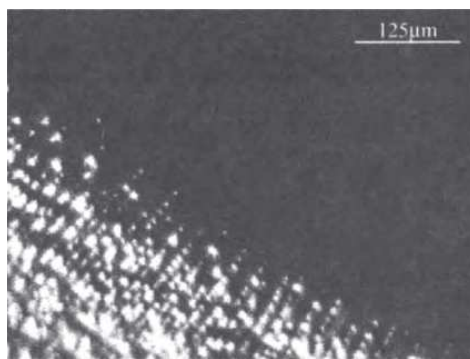


FIGURE 2.2 – Extrait des observations effectuées par Robino et al. sur un acier 304L [47].

D'autres travaux plus anciens, réalisés par Hall [48] et Robino et al. [47] dans des conditions similaires, ont également permis de visualiser l'arrière du bain liquide de façon suffisamment précise pour observer les dendrites à l'échelle microscopique (Fig. 2.2). Il a ainsi été possible d'identifier les bras primaires des dendrites et de mesurer les vitesses de solidification avec un traitement d'images adapté.

La morphologie du front de solidification peut également être aisément déterminée. Les images montrent clairement un front de solidification de type dendritique colonnaire (Fig. 2.2). Ce type d'image peut aussi permettre la mesure des espacements interdendritiques par traitement d'images. Ces travaux illustrent les possibilités offertes par l'étude expérimentale de la solidification en soudage grâce à l'observation in-situ par caméra rapide.

2.2.2.2 Visualisation et mesure des écoulements en soudage

L'utilisation d'une caméra haute vitesse pour filmer les mouvements d'un fluide donne de très bons résultats dans la description des propriétés des écoulements tels que ceux que l'on veut observer. Grâce à des procédés tel que la PIV (Particle Image Velocimetry), il est relativement aisé d'avoir le champ de vitesse de l'écoulement en surface en suivant le déplacement de particules transportées par le fluide (Annexe D). À partir du champ de vitesse, on peut alors déduire une grande quantité de valeurs telles que la vorticité, les lignes de courant, le nombre de Reynolds, etc. Cette technique a pour défaut de ne permettre qu'une

analyse en surface des écoulements, mais le comportement dans l'épaisseur peut être déduit avec quelques hypothèses.

Zhao et al. ont réalisé ce type de mesure en soudage TIG sur de l'acier 316L [49, 50]. Le type de particules traçantes à utiliser est discuté afin d'assurer le fonctionnement correct du traitement d'images PIV. Si les particules ne sont pas assez mouillées par le liquide, le flux de gaz de protection aura une grande influence sur le déplacement de celles-ci. L'utilisation de l'oxyde naturel du matériau est alors préconisée. Il est beaucoup mieux mouillé par le liquide et se répand plus uniformément à la surface du bain par rapport à des particules de tungstène. De plus, ces oxydes ne montrent pas d'influence sur la géométrie de la zone fondue et décrivent l'écoulement de manière fidèle. L'analyse faite par Zhao et al. sur les écoulements est très intéressante également. Elle montre la formation de vortex à l'arrière du bain et les mesures des vitesses dans le bain sont de l'ordre de 0,1 m/s avec un nombre de Reynolds de 400 environ. De plus, un flux oscillant dans le plan de symétrie du bain de fusion est observé. Un exemple d'image résultant de ces travaux se trouve sur la figure 2.3. On remarque la présence de tâches de couleur gris foncé sur le bain liquide gris clair. Ces tâches correspondent aux oxydes qui servent de traceurs pour le traitement d'image par PIV.

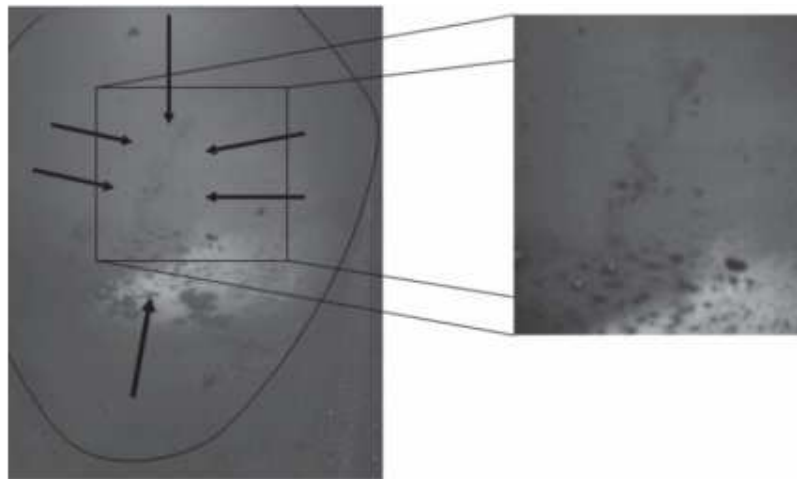


FIGURE 2.3 – Image vidéo de la partie supérieure du bain de fusion sur lequel on observe des particules d'oxydes flottantes [50].

Katayama et al. [51] ont montré qu'il est possible de suivre les mouvements du fluide à l'intérieur du bain liquide et pas seulement à la surface de celui-ci grâce à l'imagerie par rayons X. Il est possible de suivre les porosités ou les bulles présentes pendant le soudage LASER, et ainsi avoir une estimation des mouvements dans le volume du bain.

Pour conclure, les méthodes de mesures rencontrées dans la littérature semblent permettre d'observer la solidification à l'échelle microscopique et les écoulements à l'échelle macroscopique. Il reste néanmoins à prouver qu'il est possible aussi de mesurer les écoulements à l'échelle microscopique. De plus, il est nécessaire de mesurer les écoulements et la solidification simultanément. Des essais préliminaires ont été réalisés afin de tester la faisabilité de ces observations.

2.2.3 Premières observations

Des essais préliminaires ont été effectués dans le but de confirmer la faisabilité d'expériences avec l'acquisition simultanée d'images à l'échelle microscopique et macroscopique en

cours de soudage. En effet, avant de concevoir le dispositif expérimental, il était d'abord nécessaire de s'assurer qu'il était possible d'observer et surtout mesurer les phénomènes physiques présents à l'échelle microscopique. Les premières solutions d'observation et la disposition du montage ont aussi pu être testés, et le choix du procédé de soudage et du matériau validés.

Les observations réalisées pendant les essais préliminaires ont également permis de visualiser différents phénomènes physiques intéressants. Peu de mesures ont été faites lors de ces essais préliminaires, les informations qui en sont issues étant surtout qualitatives.

2.2.3.1 Montage expérimental préliminaire

Le montage préliminaire a été testé dans deux configurations de soudage sur des tôles d'acier 304L. La torche de soudage est en position statique pour les deux configurations, alors que la tôle est soit fixe, soit en translation. Dans le but de permettre une observation en profondeur du bain, le point de fusion (soudage statique) ou la ligne de fusion (soudage en translation) est réalisé sur la tranche d'une tôle (Fig. 2.4).

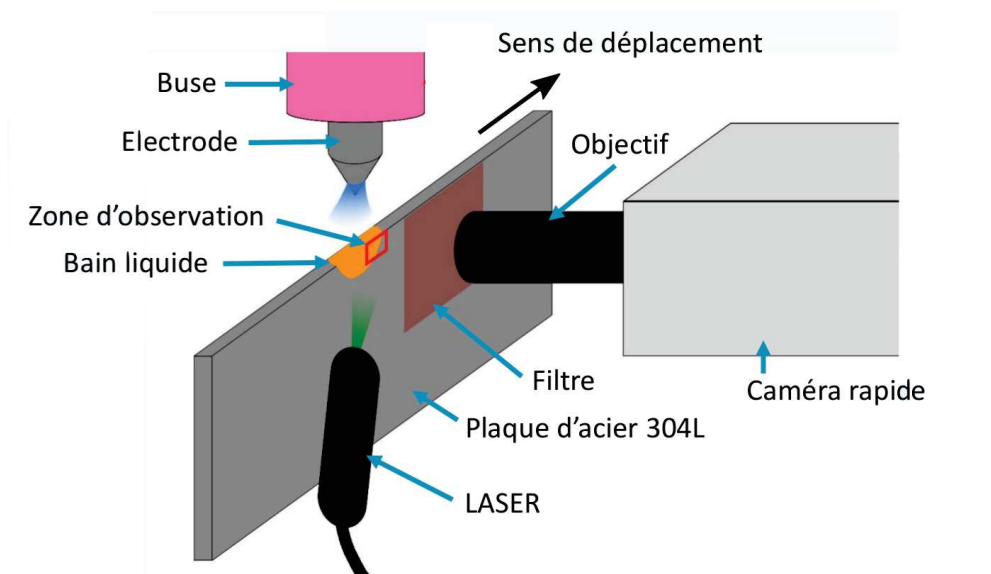


FIGURE 2.4 – Montage préliminaire. La tôle est disposée verticalement et le bain liquide est réalisé sur la tranche. L'observation se fait sur le côté.

Ce montage a permis de valider les choix pour l'éclairage, les réglages caméra et le procédé de soudage. Les nombreuses vidéos réalisées pour optimiser les réglages du dispositif d'imagerie ont permis d'observer plusieurs phénomènes physiques liés à la solidification et au soudage en statique et en translation.

2.2.3.2 Croissance dendritique

La croissance des bras primaires de dendrites colonnaires a pu être observée en cours de solidification d'un bain liquide sur la tranche en soudage statique après extinction de l'arc (Fig. 2.4).

Les directions de croissance des bras primaires des dendrites observées ne sont pas parfaitement perpendiculaires au front de solidification (Fig. 2.5). Elles sont censées suivre les directions des plus forts gradients de température, mais croissent aussi selon des directions cristallographiques de croissance préférentielles de type $\langle 100 \rangle$ dans les structures cubiques,

qui ne sont pas perpendiculaires au front de solidification. Sur la figure 2.5, correspond à la direction des bras primaires de dendrites correspond donc aux directions cristallographiques $\langle 100 \rangle$ les mieux orientées par rapport à la direction du gradient thermique maximum. Ces observations mettent aussi en lumière la compétition de croissance entre les grains dendritiques lors de la solidification. Les grains les mieux orientés, c'est-à-dire ceux qui ont une orientation cristallographique $\langle 100 \rangle$ la plus proche de la normale au front de solidification, croissent plus rapidement et bloquent la croissance des grains moins bien orientés (Fig. 2.5 et 2.6).

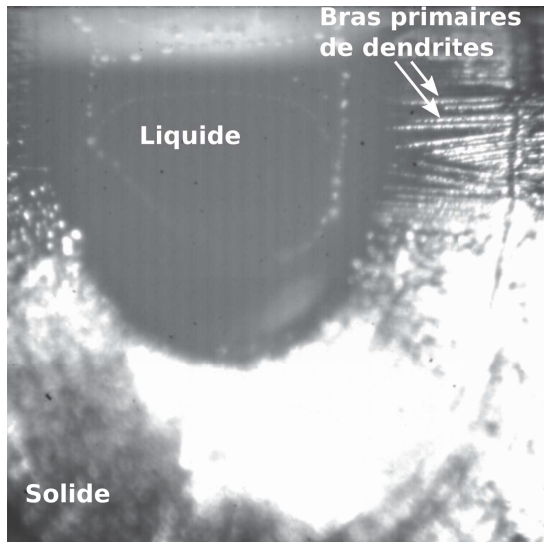


FIGURE 2.5 – Observation de dendrites en cours de solidification en soudage statique après extinction de l'arc.

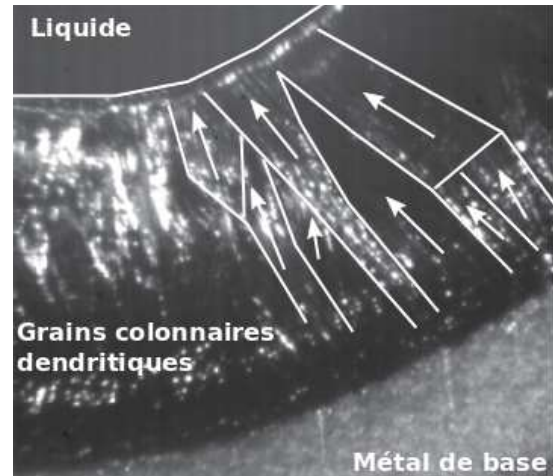


FIGURE 2.6 – Solidification en cours d'un point de fusion (acier 304L). Plusieurs orientations de dendrites sont visibles dans les différents grains solidifiés (flèches blanches), montrant la compétition de croissance entre les grains.

Les dendrites sont généralement composées de bras primaires, de bras secondaires voire même de bras tertiaires. Les précédentes observations ne montrent que des bras primaires. Des bras secondaires ont cependant été observés lors d'autres essais. Des conditions de solidification différentes ont permis de faire grossir les bras secondaires de dendrites, du fait que les bras primaires étaient plus espacés (Fig. 2.7).

2.2.3.3 Autres phases solides, liquides et gazeuses

Des phases solides "flottant" à la surface du bain (Fig. 2.5), des bulles de gaz ou des phases liquides non miscibles dans le bain ont aussi été observées lors des essais préliminaires.

Les phases solides, qui apparaissent en clair sur les images, forment un liseré quasi continu dans le bain de fusion, parallèle au front de solidification, qui se regroupe au centre du bain au moment de l'extinction de l'arc électrique. Ce liseré semble être constitué de l'agglomération de fines particules, qui pourraient être des oxydes, apparaissant dans le liquide au niveau du front de solidification et se déplaçant vers le centre du bain liquide avec une vitesse décroissante (Fig. 2.8).

Un autre phénomène est observé sur des éprouvettes d'acier 304L ayant subi un traitement au four à 1100°C pendant 24 heures. Un chapelet de phases de formes sphériques se forme devant le front de solidification (Fig. 2.9). Ces phases n'apparaissent que lorsque l'acier est

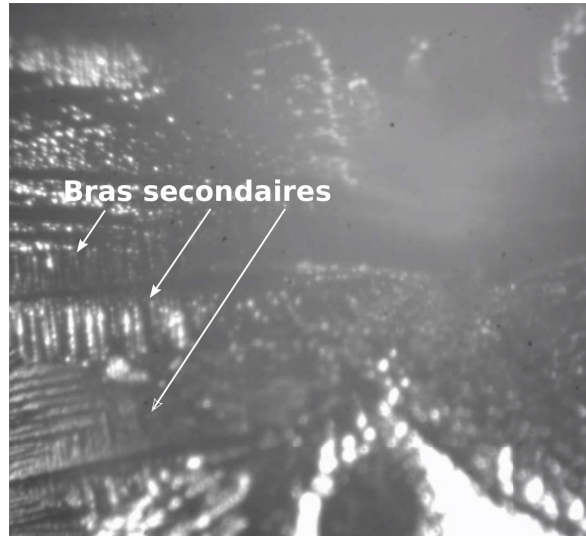


FIGURE 2.7 – Observation de bras primaires et secondaires de dendrites en cours de croissance.

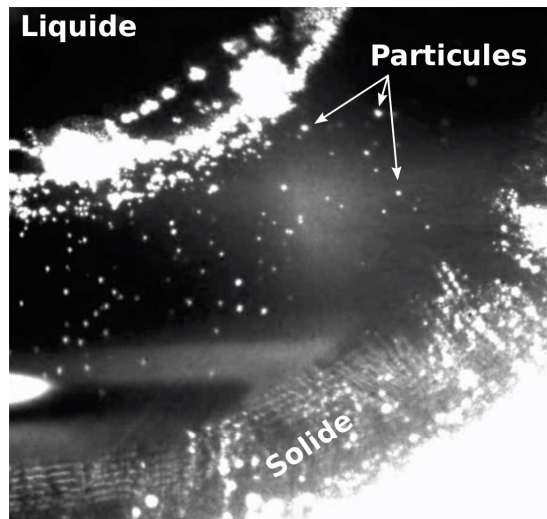


FIGURE 2.8 – Bain liquide en cours de solidification. Des particules blanches sortent du front de solidification pour rejoindre le centre du bain liquide et s'agglomérer pour former un anneau.

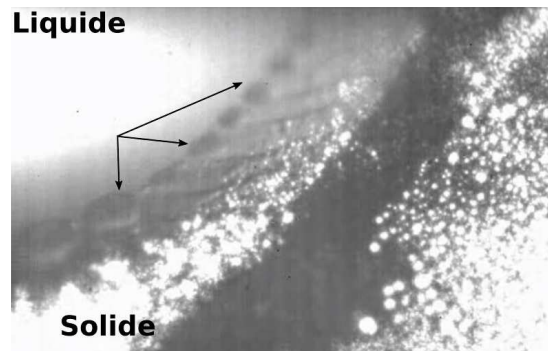


FIGURE 2.9 – Formation de phases liquides de forme sphérique (flèches noires) devant le front de solidification.

oxydé et lorsque le début de la solidification est très lent, avant de disparaître lorsque la solidification progresse. On peut penser que ces phases sphériques correspondent à des oxydes liquides, qui sont non miscibles dans l'acier liquide en dessous d'une certaine température, et qui finissent pas se solidifier lorsque la température diminue.

On observe également des bulles qui se forment à la surface et flottent (Fig. 2.10), tandis que d'autres éclatent à la surface (Fig. 2.11). Elles peuvent provenir du gaz de protection piégé pendant le soudage, ou de la dissolution à haute température de gaz dans le bain (H_2, O_2), qui sont rejetés lors de son refroidissement, du fait de la baisse de solubilité de ces gaz avec la diminution de température.

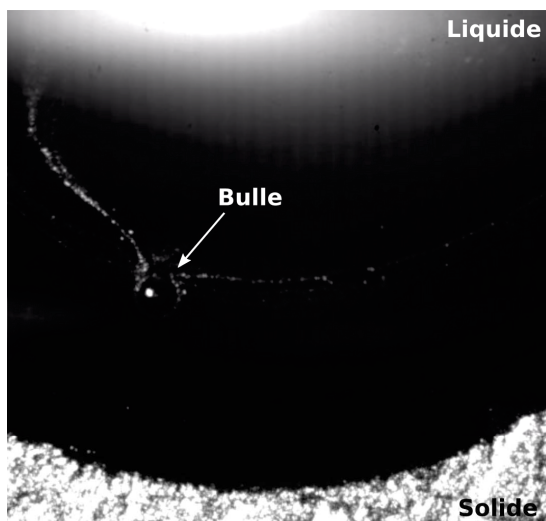


FIGURE 2.10 – Vue du bain liquide montrant une bulle flottant à la surface entourée de particules d’oxydes.

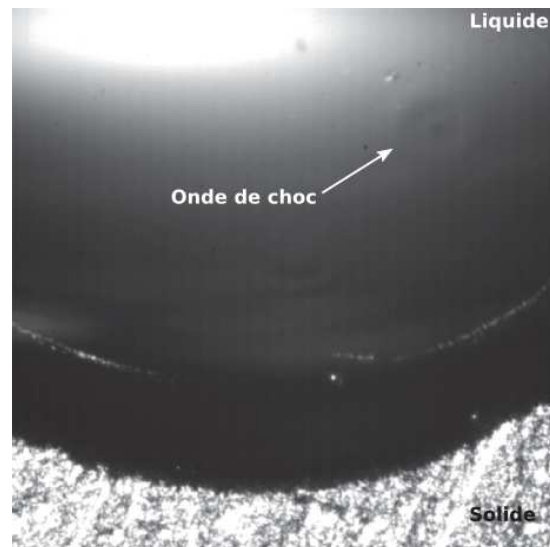


FIGURE 2.11 – Vue du bain liquide montrant (en haut à droite) une onde de choc générée par une bulle venant d’éclater à la surface.

2.2.3.4 Écoulements

L’observation des particules flottant à la surface du bain a montré que le métal liquide n’était pas immobile (Fig. 2.8). En configuration de soudage statique, lorsque l’arc de soudage est allumé et que le bain de fusion s’étend, des tourbillons se forment dans le liquide (Fig. 2.12 et 2.13). Ils apparaissent et disparaissent tout en se déplaçant dans l’espace de la zone fondue.

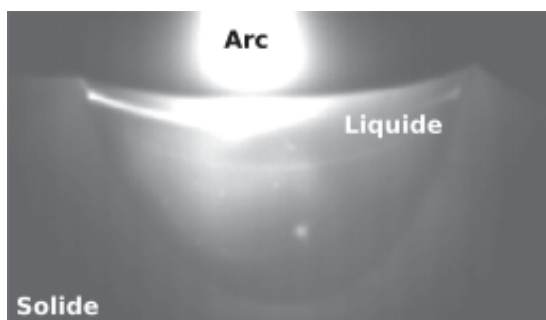


FIGURE 2.12 – Vue globale du bain liquide pour les essais préliminaires statiques. Les écoulements sont aussi visibles grâce aux différences de contraste du liquide qui pourraient être liés à des hétérogénéités chimiques.

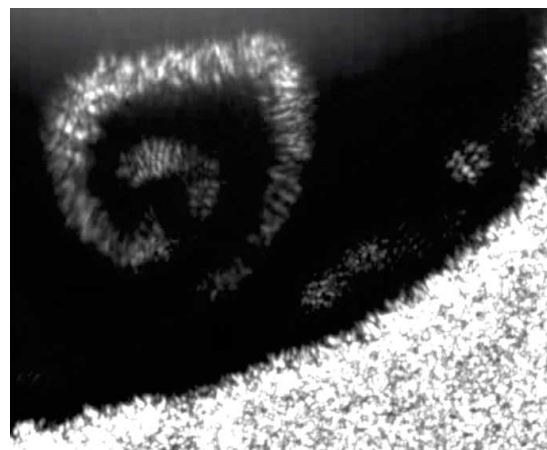


FIGURE 2.13 – Tourbillon formé dans le bain liquide au cours de la phase de croissance du bain en soudage statique.

Les écoulements sont rendus visibles grâce aux particules flottantes à la surface du bain (Fig. 2.13), mais aussi par les différences de contraste au sein du liquide qui pourraient être liées à des hétérogénéités de composition (Fig. 2.12).

2.3 Dispositif expérimental

L'état de l'art sur l'observation in-situ en soudage et les essais préliminaires ont permis de confirmer la faisabilité des observations nécessaires à cette étude. La réalisation d'un dispositif expérimental fiable requiert cependant l'adaptation des solutions décrites précédemment de manière à permettre des observations reproductibles et plus précises. La mise en place de ces solutions, en relation avec les contraintes spécifiques à cette étude, a nécessité un long processus de développement.

2.3.1 Contraintes spécifiques

En s'aidant des méthodes expérimentales qui ont déjà été utilisées dans la littérature et des essais préliminaires qui ont servi de phase de test, les différents moyens d'observation in-situ peuvent être développés. Le montage expérimental regroupant les moyens d'observation est conçu en fonction de ce que l'on veut observer et des contraintes spécifiques liées au soudage.

Plusieurs contraintes, auxquelles il faut être attentif, sont en effet générées par le procédé de soudage à l'arc (TIG). Le rayonnement de l'arc pose problème, car il surexpose les images acquises par les caméras. Il est alors nécessaire de filtrer la lumière entrant dans la caméra ou de filmer en face envers pour obtenir des images utilisables. L'arc génère également une chaleur intense que doit pouvoir supporter le support de tôle, les brides et tous les équipements proches de la source de chaleur. L'amorçage de l'arc par haute fréquence est dangereux pour le matériel électronique tel que les caméras, donc il sera préféré un amorçage en "lift arc" (cf. section suivante). Le bain liquide produit par le soudage nécessite une protection contre l'oxydation, généralement assurée par un gaz inerte enveloppant les surfaces libres du bain. Afin de réaliser des lignes de fusion si nécessaire, la tôle doit être mobile. Il est nécessaire de prévoir alors un système de déplacement en translation.

L'observation des phénomènes physiques doit de plus se faire sur deux échelles. Il doit être à la fois possible d'observer la morphologie et la cinétique d'évolution du front de solidification et les écoulements à l'échelle microscopique, et la forme du bain et la température autour du bain liquide à l'échelle macroscopique. L'observation in-situ de tous ces phénomènes passe par des mesures de champs (de vitesse, de température...) qui nécessitent l'utilisation de plusieurs caméras. Une synchronisation des signaux est aussi nécessaire pour comparer les variations de ces phénomènes physiques aux différentes échelles d'observation.

La morphologie du front de solidification et les écoulements au voisinage de ce front ne peuvent être observés qu'à l'échelle microscopique. La taille des dendrites étant de l'ordre de la dizaine de microns, l'observation nécessite en effet un fort grossissement, et donc un objectif performant à placer sur la caméra. Au niveau de la résolution temporelle, il existe aussi des contraintes pour l'observation microscopique. Les vitesses d'écoulements proches du front de solidification peuvent en effet atteindre plusieurs centaines de millimètres par secondes, ce qui nécessite des vitesses d'acquisition d'images très élevées étant donné les très forts grossissements requis.

Afin d'étudier les conditions thermiques dans lesquelles s'effectuent la solidification, la mesure du champ de température autour du bain liquide est nécessaire. La mesure par caméra infrarouge présente cependant des difficultés car elle requiert une calibration du capteur et la précision est réduite par le manque d'émissivité des métaux dans le domaine des infrarouges. Pour effectuer la calibration, il faut alors prévoir à chaque essai une mesure de température ponctuelle à l'aide de thermocouples. Il faut de plus une caméra ayant une bonne fréquence d'acquisition, car la solidification du bain liquide est rapide.

La solidification des alliages s'accompagne de l'apparition d'un gradient de soluté dans le liquide en face du front de solidification, qui influe grandement sur la vitesse de solidification. Il est possible de mesurer la concentration en soluté dans le liquide en face des dendrites par observation en rayons X. En calibrant le niveau de gris des images obtenues par rayons X, il est en effet possible d'estimer la concentration en soluté [7]. Il semble cependant difficile pour le moment d'appliquer ces techniques à cette étude, en raison des contraintes de coût, de temps et d'encombrement que représente un dispositif de mesure aux rayons X.

2.3.2 Le procédé de soudage

Le choix du procédé de soudage s'est porté sur le TIG (Tungsten Inert Gas) sans métal d'apport. Plusieurs facteurs ont motivé ce choix :

- il présente une souplesse d'utilisation : l'équipement est léger, il suffit d'une torche automatique et d'un poste à souder ;
- il ne modifie pas la composition du bain, puisqu'aucun métal d'apport n'est utilisé et le flux gazeux protège le bain de toute pollution (mise à part le cas où il y a évaporation d'éléments chimique du bain liquide pour certains alliages) ;
- la source de chaleur peut être contrôlée précisément grâce à l'utilisation d'une électrode non fusible et est facile à modéliser ;
- c'est un procédé connu et très largement utilisé dans l'industrie.

En soudage TIG, la source de chaleur provient d'un arc électrique amorcé entre les pièces à joindre et une électrode de tungstène non fusible. La protection contre l'oxydation du matériau soudé est assurée par un flux de gaz inerte, tel que l'argon, l'hélium ou encore un mélange de ces deux gaz. Le schéma en figure 2.14 représente le procédé en configuration de tir statique, montrant une coupe d'un cordon. On y trouve plusieurs zones : le bain liquide où il y a fusion complète du métal, la PMZ (Partially Melted Zone) qui correspond à une zone qui n'a pas totalement fondu, où le solide et le liquide cohabitent, la ZAT (Zone Affectée Thermiquement), la zone solide où l'on trouve des modifications métallurgiques engendrées par la chaleur, et le métal de base qui n'est pas affecté par le soudage et dont la microstructure reste donc inchangée.

L'électrode est alimentée par un générateur de courant. Il peut fournir, suivant les besoins, du courant continu, du courant alternatif ou du courant pulsé. Le courant alternatif est généralement utilisé pour le soudage des alliages d'aluminium. Le mode pulsé génère un courant périodique en forme de créneaux avec deux intensités différentes, pendant des intervalles de temps qui peuvent être différents. Pour contrôler l'énergie introduite en début et en fin de soudage, il est aussi possible de jouer sur la pente du courant à l'amorçage ou à l'extinction (évanouissement de l'arc ou "Down-Slope").

L'amorçage de l'arc électrique en TIG peut se faire de deux manières différentes : soit par contact-retrait ou "lift-arc", soit sans contact en imposant à haute fréquence une tension très élevée, supérieure à la tension de claquage du gaz. Pour cette étude, l'amorçage en "lift-arc" est utilisé pour éviter d'endommager ou de parasiter les systèmes de mesure avec des courants à haute fréquence.

Les électrodes en tungstène utilisées en soudage TIG ne sont souvent pas en tungstène pur, mais contiennent des éléments d'addition permettant d'améliorer certaines propriétés telles que la facilité d'amorçage ou la durée de vie. Les différents types d'électrodes servent à différentes applications. Pour cette étude, des électrodes au thorium, qui servent au soudage des aciers, et des électrodes au lanthane, qui sont polyvalentes, vont être utilisées.

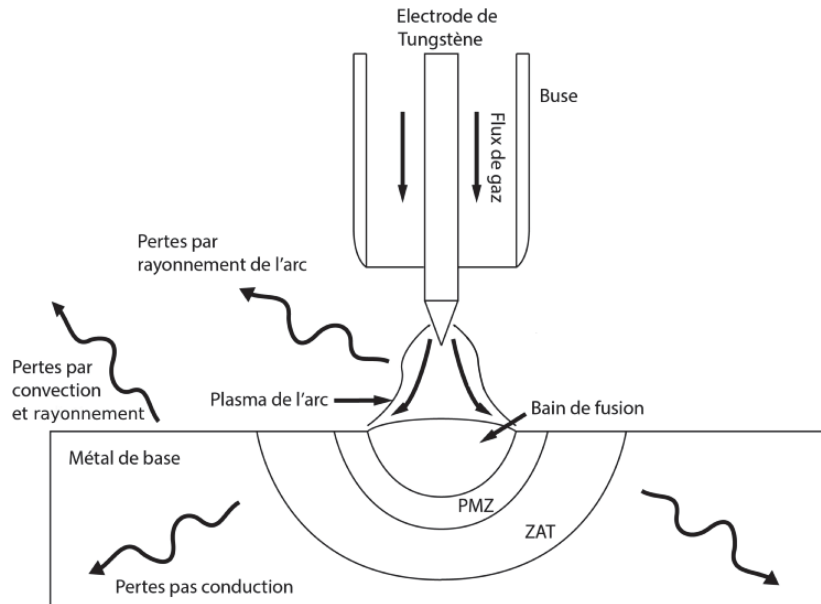


FIGURE 2.14 – Schéma du procédé de soudage TIG en vue de coupe montrant les différentes zones de la soudure et les échanges thermiques.

2.3.3 Moyens de mesure et d'observation

Pour répondre aux besoins des observations en respectant les contraintes imposées, plusieurs moyens de mesure ont été choisis.

Les différentes mesures de champ nécessaires pour les expériences sont réalisées par quatre caméras. Trois modèles différents de caméra ont été choisis pour satisfaire toutes les exigences :

- une caméra rapide filmant dans le visible et en proche infrarouge pour les observations à l'échelle microscopique ;
- une caméra thermique infrarouge pour les mesures de température à l'échelle macroscopique ;
- deux caméras filmant dans le visible pour la visualisation du bain à l'échelle macroscopique.

Afin de maîtriser l'énergie introduite dans la tôle par l'arc électrique, l'acquisition en continu des paramètres procédé (tension et intensité) est aussi réalisée. La tension d'arc est mesurée en enregistrant la différence de potentiel entre la tôle et l'électrode, tandis que l'intensité est mesurée grâce à un capteur à effet Hall de type LEM LT 505-S. Des mesures ponctuelles de la température sont réalisées sur la tôle à souder et sur le support de la tôle grâce à des thermocouples gainés de type K (Fig. 2.15). Le premier thermocouple sert à calibrer la caméra thermique en température et le deuxième sert à contrôler la température du support, de manière notamment à vérifier les conditions initiales en température, et de s'assurer ainsi de la répétabilité des essais.

Toutes les données des observations sont recueillies par une centrale d'acquisition (Fig. 2.15). Elle permet également la synchronisation des observations entre elles. Elle se compose d'un PC sur lequel on trouve connectées deux cartes d'acquisition National Instrument et deux cartes Arduino. Le PC permet de paramétrer les cartes d'acquisition et de commander le déroulement des expériences. Les cartes National Instrument servent à recueillir les données des différents capteurs, à part celles des caméras qui renvoient les images directement au PC.

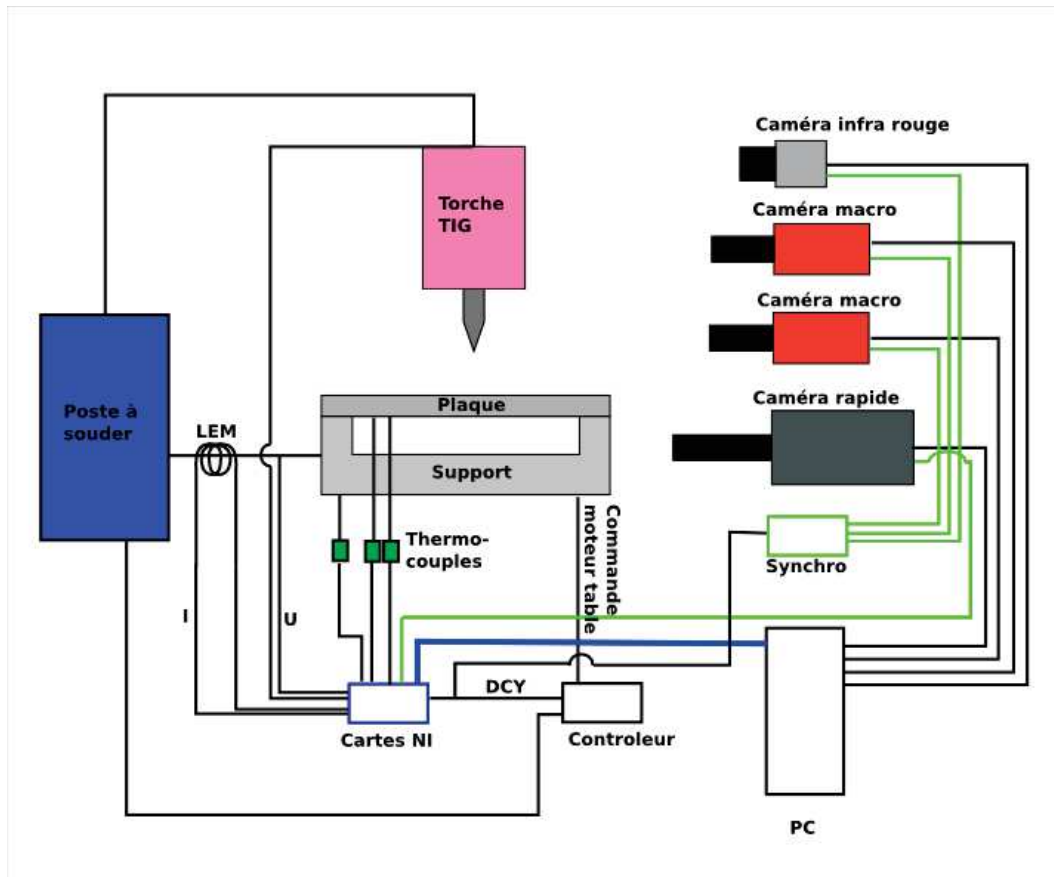


FIGURE 2.15 – Schéma global de câblage du montage expérimental.

Elles sont utilisées aussi pour synchroniser la caméra rapide et pour dialoguer avec les cartes Arduino. Une carte Arduino contrôle le déplacement de la table en translation et déclenche l'arc de soudage, et une autre permet la synchronisation des caméras filmant à l'échelle du bain. Les moyens d'acquisition des données sont décrits plus précisément dans la thèse de Julien Chapuis [52].

2.3.3.1 Observations à l'échelle microscopique

À l'échelle microscopique, trois types d'observations ou de mesures doivent être réalisées : l'observation de la morphologie du front de solidification et la mesure de la taille des dendrites colonnaires formées, la mesure de la vitesse de déplacement du front de solidification, et la mesure des directions et vitesses d'écoulement dans le bain liquide autour du front de solidification. Une caméra rapide de type Phantom IR300 couplée à un objectif de microscope ont été choisis pour réaliser ces observations et mesures de champ.

Positionnement de la caméra

En soudage à l'arc, et à fortiori en soudage TIG, le rayonnement intense de l'arc électrique nuit à la visualisation. Pour obtenir une image non saturée dans de telles conditions, il est toujours nécessaire d'appliquer un temps d'exposition très faible et de filtrer l'image à l'entrée de l'objectif de la caméra. De plus, en raison de la faible profondeur de champ de l'objectif

de microscope utilisé (moins de 1 mm), il faut pour obtenir une image nette positionner la caméra perpendiculairement à la tôle, ce qui est impossible sur la face supérieure de la tôle à cause de la présence de la torche de soudage.

Il a donc été choisi de positionner la caméra en dessous de la tôle. En réalisant des bains de fusion pleinement pénétrés, il est ainsi possible de positionner la caméra perpendiculairement à la scène d'intérêt, tout en s'affranchissant des problèmes liés au rayonnement de l'arc.

Pour régler la position de la caméra par rapport à la tôle, la caméra est montée sur une table micrométrique. Celle-ci permet le réglage de la distance verticale entre la tôle et la caméra pour obtenir une bonne focalisation d'image, et de choisir la zone observée par le capteur en déplaçant la caméra suivant un axe parallèle à la tôle. Ainsi le champ de la caméra peut être choisi pour acquérir le déplacement du front de solidification sur toute la largeur de l'image.

Visualisation du front de solidification

La visualisation des modifications de la morphologie et de la position du front de solidification, nécessite des résolutions spatiales et temporelles adaptées.

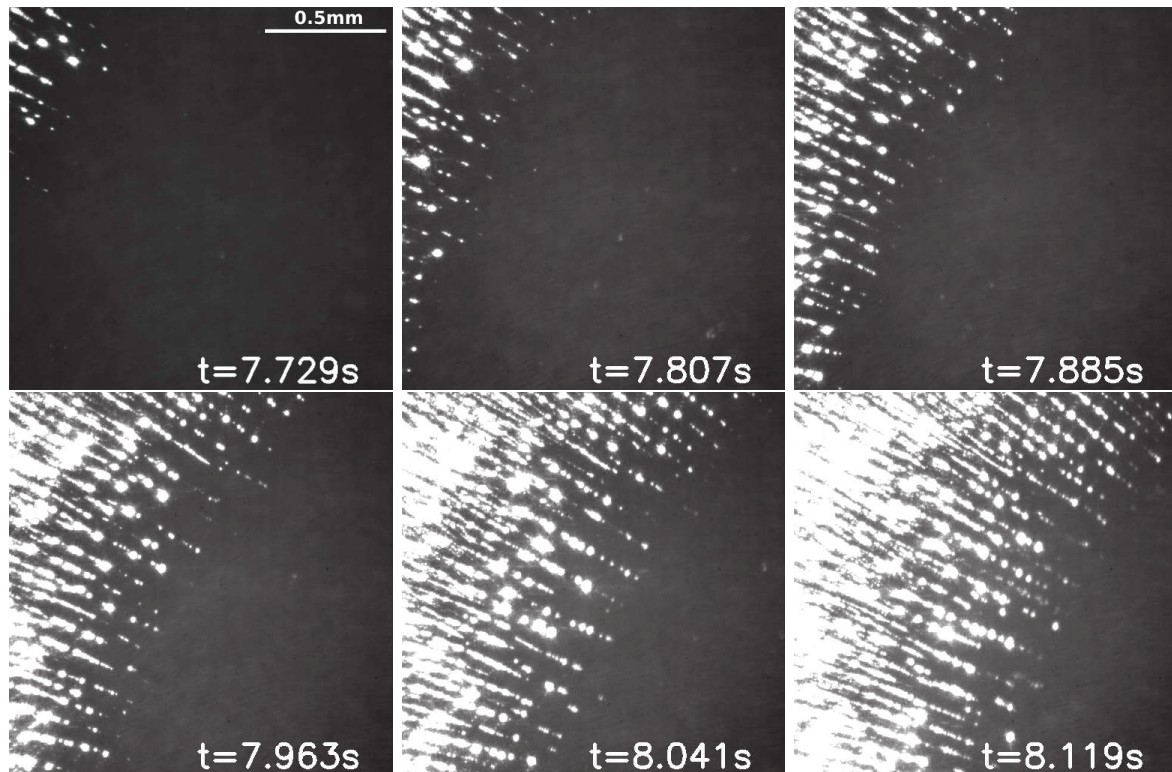


FIGURE 2.16 – Série d'images extraites d'une vidéo rapide obtenue avec le dispositif d'observation. Le grossissement est de 7.1 sur une résolution de 512×512 pixels.

Les microstructures des joints soudés sont en effet très fines et doivent donc être observées avec un objectif à fort grossissement. La taille caractéristique des dendrites observées est de l'ordre de la dizaine de micromètres. Un objectif de microscope avec un grossissement entre $\times 4$ et $\times 7$ donne une vision suffisamment large du front pour suivre l'évolution de sa position tout en permettant l'observation de la morphologie et de la taille des dendrites. Ce grossissement, couplé à une résolution d'image de 512×512 pixels donne une taille de pixel comprise entre

3,1 μm et 5,5 μm , ce qui est suffisant pour saisir les détails de la morphologie du front de solidification (Fig. 2.16).

La solidification est un phénomène relativement rapide en soudage, ce qui va déterminer le choix de la résolution temporelle. Robino et al. ont ainsi mesuré des vitesses de déplacement du front de solidification comprises entre 1,2 et 1,7 mm/s [47]. Des essais préliminaires ont montré qu'un bain de fusion statique pleinement pénétré ne met pas plus de quelques secondes à se solidifier complètement, ce qui correspond à des vitesses de déplacement moyennes du front de solidification de quelques millimètres par seconde. Afin d'avoir un nombre suffisant d'images pour mesurer précisément les vitesses de front de solidification, avec un grossissement entre $\times 4$ et $\times 7$, il faut opter pour une caméra rapide. Avec cet intervalle de grossissement, il faut au minimum moins d'une demi seconde pour que le front de solidification traverse le champ de vision. Si on prend une fréquence d'acquisition de 1000 images par seconde, le déplacement du front entre chaque image sera alors de 1 pixel environ (pour une résolution d'image de 512×512 pixels), ce qui est suffisant pour une mesure précise de la vitesse.

Mesure des écoulements

De la même manière que pour la visualisation du front de solidification, mais avec un degré d'exigence encore plus élevé, les écoulements nécessitent une mesure de champ avec une très bonne résolution temporelle et spatiale.

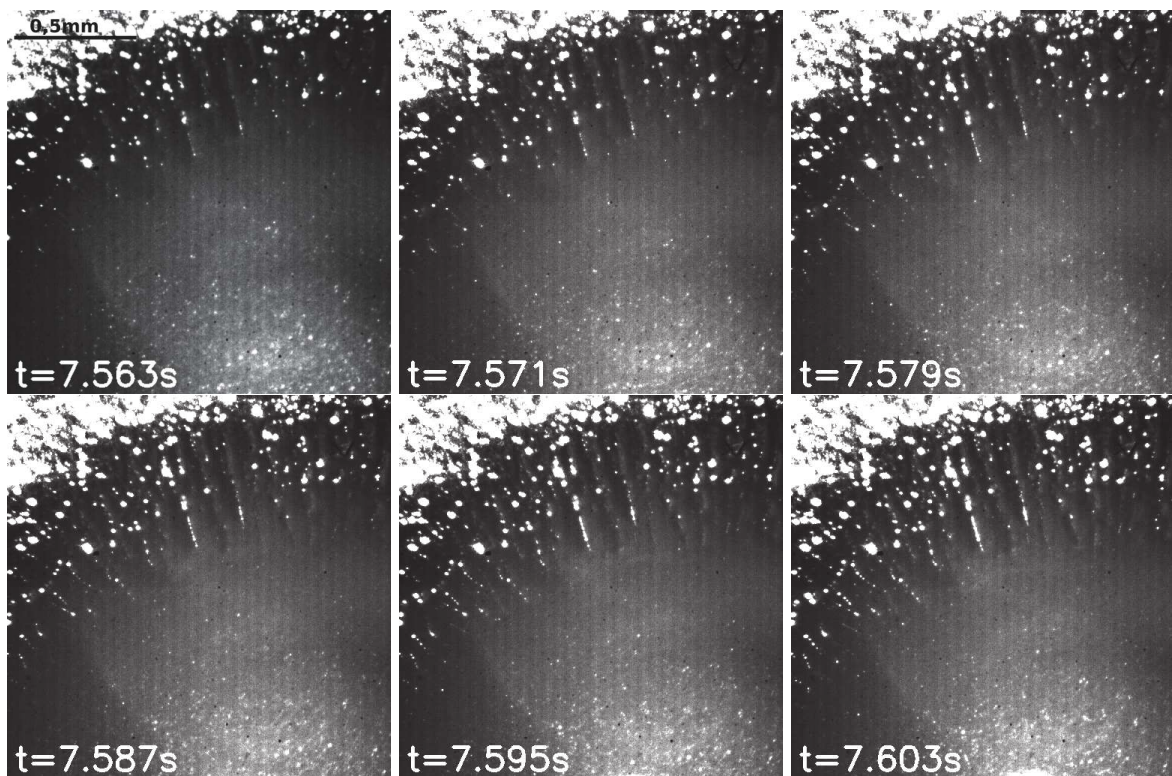


FIGURE 2.17 – Série d'images, obtenues avec le dispositif d'observation lors d'un essai statique. Le grossissement est de 7.1 sur une résolution de 512×512 pixels. La partie supérieure de chaque image correspond à la partie solide, la partie inférieure à la partie liquide. Les points blancs dans la partie liquide correspondent aux particules flottantes permettant l'observation des écoulements.

La mesure de champ de vitesse d'écoulement est effectuée grâce aux particules flottant à la surface du bain liquide. Elles sont de taille réduite et ont une vitesse encore plus élevée que celle du front de solidification. La taille des particules flottantes va de la vingtaine de micromètres pour les plus grosses, jusqu'à des tailles très inférieures au micromètre. Leurs vitesses sont aussi très variables, mais elles peuvent dépasser largement 100 mm/s . Zhao et al. ont recensé des vitesses d'écoulement pouvant même aller jusqu'à 400 mm/s [50].

La plage de grossissements citée auparavant ($\times 4$ et $\times 7$) permet l'observation des particules de taille supérieure à quelques micromètres et offre un bon compromis entre le nombre de particules détectées et la taille du champ observé, qui permet de les suivre sur une distance suffisante (Fig. 2.17). Il est possible de prendre un grossissement plus grand pour tenter de voir plus de particules, mais l'aire d'observation n'est plus assez grande pour mesurer leurs vitesses de déplacement sur une distance importante. De plus, les objectifs de microscope ont une profondeur de champ d'autant plus petite que l'on augmente le grossissement et la moindre déformation de la surface libre du bain fondu peut rendre l'image floue lorsque le grossissement est plus élevé.

La résolution temporelle doit en revanche être fortement augmentée pour l'observation des particules. Une fréquence d'acquisition de 5000 images par seconde a été utilisée afin d'avoir une marge suffisante pour le suivi de particules. Dans le cas le plus défavorable, c'est-à-dire avec une vitesse de particule rapide (400 mm/s) et un grossissement le plus grand ($7\times$), le déplacement maximum serait de 25 pixels/image. Cette valeur est encore mesurable par les traitements d'image que l'on peut appliquer sur les vidéos.

Éclairage de la scène

Malgré le rayonnement produit par le métal chaud autour du bain et le métal liquide dans le bain, la scène observée doit être éclairée artificiellement. Le temps d'exposition du capteur est en effet très réduit pour les hautes fréquences d'acquisition et le rayonnement naturel du matériau n'est pas suffisant pour révéler le contraste entre le liquide et le solide.

La source de lumière additionnelle doit être d'autant plus puissante que les temps d'exposition (de l'ordre de la dizaine de microsecondes) du capteur de la caméra sont faibles. Un éclairage conventionnel à l'aide d'une lampe halogène de 250 watts s'étant révélé insuffisant, une diode laser de longueur d'onde 808 nm éclairant une zone de quelques centimètres de diamètre a été choisie. Sa forte puissance (jusqu'à 30 watts) permet d'atteindre un éclairage suffisant pour avoir une exposition optimale de l'image et ainsi discerner tous les détails. Le laser permet aussi d'augmenter le contraste entre les textures du solide (rugueux) et du liquide (lisse), faisant ainsi ressortir les oxydes flottants à la surface du métal liquide et les dendrites en croissance au niveau du front de solidification.

2.3.3.2 Observation macroscopique en lumière visible

L'observation à l'échelle macroscopique doit permettre d'observer la forme générale du bain de soudage, et en priorité l'arrière du bain liquide, au niveau duquel se développe le front de solidification, et les directions des écoulements à l'échelle du bain liquide. Afin de connaître la forme du bain et d'estimer les écoulements dans la profondeur du bain, deux caméras de type AVT Procilica GE680 sont utilisées : une pour la face envers du bain liquide, l'autre pour la face du dessus.

Positionnement des caméras et calibration des images

Deux problèmes se posent pour la visualisation du bain. À cause de la présence de la torche de soudage en face supérieure et de la caméra rapide en face envers, les caméras filmant à l'échelle macroscopique ne peuvent pas être placées perpendiculairement à la zone à observer. Par conséquent, il faut passer par un processus de calibration pour redresser l'image déformée à cause de l'angle d'observation. Le positionnement des caméras ne demandant pas une grande précision, elles sont fixées sur des bras photo. Cela permet un positionnement aisé des caméras avec le meilleur angle d'observation possible.

Les images déformées à cause de l'angle de visualisation sont calibrées à l'aide d'une mire de calibration (Fig. 2.18). Cette mire de calibration est collée sur la tôle observée, puis une photo est prise. En comparant l'image de la mire non déformée et celle collée sur la tôle, (Fig. 2.18 et 2.19) grâce à un script Python utilisant la bibliothèque erCv [53], il est possible de trouver la matrice de passage entre l'image déformée de la figure 2.19 et l'image de référence de la figure 2.18. Ainsi toutes les images d'un film peuvent être redressées comme si la caméra filmait la scène perpendiculairement à la tôle. Ce procédé de calibration permet aussi d'obtenir l'échelle des images.

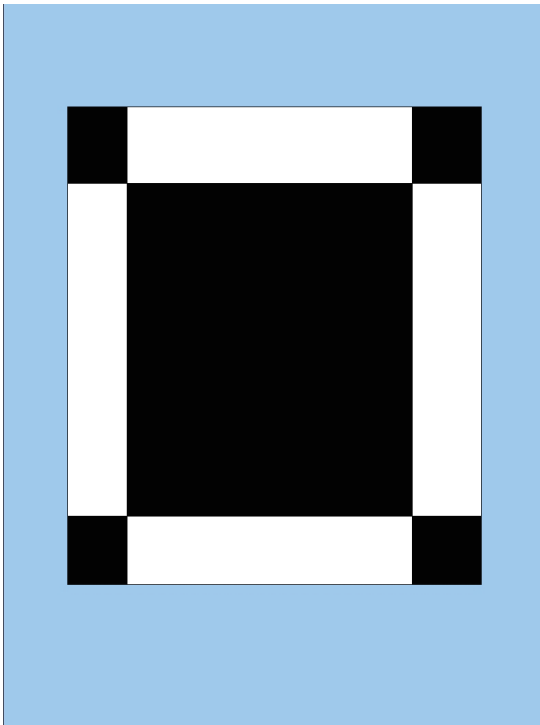


FIGURE 2.18 – Mire de calibration.

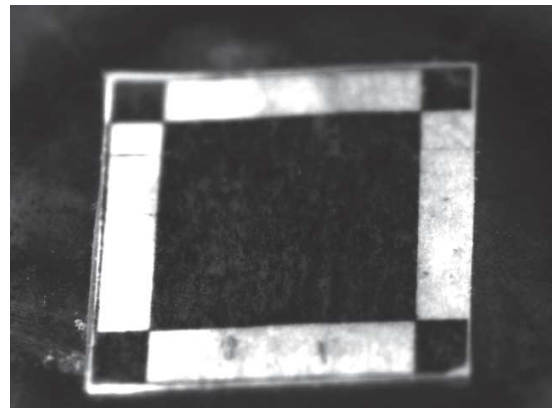


FIGURE 2.19 – Image déformée par l'angle d'observation de la mire de calibration collée sur la tôle.

Exposition et grossissement

L'observation des deux faces du bain de fusion nécessite deux filtrages de la lumière différents afin d'obtenir des images bien exposées. Les deux caméras sont équipées d'objectifs Tamron à grossissement et ouverture réglables. Seul le filtre devant l'objectif change. La caméra observant la partie supérieure de la tôle est munie d'un filtre passe bande centré sur la longueur d'onde de 1100 nm pour couper une grande partie du rayonnement d'arc et

l'ouverture du diaphragme est de $f/8$. La caméra observant la face envers est équipée d'un filtre passe bande à 850 nm et l'ouverture du diaphragme est de $f/16$. Ces réglages permettent d'obtenir une exposition et une profondeur de champ optimale pour l'observation du bain de fusion. Les caméras disposent d'un capteur d'une résolution de 800 par 600 pixels.

2.3.3.3 Observation macroscopique en infrarouge

L'observation infrarouge a pour objectif de réaliser des mesures de champ de température dans la partie solide autour du bain de fusion. Une caméra sensible dans l'infrarouge est utilisée pour ces mesures.

Choix de la caméra

La caméra doit pouvoir mesurer des températures allant au moins jusqu'à la température de fusion du matériau métallique utilisé (jusqu'à 1450 °C pour l'acier 304L), qui sera la limite haute pour les essais. La fréquence d'acquisition doit être assez élevée pour les conditions du soudage. Pour une observation macroscopique, il ne faut pas descendre en dessous de 25 images par secondes. La zone d'observation de la caméra doit être d'environ 50x50 mm sur la tôle afin d'avoir un bon niveau de détail dans le bain liquide et dans le solide autour.

La caméra choisie est une caméra infrarouge Xenics Gobi 384. Elle est sensible dans les infrarouges lointains (LWIR : Long Wavelength Infra Red), correspondant à des longueurs d'onde comprises entre 8 μm et 14 μm . Cette plage de longueur d'onde ne donne pas une très grande précision pour mesurer la température des métaux, car ils ont une faible émissivité dans cette plage de longueur d'onde, mais elle permet de mesurer des températures allant jusqu'à 2000 °C. Le capteur a une résolution de 384 par 288 pixels, avec un objectif à focale fixe et grossissement de 5.7 \times . L'ensemble permet d'obtenir des images correspondant à la zone d'intérêt (50 \times 50 mm environ).

Positionnement et redressement des images

Le positionnement est soumis aux mêmes contraintes que pour les caméras de visualisation à l'échelle macroscopique dans le visible. La caméra ne peut pas être positionnée perpendiculairement à la tôle, donc les images devront être redressées. Le principe de redressement des images est le même que pour les caméras utilisées dans le domaine visible, seule la mire change. En effet, la mire utilisée pour le redressement des images en lumière visible ne convient pas car le noir et le blanc sur l'objet sont perçus de la même couleur en infrarouge. La mire pour les images infrarouges est une tôle d'acier de dimension 50 \times 50 mm percée de trois séries de quatre trous formant les sommets de trois rectangles centrés sur la tôle et dont les dimensions sont parfaitement connues (Fig. 2.20).

Un exemple d'image non redressée extraite des vidéos en caméra infrarouge est donné en figure 2.21. On peut voir que l'image est un peu déformée, mais on visualise bien le bain liquide et le cordon solidifié. Deux thermocouples sont également visibles sur la gauche de l'image, ils sont utilisés pour la calibration en température du capteur.

Les détails de la calibration des images de la caméra infrarouge sont donnés dans la partie 2.4.3.

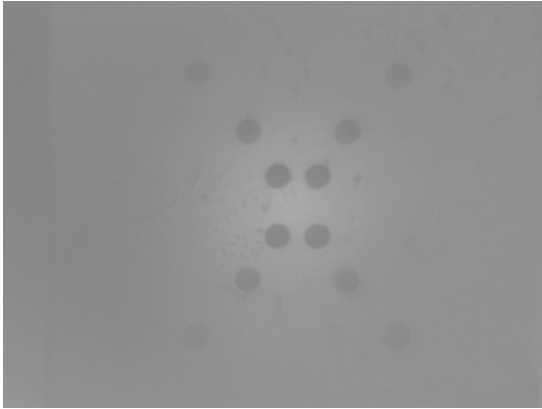


FIGURE 2.20 – Mire de calibration de référence pour le redressement des images infrarouge.

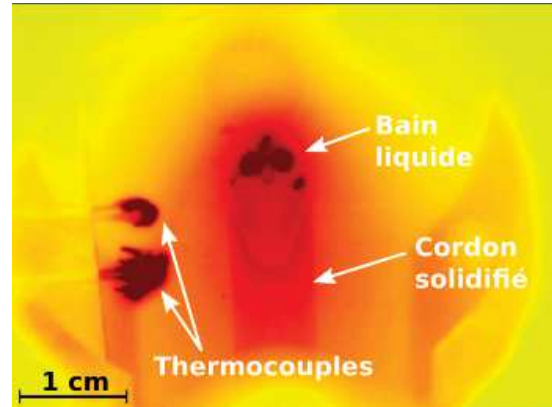


FIGURE 2.21 – Exemple d'image non redressée prise par la caméra thermique en cours de test. On peut repérer la présence des deux thermocouples sur la gauche de l'image.

2.3.4 Matériau

Les essais préliminaires décrits dans la section 2.2.3 avaient été effectués avec un alliage de type industriel, l'acier 304L. La complexité du processus de solidification dans les aciers nous a conduit à rechercher un matériau "modèle" présentant un chemin de solidification plus simple. Notre choix s'est porté sur l'alliage binaire Cu30Ni qui répond à ces exigences.

L'alliage Cu30Ni est un alliage de cuivre contenant en solution solide 30% de nickel en masse. Les alliages Cu-Ni sont notamment utilisés pour la fabrication des pièces de monnaie. Ils sont aussi utilisés dans les échangeurs de chaleur car ils résistent très bien à la corrosion et sont de bons conducteurs thermiques.

Malgré l'intérêt industriel bien moins important de ce matériau par rapport à l'acier 304L, il a été choisi pour ses propriétés correspondant bien à nos exigences, en particulier un diagramme de phase Cu-Ni très simple ne comportant ni point eutectique ni intermétalliques, mais seulement une solution solide entre le cuivre et le nickel (Fig. 2.22). L'alliage Cu30Ni présente un certain nombre d'avantages par rapport à notre étude :

- s'agissant d'un alliage binaire, son chemin de solidification est très simple et peut être déterminé d'après le diagramme de phase binaire Cu-Ni (Fig. 2.22) ;
- son intervalle de solidification est relativement important ($50^{\circ}C$), ce qui doit permettre le développement d'une zone semi-solide assez étendue ;
- enfin, ses caractéristiques physiques sont bien connues (coefficient de diffusion du soluté, conductivité thermique... cf. table 2.1), tout comme son diagramme de phase, ce qui facilite la modélisation de la solidification.

La structure cristalline de cet alliage est cubique face centrée. Il se solidifie généralement sous forme de dendrites, croissant dans la direction cristallographique préférentielle $\langle 100 \rangle$. Le coefficient de partage k est supérieur à 1, ainsi le soluté (Ni) est absorbé par le solide pendant la solidification, générant une couche appauvrie en soluté dans le liquide situé devant le front de solidification. D'un point de vue opératoire, l'alliage ne présente pas de problème de soudabilité particulière. Il se soude en TIG en courant continu, et il ne forme pas de couche d'oxyde réfractaire obstruant la vision par caméra du métal liquide, comme avec les alliages d'aluminium. La protection du bain par un flux de gaz inerte est nécessaire comme pour tous

les métaux, mais les échantillons n'ont pas besoin d'être placés dans une boîte à gant. Les lignes de fusion réalisées sur du Cu30Ni ont pour seul inconvénient de présenter beaucoup de porosités, qui peuvent gêner l'analyse des microstructures.

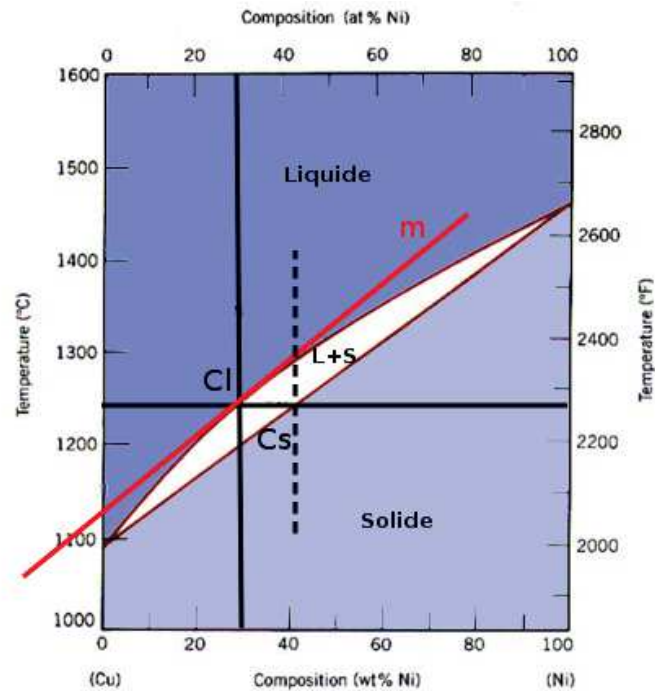


FIGURE 2.22 – Diagramme de phase cuivre-nickel [54]

Grandeur	Valeur
Intervalle de fusion	1472 – 1520 K
Masse volumique à 20 °C	8,94 g/cm ³
Conductivité thermique à 20 °C	30 W/m.K
Conductivité thermique à 700 °C	60 W/m.K
Coefficient de diffusion de Ni dans le liquide	1.10 ⁻⁹ (m ² /s)
Viscosité dynamique du liquide	0,0031 Pa.s
Capacité calorifique (liq.) à 1550 K	663 J/kg.K
Capacité calorifique (sol.) à 1450 K	556 J/kg.K
Chaleur latente de fusion	2,75.10 ⁵ J/kg

TABLE 2.1 – Propriétés physiques de l'alliage Cu30Ni [55, 56, 57, 38]

2.3.5 Montages expérimentaux

Deux montages expérimentaux différents ont été réalisés. Ils ont été conçus pour permettre deux types d'observations différentes :

- Le premier montage permet de générer un bain de fusion axisymétrique. Tous les éléments du montage ainsi que l'éprouvette d'essai restent immobiles. L'observation de la solidification se déroule alors après l'extinction de l'arc (Fig. 2.23 et 2.24).

- Le second montage permet de générer une ligne de fusion. Pour réaliser cette ligne, les seules parties mobiles en translation du montage sont la tôle et son support. Tous les instruments d'observation et de mesure et la torche de soudage restent fixes, ce qui facilite la visualisation du bain de fusion pendant tout l'essai. L'observation peut alors se dérouler pendant toute la phase de soudage (Fig. 2.25 et 2.26).

Les deux montages doivent permettre l'observation des zones décrites sur les figures 2.24 et 2.26. Les zones d'observation à l'échelle microscopique pour les deux montages sont choisies afin de visualiser de manière optimale la zone de solidification. Pour l'observation à l'échelle macroscopique en visible, les zones observées englobent tout le bain et la zone solide voisine. L'observation en lumière infrarouge requiert une zone qui englobe le bain, la zone solide voisine et les thermocouples, afin de permettre la calibration.

Le réglage du montage requiert beaucoup d'efforts de précision au niveau du positionnement des caméras, et plus particulièrement de la caméra rapide, dont la profondeur de champ est très faible en raison de l'utilisation d'un objectif de microscope (cf 2.3.3.1). En soudage statique, la surface libre du bain liquide se déforme assez peu et le réglage de la focalisation de l'objectif de microscope est plus aisée. Il a donc été choisi de réaliser les essais en soudage statique préalablement aux essais en translation. La réalisation du montage statique a aussi permis d'affiner les solutions d'observation et de calibration retenues et de débiter l'analyse des phénomènes physiques en soudage sur un cas de solidification simple sans effets de la vitesse de soudage.

Le montage statique

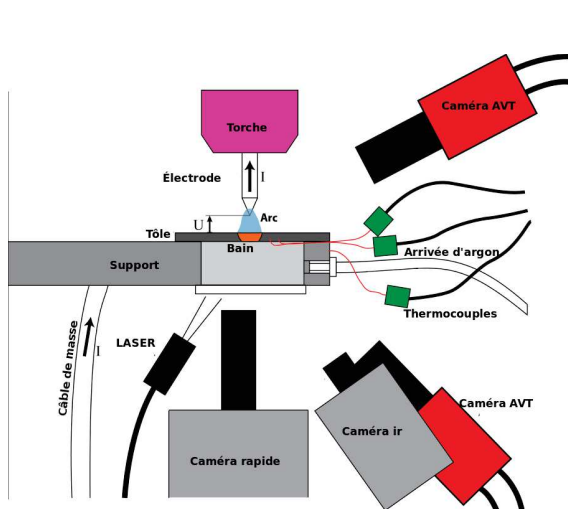


FIGURE 2.23 – Montage expérimental conçu pour les expériences en soudage statique.

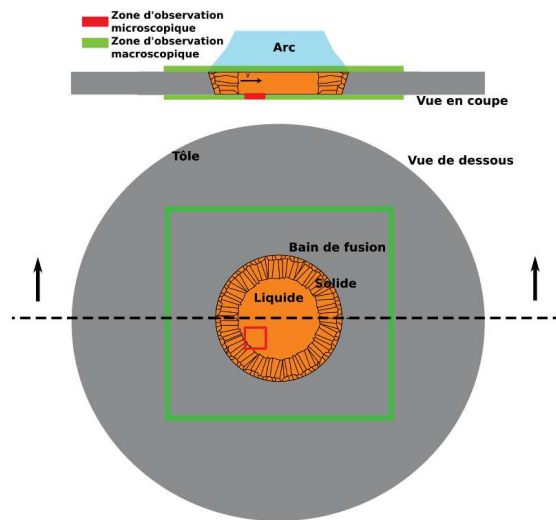


FIGURE 2.24 – Zones d'observation du montage statique au niveau du bain liquide en cours de solidification.

Comme cela a été décrit dans la partie 2.3.3, le système d'observation se compose de quatre caméras dont la position et l'orientation doivent être réglées à l'aide du montage expérimental. La figure 2.23 montre le placement des différentes caméras autour de la tôle, trois caméras observant la face envers et une caméra la face supérieure. Le laser permettant d'éclairer la scène à visualiser se trouve à gauche de la caméra rapide. Au dessus de la tôle se trouve la torche de soudage TIG d'où sort l'électrode en tungstène, reliée à la borne négative

du générateur de soudage, permettant de générer l'arc électrique. La tôle est maintenue par un support et sa bride. Ce support est relié à la borne positive du générateur de soudage.

La protection du bain liquide sur la face du dessus lors du soudage est assurée par un flux d'argon sortant de la buse équipant les torches de soudage. La face envers quant à elle est protégée grâce à une chambre remplie d'argon avant soudage. La chambre de protection est fermée en dessous par une fenêtre en cristal de chlorure de sodium (NaCl). Cette fenêtre a été choisie pour ses propriétés de transmission de la lumière. Sa bande passante couvre tout le visible jusqu'aux infrarouges lointains, plus précisément de 250 nm à $16\ \mu\text{m}$, avec une transmission de 90%. Elle permet alors l'observation en simultané des infrarouges lointains par la caméra thermique, et du visible par les deux autres caméras. La chambre de protection à l'argon n'est pas totalement hermétique, pour éviter les hausses de pression à l'intérieur. Des trous sont en effet percés dans le support, pour permettre dans un premier temps de chasser l'air, puis de maintenir un flux d'argon permanent et une pression constante voisine de la pression atmosphérique.

Le support de la tôle est conçu en aluminium pour résister aux échauffements dus au soudage. Il mesure 3 cm d'épaisseur pour avoir assez de place pour y insérer l'arrivée de gaz de la chambre de protection et être assez rigide pour supporter l'équipement installé dessus. Des rainures y ont été usinées pour laisser passer les thermocouples mesurant la température sur la face envers de la tôle. Un trou de $0,5\text{ mm}$ de diamètre est également percé dans la masse du support pour insérer le thermocouple de contrôle de température du support. Les éprouvettes utilisées sont des disques de 70 mm de diamètre et de $1,6\text{ mm}$ d'épaisseur, bridées en périphérie sur le support, qui est de forme circulaire pour épouser la forme du disque. Cette forme d'éprouvette a été retenue parce qu'elle permet d'avoir un bain parfaitement circulaire, le flux de chaleur étant radial autour du bain liquide.

Pour éviter le risque de fuite de courant dans le support, celui-ci est vissé à une poutre métallique fixée au sol par l'intermédiaire d'un support isolant. L'isolation électrique permet aussi de supprimer le bruit induit par le soudage sur les signaux de mesure.

Le montage en translation

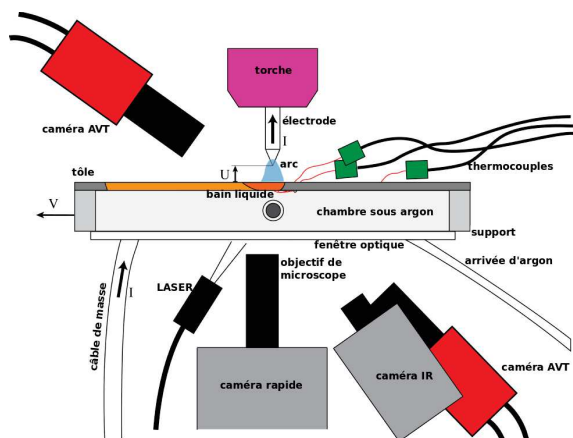


FIGURE 2.25 – Montage expérimental conçu pour les expériences en translation.

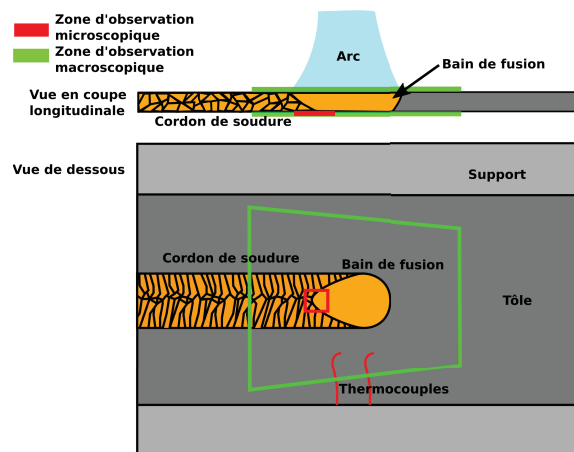


FIGURE 2.26 – Zones d'observation du montage en translation en cours de soudage.

Les caméras et les dispositifs de mesure sont placés de la même manière que pour le montage statique. La seule différence se situe au niveau du support de la tôle, il doit être

motorisé pour se déplacer en cours de soudage. Sa forme est aussi différente afin d'accueillir une tôle rectangulaire de 150 *mm* par 70 *mm* (Fig. 2.25). La chambre du support située sous la tôle est toujours remplie d'argon pour protéger le bain liquide de l'oxydation et la tôle est toujours bridée par de dessus. La partie transparente fermant la chambre du support est composée de deux matériaux différents. Au niveau de la partie centrale, une fenêtre de même nature que dans le montage statique permet la visualisation en infrarouge. Les fenêtres en chlorure de sodium de grande taille sont en effet difficiles à trouver, donc seule la partie centrale de la paroi de la chambre en est équipée. Aux deux extrémités, des fenêtres en matière plastique transparente, ne laissant passer quasiment que la lumière du visible, sont utilisées.

Conception du système en translation

Le déplacement du support est réalisé par un système mécanique comportant deux moteurs, deux réducteurs et deux couples poulies/courroie. La commande est réalisée par une carte Arduino. Ce système a été conçu en s'inspirant de ce qui existe déjà dans les imprimantes 3D (Fig. 2.27).

Le système de translation doit répondre à plusieurs critères :

- il doit être assez robuste pour supporter le poids du support et de tout ce qui y est accroché ;
- le support doit pouvoir être translaté en toute position, s'arrêter en tout point et sa position instantanée doit être connue afin de pouvoir revenir au point de départ ;
- la vitesse de déplacement doit pouvoir être réglée de manière précise et doit être stable pour éviter que des accélérations n'affectent la physique de la solidification ;
- la vitesse de déplacement doit couvrir au moins une partie des vitesses de soudage typiques en TIG (de 1 à 10 *mm/s* environ).

Le support de tôle est maintenu sur quatre roulements linéaires portés sur deux tiges lisses rectifiées qui servent de glissières. Les tiges sont maintenues par quatre pieds en plastique vissés sur une armature métallique. Cette armature métallique est fixée à une poutre métallique qui est elle-même fixée au sol. Les quatre pieds en plastique servent également d'isolation électrique pour éviter toute fuite de courant dans le montage et les dispositifs de mesure.

Deux moteurs pas-à-pas sont utilisés pour réaliser la translation du support. Ils sont couplés avec deux réducteurs permettant de réduire la vitesse de rotation des moteurs et d'augmenter le couple. En sortie de réducteur, deux poulies crantées entraînant deux courroies attachées au support permettent sa translation sur les glissières. Pour que le montage fonctionne correctement, les moteurs sont synchronisés.

Les deux réducteurs ont été implantés dans le montage pour éviter les à-coups générés par chaque pas à petites vitesses de translation. Le réducteur permet de réduire la taille de chaque pas de translation du support. Ainsi avec ce réducteur, le pas au niveau de la translation du support est passé de 0,15 *mm* à 0,01 *mm*, ce qui permet d'avoir un mouvement quasi continu même à faible vitesse de soudage, les fluctuations étant alors imperceptibles sur les vidéos rapides à 5000 images/s.

2.4 Exploitation des images et traitement des données

Afin de pouvoir extraire différentes grandeurs caractéristiques de la microstructure ou du processus de solidification, les images obtenues grâce aux caméras doivent subir plusieurs traitements d'image. Une phase de calibration est notamment obligatoire pour redresser les images à l'échelle macroscopique ou pour obtenir des valeurs de température. L'analyse du

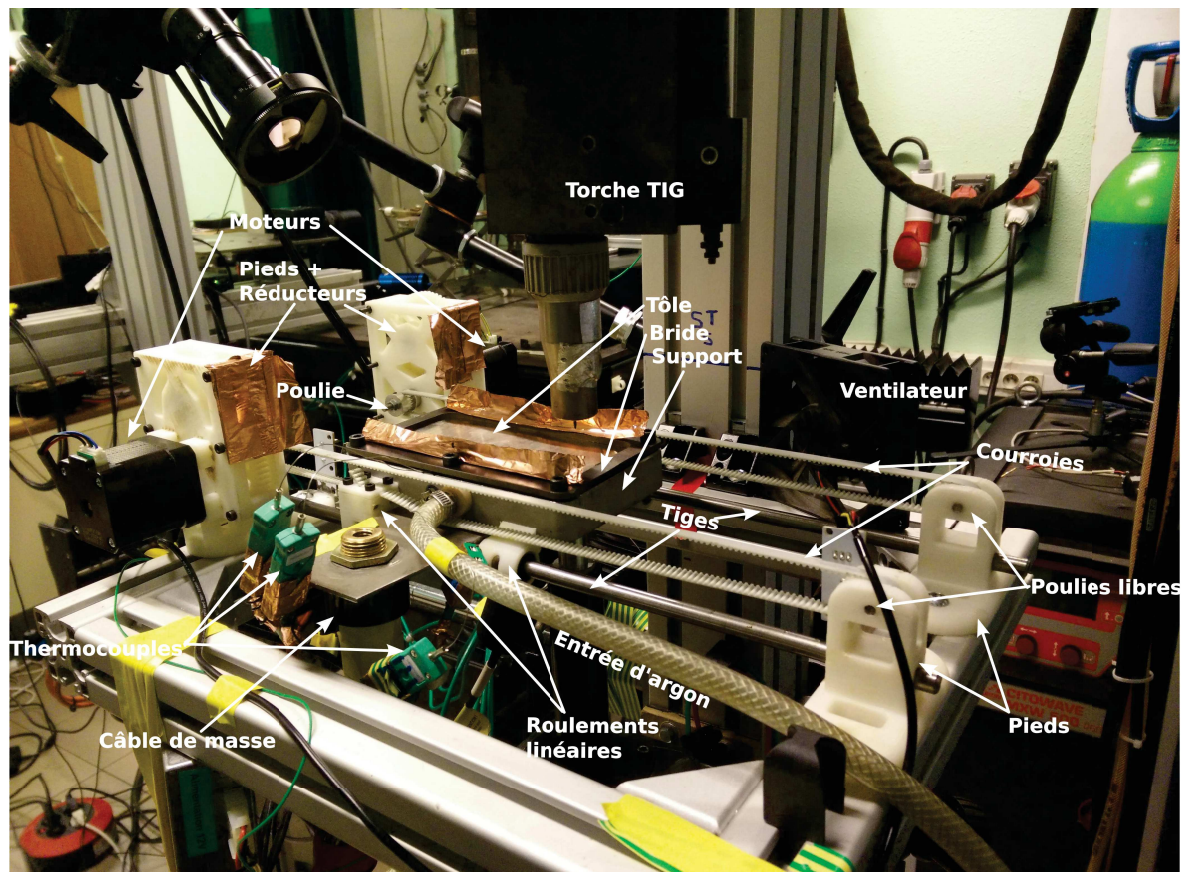


FIGURE 2.27 – Vue du montage expérimental pour le soudage en translation.

front de solidification nécessite une détection de contour et la mesure des écoulements un algorithme de suivi de particules.

2.4.1 Analyse du front de solidification

2.4.1.1 Mesure de la vitesse du front de solidification

Les images à l'échelle microscopique montrent que les extrémités des dendrites observées sont assez bien alignées le long d'une ligne que l'on peut assimiler au front de solidification. La vitesse de déplacement du front de solidification peut donc être calculée à partir de la vitesse de croissance moyenne des dendrites. La position du front de solidification est repérée grâce à un algorithme de détection de contour développé au LMGC dans l'application erCv [53]. Il consiste en une combinaison de différents traitements d'image successifs.

Traitement d'image en tir statique

Le résultat du traitement de détection du front de solidification par erCv, pour un tir statique, est illustré sur la figure 2.28. Sur la partie gauche de l'image, se trouve la partie semi-solide, comprenant des dendrites colonnaires croissant dans le liquide. Sur la partie droite de l'image, se trouve la partie liquide incluant des oxydes flottant à la surface. L'algorithme de détection de contour prend comme base la partie liquide et détecte les changements de texture. Le résultat obtenu est le contour brut en trait plein, supposé correspondre à la

ligne reliant toutes les pointes de dendrites (Fig. 2.28). Chaque image du film de la caméra rapide est traitée ainsi et donne un contour brut. Néanmoins, ce contour est très perturbé, traduisant le fait que les dendrites ne croissent pas exactement toutes à la même vitesse, ou des variations de contraste sur les différentes parties du contour qui rendent la détection des pointes de dendrites plus ou moins facile. Un contour “moyen” est alors identifié, modélisé par un arc de cercle de centre fixe et de rayon modélisé par la méthode des moindres carrés à partir du contour brut extrait des images vidéo (trait pointillé sur la figure 2.28). La décroissance de ce rayon au cours du temps permet de calculer la vitesse du front ou vitesse de solidification (Fig. 2.29). La vitesse de solidification variant assez peu dans l’intervalle de mesure, elle est supposée constante et déduite par approximation linéaire de la courbe montrant la décroissance du rayon en fonction du temps (Fig. 2.29).

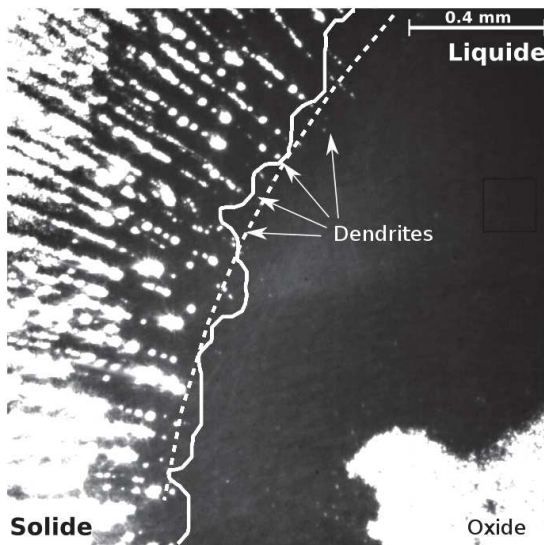


FIGURE 2.28 – Détection du contour entre la partie liquide et la partie semi-solide. Le trait plein correspond au contour brut détecté par l’algorithme de erCv et le trait en pointillés correspond à l’interpolation par un arc de cercle du contour brut par la méthode des moindres carrés.

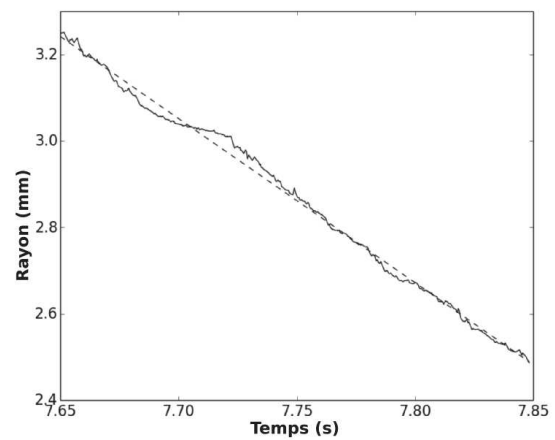


FIGURE 2.29 – Évolution du rayon du bain liquide au cours du temps. La courbe pleine représente l’évolution des rayons des arcs interpolés à partir des contours bruts, calculés pour chaque image du film. La courbe en pointillés représente l’approximation linéaire de la courbe en trait plein.

Traitement d’image pour les essais en translation

Dans le cas des essais en translation, des lignes de fusion sont réalisées en courant lisse et en courant pulsé. En courant lisse, lorsque le bain atteint l’équilibre, le front de solidification est immobile par rapport à la caméra, alors qu’en courant pulsé le front se déplace et se déforme périodiquement.

Dans le cas des essais en courant lisse, la vitesse de déplacement du front de solidification, lorsque le bain atteint l’équilibre quasi-stationnaire, est donc égale à la vitesse de soudage. Les dendrites étant observées perpendiculaires au front de solidification, leur vitesse de croissance dépend de l’orientation de la normale au front par rapport à la direction de soudage. La vitesse de croissance des dendrites v peut alors être calculée avec l’angle α entre la normale au front et la direction de soudage au niveau de chaque dendrite, et la vitesse de soudage v_s suivant

l'équation :

$$v = v_s \cos \alpha \quad (2.1)$$

Le même traitement s'applique en courant pulsé, mais il faut alors prendre en compte le déplacement du front par rapport à la caméra pendant le soudage. En chaque point du front, à la vitesse calculée précédemment à l'aide de la relation (2.1), doit être ajoutée la vitesse de déplacement normale du contour, mesurée selon la méthode décrite pour les tirs statiques.

2.4.1.2 Mesure de l'espace interdendritique

L'espace interdendritique est déterminé par la distance moyenne entre les axes des bras primaires de dendrites voisines. Il est mesuré le long d'une ligne perpendiculaire à la direction des bras primaires. Le long de cette ligne est récupéré le niveau de gris de chaque pixel qu'elle recouvre. Deux méthodes ont été testées pour mesurer les espacements à partir du profil de niveau de gris de la droite : une analyse spectrale par transformée de Fourier, et une analyse par un algorithme de détection des maxima locaux. La première méthode ayant conduit à une nette surévaluation des espacements interdendritiques, c'est donc la seconde qui a été retenue. Elle a néanmoins un inconvénient, elle nécessite un réglage de sensibilité. Plus on augmente la sensibilité, plus il y a de maxima détectés et on risque une sous-estimation des espaces interdendritiques si la sensibilité est trop forte.

2.4.2 Mesure des propriétés des écoulements

2.4.2.1 Traitement d'image pour l'observation des écoulements

Pour observer des écoulements à partir d'un film ou d'une série d'images, quatre éléments essentiels doivent être réunis [58] :

- des particules traçantes (ou sources) prises dans l'écoulement et répondant à certains critères ;
- un éclairage permettant un bon contraste entre les sources et le liquide ;
- une caméra assez rapide par rapport à l'écoulement pour ne pas être limité par la résolution temporelle ;
- une partie logicielle pour l'analyse des images acquises par la caméra.

Plusieurs méthodes d'analyse peuvent être choisies, en fonction de deux paramètres caractérisant les images que sont la densité de sources et la densité de l'image [59]. La densité de sources caractérise le degré d'indépendance des particules entre elles. Plus ce nombre est grand, plus les particules interféreront entre elles, et si une particule bouge, ses proches voisines auront un mouvement induit par ce déplacement. La densité d'image correspond au nombre de particules dans une fenêtre donnée où l'on veut connaître la vitesse. On peut alors distinguer trois solutions possibles :

- PTV (Particle Tracking Velocimetry) :
Cette méthode d'analyse est adaptée à de faibles densités de sources, c'est-à-dire lorsque les traceurs sont très éloignés et indépendants entre eux. La méthode permet alors de suivre les sources individuellement. Le défaut de cette méthode est le manque d'information sur les zones où il n'y a pas de sources. Ce n'est donc pas à proprement parler une véritable méthode de mesure de champ, mais une mesure ponctuelle au niveau de chaque source. Cette méthode correspond à une approche lagrangienne du problème.
- PIV (Particle Image Velocimetry) :

Pour ce traitement, il faut une densité d'image élevée, ce qui permet d'avoir une vraie mesure de champ sur un écoulement. Pour avoir une mesure globale du champ de vitesse, c'est une très bonne solution, mais on perd la précision sur la vitesse locale de chaque source. Cette méthode correspond à une approche eulérienne du problème.

— LSV (Laser Speckle Velocimetry) :

Lorsque la densité de sources augmente, les sources commencent à ne plus être indépendantes entre elles. Avec cette forte densité, on ne peut plus dissocier les particules les unes des autres. Le principe de mesure est le même que la PIV, mais la mesure de vitesse ne se fait plus à partir d'un champ de particules isolées en mouvement, mais à partir d'une texture mouchetée.

Pour le cas des particules flottant à la surface du bain liquide en cours de soudage, les méthodes de traitement les plus intéressantes sont la PIV et la PTV. La méthode PIV offre la mesure de champ recherchée, mais nécessite un grand nombre de particules pour fonctionner correctement et être efficace. En PTV, le résultat est une série de trajectoires qu'il faut compiler pour avoir une pseudo mesure de champ. Cependant, son gros avantage est qu'elle nécessite peu de particules.

Les particules peuvent être de différentes natures. Pour les applications en soudage, les oxydes obtenus par une pollution volontaire du bain de fusion ou des particules de tungstène ajoutées au bain peuvent être utilisés. Néanmoins, cette pollution présente le risque de modifier le comportement du bain et les mécanismes de solidification. La meilleure solution est alors de visualiser les écoulements en s'aidant des oxydes déjà présents dans le matériau. Par exemple dans les aciers inoxydables, la couche de passivation de surface se fragmente en soudage, donnant des oxydes naturels flottants à la surface du métal liquide.

Néanmoins, les particules ne suivent pas nécessairement fidèlement les lignes de courant du métal liquide. Le nombre de Stokes permet d'appréhender le comportement des particules dans un fluide en mouvement :

$$Stk = \frac{\rho d^2 u}{\mu L_c} \quad (2.2)$$

avec ρ la masse volumique de la particule, d le diamètre de la particule, u la vitesse du fluide, μ la viscosité dynamique du fluide et L_c la longueur caractéristique de l'écoulement.

Si le nombre de Stokes est assez petit ($Stk \ll 1$), alors les particules suivent les lignes de courant sans glissement significatif. Si le nombre de Stokes est très petit ($Stk \ll 0,1$), l'erreur de suivi est de moins de 1% [60].

La taille des particules traçantes doit aussi être suffisante, par rapport à la résolution du capteur. Pour connaître la taille des images des particules sur le capteur, il faut considérer une contribution liée à la géométrie et une contribution liée à la diffraction lumineuse [58]. Pour la contribution géométrique, le diamètre $d_{i,geo}$ de la particule dans le plan image est donné par :

$$d_{i,geo} = M d_o \quad (2.3)$$

avec M le grossissement et d_o le diamètre de la particule dans le plan objet.

Pour la contribution liée à la diffraction, la tâche observée a la forme d'un disque d'Airy de diamètre :

$$d_{i,diff} = 2,44(1 + M) \frac{f}{D} \lambda \quad (2.4)$$

avec f/D l'ouverture du diaphragme de l'objectif et λ la longueur d'onde de la lumière passant par le système optique.

En combinant les deux diamètres, on obtient le diamètre effectif sur l'image :

$$d_{i,tot} = \sqrt{M^2 d_o^2 + \left(2,44(1+M)\frac{f}{D}\lambda\right)^2} \quad (2.5)$$

On peut alors vérifier que le diamètre de la particule dans le plan image n'est pas inférieur à la taille du pixel du capteur. Si c'est le cas, la particule va être impossible à observer.

Algorithmes d'analyse

L'analyse PIV est réalisée grâce à openPIV, une bibliothèque libre conçue pour plusieurs langages de programmation. La méthode de détection est décrite dans l'annexe D.

Pour la méthode PTV, il existe plusieurs variantes d'algorithmes de détection. Cependant la méthode globale reste la même. La recherche de trajectoires se déroule en deux parties : une partie détection de particules à tracer, et une partie recherche des liaisons entre les particules détectées. Les travaux de Chenouars et al. recensent et comparent les différentes méthodes de détection qui ont été testées [61].

Deux solutions semblent intéressantes pour notre application :

- L'une utilise un plugin de ImageJ qui contient un "particle tracker" : Mosaic Suite [62]. Le plugin utilise un algorithme très performant qui est très bien expliqué par Sbalzarini et al. dans leur article concernant le développement d'une méthode PTV pour le suivi de particules en biologie cellulaire [63].
- L'autre est un module Python "trackpy" [64] présent sur github. Le module est une traduction d'un programme développé sous IDL (Interactive Data Language) [65].

La deuxième solution est pratique, car elle est directement implémentée en Python, ce qui permet d'analyser facilement les images extraites des caméras, mais aussi d'avoir des résultats qui peuvent être traités directement en Python. Néanmoins la première solution est plus performante et offre avec le logiciel ImageJ une interface graphique très pratique. Le seul inconvénient est le traitement des résultats de ImageJ en Python un peu plus contraignant.

2.4.2.2 Mesure des mouvements du liquide en face du front de solidification

Les écoulements dans le bain liquide situés devant le front de solidification ou dans les canaux liquides séparant les dendrites colonnaires dans la zone semi-solide sont observés par la caméra rapide montée avec l'objectif de microscope. Afin d'avoir des informations sur l'écoulement, il est nécessaire d'avoir des traceurs dans le liquide en mouvement. Dans l'idéal, ce sont de petites particules qui ne perturbent pas l'écoulement et qui le suivent sans glissement. Dans le cas des expériences de cette étude, les traceurs sont déjà présents dans le matériau (oxydes naturels), ce qui permet de ne pas polluer le matériau en y ajoutant des corps étrangers, comme expliqué dans la partie 2.4.2.1.

Les nombres de Stokes, calculés avec $\rho = 8,94.10^3 \text{ kg/m}^3$, $d = 11 \text{ }\mu\text{m}$ et $\nu = 3,1.10^{-3} \text{ Pa.s}$, ne dépassent jamais la valeur de 0,3 pour les particules circulant dans les canaux liquides entre les dendrites ($u = 80 \text{ mm/s}$ et $L_c = 1.10^{-4} \text{ m}$), et 0,1 pour les particules circulant dans le bain liquide ($u = 270 \text{ mm/s}$ et $L_c = 1.10^{-3} \text{ m}$), dans le cas d'une expériences en translation. Dans le cas d'un tir statique, la valeur du nombre de Stokes ne dépasse jamais 0,3 entre les dendrites ($u = 60 \text{ mm/s}$ et $L_c = 0,07 \text{ mm}$) et 0,02 dans le bain ($u = 100 \text{ mm/s}$ et $L_c = 2,3 \text{ mm}$), avec les mêmes paramètres qu'en translation. On peut donc considérer que les vitesses mesurées sont représentatives des vitesses d'écoulement.

Plusieurs méthodes ont été testées pour la mesure des écoulements dans le bain liquide à proximité du front de solidification, décrites dans la partie 2.4.2.1. La solution qui s'est

avérée la mieux adaptée pour ces expériences est l'analyse PTV. Elle a été choisie plutôt que l'analyse PIV, car les images extraites des vidéos rapides ne montraient pas un nombre suffisant de particules pour utiliser efficacement cette dernière méthode, ce qui entraînait une sous-estimation importante des vitesses. De plus, la forte décélération des particules, observée lorsque celles-ci s'éloignent du front de solidification, imposait une réduction de la taille de la fenêtre d'échantillonnage, ce qui pour la méthode PIV, limitait davantage le nombre de particules par fenêtre. La méthode PTV avec ImageJ a donc été choisie pour ses meilleures performances. Néanmoins, pour détecter les particules assez efficacement, il a été nécessaire de cacher numériquement la partie solide sur les images traitées par ImageJ (Fig. 2.30).

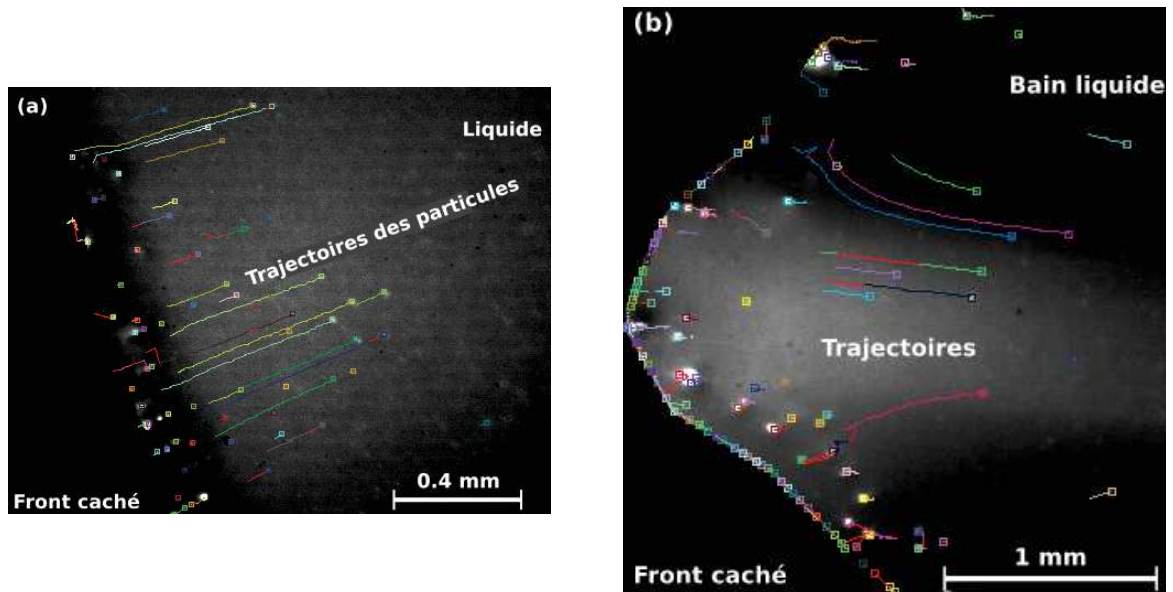


FIGURE 2.30 – Exemple d'analyse par la méthode PTV sur un essai en soudage statique (a), et en translation (b). Les différentes lignes de couleur correspondent aux trajectoires de particules sortant du front de solidification pour rejoindre le centre du bain liquide.

La méthode PTV délivre une série de trajectoires de particules traçantes (Fig. 2.30), qu'il faut ensuite traiter pour en extraire les informations recherchées, qui sont l'évolution de la vitesse et de la direction de l'écoulement au cours du temps et en fonction de la distance par rapport au front de solidification.

Que ce soit en soudage statique ou en translation, le procédé d'extraction des données est le même. Seules les hypothèses faites sur l'écoulement changent. En tir statique, on suppose que les directions de l'écoulement sont axisymétriques. En soudage en translation en courant lisse, l'écoulement est supposé être en régime permanent, c'est-à-dire que la vitesse d'écoulement est supposée constante en chaque point du liquide. En soudage en translation en courant pulsé en revanche, le champ de vitesse de l'écoulement change au cours du temps, avec les mouvements du front de solidification.

2.4.3 Mesures du champ de température

Le capteur de la caméra thermique, utilisée pour observer le champ de température dans la partie solide autour du bain, fournit des images en niveaux de gris proportionnels à une luminance (Fig. 2.31). Une étape de calibration est donc nécessaire afin de corrélérer ces niveaux de gris à des températures.

2.4.3.1 Calibration de la caméra thermique

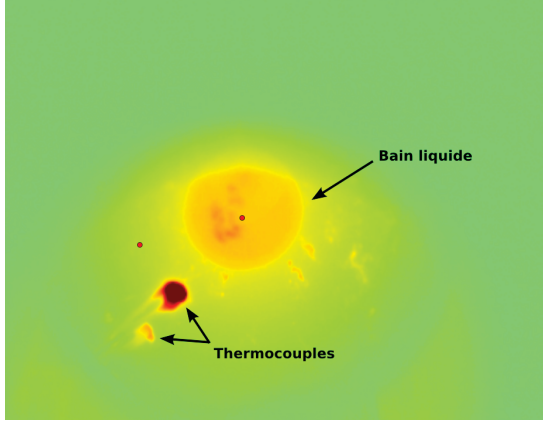


FIGURE 2.31 – Exemple d’une image prise par la caméra thermique sur un tir statique en face envers. Le point au centre de l’image correspond au centre du bain liquide, et celui de gauche, à l’emplacement du pixel utilisé pour la calibration.

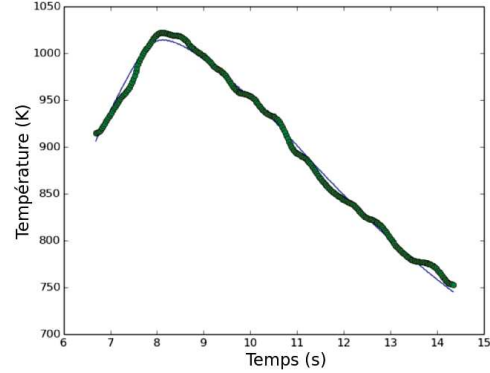


FIGURE 2.32 – Évolution de la température au cours du temps mesurée par le thermocouple (trait fin) et de la température mesurée au même point par la caméra thermique, après calibration (trait épais).

La première étape de la calibration consiste à relier le niveau de gris que le capteur de la caméra fournit à la luminance de l’objet observé. On sait que la luminance totale L reçue par chaque pixel du capteur est une fonction affine du niveau de gris E_{GL} qu’il transmet. La luminance totale L intégrée sur la plage de sensibilité du capteur (entre $8 \mu\text{m}$ et $14 \mu\text{m}$) sur chaque pixel vérifie ainsi la relation :

$$L = kE_{GL} + C \quad (2.6)$$

avec k le facteur de proportionnalité et C le décalage.

Les paramètres k et C sont inconnus et doivent être calculés au moment de la calibration. Pour relier la luminance totale avec la température, il faut commencer par supposer que le corps observé est un corps gris. Ceci implique que :

$$L_\lambda = \varepsilon L_\lambda^0 \quad (2.7)$$

avec L_λ la luminance monochromatique associée à la longueur d’onde λ , ε l’émissivité et L_λ^0 la luminance monochromatique du corps noir. La loi de Planck relie la luminance monochromatique du corps noir à la température :

$$L_\lambda^0 = \frac{2hc_\lambda^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(\frac{hc_\lambda}{kT}) - 1} \quad (2.8)$$

avec $c_\lambda = \frac{c}{n_\lambda}$, c la vitesse de la lumière dans le vide (299792458 m/s), n_λ l’indice du milieu, h la constante de Planck ($6,62617 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$), k la constante de Boltzman ($1,38066 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$), T la température et λ la longueur d’onde.

La luminance totale L s’exprime ainsi pour la plage de longueur d’onde de la caméra thermique (de $8 \mu\text{m}$ à $14 \mu\text{m}$) :

$$L = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_\lambda = \int_{8 \cdot 10^{-6}}^{14 \cdot 10^{-6}} \varepsilon L_\lambda^0 \quad (2.9)$$

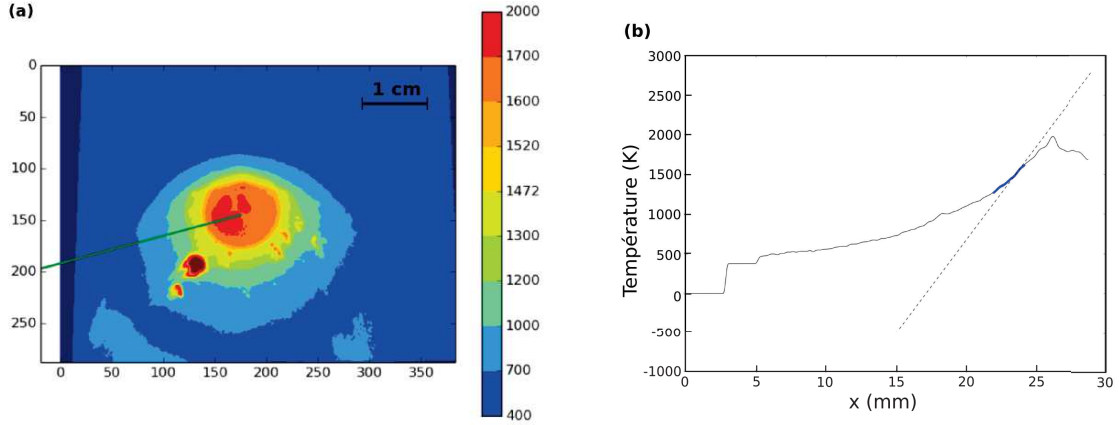


FIGURE 2.33 – (a), cartographie résultant de la conversion en température de la luminance d’une image de caméra thermique. (b), distribution de température le long de la droite verte sur la figure (a). La droite en pointillés correspond à la tangente donnant le gradient de température au niveau du front de solidification.

En combinant les équations (2.6),(2.8) et (2.9), l’équation à résoudre pour la calibration et donnant par la suite la relation entre niveau de gris et température s’exprime ainsi :

$$\frac{k}{\varepsilon} E_{GL} + \frac{C}{\varepsilon} = \int_{8.10^{-6}}^{14.10^{-6}} \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(\frac{hc\lambda}{kT}) - 1} \quad (2.10)$$

avec comme inconnues les paramètres $\frac{k}{\varepsilon}$ et $\frac{C}{\varepsilon}$.

On suppose dans ces équations que l’émissivité ε est indépendante de la température et de la longueur d’onde. Cette hypothèse peut induire une certaine erreur, d’autant que le système étudié subit de fortes variations de températures, et que la mesure se fait à travers une fenêtre optique qui peut filtrer certaines longueurs d’ondes du rayonnement émis par le métal.

Les mesures de températures transmises par les thermocouples permettent de trouver les deux inconnues dans l’équation (2.10). En corrélant l’évolution des températures mesurées par le thermocouple et celle de niveau de gris des pixels situés à proximité (Fig. 2.32 et 2.31), il est possible d’obtenir des couples de points (E_{GL}, T) correspondants. Ces couples de points permettent alors de trouver les inconnues $\frac{k}{\varepsilon}$ et $\frac{C}{\varepsilon}$ de l’équation (2.10) par la méthode des moindres carrés (Fig. 2.33(a)).

Une fois cette calibration réalisée, il devient possible de convertir chaque image de luminance en une cartographie des températures (Fig. 2.33(a)).

2.4.3.2 Extraction des données thermiques

Les images de la caméra thermique étant traduites en température grâce à la calibration (Fig. 2.33(a)), il reste à extraire les données thermiques utiles à l’étude de la solidification. Nous nous intéressons en particulier à la température mesurée le long de la frontière entre le solide et le liquide, c’est-à-dire le long du front de solidification, et aux gradients de température dans cette zone.

En soudage en translation comme en soudage statique, il faut commencer par détecter la position du contour du bain de fusion à partir des images obtenues à l’aide de la caméra macroscopique, en utilisant l’application erCv. On utilise la même méthode que celle employée pour la détection des contours de front de solidification d’écrite dans la section 2.4.1. Des

profils de températures, le long de segments partant du centre du bain vers l'extérieur, peuvent alors être extraits des images thermiques, et la localisation grâce aux images visibles de la position du front de solidification le long de ce segment permet de déduire le gradient thermique au niveau du front (Fig. 2.33(b)).

2.5 Conclusion

Les montages expérimentaux décrits et développés dans ce chapitre permettent l'observation in-situ et de manière synchronisée de la plupart des phénomènes physiques importants se déroulant en cours de soudage. Sur deux échelles (macroscopique et microscopique), peuvent être observés notamment la croissance du front de solidification, les écoulements en face du front, les écoulements globaux dans le bain, et le champ de température autour du bain liquide. Le seul paramètre qui ne pourra être mesuré est le gradient de soluté en face du front de solidification. Il est cependant possible de faire des hypothèses quant aux concentrations de soluté grâce aux autres mesures et aux données de la littérature.

Les observations ne pourront être réalisées que dans le plan des faces endroit et envers du bain liquide. Elles sont le reflet en deux dimensions de phénomènes physiques en trois dimensions se déroulant dans le volume du bain. Ceci aura des conséquences sur les conclusions tirées des observations, et sur les comparaisons faites avec les données de la littérature. Néanmoins, les nombreuses informations fournies par les observations devraient permettre d'extrapoler les données obtenues dans le plan au comportement en volume, en particulier pour expliquer les écoulements dans l'épaisseur du bain.

Les expériences vont être réalisées avec les deux types de montages statique et en translation. En faisant varier les paramètres de soudage, et par conséquent les conditions de solidification, il sera possible d'étudier les liens entre les paramètres de soudage et le comportement du bain lors de la solidification, ainsi que les couplages entre les différents phénomènes physiques, tels que la solidification et les écoulements, sur les deux échelles de mesure.

Chapitre 3

Essais statiques : solidification d'un bain de fusion axisymétrique

3.1 Introduction

Le montage statique étant conçu et testé, les expériences de soudage en tir statique peuvent être réalisées. Rappelons que cet essai consiste à générer à l'aide d'une tête de soudage TIG, un bain de fusion axisymétrique et observer sa solidification après l'extinction de l'arc électrique. Les données récoltées pendant les essais sont traitées pour en extraire les grandeurs voulues sur les deux échelles macroscopique et microscopique. Les propriétés des écoulements, du front de solidification et du champ thermique autour du bain liquide vont être analysées et interprétées.

Plusieurs paramètres du procédé de soudage sont modifiés d'un essai à l'autre. Ces paramètres de soudage (tension et intensité de soudage) peuvent influencer sur les caractéristiques du front de solidification, de l'écoulement, du champ de température et globalement sur la forme du bain liquide dans son ensemble. À l'échelle microscopique comme à l'échelle macroscopique, l'instant initial de début de solidification, qui a lieu peu après l'extinction de l'arc, doit être choisi avec soin pour pouvoir comparer les différents essais.

Les résultats obtenus pour les différents paramètres de soudage seront comparés dans le but de discuter de l'influence des caractéristiques de la source d'énergie sur le comportement physique du bain liquide. Les différents types de données recueillies autour du front de solidification, à l'échelle macroscopique comme à l'échelle microscopique, seront aussi analysées afin de mieux comprendre l'influence des paramètres de soudage sur la solidification et les couplages entre phénomènes, en particulier l'influence des écoulements dans le bain sur les mécanismes et cinétiques de solidification.

3.2 Paramètres des essais en soudage statique

Les essais statiques consistent à générer, sur un disque de 70 *mm* de diamètre et de 1,6 *mm* d'épaisseur en alliage de cuivre contenant 30 % de nickel (Cu30Ni), un bain de fusion axisymétrique à l'aide d'un arc électrique agissant pendant une durée fixée de 5,9 *s*, puis à observer sa solidification. L'arc est généré à l'aide d'une électrode en tungstène thorié de diamètre 1,6 *mm* et d'angle d'affûtage de 30°.

Entre les différents essais de soudage (Tab. 3.1), seuls l'intensité de soudage et le temps d'évanouissement de l'arc en fin de soudage varient. Faire varier l'intensité de soudage permet

Type d'essai	Intensité I (A)	Tension U (V)	Temps de maintien t_f (s)	Énergie, E (J)	Évanouissement de l'arc (s)
1	63	9,1	5,9	3374	0
2	73	9,6	5,9	3993	0
3	83	9,7	5,9	4745	0
4	93	9,9	5,9	5522	0
5	103	10,1	5,9	6062	0
6	93	9,9	5,9	5780	1
7	93	9,9	5,9	6420	2

TABLE 3.1 – Paramètres de soudage choisis pour les essais réalisés en tir statique. Les tensions et intensités sont les valeurs moyennes au cours de l'essai, calculées à partir des enregistrements. Pour les essais type 1 à type 5, l'énergie de soudage est croissante. Les essais type 4, 6 et 7 sont des essais réalisés à intensité constante, mais avec des temps d'évanouissement croissants.

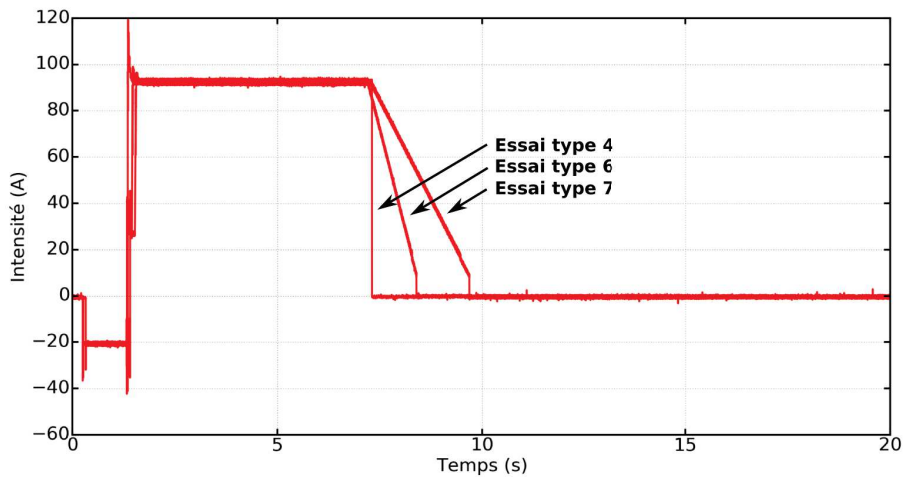


FIGURE 3.1 – Courbes d'intensité du courant lors des essais statiques type 4, 6 et 7.

de modifier l'énergie de soudage et donc le champ thermique. Ce champ pilote les phénomènes de transfert thermique se déroulant à l'intérieur et autour du bain liquide. Il aura donc une influence sur la solidification. Le temps d'évanouissement de l'arc peut quant-à-lui modifier les premiers instants de la solidification. En faisant décroître lentement l'intensité de l'arc au lieu d'un arrêt instantané (Fig. 3.1), la variation du champ de température au cours du temps est en effet modifiée. L'enregistrement continu de l'intensité I et de la tension d'arc U au cours de chaque essai permet de calculer l'énergie totale E fournie au cours de l'essai, d'une durée totale t_f : $E = \int_0^{t_f} U \cdot I dt$ (Tab. 3.1).

Afin de vérifier la répétabilité des résultats, tous les essais à paramètres identiques sont doublés voire triplés.

3.3 Résultats

Au total, 18 essais ont été réalisés avec les paramètres de soudage du tableau 3.1. Tous les types de mesure ne sont pas forcément réalisés à chaque essai.

3.3.1 Caractéristiques du front de solidification

Les caractéristiques du front de solidification sont les principaux témoins de changements microstructuraux dus aux variations des paramètres de soudage. Ces derniers peuvent en effet modifier les conditions de solidification, comme par exemple les vitesses de solidification, modifiant ainsi les caractéristiques microstructurales telles que les espacements interdendritiques (Tab. 3.2). La vitesse instantanée de déplacement du front est mesurée à l'échelle microscopique grâce aux images de la caméra rapide selon le protocole décrit dans le chapitre 2 (cf. section 2.4.1). Les vitesses de solidification moyennes du bain en faces endroit et envers sont aussi calculées, grâce aux images des deux caméras AVT à l'échelle macroscopique (Fig. 3.2). Elles sont obtenues en divisant le diamètre de la zone fondue du bain, mesuré par analyse post-mortem sur les éprouvettes, par le temps de solidification en face endroit et envers déterminé à partir des enregistrements des deux caméras AVT. Les espacements interdendritiques sont mesurés grâce à l'étude des images de la caméra rapide.

Type d'essai	Vitesse de croissance dendritique (mm/s)	Vitesse moy. de solidification sup. (mm/s)	Vitesse moy. de solidification inf. (mm/s)	Espacements entre dendrites (μm)
1	$3,8 \pm 0,1$	5,3	3,9	97 ± 1
2	$3,5 \pm 0,4$	4,2	3,6	83 ± 4
3	$2,8 \pm 0,4$	3,6	3,1	84 ± 9
4	$2,7 \pm 0,8$	3,2	3,0	84 ± 7
5	$2,8 \pm 0,5$	3,0	2,8	76 ± 8
6	$2,5 \pm 0,4$			84 ± 8
7	$1,9 \pm 0,4$			66 ± 6

TABLE 3.2 – Vitesses de croissance de dendrites mesurées à l'échelle microscopique, vitesses moyennes de solidification mesurées à l'échelle macroscopique sur les faces inférieure et supérieure du bain liquide, et espacements interdendritiques.

Qualitativement, du côté de la morphologie de solidification, les vidéos obtenues à l'aide de la caméra rapide montrent systématiquement des dendrites colonnaires parallèles, dont les pointes forment le front de solidification (Fig. 3.3). Théoriquement elles sont censées suivre la direction du gradient de température maximal imposé par le procédé de soudage. C'est le cas dans ces expériences, où on ne retrouve pas, dans la zone d'observation à l'échelle microscopique, de dendrites qui ne soient pas perpendiculaires au front, à l'exception de certains essais à faible énergie comme dans l'essai type 1 où la microstructure est un peu plus complexe. Lors de cet essai, certaines dendrites se développent en effet dans le bain de fusion en aval du front de solidification, sans contact avec celui-ci (Fig. 3.4).

En comparant les vitesses de solidification moyennes sur la face supérieure et la face envers du bain liquide, on remarque une vitesse bien plus importante au dessus qu'en dessous. En effet, le temps de solidification est quasiment le même pour les deux faces supérieure et inférieure, au facteur de précision près, alors que le bain est plus grand au dessus qu'en dessous de la tôle (Tab. 3.3). Notons que la précision de détermination du temps de solidification est

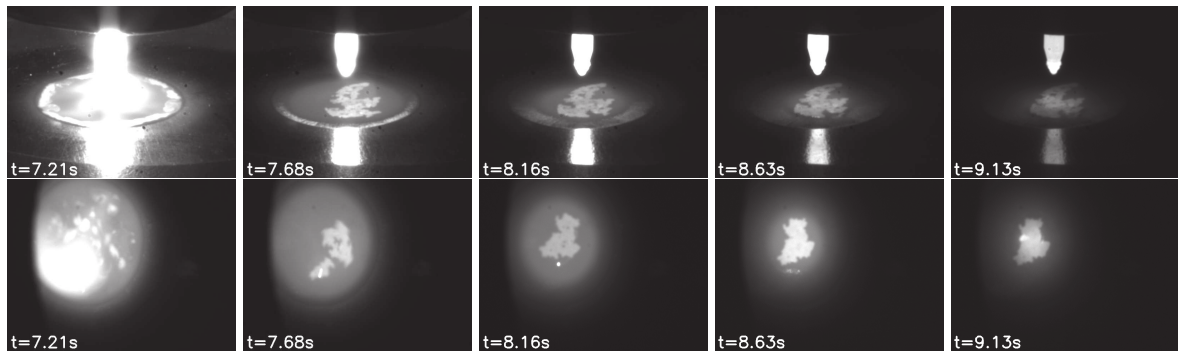


FIGURE 3.2 – Série d’images extraites des caméras AVT. Les cinq images du dessus correspondent à l’observation macroscopique en face endroit et les cinq en dessous correspondent à l’observation macroscopique en face envers. La référence de temps ($t = 0$) correspond au commencement de l’essai, et la première image représentée à gauche pour chaque face, correspond à l’instant de l’extinction de l’arc.

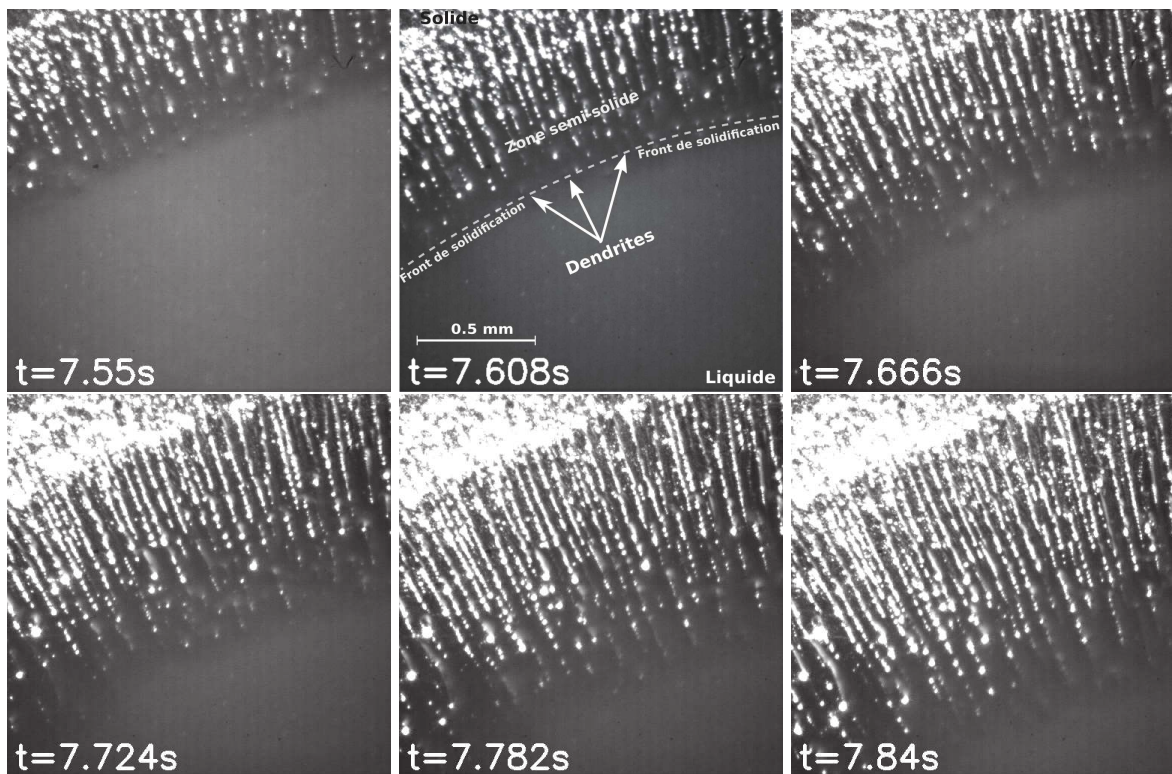


FIGURE 3.3 – Série d’images extraite d’une vidéo de la caméra rapide pour un essai type 5. On distingue les dendrites colonnaires en cours de croissance (en blanc) séparées par des canaux de liquide pas encore solidifié (en noir) sur la partie supérieure de l’image, et sur la partie inférieure le bain de fusion encore liquide (en noir).

limitée par la faible fréquence d’acquisition des caméras AVT. Les images sont en effet espacées de 25 *ms* environ. Les temps de solidification étant compris, selon les essais, entre 0,6 et 2 *s* environ, cela donne une erreur qui peut atteindre un maximum de 4% du temps estimé.

La vitesse de déplacement du front mesurée à l’échelle microscopique permet d’accéder à

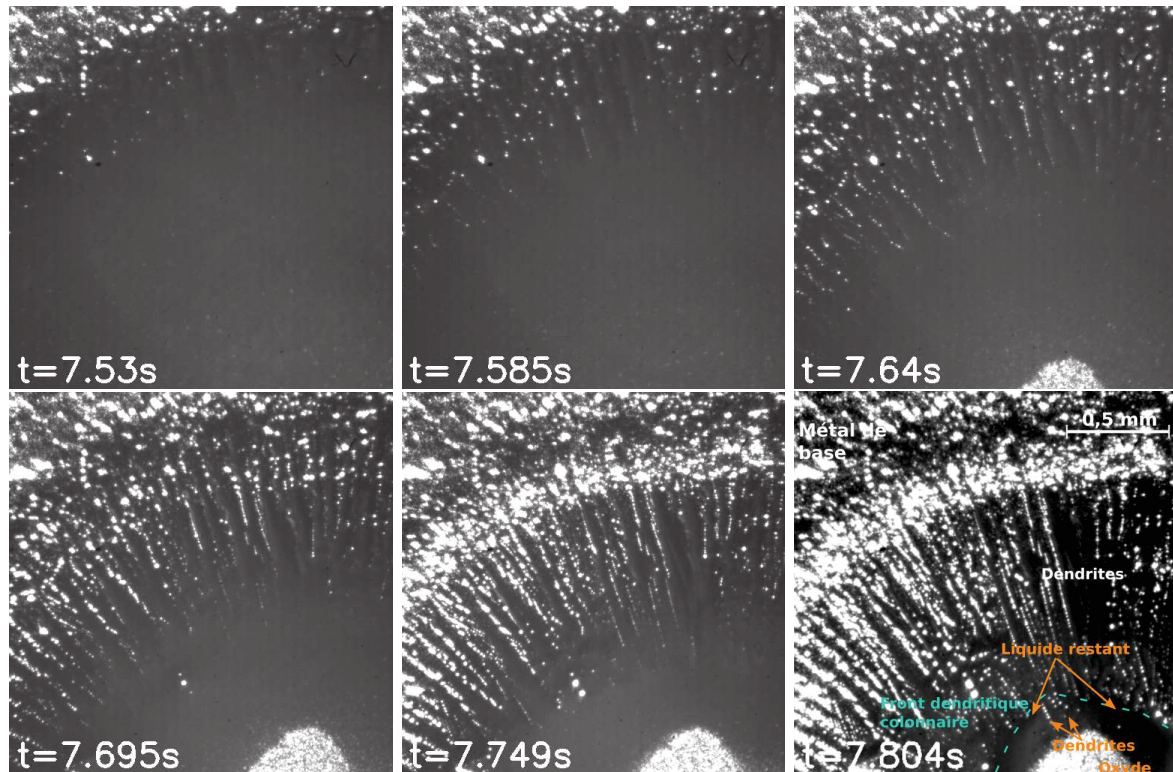


FIGURE 3.4 – Série d’images montrant la croissance de dendrites dans le liquide situé en aval du front de solidification. Le front de solidification en pointillés n’a pas encore atteint le centre du bain mais des dendrites sont déjà apparues, en croissant depuis l’amas d’oxydes central.

la vitesse instantanée de croissance, dans la zone de champ de la caméra rapide, localisée en périphérie du bain. Pour la plupart des essais, une petite zone de métal de base non-fondue reste visible en bordure du champ de la caméra à l’extinction de l’arc, ce qui permet d’observer les tous premiers instants de la solidification. Pour quelques essais, la frontière avec la zone non-fondue à l’extinction de l’arc est en dehors du champ de la caméra, mais le front de solidification apparaît rapidement dans le champ, moins de 0,5 s après l’extinction de l’arc. Rappelons que la caméra rapide est placée en face envers. Cette mesure fournit donc une estimation de la vitesse de croissance des dendrites en face envers, en début de solidification du bain axisymétrique. Elle permet en outre de suivre l’évolution de la vitesse instantanée de croissance, sur une distance de 0,5 à 1 mm environ, correspondant à la zone centrale du champ de la caméra rapide (la zone suffisamment précise pour détecter de façon nette le front de solidification). Les résultats ont cependant montré que cette vitesse de croissance dendritique demeure quasiment constante sur tout le champ d’analyse microscopique.

En comparant les vitesses de croissance dendritique et de solidification macroscopique en face envers, on remarque qu’elles sont très similaires. Les écarts entre les deux mesures sont assez faibles, démontrant une certaine fiabilité des mesures. La vitesse de solidification moyenne mesurée à l’échelle macroscopique est cependant un peu plus grande que la valeur microscopique, ce qui pourrait indiquer que la solidification accélère dans sa phase finale.

Les résultats montrent que l’augmentation de l’énergie de soudage entre les essais s’accompagne d’une diminution de la vitesse de solidification. L’augmentation de la durée de

Type d'essai	Diamètre sup. du bain (mm)	Diamètre inf. du bain (mm)	Ratio inf./sup.	Aire d'interface (mm^2)
1	$6,4 \pm 0,1$	$4,7 \pm 0,1$	$0,73 \pm 0,00$	33 ± 1
2	$8,0 \pm 0,2$	$6,7 \pm 0,0$	$0,84 \pm 0,02$	39 ± 1
3	$9,8 \pm 0,3$	$8,7 \pm 0,3$	$0,89 \pm 0,02$	48 ± 6
4	$11,1 \pm 0,1$	$10,3 \pm 0,2$	$0,93 \pm 0,01$	55 ± 5
5	$12,0 \pm 0,0$	$11,4 \pm 0,1$	$0,95 \pm 0,01$	60 ± 1

Type d'essai	Volume du bain, (mm^3)
1	$38,3 \pm 0,4$
2	$67,7 \pm 1,0$
3	$106 \pm 1,9$
4	$143 \pm 0,7$
5	$172 \pm 0,4$

TABLE 3.3 – Caractéristiques géométriques des bains liquides formés lors des différents essais. Les surfaces d'échange entre le liquide et le solide sont calculées avec la formule de la surface d'un cône tronqué : $S = \pi(R + r)\sqrt{h^2 + (R - r)^2}$ avec h l'épaisseur de la tôle, R le rayon supérieur du bain et r le rayon inférieur du bain. Les volumes sont calculés de la même manière grâce à la formule : $\frac{\pi h}{3}(R^2 + r^2 + Rr)$.

l'évanouissement de l'arc diminue également la vitesse de solidification du bain (Tab. 3.2).

D'après la littérature, les variations d'énergie sont censées avoir une influence sur les espacements interdendritiques, à travers la vitesse de croissance dendritique et le gradient de température à l'interface (cf. section 1.2.2.7). Ces espacements sont mesurés sur chaque front de solidification à distances égales des pointes de dendrites. Sur le tableau 3.2, on constate que les espacements interdendritiques diminuent légèrement avec l'augmentation de l'énergie de soudage. L'espacement interdendritique diminue également avec l'augmentation du temps d'évanouissement de l'arc.

3.3.2 Champ de température

Les champs de température mesurés à l'aide de la caméra infrarouge (Fig. 3.5) peuvent être traités pour en extraire certaines grandeurs caractéristiques des conditions de la solidification. Deux grandeurs ayant une forte influence sur les mécanismes et cinétiques de solidification peuvent en particulier être déterminées : le gradient thermique et la température au niveau du front de solidification. Le gradient de température influe sur la stabilité et la morphologie du front de solidification (cf. 1.2.2 et Annexe B), et détermine le flux de chaleur transféré par conduction dans la phase solide. La température du front permet quant à elle d'estimer la surfusion, qui correspond à l'écart entre la température de liquidus de l'alliage Cu30Ni et la température de l'interface solide-liquide en pointe de dendrites.

L'extraction de ces données à partir des images de la caméra infrarouge suppose bien sûr d'avoir pu situer au préalable le front de solidification, à l'aide d'un algorithme de détection de contour. Ces grandeurs sont déterminées à l'instant où démarre la solidification, c'est à dire au moment où le rayon du bain observé à l'échelle macroscopique amorce sa décroissance. Rappelons que le temps entre deux images enregistrées à l'aide des caméras AVT et infrarouge est de $0,025$ s, ce qui peut limiter la précision si les phénomènes évoluent très rapidement.

Le gradient thermique et la température au niveau du front sont déterminés à partir des

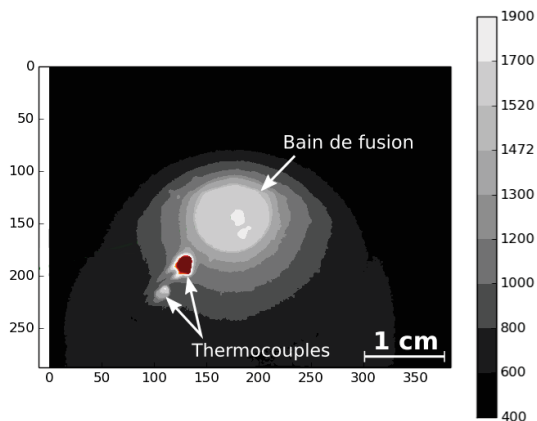


FIGURE 3.5 – Champ de température autour du bain de fusion statique en face envers.

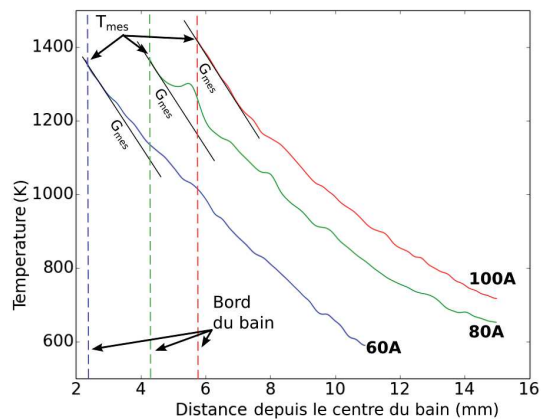


FIGURE 3.6 – Courbes de température en fonction de la distance radiale depuis le centre du bain liquide pour trois essais différents (essais type 1, 3 et 5). Les gradients mesurés au front de solidification sont notés G_{mes} et les températures du front de solidification pour le calcul de la surfusion T_{mes} .

profils de température le long de lignes radiales au bain de fusion. Chaque valeur du gradient et de la température de front est le résultat d'une moyenne sur 7 profils radiaux. Des exemples de profils de température extraits des images infrarouge sont présentés sur la figure 3.6.

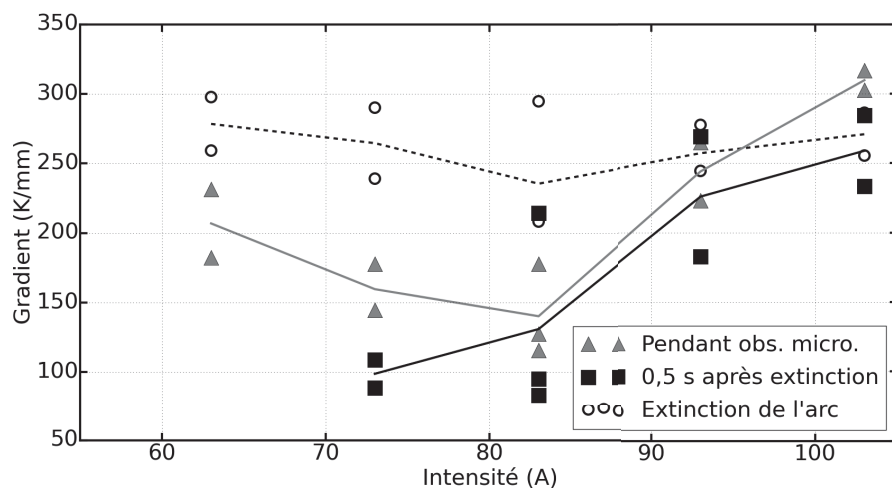


FIGURE 3.7 – Valeurs du gradient de température au front de solidification pour chaque essai à différents instants pendant la solidification. En blanc et pointillés, les valeurs à l'extinction de l'arc, en noir, 0,5 s après extinction et en gris, pendant les observations à l'échelle microscopique.

On peut constater sur la figure 3.7 que le gradient de température après l'extinction de l'arc, au début de la solidification, varie entre 210 K/mm et 300 K/mm avec une moyenne autour de 267 K/mm . À cet instant de mesure, le gradient semble assez indépendant des

énergies de soudage. En revanche, 0,5 s après l’extinction de l’arc, le gradient devient bien plus petit pour les faibles énergies que pour les fortes. Au cours des 0,5 premières secondes de solidification, le gradient semble ainsi peu changer pour les fortes énergies, alors qu’à faible énergie, il diminue de manière significative.

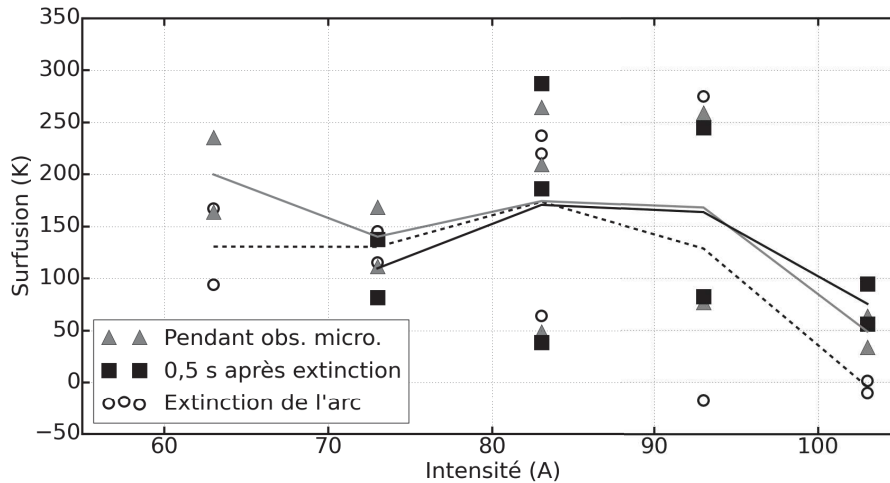


FIGURE 3.8 – Valeurs de la surfusion au front de solidification pour chaque essai à différents instants pendant la solidification. En blanc et pointillés, les valeurs à l’extinction de l’arc, en noir, 0,5 s après extinction et en gris, pendant les observations à l’échelle microscopique.

Les valeurs de surfusion du front de solidification varient entre 0 K et 300 K environ (Fig. 3.8). On peut remarquer que les valeurs mesurées pour les essais type 3 et 4 (83 A et 93 A) présentent beaucoup plus de dispersions que pour les autres essais. Ce résultat peut être dû aux imprécisions de la calibration des températures, qui a une forte influence sur la précision des mesures de température, et sur la difficulté de localiser précisément le front de solidification. Si on fait abstraction de ces valeurs divergentes, la surfusion semble avoir une tendance à la baisse lorsque l’intensité augmente, quel que soit l’instant de mesure.

L’augmentation du temps d’évanouissement d’arc jusqu’à deux secondes pour l’essai type 4 ne semble pas modifier significativement le gradient de température et la surfusion au front de solidification ($G = 298 K/mm$ et ΔT proche de 0 à l’extinction).

Les évolutions de température et de gradient au front de solidification au cours du temps présentent aussi un grand intérêt. Cependant, les mesures au cours du temps sont peu précises, et il est difficile de donner des valeurs très cohérentes et comparables entre les essais. Sur les essais dont le gradient est mesuré assez précisément au cours du temps, on constate que le gradient de température décroît en fonction du temps. Plus la taille du bain liquide se réduit au cours de la solidification, plus le gradient de température diminue (Fig. 3.9). Les résultats donnés sur la figure 3.7 vérifient ce constat, en tout cas pour les intensités inférieures à 83 A.

3.3.3 Écoulements dans le bain liquide

Les écoulements dans le liquide au voisinage du front de solidification sont mesurés à partir des enregistrements de la caméra rapide effectués à l’échelle microscopique, sur la face envers. Rappelons que la méthode PTV (Particle Tracking Velocimetry) a été retenue pour effectuer ces mesures, les particules solides naturellement présentes dans le bain servant de

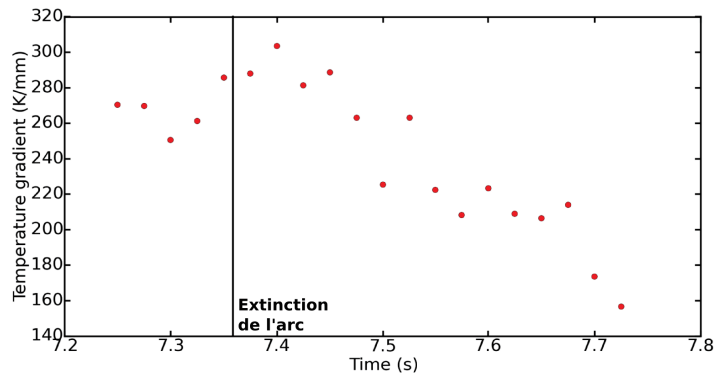


FIGURE 3.9 – Valeur du gradient de température au front de solidification en fonction du temps.

traceurs (cf. 2.4.2.1). Les valeurs du nombre de Stokes calculées, inférieures à 1, permettent de vérifier la validité de la méthode pour mesurer les vitesses d'écoulement (cf. 2.4.2.1).

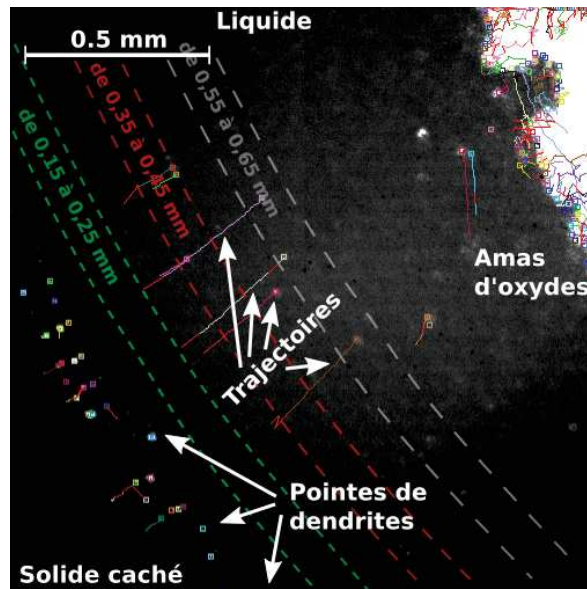


FIGURE 3.10 – Trajectoires des particules sortant du front de solidification, décrivant l'écoulement dans le bain. Sur la droite de l'image, un amas d'oxyde tournant sur lui-même est visible au centre du bain. En traits pointillés, les zones de mesure de la vitesse des particules issues des trajectoires calculées.

Qualitativement, on remarque que les écoulements vont tous dans le même sens quelle que soit l'énergie testée. Le fluide part du front de solidification pour aller vers le centre du bain liquide (Fig. 3.10). On peut constater que l'écoulement se produit également dans la zone semi-solide, au sein des canaux liquides situés entre les dendrites colonnaires (Fig. 3.11). Le flux de liquide part ainsi de la zone semi-solide, semble accélérer en dépassant le front de solidification, puis rejoint le centre du bain liquide en ralentissant. Au centre du bain se forme un agglomérat de particules tournant sur lui-même toujours dans le même sens (sens trigonométrique en regardant la face envers) (Fig. 3.10).

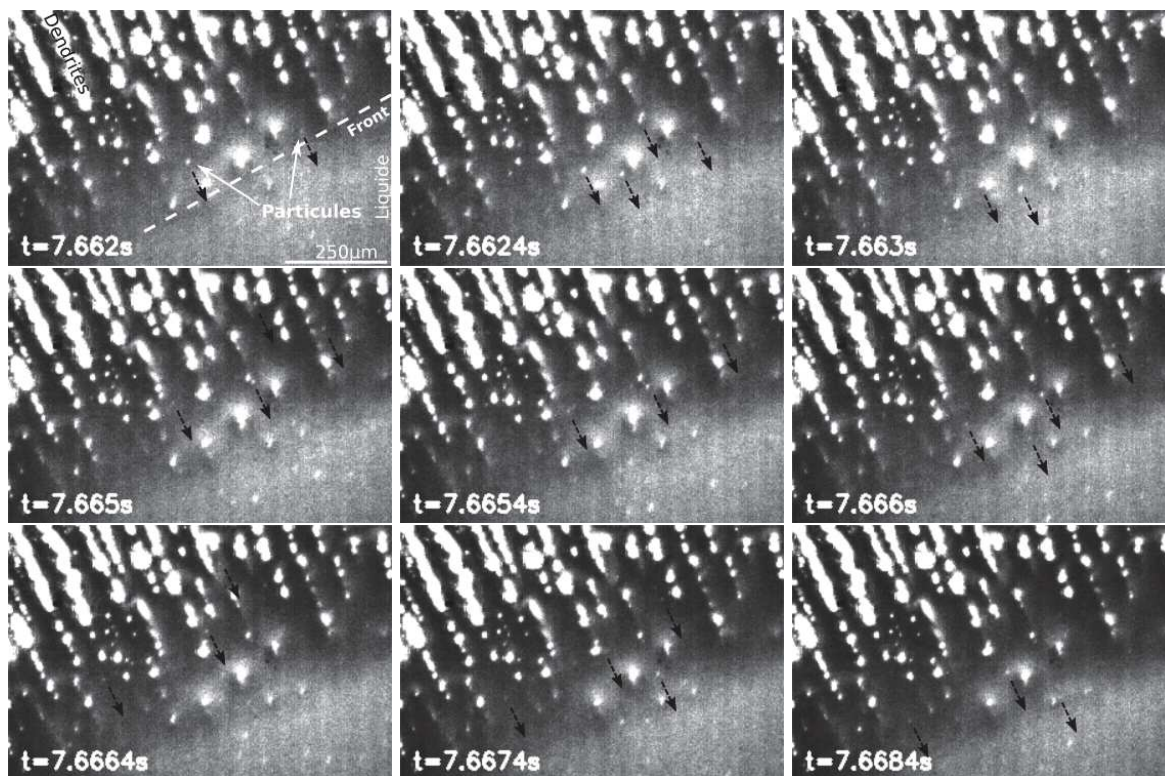


FIGURE 3.11 – Série d’images réalisées avec la caméra rapide montrant les particules transportées par le liquide depuis les canaux interdendritiques de la zone semi-solide.

Les vitesses d’écoulements mesurées sont rassemblées dans le tableau 3.4. Trois zones de 0, 10 *mm* de large centrées à des distances variables depuis le front de solidification (0, 2, 0, 4 et 0, 6 *mm*) ont été choisies pour décrire l’évolution de la vitesse des particules s’éloignant du front de solidification (Fig. 3.10). La vitesse d’écoulement maximale ainsi que la distance par rapport au front de ce maximum sont aussi relevées. Toutes les vitesses calculées (Tab. 3.4) sont des vitesses relatives par rapport au front de solidification. La vitesse du front de solidification est ainsi soustraite aux vitesses d’écoulement brutes, puisque les deux vitesses sont dans le même sens.

Les mesures montrent que, quelle que soit la distance par rapport au front de solidification, la vitesse d’écoulement croît avec l’augmentation de l’énergie de soudage. L’écoulement ralentit aussi très significativement en allant vers le centre du bain, passé le maximum de vitesse, situé toujours à environ 0, 2 *mm* du front de solidification. L’influence de la durée de l’évanouissement de l’arc est aussi significative. La vitesse de l’écoulement est en effet plus faible avec évanouissement de l’arc. En revanche, les vitesses d’écoulement ne changent pas lorsque le temps d’évanouissement de l’arc varie de 1 *s* à 2 *s*.

Bien que l’échantillon d’images soit un peu faible pour affirmer cette tendance, il semblerait que la vitesse de l’écoulement diminue avec la diminution du diamètre du bain liquide.

À l’échelle macroscopique, les vidéos des caméras AVT montrent un écoulement tourbillonnant au centre de la face envers pendant le soudage, confirmant les observations microscopiques. La taille des traceurs solides en dehors de la zone centrale est trop faible pour observer les écoulements en périphérie du bain à cette échelle. Après l’extinction de l’arc, les écoulements sur la face envers ou supérieure paraissent ralentir, mais la rotation de l’amas

Type d'essai	Vitesse de l'écoulement				Position du maximum de vitesse (mm)
	de 0,15 à 0,25 mm (mm/s)	de 0,35 à 0,45 mm (mm/s)	de 0,55 à 0,65 mm (mm/s)	maximale (mm/s)	
1	23 ± 9	21,0 ± 8	10,5 ± 0	32,3 ± 10	0,25 ± 0,09
2	35 ± 14	15,9 ± 11	11,9 ± 7	57,7 ± 11	0,17 ± 0,15
3	30 ± 4	23,3 ± 13	17,3 ± 13	47,7 ± 43	0,17 ± 0,22
4	57 ± 2	42,7 ± 5	31,5 ± 15	81,6 ± 25	0,15 ± 0,14
5	59 ± 6	47,4 ± 11	39,1 ± 10	77,4 ± 26	0,25 ± 0,16
6	45,5 ± 12	27,5 ± 12	19,9 ± 6	63,3 ± 31	0,22 ± 0,09
7	48,8 ± 6			59,7 ± 32	0,18 ± 0,09

TABLE 3.4 – Vitesses moyennes des écoulements dans le liquide dans trois intervalles centrés à différentes distances du front de solidification (0,2, 0,4 et 0,6 mm), vitesses maximales et position du maximum de vitesse.

d'oxyde au centre se poursuit sur les deux faces jusqu'à ce que le front de solidification rejoigne le centre. Cette rotation se poursuit plus longtemps après l'extinction pour les essais à plus forte énergie à cause de la taille du bain plus grande pour ces essais. La rotation de cet amas d'oxyde s'effectue dans le sens horaire en visualisant la face supérieure, et dans le même sens sur les deux faces du bain de fusion, quel que soit l'essai. On peut alors supposer qu'il y a continuité du mouvement de rotation dans toute l'épaisseur du bain de fusion.

3.4 Analyses

Les résultats présentés dans les précédents paragraphes montrent qu'il existe une réelle influence des paramètres de soudage sur le comportement du bain liquide et sa solidification. L'étude des relations entre les différents paramètres entrant en jeu sur les deux échelles de mesure, permettra d'améliorer la compréhension du déroulement de la solidification en cours de soudage. Les phénomènes pilotant la solidification du bain de fusion, le rôle des écoulements sur la solidification ou la forme des écoulements dans l'ensemble du bain, sont des points qui vont être discutés dans cette partie.

3.4.1 Influence des différentes énergies de soudage sur la solidification

La variation des paramètres de soudage entre les essais a permis de montrer la grande sensibilité des caractéristiques de la solidification du bain (vitesse de croissance, espaces interdendritiques, gradient thermique et température au front de solidification) aux changements d'énergie de soudage et à l'évanouissement de l'arc, qui modifient les facteurs thermiques et les écoulements agissant sur la solidification. Dans cette partie, nous analysons les relations entre les paramètres de soudage, les facteurs gouvernant la solidification et les caractéristiques de la solidification.

3.4.1.1 Croissance dendritique et champ de température

Dans la configuration de soudage statique avec un bain de fusion axisymétrique, la croissance des dendrites colonnaires, qui se traduit par le déplacement du front de solidification vers le centre du bain de fusion, est en grande partie conditionnée par les caractéristiques du

transfert de la chaleur depuis le bain fondu vers le reste de l'éprouvette. On peut donc rechercher des corrélations entre les vitesses de déplacement du front de solidification mesurées, et les paramètres caractéristiques du champ de température (gradient et surfusion) au niveau de ce front, qui varient selon les énergies de soudage employées.

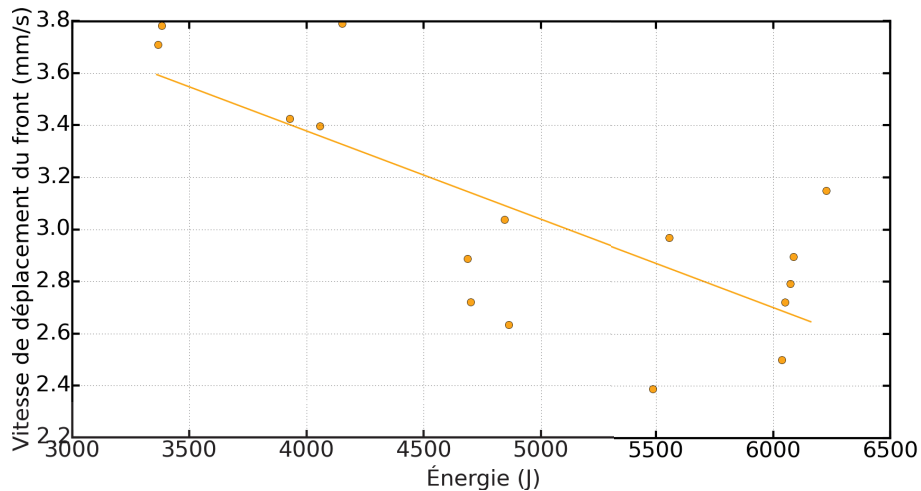


FIGURE 3.12 – Évolution de la vitesse de croissance dendritique en fonction de l'énergie introduite.

Les gradients de température mesurés à l'extinction de l'arc au niveau du front de solidification diminuent dans un premier temps lorsque l'intensité de soudage augmente, puis croissent à nouveau, au-delà d'une intensité de 83 *A*. Selon la loi de Fourier, si l'on considère que les phénomènes de transfert sont purement conductifs, la densité de flux de chaleur transmise au niveau de la surface du front de solidification est proportionnelle au gradient (Tab. 3.5). En considérant les variations de la surface d'échange au niveau du front mesurée pour les différents essais (Tab. 3.3), on trouve en revanche une puissance dégagée par conduction qui augmente avec l'énergie introduite (Tab. 3.5). Par conséquent, l'énergie thermique présente dans le bain devrait se transmettre de plus en plus rapidement à la partie solide de l'échantillon et au support avec l'augmentation de l'énergie introduite, ce qui devrait accélérer la vitesse de solidification du bain (vitesse de déplacement du front de solidification). Cependant, la vitesse de solidification a plutôt tendance à diminuer avec l'augmentation de l'énergie, avec toutefois une stabilisation pour les plus fortes intensités (Fig. 3.12).

On peut imputer la diminution de la vitesse aux différences de volume du bain liquide entre chaque essai. La différence de volume de bain entre les petites et grandes énergies est significative (Tab. 3.3). De l'essai type 1 à type 5, le volume de matière liquide à solidifier augmente ainsi un peu plus que la puissance dégagée par conduction (Tab. 3.5). Entre l'essai type 1 et type 5, le volume du bain est multiplié par 4,5, alors que la puissance dégagée par conduction par 2,9. Donc, avec l'augmentation de l'énergie introduite, il est plus long de solidifier le bain, ce qui ralentit la vitesse de solidification.

On peut tenter d'analyser plus précisément les relations entre les caractéristiques du champ de température et la vitesse de solidification en considérant les transferts de chaleur au niveau du front de solidification et le dégagement de chaleur latente de fusion qui s'y produit. L'équation de Stefan (éq. 1.6) permet de retrouver le gradient de température dans le liquide G_l , à partir de celui mesuré dans le solide G_s et de la vitesse de solidification

Type d'essai	Densité de flux de chaleur (W/mm^2)	Puissance dégagée à travers le front (W)	Taux de refroidissement (K/s)	G/v (Ks/mm^2)
1	$12,4 \pm 1,9$	388 ± 55	775	55
2	$9,7 \pm 1,4$	383 ± 46	570	46
3	$8,4 \pm 1,9$	411 ± 75	395	50
4	$14,7 \pm 0,9$	807 ± 57	653	91
5	$18,6 \pm 0,6$	1115 ± 36	880	109

TABLE 3.5 – Caractéristiques de refroidissement du front de solidification au moment de l’observation à l’échelle microscopique. Le calcul de la densité de flux de chaleur est réalisé grâce à la loi de Fourier avec une conductivité thermique $\lambda = 0.06 W/mmK$ (Tab. 2.1). La puissance dégagée au niveau du front de solidification est obtenue en multipliant la densité de flux de chaleur par la surface d’échange calculées dans le tableau 3.3. Le taux de refroidissement est le produit de la vitesse de solidification v et du gradient de température à l’interface pendant la solidification G .

mesurée. En supposant que la distribution radiale de la température dans le bain suit une loi parabolique, on peut alors calculer la température au centre du bain T_c à l’aide de la relation suivante (cf. annexe E) :

$$T_c = T_l + \frac{R(\lambda_s G_s - \rho_s L_f v)}{2\lambda_l} \quad (3.1)$$

avec T_l la température mesurée au bord du bain, R le rayon du bain de fusion, ρ_s la masse volumique (supposée identique pour le liquide et le solide), λ_s et λ_l les conductivités thermiques dans le solide et le liquide et L_f la chaleur latente de fusion.

La figure 3.13 montre, pour les différentes intensités, l’évolution de la température calculée au centre du bain liquide aux instants correspondant au passage du front dans le champ d’observation microscopique. Les températures calculées pour les essais réalisés entre 63 A et 83 A sont constantes et proches de la température du liquidus, mais après 83 A les températures augmentent. Les bains de fusion les plus gros, produits à plus haute intensité de soudage, sont alors ceux qui sont aussi les plus chauds au centre. La diminution de la vitesse de croissance avec l’augmentation de l’énergie de soudage (Fig. 3.12) pourrait donc aussi être due à l’augmentation de la température maximale du bain.

Sur la figure 3.13, on peut aussi remarquer que la variation de la valeur de la conductivité thermique λ_l choisie pour le liquide modifie fortement les températures au centre du bain pour les deux plus hautes intensités de soudage (93 et 103 A). À 103 A, si l’on prend la valeur à $700^\circ C$ de la conductivité du matériau ($\lambda_l = 0.06 W/mmK$), on obtient une température au centre du bain de 2000 K. Or d’après la littérature, dans la partie liquide, la conductivité est plus faible [38]. Si l’on prend la valeur $\lambda = 0.02 W/mmK$, la température au centre du bain atteint 3000 K environ, puisque la chaleur se dissipe plus lentement. En revanche, si l’on augmente la conduction thermique pour simuler l’effet de la convection produite par les écoulements, la température dans le bain s’homogénéise plus rapidement, provoquant la diminution de la température au centre.

La variation de la conductivité thermique du liquide λ_l a moins d’effet sur les températures au centre du bain des essais à plus basse intensité (entre 63 A et 83 A) (Fig. 3.13), car les gradients de température dans le liquide sont plus faibles, le terme $(\lambda_s G_s - \rho_s L_f v)$ dans l’équation (3.1) étant très petit. Par conséquent, un écoulement perturbant le flux de chaleur

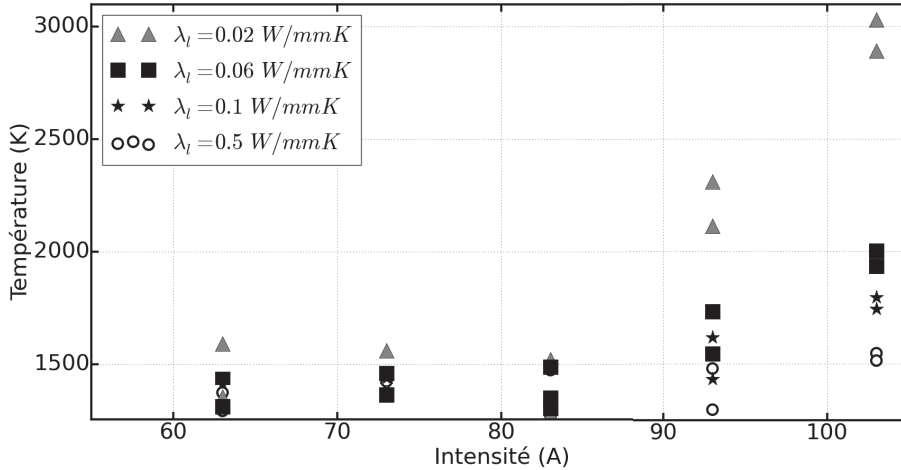


FIGURE 3.13 – Évolution de la température au centre du bain de fusion, calculée à partir des températures et des gradients de température mesurés au niveau du front de solidification au moment du passage du front dans la champ d’observation microscopique, en fonction de l’intensité de soudage. Les quatre séries de points représentées ont été obtenues à partir de conductivités thermiques dans le liquide λ_l différentes.

dans le liquide (simulé par les variations de λ_l sur la figure 3.13) aurait très peu d’impact pour les bains les plus petits, générés à plus faible intensité.

Il semble alors que l’on soit en présence de deux régimes de transfert de chaleur au front de solidification différents. Aux faibles intensités de soudage (de 63 à 83 A), le flux de chaleur transféré à travers le front (Tab. 3.5) correspond majoritairement à la chaleur latente libérée par la solidification, qui doit être évacuée par conduction dans la partie solide. Le flux de chaleur provenant du bain liquide est alors très faible, la température du liquide étant quasiment uniforme, et les écoulements au sein du liquide ne peuvent alors produire qu’un très faible effet sur le transfert thermique. En revanche, aux plus fortes intensités, correspondant aux bains de fusion les plus larges, le gradient thermique dans le liquide est plus élevé, le centre du bain étant beaucoup plus chaud que le front de solidification. Le flux de chaleur transféré à travers le front de solidification vers la partie solide (Tab. 3.5) comprend alors la contribution de la chaleur latente libérée par la solidification, et la contribution du flux de chaleur provenant de la partie la plus chaude du liquide. Les écoulements dans le bain, en agissant sur les transferts thermiques au sein du liquide, peuvent alors avoir une forte influence sur le transfert de chaleur à travers le front.

La figure 3.14 montre la position des différents essais dans le diagramme proposé par Kurz et Fisher [44], qui prédit les morphologies de front de solidification attendues en fonction du gradient de température au front et de la vitesse de solidification. Tous les essais se situent dans la zone de croissance dendritique colonnaire sur la figure 3.14. Cela paraît cohérent avec les observations, puisque seules des dendrites colonnaires sont observées sur les vidéos, comme illustré sur la figure 3.3. Les vidéos ne permettent pas de voir des bras secondaires entre les bras primaires pendant la solidification colonnaire. Néanmoins les micrographies post-mortem des points de fusion confirment qu’il s’agit de grains colonnaires dendritiques (Fig. 3.15).

On voit sur la figure 3.14 que l’on se rapproche de la transition colonnaire/équiaxe avec la diminution de l’énergie, et vers une croissance cellulaire avec l’augmentation de l’énergie.

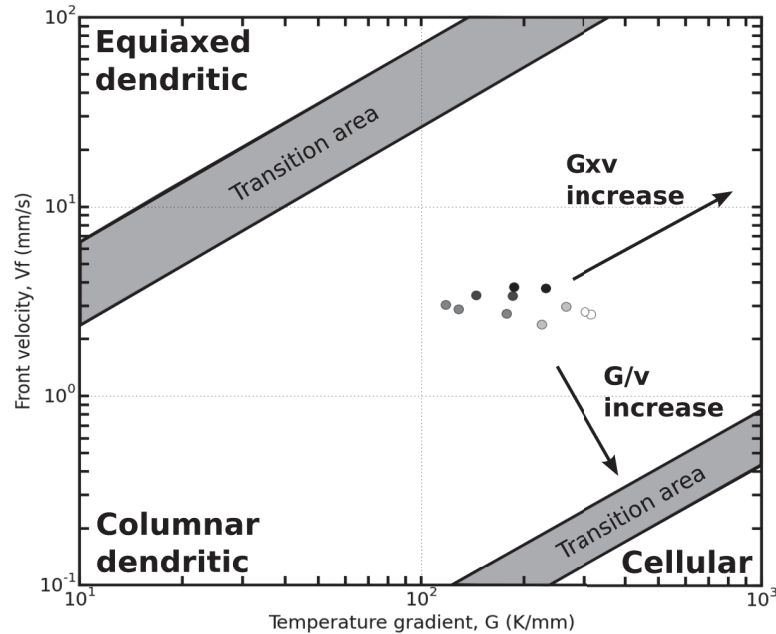


FIGURE 3.14 – Position de chaque essai dans le diagramme de Kurz et Fisher (vitesse de solidification v en fonction du gradient de température G) [4]. Les valeurs de gradient de température sont prises au même moment que les mesures de vitesse de croissance dendritique. Les points les plus sombres correspondent aux essais à plus basse énergie et les plus clairs aux essais aux énergies les plus hautes.

Cependant, il n'a pas été possible d'augmenter ou de diminuer d'avantage l'énergie dans cette configuration pour tenter de modifier le mode de solidification. Plus l'énergie de soudage est importante, plus le bain liquide est grand. Avec l'augmentation de l'énergie, le bain liquide risquerait de s'effondrer sous son propre poids. Avec une énergie de soudage plus basse, il serait peut-être possible d'obtenir des grains équiaxes, mais le bain liquide serait trop petit pour traverser l'épaisseur de la tôle, rendant les observations en face envers impossibles.

Néanmoins, en fin de solidification de l'essai type 1, la formation de dendrites au centre du bain liquide a été observée, sans contact apparent avec le front de solidification (Fig. 3.4). Deux explications peuvent être données à ces observations :

- Les grains se développant au milieu du bain liquide sont composés de dendrites qui ont germé à partir d'impuretés dans le bain. Cette explication coïncide avec la tendance du ratio $\frac{G}{v}$ à décliner avec le déroulement de la solidification. La caméra thermique permet en effet de voir que le gradient de température décroît avec le déroulement de la solidification (Fig. 3.9). Il est aussi possible que la vitesse du front de solidification augmente à la fin de la solidification, parce que le volume du bain se réduit plus rapidement que la surface d'échange de chaleur. De plus, beaucoup d'impuretés se rassemblent au centre du bain, pouvant constituer des supports possibles à la germination hétérogène.
- Les grains en croissance observés au centre pourraient être des grains colonnaires venant du haut du front de solidification. Si la partie supérieure du bain liquide ou l'intérieur du bain se solidifie avant la partie inférieure, les grains colonnaires venant

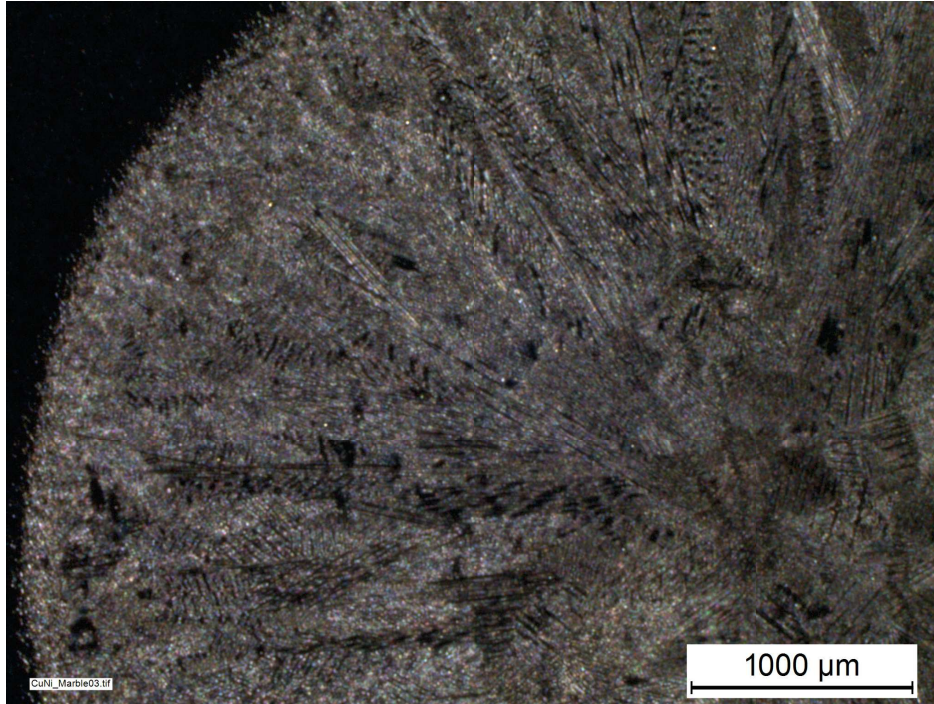


FIGURE 3.15 – Macrographie d’une partie d’un bain de fusion, montrant les dendrites colonnaires formées lors de la solidification.

du haut peuvent émerger au centre du bain encore liquide.

Si l’on compare l’évolution de la vitesse de solidification avec celle de la surfusion au front de solidification (Fig. 3.8), on observe la aussi une assez bonne corrélation, si l’on excepte les résultats des essais à 83 A et 93 A , où les surfusions mesurées manquent de reproductibilité. La surfusion au front croît en effet avec la vitesse de solidification, conformément à la théorie, même si les niveaux de surfusion mesurés paraissent très élevés (cf. chap. 1).

3.4.1.2 Espacements interdendritiques

Le taux de refroidissement variant significativement (Tab. 3.5), on peut s’attendre à avoir des espacements interdendritiques différents d’un essai à l’autre. Une tendance peut être dégagée dans les mesures des espacements interdendritiques (Fig. 3.16). Les espacements semblent légèrement décroître entre 63 A et 103 A d’après les mesures rassemblées sur la figure 3.16. Cependant, les variations entre 73 A et 103 A sont beaucoup plus faibles, alors que l’essai à 63 A montre un espacement des dendrites beaucoup plus grand. En effet, les mesures entre 73 A et 103 A tournent autour de 83 μm , alors que les mesures à 63 A sont comprises entre 96 et 97 μm .

La faible décroissance des espaces interdendritiques observée entre 83 A et 103 A peut s’expliquer par l’augmentation du taux de refroidissement entre les essais 3 et 5. Il est en effet admis que les espacements entre bras primaires des dendrites sont d’autant plus faibles que le taux de refroidissement $G.v$ est grand, ou plus précisément, si l’on se fie aux modèles existants, lorsque $G^2.v$ est grand (cf. équation 1.18). Cette tendance est relativement respectée pour les essais type 2 à type 5 (Figure 3.17), l’essai type 3, qui forme les bras primaires de dendrites les plus espacés, ayant le produit $G^2.v$ le plus faible, alors que l’essai 5, qui forme les dendrites les plus fines, le produit $G^2.v$ le plus élevé.

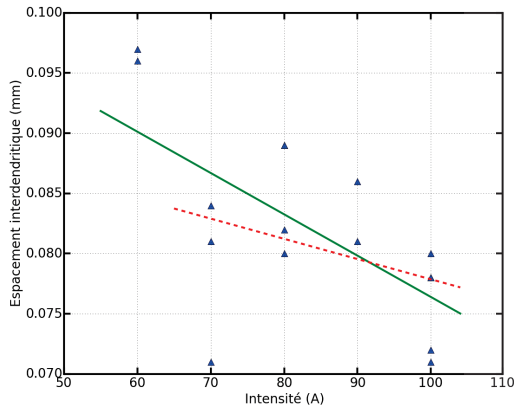


FIGURE 3.16 – Évolution des espacements interdendritiques avec l'intensité de soudage pour les différents essais. La droite en trait plein représente la courbe de tendance de tous les points de mesure et la droite en pointillés représente la courbe de tendance pour les essais compris entre 73 A et 103 A.

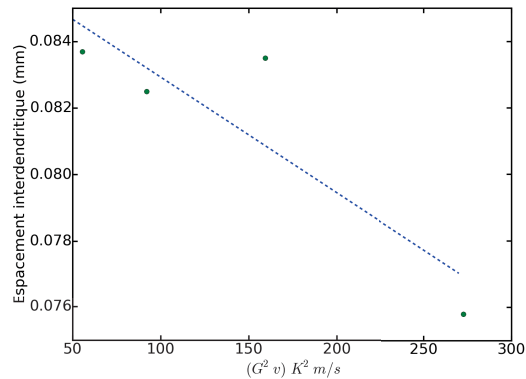


FIGURE 3.17 – Relation entre les valeurs moyennes du produit $G^2.v$ et les espaces entre bras primaires des dendrites colonnaires, pour les essais type 2 à type 5.

En revanche, le résultat de l'essai type 1 est difficile à expliquer, puisque le taux de refroidissement et le produit $G^2.v$ sont élevés, ce qui devrait conduire à des espacements entre bras primaires plus faibles. On constate cependant qu'en fin de solidification de l'essai 1, les espaces liquides interdendritiques entre bras primaires se remplissent de nouvelles dendrites, si bien qu'au final, après solidification complète, la taille des dendrites est du même ordre que pour les autres essais. Contrairement aux autres essais, la croissance latérale des dendrites colonnaires formées pour l'essai type 1 est plus lente que pour les autres essais, laissant des films liquides très larges entre les dendrites, jusqu'à la fin de la solidification. On peut rapprocher ce résultat de la plus faible vitesse d'écoulement mesurée au niveau du front de solidification, mais aussi dans les canaux liquides entre les dendrites pour les essais à faible énergie (Tab. 3.4). Cette vitesse plus faible, qui est minimale pour l'essai type 1, ne facilite pas l'homogénéisation de la teneur en soluté à l'interface solide-liquide dans les canaux interdendritiques, limitant la croissance latérale des dendrites.

Il est à noter aussi que les dendrites sont beaucoup moins organisées dans l'essai type 1. Elles ne sont plus dirigées exactement normales au front de solidification comme c'est le cas dans les autres essais. Ce résultat est visible sur la figure 3.4, tirée d'un essai à 63 A, sur laquelle on remarque des bras primaires non orientés vers le centre du bain. Cette différence est sûrement due à la petite taille du bain liquide. La taille du bain étant plus réduite, le changement d'orientation des bras primaires par le phénomène de croissance compétitive est moins rapide.

3.4.1.3 Influence de l'évanouissement de l'arc

Le temps d'évanouissement de l'arc t_{ev} modifie sensiblement la vitesse de solidification du bain de fusion, celle-ci passant de 2,8 mm/s pour l'essai type 5, avec un temps d'évanouissement nul, à 1,9 mm/s pour l'essai type 7, avec un temps d'évanouissement de deux secondes. Le temps d'évanouissement de l'arc n'a pourtant pas ou très peu d'influence sur la taille du

Type d'essai	t_{ev} (s)	Diamètre sup. du bain (mm)	Diamètre inf. du bain (mm)	Ratio inf./sup.	Zone semi-solide (mm)
4	0	$11,1 \pm 0,1$	$10,3 \pm 0,1$	$0,93 \pm 0,01$	$0,43 \pm 0,01$
6	1	$10,9 \pm 0,3$	$10 \pm 0,1$	$0,91 \pm 0,02$	$0,43 \pm 0,08$
7	2	$11,1 \pm 0,2$	$10,4 \pm 0,4$	$0,93 \pm 0,01$	$0,32 \pm 0,02$

TABLE 3.6 – Tailles de bain en fonction du temps d'évanouissement de l'arc t_{ev} .

bain liquide ainsi que sur sa forme (Tab. 3.6).

De la même façon, le gradient de température au front est comparable quel que soit le temps d'évanouissement, avec pour un temps d'évanouissement de 2 s, une valeur moyenne de $298 K/mm$ à l'extinction de l'arc, et de $255 K/mm$ 0,5 s après. On retrouve ainsi, avec un temps d'extinction élevé, la décroissance du gradient de température au front déjà observée pour un temps d'extinction nul (Fig. 3.7).

En revanche, le temps d'évanouissement d'arc semble avoir un effet sur les espacements interdendritiques (Fig. 3.18). Entre les essais type 4 et type 7, les espacements passent de $83 \mu m$ à $66 \mu m$ (Tab. 3.2). La différence de finesse se distingue entre ces deux essais sur la figure 3.18. Une plus grande finesse des dendrites est normalement le résultat d'un taux de refroidissement plus élevé. Cependant, entre les essais type 4 et type 7, le taux de refroidissement pendant la solidification passe de $656 K/s$ à $494 K/s$. L'évolution du taux de refroidissement n'explique donc pas la différence d'espacements interdendritiques observée, car elle est à l'inverse de ce qu'elle devrait être. Il est possible que l'espacement interdendritique soit perturbé par un autre paramètre, tel que la vitesse d'écoulement qui est un peu moins rapide pour les essais avec évanouissement (Tab. 3.4).

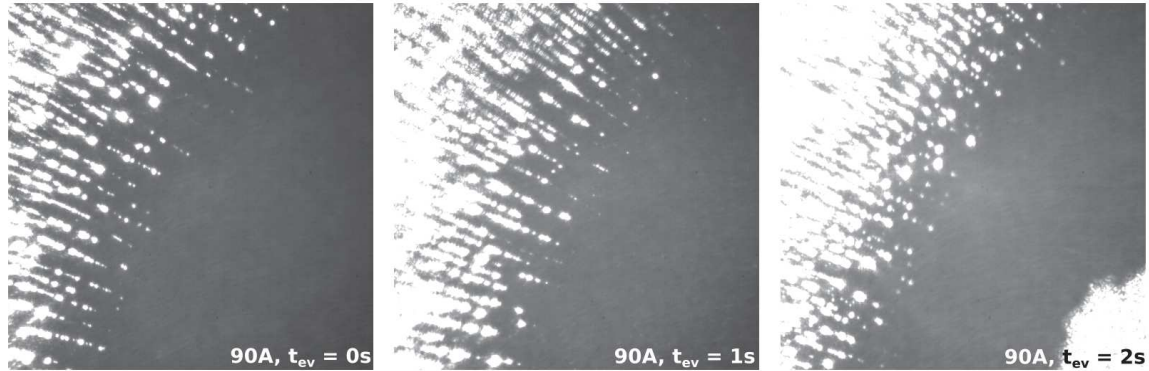


FIGURE 3.18 – Évolution de la finesse de la microstructure de la zone semi-solide en fonction de la durée de l'évanouissement de l'arc t_{ev} . Résolution des images : $1,6 \times 1,6 mm^2$

L'effet de l'écoulement du liquide sur la morphologie du front de solidification est cependant difficile à analyser. Nous avons en effet observé dans le paragraphe précédent qu'une plus faible vitesse d'écoulement mesurée pour l'essai type 1 était associée à des espaces interdendritiques plus importants, c'est-à-dire le constat opposé à celui réalisé avec un temps d'extinction de 2 secondes. Ces relations entre écoulement et mécanisme de solidification seront à nouveau discutées dans les paragraphes suivants.

On peut s'étonner que les vitesses d'écoulement soient plus faibles dans le cas d'un temps d'évanouissement élevé, alors que l'arc est maintenu plus longtemps allumé, même si son

intensité est en baisse, ce qui devrait entretenir un fort gradient de température entre le centre et la périphérie du bain, et donc le phénomène de convection de Marangoni (cf. section 1.3.4). Toutefois, comme la vitesse de solidification est plus lente, le front passe dans la zone d'observation microscopique au bout d'un temps plus élevé, si l'on prend comme référence le début d'extinction de l'arc, par rapport à l'essai avec temps d'évanouissement nul, ce qui peut avoir conduit à une homogénéisation plus importante de la température dans le bain, et donc à une diminution de l'écoulement de Marangoni.

En comparant le front de solidification des trois essais sur la figure 3.18, il semble que la largeur de la zone semi-solide diminue avec l'augmentation du temps d'évanouissement de l'arc (Tab. 3.6). Ceci pourrait s'expliquer par la diminution de la vitesse de solidification entre les essais type 4 et type 7 (Tab. 3.2), alors que le gradient de température au front G reste sensiblement constant. La diminution de la vitesse de croissance entraîne alors une augmentation du rapport G/v , conduisant à une zone semi-solide plus étroite.

3.4.2 Analyse des écoulements

Pour tous les essais, les écoulements observés en face envers vont toujours dans le même sens, du front de solidification vers le centre du bain, mais avec des vitesses très différentes. Les vitesses d'écoulement mesurées pour les différents essais sont représentées sur la figure 3.19. Ces mesures à l'échelle microscopique ne représentent qu'une partie d'un écoulement plus global à l'échelle du bain.

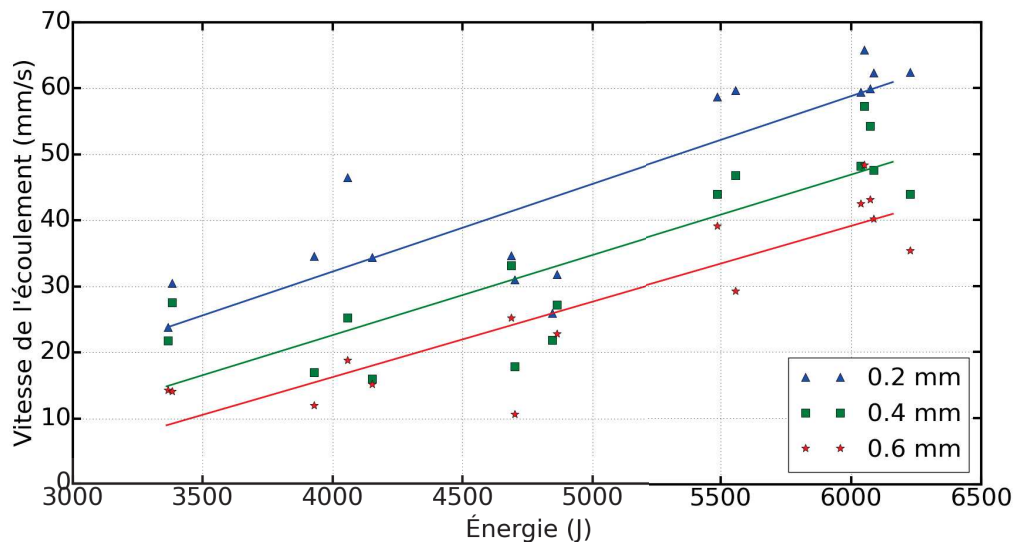


FIGURE 3.19 – Évolution de la vitesse de l'écoulement en face envers, en aval du front de solidification en fonction des énergies de soudage. Les droites correspondent aux tendances d'évolution de la vitesse pour trois zones situées à distances différentes par rapport au front (0,2 mm, 0,4 mm et 0,6 mm).

En soudage, la principale force motrice des écoulements est l'effet Marangoni (cf. 1.3.4). Dans le cas présent, ce phénomène relie le gradient de température dans le bain, généré par l'opération de soudage, au gradient de tension de surface à la surface libre du bain. Ce gradient de tension de surface génère les écoulements dans le bain liquide. Dans les cas les plus classiques déjà observés en soudage [32], l'écoulement sur la partie supérieure du bain liquide

part du centre du bain où la chaleur est la plus intense vers la périphérie où le liquide est refroidi. Néanmoins, l'écoulement peut être inversé par l'addition d'éléments tensio-actifs dans le bain liquide, inversant la variation de la tension de surface en fonction de la température du matériau. Dans le cas présent, le matériau utilisé est un alliage binaire à base de cuivre avec 30% de nickel, dont la tension de surface diminue avec la température. Les écoulements devraient alors, sur la face supérieure, partir du centre pour se diriger vers les bords.

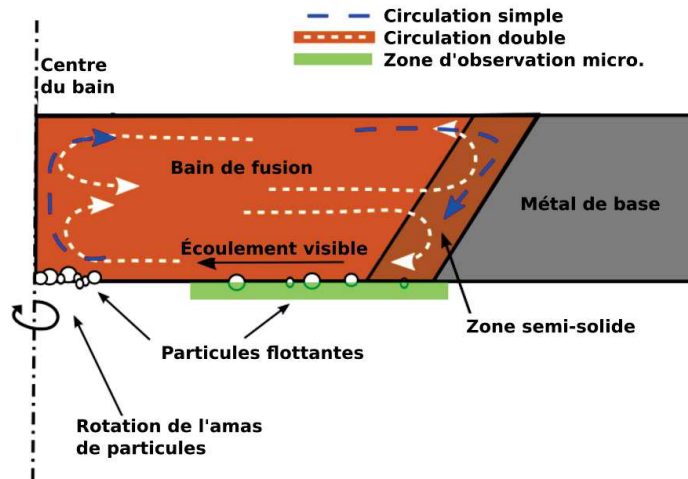


FIGURE 3.20 – Schéma du demi-bain liquide statique en coupe, montrant les trajectoires possibles des écoulements. La zone d'observation correspond au champ de la caméra rapide. Ce champ couvre une longueur de zone égale environ à un demi-rayon du bain.

À partir de ces constatations, deux hypothèses sont plausibles pour décrire la forme des écoulements dans l'épaisseur du bain liquide après extinction de l'arc (Fig. 3.20) :

- Une simple circulation est à l'œuvre dans le bain liquide (Fig. 3.20, flèches bleues). L'observation à l'échelle microscopique de l'écoulement sur la face envers montre un écoulement du bord vers le centre du bain. Dans le cas d'une simple circulation, cela signifie que l'écoulement sur la face supérieure va du centre vers les bords. Ce scénario peut expliquer le diamètre du bain, plus grand en face supérieure qu'en face envers, quelle que soit l'énergie introduite (Tab. 3.3 et Fig. 3.20). Cette géométrie est en effet favorisée par l'apport d'énergie du centre du bain vers les bords en face supérieure. Ceci est en accord avec l'effet Marangoni qui peut apparaître en soudage sur la face supérieure. Ainsi, la circulation engendrée par l'effet Marangoni et la puissance produite par l'arc, qui chauffe principalement la partie centrale du bain, se poursuit après extinction de l'arc, donnant l'écoulement observé en face envers. Cette théorie suppose que l'effet Marangoni, qui devrait aussi exister en face envers, n'est pas assez fort pour diriger l'écoulement dans cette zone. Le gradient à l'origine de l'effet Marangoni doit alors être plus fort sur la face supérieure que sur la face inférieure pour imposer le sens de l'écoulement.
- Une double circulation comprenant une circulation dans la partie supérieure, et une dans la partie inférieure est présente dans l'épaisseur du bain liquide (Fig. 3.20, flèches blanches). Les observations avec la caméra macroscopique sur la face supérieure montrent, après extinction de l'arc, un regroupement des oxydes vers le centre du bain liquide. Ceci laisse penser à un écoulement identique au dessus et en dessous du bain liquide pendant la phase de solidification, donc une double circulation

de liquide pourrait se dérouler dans le bain. Néanmoins, l'épaisseur de la tôle n'étant que de $1,6 \text{ mm}$, il est difficile d'imaginer une double circulation dans une si faible épaisseur. Des simulations ont montré des doubles circulations dans un bain liquide statique en soudage mais pour des épaisseurs de 3 mm [34]. Cela supposerait de plus que la tension de surface augmente avec la température, ce qui ne semble pas être le cas pour l'alliage Cu30Ni.

Les écoulements observés gagnent en vitesse avec l'augmentation de l'énergie (Fig. 3.19). Si on suppose que l'effet Marangoni est la force motrice principale des écoulements, le nombre de Marangoni Ma devrait permettre d'expliquer cette tendance de l'écoulement. Il s'écrit comme suit :

$$Ma = -\frac{d\sigma}{dT} \frac{L_c \Delta T_m}{\eta \alpha} \quad (3.2)$$

avec σ la tension de surface, T la température, ΔT_m la différence de température entre le centre et le bord du bain, L_c la longueur caractéristique correspondant au rayon du bain, η la viscosité dynamique et α la diffusivité thermique.

L'augmentation de la taille du bain liquide L_c avec l'augmentation de l'énergie devrait impliquer alors une augmentation de l'effet Marangoni, et donc de la vitesse de l'écoulement dans le bain, en conformité avec ce qui est mesuré expérimentalement. L'augmentation probable du gradient thermique dans le bain avec l'augmentation de l'énergie au delà de 83 A , discutée dans la section 3.4.1.1, peut aussi expliquer l'augmentation des vitesses d'écoulement aux fortes énergies.

La vitesse de l'écoulement décroît en s'éloignant du front de la même manière pour tous les essais (Fig. 3.19). La taille du bain ne semble alors pas avoir d'influence sur la décélération de l'écoulement entre le bord et le centre du bain.

Type d'essai	Nombre de Reynolds	
	minimum	maximum
1	121	267
2	183	625
3	287	666
4	546	1288
5	733	1361

TABLE 3.7 – Moyennes des nombres de Reynolds minimum et maximum calculés dans le bain liquide pendant la solidification. La longueur caractéristique prise pour le calcul correspond au rayon du bain liquide en face envers.

D'un point de vue qualitatif, lorsque l'on observe à l'échelle microscopique les écoulements dans le bain liquide après l'extinction de l'arc, les particules semblent être prises dans un écoulement laminaire entre le front et le centre du bain. Les valeurs des nombres de Reynolds calculées pour chaque essai sont présentées dans le tableau 3.7. Les nombres de Reynolds sont relativement faibles, ils dépassent rarement 1500, et le maximum des valeurs moyennes est atteint pour les essais à forte énergie avec 1361. Ces valeurs faibles soutiennent l'idée que l'écoulement est bien laminaire pendant la solidification, même si dans cette configuration, la limite entre écoulement laminaire et écoulement turbulent n'est pas bien connue.

3.4.3 Lien entre l'écoulement proche du front et le phénomène de solidification

Les résultats expérimentaux montrent un accroissement de la vitesse des écoulements dans le bain et une diminution de la vitesse de solidification avec l'accroissement de l'énergie de soudage.

Dans cette configuration de bain axisymétrique, il est difficile d'identifier clairement quels sont les mécanismes gouvernant les cinétiques de solidification. La vitesse de solidification peut dépendre en effet des transferts de chaleur au sein du liquide et à travers le front de solidification vers la partie solide, mais aussi de la surfusion, qui détermine la position du front de solidification par rapport à l'isotherme de liquidus, et donc la zone de libération de la chaleur latente produite par la solidification, qui modifie en retour le champ thermique et les transferts de chaleur. La surfusion étant plus faible pour les essais à haute énergie (Fig. 3.8), on peut cependant supposer qu'elle a moins d'influence sur le contrôle de la solidification dans ce cas que pour les faibles énergies. Les écoulements, qui agissent sur les phénomènes de transfert thermique, mais aussi sur la surfusion constitutionnelle, en modifiant les mécanismes de transfert de soluté au voisinage du front de solidification, peuvent avoir une influence sur les vitesses de solidification.

Le nombre de Péclet permet de comparer, pour un phénomène de transfert de chaleur ($Pe_{th} = \frac{uR}{\alpha}$, avec u la vitesse d'écoulement par rapport à la vitesse de solidification, α la diffusivité thermique et R la longueur caractéristique) ou de transfert d'espèces chimiques ($Pe_s = \frac{uR}{D_l}$, avec D_l le coefficient de diffusion du soluté), l'importance relative des phénomènes de convection et de diffusion, un nombre de Péclet supérieur à 1 indiquant que la convection est prépondérante (cf. 1.3.4). Si l'on se place à l'échelle microstructurale des dendrites, on peut alors déterminer quel est le phénomène prépondérant qui permet l'homogénéisation de la concentration en soluté au voisinage du front, qui est absorbé par la phase solide lors de la solidification (le coefficient de partage k est supérieure à 1 pour l'alliage Cu30Ni, cf. Fig. 2.22), ou le transfert de chaleur latente libérée lors de la solidification. À l'échelle macroscopique du bain de fusion, on verra plutôt quel est le phénomène prépondérant permettant l'homogénéisation des températures au sein du bain. Les nombres de Péclet solutaux et thermiques, calculés aux deux échelles, sont rassemblés dans le tableau 3.8.

Type d'essai	Nombre de Péclet			
	$Pe_{th,glo}$	$Pe_{s,glo}$	$Pe_{th,loc}$	$Pe_{s,loc}$
1	10	$1, 2 \cdot 10^5$	0,0028	32
2	23	$2, 6 \cdot 10^5$	0,0054	63
3	22	$2, 6 \cdot 10^5$	0,003	35
4	52	$6, 0 \cdot 10^5$	0,0077	90
5	57	$6, 7 \cdot 10^5$	0,0066	77

TABLE 3.8 – Valeurs moyennes des différents nombres de Péclet : $Pe = \frac{R \cdot u}{D}$ avec R une longueur caractéristique, u la vitesse de l'écoulement par rapport à la vitesse du front de solidification et D la diffusivité thermique (Pe_{th}) ou le coefficient de diffusion du soluté (Pe_s). Les nombres de Péclet globaux ($Pe_{th,glo}$ et $Pe_{s,glo}$) sont calculés à l'échelle du bain liquide avec R correspondant au rayon du bain. Les nombres de Péclet locaux ($Pe_{th,loc}$ et $Pe_{s,loc}$) sont calculés à l'échelle de la dendrite avec $R = 1 \cdot 10^{-6}$ m correspondant approximativement au rayon de la pointe de dendrite.

À l'échelle du bain, les nombres de Péclet solutal et thermique sont très supérieurs à 1

quel que soit l'essai, c'est donc toujours la convection qui favorise l'homogénéisation de la température et de la composition. À cette échelle, c'est toutefois principalement le transfert de chaleur qui peut avoir lieu, puisque l'on peut raisonnablement considérer que les concentrations sont homogènes au sein du bain, hormis très localement le long du front de solidification, du fait de l'absorption de soluté par la phase solide. En revanche, les transferts de chaleur sont importants, puisque le bain de fusion est toujours plus chaud dans la zone centrale d'interaction avec l'arc. Il est d'ailleurs généralement admis en soudage que c'est le phénomène de convection de Marangoni qui détermine les géométries des bains de fusion, en gouvernant les transferts thermiques. Dans notre cas, on peut expliquer les différences de géométries des bains observées pour les différents essais par ce phénomène. Si l'on retient l'hypothèse la plus probable d'un écoulement en boucle, partant du centre du bain en face supérieure (zone supposée être la plus chaude) vers la périphérie, puis plongeant le long des bords pour rejoindre finalement le centre en face envers (Fig. 3.20), on peut penser qu'une vitesse d'écoulement plus grande, comme c'est le cas pour les essais à forte énergie, apportera plus de chaleur en face envers, favorisant l'élargissement du bain en face envers. Le rapport entre diamètres inférieur et supérieur du bain est en effet proche de 1 pour les essais à forte intensité, alors qu'il n'est que de 0,73 pour les essais à 63 A (Tab. 3.3). Les écoulements plus rapides, associés à des températures plus élevées au centre du bain pour les fortes intensités de soudage (cf. 3.4.1.1), peuvent aussi expliquer les plus faibles vitesses de solidification mesurées pour ces essais, l'écoulement apportant au niveau du front de solidification un flux de chaleur supplémentaire qui ralentit son refroidissement.

À l'échelle microstructurale, le nombre de Péclet thermique est toujours très inférieur à 1, ce qui signifie que les écoulements ont peu d'effet à cette échelle par rapport à la conduction thermique, qui gouverne alors le transfert de chaleur latente libérée par la solidification. En revanche, le nombre de Péclet solutal est très supérieur à 1, le transfert de soluté dans le liquide au voisinage du front de solidification, qui est souvent considéré dans les alliages comme le phénomène contrôlant la surfusion, est donc principalement gouverné par la convection.

Les écoulements pourront ainsi avoir pour effet de favoriser l'homogénéisation des concentrations en soluté, diminuant la surfusion. La tendance à la diminution de la surfusion observée lorsque l'intensité augmente peut donc en partie être attribuée à l'augmentation des vitesses d'écoulement, même si la diminution de la vitesse de solidification peut aussi en être la cause.

Pour mieux comprendre les interactions entre l'écoulement et la solidification, on peut s'aider d'un modèle analytique développé par Gandin et al. [24]. Ce modèle suppose l'existence d'une couche limite devant chaque pointe de dendrite composant le front de solidification. Dans la couche limite, les échanges de soluté sont contrôlés par la diffusion et à l'extérieur, la concentration en soluté est supposée homogène à cause du fort écoulement. Le modèle montre qu'un écoulement augmente la vitesse de solidification, d'autant plus que la vitesse d'écoulement est élevée, et que le sens de l'écoulement est opposé à celui de la solidification (Fig. 1.19). En revanche, si l'écoulement va dans le même sens que la solidification, il n'a pas d'influence sur la vitesse de solidification, celle-ci étant entièrement contrôlée par la diffusion.

Dans notre cas, l'écoulement observé en face envers est dans le même sens que la solidification, mais il semble provenir d'un flux vertical venant de la face supérieure du bain, selon une direction perpendiculaire à la direction de solidification. Si l'on se fie au modèle, l'écoulement devrait donc accélérer la solidification, comparé à une solidification dans le même champ thermique, mais sans écoulement, et ce d'autant plus que la vitesse d'écoulement est élevée. L'interprétation des résultats obtenus pour les différents essais est cependant délicate, car chaque essai a donné lieu à des champs de température et des vitesses d'écoulements différents. On a pu cependant observer, pour chacun des essais, que les vitesses de solidification

étaient plus élevées en face supérieure, où l'écoulement est dans un sens opposé de celui de la solidification, qu'en face envers, où il est dans le même sens que la solidification. Si une partie de ces différences peut s'expliquer par le plus faible rayon du bain en face envers, il n'est pas exclu que l'écoulement soit aussi responsable de ce résultat.

3.5 Conclusion

Les observations réalisées sur les bains de fusion axisymétriques ont permis d'extraire un grand nombre d'informations clé. La vitesse de solidification, la morphologie du front dendritique, le champ de température et la forme des écoulements en face du front de solidification ont pu être analysés pendant la phase de solidification.

Les mesures du champ de température et de vitesse de solidification ont permis de déterminer que l'augmentation de l'énergie ralentit la vitesse de croissance après extinction de l'arc, vraisemblablement à cause de l'augmentation du volume du bain et de la température au centre du bain. De plus, la diminution de l'énergie fait tendre la structure de solidification vers une morphologie dendritique équiaxe, l'observation de cette transition n'étant toutefois pas possible à cause de diverses limitations. La variation théorique des espacements interdendritiques avec le taux de refroidissement a pu être vérifiée expérimentalement, mais seulement pour les types d'essai à plus haute énergie.

Les écoulements dans le bain ont été analysés. Ils ont montré de fortes variations en fonction des différentes énergies de soudage, les reliant ainsi à l'effet Marangoni. Les observations montrent qu'une circulation se produit entre la face supérieure et la face envers du bain. Des écoulements entre les dendrites ont été observés en face envers pendant la solidification, qui peuvent influencer sur les transferts de soluté à l'interface dendritique. Entre les dendrites, les nombres de Péclet liés au soluté sont élevés, ce qui décrit localement une forte influence de la convection sur les échanges de matière et sur la croissance des bras de dendrite.

L'augmentation du temps d'évanouissement de l'arc a permis de réduire la vitesse de solidification, sans modifier significativement les gradients thermiques au niveau du front. Une réduction de la taille de la zone semi-solide a ainsi été constatée.

Ces essais statiques sont riches d'informations sur l'évolution du comportement du bain liquide après extinction de l'arc en fonction des paramètres de soudage, et sur l'influence des écoulements sur la solidification. Ils sont cependant encore très éloignés des conditions réelles du soudage, et vont être difficilement exploitables pour tenter de prédire le comportement d'un bain en translation, les conditions de solidification pouvant être complètement différentes. Des observations sur des lignes de fusion sont alors nécessaires et doivent être réalisées pour mieux comprendre ce qu'il se passe réellement en cours de soudage, notamment en ce qui concerne l'influence des écoulements sur le comportement physique du bain et la microstructure, en fonction des paramètres du procédé.

Chapitre 4

Essais en translation : solidification d'une ligne de fusion

4.1 Introduction

Les essais statiques ont permis d'observer et mesurer des phénomènes se déroulant pendant la solidification. Néanmoins, le cas statique est assez éloigné des conditions réelles de soudage. L'observation d'un bain liquide pendant la génération d'une ligne de fusion sur une tôle de Cu30Ni est plus à même de fournir des informations liées au procédé tel qu'il est utilisé dans l'industrie. De la même manière que dans le chapitre précédent, les phénomènes se déroulant à l'échelle macroscopique et microscopique à l'arrière du bain liquide sont observés. Ainsi, la microstructure, les écoulements et le champ thermique sont étudiés conjointement, dans l'optique de mieux comprendre leurs influences mutuelles, sur les deux échelles de mesure.

Entre les essais, plusieurs paramètres de soudage vont être modifiés. Par rapport aux essais statiques, le paramètre vitesse de soudage est modifié en plus des paramètres de tension et d'intensité. Le soudage sera réalisé suivant deux modes de fonctionnement : en courant lisse et en courant pulsé. L'utilisation du courant pulsé permet de faire varier périodiquement la puissance apportée pendant le soudage, et donc les conditions de solidification. Ces variations permettront de discuter d'une part, des relations entre les phénomènes physiques et d'autre part, des relations entre les paramètres du procédé et le comportement du bain.

4.2 Paramètres des essais de soudage

Les lignes de fusion sont réalisées sur des tôles d'alliage Cu30Ni de 150 *mm* de long sur 70 *mm* de large et d'épaisseur 1,6 *mm*. Le soudage est réalisé avec une électrode de tungstène enrichie au lanthane de 1,6 *mm* de diamètre ayant un angle d'affûtage de 30°. Les lignes de fusion sont réalisées avec le montage décrit au chapitre 2 (2.3.5), et mesurent 100 *mm* de long.

Quatre conditions d'essai sont retenues, correspondant à des énergies linéiques différentes (Tab. 4.1). Celles-ci sont choisies pour réaliser à chaque fois un bain de fusion pénétrant toute l'épaisseur de la tôle, sans toutefois être trop large pour éviter l'affaissement. Les essais type 1 à type 3 sont réalisés avec un courant lisse, en faisant varier d'un essai à l'autre soit l'intensité de soudage, soit la vitesse de soudage. Ainsi les effets de ces deux paramètres de soudage peuvent être étudiés indépendamment l'un de l'autre. Le quatrième essai est réalisé en courant pulsé. L'intensité du courant de soudage varie alors entre une valeur basse de 29 A

et une valeur haute de 133 A, à une fréquence de pulsation relativement faible (1,25 Hz). Ceci a pour effet de produire une oscillation de la taille du bain de fusion, entraînant un ralentissement puis une accélération de la vitesse de solidification à chaque pulsation.

Type d'essai	Intensité (I)	Tension (V)	Vitesse de soudage (mm/s)	Énergie linéique (J/mm)	Durée de chaque phase (ms)	
					temps haut	temps bas
1	92,5	9,3	3	285		
2	77,3	8,5	3	219		
3	92,6	9,4	4,3	202		
4	133 – 29	8,8	3,5	327 – 68	300	500

TABLE 4.1 – Paramètres de soudage des essais de ligne de fusion.

Chaque essai a été doublé pour s'assurer de sa répétabilité.

4.3 Résultats

Pour chaque condition d'essai, des observations et mesures sont réalisées à l'aide du dispositif expérimental décrit au chapitre 2 (2.3.3).

À l'échelle macroscopique, les observations portent principalement sur le champ thermique en face envers, la direction et le sens des écoulements et la forme de l'arrière du bain liquide sur les deux faces de la tôle. À l'échelle microscopique, ce sont la morphologie du front de solidification, les dimensions des dendrites et les propriétés des écoulements dans le bain à proximité du front qui sont étudiées.

4.3.1 Caractéristiques du front de solidification

Les images obtenues en caméra rapide à l'échelle microscopique montrent que la solidification se produit toujours selon un mode dendritique colonnaire, les pointes formant, comme pour les essais statiques, le front de solidification (Fig. 4.1). Toutes ces dendrites sont orientées dans une direction qui est sensiblement perpendiculaire au front de solidification, leurs orientations changeant progressivement lorsqu'elles se rapprochent du centre du bain de fusion.

Les enregistrements vidéo à l'échelle macroscopique réalisés en face supérieure et envers avec les deux caméras AVT permettent d'observer la forme générale du bain de fusion. Les figures 4.3 et 4.2 montrent les images enregistrées sur la face envers et endroit pour les trois essais en courant lisse. Les dimensions des bains formés sont très différentes en raison des changements d'énergie linéique et de vitesse de soudage d'un essai à l'autre (Tab. 4.2). Si on les compare au bain obtenu lors de l'essai type 1, l'essai type 2, réalisé à même vitesse sous une plus faible intensité, donne un bain plus étroit et plus court, alors que l'essai type 3, réalisé avec une même intensité mais une vitesse de soudage plus grande, est presque aussi long mais plus étroit. On peut voir aussi sur le tableau 4.2 que les dimensions des bains en face endroit et envers sont assez proches, la largeur en face envers étant toujours au moins égale à 80% de celle de la face supérieure. Notons que la longueur du bain en face supérieure n'a pu être déterminée, car la présence de la torche de soudage ne permet de visualiser que la partie arrière du bain de fusion (Fig. 4.22).

L'extraction des contours de bain de fusion à l'aide des outils d'analyse d'image décrits au chapitre 2 (cf. 2.3.3.2) montre que les fronts de solidification présentent des profils assez

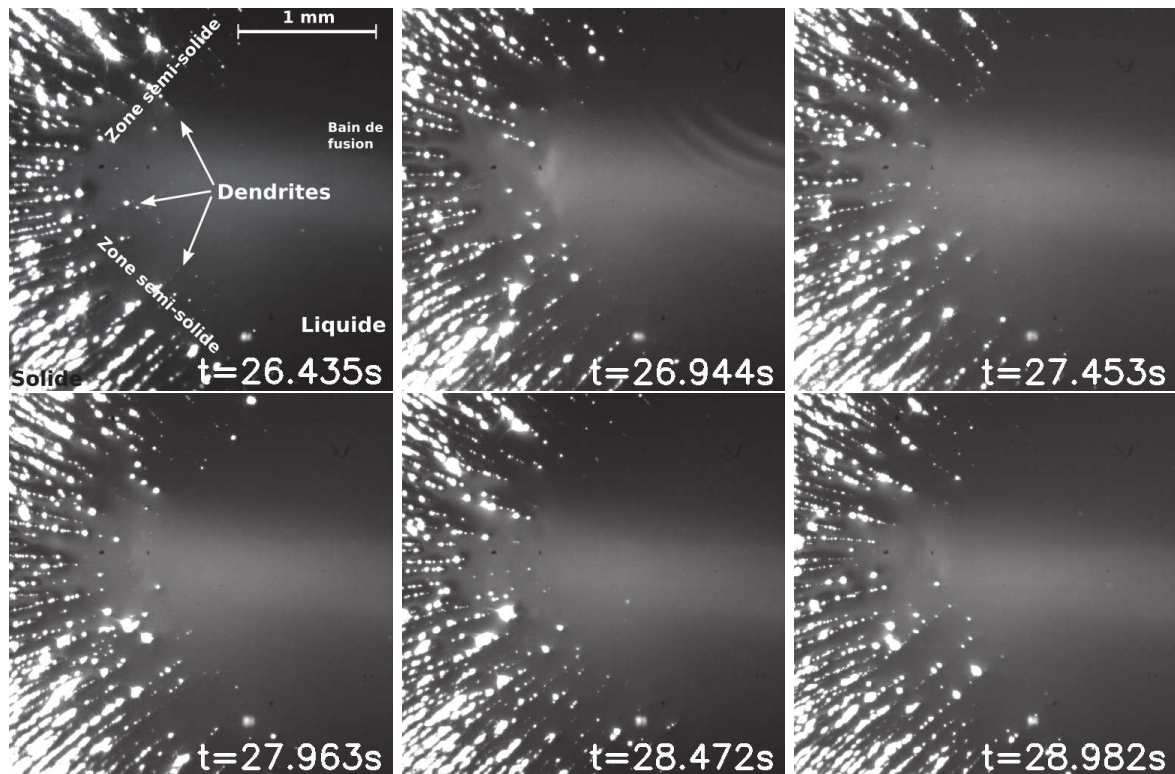


FIGURE 4.1 – Série d’images extraite d’une vidéo de caméra rapide réalisée pour un essai de type 1 (285 J/mm), montrant à l’échelle microscopique la partie centrale de la zone de solidification à l’arrière du bain de fusion. On peut voir dans la partie gauche de l’image la zone semi-solide, constituée de dendrites colonnaires croissant dans une direction sensiblement perpendiculaire au front de solidification, défini par la ligne reliant les pointes de dendrites.

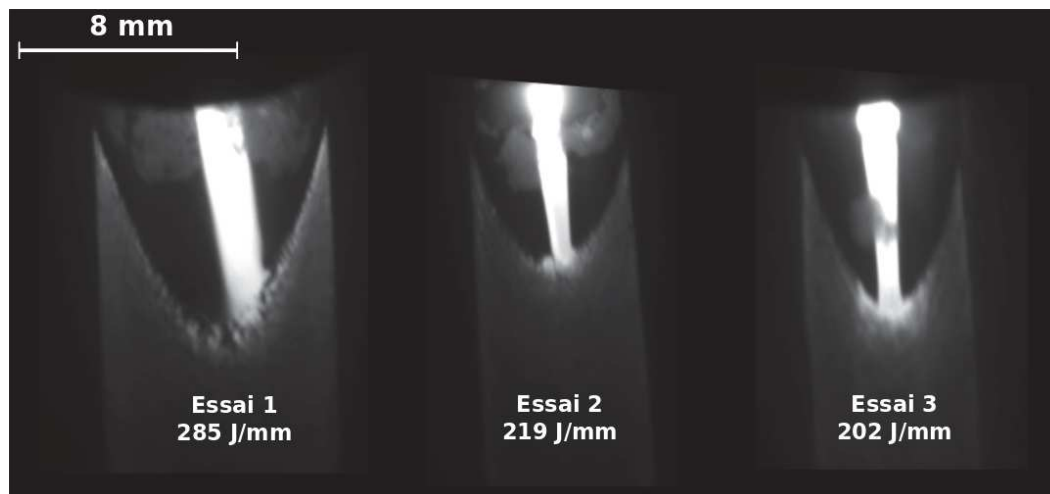


FIGURE 4.2 – Les différentes formes de bain de fusion en face endroit obtenues pour les trois conditions d’essais de soudage en courant lisse.

différents pour les trois essais. En effet, le bain réalisé sous la plus faible intensité est logiquement beaucoup plus petit, et la partie centrale du front de solidification est plus arrondie,

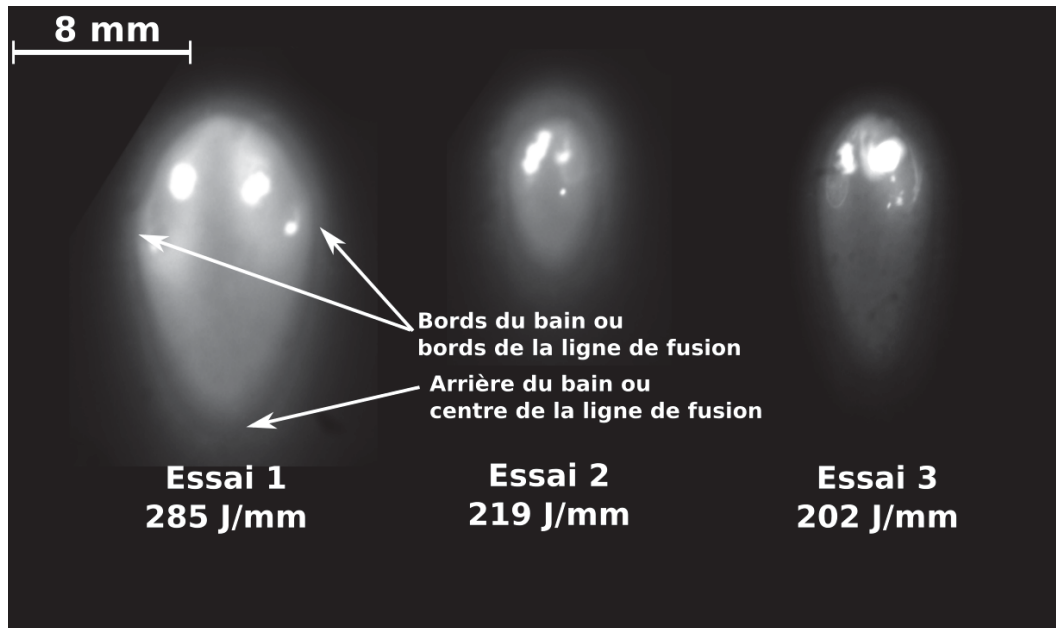


FIGURE 4.3 – Les différentes formes de bain de fusion en face envers obtenues pour les trois conditions d’essais de soudage en courant lisse.

Type d’essai	Largeur du cordon		Rapport	Longueur du bain inférieure (mm)
	sup. (mm)	inf. (mm)	inf./sup.	
1	$8,3 \pm 0,1$	$8,0 \pm 0$	$0,96 \pm 0,02$	$15,2 \pm 0,8$
2	$5,4 \pm 0,4$	$4,5 \pm 0,4$	$0,83 \pm 0,01$	$8,1 \pm 0,9$
3	$5,8 \pm 0,3$	$5,1 \pm 1,0$	$0,88 \pm 0,13$	$11,9 \pm 2,1$

TABLE 4.2 – Dimensions des bains obtenus lors des essais en courant lisse, en face supérieure (notée “sup.”) et en face inférieure (notée “inf.”).

alors que le bain obtenu avec la plus grande vitesse de soudage est au contraire très allongé, avec une partie centrale plus “pointue” (Fig. 4.4).

Afin d’estimer les vitesses de croissance des dendrites colonnaires, l’angle α entre la normale au front de solidification et la direction de soudage a été mesuré en différents points du front de solidification (Fig. 4.4). Chaque point le long du front de solidification est repéré par sa distance par rapport à la ligne centrale x , rapportée à la demi-largeur r du bain (Fig. 4.4). Les résultats des mesures, réalisées en face envers et supérieure, pour les trois essais en courant lisse, sont rassemblés sur la figure 4.5. En supposant que les dendrites colonnaires sont toutes orientées perpendiculairement au front de solidification, leur vitesse de croissance v peut alors être calculée à l’aide de l’expression : $v = v_s \cdot \cos \alpha$, v_s étant la vitesse de soudage. Les résultats présentés sur la figure 4.6 montrent que bien que la vitesse de soudage de l’essai 3 soit presque 50% plus élevée que celle des deux autres essais, la vitesse de croissance est presque identique, excepté pour la partie centrale du bain, où la vitesse augmente. Signalons aussi que comme l’arrière du bain en face supérieure est plus “pointue” qu’en face envers, l’angle α (Fig. 4.5) et la vitesse de croissance (Fig. 4.6) sont plus stables en face supérieure dans la majeure partie du bain, jusqu’au centre où ils varient brutalement.

Lors des essais en courant pulsé, le bain liquide se dilate et se contracte en phase avec les pulsations de courant, modifiant ainsi les vitesses de croissance des dendrites. On observe

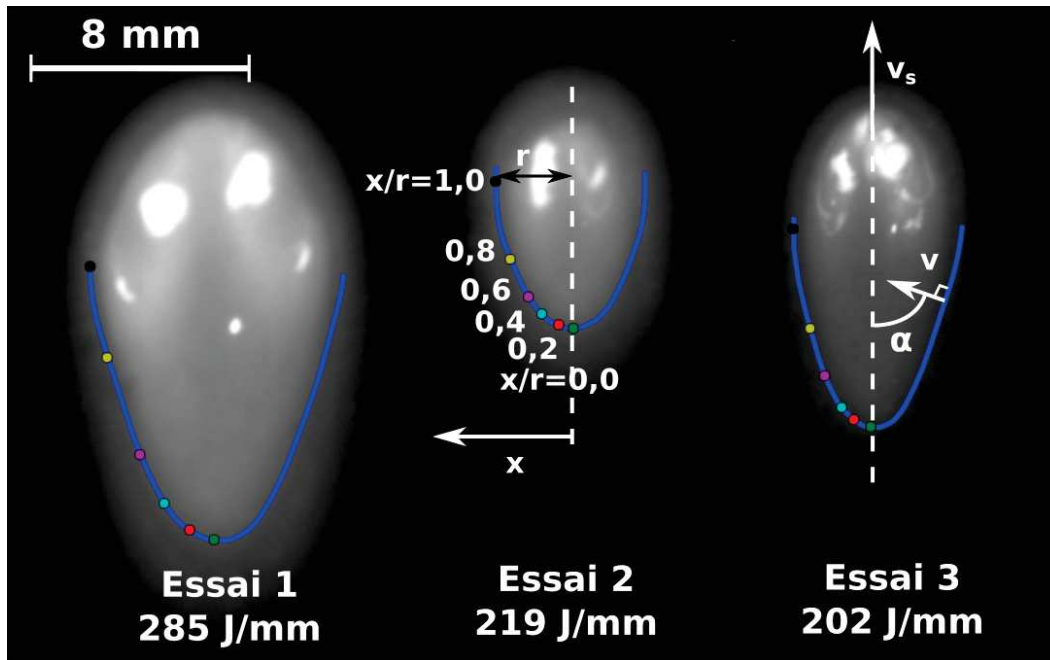


FIGURE 4.4 – Contours des bains fondus extraits des images de la caméra AVT en face envers, montrant les différentes formes du front de solidification. Chaque point le long des trois contours correspond à l’endroit de la mesure pour l’angle caractérisant l’orientation de la normale au front de solidification.

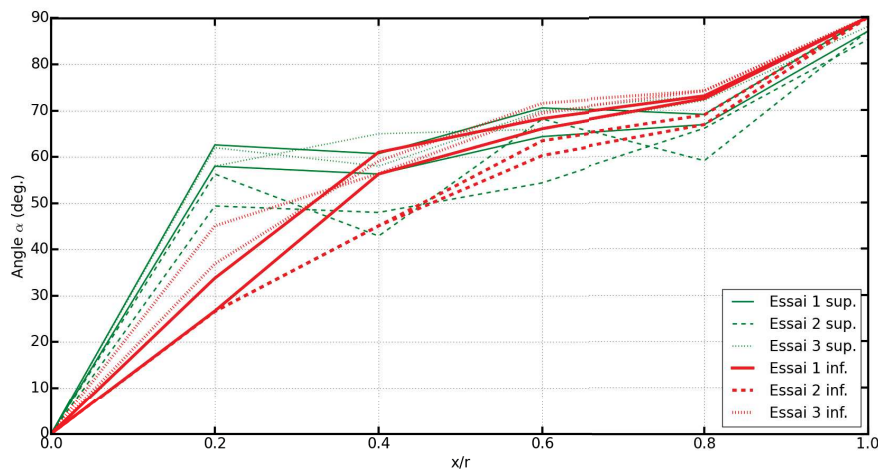


FIGURE 4.5 – Évolution de l’angle α défini sur la figure 4.4 le long du front de solidification pour chaque essai, en face supérieure et envers.

alors avec la caméra rapide à l’échelle microscopique, un déplacement périodique du front de solidification sur l’image, puisque la torche est solidaire de la caméra (Fig. 4.7). La vitesse de croissance des dendrites au milieu du front de solidification (à l’endroit où la vitesse de croissance est la plus élevée) est alors obtenue en ajoutant la vitesse de déplacement du front au centre du bain mesurée sur les vidéos rapides à la vitesse de soudage. Les valeurs

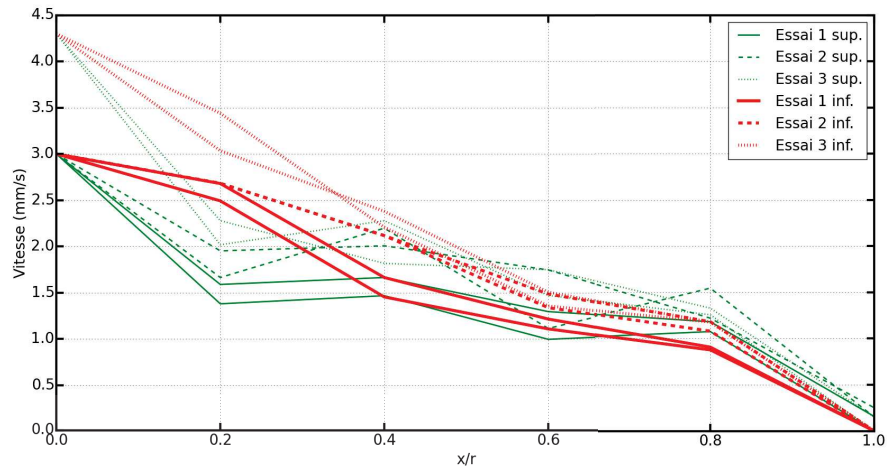


FIGURE 4.6 – Évolution de la vitesse de croissance dendritique le long du front de solidification pour chaque essai, entre l’arrière du bain ($x/r = 0$) et le bord de la ligne de fusion ($x/r = 1$), en face supérieure et envers.

Type	Fréquence (Hz)	Minimum	Maximum
Vitesse	$1,3 \pm 0,4$	$0,80 \pm 2,1 \text{ mm/s}$	$6,0 \pm 1,7 \text{ mm/s}$
Espacement	$1,3 \pm 0,007$	$71 \pm 8 \mu m$	$100 \pm 23 \mu m$

TABLE 4.3 – Variations de la vitesse de solidification au centre du bain de fusion et des espacements interdendritiques moyens pour les essais en courant pulsé.

maximales et minimales de la vitesse de croissance à l’arrière du bain sur la face envers en pulsé sont rassemblées dans le tableau 4.3. Les variations de la vitesse de solidification sont significatives. La vitesse de croissance augmente de 75% environ par rapport à la vitesse de soudage pendant les temps où le bain rétrécit et diminue de 75% environ dans les phases où le bain grossit. La fréquence de variation de la taille du bain mesurée sur les vidéos rapides est proche de la fréquence de pulsation du soudage ($1,25 \text{ Hz}$).

Type d’essai	Espacement interdendritique (μm)
1	83 ± 16
2	73 ± 5
3	80 ± 4

TABLE 4.4 – Valeurs moyennes des espacements interdendritiques des différents essais en courant lisse.

Des variations notables de l’espacement interdendritique sont également notées entre les essais (Tab. 4.4). Les espacements passent de $83 \mu m$ à $73 \mu m$ entre les essais type 1 et type 2. La diminution de l’intensité de soudage semble ainsi avoir légèrement affiné la microstructure. L’augmentation de la vitesse de soudage entre l’essai type 1 et type 3 semble en revanche ne pas avoir eu d’effet notable sur l’affinement de la microstructure. Lors des essais en courant pulsé, les variations périodiques de vitesse de croissance dans le bain entraînent également des

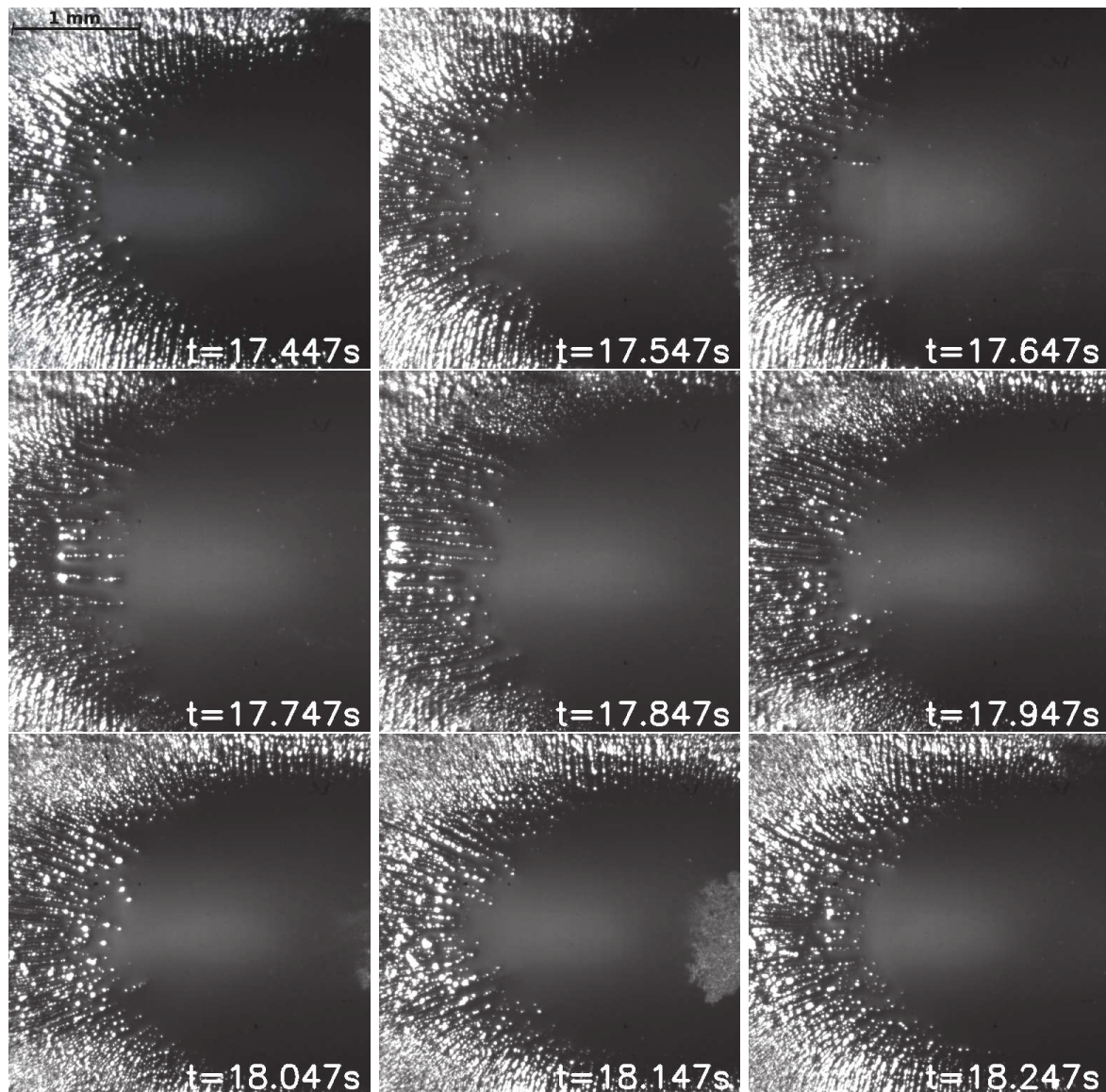


FIGURE 4.7 – Série d’images extraite d’une vidéo de caméra rapide réalisée pour un essai de type 4 (courant pulsé). Ces images montrent la modification de la forme du bain et de morphologie du front pendant une période de pulsation.

variations des espacements interdendritiques. L’espacement interdendritique varie dans une fourchette allant de $70 \mu m$ lorsque la vitesse de croissance est maximale à $100 \mu m$ environ lorsque la vitesse de croissance est minimale (Tab. 4.3).

4.3.2 Champ de température

La caméra infrarouge, positionnée en face envers, permet d’accéder aux champs de température dans et autour du bain de fusion. Rappelons que la torche de soudage comme la caméra thermique sont fixes pendant les essais, ce qui permet de maintenir l’image centrée sur la zone fondue pendant toute la durée de l’essai. Les enregistrements réalisés sur les essais de soudage en courant lisse montrent qu’après une phase transitoire au cours de laquelle le champ de

température varie fortement en tout début de soudage, le champ de température atteint un régime permanent, correspondant au régime thermique quasi-stationnaire du soudage.

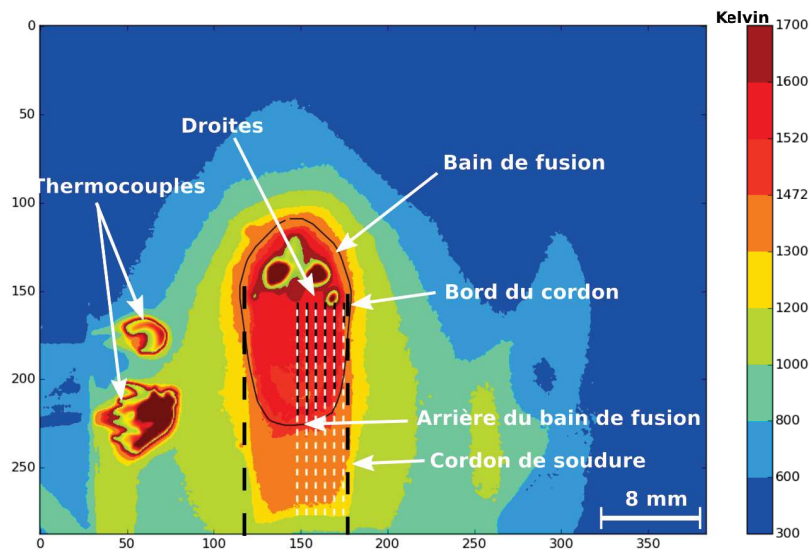
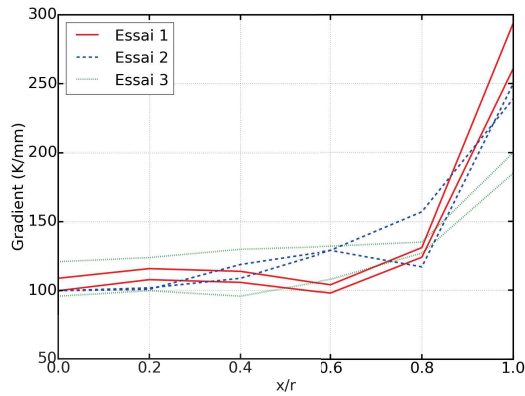


FIGURE 4.8 – Champ de température calibré autour du bain liquide en face envers. Les six droites parallèles le long desquelles sont faites les mesures sont représentées. La mesure le long du front de solidification est réalisée à l'intersection du front défini par les caméras AVT (Fig. 4.4) avec ces droites parallèles.

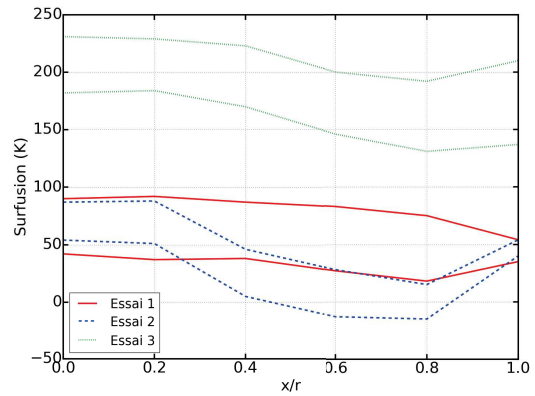
À partir de ces images de thermographie infrarouge, ont été extraites des cartographies de température (Fig. 4.8). L'évolution des températures est ensuite mesurée le long de lignes parallèles à la ligne de fusion (Fig. 4.8). Chaque droite est repérée par sa distance x par rapport à la ligne centrale du bain de fusion, rapportée à la demi-largeur du bain de fusion r (Fig. 4.4). Les points du front de solidification sont localisés sur les droites grâce aux contours des bains obtenus par traitement des images de la caméra AVT (Fig. 4.4). Les gradients de température maximaux, orientés suivant des directions normales au front, ainsi que les températures du front de solidification, sont extraites aux différents points considérés. Les résultats montrent que le gradient de température maximal est toujours plus élevé en périphérie du bain (pour $x/r = 1$), là où la solidification des dendrites colonnaires démarre, puis décroît en se rapprochant de l'arrière du bain de fusion (pour $x/r = 0$, Fig. 4.9a).

La diminution de l'intensité de soudage entre les essais type 1 et type 2 entraîne une faible diminution du gradient de température au front de solidification en bord de zone fondue, et semble avoir peu d'effet à l'arrière, le gradient de température ne montrant pas de tendance claire (Fig. 4.9a). Ce résultat est en contradiction avec les résultats issus des modélisations thermiques simplifiées du soudage, négligeant les transferts par convection (cf. 1.3.3). D'après ces modèles, les lignes isothermes autour du bain de fusion sont de plus en plus rapprochées lorsque la puissance diminue, à vitesse de soudage identique, ce qui devrait conduire à une augmentation du gradient sur tout le contour du bain de fusion pour l'essai type 2 par rapport à l'essai type 1. Les phénomènes de convection dans le bain de fusion pourraient expliquer ces différences.

Lorsque la vitesse de soudage augmente, avec l'intensité maintenue constante (de l'essai type 1 à l'essai type 3), le gradient thermique au niveau du front de solidification diminue également sur les bords de la zone fondue, alors qu'une modélisation thermo-conductive prédit



(a) Gradient de température en fonction de x/r .



(b) Surfusion en fonction de x/r .

FIGURE 4.9 – Évolution des gradients de température et de la surfusion le long du front de solidification, pour les six valeurs de x/r (Fig. 4.8).

une augmentation du gradient (cf. 1.3.3).

La température du front, estimée sur les images en régime stationnaire, permet de calculer la surfusion, c'est-à-dire l'écart entre la température du front et la température de liquidus de l'alliage (Fig. 4.9b). On peut constater que la surfusion mesurée est faible pour les essais type 1 et type 2. En revanche, pour l'essai type 3, réalisé à la plus grande vitesse et avec la plus faible énergie linéique, la surfusion est très importante, de plus de 200 K, ce qui est assez cohérent avec les modèles classiques de solidification, qui prévoient que la surfusion est d'autant plus grande que la solidification est rapide. Notons toutefois que la précision de ces mesures est relativement mauvaise, en raison de l'incertitude sur le positionnement précis du front de solidification à partir des images extraites de la caméra AVT, et de la méthode de calibration du capteur de la caméra infrarouge, qui néglige la variation d'émissivité de la surface du matériau en fonction de la température et de la longueur d'onde. Ceci peut expliquer les très forts écarts types calculés à partir des mesures effectuées sur les différentes images.

x/r	Fréquence (Hz)	Gradient thermique (K/mm)		Surfusion (K)	
		min	max	min	max
0,0	$1,2 \pm 0,4$	96 ± 7	155 ± 16	187 ± 10	225 ± 3
0,2	$1,2 \pm 0,4$	93 ± 10	158 ± 11	191 ± 6	230 ± 4
0,4	$1,2 \pm 0,6$	87 ± 7	163 ± 1	190 ± 0	227 ± 10
0,6	$1,5 \pm 0,3$	105 ± 4	202 ± 1	198 ± 6	242 ± 6
0,8	$1,4 \pm 0,04$	105 ± 4	222 ± 16	201 ± 6	257 ± 6
1,0	$1,4 \pm 0,07$	115 ± 50	233 ± 33	204 ± 8	268 ± 6

TABLE 4.5 – Variations du gradient de température maximal et de la surfusion en fonction de la position le long du front de solidification pour l'essai type 4 en courant pulsé.

Les résultats sont différents en courant pulsé (essai type 4), puisque le bain "oscille" selon la fréquence de pulsation du courant. Le gradient thermique le long du front de solidification

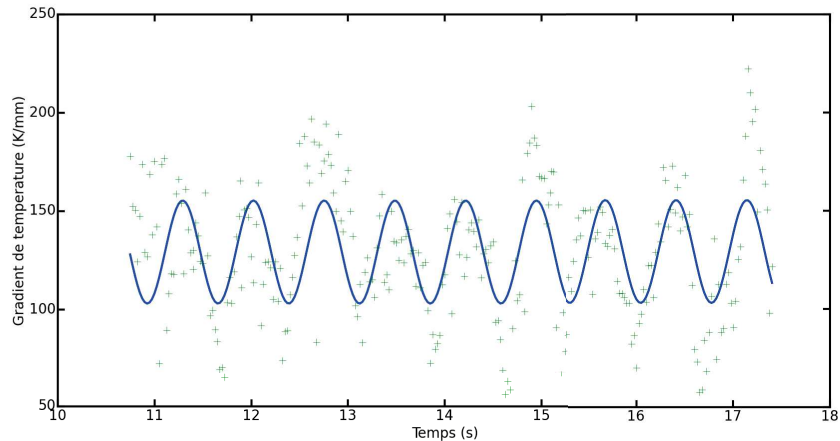


FIGURE 4.10 – Évolution au cours du temps du gradient de température au bord de la ligne de fusion. Les points correspondent aux mesures expérimentales brutes et la courbe à une interpolation sinusoïdale.

varie donc au cours de l'essai, puisque le front se déplace de manière périodique. Les gradients varient ainsi entre une valeur haute de 200 K/mm environ lorsque le bain est le plus large, à une valeur plus faible de 100 K/mm environ lorsqu'il atteint sa taille la plus faible à une fréquence très proche de la fréquence de pulsation du courant (Fig. 4.10 et Tab. 4.5). Les valeurs minimales varient assez faiblement le long du front, alors que les valeurs maximales diminuent de quasiment 100 K/mm , lorsque l'on passe du bord du bain de fusion à son centre (Tab. 4.5). La surfusion reste plutôt stable le long du front, les valeurs minimales étant de 200 K environ et les valeurs maximales de 250 K environ.

4.3.3 Écoulements à l'arrière du bain liquide

Les écoulements au sein du bain de fusion sont observés à l'échelle macroscopique en faces supérieure et inférieure à l'aide des caméras AVT, et à l'échelle microscopique au voisinage du front de solidification, à l'arrière du bain en face envers, à l'aide de la caméra rapide. Rappelons que les écoulements peuvent être visualisés grâce aux particules solides transportées par le fluide, qui servent de traceurs.

On peut observer à l'échelle microscopique, comme dans le cas des essais statiques, que les particules traçantes partent des canaux liquides séparant les dendrites colonnaires au sein de la zone semi-solide, puis entrent dans le bain de fusion en se dirigeant vers l'avant (Fig. 4.11 et 4.12). A l'échelle macroscopique, on observe en face envers, comme en face endroit, deux vortex situés à l'avant du bain, positionnés de manière symétrique de part et d'autre de la ligne centrale du bain, visibles grâce aux amas de particules tourbillonnantes en son sein (Fig. 4.13). Deux vortex plus petits sont aussi visibles en face envers uniquement, sur les bords du bain de fusion, à l'endroit où celui-ci est le plus large (Fig. 4.13). Les amas de particules étant plus petits à cet endroit, leur rotation est plus difficile à distinguer.

La mesure des vitesses de déplacement est effectuée avec la méthode PTV, à partir des enregistrements de la caméra rapide à l'échelle microscopique. A l'échelle macroscopique, hormis les amas de particules tourbillonnantes, les particules sont trop fines ou se déplacent trop rapidement au regard de la fréquence d'acquisition pour pouvoir être détectées. Les

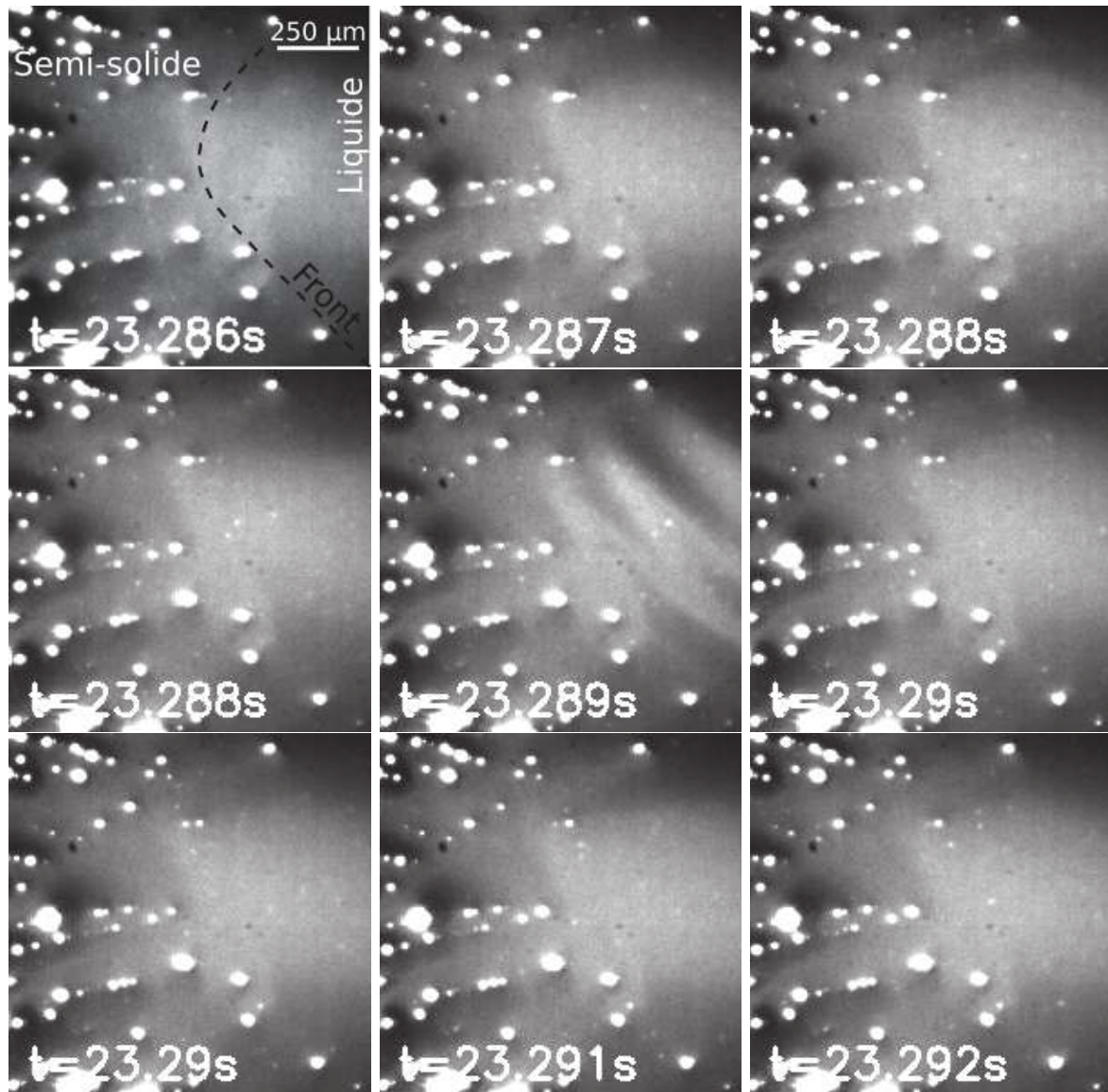


FIGURE 4.11 – Série d’images extraite d’une vidéo de la caméra rapide pour un essai type 1. On peut distinguer les particules blanches transportées par l’écoulement dans les canaux liquides depuis la zone semi-solide vers le bain liquide.

mesures montrent que l’écoulement accélère à la traversée du front de solidification, passant d’une vitesse de 70 à 90 mm/s environ dans les canaux interdendritiques, à une vitesse comprise entre 110 et 190 mm/s selon les essais à une distance de 0,1 à 0,2 mm du front (Fig. 4.14). La vitesse maximale est plus élevée et est atteinte à une distance plus proche du front de solidification (0,1 mm environ) pour l’essai type 2, qui est réalisé à la plus faible intensité, et donne le bain de fusion le moins long. L’essai type 3, réalisé à la plus grande vitesse, présente quant à lui un profil de vitesse d’écoulement très proche de celui de l’essai type 1, avec toutefois une vitesse maximale plus faible, de 120 mm/s environ, contre 150 mm/s environ pour l’essai type 1. Une fois ce maximum atteint, la vitesse d’écoulement se stabilise voire ralentit pour l’essai type 2 en s’éloignant du front de solidification. À partir d’une distance de 0,5 mm environ du front, les vitesses deviennent sensiblement identiques

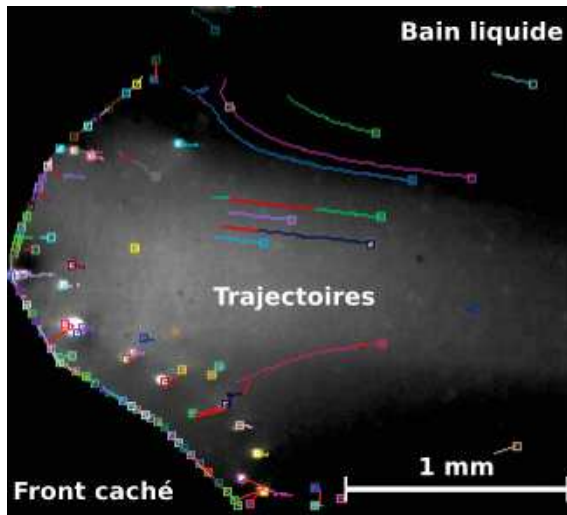


FIGURE 4.12 – Image extraite d’une vidéo de caméra rapide et traitée par PTV. À gauche se trouve le front de solidification (la zone semi-solide apparaît en noir) et à droite le bain liquide où sont tracées les trajectoires des particules.

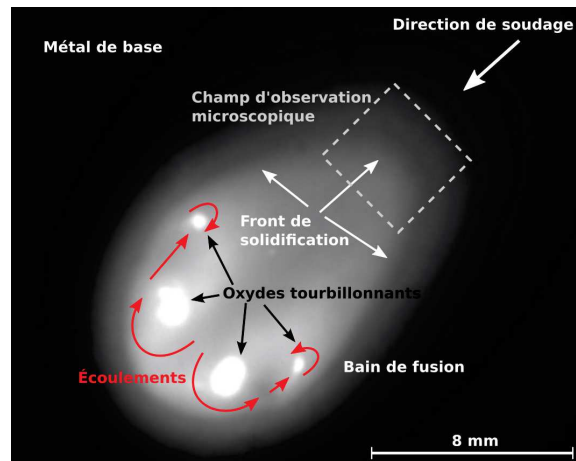


FIGURE 4.13 – Vue à l’échelle macroscopique de la face envers d’un bain de fusion. Des vortex (mouvements tourbillonnant de fluide) sont visibles grâce aux amas d’oxydes, disposés symétriquement de chaque côté du bain.

pour les trois essais, comprises entre 120 et 140 mm/s environ (Fig. 4.14). Notons que pour l’essai type 2, la vitesse continue de diminuer légèrement au delà de cette distance, devenant inférieure aux vitesses d’écoulement mesurées pour les autres essais.

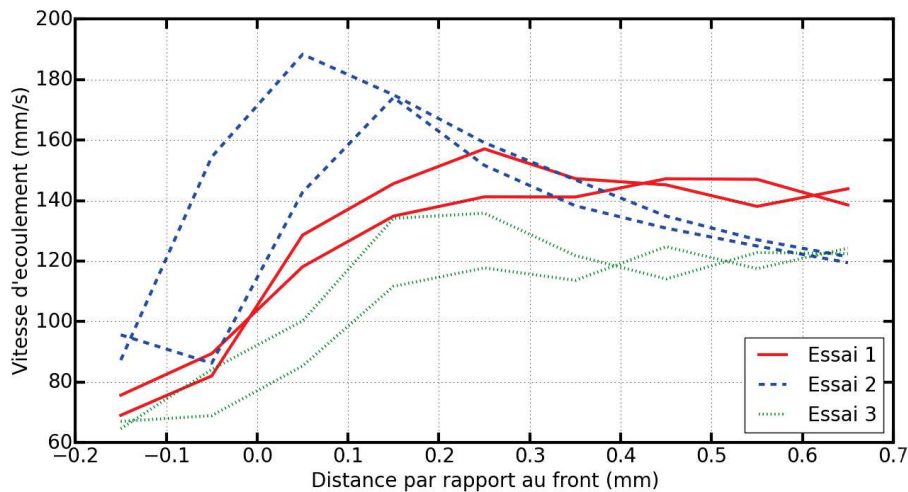


FIGURE 4.14 – Évolution de la vitesse d’écoulement en fonction de la distance par rapport au front de solidification à l’arrière du bain liquide (l’abscisse correspond à la position par rapport au front de solidification défini par une ligne reliant les pointes de dendrites). Deux essais sont réalisés pour chaque condition.

En courant pulsé, l’écoulement en face envers, qui est dirigé dans le même sens qu’en

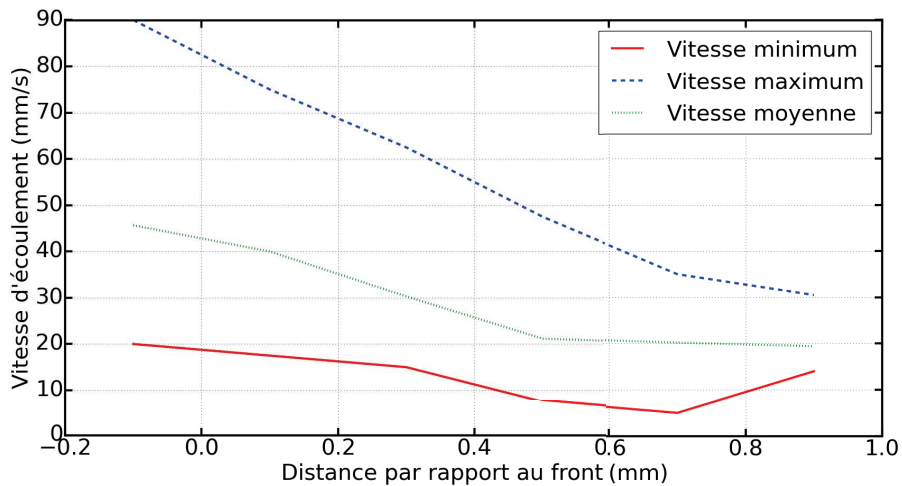


FIGURE 4.15 – Vitesses de l'écoulement dans le liquide en fonction de la distance au front pour l'essai type 4 (courant pulsé). La distance négative signifie que l'on se situe dans le zone semi-solide.

courant lisse (de la zone semi-solide vers le coeur du bain de fusion), présente toutefois une vitesse qui fluctue à une fréquence sensiblement identique à celle du courant ($1,44 \text{ Hz}$). L'écoulement atteint une vitesse maximale à proximité du front de solidification (Fig. 4.15). Ce maximum de vitesse (100 mm/s environ) au niveau du front est atteint au moment de la fin de l'impulsion du courant. Ensuite, lorsque le courant de soudage prend sa valeur basse, la vitesse d'écoulement diminue, pour atteindre des valeurs moyennes au front de 20 mm/s environ. Ces fluctuations de vitesse d'écoulement sont également mesurées dans le bain de fusion, mais avec une amplitude qui s'atténue au fur et à mesure que l'on s'éloigne du front, la variation n'étant plus que de 20 mm/s environ à $0,9 \text{ mm}$ du front, contre plus de 70 mm/s au niveau du front (Fig. 4.15).

4.4 Analyses

La première partie de ce chapitre a montré que les résultats présentent de fortes variations entre les différentes énergies de soudage. Ces résultats vont maintenant être analysés, en commençant par les essais en courant lisse, puis viendront les essais en courant pulsé.

4.4.1 Relations entre énergie de soudage et solidification

Dans cette section, les effets de l'énergie introduite en courant lisse (essais type 1 à type 3) sur la solidification seront étudiés. On s'intéressera aux effets d'une part, sur le champ de température et d'autre part, sur la microstructure.

4.4.1.1 Croissance dendritique et champ de température

Tous les phénomènes que nous étudions sont sensibles à l'énergie de soudage, mais le champ de température y est directement lié. Les relations entre énergie, solidification et écoulements sont plus complexes.

Pour chaque énergie utilisée, les mesures de l'orientation et de la vitesse de croissance des dendrites colonnaires, et du gradient de température maximal au niveau du front de solidification, permettent de retrouver les tendances décrites dans la littérature (cf. 1.4.1) [2]. En effet, entre le bord de la ligne de fusion et l'arrière du bain de fusion, la vitesse de solidification augmente et le gradient de température diminue (Fig. 4.9a et 4.6).

Pour la vitesse de solidification (Fig. 4.6), les variations le long du front de solidification dépendent de la forme de celui-ci. Ainsi, pour les essais type 1 et type 3, qui présentent un front plus "pointu" (Fig. 4.4), la vitesse de solidification augmente plus rapidement à l'approche du centre. Les valeurs de surfusion mesurées le long du front semblent cohérentes avec la tendance décroissante, depuis l'arrière du bain vers le bord de la ligne de fusion, de la vitesse de solidification (Fig. 4.6 et 4.9b). En effet, il est généralement admis que la vitesse de croissance des dendrites diminue avec la baisse de la surfusion (cf. section 1.2.5.2). Quel que soit l'essai, la surfusion diminue légèrement de $x/r = 0$ à $x/r = 1$.

Le gradient de température le long du front de solidification varie quasiment de la même manière pour tous les essais (Fig. 4.9a). Entre le centre de la zone fondue et $x/r = 0,8$, le gradient de température augmente légèrement entre les valeurs de 100 à 150 K/mm . Une brusque augmentation est constatée à l'approche du bord de la zone fondue. L'essai type 1 présente les plus fortes variations de gradient entre le bord de la ligne de fusion et l'arrière du bain (quasiment 200 K/mm). Les essais type 2 et 3 montrent respectivement des augmentations de 150 K/mm et 100 K/mm , entre l'arrière et le bord du bain.

Si on prend l'essai type 1 comme référence, on constate alors que l'augmentation de la vitesse de soudage (essai type 3) n'a quasiment aucun effet sur le gradient de température entre $x/r = 0$ et $x/r = 0,8$. Par contre, au bord de la ligne de fusion, le gradient diminue d'un tiers de sa valeur environ. Diminuer l'intensité de soudage (essai type 2) semble également ne faire diminuer que le maximum de gradient de température au niveau du bord de la zone fondue ($x/r = 1$), mais plus faiblement que pour l'essai type 3. Quel que soit le paramètre modifié, le gradient de température reste donc inchangé à l'arrière du bain entre $x/r = 0$ et $x/r = 0,8$, alors que le gradient au bord de la zone fondue diminue avec l'énergie linéique. Comme cela est expliqué dans la section 4.3.2, ce résultat est contradictoire avec ce à quoi on peut s'attendre. Cela peut s'expliquer pour l'essai type 2, par les vitesses d'écoulements plus élevées mesurées pour cet essai à l'arrière du bain, impliquant une meilleure homogénéisation de la température dans tout le bain de fusion (Fig. 4.14). Cette homogénéisation des températures dans le bain liquide peut favoriser le transfert de chaleur dans le métal de part et d'autre du bain, réduisant ainsi le gradient au niveau de la ligne de fusion. Pour l'essai type 3, les vitesses d'écoulements mesurées sont moins élevées, donc les valeurs de gradient restent difficiles à expliquer. On peut toutefois supposer que, comme le bain est plus étroit que pour l'essai type 1, l'homogénéisation des températures se fait mieux, facilitant le transfert de chaleur au niveau du bord de la ligne de fusion, comme pour l'essai type 2.

Quelle que soit l'énergie linéique, le gradient de température est assez stable à l'arrière à la pointe du bain de fusion ($x/r = 0$), autour de 100 K/mm . La variation de la vitesse de soudage entre l'essai type 1 et type 3 devrait pourtant engendrer une diminution du gradient de température à cet endroit, ce qui permet dans certains alliages d'aluminium de faire croître des grains équiaxes, du fait de l'augmentation de la surfusion constitutionnelle [2]. Le même constat peut être fait avec l'augmentation de l'intensité de l'essai type 2 à type 1. Cependant, les différences d'intensité et de vitesse de soudage ne sont peut-être pas suffisantes pour observer une différence significative de gradient de température à l'arrière du bain.

Les courbes représentées sur la figure 4.16 montrent que le taux de refroidissement $G.v$ diminue entre l'arrière du bain et le bord de la ligne de fusion. Contrairement au gradient, le

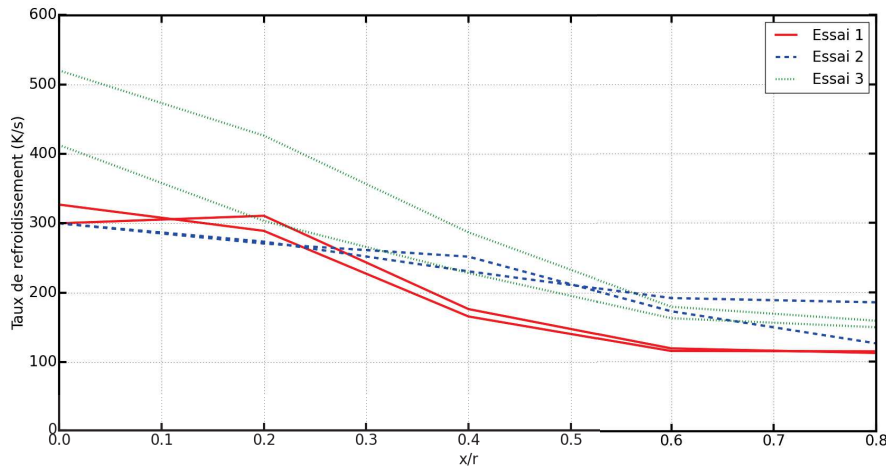


FIGURE 4.16 – Évolution du taux de refroidissement des trois essais en courant lisse le long du front de solidification.

taux de refroidissement augmente à l'arrière du bain de fusion ($x/r = 0$) avec l'augmentation de la vitesse de soudage (Fig. 4.16). Pour les essais type 1 et 2, le taux de refroidissement maximal atteint environ $300 K/s$, tandis que pour l'essai type 3 il atteint une valeur maximale de $467 K/s$ en moyenne. Cette nette différence au niveau de l'arrière du bain indique que le taux de refroidissement est plus sensible, dans cette zone, au changement de vitesse de soudage qu'au changement de gradient de température. Les évolutions de la vitesse de solidification et du taux de refroidissement représentées sur les figures 4.6 et 4.16 sont d'ailleurs très similaires. Pour l'essai type 2, le taux de refroidissement comme la vitesse de croissance augmentent presque linéairement du bord vers l'arrière du bain. Pour les essais type 1 et type 3 en revanche, ces grandeurs sont assez stables sur les bords de la ligne de fusion, puis croissent rapidement à l'approche de l'arrière du bain.

4.4.1.2 Microstructure

Les changements de conditions thermiques le long du front de solidification et entre les différents essais ont une incidence sur le processus de solidification en cours de soudage. Si l'on reporte les différentes mesures des gradients thermiques au front de solidification et des vitesses de croissance pour les différents essais sur le diagramme de Kurz et Fisher [4], qui indique les modes de solidification attendus, on constate que tous les essais sont dans la zone de solidification dendritique colonnaire (Fig. 4.17). Ce résultat est conforme aux observations réalisées à l'échelle microscopique par caméra rapide, qui montrent des dendrites colonnaires se former au niveau du front de solidification sur tout le contour du bain visible (Fig. 4.18), mais aussi aux macrographies post-mortem réalisées (exemple sur la figure 4.19). Les limites du diagramme de Kurz et Fisher, qui ont été tracées pour un alliage type ayant un intervalle de solidification de $50 K$ (donc proche de l'alliage Cu30Ni étudié), peuvent cependant varier en fonction de la composition de l'alliage. Pour tous les essais, on peut observer que les points de mesure se rapprochent de la zone de transition colonnaire/équiaxe à l'arrière du bain liquide, tandis que ceux du bord de la ligne de fusion se rapprochent de la zone de croissance cellulaire. Ce type d'évolution morphologique a déjà été observé dans la littérature pour d'autres types de matériaux [2].

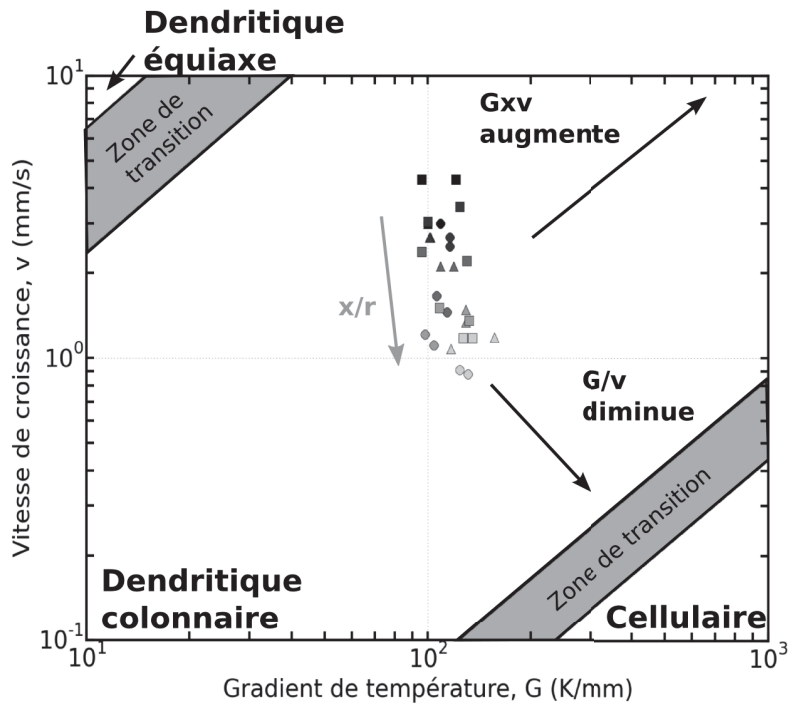


FIGURE 4.17 – Diagramme de Kurz et Fisher représentant dans un repère logarithmique les valeurs de vitesse de solidification en fonction du gradient de température au front de solidification pour les différents essais, à plusieurs endroits le long du front de solidification. Les marques rondes correspondent à l'essai type 1, les triangles correspondent à l'essai type 2 et les carrés à l'essai type 3. Le dégradé de gris correspond à la position le long du front : $x/r = 0$ en noir (arrière du bain liquide) et $x/r = 1$ en blanc (bord de la ligne de fusion).

Sur les images extraites de vidéos rapides de la figure 4.18, on remarque qu'il n'y a pas de différence significative d'espacements interdendritiques entre les essais. Les mesures des espacements interdendritiques à l'arrière du bain confirment ces affirmations qualitatives (Tab. 4.4). Or, on sait que la finesse de la microstructure est influencée par le taux de refroidissement $G.v$ pendant la solidification (cf section 1.2.2.7). Sur le diagramme de Kurz et Fisher (Fig. 4.17), on voit que les taux de refroidissement varient assez peu entre les essais, ce qui confirme les affirmations précédentes. On peut voir aussi sur la figure 4.16 que, hormis près de l'arrière du bain de fusion, les taux de refroidissement sont très similaires pour les trois essais. D'après cette figure, un léger raffinement est toutefois possible, surtout pour l'essai type 3, entre le bord de la ligne de fusion et l'arrière du bain, car le taux de refroidissement est en moyenne trois fois plus important à l'arrière que sur les bords.

Tout au long de la réalisation du cordon, on observe les dendrites colonnaires croître perpendiculairement au front de solidification sur les vidéos de caméra rapide (Fig. 4.18). Les bras primaires de dendrite semblent se courber pour suivre la forme du bain de fusion. Cependant, si l'on observe plus attentivement, on constate que les bras primaires observés sur la figure 4.18 sont constitués de segments rectilignes, qui changent progressivement d'orientation pour s'aligner le plus possible sur la normale au front. Dans les matériaux à structure cristalline cubique, il est généralement admis que la solidification a lieu suivant les directions préférentielles de croissance de type $\langle 100 \rangle$. Au cours de la solidification en soudage, les dendrites vont ainsi croître suivant la direction cristalline $\langle 100 \rangle$ la plus favorablement orientée

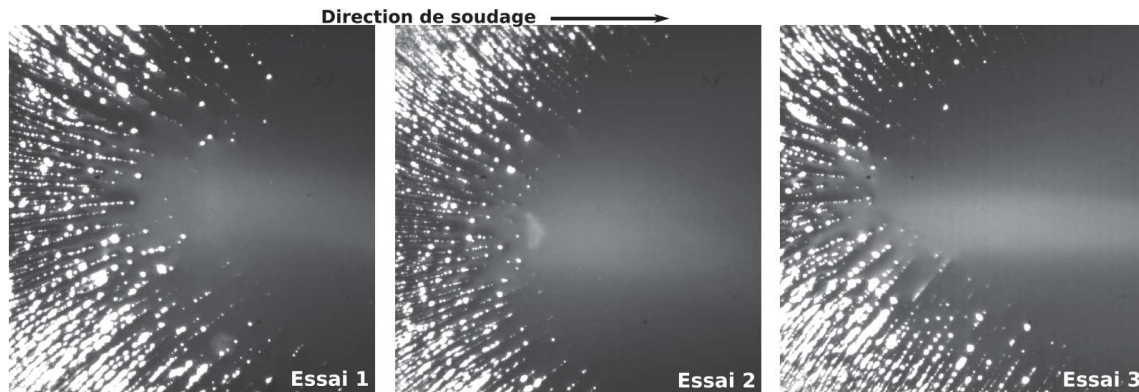


FIGURE 4.18 – Images extraites de vidéos de caméra rapide des trois essais en courant lisse. Résolution des images : $2,8 \times 2,8 \text{ mm}^2$

par rapport à la direction du plus fort gradient thermique, qui est très proche de la normale au front de solidification. Comme la normale au front change d'orientation en se rapprochant du centre de la ligne de fusion, les directions de type $\langle 100 \rangle$ qui étaient les plus favorablement orientées en bord de ligne de fusion le sont moins en se rapprochant du centre, et la croissance des dendrites se poursuit selon de nouvelles directions. Précisons que ces directions de croissance ne sont pas nécessairement dans le plan de la surface de l'échantillon, ce qui fait que les directions des bras primaires observées sur les images vidéo ne sont probablement que la projection dans le plan de la surface des directions de croissance. Ceci peut expliquer les faibles angles mesurés entre segments contigus, alors que lorsqu'une dendrite change de direction de croissance, elle doit dévier de 90° .

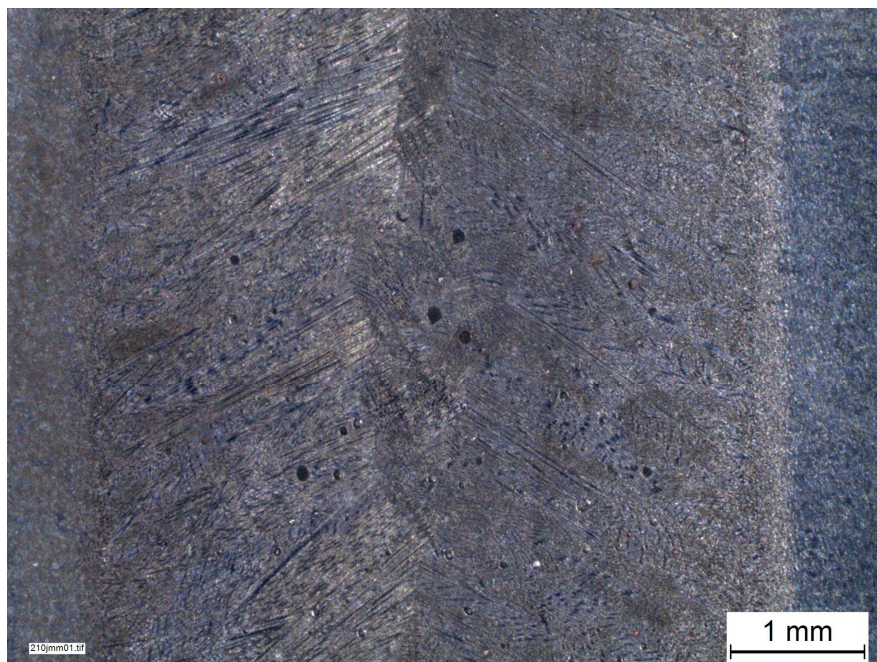


FIGURE 4.19 – Macrographie de la face envers d'une ligne de fusion d'un essai type 3. Le sens de soudage est du bas de l'image vers le haut de l'image.

Un autre phénomène peut aussi expliquer l'évolution progressive de l'orientation des segments de bras primaires des dendrites. Il s'agit du phénomène de croissance compétitive. En effet, lorsque deux dendrites voisines n'ont pas la même orientation cristalline, celle qui sera la plus favorablement orientée par rapport à la direction du plus fort gradient aura tendance à croître un peu plus vite, bloquant la croissance de l'autre (cf. 1.4.1).

Afin d'essayer de déterminer quel mécanisme semble à l'œuvre lors de nos essais, des analyses post-mortem de la microstructure des zones fondues par EBSD (Electron Back Scattered Diffraction) ont été réalisées. Cette technique d'analyse permet de mesurer l'orientation cristallographique de chaque point, et ainsi de reconstituer les différents grains de la microstructure de manière plus précise qu'une macrographie classique (Fig. 4.19).

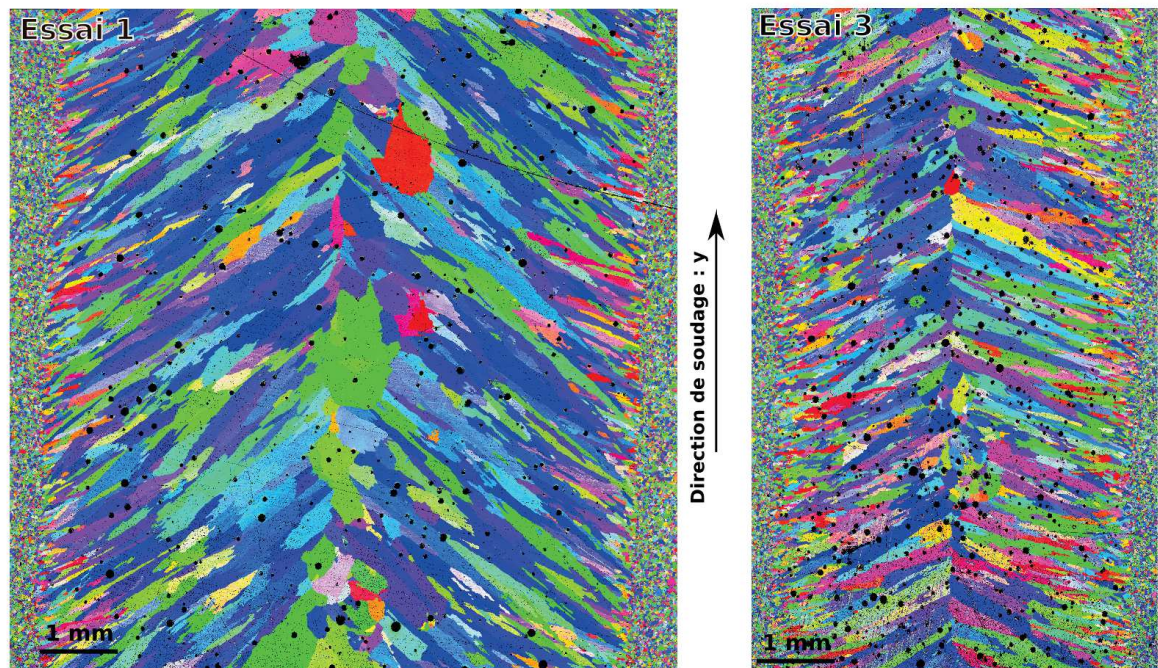


FIGURE 4.20 – Cartographies EBSD d'échantillons de lignes de fusion des essais type 1 et type 3. Le repérage des orientations cristallographiques se fait par rapport à l'axe du cordon de soudure, repéré "y". La couleur rouge indique que la direction de type $\langle 100 \rangle$ est parallèle à l'axe y , la couleur bleue la direction $\langle 111 \rangle$ et la couleur verte la direction $\langle 110 \rangle$. Les tâches noires sur les deux images correspondent à des porosités.

La figure 4.20 montre une cartographie EBSD des lignes de fusion des essais type 1 et type 3. La couleur de chacun des grains est déterminée en fonction de son orientation cristallographique par rapport à l'axe y (direction de soudage). Ainsi, pour les grains apparaissant en rouge, la direction $\langle 100 \rangle$ est parallèle à l'axe y , pour les grains apparaissant en vert c'est la direction $\langle 110 \rangle$, et pour les grains bleu la direction $\langle 111 \rangle$.

On constate tout d'abord sur ces images, qui permettent de révéler les limites de chaque grain, que leur morphologie est bien en majorité colonnaire, comme l'indiquaient les observations in-situ par caméra rapide. Quelques grains d'apparence équiaxe apparaissent aussi, principalement au centre de la zone fondue. La présence de ces grains peut indiquer que de nouveaux grains ont germé au centre de la zone fondue, selon le mécanisme bien connu de transition colonnaire/équiaxe, favorisé par la diminution du gradient et l'augmentation de la

vitesse de solidification observés au centre de la zone fondue. La figure 4.17 montre en effet que l'on se rapproche du domaine de solidification équiaxe au centre de bain, sans toutefois l'atteindre, mais les limites indiquées dans le diagramme de Kurz et Fisher peuvent varier selon la composition de l'alliage. Les grains observés au centre peuvent aussi être le prolongement de grains colonnaires venant d'un autre plan, dans la partie supérieure ou inférieure du bain.

Le traitement des résultats des analyses EBSD permet de mesurer un certain nombre de caractéristiques géométriques des grains : diamètre moyen, rapport d'aspect caractérisant l'élanement des grains, et orientation de son axe principal.

En raison de la plus forte énergie linéique de l'essai type 1, son cordon est quasiment deux fois plus large que celui de l'essai type 3. On remarque aussi que les diamètres moyens et les orientations géométriques des grains ne sont pas les mêmes. Les grains de l'essai type 3 sont plus petits (Fig. 4.21a). Ces derniers sont aussi plus orientés dans la direction transversale au soudage que ceux de l'essai type 1, avec respectivement des angles de 20° et 35° environ par rapport à la direction transversale (Fig. 4.21b).

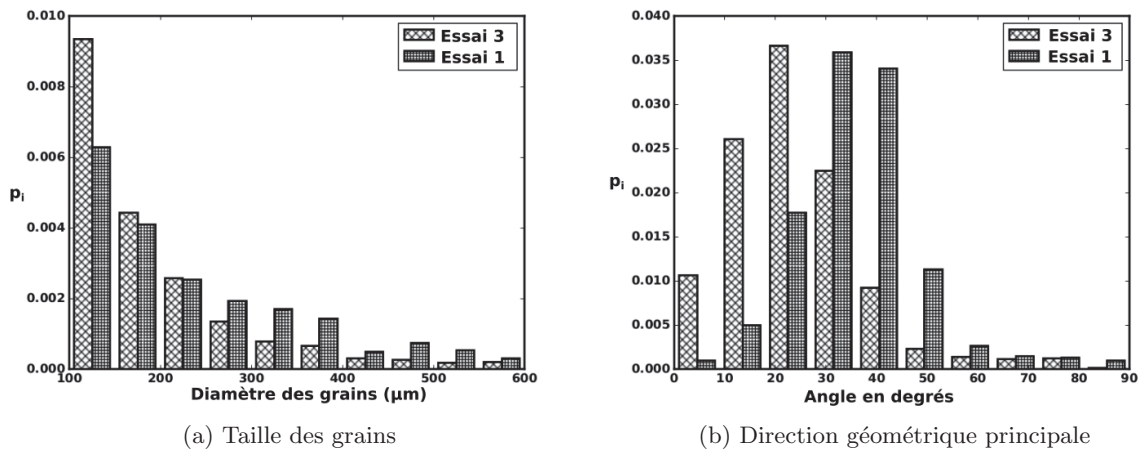


FIGURE 4.21 – Répartition du diamètre et de l'orientation géométrique des grains par rapport à la direction transversale au soudage, des essais type 1 ($285 J/mm$) et type 3 ($202 J/mm$). Avec $p_i = \frac{n_i}{len(x) \times db_i}$, n_i = nombre d'éléments par classe, $len(x)$ = nombre total d'éléments et db_i = largeur des classes.

La différence d'angle des orientations géométriques des grains reflète, de manière un peu simplifiée, l'évolution de l'orientation de la normale au front de solidification (Fig. 4.5). Pour l'essai type 3 en effet, l'orientation de la normale évolue plus lentement, jusqu'au centre où elle change brutalement. De ce fait, la plupart des grains peut continuer à croître sensiblement dans la même direction, quasiment jusqu'au centre du bain. Pour l'essai type 1 en revanche, comme la normale au front, et donc la direction du gradient thermique maximal, varie un peu plus depuis le bord de la ligne de fusion, certains grains, constitués de dendrites parallèles croissant selon les directions de type $\langle 100 \rangle$, deviennent moins bien orientés par rapport au gradient que leurs voisins, et sont alors bloqués par ces derniers, qui croissent plus rapidement, selon le mécanisme de croissance compétitive. C'est pourquoi pour l'essai type 1, contrairement à l'essai 3, peu de grains poursuivent leur croissance jusqu'au centre de la ligne de fusion. C'est aussi ce phénomène de croissance compétitive qui pourrait expliquer le

diamètre moyen plus élevé pour l'essai type 1, les grains les mieux orientés ayant tendance à grossir de plus en plus en se rapprochant du centre.

Si l'on observe maintenant l'orientation cristallographique des grains, on voit que dans le cordon de l'essai type 1, les grains sont orientés avec des directions $\langle 111 \rangle$ et $\langle 110 \rangle$ selon l'axe y , car ils sont majoritairement verts et bleus. On retrouve cette distribution de couleurs dans l'essai type 3, mais on remarque un plus grand nombre de grains rouges, orientés avec des directions $\langle 100 \rangle$ sur l'axe y .

Ce résultat est cohérent avec les observations précédentes sur l'orientation géométrique des grains et de la direction du gradient thermique maximal. Pour l'essai type 1, la direction du gradient thermique maximal présente un angle qui varie entre 20 et 60° environ par rapport à la direction transversale au soudage, soit en moyenne 40° (Fig. 4.5). Les grains bleus et vert, qui ont leurs directions $\langle 111 \rangle$ ou $\langle 110 \rangle$ parallèles à la direction de soudage, ont donc des directions $\langle 100 \rangle$ proches de celle du gradient maximal. En revanche, pour l'essai type 3, l'angle entre la direction du gradient maximal et la direction transversale varie plus faiblement, entre 15° et 40° environ, hormis tout près du centre de la ligne de fusion. Les grains rouges, dont les directions $\langle 100 \rangle$ forment un angle nul par rapport à la direction transversale, sont donc parfois mieux orientés, surtout sur les bords de la zone de fusion où l'angle du gradient thermique est le plus faible, que les grains bleus ou verts.

Les cartographies EBSD montrent aussi très bien le mécanisme de croissance compétitive se mettre en place au début de la solidification. En effet, sur les bords de la ligne de fusion, où la solidification des grains démarre, les grains sont fins et leur orientation aléatoire, puisqu'elle reprend, du fait du phénomène de croissance épitaxiale, l'orientation des grains du métal de base, qui est peu texturé. Toutes les couleurs de grains sont alors représentées. On voit ensuite, en s'éloignant du bord de la ligne de fusion, prédominer très rapidement les couleurs bleu et vert, surtout pour l'essai type 1, qui correspondent on l'a vu aux grains dont les directions $\langle 100 \rangle$ sont les plus parallèles au gradient thermique maximale, et qui croissent donc plus rapidement que les autres grains, bloquant leur croissance.

Un grand nombre de porosités est observé sur les deux figures EBSD (Fig. 4.20). Ces porosités sont dues au gaz dissout dans le liquide, qui ne s'est pas échappé lors du soudage. L'essai type 3 en présente un plus grand nombre, probablement à cause de deux facteurs qui se cumulent. La vitesse de soudage plus grande pour cet essai ne laisse en effet pas le temps au gaz de s'échapper et les vitesses d'écoulements moins importantes facilitent moins leur évacuation.

Pour conclure sur ces premières données expérimentales, on a vu que le champ de température généré par le soudage modifie fortement les conditions de solidification le long du front. Les variations de phénomènes, tels que le taux de refroidissement, le changement d'orientation des grains, la formation des porosités dans le cordon, ou les variations des espacements interdendritiques qui en découlent, paraissent toutefois difficiles à expliquer sans inclure les effets des écoulements.

4.4.2 Analyse des écoulements

Les observations des écoulements à l'échelle microscopique laissent penser qu'ils sont majoritairement de type laminaire. Les trajectoires observées sont principalement rectilignes ou présentant une faible courbure. Aucun mouvement brusque n'est observé dans le liquide, à part des éclatements de bulles à la surface du bain. Les nombres de Reynolds calculés à plusieurs distances du front de solidification sont toujours très petits et confirment ces observations (Tab. 4.6). Entre les dendrites, la longueur caractéristique est très faible, ce qui donne

un nombre de Reynolds très bas, avec une vitesse d'écoulement aux alentours de 80 mm/s. En s'éloignant du front, même si la vitesse de l'écoulement diminue (Fig. 4.14), la largeur du bain qui augmente fait augmenter le nombre de Reynolds. Même les valeurs les plus élevées des nombres de Reynolds calculées sont relativement basses (inférieurs à 1300), et peuvent être considérées comme indicatrices d'un régime laminaire.

Type d'essai	Nombre de Reynolds		
	Entre dendrites L_c : espace interdendritique	Sortie de front L_c : largeur bain	Au large du front L_c : largeur bain
1	21	404	1265
2	26	503	1150
3	18	354	1033

TABLE 4.6 – Valeurs des nombres de Reynolds calculés à trois distances différentes du front de solidification. Le nombre de Reynolds ($Re = \frac{\rho u L_c}{\eta}$ avec ρ la masse volumique, u la vitesse d'écoulement, L_c la longueur caractéristique et η la viscosité dynamique) est calculé avec trois longueurs caractéristiques L_c et les vitesses d'écoulement u , mesurées à trois distances par rapport au front.

Les écoulements observés à l'échelle macroscopique au milieu du bain, qui semblent très perturbés, peuvent être turbulents (Fig. 4.13). En prenant la largeur maximale du bain comme longueur caractéristique, et la vitesse d'écoulement mesurée au plus loin du front à l'échelle microscopique, on trouve des nombres de Reynolds compris entre 1500 et 3500, qui peuvent correspondre à un régime turbulent.

À partir des écoulements observés à l'échelle macroscopique en faces supérieure et envers, et à l'échelle microscopique en face envers, représentés de manière schématique sur les figures 4.22 et 4.23 (flèches en pointillés noires), on peut essayer d'analyser les écoulements.

En soudage, plusieurs phénomènes physiques peuvent engendrer des écoulements (cf. 1.3.4). Pour les petites épaisseurs de tôles et les intensités inférieures à 100 A, il est souvent admis que c'est l'effet Marangoni qui domine l'entraînement du liquide dans le bain. Ce phénomène est caractérisé par le nombre de Marangoni :

$$Ma = \frac{d\sigma}{dT} \frac{1}{\eta\alpha} L_c \Delta T_m \quad (4.1)$$

$$\frac{d\sigma}{dT} = -3,24 \cdot 10^{-4} \quad [56] \quad (4.2)$$

avec σ la tension de surface, η la viscosité dynamique, α la diffusivité thermique, L_c une longueur caractéristique et ΔT_m la différence de température à l'intérieur de cette longueur caractéristique.

L'effet Marangoni est caractérisé par la variation de tension de surface en fonction de la température $\frac{d\sigma}{dT}$ qui est négative pour le Cu30Ni. Cela implique que les écoulements en face supérieure (en pointillés courts sur la figure 4.22) partent du point le plus chaud (zone centrale du bain située sous l'axe de l'arc), pour aller vers une zone plus froide (les bords du bain liquide). On suppose que l'effet Marangoni est plus fort vers l'avant du bain de fusion, car le gradient de température y est le plus fort. Du point le plus chaud au centre vers l'arrière du bain, le gradient thermique est plus faible, donc la force d'entraînement doit être plus faible. L'effet Marangoni peut aussi être causé par un gradient de soluté. Mais ce dernier est supposé négligeable par rapport au gradient de température dans le liquide, car la concentration est homogène dans le liquide à l'échelle du bain.

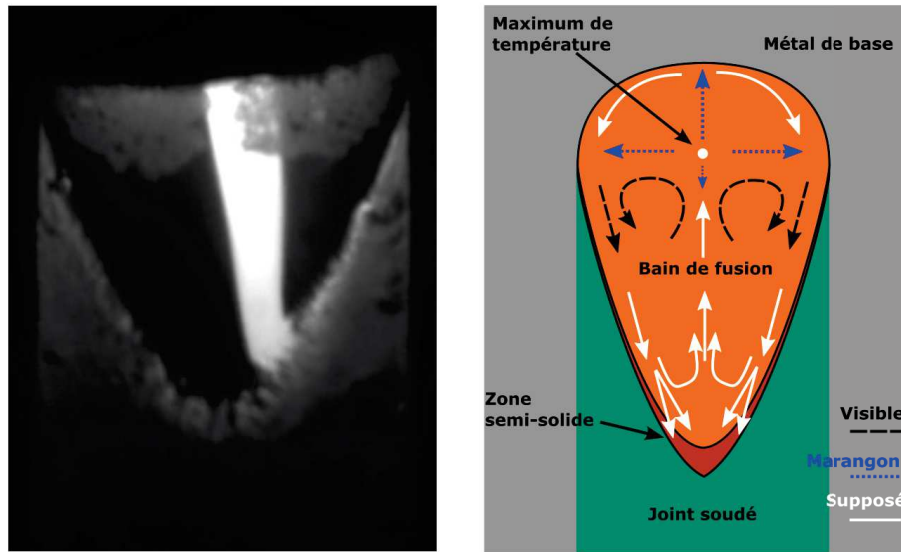


FIGURE 4.22 – À gauche, une image de la caméra AVT de la face supérieure du bain de fusion. À droite, un schéma des écoulements observés et supposés.

Sur la face supérieure (Fig. 4.22), on distingue deux vortex symétriques rassemblant des amas de particules en rotation. Ces vortex montrent qu’une partie de l’écoulement, engendré par l’effet Marangoni, s’échappe vers l’arrière sur les bords du bain, et qu’une partie doit revenir au centre du bain en passant entre les deux amas de particules. En arrivant à l’arrière du bain, l’écoulement peut se séparer en deux parties. Une partie peut passer dans les canaux liquides de la zone semi-solide, et une partie peut rester dans le bain liquide, et revenir ensuite par le milieu vers le centre du bain (flèches blanches).

En face envers (Fig. 4.23), plus d’informations sont disponibles grâce aux observations à l’échelle microscopique (flèches en pointillés noirs). On sait que l’écoulement arrive de l’arrière depuis le front de solidification pour rejoindre le centre du bain. Ensuite, en arrivant au centre du bain, le liquide est entraîné par les deux vortex situés à l’avant du bain, qui le rejettent sur les cotés. À l’endroit où le bain est le plus large, deux petits amas d’oxydes tournant sur eux-mêmes sont aussi visibles sur les observations à l’échelle macroscopique, mais leur mouvement pourrait être produit par les vortex décrits plus haut.

La continuité entre les écoulements de la face supérieure et ceux de la face envers à l’arrière du bain semble se faire en deux parties. Une partie du liquide arrivant en face supérieure à l’arrière du bain passe par la zone semi-solide pour plonger vers la face envers, tandis qu’une autre partie passe par la partie entièrement liquide, en rasant les pointes de dendrites (Fig. 4.24). L’écoulement, en passant dans la zone semi-solide entre les bras primaires des dendrites, est ralenti par ce milieu ”poreux“, alors que l’écoulement qui passe par la zone entièrement liquide n’est pas freiné. L’observation à l’échelle microscopique en face envers montre une accélération de la vitesse de l’écoulement en sortie de la zone semi-solide (Fig. 4.14), qui peut être due à la différence de vitesses entre les deux écoulements.

Il est aussi probable qu’en face supérieure, l’écoulement arrivant depuis le centre vers l’avant du bain plonge vers la face envers (Fig. 4.24), revenant ensuite, sur la face envers, vers le centre du bain, ou longeant sa face avant pour rejoindre les côtés du bain (Fig. 4.23).

Afin de boucler la circulation de liquide dans le bain, l’écoulement remonte de la face

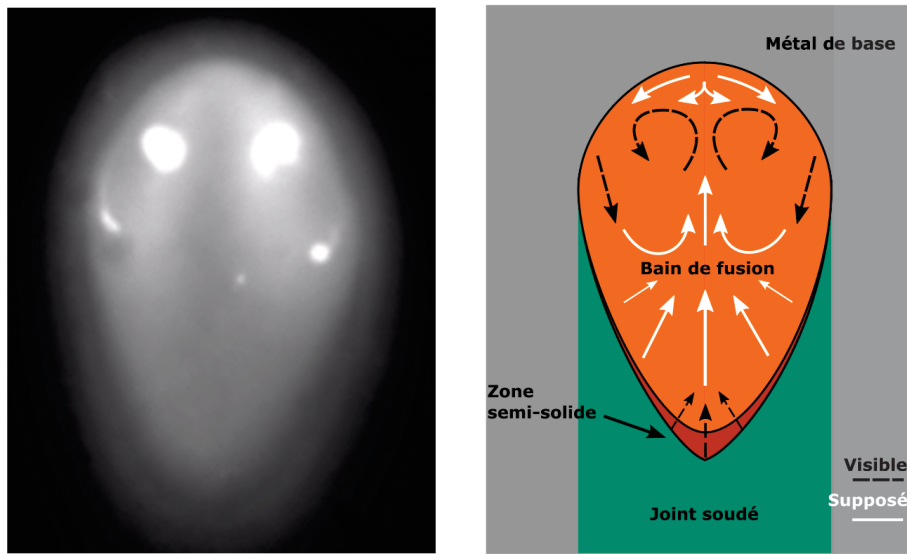


FIGURE 4.23 – À gauche, une image de la caméra AVT de la face envers du bain de fusion. À droite, un schéma des écoulements observés et supposés.

envers à la face supérieure par le centre du bain, dans la zone du maximum de température en face supérieure (Fig. 4.22 et 4.23).

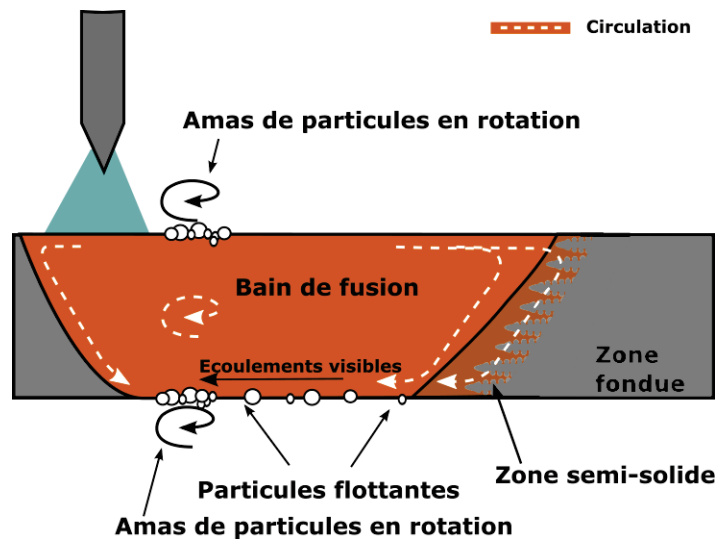


FIGURE 4.24 – Schéma en coupe longitudinale du bain de fusion montrant le sens des écoulements.

Il est possible que les vortex observés en face envers et en face supérieure soient présents dans toute l'épaisseur de la tôle (Fig. 4.24). C'est d'autant plus plausible que la tôle est fine. De plus, c'est peut être dans ces tourbillons que remonte le liquide de la face envers vers la face supérieure pour boucler la circulation de fluide.

Les différentes énergies testées n'influent pas sur la forme globale des écoulements dans le bain liquide, mais uniquement sur leurs vitesses. Ainsi, l'essai type 2 présente les plus fortes vitesses d'écoulement enregistrées à l'arrière du bain, alors que ce n'est pas l'essai qui

a la plus forte énergie linéique. L'effet Marangoni, engendrant les écoulements dans le bain, dépend de plusieurs paramètres que l'on retrouve dans le nombre de Marangoni (4.1). Entre les essais type 1, type 2 et type 3, deux paramètres du nombre de Marangoni varient : la longueur caractéristique L_c , d'autant plus grande que le bain est large et long et la différence de température ΔT_m , qui devrait augmenter avec l'énergie linéique. Entre l'essai type 1 et les essais type 2 et type 3, L_c et ΔT_m devraient alors diminuer, et il devrait en résulter une diminution globale des écoulements dans le bain liquide. Cependant, c'est l'essai type 2 qui présente les plus fortes vitesses d'écoulement à l'arrière du bain, et l'écoulement de l'essai type 3 est à peine plus faible que celui de l'essai type 1.

Les mesures de vitesses d'écoulement sont réalisées en face envers à l'arrière du bain, en sortant du front de solidification. Il est alors possible que l'essai type 2 ait les plus forts écoulements parce que l'arrière du bain est moins long. L'écoulement, qui provient du centre du bain en face supérieure, a été moins ralenti en parcourant toute la longueur du bain avant de plonger vers la face envers, comme ce serait le cas pour les essais type 1 et type 3.

Dans cette partie, on a pu remarquer que l'énergie de soudage ne semble pas influencer directement sur les écoulements dans le bain. En effet la forme globale des écoulements change très peu entre les essais et la vitesse des écoulements à l'arrière du bain ne suit pas l'évolution de l'énergie linéique. Cette vitesse, qui devrait être fonction de l'intensité de l'effet Marangoni, semble fortement affectée par la longueur du bain liquide. La vitesse des écoulements semble alors sensible à la longueur du bain, L_c et probablement aussi à l'écart de température ΔT_m .

4.4.3 Relations entre écoulements et front de solidification

Les écoulements à proximité du front de solidification ont un effet sur le développement des dendrites en cours de croissance. Ils modifient les conditions de croissance des dendrites, en changeant les cinétiques de transfert de chaleur et de matière à l'interface solide/liquide. Ainsi, avec un sens d'écoulement faisant face au front de solidification dendritique, la croissance peut être favorisée par le renouvellement du liquide autour des dendrites. Le modèle de Gandin et al. [24] tente de mettre en équation l'influence de l'écoulement sur la vitesse de croissance du front (cf. section 1.2.5.2). Dans ce modèle, une couche limite, dans laquelle les transferts d'espèces et de chaleur sont contrôlés par la diffusion, existe sur le pourtour des dendrites, et le liquide en dehors de la couche est supposé homogène, car soumis à la convection. L'intensité et l'orientation de l'écoulement ne font alors que modifier l'épaisseur de cette couche limite, ce qui modifie la cinétique de croissance dendritique. Ainsi, l'épaisseur de la couche limite, supposée infinie lorsque les sens de l'écoulement et de la croissance du front sont confondus, diminue lorsque ces sens divergent, pour devenir minimale lorsque le sens de l'écoulement devient opposé au sens de solidification, cette valeur minimale étant d'autant plus faible que la vitesse d'écoulement est grande. Cette diminution d'épaisseur de la couche limite conduit à une augmentation de la vitesse de solidification.

Dans la zone d'observation située à l'arrière du bain de fusion, les écoulements présentent les mêmes caractéristiques que dans les essais statiques (cf chapitre 3). L'écoulement en face envers va dans la même direction et le même sens que la croissance dendritique. Dans ce cas, le modèle prévoit que la croissance se comporte comme dans un cas purement diffusif, puisque la couche limite devrait avoir une taille infinie. Dans un régime purement diffusif, la diminution du rapport G/v implique l'accroissement de la surfusion, et par conséquent l'augmentation de la vitesse de solidification. À l'arrière du bain, on constate ce phénomène entre l'essai type 1 et l'essai type 3 (Tab. 4.7). En effet, entre ces deux essais le gradient de température étant quasiment constant à l'arrière du bain (en $x/r = 0$ cf. Fig. 4.9a), le rapport

G/v suit alors à l'inverse l'évolution de la vitesse de croissance dendritique (Fig. 4.9 et Fig. 4.6). Les mesures de surfusion sont aussi cohérentes, puisque la surfusion à l'arrière du bain est bien plus forte pour l'essai type 3 que pour les essais type 1 et 2 (Fig. 4.9b).

Type d'essai	Nombre de Péclet				G/v à $x/r = 0$ (Ks/mm^2)
	$Pe_{th,glo}$	$Pe_{s,glo}$	$Pe_{th,loc}$	$Pe_{s,loc}$	
1	97	$1, 1.10^6$	0,022	263	35
2	45	$5, 3.10^5$	0,022	258	33
3	53	$6, 2.10^5$	0,022	256	25

TABLE 4.7 – Valeurs moyennes de différents nombres de Péclet et du rapport G/v à l'arrière du bain pour les essais en courant lisse. Les nombres de Péclet locaux Pe_{loc} et globaux Pe_{glo} s'expriment : $Pe = \frac{R.u}{D}$ avec R une longueur caractéristique, u la vitesse de l'écoulement par rapport à la vitesse du front de solidification (en $x/r = 0$) et D la diffusivité thermique (Pe_{th}) ou le coefficient de diffusion du soluté (Pe_s). Les nombres de Péclet globaux ($Pe_{th,glo}$ et $Pe_{s,glo}$) sont calculés à l'échelle du bain liquide avec R correspondant à la demi-largeur du bain et u la vitesse mesurée le plus loin du front. Les nombres de Péclet locaux ($Pe_{th,loc}$ et $Pe_{s,loc}$) sont calculés à l'échelle de la dendrite avec $R = 1.10^{-6} m$ correspondant au rayon moyen de la pointe de dendrite, et u la vitesse d'écoulement mesurée entre les dendrites.

Cependant, l'écoulement observé à l'échelle microscopique provient de la face supérieure, longe le front sur sa longueur et plonge à l'arrière du bain pour ressortir entre les dendrites sur la face envers (Fig. 4.22 à 4.24). L'écoulement traverse ainsi la zone semi-solide du haut vers le bas, comme c'est le cas pour les essais statiques (Fig. 4.24). D'après le modèle de Gandin et al., on pourrait s'attendre à ce que les dendrites de la face supérieure, qui font face à l'écoulement, croissent plus rapidement que celles de la face envers. Or ce n'est pas le cas, les dendrites en face supérieure, du fait que l'arrière du bain est plus pointu, et donc que les directions moyennes de croissance des dendrites sont plus inclinées par rapport à la direction de soudage, ont plutôt tendance à croître plus lentement (Fig. 4.5 et 4.6).

Ce résultat peut toutefois s'expliquer par les différences de champs thermiques en faces supérieure et envers. En effet, en face supérieure, les écoulements amènent au niveau du front de solidification du liquide provenant de l'avant du bain, qui est donc plus chaud, ce qui peut allonger l'isotherme de liquidus sur l'arrière du bain (Fig. 4.22). Les différences de géométries de l'arrière du bain, en face supérieure et envers, s'expliquent donc plutôt par les transferts de chaleur à l'échelle macroscopique, majoritairement gouvernés par la convection dans le bain, que par le phénomène de surfusion, qui agit lui à l'échelle microscopique. Ce dernier aurait en effet eu pour résultat, d'après le modèle de la couche limite, d'allonger le bain de fusion en face envers, où la surfusion, et donc le retard à la solidification, peut mieux se manifester du fait que les transferts sont gouvernés par la diffusion, alors que le front de solidification en face supérieure devrait plus suivre le contour de l'isotherme de liquidus, car la couche limite dans laquelle peut se produire la surfusion est plus étroite de ce côté.

Le calcul des nombres de Péclet (Tab. 4.7), qui rappelons le permettent de comparer l'importance sur le transfert chimique ou thermique des phénomènes de convection et de diffusion aux différentes échelles, montre qu'à l'échelle macroscopique du bain de fusion, le phénomène de convection est prépondérant pour le transfert de chaleur ($Pe_{th,glo}$ compris entre 50 et 100). La température doit alors être assez homogène dans le bain, confirmant un possible apport de chaleur de l'avant vers l'arrière du bain. Le nombre de Péclet solutal à l'échelle du bain $Pe_{s,glo}$ est très supérieur à 1, ce qui montre que les forts écoulements favorisent grandement l'homogénéisation des concentrations en soluté.

Les valeurs des nombres de Péclet thermiques et solutaux, calculés à l'échelle de la micro-structure, montrent une différence nette dans le comportement. En effet, le nombre de Péclet thermique $Pe_{th,loc}$ est très bas, signalant que la conduction de la chaleur l'emporte sur la convection à cette échelle. Ce n'est pas le cas du soluté, qui a une vitesse de diffusion très lente. Le nombre de Péclet du soluté $Pe_{s,loc}$ se situe autour de 260. Donc, la convection domine le transfert de matière, et la conduction le transfert de chaleur, dans le liquide au niveau local. À l'échelle des dendrites, les écoulements ont donc uniquement un effet significatif sur la surfusion constitutionnelle, en favorisant l'homogénéisation des concentrations en soluté. La chaleur latente libérée lors de la solidification est quant à elle transférée par conduction, dans le solide comme dans le liquide.

En agissant sur la surfusion constitutionnelle, les écoulements peuvent aussi avoir un effet sur la croissance des bras secondaires des dendrites colonnaires. Dans le cas de l'alliage Cu30Ni, nous avons vu que la solidification s'accompagne d'un appauvrissement du liquide en soluté (coefficient de partage k supérieure à 1, cf. Fig. 2.22). Dans la zone semi-solide, le liquide circule de la face supérieure vers la face inférieure, et traverse donc l'épaisseur de la zone en cours de solidification. Il est donc possible que le liquide ressorte en face envers très appauvri en soluté, ce qui devrait ralentir la croissance des bras secondaires.

Les espacements interdendritiques mesurés sont les plus faibles pour l'essai type 2, (Tab. 4.4) pour lequel les écoulements sont les plus forts. Le taux de refroidissement mesuré pour ce type d'essai est pourtant moins élevé que pour l'essai type 3. L'écoulement pourrait alors favoriser la croissance de bras primaires ayant un rayon de pointe de dendrite R plus faible, conduisant à des bras primaires plus rapprochés (cf. section 1.2.5.2).

4.4.4 Comportement du bain de fusion en courant pulsé

Les essais en courant pulsé permettent de faire varier de manière périodique les conditions de solidification en cours de soudage. Les pulsations de l'arc donnent en effet un caractère cyclique au champ de température, à la forme du bain et aux caractéristiques des écoulements, qui à leur tour rendent cyclique les conditions de solidification du bain de fusion (Fig. 4.25).

La taille du bain liquide est impactée par les pulsations (Fig. 4.25). Le bain s'élargit et s'allonge pendant les temps hauts (Fig. 4.26b) et se rétracte pendant les temps bas (Fig. 4.26a). Les espacements interdendritiques subissent des variations assez importantes pour être visibles sur les vidéos (Fig. 4.26b et 4.26a). Les espacements paraissent plus grands au temps bas qu'au temps haut. Les écoulements ne sont pas monotones non plus. À l'échelle macroscopique, en cours de soudage, les tourbillons observés en courant lisse sont observés aussi en courant pulsé, mais seulement pendant les temps hauts. Lors des temps bas, aucun mouvement n'est visible à cette échelle. On retrouve quasiment la même fréquence d'oscillations entre le courant pulsé (1,25 Hz), le champ de température (Tab. 4.5), la vitesse et la morphologie du front (Tab. 4.3) et les écoulements au niveau du front de solidification (Fig. 4.15).

En revanche tous ces phénomènes ne sont pas en phase (Fig. 4.27 et 4.28). Sur la figure 4.28 est représentée l'évolution de la position de l'arrière du bain de fusion, qui est représentative de sa taille. La taille du bain commence à augmenter pendant la fin du temps bas et poursuit son augmentation en début de temps haut, avant de décroître à nouveau. La vitesse de solidification à l'arrière du bain est alors maximale au passage du temps haut au temps bas (5 mm/s) et minimale au passage du temps bas au temps haut (2 mm/s).

Le champ de température est directement influencé par les pulsations de l'arc. Les mesures faites en $x/r = 1$ (au bord de la ligne de fusion) montrent que le gradient de température



FIGURE 4.25 – Micrographie de la face envers d’une ligne de fusion réalisée en courant pulsé. Le sens de soudage est du bas de l’image vers le haut de l’image.

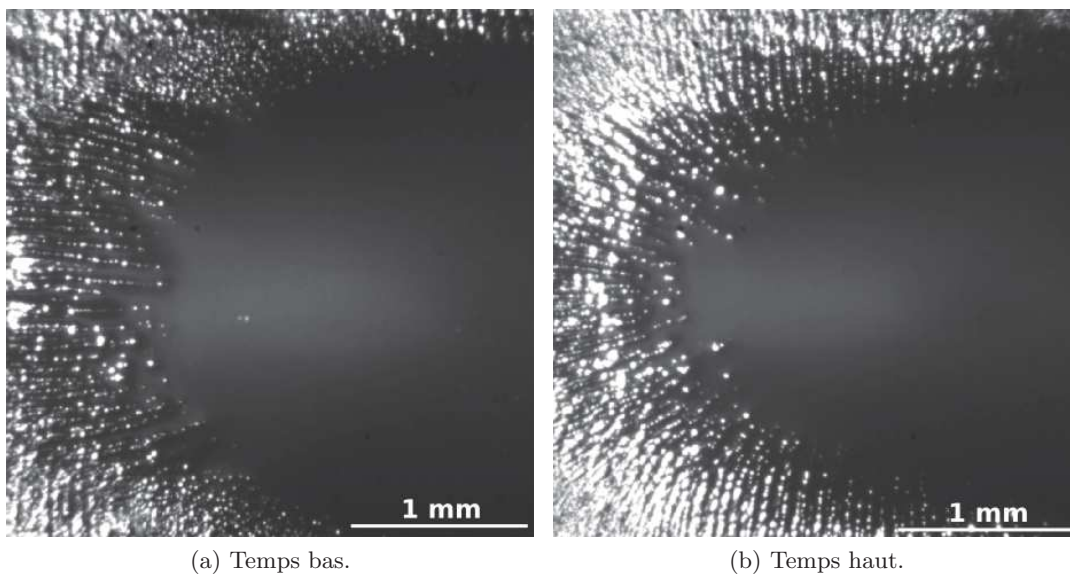


FIGURE 4.26 – Images de vidéos de caméra rapide à l’échelle microscopique d’un essai en courant pulsé (type 4).

oscille en phase avec l’intensité du courant de soudage. En revanche, en $x/r = 0$ (à l’arrière du bain), le gradient de température est maximal à la fin des temps bas et au début des temps hauts du pulsé, et minimal pendant le début des temps bas (Fig. 4.27). Ce déphasage du gradient de température à l’arrière du bain peut s’expliquer par le temps de transfert de la chaleur de l’avant vers l’arrière du bain.

En comparant les figures 4.27 et 4.28, on remarque que la vitesse de solidification à l’arrière

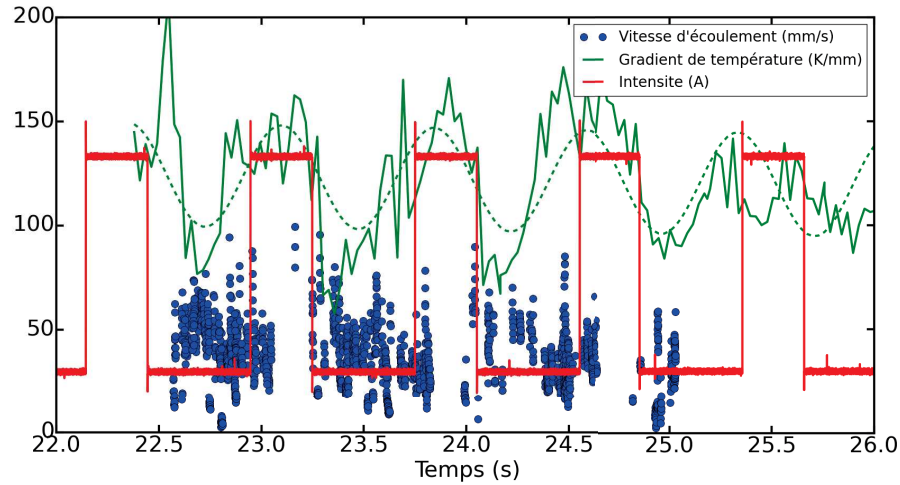


FIGURE 4.27 – Évolution de la vitesse des écoulements au niveau du front à l’arrière du bain, du gradient de température au front à l’arrière du bain (en $x/r = 0$), et de l’intensité de soudage au cours du temps. La courbe sinusoïdale en pointillés correspond à une interpolation des mesures brutes du gradient de température à l’arrière du bain.

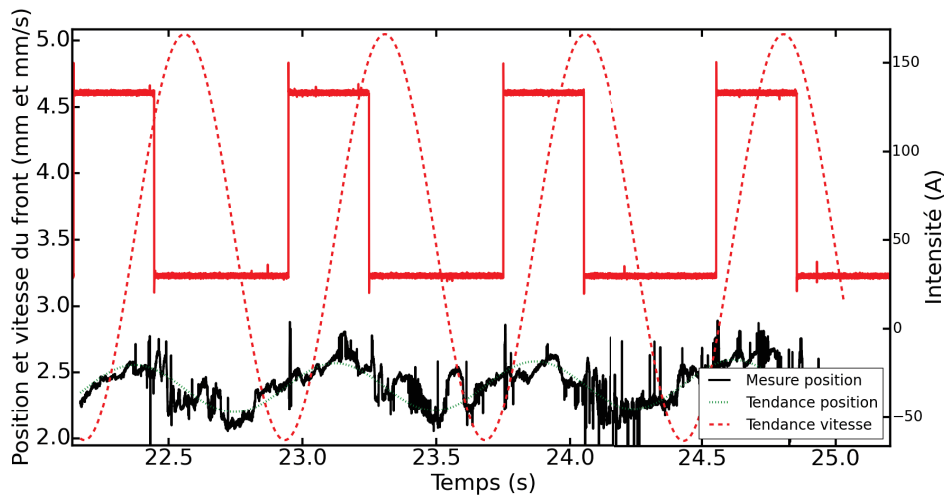


FIGURE 4.28 – Évolution de la position de l’arrière du front (les valeurs les plus fortes correspondent aux bains les plus longs) et de l’intensité de soudage au cours du temps. Les courbes sinusoïdales sont des interpolations des mesures brutes de la position et de la vitesse de solidification à l’arrière du bain.

du bain est maximale lorsque le gradient de température est au plus bas. Ainsi, le taux de refroidissement varie approximativement entre 700 K/s à la fin des temps hauts et 200 K/s un peu avant la fin des temps bas. Ce taux de refroidissement a une influence sur l’espacement des dendrites. Les espacements interdendritiques à l’arrière du bain sont plus grands au temps bas, lorsque le taux de refroidissement passe par un minimum, et plus petits à la fin du temps haut lorsqu’il passe par un maximum. Les variations sont de l’ordre de $20\ \mu\text{m}$ à $30\ \mu\text{m}$ entre les deux extrêmes (Tab. 4.3). La zone semi-solide change aussi de taille entre les temps hauts

et les temps bas, à cause de la forte variation de gradient thermique (Fig. 4.27). Lors du temps bas, elle est plus large, les gradients thermiques étant plus faibles, avec des dendrites plus espacées, alors que pendant les temps hauts c'est l'inverse.

À l'arrière du bain, les oscillations de la vitesse de l'écoulement paraissent en léger décalage de phase avec l'intensité de soudage (Fig. 4.27). La vitesse d'écoulement semble maximale aux temps hauts, puis décroît pendant le temps bas pour arriver à un minimum un peu avant la fin du temps bas. Les mesures de la vitesse de l'écoulement manquent cependant de précision pendant les phases de transition entre temps haut et temps bas, car le contraste des images et le nombre de particules visibles chutent.

Si l'on admet que les écoulements observés à l'arrière du bain sont principalement produits par l'effet Marangoni, qui est d'autant plus important que le gradient thermique à l'intérieur du bain est grand, la température au centre du bain augmentant lors des pulsations de courant, la vitesse de l'écoulement doit donc aussi augmenter, en accord avec les observations réalisées. Le léger décalage de phase avec les pulsations du courant peut provenir du temps nécessaire à l'augmentation de la température au centre du bain, et à la propagation de l'écoulement jusqu'à l'arrière du bain.

La diminution des espaces interdendritiques à la fin du temps haut, que l'on a attribué à l'augmentation du taux de refroidissement, se produit lorsque les vitesses d'écoulement augmentent. Il est donc possible que, de la même manière qu'en courant lisse, l'augmentation de la vitesse d'écoulement contribue aussi à l'affinement de la microstructure.

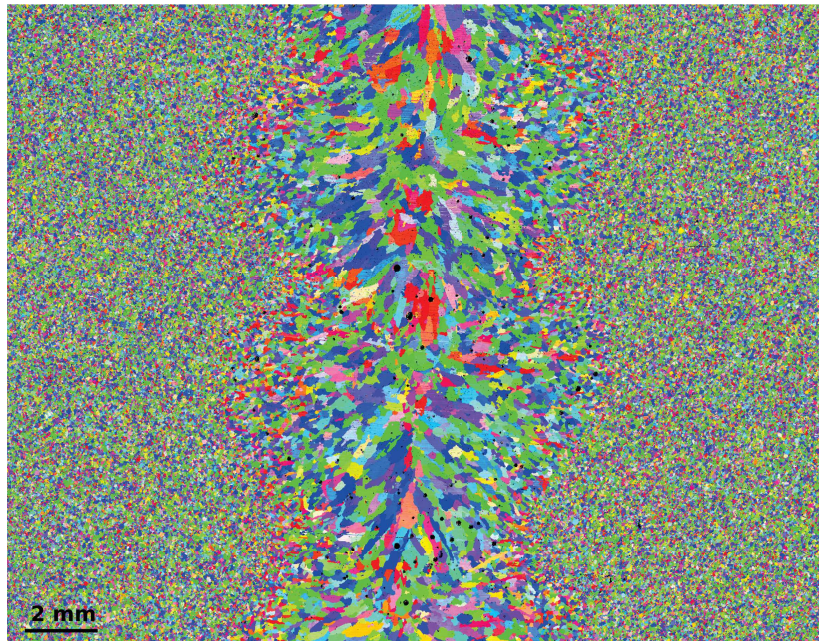


FIGURE 4.29 – Cartographie EBSD d'un cordon réalisé en courant pulsé. Le repérage des orientations cristallographiques se fait par rapport à l'axe horizontal x . La couleur rouge correspond à l'orientation $\langle 100 \rangle$, la couleur bleue à $\langle 111 \rangle$ et la couleur verte à $\langle 110 \rangle$.

La figure 4.29 représente la cartographie EBSD de la face envers d'un échantillon obtenu lors d'un essai en courant pulsé. Contrairement à ce qui était observé en courant lisse, une majorité de grains d'apparence équiaxe, sans orientation marquée, est visible. Des grains colonnaires sont également présents, principalement dans la partie centrale de la zone de fusion, avec des axes principaux orientés plus ou moins dans la direction du plus fort gradient

thermique.

La figure 4.30 montre, en coupe transversale, une moitié de la zone fondue. Des grains colonnaires dendritiques sont présents sur la partie supérieure de la zone fondue. Au centre du cordon et sur la partie inférieure, des dendrites plus ou moins élancées, avec des bras primaires orientés de manière aléatoire, sont observées.

Même si la germination de dendrites équiaxes n'a pas été observée sur les vidéos à l'échelle microscopique, elle peut se produire dans l'épaisseur du bain de fusion. Les forts écoulements pendant les temps hauts pourraient aussi avoir arraché des fragments de dendrites colonnaires, qui servent ensuite de support à la croissance équiaxe pendant les temps bas.

En comparant la cartographie EBSD (Fig. 4.29) avec les vidéos prises par caméra rapide, on peut confirmer l'existence d'un mécanisme de croissance sélective, en particulier au centre du cordon. Sur les vidéos de caméra rapide, les variations de vitesse du front de solidification à l'arrière du bain créent des irrégularités de tailles de grains.

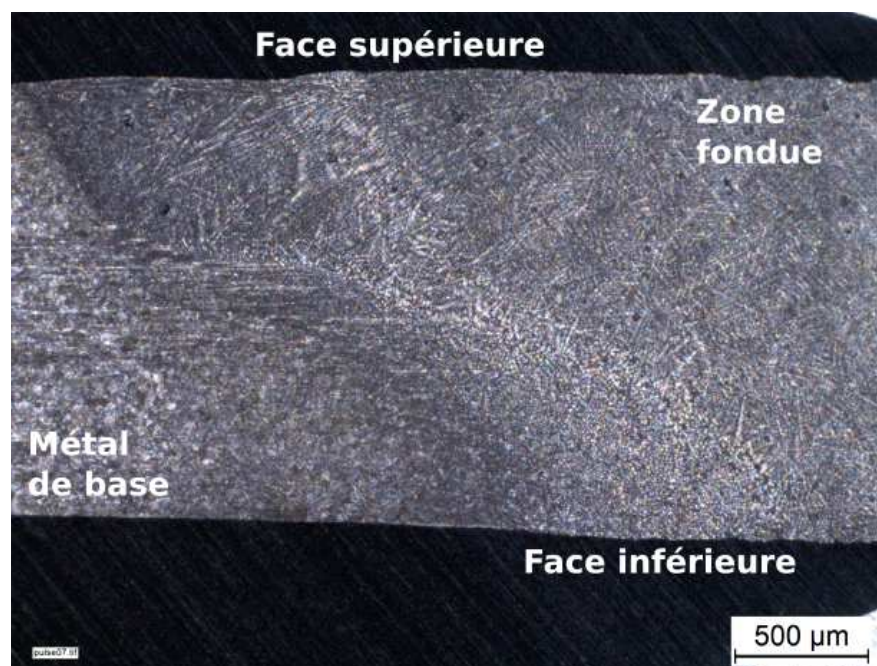


FIGURE 4.30 – Micrographie montrant une moitié de la zone fondue en coupe transversale d'un essai en courant pulsé.

Au début du temps haut, la vitesse de croissance à l'arrière du bain étant à son minimum (la longueur du bain va bientôt atteindre sa valeur maximum, cf. Fig. 4.28), tous les grains peuvent croître, quel que soit leur orientation, ce qui conduit à des grains relativement fins, visibles sur la cartographie EBSD de la figure 4.29 en périphérie des zones les plus larges du cordon. Tout au long du temps haut et jusqu'au début du temps bas, la vitesse de croissance à l'arrière du bain augmente, et seuls quelques grains, dont les directions de croissance préférentielle sont les plus favorablement orientées, croissent à l'arrière du bain (Fig. 4.26a), bloquant les autres grains, et conduisant dans la partie centrale à des grains plus grossiers, visibles au centre des zones les plus larges et sur les parties plus étroites du cordon (Fig. 4.29).

En courant pulsé, les espacements interdendritiques et la taille de la zone semi-solide sont donc très sensibles aux différences d'intensité entre temps haut et temps bas, qui font osciller

les champs de température, la vitesse de solidification et la vitesse d'écoulement. Ainsi, l'espacement interdendritique semble diminuer avec l'augmentation du taux de refroidissement et de l'intensité des écoulements. Ces deux derniers paramètres semblent augmenter avec l'intensité de soudage.

4.5 Conclusion

Les essais expérimentaux présentés dans ce chapitre ont permis d'analyser les écoulements et la solidification, dans un cas proche des conditions réelles du soudage.

Les mesures du champ de température et de la vitesse de solidification, réalisées le long du front de solidification, ont permis de montrer plusieurs tendances. Entre l'arrière du bain liquide et le bord de la ligne de fusion, les tendances décrites dans la littérature, concernant l'évolution du gradient de température et de la vitesse de solidification, sont bien retrouvées dans les mesures réalisées. Les mesures de surfusion et de vitesse de croissance dendritique à l'arrière du bain montrent également les mêmes tendances que celles données par les lois de croissance théoriques.

Grâce aux observations sur les deux échelles, une cartographie assez précise des écoulements dans tout le bain liquide a été proposée. Elle permet de connaître à quels endroits et dans quelles configurations, le long du front de solidification, se trouvent les écoulements. Ainsi, on sait notamment que du liquide circule dans les canaux liquides séparant les dendrites colonnaires au sein de la zone semi-solide. Cet écoulement entre les dendrites est suffisamment important pour modifier les conditions d'échange de soluté à leur surface, et pour changer les caractéristiques de croissance.

La modification de l'énergie de soudage semble permettre d'affiner légèrement la taille des dendrites. L'essai à plus basse intensité de soudage présente des espacements interdendritiques plus faibles, vraisemblablement à cause des écoulements observés plus forts à l'arrière du bain liquide. À cet endroit le taux de refroidissement semble principalement affecté par la vitesse de soudage. L'énergie de soudage modifie aussi la direction géométrique et la taille des grains de la microstructure du joint soudé, à cause des différences de formes des bords de fusion. Par ailleurs, à l'arrière du bain, les écoulements semblent principalement gouvernés par l'effet Marangoni, piloté par l'énergie de l'arc et la longueur du bain de fusion.

En courant pulsé, les paramètres de soudage semblent avoir une plus forte influence encore sur la solidification. Les changements brusques et répétés d'énergie entraînent en particulier des variations d'espacements interdendritiques et de morphologie des grains significatives.

Pour mieux interpréter les phénomènes physiques se déroulant pendant le soudage selon les paramètres du procédé et l'influence des écoulements sur la solidification, on peut maintenant confronter les résultats expérimentaux à des modèles. Cette composition pourra permettre également de discuter de la validité des modèles existants, ce qui pourrait permettre par la suite l'amélioration de la prédiction du comportement du bain liquide et de la solidification en soudage. Dans le chapitre suivant, nous allons utiliser deux types de modèles, un modèle analytique permettant de calculer les conditions de solidification le long du front de solidification, et un modèle numérique plus complet permettant de modéliser la génération de microstructure.

Chapitre 5

Discussion des résultats expérimentaux par rapport aux modèles de solidification

5.1 Introduction

Les expériences décrites dans les deux chapitres précédents ont permis de collecter un grand nombre de données expérimentales. Ainsi, les phénomènes physiques relatifs à la solidification en soudage de l'alliage Cu30Ni ont pu être discutés, pour appréhender l'influence des paramètres du procédé sur la génération des microstructures. Pour approfondir cette analyse, ces résultats expérimentaux peuvent être comparés à des modèles de solidification en soudage, appliqués sur le même matériau. La confrontation des résultats expérimentaux aux modèles existant peut aussi apporter des éléments pour l'amélioration des modèles de génération de microstructure, qui permettent de prédire le comportement lors de la solidification en soudage.

Une description analytique est d'abord proposée. Elle est la combinaison de deux modèles analytiques classiques tirés de la littérature. Un modèle macroscopique est utilisé pour calculer le champ de température sur la tôle de Cu30Ni. À l'échelle microscopique, un modèle de croissance dendritique de type KGT (Kurz Giovanola Trivedi) [17], avec prise en compte des écoulements, est implémenté. Ce modèle a été adapté pour correspondre aux conditions particulières de vitesses de solidification présentes en soudage. Les deux modèles sont combinés en un seul, suivant la méthode de Hunziker et al. [36], afin de fournir la position et la forme du front de solidification à l'arrière du bain de fusion.

Ces descriptions analytiques ne sont cependant pas suffisantes pour expliquer la solidification dans toute sa complexité. En effet, ces modèles rendent compte de l'évolution du front de solidification mais pas de la croissance des grains. Or la détermination de la forme des grains est indispensable pour pouvoir prédire la microstructure. C'est pourquoi une modélisation plus complète est utilisée par la suite. Une modélisation numérique en deux parties est donc proposée, sur la base d'un calcul thermique par la méthode des éléments finis du champ de température généré par le procédé de soudage, et d'un automate cellulaire. Elle permet de simuler de manière plus complète la ligne de fusion en prenant en compte notamment les échanges thermiques avec le milieu extérieur et la croissance des grains à l'arrière du bain de fusion.

5.2 Modélisation analytique

Le modèle analytique de croissance dendritique adapté de la littérature est d'abord décrit. Ce modèle est ensuite confronté aux résultats expérimentaux, au niveau microscopique en comparant les conditions de croissance à l'arrière du bain, puis au niveau macroscopique en le couplant à une modélisation analytique du champ de température, pour comparer les caractéristiques du front de solidification dans son ensemble.

5.2.1 Modèle de croissance dendritique analytique

5.2.1.1 Description du modèle de croissance dendritique

Afin de pouvoir confronter un modèle analytique aux expériences, il a fallu adapter un modèle extrait de la littérature aux conditions du soudage. Les forts gradients et vitesses de solidification du front ainsi que les écoulements doivent être pris en compte dans le modèle.

Le modèle utilisé pour réaliser les comparaisons est un modèle qui prend pour base celui de Gandin et al. [24]. Ce dernier ajoute au modèle KGT une modélisation de l'influence des écoulements dans le liquide autour des pointes de dendrites. Une couche limite est alors introduite autour des dendrites, au sein de laquelle les transferts de chaleur et de matière sont considérés comme purement diffusifs. Dans le liquide à l'extérieur de la couche limite, le milieu est considéré comme homogène en température et en concentration de soluté. L'écoulement a alors seulement une influence sur l'épaisseur de la couche limite δ . C'est la valeur de cette épaisseur qui modifie la cinétique de croissance des dendrites (cf. 1.2.5.2).

Le modèle de Gandin et al. est basé sur une formulation du critère de stabilité marginale valide pour les très petites valeurs de nombre de Péclet solutal ($Pe_C \ll 1$), ce qui correspond à une vitesse de croissance dendritique faible. Dans les présentes conditions de soudage, un rapide calcul du nombre de Péclet ($Pe_C = \frac{R.v}{2D_l}$ avec R le rayon de la pointe de dendrite estimé à $1.10^{-6} m$, v la vitesse de croissance dendritique et D_l le coefficient de diffusion du nickel dans l'alliage liquide), montre qu'il est de l'ordre de 3,5. Il est alors nécessaire d'adapter le modèle aux conditions du soudage en sortant du cadre de l'hypothèse des petits nombres de Péclet.

Pour adapter le modèle de Gandin et al., il faut modifier la première équation du système d'équations (1.63) de la partie 1.2.5.2, qui décrit le rayon de pointe de dendrite. Le système d'équations à résoudre devient alors :

$$R = 2\pi \sqrt{\frac{\Gamma}{m_l G_{Cl} \xi_c - G}} \quad (5.1)$$

avec :

$$G_{Cl} = -\frac{v}{D_l} \left(\frac{C_0(1-k)}{1-\Omega(1-k)} \right) \quad (5.2)$$

$$\xi_c = \frac{1 - \sqrt{1 + \left(\frac{2\pi}{P_v}\right)^2}}{1 - \sqrt{1 + \left(\frac{2\pi}{P_v}\right)^2} - 2k} \quad (5.3)$$

$$\Delta T = \Delta T_C + \Delta T_R = m_l C_0 \left(1 - \frac{1}{1 - (1-k)\Omega} \right) + \frac{2\Gamma}{R} \quad (5.4)$$

avec :

$$\Omega = P_v \exp(P_v) \left(E_1(P_v) - E_1 \left(P_v \left(1 + \frac{2\delta}{R} \right) \right) \right) \quad (5.5)$$

$$\delta = \frac{2R}{Sh - 2} \quad (5.6)$$

avec Γ le coefficient de Gibbs Thomson, m_l la pente du liquidus, G_{Cl} le gradient de concentration de soluté à l'interface dans le liquide, ξ_c un facteur de correction introduit en solidification rapide (cf. 1.2.4), G le gradient de température à l'interface, ΔT_C la surfusion constitutionnelle, ΔT_R la surfusion de courbure, C_0 la concentration initiale du matériau, k le coefficient de partage, Ω la sursaturation, $P_v = \frac{Rv}{2D}$ le nombre de Péclet lié au soluté, δ l'épaisseur de la couche limite et Sh le nombre de Sherwood, qui dépend de la vitesse d'écoulement u et de son orientation, donné dans la section 1.2.5.2.

Le système d'équations est résolu numériquement de manière à obtenir la vitesse de croissance des dendrites v pour chaque valeur de la surfusion ΔT , en utilisant les données matériau de l'alliage Cu30Ni étudié (Tab. 5.1). Le gradient de température G dans l'équation (5.1) a été fixé à 300.10^3 K/m , ce qui correspond aux valeurs maximales mesurées au bord de la ligne de fusion (Fig. 4.9). Une diminution de ce paramètre jusqu'à la valeur de 100.10^3 K/m , qui correspond aux gradients minimum mesurés à l'arrière du bain, ne change toutefois que très peu les résultats, au niveau de la loi de croissance dendritique.

Paramètre	Valeur
Coef. de Gibbs Thomson Γ à $T = 1550 \text{ K}$ (Km)	$8, 1.10^{-7}$
Pente du liquidus m_l ($K/\%m.$)	3,9
Concentration initiale C_0 ($\%m.$)	30
Coefficient de diffusion du nickel dans le liquide D_l (m^2/s)	1.10^{-9}
Coefficient de partage k	1,4

TABLE 5.1 – Données matériau correspondant à l'alliage Cu30Ni utilisées pour calculer la vitesse de croissance en fonction de la surfusion selon le système d'équations 5.1 à 5.6.

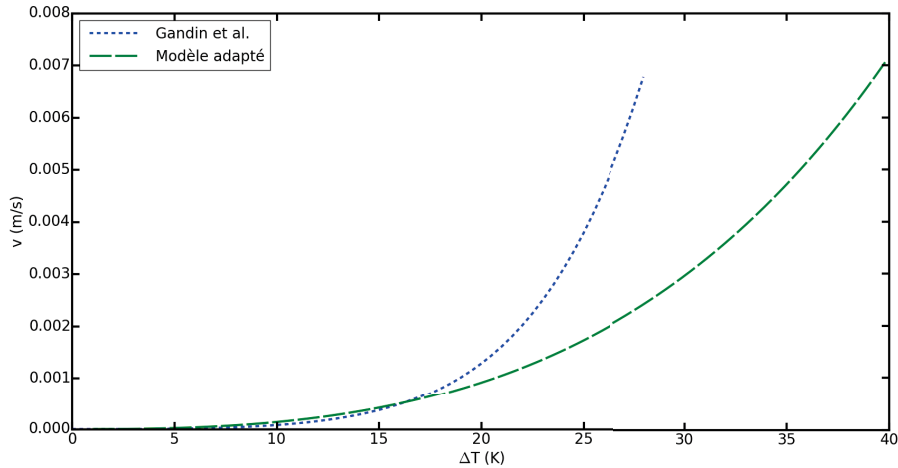


FIGURE 5.1 – Évolution de la vitesse de croissance dendritique en fonction de la surfusion en face du front de solidification suivant le modèle de Gandin et al. [24] et suivant le modèle modifié pour cette étude. Les calculs sont réalisés dans la configuration sans écoulements en face du front de solidification, avec les données du matériau rassemblées dans le tableau 5.1.

La figure 5.1 compare les résultats du modèle de croissance de Gandin et al. avec ceux

du modèle adapté au soudage dans cette étude, appliqués à l'alliage de Cu30Ni. Lorsque la surfusion ne dépasse pas 20 K , la différence entre les deux modèles n'est pas significative, ce qui confirme qu'à petite vitesse de croissance, l'approximation des petits nombres de Péclet de Gandin et al. est valide. Par contre, pour les grandes valeurs de surfusion (au dessus de 20 K), la loi de croissance qui caractérise l'évolution de la vitesse de croissance en fonction de la surfusion, est totalement différente pour les deux modèles. La loi de croissance du modèle de Gandin et al. croît bien plus rapidement avec la surfusion, si bien qu'après 30 K de surfusion la pente devient quasiment verticale.

Les résultats présentés sur la figure 5.1 peuvent être modélisés de manière assez fidèle par des fonctions puissance de type $v(\Delta T) = a.\Delta T^n$. On obtient alors les coefficients suivants pour les deux modèles :

- Modèle de Gandin et al. : $a = 4,75.10^{-10} \text{ m.s}^{-1}.K^{-n}$ et $n = 4,94$
- Modèle adapté au soudage : $a = 1,11.10^{-7} \text{ m.s}^{-1}.K^{-n}$ et $n = 3,00$

La figure 5.1 représente les résultats des modèles pour des vitesses d'écoulement nulles ($u = 0$), c'est-à-dire en configuration de diffusion pure. Dans le modèle de Gandin et al., en présence d'un écoulement en face du front de solidification, orienté dans la même direction que la croissance, mais dans le sens opposé, des variations de la loi de croissance sont enregistrées (cf. section 1.2.5.2). L'augmentation de la vitesse d'écoulement dans le modèle adapté au soudage modifie aussi la loi de croissance. Quatre lois de croissance, obtenues pour différentes vitesses d'écoulement, sont représentées sur la figure 5.2. Les paramètres des fonctions puissance qui décrivent la variation de v en fonction de ΔT obtenues pour chaque condition d'écoulement sont donnés dans la légende de la figure. On remarque que plus la vitesse de l'écoulement u est grande, plus la croissance est rapide. Ainsi, pour une surfusion ΔT d'environ 40 K , la vitesse de croissance passe de 7 mm/s environ en l'absence d'écoulement à 8,5 mm/s environ avec un écoulement de 100 mm/s .

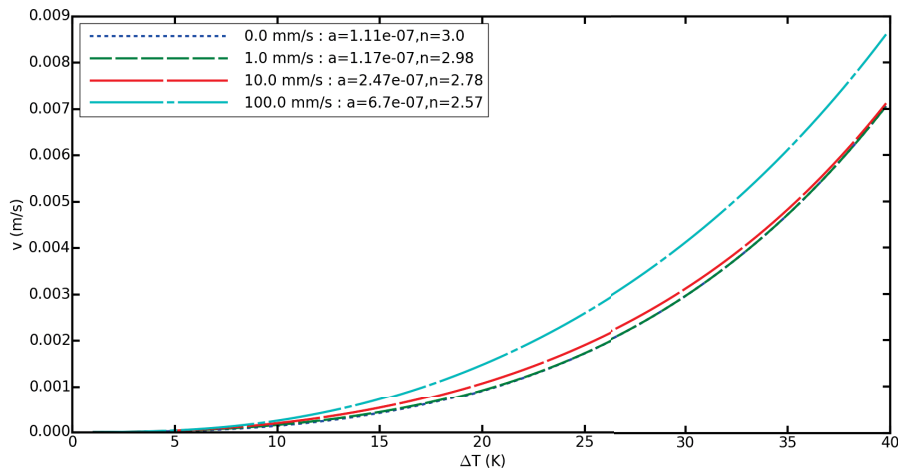


FIGURE 5.2 – Comparaison de l'évolution de la vitesse de solidification en fonction de la surfusion en face du front de solidification avec quatre vitesses d'écoulement différentes dans le sens opposé à la croissance, calculés avec le modèle adapté pour cette étude.

5.2.1.2 Confrontation du modèle de croissance avec les résultats expérimentaux

Les mesures de surfusion ΔT réalisées à l'arrière du bain liquide, lors des expériences sur une ligne de fusion présentées au chapitre 4, sont reportées sur le tableau 5.2. Rappelons qu'à l'arrière du bain liquide, la vitesse de soudage v_s correspond à la vitesse de croissance des dendrites v , puisque les directions de soudage et de croissance sont alors confondues. On peut constater que les surfusions mesurées expérimentalement augmentent avec la vitesse de croissance des dendrites. D'un point de vue qualitatif, les mesures expérimentales de ΔT et v à l'arrière du bain correspondent donc aux prévisions de la loi de croissance extraite du modèle (Fig. 5.2).

Type d'essai	Température du front (K)	Surfusion ΔT (K)	Vitesse de croissance v (mm/s)
1	1478	42	3
1	1430	90	3
2	1466	54	3
2	1433	87	3
3	1289	231	4,3
3	1338	182	4,3

TABLE 5.2 – Mesures de température et de vitesse de solidification à l'arrière du bain de fusion en cours de soudage pour les différents essais sur une ligne de fusion (cf. 4.3.2).

Le modèle décrit dans la section précédente prend en compte les écoulements de la même manière que celui de Gandin et al. (cf. section 1.2.5.2). Lors des essais expérimentaux, l'écoulement observé à proximité des dendrites a la même direction et le même sens que la croissance dendritique (cf. chapitre 4). Dans ce cas, d'après le modèle, la vitesse de croissance devrait être la même que dans le cas d'une croissance dendritique sans écoulement. Ainsi, d'après le modèle adapté au soudage, pour les vitesses de croissance des essais, de 3 mm/s (essais type 1 et 2) et $4,3\text{ mm/s}$ (essai type 3), la surfusion enregistrée au niveau du front devrait être respectivement de 30 K et 34 K (Fig. 5.1). Les mesures réalisées au cours des essais type 1 et type 2, correspondant à une vitesse de 3 mm/s , sont un peu plus élevées que celles prévues par le modèle, alors que les mesures de l'essai type 3 ($4,3\text{ mm/s}$) sont bien plus élevées (Tab. 5.2). L'augmentation de la surfusion entre ces deux vitesses est de l'ordre de 150 K pour les mesures expérimentales, ce qui est bien plus grand que les 4 K prévus par le modèle.

Les écarts entre modélisation et expérience ne sont pas réduits si l'on prend en compte l'écoulement, en supposant que seule sa vitesse, et non son sens, influe sur la vitesse de croissance, ce qui peut se justifier par le fait que le sens de l'écoulement change de la face supérieure, où il est opposé au sens de croissance, à la face envers, où il devient identique au sens de croissance. En effet, un fort écoulement de $0,1\text{ m/s}$, du même ordre que ce qui est mesuré expérimentalement pour l'essai type 3 (cf. Fig. 4.14), arrivant dans le sens opposé au sens de croissance, donnerait d'après le modèle des valeurs de surfusion d'environ 4 K inférieures à celles calculées sans écoulement (Fig. 5.2).

Afin d'expliquer ces différences entre résultats du modèle analytique et valeurs expérimentales, une autre piste est envisageable. Nous avons observé que le liquide semble traverser les canaux liquides séparant les dendrites colonnaires de la zone semi-solide, depuis la face supérieure vers la face envers. Ce liquide, qui a été au contact des "pieds" de dendrites, s'est probablement appauvri en nickel, ce qui fait que la différence de concentration en nickel entre le solide qui se forme au niveau des pointes de dendrites et le liquide qui revient des profon-

deurs des canaux liquides est très élevée (cf. 4.4.3). Ce phénomène pourrait se traduire par une augmentation du coefficient de partage k . Ce coefficient a déjà été modifié en fonction de la vitesse de croissance par Aziz [19], pour prendre en compte l'écart de composition du solide formé par rapport à la composition d'équilibre dans le cas de la solidification rapide (cf. partie 1.2.4). En augmentant le coefficient de partage k de la valeur 1,4, valeur du Cu30Ni à l'équilibre, à la valeur de 2,2, qui correspond au rapport entre la concentration en nickel du solide à la température de liquidus (pointes de dendrites) et celle du liquide à la température de solidus (canaux liquides en pieds de dendrites, cf. Fig. 2.22), la surfusion constitutionnelle, pour une même vitesse de croissance, devrait être plus grande.

La figure 5.3 montre une comparaison des courbes d'évolution de la vitesse de croissance en fonction de la surfusion, obtenues avec le modèle de Gandin et al. et le modèle modifié de cette étude avec un coefficient de partage k égale à 1,4 ou 2,2, en considérant la vitesse d'écoulement nulle. On voit sur cette figure que l'augmentation du coefficient k permet de ralentir la croissance, et donc pour une même vitesse de croissance conduit à une surfusion plus élevée. Pour une vitesse de 4,3 mm/s, on obtient ainsi en augmentant le coefficient de partage une surfusion de 56 K, ce qui se rapproche, en restant toutefois bien en dessous, des valeurs de surfusion mesurées lors des essais de type 3. La valeur de surfusion donnée par le modèle pour une vitesse de croissance de 3 mm/s est alors de 50 K, un peu inférieure aux valeurs de surfusion moyennes mesurées lors des essais de type 1 et 2.

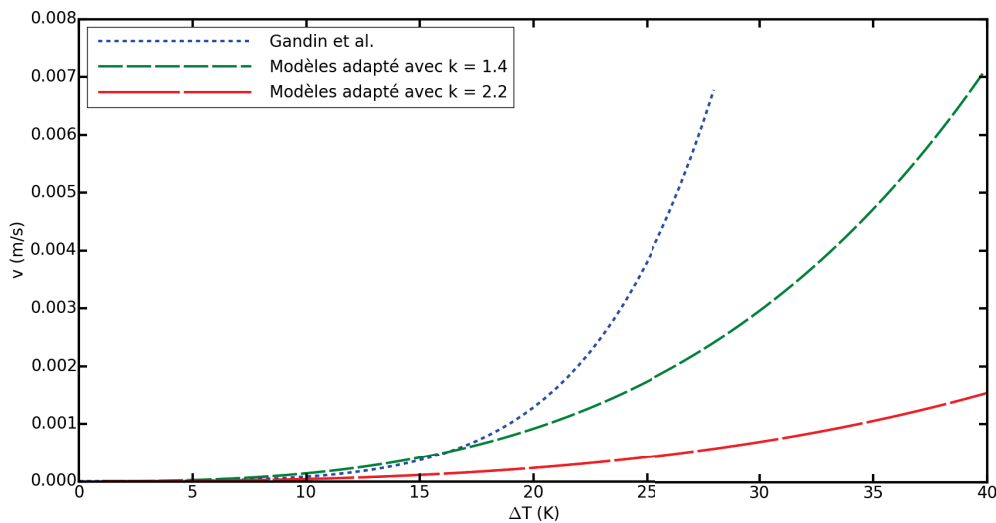


FIGURE 5.3 – Évolution de la vitesse de croissance dendritique en fonction de la surfusion en face du front de solidification selon le modèle de Gandin et al. [24], et selon le modèle adapté pour cette étude avec un coefficient de partage k égal à 1,4 et 2,2. Les calculs sont réalisés dans la configuration sans écoulements en face du front de solidification.

Rappelons aussi que les valeurs de surfusion mesurées expérimentalement ont été obtenues avec des méthodes qui présentaient de fortes incertitudes de mesures, ce qui peut aussi expliquer une partie des écarts observés entre simulation et expérience.

L'augmentation du paramètre k , pour simuler un écoulement de liquide appauvri en soluté, permet donc de ralentir la loi de croissance dendritique des bras primaires. Cette méthode peut aussi s'appliquer pour la croissance des bras secondaires de dendrites. Le nombre de Péclet solutal $Pe_{s,loc}$, mesuré lors des essais du chapitre 4 à l'échelle des bras de dendrites (cf. Tab.

4.7), est en effet assez élevé, indiquant l'importance du transfert de matière par convection dans cette zone. Pour affiner cette modélisation, une loi décrivant l'évolution du coefficient de partage k en fonction des caractéristiques de l'écoulement pourrait être recherchée.

5.2.2 Modélisation du front de solidification

Le modèle de croissance décrit puis discuté dans les précédentes sections donne une relation entre la vitesse de croissance des dendrites colonnaires et la surfusion pour le matériau de l'étude. Il peut donc être appliqué en tout point du front de solidification pour connaître la surfusion, à condition de connaître la vitesse de croissance en ce point. Nous avons vu précédemment que cette vitesse de croissance v pouvait s'exprimer en fonction de la vitesse de soudage v_s et de la normale au front de solidification selon la relation :

$$v = v_s \cos(\alpha) \quad (5.7)$$

α étant l'angle entre la normale au front et la direction de soudage.

Pour tenter de prédire la localisation du front de solidification, le modèle de croissance a été couplé à une modélisation thermique du soudage, en utilisant le modèle développé par Rosenthal (cf. 1.3.3). La modélisation thermique permet d'obtenir la position de l'isotherme correspondant à la température de liquidus de l'alliage et le champ thermique autour de cet isotherme. La loi de croissance identifiée dans la section précédente, couplée à la relation (5.7), permet alors de localiser le front de solidification par rapport au champ thermique calculé.

La méthode de Hunziker et al. [36] a été utilisée pour obtenir la position de chaque point du front de solidification en fonction de la position du contour de l'isotherme du liquidus, et de la loi de croissance à l'arrière du bain de fusion (cf annexe C).

Le modèle de Rosenthal, décrivant le champ thermique en soudage, fournit un champ de température en 2D sur une tôle mince considérée de longueur et largeur infinies, et néglige les échanges de chaleur avec le milieu extérieur. Le rendement du procédé est déterminé de manière à ce que les largeurs de bains expérimentales et analytiques soient identiques. Les propriétés du matériau ont été choisies constantes par rapport à la température (Tab. 2.1).

Le modèle de croissance dendritique utilisé est une fonction puissance dont les paramètres ont été identifiés dans la section précédente :

$$v(\Delta T) = a\Delta T^n \quad (5.8)$$

avec pour $k = 1, 4$:

$$a = 1,1 \cdot 10^{-7} \quad n = 3,0$$

avec pour $k = 2, 2$:

$$a = 2,75 \cdot 10^{-8} \quad n = 2,97$$

La comparaison se fera sur les trois essais en courant lisse du chapitre 4 (essais type 1, 2 et 3). Les paramètres des essais sont reportés dans le tableau 4.1.

5.2.2.1 Forme du bain liquide

Dans un premier temps, on peut remarquer sur la figure 5.4 que les formes des bains de fusion déterminées à partir du modèle ne correspondent pas parfaitement avec les formes observées expérimentalement. Quel que soit le type d'essai de soudage, si la position de l'avant du bain est bien prédite par la modélisation, ce n'est pas le cas pour l'arrière du bain. La forme de l'avant du bain peut donc être prédite de manière assez précise par la

position de l'isotherme du liquidus déterminée par le modèle de Rosenthal. Par contre, le front de solidification est assez éloigné de l'isotherme de liquidus calculée par la méthode de Rosenthal, mais aussi des fronts calculés à partir des lois de croissance dendritique.

On remarque en effet que le bain liquide observé expérimentalement est toujours plus long que le bain issu de la modélisation, quelle que soit la valeur de k utilisée (Fig. 5.4). La différence de forme à l'arrière du bain, entre le front de solidification observé expérimentalement et le front calculé, est probablement due aux écoulements observés dans le chapitre 4, qui peuvent être la cause du réchauffement de l'arrière du bain, en amenant le liquide chaud de l'avant du bain, où se situe l'arc, vers l'arrière. Le nombre de Péclet thermique calculé à l'échelle du bain est relativement grand (entre 50 et 100), ce qui confirme la possibilité d'avoir des échanges thermiques importants par convection entre l'avant et l'arrière du bain.

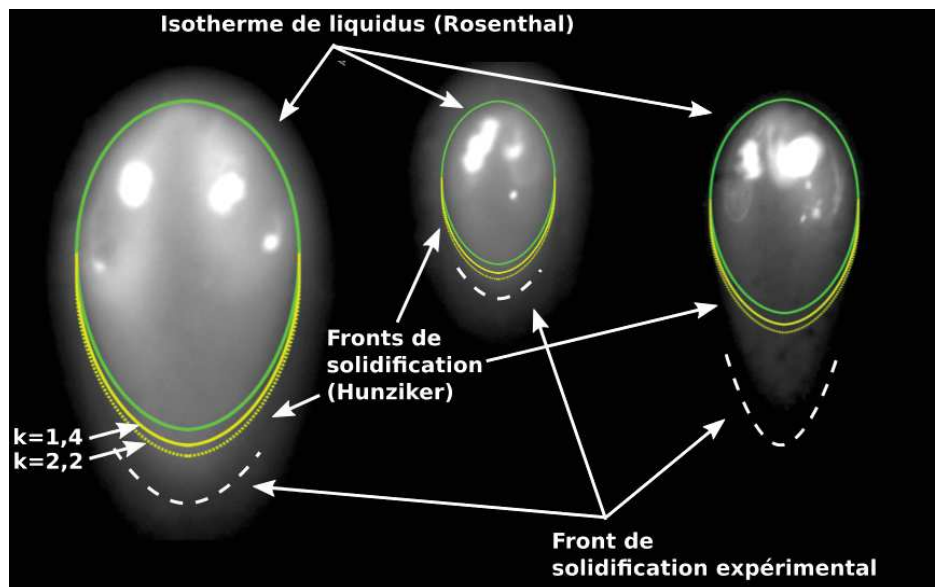


FIGURE 5.4 – Comparaisons des bains liquides des trois essais en courant lisse, sur lesquels sont superposés les contours du liquidus du champ de température de Rosenthal, les fronts de solidification calculés grâce à la méthode de Hunziker (pour $k = 1,4$ et $k = 2,2$), et le contour du front de solidification observé expérimentalement en pointillés. De gauche à droite respectivement, les essais type 1, 2 et 3.

5.2.2.2 Évolutions le long du front de solidification

Quels que soient les réglages du procédé de soudage, les résultats expérimentaux du chapitre 4 avaient montré que le gradient de température décroît et la vitesse de solidification croît entre le bord de la ligne de fusion et l'arrière du bain liquide. Qualitativement, ces tendances le long du front de solidification sont bien reproduites par les modèles (Fig. 5.5 et 5.6).

La figure 5.5 montre l'évolution des gradients de température calculés et mesurés expérimentalement, le long du front de solidification, de l'arrière du bain ($x/r = 0$) au bord de la ligne de fusion ($x/r = 1$). Les courbes correspondent au gradient obtenu avec le modèle analytique et les points aux mesures expérimentales. Les courbes et l'évolution des séries de points de chaque essai ont la même forme, avec une croissance faible du gradient de $x/r = 0$

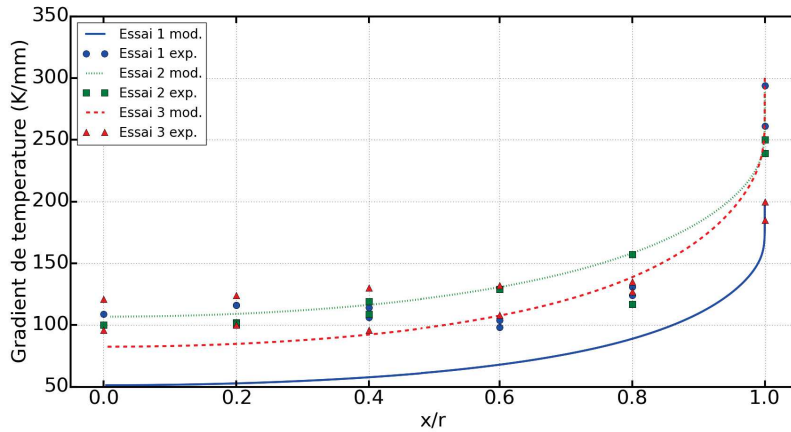


FIGURE 5.5 – Évolution du gradient de température le long du front de solidification. Les courbes correspondent aux valeurs calculées par le modèle de champ de température de Rosenthal sur les contours du front modélisé avec $k = 1, 4$ (Fig. 5.4), et les points correspondent aux mesures effectuées en courant lisse (chapitre 4). Le repérage le long du front de solidification est le même que dans le chapitre 4 défini sur la figure 4.4.

à $x/r = 0,8$ puis, en s’approchant du bord de la ligne de fusion, une augmentation rapide du gradient.

L’essai type 2 est celui dont les points expérimentaux suivent le mieux la courbe du modèle (Fig. 5.5). Pour les essais type 1 et type 3, les points expérimentaux sont au dessus des gradients calculés entre $x/r = 0$ et $x/r = 0,8$. Ces gradients plus forts mesurés à l’arrière du bain montrent peut-être l’effet de l’homogénéisation de la température du bain sous l’effet des écoulements, qui transportent le liquide chaud du centre du bain vers l’arrière et les bords, ce qui augmente la température, ainsi que le gradient de température proche du front de solidification.

Cette interprétation semble cependant contradictoire avec les mesures des écoulements (Fig. 4.14). En effet, l’essai type 2 est celui pour lequel les écoulements sont les plus importants, mais c’est aussi celui dont le gradient de température mesuré est le plus proche de celui calculé avec le modèle thermique purement diffusif. Une explication possible pourrait être que le bain de l’essai type 2 est plus petit, donc le front de solidification est plus proche de la source de chaleur. La présence de convection lors des expériences apporte alors peu de changement à la température au niveau du front par rapport au modèle purement diffusif. Les deux autres essais ont des bains plus allongés et par conséquent des fronts de solidification plus éloignés de la source de chaleur. La convection joue alors un plus grand rôle par rapport à la diffusion, car le transport de chaleur s’effectue sur une plus grande distance.

La figure 5.6 présente l’évolution comparée des vitesses de solidification obtenues expérimentalement et par le modèle analytique, le long du front de solidification, pour les trois niveaux d’énergie linéique. On remarque que les courbes du modèle et les points expérimentaux ne suivent pas exactement le même type d’évolution. Les courbes suivent une évolution convexe et les points une évolution plutôt linéaire. Cette différence s’explique par des formes différentes de bains de fusion. Les bains de fusion expérimentaux ont une forme plus pointue et les bains obtenus analytiquement, une forme plus ronde (Fig. 5.4), ce qui modifie la répartition de vitesse de solidification le long du front. L’écart entre la courbe issue du modèle et les points expérimentaux est le plus fort pour l’essai type 3. On peut constater que c’est

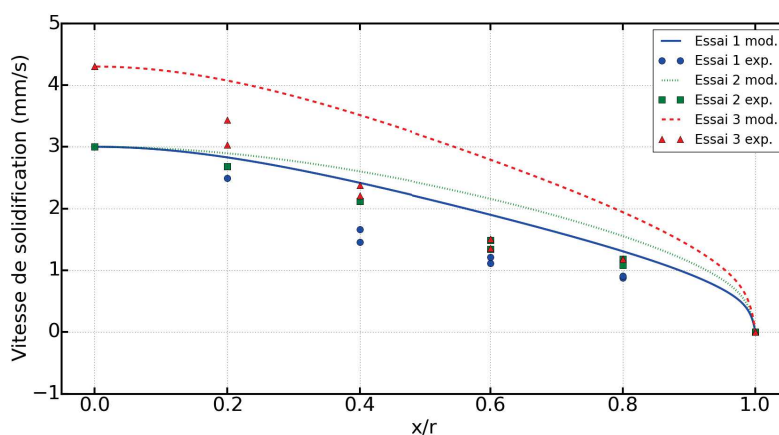


FIGURE 5.6 – Évolution de la vitesse de solidification le long du front. Les courbes correspondent aux valeurs calculées par le modèle de Rosenthal sur les contours du front modélisés avec $k = 1, 4$ (Fig. 5.4), et les points aux mesures effectuées en cours de soudage. Le repérage le long du front de solidification est celui utilisé dans le chapitre 4 défini sur la figure 4.4.

logiquement le type d'essai dont le front de solidification simulé est le plus éloigné du front de solidification mesuré (Fig. 5.4).

La figure 5.7 montre l'évolution du taux de refroidissement $G.v$ le long du front de solidification entre l'arrière du bain et le bord de la ligne de fusion. Quel que soit l'essai, on peut constater que les courbes d'évolution calculées d'après le modèle ont toutes la même allure. De plus, les courbes des essais type 2 et 3 sont très proches. Le taux de refroidissement $G.v$ déduit du modèle n'évolue pas de la même manière que les mesures expérimentales (Fig. 5.7). Le modèle prévoit en effet une variation très faible entre $x/r = 0$ et $x/r = 0,8$ pour tous les essais. Pour les essais type 1 et type 3, les mesures expérimentales montrent en revanche une forte décroissance entre ces deux positions. Seules les mesures expérimentales de l'essai type 2 correspondent approximativement à l'évolution décrite par le modèle. Comme il a été montré précédemment, l'essai type 2 est le type d'essai dont les points expérimentaux correspondent le mieux au modèle pour G et v . L'influence des écoulements sur le transfert de chaleur semble plus faible pour cet essai, donc le cas réel se rapproche du cas modélisé en diffusion pure.

Sur la figure 5.7, les écarts entre les courbes et les points expérimentaux des essais type 1 et type 3 entre $x/r = 0$ et $x/r = 0,4$, peuvent être causés par les écoulements, et reflètent les écarts entre les gradients de température (Fig. 5.5) déjà discutés plus haut.

Dans cette partie, les résultats issus du modèle analytique ont montré qu'en l'absence de prise en compte des écoulements, il était difficile de prédire la position à l'arrière du bain de l'isotherme du liquidus, surtout lorsque les bains sont allongés, ce qui conduit à de fortes différences de localisations du front de solidification par rapport à l'expérience, même si les lois de croissance utilisées tentent d'intégrer l'effet de l'écoulement. Pour avoir une répartition plus réaliste des isothermes, le recours à la simulation numérique est alors nécessaire. La modélisation numérique pourra de plus permettre de modéliser la formation de la microstructure lors de la solidification, ce qui permettra de discuter plus précisément de l'influence des écoulements sur les phénomènes.

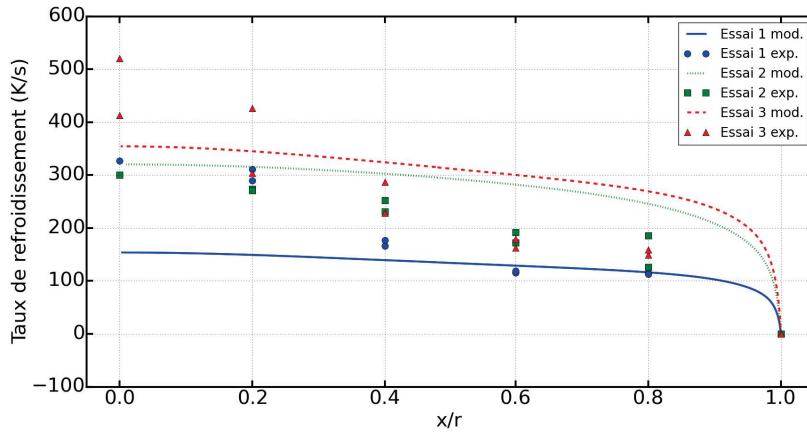


FIGURE 5.7 – Évolution du taux de refroidissement $G.v$ le long du front de solidification. Les courbes correspondent aux valeurs calculées par le modèle de Rosenthal sur les contours du front modélisés avec $k = 1, 4$ (Fig. 5.4), et les points aux mesures effectuées en cours de soudage. Le repérage le long du front de solidification est celui utilisé dans le chapitre 4.

5.3 Modélisation numérique par la méthode des éléments finis avec automate cellulaire

La prédiction de microstructure en soudage nécessite le développement de modèles complexes. La méthode la plus populaire est basée sur la combinaison d'une modélisation thermique et d'un modèle de génération de microstructure. Pavlyk et al. ont combiné un automate cellulaire à une simulation de champ de phase [66]. Farzadi et al. ont utilisé la même méthode, pour prédire l'évolution du front de solidification pour différentes vitesses de croissance et gradients thermiques, qu'ils ont comparé à des modèles théoriques issus de la littérature et aux résultats issus d'expériences réalisées sur des alliages binaires [67]. Néanmoins, ces méthodes ne prédisent pas l'évolution de la morphologie des grains dans l'ensemble du bain de fusion généré par le soudage. Chen et al. ont adapté le modèle CAFE, combinant un automate cellulaire avec une méthode par éléments finis, à la simulation du soudage [42, 44]. À partir des paramètres du procédé, l'évolution des champs thermiques est d'abord simulée, puis la croissance de grains colonnaires avec la compétition de croissance est modélisée grâce à l'automate cellulaire (cf. Fig. 1.34).

Dans le but de mieux comprendre et interpréter tous les effets des paramètres de soudage sur la physique du bain liquide et sur la croissance des grains, un modèle de simulation numérique du soudage de type CAFE, a été mis en place. Pour commencer, les caractéristiques du modèle vont être décrites, puis les résultats de la simulation numérique seront exposés et comparés aux résultats expérimentaux. Les cas de la ligne de fusion en translation en courant lisse et en courant pulsé seront étudiés (cf. chapitre 4).

5.3.1 Description du modèle numérique

Dans cette section, les différentes parties du modèle numérique seront exposées. Pour commencer, le modèle numérique de thermoconduction générant le champ de température sera décrit. Puis l'automate cellulaire produisant la microstructure sera introduit, comportant un modèle de croissance dendritique analogue à celui de la section 5.2.1.1 et un modèle de

germination, utilisé pour tenter de prédire l'apparition des grains équiaxes observés au sein des lignes de fusion en courant pulsé.

5.3.1.1 Modélisation thermique du soudage

La simulation thermique du soudage est réalisée par la méthode des éléments finis. En raison de la faible épaisseur de la tôle éprouvette, une modélisation bidimensionnelle, dans le plan de la surface de la tôle, a été choisie. De plus, comme les éprouvettes soudées sont symétriques par rapport à l'axe longitudinal à la soudure, seule une demi-éprouvette est modélisée et maillée. On rappelle que les tôles échantillons sont de dimensions $150 \times 70 \times 1,6 \text{ mm}^3$.

Les transferts de chaleur par conduction dans l'éprouvette sont régis par l'équation de la chaleur. Une formulation en enthalpie de l'équation est utilisée :

$$\frac{\partial \langle \rho h \rangle}{\partial t} - \vec{\nabla} \lambda \vec{\nabla} T = \dot{Q} \quad (5.9)$$

avec $\langle \rho h \rangle$ l'enthalpie volumique moyenne, λ la conductivité thermique et \dot{Q} une source de chaleur volumique.

Cette formulation est la mieux adaptée pour prendre en compte la chaleur latente de changement de phase lors de la solidification, qui peut modifier le champ de température au voisinage du front de solidification (cf. section 1.2.2.4), comme cela a déjà été constaté lors de simulations [66]. L'enthalpie volumique moyenne intègre la chaleur sensible et la chaleur latente de fusion, et s'exprime alors, pour des températures comprises entre la température de solidus T_s et celle de liquidus T_l :

$$\langle \rho h \rangle = \rho_0 h_0 + \int_{T_0}^{T_s} \rho c_{ps} dT + \rho_l f_l L_f \quad (5.10)$$

avec c_{ps} la capacité calorifique massique du solide, L_f la chaleur latente de fusion, T_m la température de fusion du corps pur, et $f_l = 1 - f_s$ la fraction liquide, décrite par une loi de Scheil-Gulliver :

$$f_s = 1 - \left(\frac{T_m - T}{T_m - T_l} \right)^{\frac{1}{k-1}} \quad (5.11)$$

avec T_l la température du liquidus et k le coefficient de partage, considéré constant.

Grandeur	Valeur
Masse volumique (liq.) $\rho_l \text{ (kg/m}^3\text{)}$	8110
Masse volumique (sol.) $\rho_s \text{ (kg/m}^3\text{)}$	8940
Capacité calorifique massique (liq.) $c_{pl} \text{ (J.kg}^{-1}\text{.K}^{-1}\text{)}$	663
Capacité calorifique massique (sol.) $c_{ps} \text{ (J.kg}^{-1}\text{.K}^{-1}\text{)}$	556
Chaleur latente de fusion $L_f \text{ J/kg}$	$2,75 \cdot 10^5$
Coefficient d'échange (air) $W.mm^{-2}.K^{-1}$	10^{-4}
Coefficient d'échange (support) $W.mm^{-2}.K^{-1}$	10^{-3}

TABLE 5.3 – Données utilisées pour la simulation numérique thermique du soudage [55, 57].

Les caractéristiques matériaux choisies sont celles de l'alliage Cu30Ni utilisé dans les chapitres 3 et 4 (Tab. 5.3). On a supposé pour les calculs de simulation numérique que les caractéristiques physiques du matériau à l'état solide et liquide ne variaient pas avec la température, mis à part la conductivité thermique dont la valeur augmente avec la température.

Les conductivités sont de 40 W/m/K à 0°C , 110 W/m/K à 1000°C , 120 W/m/K à 1200°C et les valeurs évoluent linéairement dans ces intervalles et sont constantes en dehors.

La figure 5.8 représente l'évolution de la fraction solide de l'alliage Cu30Ni en fonction de la température, d'après le modèle de Scheil-Gulliver (éq. 5.11), avec $k = 1,4$. L'évolution de l'enthalpie volumique en fonction de la température est donnée sur la figure 5.9. On peut remarquer que lors du refroidissement, la fraction solide augmente très rapidement dès que l'on descend sous la température de liquidus de l'alliage (1250°C), ce qui induit une libération brutale de chaleur latente de fusion, qui peut influencer sur la cinétique de solidification, en particulier en courant pulsé où la solidification est plus rapide lors des phases de contraction du bain (cf. 4.4.4).

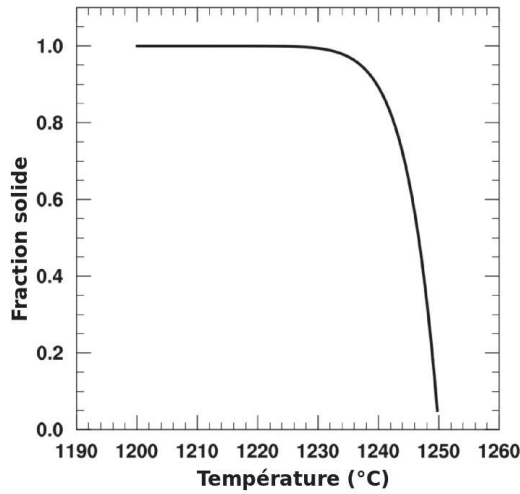


FIGURE 5.8 – Évolution de la fraction solide en fonction de la température, suivant le modèle de Scheil-Gulliver, pour l'alliage Cu30Ni.

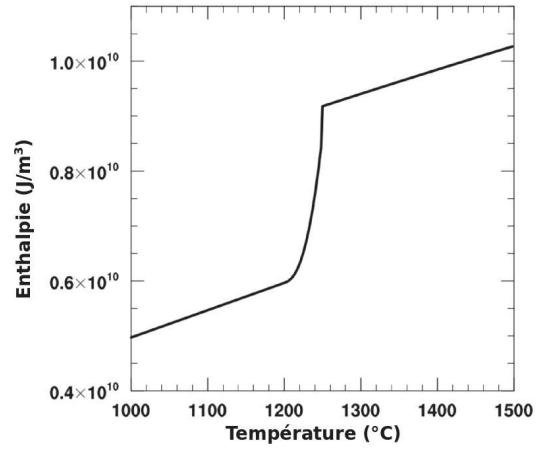


FIGURE 5.9 – Évolution de l'enthalpie volumique en fonction de la température de l'alliage Cu30Ni.

L'apport de chaleur produit par l'arc électrique est modélisé par une distribution gaussienne de densité surfacique de puissance, se déplaçant le long de l'axe longitudinal de l'éprouvette à la vitesse de soudage :

$$q = q_{max} \cdot \exp\left(-3 \left(\frac{(X - X_0)^2 + (Y - Y_0 - v_s)^2}{r_0^2}\right)\right) \quad (5.12)$$

avec $q_{max} = \frac{3\eta UI}{\pi r_0^2}$ le flux maximum lié aux paramètres de soudage par U et I , v_s la vitesse de soudage, η le rendement du procédé et r_0 le rayon de la distribution de chaleur.

Les paramètres de soudage utilisés pour les simulations correspondent aux paramètres expérimentaux des essais type 1, 3 et 4 du chapitre 4. Ils sont listés dans le tableau 5.4. Les deux premiers jeux de paramètres sont des paramètres en courant lisse. Entre ces deux configurations, seule la vitesse de soudage est modifiée. Il est alors attendu que la forme et la largeur du bain de fusion changent, modifiant ainsi les conditions de solidification le long du front. Dans le cas de l'essai en courant pulsé, les changements d'intensité I de la source de chaleur font osciller le bain et modifient en cours de soudage les conditions de solidification sur le contour du bain.

Type d'essai	1	3	4
Courant haut (A)	90	90	130
Courant bas (A)	-	-	27
Tension d'arc (V)	10	10	10
Vitesse de soudage (mm/s)	3	4,3	3,5
Rendement	0,86	0,86	0,86
Durée courant bas (s)	-	-	0,5
Durée courant haut (s)	-	-	0,3

TABLE 5.4 – Paramètres de soudage des simulations des lignes de fusion en courant lisse et pulsé.

Des conditions aux limites de type flux imposés, caractérisées par un coefficient d'échange global (Tab. 5.3), sont imposées sur toutes les surfaces en contact avec le support ou avec l'air ambiant, pour modéliser les pertes par conduction dans le support ou par convection et rayonnement avec le milieu environnant.

La valeur des coefficients d'échange (Tab. 5.3), du rayon de la distribution de chaleur r_0 , et du rendement η du procédé de soudage (Tab. 5.4) ont été ajustées pour que les résultats de la simulation concernant la largeur du bain de fusion et le cycle thermique des nœuds localisés à l'endroit du thermocouple coïncident avec les résultats expérimentaux du chapitre 4.

5.3.1.2 Automate cellulaire

Le calcul de simulation thermique permet de connaître en chaque nœud du maillage l'évolution des températures aux différents pas de temps du calcul. Afin de prédire la structure de grain formée lors de la solidification, un modèle d'automate cellulaire a été développé. Pour modéliser la microstructure du métal de base, un diagramme de Voronoï est généré à partir des nœuds d'un maillage placé sur la tôle, dont la longueur caractéristique est de $100 \mu m$. Chaque cellule de Voronoï a initialement une orientation cristallographique définie de manière aléatoire, pour modéliser la structure de grain initiale du matériau, qui est très peu texturée. Ensuite, la grille de l'automate cellulaire de longueur de maille de 25 microns est générée sur la surface de l'éprouvette, sur laquelle sont interpolés les champs de température calculés aux nœuds du maillage éléments finis, selon la méthode développée par Bordreuil et Niel [68], et les orientations cristallographiques en fonction des cellules de Voronoï précédemment calculées. Notons que la taille initiale des cellules de Voronoï générées est plus grande ($100 \mu m$ en moyenne) que la taille initiale des grains ($50 \mu m$ environ). Ce choix a été fait car les temps de calculs seraient beaucoup trop longs si l'on modélisait la taille de grain réelle. Pour réduire encore le temps de calcul, seule la partie centrale de la tôle, correspondant à une zone où le bain liquide est à l'état stationnaire, a été étudiée (Fig. 5.10).

Lors du passage de la source de chaleur dans la zone de l'automate cellulaire, et de l'évolution du champ de température associée, chaque cellule se voit attribuer un indice en fonction de son état : fondu, partiellement fondu ou solide. Les cellules fondues sont celles qui ont été portées au-dessus de la température de liquidus, et les cellules partiellement fondues sont à une température comprise entre les températures de solidus et de liquidus. La croissance démarre à partir des cellules partiellement fondues du bord de la ligne de fusion, suivant une direction de croissance préférentielle de la cellule (directions cristallographiques $\langle 100 \rangle$). Comme la modélisation est bidimensionnelle, on considère que les directions de

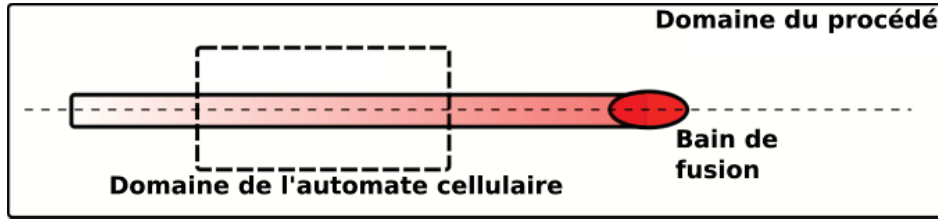


FIGURE 5.10 – Schéma décrivant la région d'intérêt de l'automate cellulaire.

croissance préférentielles sont dans le plan. La loi de croissance permet alors de calculer la surfusion associée à la cellule. La croissance d'un grain va pouvoir se poursuivre dans les cellules voisines au pas de temps suivant, si elles passent de l'état fondu à l'état partiellement fondu, prolongeant à chaque pas de temps le grain colonnaire en cours de croissance. A chaque instant, la position de la pointe d'un grain en cours de croissance est alors donnée par la relation :

$$R(t) = \int_{t_0}^t v(\Delta T) dt \quad (5.13)$$

avec t_0 l'instant de démarrage de la croissance du grain, et $v(\Delta T)$ la vitesse de croissance du grain, dépendant de son orientation cristallographique, et liée à la surfusion ΔT grâce à la loi de croissance.

L'algorithme de croissance, inspiré des travaux de Gandin et Rappaz [69] et de Chen et al. [42], est détaillé dans la référence [68].

La loi de croissance des grains dans l'automate cellulaire est définie par un modèle de type KGT (Fig. 5.1). Deux jeux de paramètres différents sont utilisés dans cette étude pour définir l'évolution de la vitesse de croissance en fonction de la surfusion au niveau du front de solidification (Tab. 5.5). Le premier jeu de paramètres, noté KGT 1, correspond au modèle présenté précédemment dans le cas sans écoulement avec $k = 1, 4$ (cf. 5.2.1.1). Le deuxième jeu de paramètres, noté KGT 2, a été choisi arbitrairement pour donner des vitesses de croissance plus faibles que le KGT 1 pour une même surfusion (Fig. 5.11). Le KGT 2 a été modifié pour tenter de traduire une possible influence des écoulements sur la loi de croissance.

Loi de croissance	a	n
KGT 1	1.10^{-7}	3
KGT 2	5.10^{-8}	2

TABLE 5.5 – Jeux de paramètres utilisés pour l'approximation polynomiale ($v(\Delta T) = a. \Delta T^n$) de la loi de croissance de type KGT.

La figure 5.11 montre que le front de croissance dendritique suivra de plus près l'isotherme du liquidus dans le cas du KGT 1, car la surfusion sera faible. Dans le cas du KGT 2, les bords de fusion calculés seront plus allongés, et s'éloignent beaucoup plus de l'isotherme du liquidus car les surfusions seront beaucoup plus élevées.

Dans la zone de surfusion, située devant le front de chaque grain en croissance, peuvent germer de nouveaux grains équiaxes. Ce phénomène est modélisé par une distribution de sites de germination, liée à la valeur de surfusion, calculée pour chaque cellule du front de solidification grâce à l'équation suivante, issue du modèle développé par Greer et al. [70] :

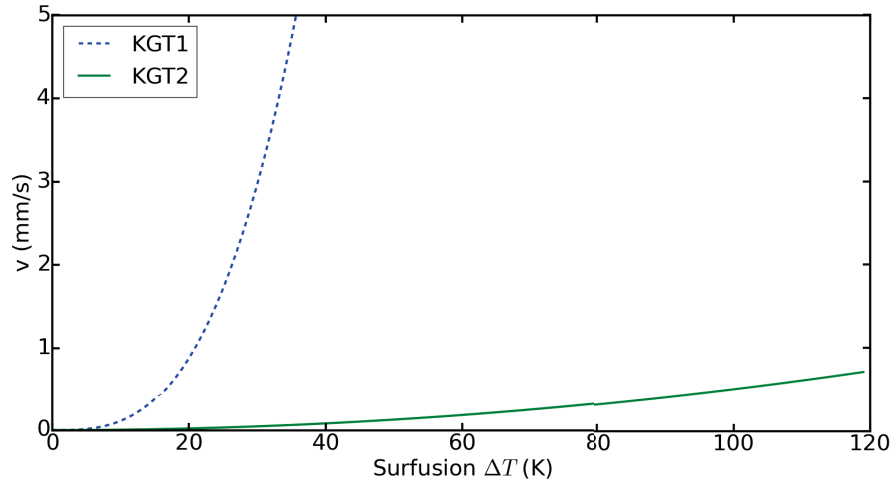


FIGURE 5.11 – Vitesse de croissance dendritique en fonction de la surfusion pour les deux jeux de paramètres de loi de croissance KGT 1 et KGT 2 (Tab. 5.5).

$$\frac{dn}{d\Delta T} = \frac{n_{max}}{\Delta T_{\sigma} \sqrt{2\pi}} \frac{1}{\Delta T} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln(\Delta T) - \ln(\Delta T_0)}{\Delta T_{\sigma}} \right)^2 \right] \quad (5.14)$$

avec n_{max} la densité de grain maximale, ΔT_{σ} l'écart type et ΔT_0 la surfusion critique.

Les paramètres de cette loi ont été choisis pour que la densité de grains formés en courant pulsé soit proche des mesures expérimentales (Fig. 5.12).

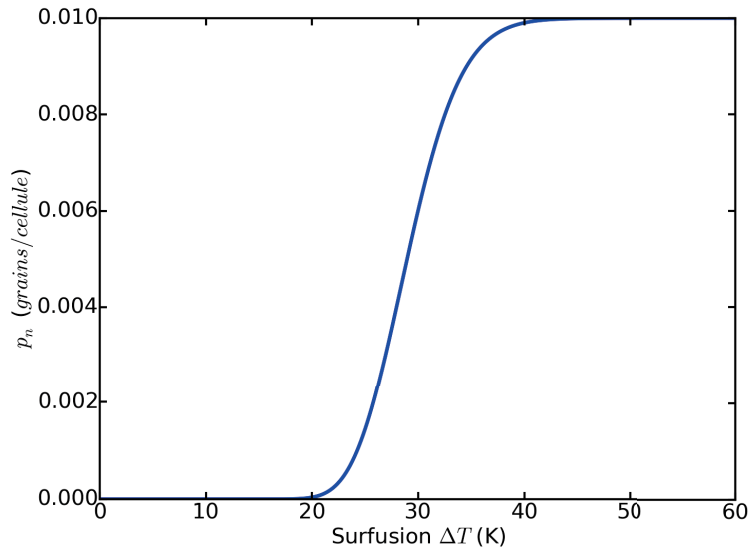


FIGURE 5.12 – Nombre de grains qui peuvent apparaître par cellule ($S_{cell} = 25 \times 25 \mu m^2$) en fonction du niveau de surfusion selon la loi de germination, avec $n_{max} = 16 \text{ grains}/mm^2$, $\Delta T_0 = 29 \text{ K}$ et $\Delta T_{\sigma} = 0,138$.

Par intégration de cette loi entre 0 et la valeur de surfusion calculée devant chaque grain

colonnaire en croissance, on trouve la densité de grains par unité de volume en fonction de la surfusion. Cette densité dépend du terme de surfusion critique ΔT_0 . Pour une surfusion inférieure à ΔT_0 la densité est quasiment nulle, mais pour une surfusion supérieure à ΔT_0 la densité est maximale.

Pour s'affranchir de la taille des cellules, la probabilité de germination dans une cellule p_n est calculée :

$$p_n = n(\Delta T)S_{cell} \quad (5.15)$$

Un nombre aléatoire est ensuite comparé à p_n pour déterminer si un grain germe ou non. Ainsi, les grains colonnaires peuvent être bloqués par la croissance des grains équiaxes.

La probabilité de germination extraite de l'équation (5.15), est tracée sur la figure 5.12. À partir d'un certain seuil critique de surfusion (29 K), on peut constater que la densité de germes apparaissant passe rapidement de 0 à la densité maximale $n_{max} \cdot S_{cell}$.

5.3.2 Ligne de fusion en courant lisse

Les simulations des essais en courant lisse vont être présentées en premier (essais type 1 et 3 sur le tableau 5.4). L'influence des paramètres de soudage, en l'occurrence ici la vitesse de soudage, sur le champ de température calculé avec le modèle sera discuté, puis l'influence des lois de croissance sur les caractéristiques des grains de solidification sera étudiée. Pour terminer, les résultats de la modélisation et les résultats expérimentaux seront confrontés.

5.3.2.1 Champ de température simulé numériquement

Entre l'essai type 1 et l'essai type 3, la vitesse de soudage a été augmentée. Cette augmentation engendre un rétrécissement en largeur et en longueur du contour de l'isotherme du liquidus calculée par la simulation thermique. Les profils de température présentés sur la figure 5.13 sont tracés le long de deux droites partant du point le plus chaud du bain de fusion (au centre sous l'électrode de soudage) et dirigées soit vers l'arrière du bain, soit vers le bord du bain. On peut constater que, pour les deux essais, le profil de la courbe vers l'arrière coupe l'isotherme du liquidus après celui de la courbe vers le bord, ce qui traduit le fait que le bain est plus allongé dans la direction de soudage.

La pente du profil de température à l'intersection avec le liquidus, correspond au gradient de température à proximité du front de solidification. Ce gradient calculé est, conformément à ce qui a déjà été expliqué, plus fort au bord du cordon qu'à l'arrière du bain de fusion. Étant donné que les vitesses de solidification sont aussi très différentes entre le bord du cordon et l'arrière du bain, les conditions de croissance peuvent être très différentes le long du front de solidification.

En comparant les gradients de température au niveau du liquidus entre les figures 5.13a et 5.13b, on constate que le gradient est plus fort pour l'essai type 3, aussi bien à l'arrière que sur le côté. L'augmentation de la vitesse de soudage engendre des valeurs de gradient plus fortes sur le contour du bain.

Les variations du taux de refroidissement le long de l'isotherme du liquidus sont tracées pour les essais type 1 et 3 sur la figure 5.14 depuis l'arrière du bain vers le bord du cordon. Entre l'essai type 1 et l'essai type 3, on remarque que les conditions de refroidissement changent radicalement. Le taux de refroidissement de l'essai type 3 est plus grand à l'arrière du bain à cause de l'augmentation simultanée du gradient et de la vitesse de soudage. La pente de la courbe de taux de refroidissement est aussi plus forte pour l'essai type 3, indiquant une augmentation rapide de la vitesse de refroidissement en s'approchant du centre du cordon.

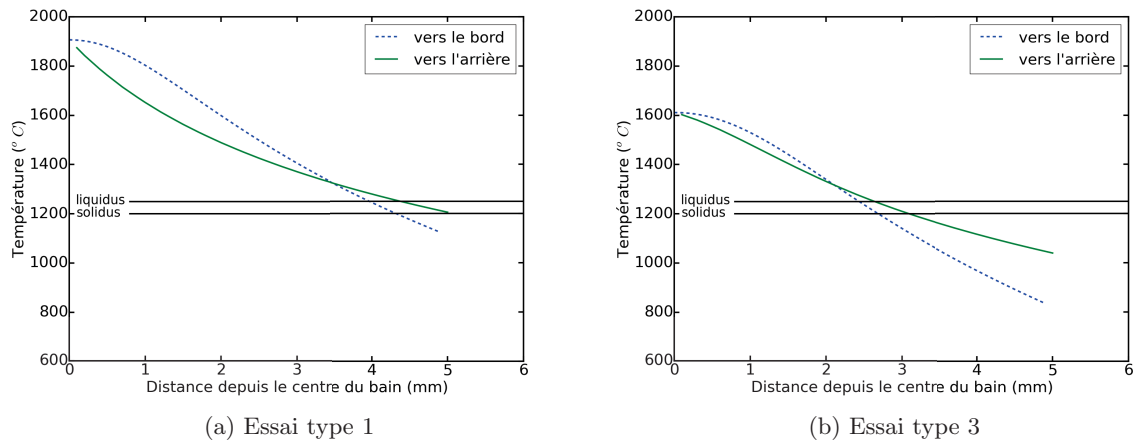


FIGURE 5.13 – Résultats tirés du champ de température calculé par simulation numérique du soudage en courant lisse, montrant les profils de température le long de segments partant du centre du bain.

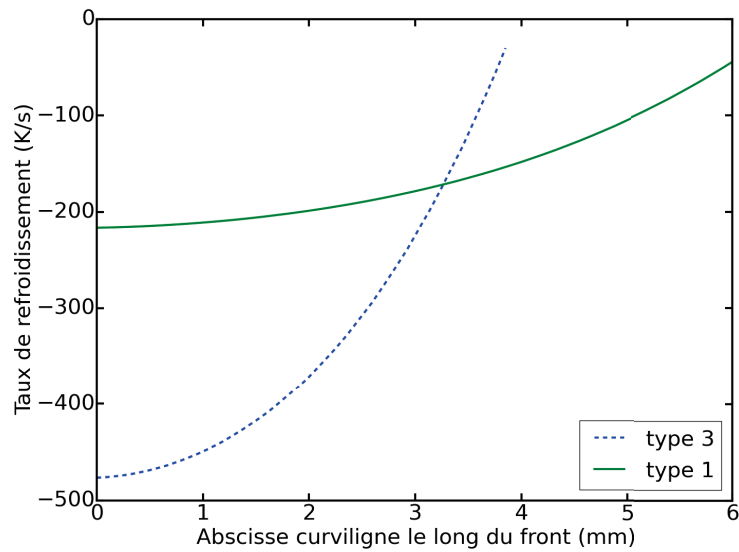


FIGURE 5.14 – Évolution du taux de refroidissement entre le bord du cordon et l'arrière du bain liquide (abscisse curviligne 0) pour les essais type 1 et 3.

Ces premiers résultats issus des simulations numériques thermiques donnent donc des tendances similaires à celles du modèle analytique de champ de température de la section 5.2, et aux données issues de la littérature, ce qui semble démontrer la validité de la modélisation.

5.3.2.2 Influence de la croissance dendritique

Avant de comparer les résultats des simulations avec les résultats expérimentaux, l'influence de la loi de croissance sur la forme du bain et la microstructure générée est discutée.

Sur la base du champ de température de l'essai type 3, deux simulations par automate cellulaire ont été lancées en se basant sur les deux lois de croissance dont les paramètres se trouvent dans le tableau 5.5.

La figure 5.15 montre le résultat de la simulation par automate cellulaire de l'essai type 3 à différents pas de temps avec la loi de croissance KGT 2. La zone sombre correspond au bain de fusion. Sa taille est estimée à 4 mm de large et 10 mm de long. Le bain n'a plus une forme ovale, comme dans la section précédente, à cause de la loi de croissance utilisée (KGT 2), qui demande un niveau de surfusion élevé afin d'atteindre la vitesse nécessaire pour suivre le déplacement de l'isotherme du liquidus (Fig. 5.11). Ainsi, le bain liquide prend la forme d'une goutte d'eau qui ressemble plus à ce qui est observé expérimentalement en soudage.

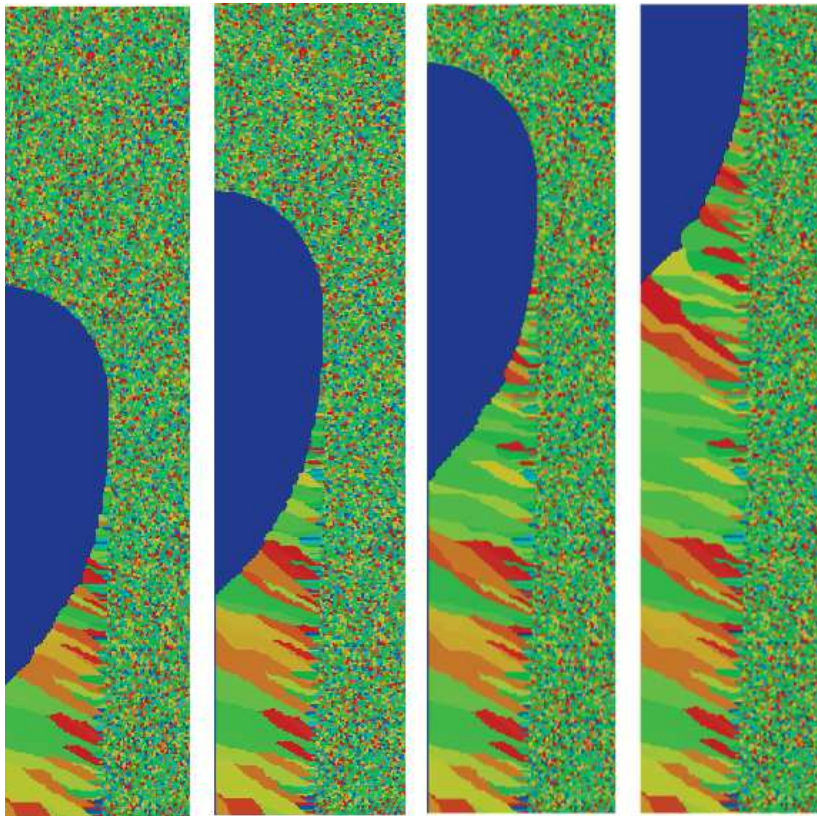


FIGURE 5.15 – Évolution du cordon de soudure simulé par automate cellulaire pour l'essai type 3. La loi de croissance utilisée est KGT 2.

Sur la figure 5.15, les couleurs des grains du cordon de soudure correspondent aux orientations cristallographiques. On peut remarquer que les grains sont colonnaires et qu'ils sont orientés perpendiculairement au front de solidification pendant le soudage. La sélection des grains les mieux orientés par compétition de croissance est visible sur les bords du cordon de soudure. Les grains verts ont une direction cristallographique $\langle 100 \rangle$ la mieux alignée par rapport à la normale au front de solidification. Ils bloquent alors les grains des autres couleurs, qui sont alignés moins favorablement, en croissant plus rapidement. Ainsi, les grains des autres couleurs apparaissent rarement au centre mais plutôt sur les bords du cordon.

La figure 5.16 montre l'influence de la loi de croissance sur la forme de l'arrière du bain de fusion et sur la microstructure du cordon de soudure, avec des champs thermiques identiques. La loi de croissance calculée à partir des données du Cu30Ni (KGT 1) permet aux dendrites

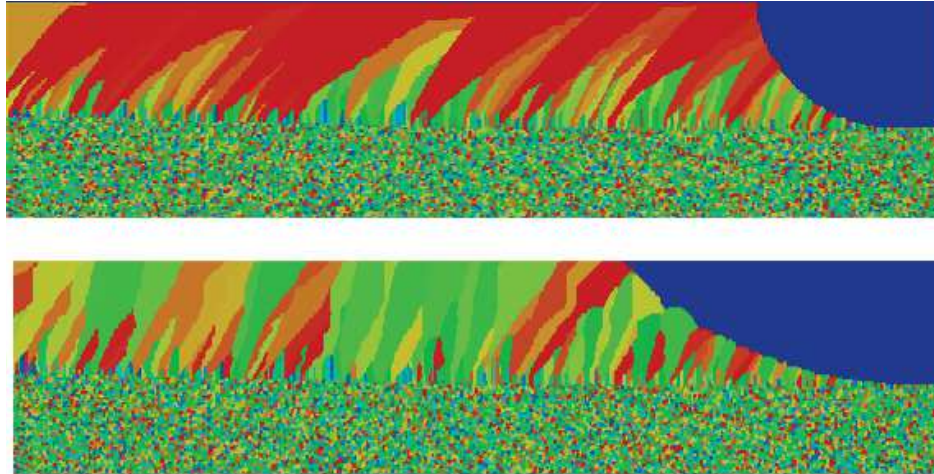


FIGURE 5.16 – Comparaison de deux cordons de l’essai type 3 calculés avec deux lois de croissance différentes sans germination (KGT 1 et KGT 2).

de suivre de plus près l’isotherme du liquidus du champ de température, car avec cette loi, la vitesse de croissance augmente très rapidement avec la surfusion (Fig. 5.11). Il en résulte un bain de fusion ovale, de forme très proche de celle du contour de l’isotherme du liquidus. Le bain de fusion calculé avec la loi de croissance KGT 2 a quant-à-lui une forme de goutte d’eau. Le front de solidification s’éloigne de l’isotherme du liquidus, et prend cette forme à cause de sa loi de croissance qui nécessite une surfusion plus grande pour atteindre les vitesses de croissance imposées par le déplacement de la source. La microstructure du cordon de soudure diffère aussi selon la loi de croissance employée. Le cordon de soudure calculé avec la loi de croissance KGT 1 a des grains bien plus inclinés dans la direction de la ligne de fusion. Par contre, la microstructure générée avec la loi KGT 2 a des grains colonnaires quasiment perpendiculaires à la direction de soudage, car ils sont orientés selon la normale au bain liquide, qui est très allongé.

5.3.2.3 Confrontation du modèle aux résultats expérimentaux

Dans cette section, les résultats expérimentaux vont être confrontés aux résultats de la modélisation présentée précédemment. Un bref rappel des résultats expérimentaux introduira la comparaison.

Rappel des résultats expérimentaux

Les analyses post-mortem des soudures des essais type 1 et type 3 ont montré des différences de microstructures assez évidentes avec la modification de la vitesse de soudage (Fig. 5.17). La comparaison de ces essais est déjà réalisée dans la section 4.4.1.2, mais rappelons que plusieurs propriétés de la microstructure varient en fonction de la vitesse de soudage, comme la largeur du cordon, la taille des grains ou l’angle moyen de leurs directions géométriques principales. De plus, des grains de formes équiaxe sont aussi observés au centre du cordon, dont le mode de croissance (équiaxe ou colonnaire) reste à déterminer.

Par rapport à l’essai type 3, les grains de l’essai type 1 sont plus gros (Fig. 4.21a). Le bain plus large de l’essai type 1 permet en effet à la compétition de croissance d’opérer plus longtemps, ce qui engendre ces grains plus gros. Par rapport à l’essai type 1, la forme plus

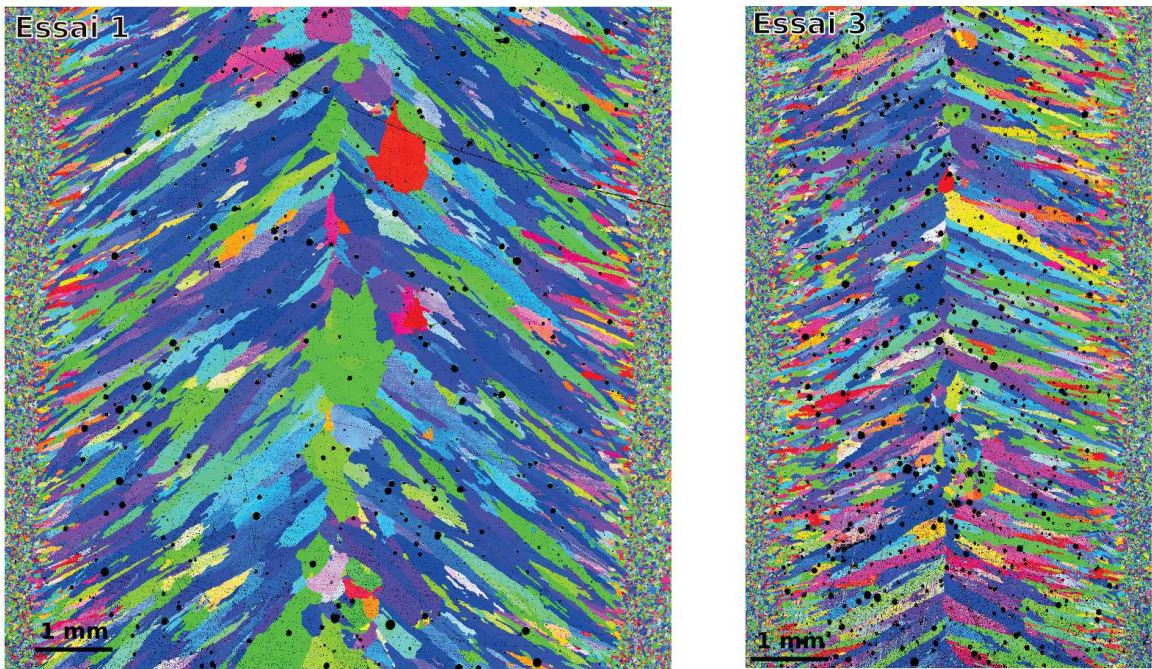
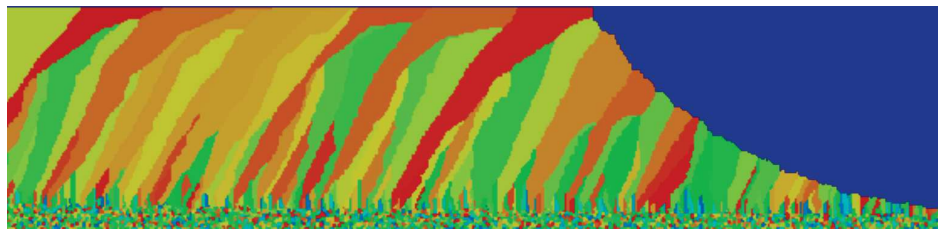
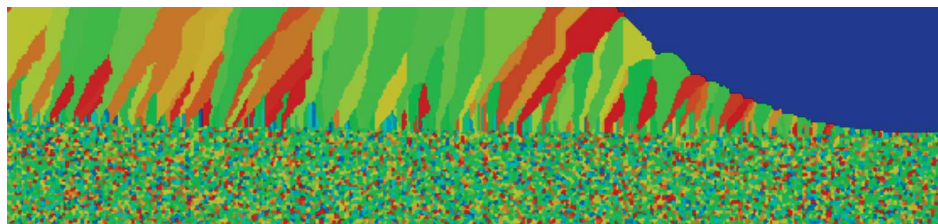


FIGURE 5.17 – Cartographies EBSD des essais en courant lisse en vue de dessous.



(a) Essai type 1



(b) Essai type 3

FIGURE 5.18 – Simulation des lignes de fusion des essais type 1 et type 3 avec la loi de croissance KGT 2 sans germination.

allongée du bain de l'essai type 3 rapproche la direction du gradient maximum de température le long du front de solidification de la normale à la direction de soudage. Ainsi, la direction géométrique des grains, qui suit le gradient, est aussi plus proche de la perpendiculaire à la ligne de fusion (Fig. 4.21b).

Comparaison avec les simulations

La loi de croissance retenue pour les simulations de ligne de fusion en courant lisse est la loi KGT 2 (Tab. 5.5 ou Fig. 5.11). Cette loi de croissance a été choisie parce qu'elle correspond le mieux à la forme et à la taille du bain observées expérimentalement (Tab. 5.6). Même si l'autre loi de croissance (KGT 1) est celle qui correspond au matériau Cu30Ni à l'équilibre, les vitesses de solidification obtenues augmentent trop vite avec la surfusion, conduisant à des formes de bains ne correspondant pas à la réalité. Les microstructures résultantes du calcul sont représentées sur la figure 5.18.

Type d'essai	Largeur simu. (mm)	Largeur inf. exp. (mm)	Longueur simu. (mm)	Longueur inf. exp. (mm)
1	8,04	8,0	14,5	15,2
3	5,0	5,1	9,5	11,9

TABLE 5.6 – Comparaison entre les tailles des bains de la simulation (avec la loi KGT 2) et des expériences pour les essais type 1 et type 3. Les mesures expérimentales sont celles de la face envers du bain de fusion des essais en translation (Tab. 4.2).

De manière qualitative, on peut déjà remarquer que les tendances observées (tailles et orientations géométriques des grains) sur les cartographies EBSD sont retrouvées sur les simulations des deux essais. Pour confirmer l'observation qualitative, les tailles des grains et leurs directions géométriques sont extraites des simulations représentées sur la figure 5.18 dans la zone fondue. De la même manière que pour les cartographies EBSD (Fig. 4.21a et 4.21b), les données sont représentées sous forme d'histogrammes (Fig. 5.19).

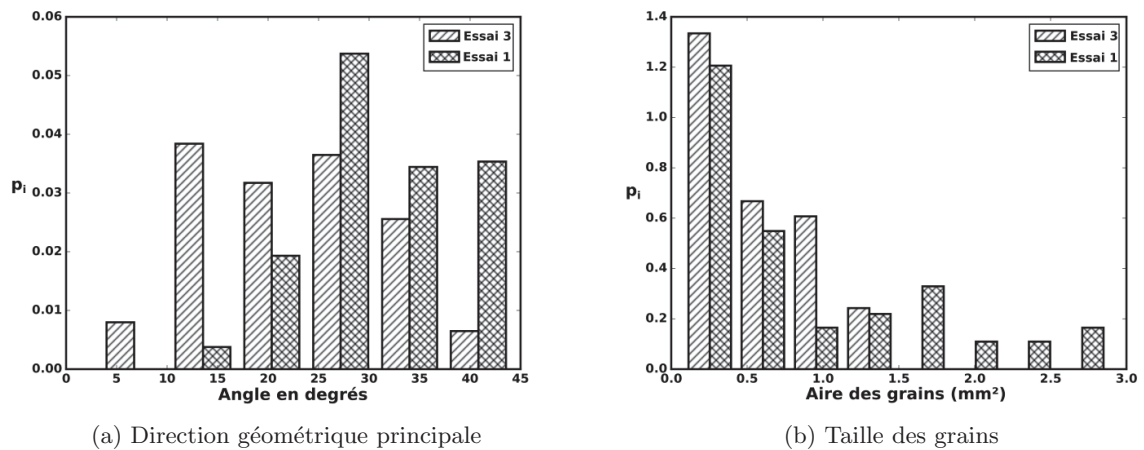


FIGURE 5.19 – Direction géométrique principale par rapport à l'axe transversal au soudage et taille de grain des simulations par éléments finis, avec la loi de croissance KGT 2 sans germination, des essais type 1 et 3. Avec $p_i = \frac{n_i}{\text{len}(x) \times db_i}$, n_i = nombre d'éléments par classe, $\text{len}(x)$ = nombre total d'éléments et db_i = largeur des classes.

Les histogrammes de tailles de grains (Fig. 5.19b) des simulations de ligne de fusion montrent que l'essai type 1 présente de plus gros grains que l'essai type 3. Le grossissement

de grain observé expérimentalement, dû à la compétition de croissance et à la forme de l'arrière du bain, est donc bien reproduit par la simulation.

L'analyse des données expérimentales a montré que les angles des directions géométriques des grains dans la zone fondue par rapport à la normale à la direction de soudage sont en moyenne environ de 35° et 20° respectivement pour les essais type 1 et type 3 (Fig. 4.21b). Du côté de la simulation, les angles des directions géométriques des grains calculés sont en moyenne de 30° et 20° respectivement pour l'essai type 1 et type 3 (Fig. 5.19a). Les résultats sont donc en accord malgré un léger décalage de 5° de la distribution gaussienne des essais simulés. Il est possible que la cohérence de ces résultats soit due à la forme de l'arrière du bain, qui est très proche entre simulation et expérience. En effet, la forme du front de solidification pilote en partie l'orientation géométrique des grains avec la compétition de croissance.

Pour conclure, la loi de croissance utilisée (KGT 2) permet de faire correspondre les résultats expérimentaux, mais elle n'est pas réaliste. Elle ne correspond pas à la loi calculée à partir des propriétés de l'alliage Cu30Ni (KGT 1), même si cette loi n'est peut-être pas non plus la plus adaptée, car elle ne prend pas en compte la circulation du liquide à travers les canaux de la zone semi-solide, qui peut ainsi s'appauvrir beaucoup en nickel, comme cela a été discuté en section 5.2.1.2. Pour obtenir le même résultat avec la loi de croissance KGT 1, qui implique une surfusion plus faible en face des dendrites en croissance à l'arrière du bain, il faudrait que l'isotherme du liquidus soit beaucoup plus allongée à l'arrière du bain. Un tel résultat pourrait être possible en prenant en compte les écoulements présents dans le bain de fusion. Ces derniers peuvent en effet modifier le flux de chaleur et donc la forme du contour de l'isotherme du liquidus.

5.3.3 Ligne de fusion en courant pulsé

Les essais de soudage en courant pulsé présentés dans le chapitre 4 ont montré la présence majoritaire de grains équiaxes au sein de la microstructure de solidification, révélant un possible mécanisme de germination de nouveaux grains et de blocage de la croissance des grains colonnaires conduisant à une transition colonnaire équiaxe (CET). Afin de mieux comprendre la solidification et la possible germination lors de ce type d'essai, le modèle de croissance testé dans les sections précédentes pour modéliser la solidification en courant lisse a été couplé au modèle de germination décrit en section 5.3.1.2. La loi de croissance utilisée est la loi KGT2. Les résultats de la simulation de génération de microstructure par automate cellulaire basée sur cette modélisation seront ensuite comparés à la cartographie EBSD d'un essai expérimental en courant pulsé.

5.3.3.1 Champ de température

Les pulsations périodiques du signal d'intensité rendent l'analyse plus complexe, puisque le bain de fusion est dans un régime transitoire pendant toute la durée des essais. La figure 5.20 montre les variations de la taille et de la forme du contour du liquidus simulé, en fonction du courant de soudage, sur un cycle de pulsation.

Pendant les temps hauts du cycle de soudage (I_{max}), le bain de fusion grossit, et pendant les temps bas (I_{min}), le bain de fusion rétrécit. Les variations de courants et de tailles se font à la même fréquence mais il y a un léger décalage de phase entre les deux. En effet, après la fin du temps haut, le bain ne rétrécit pas immédiatement. Sa taille reste approximativement constante, puis commence à diminuer après un temps de l'ordre de 100 ms. Ce décalage est dû à la chaleur latente de fusion qui est intégrée dans le calcul (cf. section 5.3.1). Ce léger

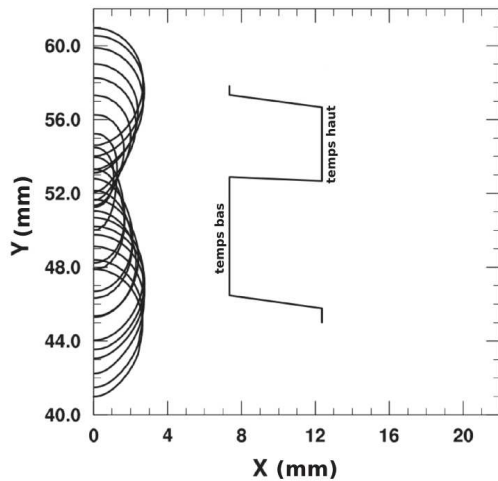


FIGURE 5.20 – Évolution de la forme du contour de l’isotherme du liquidus simulé au cours du temps, pendant un cycle de pulsation, en soudage en courant pulsé.

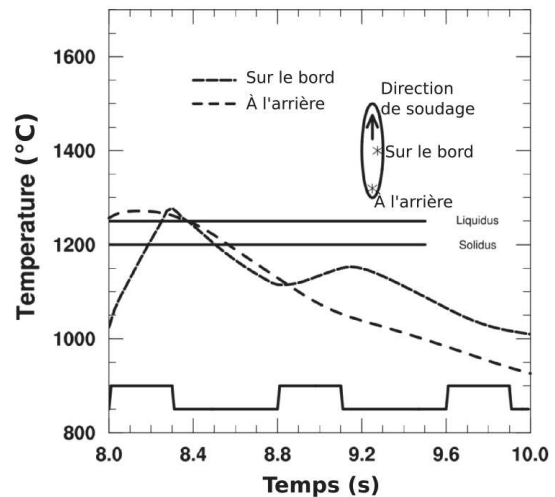


FIGURE 5.21 – Évolution de la température en deux points fixes sur la tôle pendant plusieurs périodes du courant pulsé.

décalage de phase entre intensité de soudage et taille de bain de fusion se retrouve aussi dans les essais expérimentaux (cf. figure 4.28 du chapitre 4).

La simulation thermique a montré l’importance de la prise en compte de la chaleur latente de fusion dans la modélisation thermique des essais en courant pulsé. En effet, pendant les temps bas du courant pulsé où la solidification est en régime quasi-libre, si on ne prend en compte que la chaleur sensible, le bain de fusion se solidifie complètement avant de se reformer à l’arrivée du temps haut. Ainsi, la chaleur latente ralentit la croissance dans le cas d’une solidification en régime libre.

La figure 5.21 montre l’évolution de la température en deux points fixes sur la tôle. Le premier point (“À l’arrière”) est situé à l’arrière du bain au milieu de la ligne de fusion. Le second point (“Sur le bord”) est situé sur le bord de la ligne de fusion entre un temps bas et un temps haut, c’est-à-dire quand le bain a une taille intermédiaire.

Le suivi de la température au niveau des points considérés, sur la figure 5.21, commence au début d’un temps haut du courant de soudage, c’est-à-dire lorsque la taille du bain de fusion est la plus petite. L’évolution de la température est plus complexe que dans le cas d’un essai en courant lisse. La température au point sur le bord de la ligne de fusion augmente pendant les temps hauts et diminue pendant les temps bas lors des deux premières périodes, mais n’atteint l’état liquide que lors de la première pulsation. Le point à l’arrière du bain de fusion, qui était à l’état semi-solide, passe à l’état liquide lors de la phase du grossissement du bain pendant le temps haut. La température décroît ensuite continûment, la pulsation suivante ne produisant pas de réchauffement, mais seulement une légère inflexion du refroidissement. Ce profil de température montre que la solidification démarre quelques millisecondes après la fin du temps haut, car la courbe de ce profil coupe celle de l’isotherme du liquidus après le passage au temps bas. Ce retard peut être lié à l’effet de la chaleur latente de fusion.

Les gradients de température au niveau des deux points sont assez similaires, mais le gradient de température semble toutefois légèrement plus faible à l’arrière du bain. Cette observation est cohérente avec les mesures réalisées lors des expériences des essais type 4 (Tab. 4.5).

5.3.3.2 Microstructure

Il résulte de la génération d'une ligne de fusion en courant pulsé une microstructure assez complexe (Fig. 5.22a). Cette microstructure a déjà été analysée dans la section 4.4.4. Les grains issus de la solidification sont de forme plutôt équiaxe sur les bords et légèrement allongée au milieu. Il semble alors que la germination ait un rôle plus important en courant pulsé. Les écoulements sont peut-être responsables de la germination, en fragmentant des bras de dendrites pendant les temps hauts. Ils fournissent ensuite des sites de germination pour la solidification à partir des bords larges du bain, pendant les temps bas.

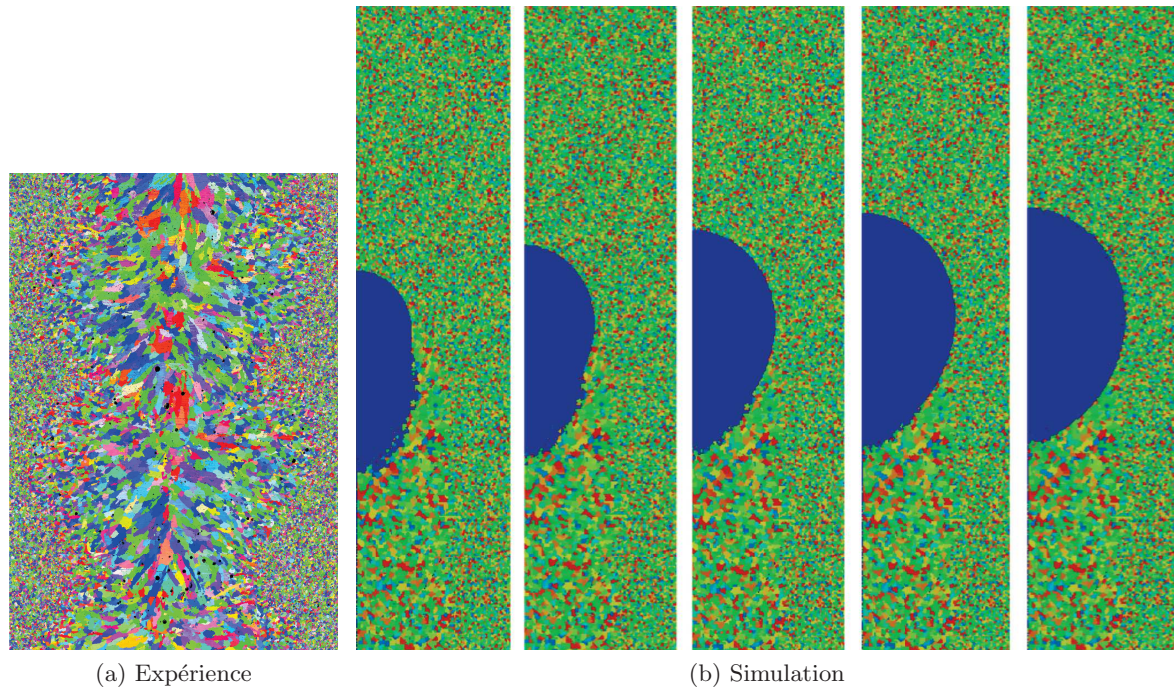


FIGURE 5.22 – Comparaison de la cartographie EBSD d'un essai de type 4 (a) avec la simulation de la microstructure par automate cellulaire (b).

Le résultat de la simulation de la ligne de fusion en courant pulsé est représenté sur la figure 5.22b. Cinq pas de temps sont représentés pendant le grossissement du bain, entre la fin du temps bas et la fin du temps haut. Le modèle permet de retrouver la microstructure équiaxe observée lors des analyses post-mortem des échantillons et la forme sinusoïdale des contours de la ligne de fusion. Néanmoins, les grains équiaxes ont la même taille et la même forme dans toute la largeur de la ligne de fusion. Ceci est peut-être causé par la loi de germination, qui ne prend pas en compte les changements de conditions de solidification (gradient de température et vitesse de croissance).

5.4 Conclusion

Le modèle de croissance analytique, présenté au début de ce chapitre, permet de définir une loi de croissance liant la surfusion à la vitesse de croissance dendritique. Le modèle qui tente de prendre en compte les effets des écoulements sur les transferts de soluté à l'échelle

microscopique, permet de retrouver les mêmes évolutions que celles observées à partir des mesures expérimentales à l'arrière du bain en courant lisse, bien que les valeurs mesurées soient assez différentes, le modèle ayant tendance à sous-estimer la surfusion mesurée. Cette loi permet de localiser le front de solidification sur un champ de température simulé, afin de la comparer aux résultats expérimentaux. Il apparaît que les écoulements semblent influencer la forme du front de solidification, qui est beaucoup plus allongé que ce que prévoit la modélisation. Grâce au contour du front de solidification simulé, des valeurs de gradient de température et de taux de refroidissement le long de ce contour ont pu être extraites, et comparées aux mesures le long du front de solidification. Des différences significatives semblent montrer que les écoulements modifient les paramètres thermiques dirigeant la croissance le long du front de solidification, tel que le taux de refroidissement, surtout dans le cas d'un bain de fusion de grande taille. Il paraît alors nécessaire de prendre en compte les écoulements dans la modélisation thermique, si l'on veut obtenir des champs de température représentatifs sur lesquels appliquer le modèle de croissance.

La seconde partie du chapitre a montré les résultats d'une simulation numérique basée sur une modélisation thermique, par la méthode des éléments finis, couplée à une modélisation par automate cellulaire de la génération des microstructures de solidification. Les résultats des simulations numériques correspondent bien aux résultats expérimentaux dans les deux cas étudiés (courant lisse et courant pulsé). Dans le cas des essais en courant lisse, la loi de croissance utilisée permet de générer un bain de fusion ayant une forme proche de celui observé, et la microstructure résultante est très ressemblante à celle observée post-mortem. Cependant, la loi de croissance a été adaptée pour obtenir ces résultats. On peut penser que les mêmes résultats auraient pu être obtenus avec une loi de croissance plus représentative de l'alliage étudié, mais en prenant en compte les écoulements dans la modélisation des transferts thermiques.

Dans le cas de la comparaison de l'essai en courant pulsé, la forme de la ligne de fusion est également retrouvée, grâce à la simulation de la germination équiaxe, qui a été introduite dans ce cas précis. La simulation ne permet pas cependant de retrouver totalement la microstructure observée expérimentalement, peut être du fait que la loi de germination utilisée n'a pas été optimisée.

Conclusion et perspectives

Cette étude avait pour objectif d'améliorer la compréhension de la solidification en rapport avec les forts écoulements présents en soudage et les paramètres du procédé de soudage. Afin de remplir cet objectif, une approche expérimentale a été privilégiée en raison du manque de connaissances sur le comportement physique au niveau du bain liquide et du front de solidification. Un dispositif expérimental autorisant l'observation in-situ sur deux échelles, en lumière visible et infra-rouge et sur les deux faces d'un bain de fusion, a été mis au point. Les essais permettant de réaliser les observations ont été effectués dans deux configurations : une configuration statique où l'échantillon est fixe par rapport à la torche de soudage, et une configuration en mouvement où l'échantillon subit un mouvement de translation par rapport à la torche. La première configuration a permis de régler finement les dispositifs d'observation et d'obtenir des résultats intéressants sur la solidification libre après extinction de l'arc. La deuxième configuration a permis de se rapprocher des conditions réelles de la solidification en soudage. Enfin, dans le but de discuter plus précisément du comportement de la solidification en soudage en relation avec les écoulements, deux modélisations, l'une basée sur des modèles analytiques, et l'autre sur des simulations numériques, ont été présentées et les résultats confrontés à l'expérience.

Les principaux résultats obtenus sont résumés ci-dessous.

Forme des écoulements

Les observations ont permis de mieux connaître les caractéristiques des écoulements agissant dans le bain liquide en soudage, dans le cas statique et dans le cas en translation. Ainsi, les circulations du liquide dans le bain ont pu être déduites des observations effectuées en surface du bain. À l'échelle microscopique, un écoulement, dans des canaux liquides entre les bras primaires des dendrites de la zone semi-solide, a pu être observé. Dans le cas d'un bain de fusion en translation, une cartographie des écoulements dans l'ensemble du bain de fusion a aussi pu être proposée. Le flux de liquide semble ainsi longer le front de solidification à l'arrière du bain sur la face supérieure, qui est au contact de la source de chaleur, puis plonge vers la face envers pour revenir ensuite vers le centre.

Lien entre écoulement et croissance dendritique

Les écoulements observés dans le bain liquide ont permis de discuter leur influence sur la solidification en cours de soudage. À l'échelle microscopique dans les deux configurations d'essai, entre les dendrites dans la zone semi-solide, les valeurs importantes des nombres de Péclets solutaux montrent que les échanges de soluté à l'interface solide/liquide sont perturbés par les écoulements. La croissance des bras primaires des dendrites mais aussi des bras

secondaires est probablement modifiée par ces perturbations. Ceci pourrait expliquer les variations de la taille des espacements interdendritiques et de la taille de la zone semi-solide à l'arrière du bain, dans le cas des essais en translation.

À l'échelle du bain dans le cas des essais en translation, ce sont plutôt les échanges de chaleur provoqués par les écoulements, partant de la zone à l'avant en face supérieure au niveau de l'arc vers l'arrière du bain, qui semblent expliquer la forme allongée du bain de fusion et les variations de taux de refroidissement. Les formes de bains ont une influence sur la microstructure du cordon, puisque les analyses EBSD ont montré des grains dont l'orientation géométrique et la taille changent en fonction de la forme du front de solidification.

Confrontation aux modèles

Afin de mieux interpréter les résultats expérimentaux, des modélisations analytiques et numériques ont été utilisées. Ces modélisations ont permis de simuler des essais de solidification d'une ligne de fusion avec deux modes d'énergie : courant lisse et courant pulsé.

La modélisation analytique est la combinaison d'un modèle décrivant le champ de température en soudage et d'un modèle de croissance dendritique. Les tendances fournies par ces modélisations sont cohérentes avec les mesures expérimentales. La combinaison du modèle de croissance avec le modèle de champ de température permet de localiser la position du front de solidification par rapport à l'isotherme du liquidus. Cependant, les contours des fronts de solidification calculés par le modèle ne correspondent pas aux observations expérimentales. L'influence des écoulements sur la distribution des températures dans le bain, qui n'est pas prise en compte dans la modélisation, pourrait expliquer cette différence. Les paramètres influençant la solidification ont été relevés le long du front de solidification issu du modèle. La comparaison avec les données expérimentales montre que les écoulements peuvent modifier le taux de refroidissement à l'arrière du bain de fusion, surtout dans le cas où le bain est étendu. La valeur du taux de refroidissement influençant la finesse de la microstructure, celle-ci est alors également perturbée par les écoulements.

Un automate cellulaire a permis de modéliser la microstructure, afin de réaliser une comparaison avec les échantillons post-mortem des essais en translation. Les microstructures simulées correspondent aux résultats expérimentaux, mais seulement avec une loi de croissance dendritique modifiée. Les mêmes résultats pourraient être obtenus en prenant une loi de croissance plus représentative de l'alliage, mais en prenant en compte l'influence des écoulements sur les transferts de chaleur et de masse. Par ailleurs, les simulations en courant pulsé ont montré qu'il était nécessaire d'introduire un modèle de germination pour retrouver les microstructures observées expérimentalement, ce qui semble indiquer qu'une transition de microstructure colonnaire/équiaxe se produit dans ce cas.

Lien entre procédé et solidification

Les paramètres de soudage ont été modifiés dans les deux configurations (statique et en translation) testées dans cette étude. Cela a permis de montrer que la solidification pouvait être influencée par les paramètres de soudage, à travers l'effet de l'énergie de soudage sur le champ de température, mais aussi sur les écoulements. Ces derniers modifient à leur tour la forme du champ de température à travers les phénomènes de convection qu'ils induisent dans le bain de fusion. Les écoulements ont aussi une influence sur la solidification en modifiant les échanges de soluté à l'interface solide/liquide.

Même si les relations entre paramètres de soudage et solidification sont complexes, quelques liens semblent pouvoir être dégagés. Dans le cas statique, l'augmentation de l'énergie de soudage ralentit la vitesse de solidification à cause d'effets thermiques, mais augmente aussi les écoulements agissant sur les transferts de soluté. Lors des essais en translation, il a été observé que la diminution de l'énergie de soudage entraîne un affinement de la microstructure, vraisemblablement à cause de l'augmentation de la force des écoulements. Les paramètres de soudage, et en particulier la vitesse de soudage, modifient aussi la forme de la partie arrière du bain de fusion, de par le champ thermique et les écoulements, ce qui modifie la microstructure du cordon de soudure, car les grains croissent perpendiculairement au front de solidification.

Perspectives

Approche expérimentale

Un certain nombre d'améliorations peuvent être faites sur le dispositif expérimental. Tout d'abord des améliorations techniques sont possibles. Un objectif avec une meilleure profondeur de champ pourrait rendre les observations plus précises et plus fiables. En effet, les mouvements de la surface libre du bain de fusion ont posé beaucoup de problèmes de netteté des images. La taille du champ de vision de la caméra pourrait également être augmentée afin d'observer une plus grande part du front de solidification. Ainsi, une éventuelle transition de microstructure pourrait peut-être apparaître à l'image, en particulier dans le cas des essais en courant pulsé.

L'utilisation d'un matériau présentant une transition de mode de solidification colonnaire/équiaxe permettrait aussi d'observer les changements de morphologie de front de solidification. Ainsi, la transition colonnaire équiaxe en cours de solidification à l'échelle de la microstructure pourrait être analysée. Les conditions de gradient de température G et de vitesse de solidification v conduisant à cette transition colonnaire/équiaxe pourraient alors être mieux comprises. D'autres phénomènes pourraient également être observés in-situ à l'échelle de la microstructure, tels que la fissuration à chaud.

L'observation du champ de température pourrait également être améliorée, afin de gagner en précision. Par exemple, l'ajout d'un dispositif de mesure par pyrométrie bichromatique permettrait de s'affranchir de l'émissivité. Cette émissivité souvent très faible dans le domaine infrarouge pour les métaux a été le principal facteur d'imprécision des mesures.

Enfin, l'observation aux rayons X a déjà permis d'observer des dendrites en cours de solidification [7, 71], mais aussi des écoulements en cours de soudage [51]. On peut imaginer réaliser des expériences qui coupleraient les techniques d'observation par rayons X de la solidification et des écoulements en cours de soudage. Ainsi, le comportement de la solidification et la forme des écoulements à proximité pourraient être étudiés dans le volume du bain de fusion.

Modélisation

Les modèles thermiques qui ont été utilisés pour améliorer la compréhension des phénomènes observés sont purement conductifs. La validité de la modélisation pourrait être améliorée en incluant le calcul des écoulements dans le bain liquide. Ainsi, il serait possible de comparer la forme des écoulements avec ceux issus des expériences, et de modéliser l'influence de ceux-ci sur le front de solidification. La modélisation de l'influence des écoulements sur le front pourrait être intégrée dans la loi de croissance des grains. La loi de croissance du maté-

riau pourrait alors être modulée en fonction de la vitesse et de l'orientation des écoulements en face du front de solidification.

Cette dernière amélioration du modèle, avec une plus grande puissance de calcul, pourrait être appliquée en 3D de la même manière que Chen et al. [42, 44]. Ainsi, l'effet des écoulements sur le front de solidification, lors du passage du liquide circulant de la partie supérieure à la partie inférieure du bain, pourrait être mieux analysé. De la même manière, la simulation en 3D permettrait de mieux connaître l'influence des écoulements sur la forme du champ de température et du cordon de soudure en coupe transversale.

Bibliographie

- [1] J. A. Dantzig and M. Rappaz, *Solidification*. EPFL Press, first ed., 2009.
- [2] S. Kou, *Welding Metallurgy*. John Wiley & Sons, Inc., second ed., 2003.
- [3] Wikipedia, “https://fr.wikipedia.org/wiki/Alliage_d%27aluminium_pour_fonderie.”
- [4] W. Kurz and K. Fisher, *Fundamentals of solidification*. Trans Tech Publications Ltd, third rev. ed., 1992.
- [5] Kurz, “Columnar to equiaxed transition in solidification processing,” *Science and technology of advanced materials*, vol. 2, pp. 185–191, 2001.
- [6] J. Dantzig and M. Rappaz, “<http://www.solidification.org>.”
- [7] B. Billia, H. Nguyen-Thi, and N. Mangelinck-Noel, “In Situ Synchrotron X-ray Characterization of Microstructure Formation in Solidification Processing of Al-based Metallic Alloys,” *ISIJ international*, vol. 50, no. 12, pp. 1929–35, 2010.
- [8] W. Tiller, K. Jackson, J. Rutter, and B. Chalmers, “The redistribution of solute atoms during the solidification of metals,” *Acta Metallurgica*, vol. 1, 1953.
- [9] S. David and J. Vitek, “Correlation between solidification parameters and weld microstructures,” *International Materials Reviews*, vol. 34, no. 5, p. 213, 1989.
- [10] W. Kurz and K. Fisher, “Dendrite growth at the limit of stability : tip radius and spacing,” *Acta Metal.*, vol. 29, pp. 11—20, 1981.
- [11] G. P. Ivantsov, “Temperature field around the spherical, cylindrical, and needle-crystals which grow in supercooled melt,” *Dokl. Akad. Nauk. USSR*, vol. 58, p. 1113, 1947.
- [12] G. Horvay and J. Cahn, “Dendritic and spheroidal growth,” *Acta Metallurgica*, 1961.
- [13] J. Lipton, M. E. Glicksman, and W. Kurz, “Equiaxed dendrite growth in alloys at small supercooling,” *Metallurgical transactions. A, Physical metallurgy and materials science*, vol. 18 A, no. n, pp. 341–345, 1987.
- [14] J. Langer and J. Müller-Krumbhaar, “Stability effects in dendritic crystal growth,” *Journal of Crystal Growth*, vol. 42, pp. 11–14, 1977.
- [15] B. Appolaire, V. Albert, H. Combeau, and G. Lesoult, “Free growth of equiaxed crystals settling in undercooled NH₄Cl–H₂O melts,” *Acta materialia*, vol. 46, no. 16, 1998.
- [16] X. Tong, C. Beckermann, A. Karma, and Q. Li, “Phase-field simulations of dendritic crystal growth in a forced flow,” *Physical Review E*, vol. 63, may 2001.
- [17] W. Kurz, B. Giovanola, and R. Trivedi, “Theory of microstructural development during rapid solidification,” *Acta Metallurgica*, vol. 34, no. 5, pp. 823—830, 1986.
- [18] W. Boettinger, D. Shechtman, R. J. Schaefer, and F. S. Biancaniello, “The effect of solidification velocity on the microstructure of Ag-Cu alloys,” *Met. Trans. 15A*, pp. 55–66, 1984.

- [19] M. J. Aziz, “Model for solute redistribution during rapid solidification,” *Journal of Applied Physics*, vol. 53, no. 2, p. 1158, 1982.
- [20] H. Takatani, C.-A. Gandin, and M. Rappaz, “EBSD characterisation and modelling of columnar dendritic grains growing in the presence of fluid flow,” *Acta Materialia*, vol. 48, pp. 675–688, feb 2000.
- [21] S. Boden, S. Eckert, and G. Gerbeth, “Visualization of freckle formation induced by forced melt convection in solidifying GaIn alloys,” *Materials Letters*, vol. 64, pp. 1340–1343, jun 2010.
- [22] R. Ananth and W. N. Gill, “Self-consistent theory of dendritic growth with convection,” *Journal of Crystal Growth*, vol. 108, pp. 173–189, jan 1991.
- [23] C. Wang and C. Beckermann, “Equiaxed dendritic solidification with convection : Part I. Multiscale/multiphase modeling,” *Metallurgical and materials transactions A*, 1996.
- [24] C.-A. Gandin, G. Guillemot, B. Appolaire, and N. Niane, “Boundary layer correlation for dendrite tip growth with fluid flow,” *Materials Science and Engineering : A*, vol. 342, pp. 44–50, feb 2003.
- [25] B. Cantor and A. Vogel, “Dendritic solidification and fluid flow,” *Journal of Crystal Growth*, vol. 41, 1977.
- [26] P. Galenko, O. Funke, J. Wang, and D. Herlach, “Kinetics of dendritic growth under the influence of convective flow in solidification of undercooled droplets,” *Materials Science and Engineering : A*, vol. 375-377, pp. 488–492, jul 2004.
- [27] M. Benamar, P. Bouissou, and P. Pelce, “An exact solution for the shape of a crystal growing in a forced flow,” *Journal of Crystal Growth*, vol. 92, no. 1–2, pp. 97–100, 1988.
- [28] D. Herlach and P. Galenko, “Rapid solidification : in situ diagnostics and theoretical modelling,” *Materials Science and Engineering : A*, vol. 449-451, pp. 34–41, mar 2007.
- [29] R. Varisellaz, *Soudage : éléments de conception et de réalisation*. Dunod, deuxième ed., 1987.
- [30] N. T. Nguyen, *Thermal Analysis of Welds*. WITpress, 2004.
- [31] X. He, P. Fuerschbach, and T. DebRoy, “Heat transfer and fluid flow during laser spot welding of 304 stainless steel,” *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 1388, 2003.
- [32] S. Kou, “Fluid flow and solidification in welding : three decades of fundamentals research at the university of Wisconsin,” *Welding Journal*, vol. 91, pp. 287s–302s, 2012.
- [33] A. Traidia, *Multiphysics modelling and numerical simulation of GTA weld pools*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, 2011.
- [34] H. Fan, H. Tsai, and S. Na, “Heat transfer and fluid flow in a partially or fully penetrated weld pool in gas tungsten arc welding,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 44, pp. 417–428, 2000.
- [35] B. Basu and A. W. Date, “Rapid solidification following laser melting of pure metals. I. Study of flow field and role of convection,” *Int. J. Heat Mass Transf. (UK)*, vol. 35, no. 5, pp. 1049 – 58, 1992.
- [36] O. Hunziker, D. Dye, and R. Reed, “On the formation of a centreline grain boundary during fusion welding,” *Acta Materialia*, vol. 48, pp. 4191–4201, nov 2000.
- [37] X. Kong, O. Asserin, S. Gounand, P. Gilles, J. M. Bergheau, and M. Medale, “3D finite element simulation of TIG weld pool,” *IOP Conference Series : Materials Science and Engineering*, vol. 33, jul 2012.

- [38] N. Chakraborty, “The effects of turbulence on molten pool transport during melting and solidification processes in continuous conduction mode laser welding of copper–nickel dissimilar couple,” *Applied Thermal Engineering*, vol. 29, no. 17-18, pp. 3618–3631, 2009.
- [39] N. Chakraborty, S. Chakraborty, and P. Dutta, “Three-Dimensional Modeling of Turbulent Weld Pool Convection in Gtaw Processes,” *Numerical Heat Transfer, Part A : Applications*, vol. 45, pp. 391–413, mar 2004.
- [40] G. M. Oreper, J. Szekely, and T. W. Eagar, “The role of transient convection in the melting and solidification in arc weldpools,” *Metallurgical Transactions B*, vol. 17, no. December, pp. 735–744, 1986.
- [41] M. Rappaz, C.-A. Gandin, J.-L. Desbiolles, and P. Thevoz, “Prediction of grain structures in various solidification processes,” *Metallurgical and Materials Transactions A : Physical Metallurgy and Materials Science*, vol. 27 A, no. 3, pp. 695–705, 1996.
- [42] S. Chen, G. Guillemot, C.-A. Gandin, M. Paristech, C. U. M. R. Cnrs, and S. Antipolis, “3D Coupled Cellular Automaton (CA)– Finite Element (FE) Modeling for Solidification Grain Structures in Gas Tungsten Arc Welding (GTAW),” *ISIJ international*, vol. 54, no. 2, pp. 401–407, 2014.
- [43] T. Carozzani, H. Dignonnet, M. Bellet, and C. A. Gandin, “3D CAFE simulation of a macrosegregation benchmark experiment,” *IOP Conference Series : Materials Science and Engineering*, vol. 33, jul 2012.
- [44] S. Chen, G. Guillemot, and C.-A. Gandin, “A coupled Cellular Automaton – Finite Element approach for the modelling of grain structure development in TIG welding,” *Journées Annuelles de la SF2M, Colloque ‘Assemblage’, Ecole Centrale de Lille, Villeneuve d’Ascq*, oct 2013.
- [45] D. DeLapp, G. Cook, A. Strauss, and W. Hofmeister, “Quantitative observations of surface flow and solidification on autogenous GTA weld pools,” *Proceedings of the 7th Internatioanl Conference on Trends in Welding Research*, pp. 97–102, 2005.
- [46] D. DeLapp, *Observations of solidification and surface flow on autogenous gas tungsten arc weld pools*. PhD thesis, Vanderbilt University, 2005.
- [47] C. V. Robino, A. C. Hall, J. A. Brooks, T. J. Headley, and A. Roach, “Sand Report : Solidification Diagnostics for Joining and Microstructural Simulations,” Tech. Rep. January, Sandia Lab., 2003.
- [48] A. C. Hall, G. A. Knorovsky, C. V. Robino, J. Brooks, D. O. Maccallum, M. Reece, and G. Poulter, “Characterizing the Microstructure of A GTA Weld In-Process Using High-Speed, High Magnification, Digital Imaging,” in *Eleventh International Conference on Computer Technology in Welding* (S. T.A. and P. C., eds.), pp. 117–123, U.S. Dept. of Commerce, Technology Administration, National Institute of Standards and Technology (2002), 2002.
- [49] C. X. Zhao, V. Van Steijn, I. M. Richardson, Z. Saldi, and C. R. Kleijn, “Experimental characterization of GTA weld pool surface flow using PIV,” in *ASM Proceedings of the International Conference : Trends in Welding Research*, (Pine Mountain, GA, United states), pp. 201–210, 2009.
- [50] C. X. Zhao, V. van Steijn, I. M. Richardson, C. R. Kleijn, S. Kenjeres, and Z. Saldi, “Unsteady interfacial phenomena during inward weld pool flow with an active surface oxide,” *Science and Technology of Welding and Joining*, vol. 14, no. 2, pp. 132–140, 2009.

- [51] S. Katayama, Y. Kawahito, and M. Mizutani, “Elucidation of laser welding phenomena and factors affecting weld penetration and welding defects,” *Physics Procedia*, vol. 5, pp. 9–17, jan 2010.
- [52] J. Chapuis, *Une approche pour l’optimisation du soudage à l’arc*. PhD thesis, Université de Montpellier 2, 2011.
- [53] E. Romero, J. Chapuis, C. Bordreuil, F. Soulie, and G. Fras, “Image processing and geometrical analysis for profile detection during pulsed gas metal arc welding,” *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part B : Journal of Engineering Manufacture*, vol. 227, pp. 396–406, mar 2013.
- [54] V. Williams, “<http://www.sv.vt.edu/classes/MSE2094/NoteBook/96ClassProj/examples/cu-ni.html>.”
- [55] J. Brillo and I. Egry, “Density determination of liquid copper, nickel, and their alloys,” *International journal of thermophysics*, vol. 24, no. 4, pp. 1155–1170, 2003.
- [56] J. Brillo and I. Egry, “Surface tension of nickel, copper, iron and their binary alloys,” *Journal of Materials Science*, vol. 40, pp. 2213–2216, may 2005.
- [57] T. Hüpf, C. Cagran, E. Kaschnitz, and G. Pottlacher, “Thermophysical Properties of Five Binary Copper–Nickel Alloys,” *International Journal of Thermophysics*, vol. 31, no. 4-5, pp. 966–974, 2010.
- [58] A. K. Prasad, “Particle image velocimetry,” *Curr. Sci. (India)*, vol. 79, no. 1, pp. 51–60, 2000.
- [59] J. Westerweel, *Digital particle image velocimetry : theory and application*. PhD thesis, Delft University, 1993.
- [60] C. Tropea, A. L. Yarin, and J. F. Foss, *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1 ed., 2007.
- [61] N. Chenouard, I. Smal, F. de Chaumont, M. Maška, I. F. Sbalzarini, Y. Gong, J. Cardinale, C. Carthel, S. Coraluppi, M. Winter, A. R. Cohen, W. J. Godinez, K. Rohr, Y. Kalaidzidis, L. Liang, J. Duncan, H. Shen, Y. Xu, K. E. G. Magnusson, J. Jaldén, H. M. Blau, P. Paul-Gilloteaux, P. Roudot, C. Kervrann, F. Waharte, J.-Y. Tinevez, S. L. Shorte, J. Willemsse, K. Celler, G. P. van Wezel, H.-W. Dan, Y.-S. Tsai, C. Ortiz de Solórzano, J.-C. Olivo-Marin, and E. Meijering, “Objective comparison of particle tracking methods,” *Nature methods*, vol. 11, no. 3, pp. 281–289, 2014.
- [62] MOSAIC and Group, “MosaicSuite for ImageJ and Fiji.”
- [63] I. F. Sbalzarini and P. Koumoutsakos, “Feature point tracking and trajectory analysis for video imaging in cell biology,” *Journal of Structural Biology*, vol. 151, no. 2, pp. 182–195, 2005.
- [64] Trackpy Contributors, “<http://soft-matter.github.io/trackpy/stable/>.”
- [65] J. C. Crocker and E. R. Weeks, “Particle tracking using IDL.”
- [66] V. Pavlyk and U. Dilthey, “Simulation of weld solidification microstructure and its coupling to the macroscopic heat and fluid flow modelling,” *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering*, vol. 12, pp. S33–S45, jan 2004.
- [67] A. Farzadi, M. Do-Quang, S. Serajzadeh, A. H. Kokabi, and G. Amberg, “Phase-field simulation of weld solidification microstructure in an Al–Cu alloy,” *Mater. Sci. Eng. Mater. Sci. Eng*, no. 16, 2008.

- [68] C. Bordreuil and A. Niel, “Modelling of hot cracking in welding with a cellular automaton combined with an intergranular fluid flow model,” *Computational Materials Science*, vol. 82, pp. 442–450, 2014.
- [69] C. A. Gandin and M. Rappaz, “A coupled finite element-cellular automaton model for the prediction of dendritic grain structures in solidification processes,” *Acta Metallurgica Et Materialia*, vol. 42, no. 7, pp. 2233–2246, 1994.
- [70] A. L. Greer, “Grain refinement of alloys by inoculation of melts,” *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 361, no. 1804, pp. 479–495, 2003.
- [71] M. Bobadilla, J. Lacaze, and G. Lesoult, “Influence des conditions de solidification sur le déroulement de la solidification des aciers inoxydables austénitiques,” *Journal of Crystal Growth*, vol. 89, pp. 531–544, 1988.
- [72] R. Keane and R. Adrian, “Optimization of particle image velocimeters. I. Double pulsed systems,” *Measurement science and technology*, vol. 1202, 1990.
- [73] OpenPiv Group, “<http://alexlib.github.io/openpiv-python/tutorial.html>.”
- [74] C. X. Zhao, I. M. Richardson, S. Kenjeres, C. R. Kleijn, and Z. Saldi, “A stereo vision method for tracking particle flow on the weld pool surface,” *Journal of Applied Physics*, vol. 105, no. 12, 2009.

Annexe A

Distribution de soluté à l'interface plane en régime établi

Pour déterminer la distribution de soluté à l'interface solide/liquide, il faut pour commencer écrire un bilan de la matière à cette interface :

$$\frac{\partial C_l}{\partial t} = D_l \frac{\partial^2 C_l}{\partial x^2} \quad (\text{A.1})$$

Maintenant en se plaçant dans le repère fixe par rapport au front avec $z = x - x^* = x - v_p t$ (v_p vitesse du front de solidification), il faut faire un changement de variable entre $C_l(x, t)$ et $C_l(z, t)$ pour trouver :

$$\frac{\partial C_l}{\partial t} - v_p \frac{\partial C_l}{\partial z} = D_l \frac{\partial^2 C_l}{\partial z^2} \quad (\text{A.2})$$

Puisque l'on se limite au régime permanent, la dérivée temporelle s'annule :

$$-v_p \frac{\partial C_l}{\partial z} = D_l \frac{\partial^2 C_l}{\partial z^2} \quad (\text{A.3})$$

En résolvant l'équation différentielle, on obtient avec K_1 et K_2 deux constantes :

$$C_l(z) = K_2 \exp\left(\frac{-v_p z}{D_l}\right) + \frac{K_1}{v_p} \quad (\text{A.4})$$

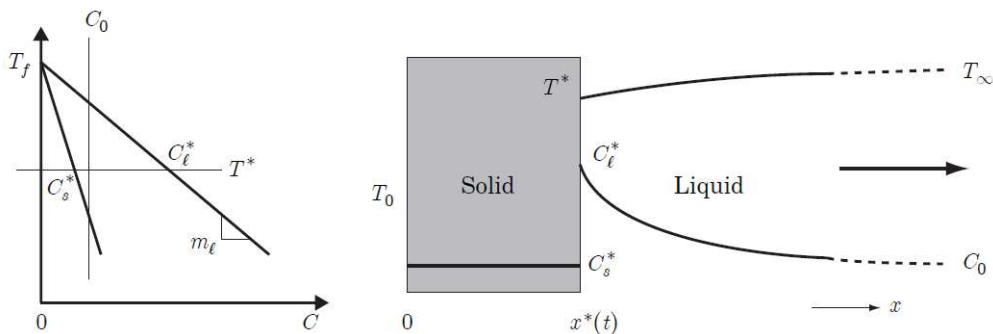


FIGURE A.1 – Diagramme de phase linéarisé de l'alliage et évolution de la température et de la composition à proximité de l'interface pour une solidification dirigée [1]. $x^*(t)$ étant la position de l'interface en fonction du temps sur l'axe des x .

Les conditions aux limites du systèmes sont :

$$-D_l \frac{\partial C_l}{\partial z} = (C_l^* - C_s^*)v_p = C_l^*(1 - k_0)v_p \quad C_l(z) = C_l^* \quad z = 0 \quad (\text{A.5})$$

$$C_l(z) \rightarrow C_0 \quad z \rightarrow \infty \quad (\text{A.6})$$

On en déduit alors $K_1 = kv_p C_l^*$, puis $K_2 = (1 - k)C_l^*$ et pour finir $C_0 = kC_l^*$. Tout ceci donne l'équation finale de la concentration en soluté à l'interface en fonction de z :

$$C_l = C_0 \left[1 + \frac{1 - k}{k} \exp\left(\frac{-v_p z}{D_l}\right) \right] \quad (\text{A.7})$$

Annexe B

Critère de stabilité du front plan pour les alliages binaires

La surfusion constitutionnelle permet de comprendre pourquoi il y a formation d'instabilités sur l'interface, mais ce n'est qu'une description qualitative qui ne renseigne en rien sur les échelles des microstructures qui vont se former à partir du front plan [1]. Une analyse de stabilité du front plan permet d'obtenir l'équation de la courbe de stabilité neutre :

$$\frac{1}{M} = 1 - Sn^2 + \frac{2k}{1 - 2k - \sqrt{1 + 4n^2}} \quad M = \frac{\Delta T_0 v_p}{GD_l} \quad S = \frac{d_0^C}{D_l/v_p} \quad (\text{B.1})$$

avec M le nombre morphologique, S le nombre de surface, k le coefficient de partage, n le nombre d'onde, ΔT_0 l'intervalle de solidification, v_p la vitesse du front plan, G le gradient de température à l'interface, D_l le coefficient de diffusion du soluté dans le liquide et d_0^C la longueur de capillarité. Cette équation représente la limite entre un front plan stable et un front plan instable.

La figure B.1(a) montre l'évolution de la courbe de stabilité neutre du front de solidification, donc tout ce qui se trouve au-dessus de la courbe est un état stable du front plan et tout ce qui se trouve en-dessous est un état instable. On voit également que, plus S diminue, plus la taille de la zone instable augmente. De plus, deux cas limites se présentent. Il y a le cas où le nombre de surface S est à zéro, ce qui implique que l'inverse du nombre morphologique $1/M$ doit être supérieur à 1 pour que le front plan soit stable. Cette condition correspond à la condition de surfusion constitutionnelle expliquée dans le chapitre 1. L'autre limite se situe pour une valeur de S qui dépasse $1/k$. Lorsque $S > 1/k$, les valeurs de $1/M$ sont toutes négatives, or c'est physiquement impossible d'avoir $M < 0$. Cette limite s'appelle la limite de stabilité absolue.

C'est la longueur d'onde du critère de stabilité qui est intéressante pour les modèles de solidification. Pour la trouver, il faut prendre le nombre d'onde correspondant à la limite de stabilité et résoudre l'équation (B.1). Comme indiqué sur la figure B.1, n_c et n_s sont les nombres d'onde correspondant, sur la courbe de stabilité neutre, à une valeur de M^{-1} de 0,5 et de $S = 5,88 \times 10^{-2}$. n_c correspond approximativement au critère de la surfusion constitutionnelle et se trouve en résolvant l'équation (B.1) pour $S = 0$:

$$n_c = \frac{1}{2} \left[\left(1 - \frac{2k}{1 - M} \right)^2 - 1 \right]^{0,5} \quad (\text{B.2})$$

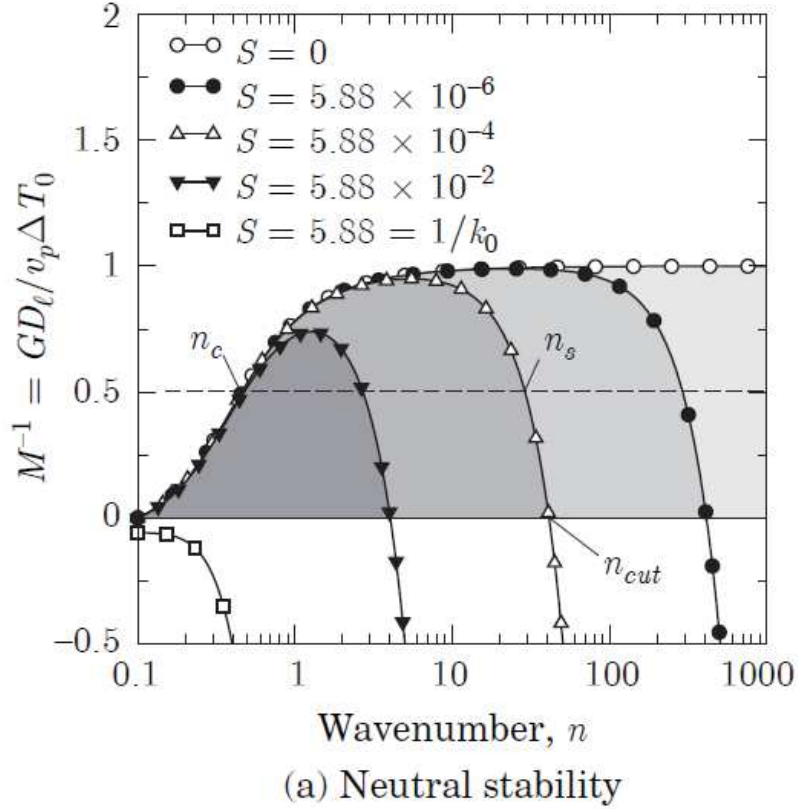


FIGURE B.1 – Courbe de stabilité neutre du front de solidification qui correspond au tracé de $1/M$ en fonction de n avec l'équation (B.1) [1].

Ce qui donne comme longueur d'onde :

$$\lambda_{max} = \frac{2\pi D_l}{n_c v_p} = \frac{4\pi D_l}{v_p} \left[\left(1 - \frac{2k}{1 - \Delta \frac{T_0 v_p}{GD_l}} \right)^2 - 1 \right]^{-0,5} \quad (\text{B.3})$$

n_s est le critère qui correspond au critère de stabilité marginal que l'on retrouvera dans tous les modèles de solidification. Pour n_s , on retrouve la plupart du temps $n_s \gg 1$, donc on peut négliger le dernier terme de l'équation B.1 ce qui donne :

$$n_s = \sqrt{\frac{M-1}{MS}} \quad \lambda_{min} = \frac{2\pi D_l}{n_s v_p} = 2\pi \sqrt{\frac{\Gamma_{sl}}{m_l G_{Cl}^* - G}} \quad (\text{B.4})$$

Cette dernière équation permet d'exprimer la longueur d'onde de la perturbation du front plan. Elle permettra avec la condition $\lambda = R$ de trouver le rayon de courbure des pointes de dendrites, lors de la résolution des modèles de solidification.

Annexe C

Lien entre modèle dendritique et front de solidification macroscopique

La définition d'un front de solidification grâce à un champ de température passe par la résolution de deux équations liées par la vitesse de solidification v . La première équation est celle qui lie la vitesse de solidification v et la vitesse de soudage v_s (cf. 1.4.1.2). La deuxième équation est le résultat d'un modèle dendritique liant la vitesse de solidification à la surfusion $\Delta T = T_{liq} - T(x, y)$ approchée par une loi exponentielle $v_{kin}(\Delta T) = a \cdot \Delta T^n$.

$$v = v_s \cos(\theta) \quad (C.1)$$

$$v = v_{kin}(T_{liq} - T(x, y)) \quad (C.2)$$

avec T_{liq} température du liquidus à l'équilibre, $T(x, y)$ température à l'interface solide/liquide et θ l'angle entre v et v_s (Fig. C.1).

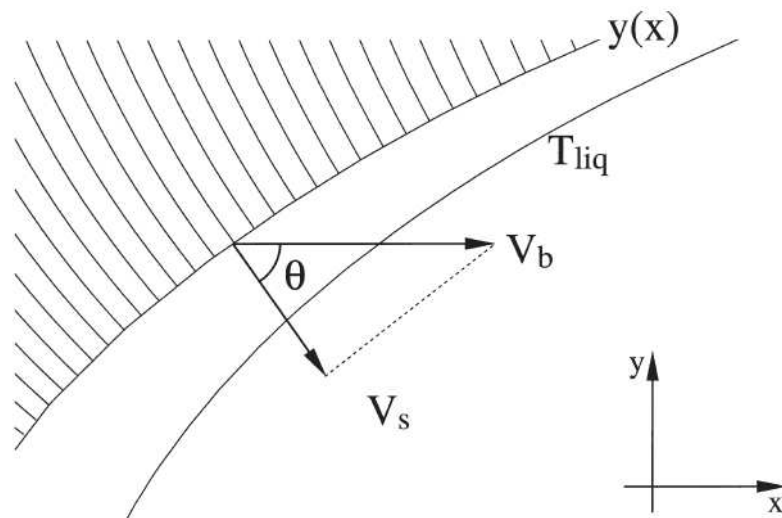


FIGURE C.1 – Représentation du front de solidification entre le solidus et le liquidus [36].

La courbe $y(x)$ représente le contour du front de solidification (Fig. C.1). On veut alors trouver une équation différentielle en $y(x, y)$ à résoudre, afin d'avoir chaque point du contour

du front de solidification en fonction de x et y . Il faut d'abord écrire θ en terme de pente du front de solidification. $y'(x, y)$ représente la tangente à la courbe $y(x)$ et θ représente l'angle entre l'axe des x et la normale à la courbe. Donc on peut en déduire que $\tan(\frac{\pi}{2} - \theta) = y'(x, y)$ puisque l'angle $\frac{\pi}{2} - \theta$ correspond à l'angle entre l'axe des x et la tangente à la courbe.

$$\cotan(\theta) = y'(x, y) \quad (\text{C.3})$$

$$\theta = \text{arccotan}(y'(x, y)) \quad (\text{C.4})$$

$$\cos(\theta) = \cos(\text{arccotan}(y'(x, y))) = \frac{y'(x, y)}{\sqrt{1 + y'(x, y)^2}} \quad (\text{C.5})$$

En introduisant les équations C.2 et C.1 :

$$v_s \frac{y'(x, y)}{\sqrt{1 + y'(x, y)^2}} = v_{kin}(T_{liq} - T(x, y)) \quad (\text{C.6})$$

En passant le tout au carré :

$$v_s^2 y'(x, y)^2 = (1 + y'(x, y)^2) v_{kin}^2 (T_{liq} - T(x, y))^2 \quad (\text{C.7})$$

Finalement $y'(x, y)$ isolé donne :

$$y'(x, y) = \frac{v_{kin}(T_{liq} - T(x, y))}{\sqrt{v_s^2 - v_{kin}^2 (T_{liq} - T(x, y))^2}} \quad (\text{C.8})$$

Une méthode de résolution numérique est ensuite utilisée pour trouver la solution $y(x)$.

Annexe D

L'analyse PIV (Particle Image Velocimetry)

Principe de la PIV

Deux modes de fonctionnement sont possibles pour la PIV :

- L'auto-corrélation où l'on travaille sur une seule image avec les sources de deux instants t et $t + dt$ fusionnées.
- La corrélation croisée où les deux images distinctes des instants t et $t + dt$ sont traitées.

Pour l'auto-corrélation, la première étape consiste uniquement à fusionner les deux images successives entre lesquelles on veut le champ de déplacement. Sur l'image résultante, on trouve alors les sources à un instant t et les sources à un instant $t + dt$. Ensuite cette dernière image est découpée en fenêtres d'analyse de taille bien définie formant une grille sur l'image. Chaque fenêtre de cette grille est prise séparément et on y réalise une FFT (Fast Fourier Transform) en deux dimensions sur la fonction d'auto-corrélation suivante :

$$R(S) = I(X) \star I(X) \quad (\text{D.1})$$

avec \star l'opération de corrélation et $I(X)$ le motif d'intensité des sources dans chaque fenêtre. La transformée s'exprime alors :

$$F\{R(S)\} = F\{I(X)\} \cdot F\{I(X)\} \quad (\text{D.2})$$

$$F\{R(S)\} = |F\{I(X)\}|^2 \quad (\text{D.3})$$

La transformée de Fourier 2D renvoie une image de la même taille que la fenêtre d'analyse comprenant un pic primaire au centre et deux pics secondaire à égale distance du centre. Ces trois pics sont alignés sur une même droite. Avec cette image on peut alors connaître deux paramètres : la valeur moyenne de la vitesse dans chaque fenêtre de calcul grâce à l'espacement des pics secondaires par rapport au pic central et la direction moyenne du vecteur vitesse dans chaque fenêtre. Chaque diamètre de pic est étroitement lié à la taille des sources observées. Ces pics sont entourés d'un bruit qui est plus faible à mesure que le nombre de sources augmente dans la fenêtre de calcul. Cette analyse donne la direction et la norme du vecteur vitesse mais il manque encore le sens de celui-ci. Dans certains cas on sait que l'écoulement ne peut pas s'inverser, il est alors facile de fixer un sens à l'écoulement.

Cependant, on ne connaît généralement pas le sens de l'écoulement et lorsque des tourbillons se forment on ne peut pas fixer un sens à l'écoulement. La corrélation croisée permet

de résoudre le problème de la définition du sens de l'écoulement. Cette fois-ci au lieu de fusionner les deux instants au départ on travaille avec deux images distinctes. Chaque image est découpée en fenêtres comme précédemment. Dans chaque fenêtre on définit la fonction de corrélation croisée :

$$C(S) = I_1(X) \star I_2(X) \quad (\text{D.4})$$

avec $I_1(X)$ motif d'intensité de la première image et $I_2(X)$ motif d'intensité de la deuxième image. La transformée de Fourier donne :

$$F\{R(S)\} = F\{I_1(X)\} \cdot F\{I_2(X)\} \quad (\text{D.5})$$

Le résultat de la transformée donne maintenant un seul pic. Le pic d'auto-corrélation central a disparu et sur les deux pics secondaires, il reste uniquement celui correspondant au sens de déplacement de l'écoulement. Ainsi on a accès à l'intégralité du vecteur vitesse moyen dans la fenêtre de mesure. Cette méthode comporte deux avantages supplémentaires, les cas de déplacement nul peuvent être enregistrés et le ratio signal/bruit est bien meilleur. Dans les algorithmes de calcul, c'est souvent cette méthode qui est choisie [58].

Pour une analyse optimale du champ de vitesse, on retrouve des critères dans la littérature. Ces critères permettent d'éviter les incohérences de calcul et de réduire le taux d'erreur du procédé PIV. Keane et Adrian [72] ont réalisé une simulation avec une méthode de type Monte-Carlo qui donne quatre critères à respecter :

- Dans chaque fenêtre d'analyse, on doit avoir au moins 15 sources différentes.
- Les déplacements hors-plan, perpendiculaires au plan de mesure, ne doivent pas excéder un quart du déplacement total.
- Les déplacements dans le plan ne doivent pas excéder un quart du diamètre des fenêtres d'analyse.
- Le gradient de vitesse ne doit pas, sur une fenêtre d'analyse, excéder 5% de la vitesse moyenne dans la fenêtre.

On retrouve aussi un critère dans l'article de Prasad [58] liant la résolution temporelle à la résolution spatiale :

$$\Delta t \leq 0,25 \frac{d_1}{MU} \quad (\text{D.6})$$

avec Δt l'inverse de la fréquence d'échantillonnage, d_1 le diamètre de la fenêtre d'analyse, $M = \frac{\text{tailleimage}}{\text{tailleobjet}}$ le grossissement du système optique et U la vitesse estimée de l'écoulement. Ce critère montre qu'une source ne doit pas parcourir plus d'un quart de la fenêtre d'analyse entre deux images, il reprend l'une des quatre règles déjà énoncées.

Après l'acquisition des images, il y a la partie logiciel qui entre en jeu. Il existe un grand nombre de solutions commerciales mais aussi des bibliothèques open-source tel que "openPiv". Cette bibliothèque disponible en python permet de générer des analyses de PIV à partir de deux images successives tirées d'une vidéo. Cependant il y a plusieurs paramètres à régler, en fonction des critères cités précédemment, pour avoir une bonne analyse du champ de vitesse [73]. On peut régler bien évidemment la taille des fenêtres d'analyse avec le paramètre "Window size" mais on a aussi deux autres paramètres réglables "Overlap" et "Search area size" (Fig. D.1). Le paramètre "Search area size" permet d'étendre la taille de la fenêtre d'analyse sur la seconde image si sa taille de base définie par "Window size" est trop petite pour avoir une corrélation. Le paramètre "Overlap" permet d'enchevêtrer les fenêtres de calcul. Si l'"Overlap" est plus grand que zéro alors les fenêtres d'analyse ne seront plus côte à côte mais elles auront une surface en commun de la taille de l'"Overlap".

Ces réglages permettent de réaliser une première analyse qui comporte encore quelques défauts. Des vecteurs incohérents sont présents dans le champ de vitesse. Ils présentent des

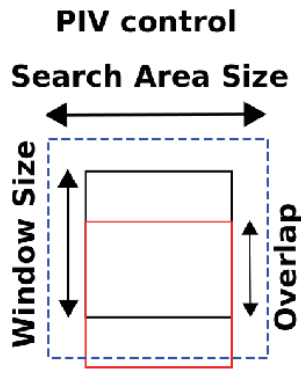


FIGURE D.1 – Schéma explicatif illustrant les différents paramètres de la PIV.

directions et des normes aberrantes. Pour les éliminer, un seuil est appliqué sur la valeur du ratio signal sur bruit. En réglant ce paramètre, toutes les valeurs du champ de vitesse qui sont trop bruitées sont éliminées. Les vecteurs venant d'être retirés laissent place à un trou dans le champ de vitesse, il faut alors les remplacer. Pour ce faire une moyenne des vecteurs autour du trou est utilisée pour estimer le vecteur de remplacement. Le paramètre "Kernel size" permet de donner la portée de la moyenne autour du trou. On obtient alors, si tous les réglages sont bons, un champ de vitesse lissé et cohérent.

L'analyse PIV stéréoscopique

De la même manière que le traitement PIV en 2D, la PIV stéréoscopique permet l'acquisition des vitesses d'un fluide en 3D. Mais en PIV standard, il est supposé que la surface acquise est parfaitement plane et perpendiculaire à l'axe optique de la caméra pour que les valeurs des vitesses soient justes, alors qu'en PIV stéréoscopique, deux images à angles de vision différents et prises au même instant sont utilisées pour le calcul. Ainsi on obtient une vision 3D du champ de vitesse avec des vitesses qui peuvent évoluer dans l'axe de profondeur [74].

Pour la stéréo-PIV, il faut acquérir à chaque instant deux images différentes du même phénomène. Il est alors nécessaire d'utiliser, soit deux caméras, soit un stéréo-adaptateur. Le plus simple est d'utiliser un stéréo-adaptateur sur une caméra car on s'affranchit ainsi de la synchronisation des caméras et de la détermination de leurs positions. Ensuite avec un algorithme de corrélation et une calibration préalable, on reconstruit le champ de vitesse 3D.

Annexe E

Méthode de calcul de la température au centre du bain axisymétrique

La détermination de la température au centre d'un bain liquide axisymétrique est réalisée à l'aide de l'équation de Stefan (1.6), projetée radialement sur l'axe n dans le repère placé au niveau du front de solidification (Fig. E.1) :

$$\rho_s L_f v = \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial n} - \lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial n} \quad (\text{E.1})$$

avec ρ_s la masse volumique dans le solide, L_f la chaleur latente de fusion, v la vitesse de solidification, λ_s et λ_l les conductivités thermiques du solide et du liquide, $\frac{\partial T_s}{\partial n}$ et $\frac{\partial T_l}{\partial n}$ les gradients de température dans le solide et le liquide.

Au niveau du front de solidification, à partir du gradient de température dans le solide $G_s = \frac{\partial T_s}{\partial n}$, on peut alors déterminer le gradient dans le liquide $G_l = \frac{\partial T_l}{\partial n}$:

$$G_l = \frac{\lambda_s G_s - \rho_s L_f v}{\lambda_l} \quad (\text{E.2})$$

La température au centre du bain liquide s'obtient maintenant en approchant la distribution de température radiale (entre le bord et le centre du bain) à l'équation d'une parabole

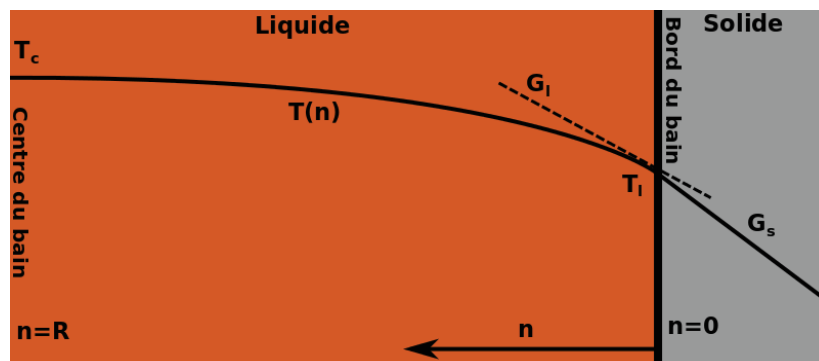


FIGURE E.1 – Schéma d'un demi-bain en coupe transversale montrant la distribution radiale de la température.

(Fig. E.1) :

$$T(n) = an^2 + bn + c \quad (\text{E.3})$$

Les paramètres de la parabole s'obtiennent grâce à plusieurs conditions aux limites :

$$T'(0) = G_l \quad T'(R) = 0 \quad T(0) = T_l \quad (\text{E.4})$$

avec R le rayon du bain de fusion et T_l la température au niveau du front de solidification dans le liquide. Avec ces conditions, on trouve alors :

$$a = -\frac{G_l}{2R} \quad b = G_l \quad c = T_l \quad (\text{E.5})$$

or la température au centre du bain T_c correspond à $T(R)$, donc $T_c = aR^2 + bR + c$. Par conséquent :

$$T_c = T_l + \frac{G_l R}{2} = T_l + \frac{R(\lambda_s G_s - \rho_s L_f v)}{2\lambda_l} \quad (\text{E.6})$$

RÉSUMÉ

Les conditions de solidification de la matière au cours d'une opération de soudage sont très particulières. Le phénomène se produit en effet à des vitesses de croissance de grains élevées, en présence de forts gradients de températures, et surtout de forts écoulements dans le bain liquide, qui peuvent modifier les mécanismes de solidification. Le travail présenté dans ce mémoire est une contribution à la compréhension des couplages pouvant exister entre écoulements et mécanismes de solidification, en relation avec les paramètres de soudages, à l'échelle macroscopique du bain, mais aussi à l'échelle microscopique des grains en cours de solidification. Une étude expérimentale est menée, basée sur l'observation in-situ d'un bain liquide traversant généré sur une tôle mince d'alliage Cu30Ni à l'aide d'une torche de soudage TIG (Tungsten Inert Gas), dans deux configurations : une configuration statique générant un bain de fusion axisymétrique, et une configuration en translation générant une ligne de fusion. Pour chaque configuration, la morphologie du front de solidification et les écoulements autour du front sont observés à l'échelle microscopique à l'aide d'une caméra rapide équipée d'un objectif à fort grossissement. A l'échelle macroscopique, le bain dans son ensemble est observé à l'aide d'une caméra infra-rouge et de deux caméras filmant dans le visible. La première permet d'obtenir le champ de température dans le solide sur la face envers, tandis que les deux autres permettent de déterminer la frontière du bain sur les faces supérieure et inférieure. Les observations synchronisées ont permis d'extraire une grande quantité de données permettant de discuter les interactions entre mécanismes de solidification et écoulements pour plusieurs conditions de soudage. Pour finir, les résultats expérimentaux sont confrontés aux résultats issus de modélisations analytiques et numériques, afin de discuter la validité de ces modèles et de tenter de mieux comprendre les analyses.

TITLE

A study of the influence of fluid flow in the weld pool on the mechanisms of solidification during welding on Cu30Ni alloy.

ABSTRACT

In welding processes, solidification is very specific. This phenomenon leads to high grain growth rates, in presence of high temperature gradients and strong fluid flows in the liquid, that can change the solidification mechanisms. This work investigates the coupling between fluid flows and solidification mechanisms, related to welding parameters, at weld pool scale (macroscale) and at grains scale (microscale). An experimental study is carried out, based on in-situ observations of a fully penetrated weld pool, generated on a thin Cu30Ni plate with a GTAW torch in two configurations : a static configuration generating an axisymmetric weld pool and a translating configuration generating a weld bead. For each configuration, the solidification morphology and the fluid flows in the solidification front area are observed at microscopic scale, with a high speed camera coupled with a high magnification lens. At macroscopic scale, the whole weld pool is observed with an infra-red camera and two cameras in visible range. We can then obtain on one hand the temperature field on the bottom of the plate and on the other hand the weld pool boundaries on the top and the bottom of the plate. The synchronised observations give access to an important quantity of data allowing the discussion of the interactions between solidification mechanisms and fluid flows for several welding conditions. Finally, the experimental results are compared to theoretical results obtained from analytical and numerical simulations, in order to discuss the possible limitations of models and try to better understand the analyzes.

DISCIPLINE

Mécanique, Génie Mécanique, Génie Civil

MOTS-CLÉS

expérimentation, solidification, in-situ, observation, écoulements, soudage TIG

INTITULÉ ET ADRESSE DU LABORATOIRE

Laboratoire de Mécanique et Génie Civil
UMR UM2-CNRS 5508
cc048 Place Eugène Bataillon
34095 Montpellier Cedex 5