



HAL
open science

Simulation du soudage laser sur cuivre : influence des hautes vitesses et fortes puissances sur la stabilité et l'efficacité du procédé

Julien Daligault

► To cite this version:

Julien Daligault. Simulation du soudage laser sur cuivre : influence des hautes vitesses et fortes puissances sur la stabilité et l'efficacité du procédé. Génie des procédés. HESAM Université, 2023. Français. NNT : 2023HESAE075 . tel-04353044

HAL Id: tel-04353044

<https://pastel.hal.science/tel-04353044v1>

Submitted on 19 Dec 2023

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.

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES ET MÉTIERS DE L'INGÉNIEUR

**Laboratoire Procédés et Ingénierie en Mécanique et Matériaux (PIMM)
Campus de Paris**

THÈSE

Présentée par : **Julien DALIGAULT**

Soutenue le 24 Novembre 2023

Pour obtenir le grade de : **Docteur d'HESAM Université**

Préparée à : **Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers**

Spécialité: **Génie mécanique et matériaux**

**Simulation du soudage laser sur cuivre : influence des
hautes vitesses et fortes puissances sur la stabilité et
l'efficacité du procédé**

Thèse dirigée par :

M. Morgan DAL

Jury

M. Pierre SALLAMAND, Professeur des universités, ICB, Université de Bourgogne
M. Pascal AUBRY, Directeur de recherche, CEA, Université de Paris-Saclay
M. Mickaël COURTOIS, Maître de conférences HDR, IRDL, Université Bretagne-Sud
Mme Emilie LE GUEN, Maître de conférences I2M, Université de Bordeaux
M. Marc MEDALE, Professeur des universités, IUSTI, Université Aix-Marseille
M. Morgan DAL, Maître de conférences HDR, PIMM, Arts et Métiers Paris
M. Rudolf WEBER, apl. Prof. Dr. phil. nat., IFSW, University of Stuttgart

Président du jury
Rapporteur
Rapporteur
Examinatrice
Examineur
Directeur de thèse
Invité

”Un dernier calcul et on s’en va.”

- Maxime Guerbois

”La science n’est qu’un nom pour l’effort constant et douloureux qui se cache derrière”

- Senku Ishigami

Remerciements

J'adresse ces dernières pages de mon manuscrit à toutes les personnes ayant gravité de près ou de loin à la réussite de ces trois années de doctorat.

Tout d'abord, je tiens à remercier chaleureusement tous les membres du jury, *Pascal Aubry*, *Mickaël Courtois*, *Emilie Le Guen*, *Marc Médale* et *Pierre Sallamand*, d'avoir accepté d'évaluer mes travaux de thèse et pour les discussions et débats que nous avons pu mener à la suite de ma soutenance.

Je remercie également les membres de mon Comité de Suivi de thèse, *Muriel Carin* et encore une fois *Mickaël Courtois*. Vos retours à mi-parcours sur mes travaux m'ont conforté jusqu'à cet accomplissement.

I would also like to adress many thanks to our partners from IFSW (Stuttgart), *Christian Hagenlocher*, *Michael Sawannia*, *Frauke Faure* (now *Holder*) and *Rudolf (Ruedi) Weber*. Our monthly discussions on the FASTLAS project helped me to see beyond the numerical point of view I had with my simulations. I wish you all the best for the continuation of this project.

Je tiens à remercier mon directeur de thèse, *Morgan Dal*, de m'avoir accueilli au sein du laboratoire PIMM, tout d'abord au cours d'un stage de Master Recherche et par la suite pour ce projet de doctorat. Ta bienveillance et l'autonomie que tu m'as accordée, tout ceci ponctué de "c'est bonne idée ça", m'ont permis d'appréhender ces trois années dans un cadre plus qu'agréable. Merci également à *Rémy Fabbro* pour s'être intéressé à mes travaux malgré ton départ du laboratoire. Nos longs échanges après les réunions FASTLAS ont fortement contribué à mes travaux. Il m'est également impossible de ne pas remercier *Yaasin Mayi*, sans qui les travaux présentés au cours de ce manuscrit n'auraient pas été autant aboutis. Tu m'as partagé ton envie et ta passion de la recherche, et je ne saurais te remercier assez pour cette aventure qui s'est poursuivie même après ton départ. Comme on dit chez nous, le sal's!

Un grand merci aux membres de l'équipe laser : *Thierry Malot*, *Laurent Berthe*, *Imade Koutiri*, *Cyril Gorny* (et nos séances de TP communes!), *Yann Rouchouse*, *Corinne Dupuy*, *Pierre Lapouge*, *Patrice Peyre* et *Frédéric Coste*, pour votre présence quotidienne et votre bonne humeur au sein du laboratoire. Merci plus généralement à tous les membres du PIMM, doctorants ou personnels, *Caroline Vibert*, *Xavier Mackré*, *Sidonie Pinaroli*, *Paulo Ferreira*

(et ton introduction à mes parents!), *Hiba Lazergue*, *Leticia Pires*, *Camille Mathieu* (et toutes nos séances d'escalade), *Joey Tallion*, et j'en passe, pour ce cadre incroyable dans lequel chacun peut évoluer tous les jours.

Merci également à tous mes amis qui ont suivi de près ou de loin mes travaux de thèse, m'ont apporté leur soutien et ont su m'écouter dans les moments les plus durs. À mes amis de lycée (hâte de revenir à Grenoble pour tous vous revoir!), de prépa, d'école d'ingénieur (et plus particulièrement l'IBIN du love!), je vous souhaite le meilleur.

Merci à mes amis de la BME : *Sandrine Bousigues* (passion poireaux!), *Aude Louessard* (Dedette Capsule? Pouette Pouette!), *Sacha Guitteny* (notre fausse coloc'), *Mathis Renaudin* la plus musclée des alcoolicornes, et j'en passe! Nous avons pour la plupart progressé ensemble dans cette longue épreuve qu'est le doctorat, et pour tout ça, je vous remercie fortement!

Je tiens à remercier tous les anciens, *Raphaël Arquier*, *Sara Zanchi*, *Corentin Le Bras* ("cassé"), *Antoine Clément*, *Lucas Lapostolle* (en route pour le 8a!) et finalement *Romain Delannoy* (j'espère qu'un jour tu toléreras mes petits plats cuisinés!) pour l'accueil que vous avez fait à tous les jeunes doctorants et la bonne humeur que vous nous avez apporté!

Comment continuer ces remerciements sans passer par mes coloc' de la Kremlin-Buvette : *Tanguy Bleton*, dit le tancarville, le vrai petit cordon bleu et la tête d'ours, hâte de te retrouver à Grenoble ou Lyon! Et également *Guillaume Rebeyrat*, dit On'se, le chef cuistot, le touriste mexicain, je te souhaite un excellent périple avec *Soch* et de nous revenir avec de nombreuses histoires à nous conter autour d'une Bûchette!

Je ne remercierai jamais assez tous mes "collègues" de thèse de l'équipe laser et du bureau de la clownerie au PI2M. Aux nouveaux arrivants, *Samuel El Haddaoui*, *Rémy Thuillet-Méric*, *Ines Sma* la meilleure collègue, *Samy Touzouirt* la relève du prix COMSOL, je vous souhaite de vivre cette expérience comme nous avons pu le vivre avant vous, et nous vous laissons désormais reprendre le flambeau. De tout mon cœur, merci à vous tous, *Mohammad Ayad* pour tes merveilleux petits plats de chef, *Marcia Meireles* qui me suit depuis le Master MAGIS et supportrice inconditionnelle du Brésil, *Pierre Hébrard* le meilleur MJ et future grande star de la scène scientifique, *Gwenaëlle Chebil* pour ton humour de jeux de mots sans faille sur ces trois années, *Selen Unaldi* hâte de revenir te voir à Toulouse et de gambader dans les Pyrénées, *Maxime Guerbois* pour nos escapades d'escalades innombrables et notre fameuse nuit au séminaire externe (gros bébé va!), *Jason Guy* pour tous nos échanges COMSOL et footballistiques, je t'attends toujours à Roc et Résine, *Lucas Fournet-Fayard* le meilleur collèguou, voisinou, mékinou (quoi? contre feu) et *Marina Le Blanc* la plus grande fabricante de pains que je connaisse, et finalement mon désormais nouveau coloc' (avec *Ryuk* le mad cat) *Julien Rodriguez Da Silva*, merci pour tous ces merveilleux instants que l'on a pu passer ensemble, au labo, en rando et nos pauses discussions leçon de vie, tu es vraiment hyper serviable. À tous, ma porte vous sera toujours ouverte!

Je terminerai ces remerciements avec mon entourage proche. À *Perrine*, un énorme merci pour ta présence et ton soutien en cette dernière année de thèse, j'attends l'ascension du Mont Aiguille avec impatience. Enfin, à ma famille. Merci pour le soutien inconditionnel et l'amour que vous avez pu m'apporter tout au long de ma vie jusqu'à cet instant précis. À la meilleure de mes sœurs, *Pauline* : merci d'avoir été présente à chacun de mes appels (entre deux changements de couches, que ce soit pour *Théa*, *Galen* ou *Mélio*, ou un bain de *Nico*), pour m'écouter, me rassurer et me conseiller. À vous tous, merci infiniment.

Le Kremlin-Bicêtre, le 29 Novembre 2023.



Résumé

L'application du soudage laser sur des matériaux tels que le cuivre et ses alliages connaît des contraintes physiques importantes, d'une part, à cause de la conductivité thermique relativement élevée ($390 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) de ces matériaux, d'autre part, du fait de leur faible absorptivité du faisceau laser aux longueurs d'ondes généralement employées dans l'industrie (YAG). Cette configuration est connue pour générer des instabilités hydrodynamiques et favoriser la formation de défauts comme des porosités ou des éjections de matière lors du procédé. Ses défauts sont préjudiciables tant pour la résistance mécanique du cordon de soudure résultant, que pour sa conductivité électrique, intérêt principal de l'utilisation du cuivre. Il a été observé que l'utilisation d'un laser à haute vitesse et forte puissance de soudage permettait de limiter ces instabilités. Bien qu'une influence positive de cette configuration ait déjà été observée pour des matériaux équivalents tel que l'aluminium, une interprétation physique reste encore à être établie. Pour lever cette difficulté, une collaboration entre l'IFSW (Stuttgart) et le laboratoire PIMM (Paris) a été créée autour de cette thématique, dans le cadre d'un projet de recherche collaborative international (PRCI) financé par l'ANR et la DFG. L'expertise expérimentale de l'IFSW, notamment en radiographie X in situ, permet de générer des observables (géométries de capillaires, calcul d'absorbance, etc.) qui servent à valider un modèle numérique développé au PIMM, à l'aide du logiciel COMSOL Multiphysics®. Des vitesses et puissances de soudage allant jusqu'à 36 m/min et 16 kW respectivement, pour des diamètres de faisceau compris entre 200 μm et 680 μm , sont étudiées. La validation du modèle numérique permet d'une part d'avoir une meilleure compréhension des phénomènes physiques en jeu lors du procédé, et d'autre part de proposer des stratégies opératoires permettant d'améliorer la stabilité et l'efficacité du procédé.

Mots clés : Soudage laser, interaction laser-matière, COMSOL Multiphysics®, éléments finis, cuivre, suivi d'interface, optimisation procédé, validation expérimentale

Abstract

The demand for laser welding of materials with high thermal and electrical conductivity, especially copper and its alloys, increases due to its key role in electrical applications. Laser welding operations on these materials is a challenging process due to their relatively high thermal conductivity at room temperature ($390 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) as well as their high optical reflectivity at classical laser wavelength used in industry (YAG). This configuration is well known to induce hydrodynamic instabilities and promotes the generation of defects such as porosities or spatters during the process. These defects are detrimental to both the mechanical strength of the resulting weld bead and its electrical conductivity, which is the main reason for using copper. The use of a high-speed, high-power laser was found to limit these instabilities. Although a positive influence of this configuration has already been observed for equivalent materials such as aluminum, a physical interpretation has yet to be established. To overcome this difficulty, a collaboration between IFSW (Stuttgart) and the PIMM laboratory (Paris) was established around this theme, as part of an international collaborative research project (PRCI) funded by ANR and DFG. IFSW's experimental expertise, particularly in in-situ X-radiography, is used to generate observables (capillary geometries, absorbance calculations, etc.) which has been used to validate a numerical model developed at PIMM using COMSOL Multiphysics® software. Welding speeds and powers of up to 36 m/min and 16 kW respectively, for beam diameters ranging from 200 μm to 680 μm , has been studied. The validation of the numerical model provides a better understanding of the physical phenomena involved in the process, and enables us to propose operating strategies to improve the process stability and efficiency.

Keywords : Laser welding, laser-matter interaction, COMSOL Multiphysics®, finite elements, copper, interface tracking, process optimization, experimental validation

Table des matières

Remerciements	V
Résumé	IX
Abstract	XI
Table des matières	XII
Introduction	1
1 Étude bibliographique	5
1.1 Contexte	6
1.1.1 Le procédé de soudage laser	6
1.1.2 Avantages et difficultés du procédé	7
1.1.3 Les principaux paramètres du procédé	8
1.1.4 Utilisation du soudage laser sur cuivre	9
1.2 Physique du procédé	10
1.2.1 Notions d'absorption	10
1.2.2 Interaction laser-matière	11
1.2.3 Hydrodynamique du bain de fusion	20
1.2.4 Les régimes de soudage	23
1.2.5 Instabilités et défauts résultants	27
1.3 Le cuivre et ses propriétés physiques	30
1.3.1 Les propriétés physiques	30
1.3.2 Les nombres adimensionnés	34
1.4 Les moyens expérimentaux	38
1.4.1 La mesure d'observables	38
1.4.2 Stratégies de soudage	43
1.5 Simulation du procédé	48
1.5.1 La gestion de l'interface libre	49
1.5.2 Modélisation du dépôt d'énergie	50
1.5.3 Prise en compte de la phase vapeur	52
1.6 Conclusion et motivations de ce travail de thèse	54

2	Simulation simplifiée du soudage laser par point	57
2.1	Introduction	58
2.2	Développement du modèle numérique	58
2.2.1	Gestion de l'interface libre	58
2.2.2	Transferts de chaleur	63
2.2.3	Mécanique des fluides	64
2.3	Propriétés matériaux	67
2.3.1	Propriétés du cuivre	67
2.3.2	Discussion sur l'absorptivité	67
2.3.3	Propriétés du gaz ambiant	69
2.4	Application au soudage laser par point	70
2.4.1	Domaine de résolution et maillage	70
2.4.2	Conditions initiales et conditions aux limites	71
2.4.3	Études de convergence	73
2.4.4	Études de sensibilité	74
2.5	Données expérimentales	77
2.6	Choix de la description de l'interaction laser-matière	77
2.6.1	Dépôt de chaleur analytique	78
2.6.2	Prise en compte du phénomène de multiples réflexions	78
2.6.3	Prise en compte de la divergence du faisceau	80
2.7	Résultats numériques et comparaison expérimentale	81
2.7.1	Comportement général du modèle	82
2.7.2	Comparaison des hypothèses sur l'interaction laser-matière	82
2.8	Conclusion	85
3	Développement d'un couplage entre lancer de rayons et frontière libre	87
3.1	Introduction	88
3.2	Etat de l'art : modèles sous COMSOL Multiphysics®	88
3.3	Développement du nouveau couplage laser-matière	89
3.3.1	Mise en équation : l'optique géométrique	89
3.3.2	Reconstruction de l'interface	90
3.3.3	Couplage entre lancer de rayons et frontière libre	91
3.3.4	Stratégie de mise à jour de la source de chaleur	92
3.4	Formulation de formes de faisceaux	95
3.5	Paramètres de simulation	96
3.5.1	Choix du maillage	96
3.5.2	Choix du pas de temps	96
3.5.3	Choix du nombre de rayons	97
3.5.4	Sensibilité au nombre maximum de réflexions	99
3.6	Validation de la méthode numérique	99
3.6.1	Description du banc expérimental	99

TABLE DES MATIÈRES

3.6.2	Définition des cas de comparaison	101
3.6.3	Analyse des résultats de simulation	102
3.6.4	Confrontation numérique/expérimental	104
3.6.5	Comparaison au modèle de Gouffé	106
3.6.6	Étude de sensibilité	107
3.6.7	Développement de la porosité	109
3.7	Récapitulatif de la méthode développée	110
3.8	Conclusion	111
4	Influence de la plume de vapeur dans le procédé de soudage laser	113
4.1	Introduction	114
4.2	État de l'art	114
4.2.1	L'interaction entre la plume et le laser	114
4.2.2	L'interaction entre la plume et le bain de fusion	115
4.2.3	Vitesse d'écoulement de la plume de vapeur	116
4.3	Modélisation de la plume	118
4.3.1	Modification de la conservation de la masse	118
4.3.2	Hypothèses sur la phase vapeur	120
4.3.3	Modification de l'équation de Cahn-Hilliard	121
4.3.4	Géométrie et maillage employé	122
4.4	Résultats numériques	124
4.4.1	Comportement général de la plume de vapeur	124
4.4.2	Influence de l'intensité laser	124
4.5	Étude expérimentale de la plume de vapeur	126
4.5.1	Dispositif expérimental	126
4.5.2	Mesure de vitesse d'expansion de la plume de vapeur	127
4.5.3	Mesure d'atténuation dans la plume de vapeur	130
4.6	Conclusion	135
5	Influence des hautes vitesses et fortes puissances sur la stabilité du procédé	137
5.1	Introduction	138
5.2	Définition du modèle	138
5.2.1	Géométrie, maillage et conditions aux limites	138
5.2.2	Équations de conservation	140
5.3	Adaptation du couplage raytracing-eulérien au cas de soudage	141
5.3.1	Modifications apportées	141
5.3.2	Prise en compte de la divergence du faisceau	141
5.4	Résultats	145
5.4.1	Configuration de soudage	145
5.4.2	Application à un cas de soudage	146
5.4.3	Diminution de la vitesse de soudage - $V_w = 10$ m/min	152
5.4.4	Augmentation de la vitesse de soudage - $V_w = 36$ m/min	155

TABLE DES MATIÈRES

5.4.5	Influence du jet de vapeur	155
5.4.6	Influence de la vitesse sur l'inclinaison du front avant	159
5.4.7	Influence de la vitesse sur le couplage laser-matière	160
5.4.8	Influence de la vitesse sur la profondeur de soudage	161
5.5	Conclusion	163
Conclusions générales		165
Nomenclature		171
Bibliographie		179
Liste des figures		201
Annexes		203
A	Modèle de Drude	204
B	Raffinement adaptatif du maillage	207
C	Modèle du piston	210
C.1	Description du modèle	210
C.2	Conservation de la masse	211
C.3	Conservation de la quantité de mouvement	211
C.4	Conservation de l'énergie	212
C.5	Démarche de résolution	212
D	Imageries aux rayons X réalisées à l'IFSW	213
D.1	Paramètres procédé : $P = 16$ kW, $d = 400 \mu m$ et $V_w = 10$ m/min.	213
D.2	Paramètres procédé : $P = 16$ kW, $d = 400 \mu m$ et $V_w = 24$ m/min.	214
D.3	Paramètres procédé : $P = 16$ kW, $d = 400 \mu m$ et $V_w = 30$ m/min.	214
E	Algorithme complet de couplage entre la gestion de l'interface libre et l'optique géométrique	215
Publications et communications scientifiques		217

Introduction

Contexte de la thèse

Les procédés de soudage sont des procédés permettant l'assemblage de plusieurs composants, de nature différente ou non, les uns avec les autres. Dans le cas d'un assemblage de métaux, ces procédés permettent de garantir la continuité de matière entre les composants, contrairement à des procédés d'assemblage présentant un élément tiers tel qu'un rivet, une vis, etc. Pour des applications industrielles, les procédés de soudage par voie laser sont couramment utilisés. Lors de ce procédé, les composants sont assemblés par fusion et solidification successives le long d'une trajectoire empruntée par le faisceau laser. Ce procédé est généralement associé à des avantages tels que des fortes cadences de production et des densités de puissances élevées et localisées obtenues grâce aux faibles diamètres des faisceaux laser utilisés qui sont généralement inférieur au millimètre.

L'application du soudage laser sur des matériaux tels que le cuivre et ses alliages connaît des contraintes physiques importantes, d'une part, à cause de la conductivité thermique relativement élevée ($390 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) de ces matériaux, d'autre part, du fait de leur faible absorptivité du faisceau laser aux longueurs d'ondes généralement employées dans l'industrie (YAG). Cette configuration est connue pour générer des instabilités hydrodynamiques et favoriser la formation de défauts comme des porosités ou des éjections de matière lors du procédé. Ses défauts sont préjudiciables tant pour la résistance mécanique du cordon de soudure résultant, que pour sa conductivité électrique, intérêt principal de l'utilisation du cuivre. Il a été observé que l'utilisation d'un laser à haute vitesse et forte puissance de soudage permettait de limiter ces instabilités [1, 2]. Bien qu'une influence positive de cette configuration ait déjà été observée pour des matériaux équivalents tel que l'aluminium, une interprétation physique reste encore à être établie. Pour lever cette difficulté, une collaboration entre l'IFSW (Stuttgart) et le laboratoire PIMM (Paris) a été créée autour de cette thématique, dans le cadre d'un projet de recherche collaborative international (PRCI) financé par l'ANR et la DFG. L'expertise expérimentale de l'IFSW, notamment en radiographie X in situ, permettra de générer des observables (géométries de capillaires, calcul d'absorbance, etc.) qui serviront à valider un modèle numérique développé au PIMM, à l'aide du logiciel COMSOL Multiphysics®. Des vitesses et puissances de soudage allant jusqu'à 36 m/min et 16 kW respectivement, pour des diamètres de faisceau compris entre 200 μm et 680 μm , seront étudiées. La validation

du modèle numérique permettra d'une part d'avoir une meilleure compréhension des phénomènes physiques en jeu lors du procédé, et d'autre part de proposer des stratégies opératoires permettant d'améliorer la stabilité et l'efficacité du procédé.

Objectifs de la thèse

Au cours de ce projet, un outil numérique permettant de simuler et prédire les effets thermohydrodynamiques du procédé de soudage laser du cuivre sera développé permettant par la suite, d'une part, de comprendre les phénomènes entraînant une mauvaise qualité de la soudure, d'autre part, d'étudier l'influence de l'utilisation d'un laser à haute vitesse sur la stabilité et l'efficacité du procédé.

Pour atteindre ces objectifs, plusieurs étapes de validation ont été identifiées et mises en place. Dans un premier temps, un modèle de tir statique, représentant un cas où le laser ne se déplace pas, assimilable à du perçage laser ou du soudage par point, est développé avec une géométrie 2D-axisymétrique (r,z) afin de réduire la dimension du problème et ainsi diminuer les temps de simulation. Cette étape permettra de comprendre et valider la physique globale du procédé sur un cas géométriquement simplifié, ainsi que de faire un choix de paramètres numériques pertinents pour la suite du projet. De plus, une analyse de sensibilité sur différents paramètres (propriétés matériau, forces en vigueur, etc.) sera réalisée afin d'obtenir l'influence d'une faible variation de ces derniers sur la dynamique globale du procédé. Les paramètres les moins influents seront alors écartés afin d'optimiser la simulation et le temps de calcul. Une fois ce modèle maîtrisé, ce dernier sera complexifié en tenant compte de phénomènes physiques influents. Les différentes briques de physiques seront étudiées séparément afin de quantifier leurs influences respectives sur le procédé.

Finalement, un récapitulatif des paramètres clés permettant la maîtrise du soudage laser sur cuivre en régime de forte pénétration sera réalisé. Un modèle tri-dimensionnel dans un système de coordonnées cartésiennes (x,y,z) , implémentant l'ensemble des phénomènes physiques étudiés au préalable, sera réalisé permettant une compréhension globale du procédé. Une attention particulière est portée sur l'interaction entre le laser et la matière, point clé du développement de cette thèse.

Le Chapitre 1 est un état de l'art sur le soudage laser en général. Dans un premier temps, le contexte général du procédé est présenté. La physique sous-jacente au procédé est par la suite détaillée pour permettre de comprendre les paramètres clés de ce dernier. Les propriétés physiques du cuivre sont également comparées à celles d'autres matériaux classiquement employés en soudage laser pour définir des premiers critères caractérisant les défis liés au soudage laser sur cuivre. Enfin, un ensemble de moyens de caractérisation expérimentale ainsi que d'outils et méthodes numériques est présenté permettant de guider nos choix de modélisation au cours de la thèse.

Le Chapitre 2 détaille les premières briques de modélisation numérique. Un modèle thermo-hydrodynamique de soudage laser par point est développé. Cette étape de modélisation nous permet de réaliser une étude de sensibilité aux variations des propriétés du matériau, afin de décrire les phénomènes déterminants et négligeable au cours du procédé. Enfin, différentes considérations sur la modélisation de l'interaction laser-matière, par la description de sources analytique, sont employées pour être comparées à un cas expérimental. Cette étape vise à mettre l'accent sur les nécessités de modélisation pour la suite du développement du modèle, notamment pour le Chapitre 3.

Dans le Chapitre 3, nous améliorons le modèle thermo-hydrodynamique en y intégrant une méthode de modélisation de la propagation du faisceau par lancer de rayons. Un couplage entre l'optique géométrique et la description de l'interface libre par champ de phases, inexistant sous COMSOL Multiphysics® avant ce projet, est présenté et permet de décrire le phénomène de piégeage de faisceau au sein du capillaire de vapeur. Les résultats numériques obtenus avec ce modèle amélioré sont comparés avec des mesures expérimentales dans une configuration de soudage laser par point sur cuivre. La capacité du modèle à tenir compte de déformations topologiques importantes telle que la formation de porosité est également illustrée.

Le Chapitre 4 permet d'introduire les phénomènes liés à la formation de la plume de vapeur et à son interaction avec le bain de fusion. Après un rapide état de l'art sur les résultats majeurs de la littérature sur les mesures réalisées sur cuivre, une modélisation de la plume de vapeur est proposée et ajoutée au modèle thermo-hydrodynamique. Une méthode de raffinement adaptatif du maillage est également développée afin de réduire le coût numérique du modèle. Enfin, des mesures expérimentales de vitesses d'expansion de la plume ainsi que d'atténuation du faisceau laser dans cette dernière sont présentés.

Enfin, le Chapitre 5 reprend l'ensemble des développements réalisés au cours du projet. Les différentes briques numériques sont intégrées dans un modèle tridimensionnel de soudage laser sur cuivre. Après avoir détaillé une méthode de modélisation de la divergence du faisceau laser par lancer de rayons, une rapide étude de propagation dans une forme géométrique permet de définir l'intérêt de prise en compte de ce phénomène. Le comportement général de formation du bain de fusion et du capillaire de vapeur est illustré en employant un jeu de paramètre opératoire donné. Par la suite, l'influence de la vitesse de soudage sur les dimensions caractéristiques du bain de fusion et du capillaire est étudiée. L'importance du phénomène de piégeage du faisceau en fonction des paramètres opératoires est également illustrée.

Finalement, une synthèse des travaux réalisés au cours de ce projet est proposée. Les perspectives possibles pour poursuivre le développement et l'exploitation du modèle développé lors de cette thèse sont présentées.

Bonne lecture.

Chapitre 1

Étude bibliographique

Contenu

1.1	Contexte	6
1.1.1	Le procédé de soudage laser	6
1.1.2	Avantages et difficultés du procédé	7
1.1.3	Les principaux paramètres du procédé	8
1.1.4	Utilisation du soudage laser sur cuivre	9
1.2	Physique du procédé	10
1.2.1	Notions d'absorption	10
1.2.2	Interaction laser-matière	11
1.2.3	Hydrodynamique du bain de fusion	20
1.2.4	Les régimes de soudage	23
1.2.5	Instabilités et défauts résultants	27
1.3	Le cuivre et ses propriétés physiques	30
1.3.1	Les propriétés physiques	30
1.3.2	Les nombres adimensionnés	34
1.4	Les moyens expérimentaux	38
1.4.1	La mesure d'observables	38
1.4.2	Stratégies de soudage	43
1.5	Simulation du procédé	48
1.5.1	La gestion de l'interface libre	49
1.5.2	Modélisation du dépôt d'énergie	50
1.5.3	Prise en compte de la phase vapeur	52
1.6	Conclusion et motivations de ce travail de thèse	54

1.1 Contexte

1.1.1 Le procédé de soudage laser

Le terme de soudage désigne et regroupe une famille de procédés industriels (TIG, MIG, FSW, etc.) permettant l'assemblage permanent de pièces issues d'un même matériau (soudage homogène) ou de matériaux différents (soudage hétérogène ou dissimilaire). Dans le cas des métaux, cet assemblage est réalisé par la succession d'un passage à l'état liquide suivi d'une re-solidification des métaux formant une zone nommée soudure (ou cordon de soudure), assurant la continuité de matière entre les pièces assemblées. Le principal intérêt de ces techniques d'assemblage réside dans l'absence d'éléments externes, comme des rivets ou boulons, bien qu'un apport de matière puisse parfois être envisagé comme pour le procédé WLAM.

Contrairement à la plupart des procédés de soudage, où l'apport de chaleur se fait principalement par conduction ou convection, le soudage laser se caractérise par l'interaction entre le matériau et l'onde électromagnétique qu'est le laser. En plus détaillé, l'énergie de l'onde électromagnétique est en partie absorbée par les électrons libres présents en surface du métal. L'excitation de ces électrons due à l'augmentation de leur énergie cinétique va permettre le choc entre ces électrons et les atomes ce qui va avoir tendance à augmenter la température superficielle de l'échantillon. Cette chaleur va ensuite se diffuser dans la matière avec les chocs répétés entre électrons et atomes. Passé un certain temps, les forces électrostatiques ne suffisent plus à maintenir les atomes du réseau cristallin dans une position spatiale moyenne fixe et on observe la transition de la phase solide à la phase liquide. Le contour délimité par cette transition solide-liquide est appelé bain de fusion ("melt pool" en anglais). En continuant l'apport d'énergie par le laser, la surface métallique peut éventuellement atteindre sa température de vaporisation. À partir de cette transition, une partie des atomes de surface s'évapore et crée, par un principe d'action-réaction, une force dans la direction opposée à leur départ [3]. La fraction d'atomes évaporées, et de ce fait l'intensité de la vaporisation, croît avec la température. À l'échelle macroscopique, ce phénomène d'évaporation est assimilé à une pression dite de recul sur le bain de fusion, qui va tendre à déplacer le métal liquide vers l'extérieur de la zone d'interaction laser-matière. Les forces de tension de surface vont quant à elles avoir tendance à s'opposer à ce déplacement. Ainsi, l'équilibre entre ces deux forces va engendrer une surface concave appelée capillaire, ou encore désigné sous le nom de "keyhole" [4]. Le métal évaporé va quant à lui s'étendre dans le milieu ambiant de manière continue créant une plume de vapeur pouvant atteindre dans certains cas plusieurs centaines de $m.s^{-1}$ [5, 6].

Deux principales configurations de soudage peuvent être définies [7]. La première configuration, dite de conduction, est caractérisée par une densité d'énergie absorbée par le matériau relativement peu élevée. Le soudage se fait alors principalement par diffusion et transport convectif de la chaleur au sein du matériau et le bain de fusion est très peu pénétrant dans

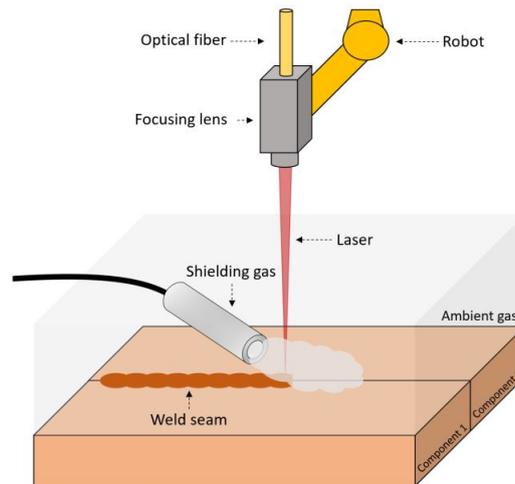


FIGURE 1.1 – Illustration d'une installation de soudage laser.

ce dernier. La deuxième configuration de soudage, dite "keyhole", est obtenue pour des densités d'énergie bien plus élevées permettant d'atteindre une température en surface supérieure au point d'ébullition du matériau, engendrant de ce fait une pression de recul importante et un capillaire profond. Ce cas de soudage est intéressant industriellement puisqu'il permet d'atteindre des profondeurs de soudage relativement importantes (plusieurs millimètres voire centimètres) mais peut cependant mener à la génération d'instabilités favorisant la formation de défauts sur la soudure résultante. Enfin, on observe pour cette configuration, aussi bien expérimentalement [8, 9] que numériquement [10], que l'intensité du couplage entre le laser et la matière évolue au cours du temps. Ce phénomène, bien connu en soudage laser et désigné sous le nom de piégeage de faisceau, s'explique par le fait que, le capillaire grandissant au cours du processus de vaporisation, le laser se réfléchit un certain nombre de fois dans ce dernier, augmentant alors l'apport de chaleur dans la pièce à mesure que la dimension du capillaire croît. Ce phénomène sera expliqué plus en détail à la section 1.3. Nous verrons également que dans cette configuration dite "keyhole", différents régimes de soudage peuvent être observés en fonction des paramètres opératoires employés. Ces régimes seront détaillés en section 1.2.4.

1.1.2 Avantages et difficultés du procédé

Comme tout procédé, le soudage laser apporte son lot d'avantages et d'inconvénients qu'il convient de présenter. Parmi les avantages du procédé, nous mentionnerons que :

- Les faibles diamètres de faisceau en jeu au cours du procédé permettent d'atteindre des intensités très élevées, de l'ordre du $MW.cm^{-2}$, sur des surfaces inférieures au millimètre. Il en résulte des soudures à la fois fines et profondes avec un bon contrôle. Cette finesse du procédé permet d'obtenir des zones affectées thermiquement (HAZ) de faibles dimensions, et ainsi des déformations mécaniques minimales.
- Les vitesses de soudage élevées, de l'ordre de plusieurs dizaines de m/min, en font un procédé avec une possibilité de productivité élevée, adapté à la grande série. Le caractère fortement reproductible du procédé est également à mettre en avant.

- Le procédé possède une forte polyvalence en terme de matériaux soudables. Des applications existent aussi bien pour sur acier ou titane pour l'industrie lourde, sur métaux précieux pour la bijouterie ou encore sur matériaux conducteurs pour l'électronique, notamment la mobilité électrique.
- Il n'y a pas de nécessité de matériau d'apport pour réaliser une opération de soudage laser. Notons toutefois qu'il est possible d'adapter le procédé pour y inclure un matériau d'apport, nous parlerons ainsi de soudage "fil froid".

Le procédé présente une bonne adaptabilité pour des applications nécessitant une forte capacité de production, ce qui à l'inverse le rendra moins souple hors de ces applications :

- Les coûts d'installation et de fonctionnement étant élevés, notamment pour l'achat d'un laser de puissance, en font un procédé moins concurrentiel pour des petites séries.
- Le procédé est difficilement applicable manuellement en dehors d'une installation dédiée, contrairement aux techniques de soudage plus traditionnelles.

1.1.3 Les principaux paramètres du procédé

En règle générale, le procédé de soudage laser est décrit à partir du choix d'un ou plusieurs matériaux couplé avec un jeu de paramètres opératoires. En réduisant la liste des paramètres à régler pour le procédé, nous pouvons lister :

- La puissance optique P du faisceau, en [W] ou plus couramment en [kW].
- La vitesse relative entre matériau et faisceau laser, aussi appelée vitesse de soudage V_w , en [m/s] ou [m/min].
- Le diamètre d ou le rayon au plan focal w_0 du faisceau, en [μm] pour la plupart des applications de soudage laser.
- La longueur d'onde λ , en [nm], qui va influencer le couplage rayonnement-matière comme nous le verrons dans un prochain paragraphe.
- La distribution d'intensité ou profil spatial du faisceau, généralement uniforme (ou "Top-hat") ou gaussien.
- L'intensité I_0 du faisceau, en [$MW.cm^{-2}$].
- La longueur de Rayleigh z_R , définit comme la distance au plan focal à partir de laquelle le rayon du faisceau est égal à $\sqrt{2}w_0$.
- Le facteur M^2 , définissant la qualité d'un faisceau et sa tendance à s'écartier d'un faisceau théorique TEM00.

Il est généralement observé et admis que les dimensions du cordon de soudage augmentent avec des puissances de faisceau croissantes, et diminuent lorsque la vitesse de soudage augmente. De même, toutes choses égales par ailleurs, une diminution du rayon w_0 mène à un faisceau laser plus concentré et à des profondeurs de soudage plus importantes, pour une largeur de cordon généralement plus faible.

1.1. CONTEXTE

Les autres paramètres du procédé peuvent également être reliés entre eux. Dans le cas d'une distribution gaussienne par exemple, la propagation d'un faisceau le long d'un axe z s'écrit :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (1.1)$$

$$z_R = \frac{n\pi w_0^2}{M^2 \lambda} \quad (1.2)$$

avec z la distance par rapport au plan focal. Le profil d'irradiance de ce faisceau est alors décrit le long de l'axe optique par :

$$I(x, y, z) = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)}\right)^2 \exp\left(-2\frac{x^2 + y^2}{w(z)^2}\right) \quad (1.3)$$

$$I_0 = \frac{2P}{\pi w_0^2} \quad (1.4)$$

Notons toutefois que si la longueur de Rayleigh du faisceau employé est significativement plus grande que le diamètre du faisceau ou que la profondeur de pénétration du capillaire, il est possible de supposer une propagation dite paraxiale, revenant à considérer que le diamètre du faisceau est invariable et égal à w_0 le long de l'axe optique considéré. Les principaux paramètres opératoires ainsi que les plages de valeurs employées au cours du projet FASTLAS sont présentés en Table 1.1.

Paramètre opératoire [unité]	Symbole	Valeurs
Puissance laser [kW]	P	7-16
Vitesse de soudage [m/min]	V_w	10-75
Diamètre du faisceau [μm]	d	200-680
Longueur d'onde [nm]	λ	1030
Distribution d'intensité	-	Gaussienne ou "Top-hat"

TABLE 1.1 – Liste des principaux paramètres opératoires du procédé de soudage laser et de leurs valeurs employées au cours du projet FASTLAS.

1.1.4 Utilisation du soudage laser sur cuivre

Avec les récents développements dans les secteurs de l'électronique ou encore de la mobilité électrique, le cuivre est désormais devenu plus que jamais un métal essentiel à la transition énergétique. Ces applications ayant des exigences de qualité et de productivité élevées, il est nécessaire d'y associer des outils de production et de fabrication adéquats. En cela, le choix d'un procédé d'assemblage par voie laser s'est révélé être un parfait candidat pour les opérations d'assemblage des composants en cuivre. Un exemple d'application dans le domaine de la mobilité électrique est le soudage en épingle à cheveux (ou "hairpin" en anglais) des stators de moteurs électriques (Figure 1.2), pour lesquelles le soudage laser permet une forte

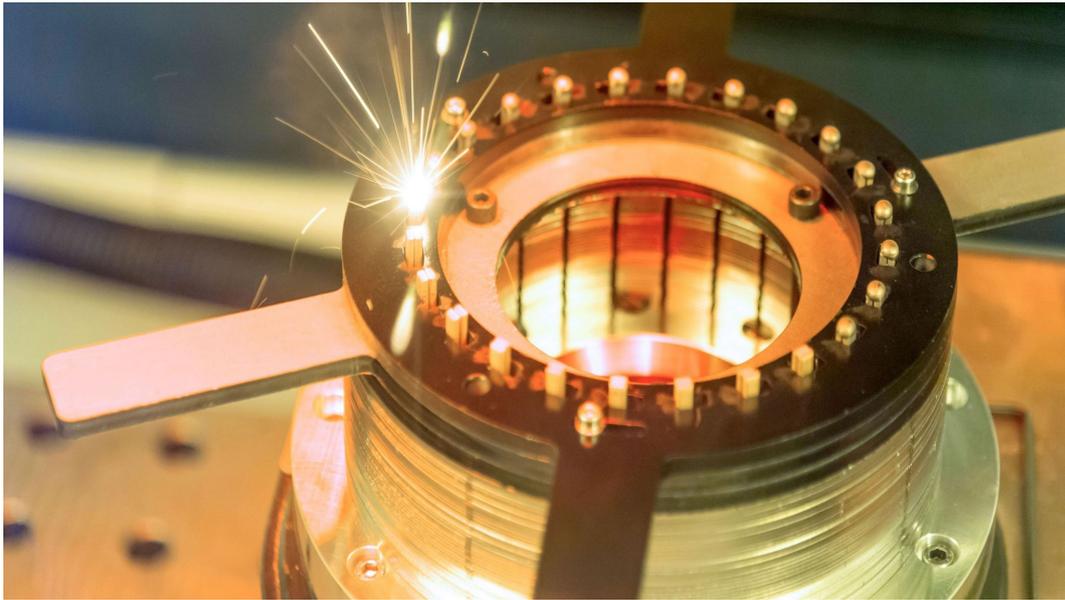


FIGURE 1.2 – Soudage en "hairpin" pour stators de moteurs électriques. Extrait du site Trumpf [11].

reproductibilité d'assemblage de résistance élevée associée à une forte conductivité électrique du cuivre.

1.2 Physique du procédé

Nous allons désormais présenter pas à pas la physique propre au procédé de soudage laser. Les objectifs du projet se concentrant sur les phénomènes physiques ayant lieu au cours du procédé, nous ne nous attarderons pas sur ce qui se passe une fois l'opération de soudage réalisée. Les effets mécaniques ne seront, par exemple, pas décrits dans ce chapitre. Dans un premier temps, l'interaction entre le laser et la matière caractérisée par l'absorptivité du matériau est détaillée. Les moteurs d'écoulement du bain de fusion, générés lors de cette interaction, sont caractérisés et permettent par la suite une discussion sur les différents régimes de soudage existants. Enfin, les instabilités hydrodynamiques ainsi que leurs défauts résultants sont listés pour terminer cette introduction au procédé de soudage laser.

1.2.1 Notions d'absorption

Lors de l'étude des ondes au sens large, l'utilisation de quantités permettant la mesure de fraction absorbée, réfléchiée ou transmise par exemple est inévitable. Pour ce qui est de la fraction absorbée, plusieurs terminologies peuvent être retrouvées dans la littérature, décrivant des phénomènes ayant lieu à des échelles différentes. Nous retrouverons par exemple :

- Absorptivité ou coefficient d'absorption : correspond à la propriété intrinsèque du matériau. C'est la fraction de la puissance absorbée localement sur la puissance incidente de l'onde électromagnétique.

1.2. PHYSIQUE DU PROCÉDÉ

- Absorbance : correspond à la capacité d'un milieu à absorber l'onde qui la traverse, et est donc adaptée pour les matériaux transparents, qu'ils soient solides, liquides ou gazeux.
- Absorptance : correspond mathématiquement au rapport entre le flux absorbé par une cavité et le flux incident du faisceau. C'est la version globale de l'absorptivité ou du coefficient d'absorption.

Pour la suite du manuscrit, nous utiliserons donc le terme absorptivité ou coefficient d'absorption pour désigner la propriété intrinsèque du matériau, et le terme absorptance pour désigner la quantité absorbée globalement par une surface, comme le capillaire de vapeur par exemple.

1.2.2 Interaction laser-matière

Lors de l'interaction entre le laser et la matière, l'onde électromagnétique incidente est en partie réfléchiée, absorbée et transmise par le matériau irradié, comme illustré en Figure 1.3. L'énergie du faisceau incident est donc décomposée par un coefficient de réflexion " r_λ ", d'absorption " α_λ " et de transmission " t_λ " liées entre eux via l'Equation 1.5.

$$\alpha_\lambda + r_\lambda + t_\lambda = 1 \quad (1.5)$$

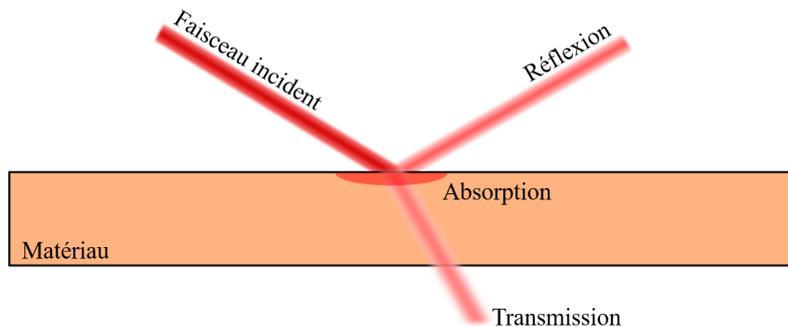


FIGURE 1.3 – Illustration de l'interaction laser-matière

L'atténuation du faisceau transmis à travers le matériau est modélisée par une loi de type Beer-Lambert donnant la variation de l'amplitude du champ électrique à mesure que l'onde pénètre l'échantillon [12]. Dans l'Equation 1.6, E et E_0 correspondent respectivement aux amplitudes du champ électrique à une profondeur d et à la surface de l'échantillon, κ_λ au coefficient d'extinction du matériau et λ à la longueur d'onde du laser utilisé :

$$E = E_0 \exp\left(-\frac{2\pi\kappa_\lambda d}{\lambda}\right) \quad (1.6)$$

1.2. PHYSIQUE DU PROCÉDÉ

L'intensité moyenne temporelle étant proportionnelle au carré de ce champ électrique E , sa variation avec la profondeur de pénétration s'écrit comme :

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{4\pi\kappa_\lambda d}{\lambda}\right) \quad (1.7)$$

Pour donner une idée de l'atténuation du champ électrique dans le milieu considéré, on peut calculer la profondeur de pénétration à partir de laquelle l'intensité a chuté à $1/e^2$, soit 0.135 fois l'amplitude initiale. En utilisant l'Equation 1.7, la profondeur à $1/e^2$ s'écrit :

$$d = \frac{\lambda}{2\pi\kappa_\lambda} \quad (1.8)$$

Les valeurs de profondeurs de pénétration menant à une atténuation de l'intensité à $1/e^2$ lors de l'irradiation des lasers à différentes longueurs d'onde sur du cuivre à température ambiante sont présentées Table 1.2.

Laser	Longueur d'onde	Coefficient d'extinction κ_λ [13]	Profondeur à $1/e^2$
proche-IR	1030 nm	7.00	23.4 nm
Vert	515 nm	2.60	31.6 nm
Bleu	450 nm	1.34	53.6 nm

TABLE 1.2 – Influence de la longueur d'onde sur la profondeur d'atténuation de l'intensité dans le cuivre à température ambiante

Les faibles profondeurs de pénétration, de l'ordre de la dizaine de nm, permettent de considérer les métaux comme des matériaux opaques du moins à ces longueurs d'onde. Dans ce cas-ci, la fraction de l'onde transmise est sensiblement nulle, donnant ainsi un lien direct entre les coefficients d'absorption et de réflexion (Equation 1.9). Ce lien est le principe de base des mesures par sphère intégrante que nous détaillerons en section 1.3. De plus, ces profondeurs de pénétration étant faibles, on considère aussi généralement que le dépôt d'énergie se fait de manière surfacique.

$$\alpha_\lambda = 1 - r_\lambda \quad (1.9)$$

Plusieurs facteurs modifient la fraction du faisceau absorbée (ou réfléchi) par la matière. D'une part il y a les facteurs intrinsèques au matériau ou au laser - comme la longueur d'onde, la température locale ou l'angle d'inclinaison du faisceau avec la surface - et d'autre part les facteurs extrinsèques, comme la rugosité ou l'oxydation locale.

1.2.2.1 Influence de l'angle d'inclinaison et de la polarisation

L'influence de l'angle d'inclinaison sur le coefficient d'absorption (ou de manière équivalente de réflexion) d'un faisceau polarisé peut être observée grâce aux formules de Fresnel [12, 14]. Si le plan de polarisation est confondu avec le plan d'incidence de l'irradiation, le faisceau est

dit polarisé "p" pour parallèle et l'absorptivité correspondante est alors α_p (Equation 1.10). Si le plan de polarisation forme un angle droit avec le plan d'incidence de l'irradiation, le faisceau est dit polarisé "s" (pour "Senkrecht" signifiant perpendiculaire) et l'absorptivité correspondante est alors α_s (Equation 1.11). Les lasers utilisés lors des procédés de soudage ne sont généralement pas polarisés, dans ce cas ci le coefficient d'absorption α_c (Equation 1.12) ("c" pour centré) est calculé en moyennant les coefficients obtenus pour les polarisations "p" et "s" :

$$\alpha_p = \frac{4n_\lambda \cos\beta}{(n_\lambda^2 + \kappa_\lambda^2)\cos^2\beta + 2n_\lambda \cos\beta + 1} \quad (1.10)$$

$$\alpha_s = \frac{4n_\lambda \cos\beta}{(n_\lambda^2 + \kappa_\lambda^2) + 2n_\lambda \cos\beta + \cos^2\beta} \quad (1.11)$$

$$\alpha_c = \frac{\alpha_p + \alpha_s}{2} \quad (1.12)$$

L'application de ces formules est réalisée pour du cuivre à température ambiante et pour un jeu d'indices de réfraction pris à l'infrarouge ($\lambda = 1060nm$) d'après [13] : $n_\lambda = 0.35$ et $\kappa_\lambda = 7.00$. On remarque que pour un angle d'incidence de 0° , lorsque le faisceau est normale à la surface irradiée, les deux polarisations donnent le même coefficient d'absorption que l'on notera ici A_0 .

Un angle particulier apparaît, ici autour de $\beta = 83^\circ$, pour lequel le coefficient d'absorption d'une onde polarisée "p" atteint un maximum. Cet angle est connu sous le nom d'angle de "Brewster". Dans cette configuration, le champ électrique dans le plan d'incidence ne peut être réfléchi et le coefficient de réflexion devrait passer par une valeur nulle (ou, de manière équivalente, le coefficient d'absorption par une valeur unitaire). Dans le cas des matériaux absorbants, on parle plutôt de "pseudo angle de Brewster" [15] pour lequel le coefficient de réflexion passe par un minimum non nul, comme le présente la Figure 1.4.

1.2.2.2 Influence de la température

La variation de température de la structure cristalline s'accompagne pour la plupart des métaux par une variation de coefficient d'absorption. Cette variation d'absorptivité est généralement présentée dans la littérature grâce au modèle de Drude [12, 14, 16] qui permet de modéliser sous certaines hypothèses l'influence de la température sur les indices de réfractons $(n_\lambda, \kappa_\lambda)$. Le développement du modèle de Drude est décrit en Annexe Partie A. La Figure 1.5 présente une utilisation de ce modèle sur différents matériaux dans leur phase solide ($T \leq T_m$). On peut noter que ces indices de réfractons peuvent être réinjectés dans les formules de Fresnel et ainsi obtenir à la fois l'influence de la température, de l'angle d'incidence et de la polarisation. Nous verrons cependant que les prédictions faites par le modèle de Drude peuvent être assez éloignées de ce qui est observé expérimentalement [17, 18].

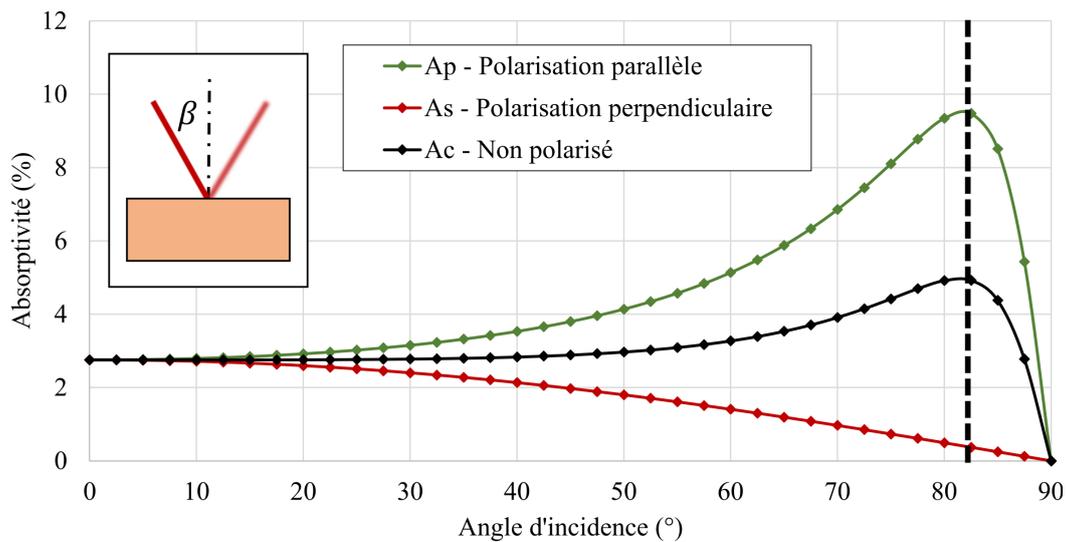


FIGURE 1.4 – Coefficient d'absorption en fonction de la polarisation et de l'angle d'incidence. Application sur cuivre à température ambiante.

1.2.2.3 Influence de la longueur d'onde

La relation de Planck permet de mettre en évidence le lien entre la fréquence d'une onde électromagnétique et l'énergie transportée par les photons, cette énergie étant inversement proportionnelle à la longueur d'onde. Ainsi, on comprend que les photons liés à un laser vert de longueur d'onde 515 nm seront plus énergétiques que ceux liés à un laser IR autour de 1060 nm. Pour la plupart des métaux, comme pour le cuivre, ceci se traduit par une tendance à l'augmentation de l'absorptivité en surface pour des courtes longueurs d'onde, comme l'illustrent les mesures de Johnson et Christy [13] présentées en Figure 1.6.

Les principales influences intrinsèques aux matériaux (inclinaison, température, longueur d'onde) ont été présentées. À ces dernières, nous rajouterons quelques influences extrinsèques que sont l'état d'oxydation de l'échantillon et la rugosité de surface.

1.2.2.4 Influence de l'oxydation

La présence d'oxyde peut avoir une influence significative sur l'absorptivité en surface du matériau [12]. Les mesures de Engler et al. [17] par sphère intégrante - dont nous détaillerons le principe dans une prochaine section - sur différents alliages de cuivre montre l'impact sur l'absorptance mesurée de l'oxydation d'une surface suite à un traitement thermique à 200°C pendant 30 min. Les résultats obtenus lors de ces travaux sont présentés en Figure 1.7. Lors de l'utilisation d'un laser infrarouge à 1030 nm, un facteur 5 sur l'absorptance est trouvé entre une surface de référence et un surface oxydée. Pour un laser vert à 515 nm, cette différence existe toujours mais dans des proportions bien inférieures étant donnée que l'absorptivité incidente de ces matériaux à 515 nm est plus élevée qu'en proche infrarouge.

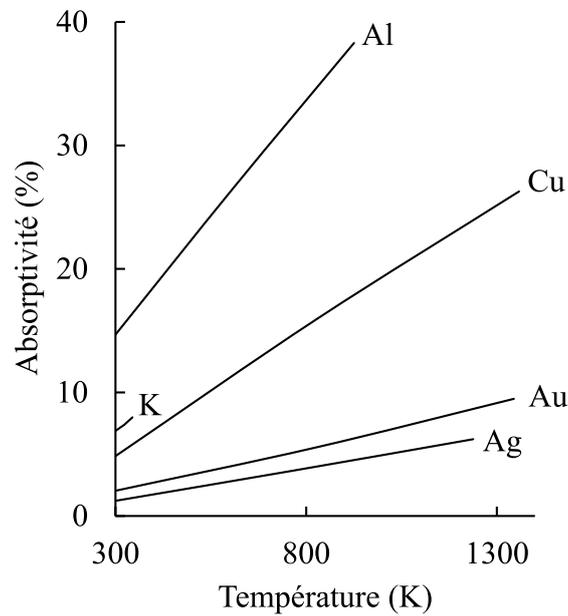


FIGURE 1.5 – Prédiction de l'évolution de l'absorptivité incidente A_0 avec la température par le modèle de Drude. Adapté de Ujihara (1972) [16].

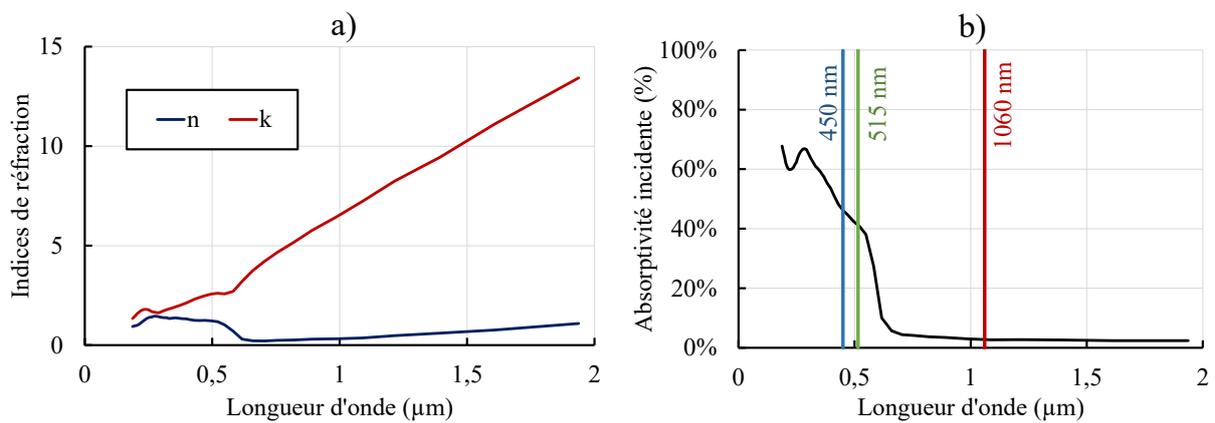


FIGURE 1.6 – **a)** Influence de la longueur d'onde sur les indices de réfraction (n,k) du cuivre à température ambiante et **b)** Evolution de l'absorptivité incidente déduite des formules de Fresnel. Adapté de Johnson et Christy (1972) [13].

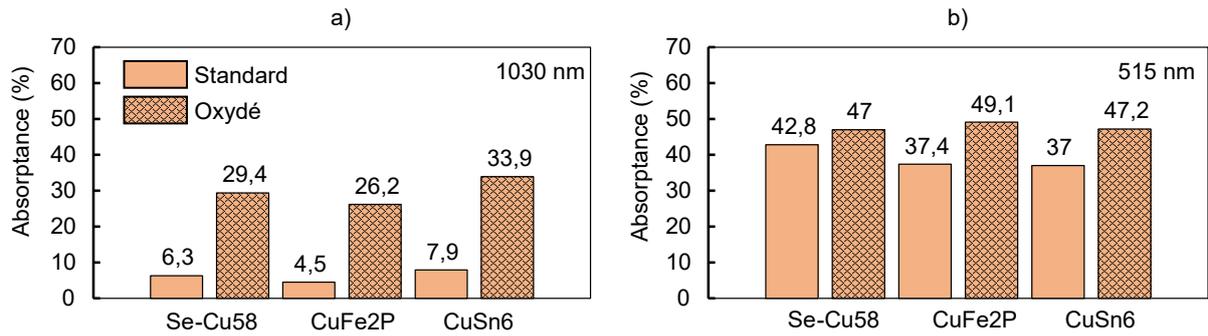
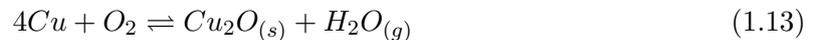


FIGURE 1.7 – Influence de l’oxydation sur l’absorptance de différents alliages de cuivre, sous irradiation à **a)** 1030 nm et **b)** 515 nm. Adapté de Engler (2011) [17]

Le cuivre peut s’oxyder sous deux formes : les oxydes cuivreux Cu_2O (ou Copper (I) oxide) et les oxydes cuivriques CuO (ou Copper (II) oxide) [19] :



Les températures de fusion et de vaporisation du cuivre et de ces oxydes sont présentées en Table 1.3. Les deux formes d’oxydes ont une température de fusion légèrement plus importante que celle du cuivre pur. Leur température de vaporisation est cependant bien inférieure à celle du matériau pur. Dans les régimes de soudage qui seront observés lors de ce projet, la température du bain de fusion en surface sera proche du point de vaporisation du cuivre pur. La fine couche d’oxydes de quelques dizaines/centaines de nanomètres [20], présente en surface à l’état solide, va donc au cours du procédé soit être vaporisée en surface, soit circuler à l’intérieur du bain de fusion. L’absorptivité étant un phénomène de surface, l’influence des oxydes résiduelles sera donc à priori négligeable. Ce phénomène ne sera donc pas étudié plus en détail lors de ce projet.

La Figure 1.7 permet également de mettre en évidence une influence de la composition de l’alliage de cuivre sur l’absorptivité incidente du matériau.

Matériau	Cuivre pur Cu [21]	Cu_2O [22]	CuO [22]
Melting point T_m	1358 K	1508 K	1599 K
Boiling point T_v	2835 K	2073 K	2273 K

TABLE 1.3 – Températures de fusion et de vaporisation du cuivre et de ses oxydes.

1.2.2.5 Influence de la rugosité

La rugosité de surface peut avoir une forte influence sur l’absorptivité locale de l’échantillon due aux réflexions multiples du faisceau dans les aspérités de surface. Ces multiples réflexions

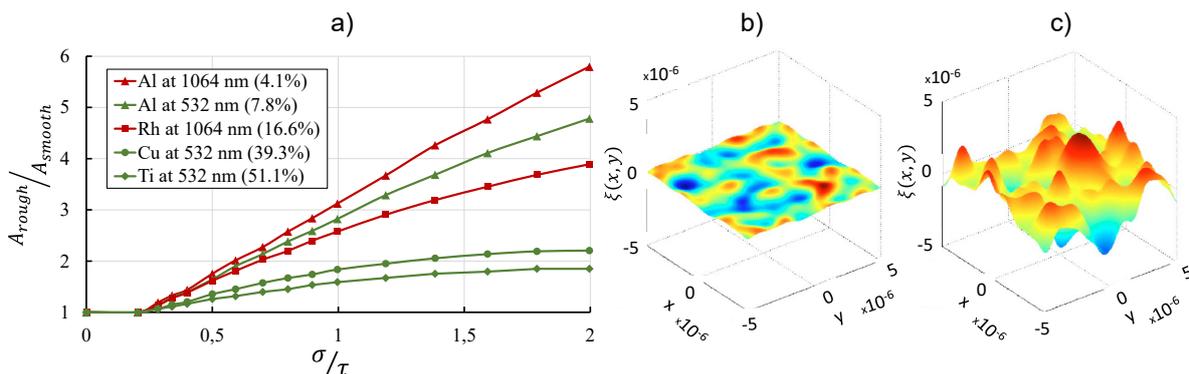


FIGURE 1.8 – a) Effet de la rugosité sur l’absorptance apparente d’une surface rugueuse pour différents métaux et différentes longueurs d’onde. L’absorptivité du matériau correspondant A_{smooth} est donnée entre parenthèses. b) et c) illustration de deux surfaces rugueuses générées aléatoirement à respectivement $\sigma/\tau = 0.1$ et $\sigma/\tau = 1$. Extrait et adapté de Bergström et al (2008) [23].

vont avoir tendance à augmenter le couplage électromagnétique apparent entre le laser et le matériau [12].

Cependant, étant donné que, lors du procédé de soudage laser, le faisceau interagit principalement avec la phase liquide, nous ne nous attarderons pas plus en détail sur les différents phénomènes liés à l’état de surface du matériau. Quelques éléments sont tout de même apportés pour les lecteurs désireux de se lancer sur ces aspects :

La réflectance d’une surface rugueuse R_r en fonction de sa rugosité δ_σ et de la réflectivité d’une surface d’un même matériau parfaitement lisse R_0 peut être estimée par l’expression [14] :

$$R_r \approx R_0 \exp \left[- \left(\frac{4\pi\delta_\sigma}{\lambda} \right)^2 \right] \quad (1.15)$$

Les travaux numériques de Bergström et al. [23] mettent également en évidence l’influence de l’état de surface sur l’absorptivité apparente d’une surface rugueuse grâce à un modèle 3D de surface rugueuse générées aléatoirement combinée à de l’optique géométrique pour modéliser le dépôt d’énergie lié à l’irradiation. La Figure 1.8 présente leurs résultats pour différents matériaux (aluminium, cuivre, etc.) à différentes longueurs d’onde et en fonction de l’état de la surface. Dans leur notation, A_{rough} et A_{smooth} correspondent respectivement aux absorptances de la surface rugueuse et d’une surface parfaitement lisse, et σ/τ une grandeur utilisée pour caractériser l’état de rugosité de la surface, assimilable à un rapport d’aspect moyen des aspérités de la surface. Sans rentrer dans les détails de la définition de cette grandeur, on présente en Figure 1.8 les surfaces modélisées par Bergström et al. pour des rapport $\sigma/\tau = 0.1$ et $\sigma/\tau = 1$.

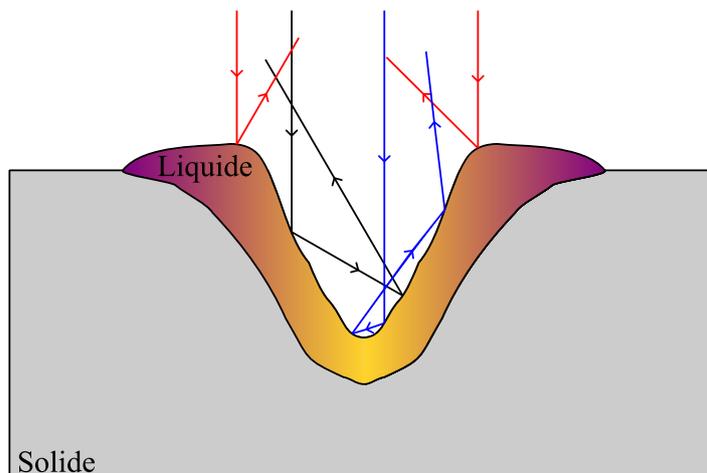


FIGURE 1.9 – Illustration du phénomène de multiples réflexions dans le capillaire de vapeur.

En dernier point, notons que la classification des matériaux en fonction de leur absorptivité incidente semble montrer que plus cette dernière est faible, plus l'évolution du rapport A_{rough}/A_{smooth} en fonction de l'état rugosité sera rapide.

1.2.2.6 Absorption dans le capillaire

Lorsque la température d'évaporation du métal est atteinte, un processus de vaporisation se met en place et une pression de recul induite déforme le bain de fusion en déplaçant le métal liquide du centre de la zone d'interaction laser matière vers les bords. Cette déformation se traduit par la création d'un capillaire de vapeur qui concrètement représente une surface creuse dans laquelle le faisceau laser va subir de multiples réflexions, généralement connu comme l'effet de piégeage de faisceau, comme illustré en Figure 1.9, augmentant le couplage laser-matière global et l'absorptance de l'échantillon. Cet effet est similaire à ce que l'on a pu expliquer sur la rugosité de surface de l'échantillon mais cette fois-ci à une échelle plus importante qui est celle du bain de fusion.

Les travaux de Gouffé [24] sur le pouvoir émissif des corps noirs artificiels ont été largement utilisés dans la communauté du soudage laser afin d'estimer l'évolution de l'absorptance apparente de la cavité formée par le capillaire.

$$A = \alpha_\lambda \frac{1 + (1 - \alpha_\lambda) \left(\frac{s}{S} - \frac{s}{S_0} \right)}{\alpha_\lambda \left(1 - \frac{s}{S} \right) + \frac{s}{S}} \quad (1.16)$$

Dans l'Equation 1.16, A correspond à l'absorptance apparente de la cavité, α_λ l'absorptivité intrinsèque du matériau composant la cavité, s l'aire de l'ouverture de la cavité, S l'aire totale de la cavité (en incluant également l'ouverture) et enfin S_0 l'aire d'une sphère de même profondeur que la cavité considérée. Les rapports s/S et s/S_0 s'expriment plus simplement en fonction d'une grandeur caractéristique que l'on nomme rapport d'aspect, et qui est égal au rapport de la profondeur de la cavité L sur son diamètre d'ouverture $2R$.

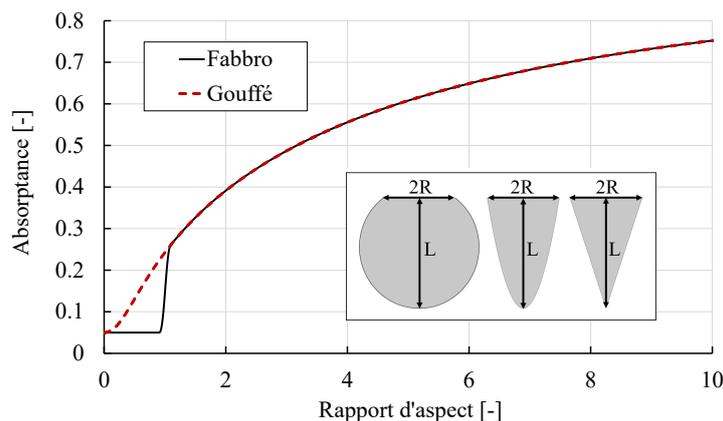


FIGURE 1.10 – Evolution de l’absorbance apparente en fonction du rapport d’aspect d’une cavité optique paraboloidique. Application au cas du cuivre avec $\alpha = 0.05$.

Afin de diversifier la littérature dans laquelle on retrouve la plupart du temps l’utilisation d’un cône pour simplifier la géométrie du capillaire, on se propose de reprendre la démarche de Gouffé en considérant la géométrie d’un paraboloidé de révolution, donnant lieu à une forme moins anguleuse qu’un simple cône. Dans ce cas-ci l’aire totale, ouverture comprise, d’un paraboloidé de révolution de profondeur L et d’ouverture $2R$ s’exprime comme (la formule n’est pas redémontrée dans cet ouvrage) :

$$S = S_{paraboloidé} = \frac{\pi R^4}{6L^2} \left[\left(1 + 4 \frac{L^2}{R^2} \right)^{3/2} - 1 \right] + \pi R^2 \quad (1.17)$$

L’application de la loi de Gouffé au cuivre, d’absorptivité $\alpha_\lambda = 0.05$, en utilisant cette nouvelle donnée est présentée Figure 1.10. En réalité, l’élévation d’absorbance dans la cavité n’apparaît pas dès que le capillaire commence à croître mais plutôt autour d’un rapport d’aspect menant à de multiples réflexions. Fabbro [25], dans ses travaux sur les lois d’échelles en soudage laser, propose d’ajouter à la loi de Gouffé une transition autour d’un rapport d’aspect de 1, pour lequel la profondeur de la cavité est égale à son diamètre d’ouverture. L’absorbance calculée vaut alors celle obtenue par les formules de Fresnel pour des rapports d’aspect inférieur à 1 puis celle déterminée par Gouffé pour des rapports d’aspect plus grand que l’unité. Notons ici que le constat réalisé sur la rugosité est identique à l’échelle du capillaire : la transition d’absorbance entre une surface plane et une surface concave est d’autant plus marquée que l’absorptivité intrinsèque du matériau est faible.

1.2.2.7 Conclusion partielle

Les principaux mécanismes d’interaction entre le faisceau laser et la matière ont été décrits. Les interactions liés à la présence d’oxydes ou d’aspérités en surface ne semblent influentes que lors de la phase solide. La longueur d’onde du laser étant fixée par le choix du faisceau en amont du procédé, il ne reste que l’influence de la température, de l’angle d’incidence ainsi que l’effet de piégeage de faisceau dans le capillaire qui nécessitent d’être pris en compte lors des régimes d’interaction que nous allons observer.

Dans la prochaine section seront présentés les différents mécanismes à l'origine de l'hydrodynamique du bain de fusion et de leurs conséquences sur la stabilité du procédé.

1.2.3 Hydrodynamique du bain de fusion

1.2.3.1 Pression de recul et cisaillement de la vapeur

Lorsque le matériau irradié par le faisceau laser atteint sa température de vaporisation T_v , un processus d'évaporation se met en place. Les atomes évaporés, en quittant l'interface liquide-gaz, exercent par un principe d'action réaction une force dans la direction et de sens opposé au départ. La résultante de ces forces donne alors lieu à une pression dite de "recul" sur le métal liquide. Cette pression, qui est liée à la température, est donc généralement plus intense au centre de la zone d'interaction laser-matière, et va impacter la dynamique d'écoulement du bain de fusion en chassant le liquide du centre de l'interaction vers les bords.

Une expression de cette pression de recul a été mise en évidence par Samokhin [26] et est désormais une référence dans le domaine. Son expression fait intervenir la pression de vapeur saturante calculée d'après la relation de Clausius-Clapeyron p_{sat} :

$$p_{sat}(T) = p_0 \exp \left[\frac{ML_v}{RT_v} \left(1 - \frac{T_v}{T} \right) \right] \quad (1.18)$$

$$p_{rec}(T_s) = \frac{1 + \beta_r}{2} p_{sat}(T_s) \quad (1.19)$$

Dans les équations 1.18 et 1.19, p_0 correspond à la pression ambiante, M la masse molaire, L_v la chaleur latente de vaporisation et R la constante des gaz parfaits. Enfin, T , T_s et T_v représentent respectivement la température locale, en surface et de vaporisation. D'après cette définition, T_v est la température de vaporisation à pression ambiante, étant donnée qu'à $T = T_v$ la pression de vapeur saturante p_{sat} vaut p_0 .

Le coefficient β_r , appelé coefficient de rétrodiffusion ou de recondensation, correspond au rapport entre le nombre d'atomes retournant à l'interface liquide-gaz, suite à des collisions avec d'autres atomes, sur le nombre d'atomes quittant réellement l'interface. Samokhin [26] propose également une relation pour β_r mais qui demande de connaître la valeur du nombre de Mach M_a local. Sa connaissance requiert la résolution de l'écoulement des particules évaporées. Les travaux de Knight [27] propose une résolution analytique de cette écoulement dans un calcul complet de la couche de Knudsen qui correspond à la zone hors équilibre au dessus de la surface irradiée. Cette résolution n'est pas présentée ici, mais nous montrons cependant l'évolution du coefficient de rétrodiffusion avec le nombre de Mach en Figure 1.11. Nous pouvons noter que β_r tend vers une limite égale à 0.18 pour un nombre de Mach unitaire. Cette valeur est atteinte pour des irradiations très intenses lorsque la vitesse du gaz se rapproche de la vitesse du son dans le milieu. A l'inverse, pour des faibles nombres de Mach, β est proche de 1, ce qui correspond à des irradiations de faibles intensités.

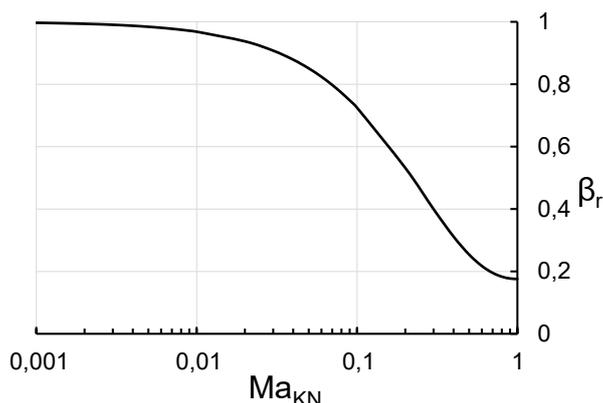


FIGURE 1.11 – Evolution du coefficient de retrodiffusion β_r avec le nombre de Mach M_a .
Extrait de Mas (2003) [3]

La pression de recul a donc été introduite comme une conséquence au processus de vaporisation. Si l'on regarde maintenant du côté des atomes évaporés, on observe la croissance d'un mélange entre le gaz ambiant et les atomes quittant la surface irradiée, que l'on nomme communément plume de vapeur. Cette plume peut atteindre des vitesses d'expansions de plusieurs dizaines voire centaines de m/s [5, 6] et peut, en fonction du régime de soudage, venir influencer par cisaillement la dynamique d'écoulement du bain de fusion.

1.2.3.2 Tension de surface

À cette pression de recul vient s'opposer la tension de surface qui est une force cherchant à minimiser l'énergie d'une interface multiphasique, typiquement l'interface entre le gaz ambiant et le métal liquide. Elle sera notée σ (exprimée en $N.m^{-1}$) dans la suite du manuscrit.

1.2.3.3 Effet Marangoni

L'effet Marangoni, aussi connu sous le nom de contrainte capillaire, est une contrainte à la surface du liquide résultante d'un gradient de tension superficielle dû à la variation de température ou de composition chimique en surface. Son expression complète s'écrit [28] :

$$\vec{f}_M = \frac{\partial \sigma}{\partial T} \vec{\nabla}_s T + \sum_n \frac{\partial \sigma}{\partial c_n} \vec{\nabla}_s c_n \quad (1.20)$$

Dans l'Equation 1.20, σ correspond à la tension de surface et c_n aux concentrations des éléments d'addition. Si l'on considère un métal pure, dépourvu d'autres éléments chimiques qui pourraient induire un gradient de composition, le deuxième membre de droite est nul et seule la dépendance à la température demeure. On parle alors plutôt de contrainte thermocapillaire.

Le signe du coefficient thermo-capillaire $\frac{\partial \sigma}{\partial T}$ va conditionner la direction tangentielle de l'effort induit par le gradient de tension de surface. Pour un coefficient thermo-capillaire négatif $\frac{\partial \sigma}{\partial T} \leq 0$, cet effort sera dirigé des zones les plus chaudes vers les zones les plus froides.

1.2. PHYSIQUE DU PROCÉDÉ

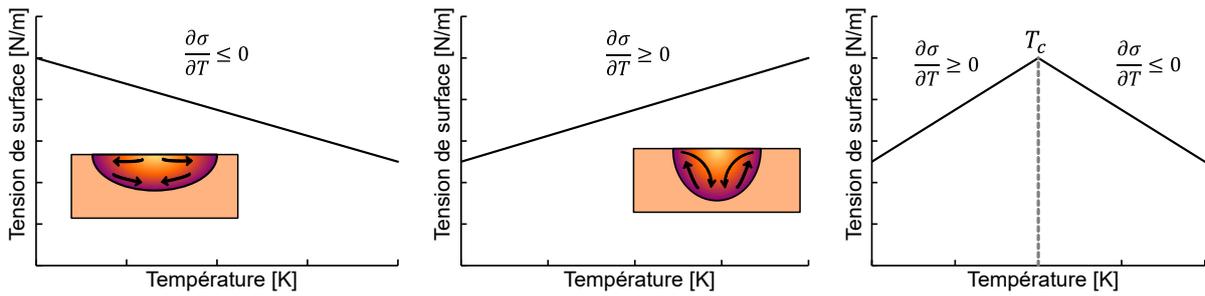


FIGURE 1.12 – Illustration de l'effet Marangoni en fonction du coefficient thermo-capillaire $\frac{\partial\sigma}{\partial T}$. Adapté de Mayi (2020) [30]

Dans le cas du soudage laser, la zone la plus chaude étant le centre de l'interaction laser-matière, le métal liquide est donc contraint de se déplacer du centre du bain de fusion vers les bords. La chaleur est donc dirigée sur l'extérieur et on observe un élargissement du bain de fusion. Inversement, lorsque $\frac{\partial\sigma}{\partial T} \geq 0$, la circulation se fait des bords vers l'intérieur. La chaleur se dirige en profondeur et tend à approfondir le bain de fusion. La Figure 1.12 illustre les différents cas de figure expliqués précédemment. Un troisième cas peut également exister pour lequel le coefficient thermo-capillaire n'est pas constant et peut changer de signe avec la température. Un mouvement complexe se déroule alors dans le bain de fusion résultant de la combinaison des effets observés pour des coefficients thermo-capillaires positif et négatifs. Ce cas-ci n'est pas observé pour le cuivre, pour lequel $\frac{\partial\sigma}{\partial T} \leq 0$ [29] comme nous le verrons par la suite.

1.2.3.4 Gravité et convection naturelle

Si la masse de liquide est assez importante, la gravité peut tendre à faire s'écrouler tout ou partie du bain de fusion sur lui-même. Dans le cas du soudage laser, les dimensions du bain de fusion sont relativement faibles et les forces capillaires ainsi que la pression de recul restent prépondérantes devant la gravité.

Un autre effet lié à la gravité apparaît lorsqu'un gradient de température induit un gradient de masse volumique au sein du liquide. Pour la majorité des métaux, la masse volumique décroît avec la température. Les forces de gravité appliquées aux cellules chaudes sont donc inférieures à celles appliquées aux cellules froides. Un mouvement du bain de fusion se met alors en place lors duquel le liquide chaud va remonter et le liquide froid redescendre dans le bain, comme l'illustre la Figure 1.13. Comme pour la gravité, ce phénomène est considéré du second ordre devant les effets de tension de surface, de pression de recul ou de cisaillement par la plume de vapeur.

1.2.3.5 Récapitulatif de moteurs d'écoulement

Un récapitulatif des phénomènes physiques liés aux moteurs d'écoulement du bain de fusion et de leur importance au cours du procédé est proposé en Table 1.4.

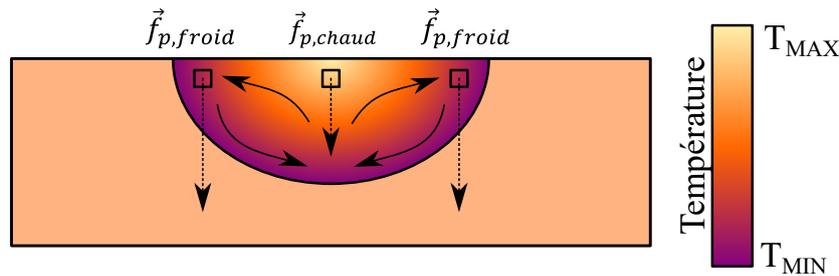


FIGURE 1.13 – Illustration du phénomène de convection naturelle dans le bain de fusion.

Moteur d'écoulement	Impact sur l'écoulement
Pression de recul	Très important
Cisaillement de la vapeur	Très important
Tension de surface	Peu important mais s'oppose à la pression de recul
Effet Marangoni	Important
Gravité	Peu important
Convection naturelle	Peu important

TABLE 1.4 – Récapitulatif de l'influence des moteurs d'écoulement du bain de fusion.

Les différents moteurs de l'écoulement du bain de fusion pendant le procédé de soudage laser ont été présentés. Nous allons maintenant voir leurs conséquences globales sur le procédé, en présentant dans un premier temps les différents régimes de soudage, et dans un second temps les instabilités et défauts engendrés pendant ces régimes.

1.2.4 Les régimes de soudage

Le choix des paramètres opératoires (puissance laser, diamètre de faisceau, vitesse de soudage, etc.) va avoir une forte influence sur l'hydrodynamique du bain de fusion au cours du procédé. Dans ses travaux, Fabbro [31] observe et analyse, à l'aide d'imagerie caméra rapide, le comportement et la dynamique de la plume de vapeur et de la surface du bain de fusion. En faisant varier la vitesse de soudage V_w uniquement, il observe différents régimes caractéristiques qui sont décrits dans les prochains paragraphes. La puissance et le diamètre du faisceau sont gardés constants, et choisis de sorte à ce qu'il y ait la formation d'un capillaire de vapeur.

Dans son article, Fabbro indique les valeurs des paramètres opératoires menant à ces régimes sont indiquées pour un alliage d'acier inoxydable (304 Stainless steel). Nous attirons l'attention du lecteur sur le fait que le choix du matériau soudé aura une forte influence sur les plages de paramètres opératoires menant à ces régimes caractéristiques. De ce fait, les vitesses de soudage correspondantes sont uniquement données à titre indicatif.

1.2.4.1 Régime de Rosenthal

Ce premier régime, dit de "Rosenthal" est observé pour des vitesses de soudage relativement faibles, en dessous de 5 m/min (Figure 1.14). Dans cette configuration, le bain de fusion est relativement large étant donné que l'apport d'énergie par le laser se déplace lentement. Le

1.2. PHYSIQUE DU PROCÉDÉ

keyhole est globalement circulaire et vertical, assimilable à un cylindre entouré d'un large bain de fusion. La vapeur, générée normalement à la surface, est redirigée vers le haut du keyhole en créant quelques oscillations le long de ce dernier.

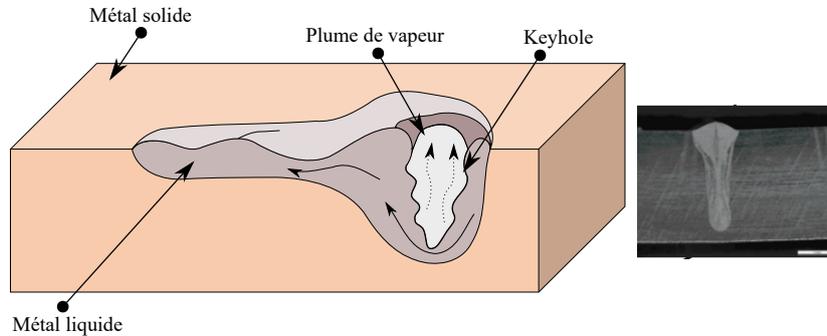


FIGURE 1.14 – Illustration du régime de "Rosenthal". Adapté de Fabbro (2010) [31].

1.2.4.2 Régime d'onde simple

En augmentant la vitesse de soudage, entre 6 et 8 m/min, le keyhole s'incline progressivement jusqu'à ce que l'on observe la présence de larges oscillations à la surface arrière du keyhole. (Figure 1.15). On observe alors le régime dit d'onde simple ("single wave"). La plume de vapeur étant toujours générée normalement à la surface, cette dernière vient désormais impacter l'arrière du bain de fusion en générant ces vagues périodiques. Il est aussi observé que suite à l'interaction entre la plume de vapeur et la surface, le liquide est chauffé localement. Ceci montre que la plume de vapeur n'apporte pas uniquement un moment cinétique via une pression exercée sur le front arrière mais également une quantité d'énergie non négligeable dû à sa température avoisinant le point de vaporisation du matériau.

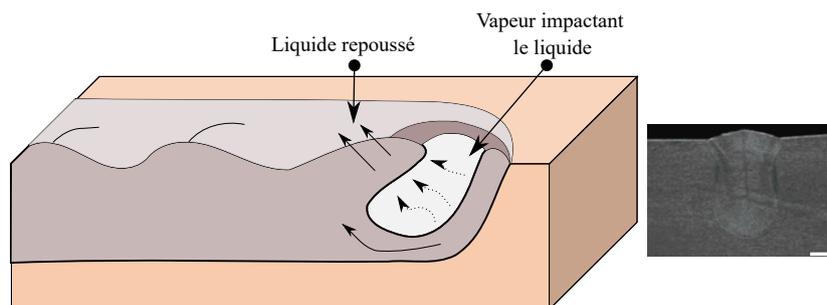


FIGURE 1.15 – Illustration du régime d'"onde simple". Adapté de Fabbro (2010) [31].

1.2.4.3 Régime de capillaire allongé

Pour des vitesses de soudage encore plus élevées, de 9 à 11 m/min, le keyhole est comme précédemment encore plus incliné mais est également plus ouvert, avec un ouverture jusqu'à 3 à 4 fois plus grande que le diamètre du faisceau. On parle alors de régime de capillaire allongé ("elongated keyhole") (Figure 1.16). La plume de vapeur vient toujours impacter l'arrière du

1.2. PHYSIQUE DU PROCÉDÉ

bain de fusion mais de manière moins intense que pour le régime d'onde simple. L'observation par caméra rapide à également permis de mettre en évidence deux principales régions lumineuses. La première correspond au front avant du keyhole toujours irradiée par le faisceau incident. La deuxième est quant à elle localisée à l'arrière bain de fusion. Une deuxième source de vapeur est alors observée dans cette région du keyhole, qui est cependant dirigée verticalement.

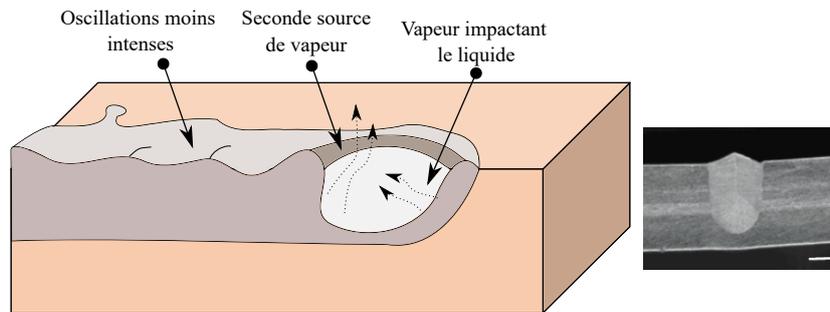


FIGURE 1.16 – Illustration du régime de "capillaire allongé". Adapté de Fabbro (2010) [31].

1.2.4.4 Régime de pre-humping

À des vitesses allant de 12 à 19 m/min, le régime dit de "pre-humping" est observé (Figure 1.17). Ce régime est caractérisé par un flux de matière important venant de l'avant du capillaire et étant contraint de contourner ce dernier. La section de passage entre le keyhole et le métal solide étant réduite, le liquide se voit accélérer en passant autour du capillaire et un flux central apparaît du bas du capillaire. À partir d'une certaine plage de vitesse (ici 15-16 m/min) il observe également des caniveaux ("undercuts") sur les bords du cordon de soudage. Ces caniveaux apparaissent suite à la collision entre le flux de matière provenant du bas du keyhole et des flux latéraux, qui tendent à ramener le fluide vers le centre.

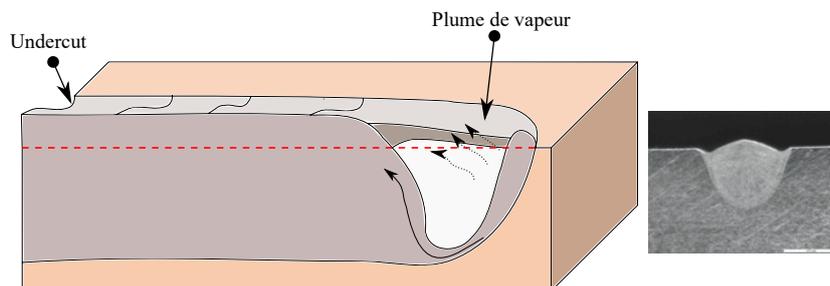


FIGURE 1.17 – Illustration du régime de "pre-humping". Adapté de Fabbro (2010) [31].

1.2.4.5 Régime de humping

Enfin, à partir de vitesses supérieures à 20 m/min, le régime caractéristique de "humping" est observé (Figure 1.18). Comme pour le régime de pre-humping, le flux de matière central est toujours accéléré depuis le bas du capillaire et est dirigé en arrière et à la verticale. Il existe

1.2. PHYSIQUE DU PROCÉDÉ

également toujours des caniveaux latéraux au bain de fusion qui viennent réduire la section de passage du métal liquide. On observe également, et ce de manière périodique, des variations de hauteur du bain de fusion le long du cordon. Ces oscillations sont ici dû à l'instabilité dite de Plateau-Rayleigh qui est contrôlée par les phénomènes de tension de surface. La combinaison de cette réduction latérale et vertical induit une région qui va se solidifier et ainsi créer un point d'ancrage et le métal liquide, dirigé vers l'arrière, n'a alors d'autre choix que de s'accumuler sous forme de bosse ("hump") sous l'effet de la tension de surface. La croissance de cette bosse est enfin stoppé jusqu'à ce que la prochaine réduction de section due à l'instabilité de Plateau-Rayleigh apparaisse et qu'une nouvelle bosse se forme.

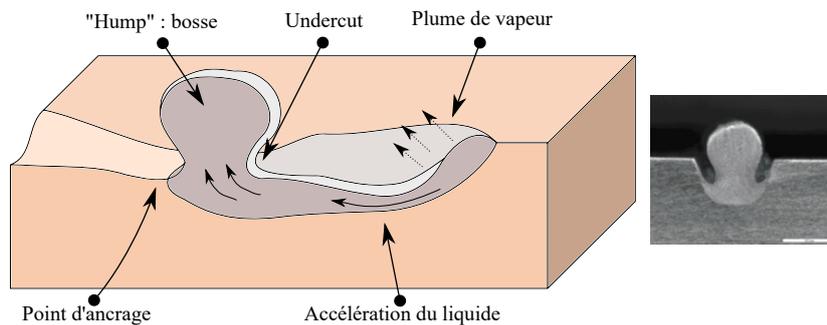


FIGURE 1.18 – Illustration du régime de "humping". Adapté de Fabbro (2010) [31].

1.2.4.6 Régime de conduction

Un dernier régime, qui ne fait pas partie de la même catégorie que ceux précédemment présentés, peut également être observé. Pour des puissances laser moins élevées, et possiblement des vitesses de soudage plus grandes, le processus de vaporisation peut ne pas être assez intense pour former un capillaire. Un métal liquide n'est alors formé qu'en surface de l'échantillon initial et la profondeur de ce bain de fusion n'est déterminée que par la diffusion thermique du matériau. On parle alors de régime de "conduction". Ce régime ne sera à priori pas observé lors de ce projet.

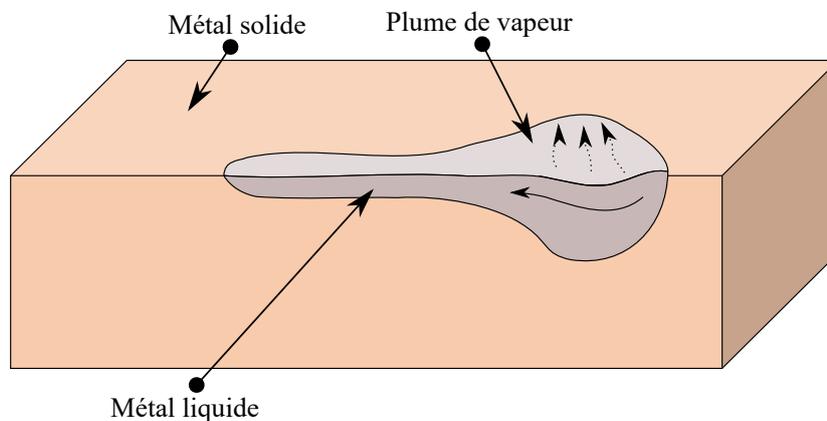


FIGURE 1.19 – Illustration du régime de conduction.

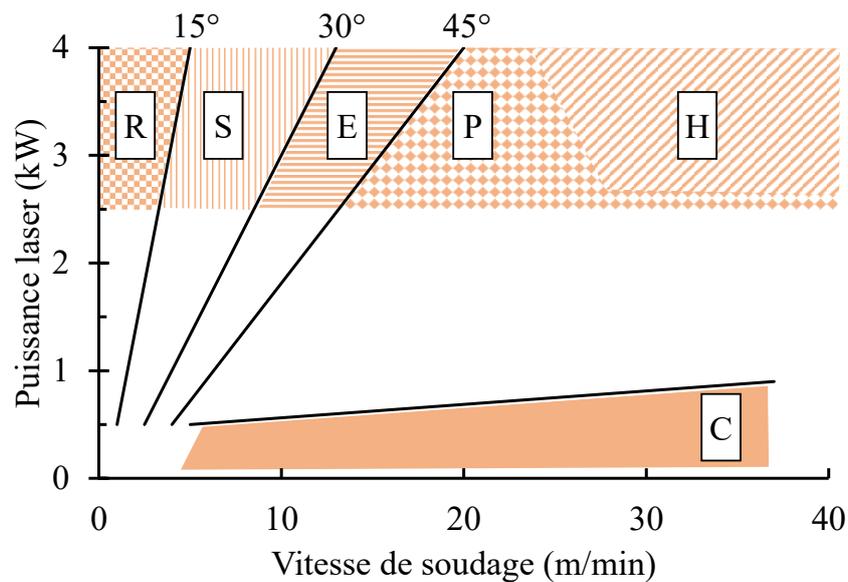


FIGURE 1.20 – Récapitulatif des plages de paramètres opératoires menant aux régimes précédemment décrits. (R) Rosenthal, (S) Single wave, (E) Elongated keyhole, (P) Pre-humping et (H) Humping. La région (C) délimite le régime de conduction. Les angles d’inclinaison du front avant menant à la transition entre régimes sont également indiqués.

La process-map puissance-vitesse (P-V), montrant les différents régimes en fonction des paramètres opératoires, est présentée Figure 1.20. Nous rappelons que cette dernière est dépendante du matériau. De plus, ce graphique est présenté en fonction de la puissance, et dans ce cas-ci pour un diamètre de faisceau donné. Pour être plus général sur le matériau, il faudrait le présenter en fonction de l’intensité laser utilisée.

1.2.5 Instabilités et défauts résultants

1.2.5.1 Les bosses (“Hump”)

Le terme “humping” sert également à qualifier l’instabilités du procédé menant à la génération de bosses sur le cordon de soudure résiduel. En créant des successions de creux et de bosses le long du cordon de soudure, ces défauts deviennent préjudiciables pour la tenue mécanique de l’assemblage. Nous chercherons donc à nous placer dans un jeu de paramètres opératoires ne menant pas à un régime de humping.

1.2.5.2 Instabilités : les éjectas (spatters)

Au cours du procédé, le métal liquide formant le bain de fusion peut être accéléré, que ce soit par l’hydrodynamique propre de l’écoulement du bain comme nous avons pu l’observer avec les différents régimes de soudage, soit par cisaillement avec la vapeur métallique produite à grande vitesse en surface. Si la composante verticale de la vitesse du liquide en surface dépasse un certain seuil, les forces inertiels deviennent prépondérantes devant les effets de tension de surface, et des gouttelettes de métal liquide, appelées “spatters” en anglais, sont

1.2. PHYSIQUE DU PROCÉDÉ

arrachées hors du bain de fusion. Une illustration typique du mécanisme de formation de ces éjectas, observées dans les travaux de Kaplan et al. [32] est présentée en Figure 1.21.

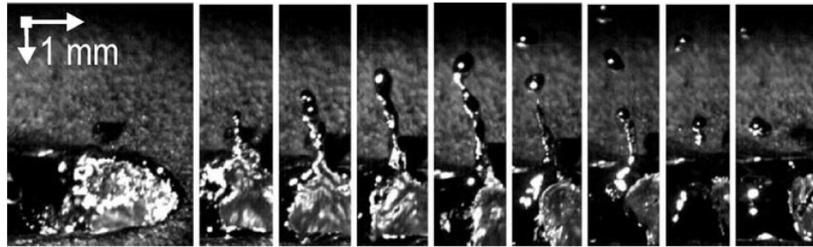


FIGURE 1.21 – Illustration de la formation de "spatters", observée en imagerie rapide au cours du procédé de soudage laser. Extrait de Kaplan et al. (2011) [32]

1.2.5.3 Le manque de matière (blow-holes)

Un défaut typique également fréquent lors du soudage laser, et plus particulièrement sur cuivre, est le manque de matière observable le long du cordon de soudage (Figure 1.22).

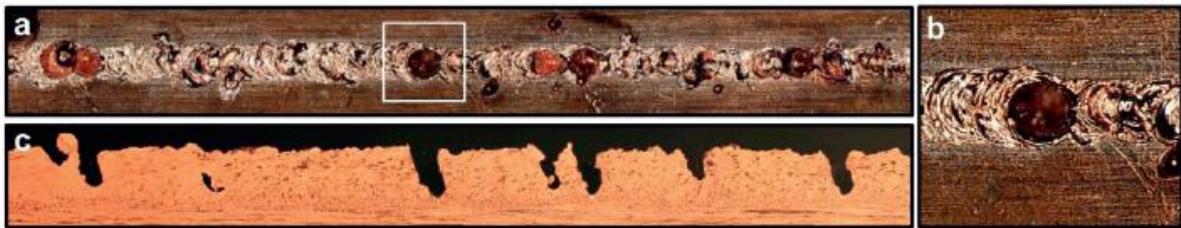


FIGURE 1.22 – Illustration du défaut de manque de matière lors du procédé de soudage laser sur un échantillon d'alliage de cuivre Cu-ETP. **a)** Cordon vu de dessus. **b)** Focus sur un défaut de manque de matière. **c)** Cross-section de l'échantillon. Extrait de Heider et al. (2013) [33]

Les observations de Heider et al. [33] en imagerie rayon X combiné à une caméra rapide (Figure 1.23) permettent de mieux comprendre les mécanismes menant à ce défaut. Dans leurs travaux, ils résument la formation d'un "blow-hole" ainsi : à l'état initial, le keyhole est fin et profond. Après quelques millisecondes, une déflexion se forme au bas du bain de fusion sous forme d'une bulle. Cette dernière croît tout en remontant et en repoussant le métal liquide en surface, formant des vagues sur le cordon. La croissance continue tant que la tension de surface reste prédominante devant la pression exercée par la bulle émergente. Enfin, lorsque la tension de surface ne permet plus de maintenir le liquide, ce dernier est éjecté hors de la zone d'interaction laser-matière et un manque de matière est observé sur le cordon résultant.

De la même manière que pour le humping, ces manques de matière sont à éviter pour l'obtention d'un cordon de bonne qualité.

1.2. PHYSIQUE DU PROCÉDÉ

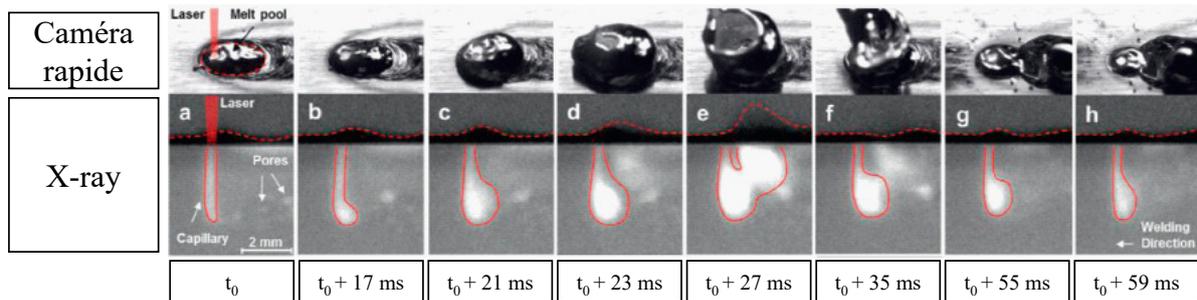


FIGURE 1.23 – Mécanisme de formation de blow-hole lors du procédé de soudage laser sur cuivre observé par caméra rapide (haut) et imagerie rayons-X (bas). Extrait et adapté de Heider et al. (2013) [33].

1.2.5.4 Défaut : la porosité

Comme nous avons pu le voir précédemment, sous l'effet de la gravité et des effets de tension de surface, le bain de fusion peut se refermer sur lui-même, piégeant ainsi une bulle de gaz au sein du liquide. Deux cas de figure s'offrent alors : si le gaz piégé dans le bain liquide remonte à la surface, cette dernière pourra induire des oscillations du bain de fusion plus ou moins importantes en fonction de sa taille, comme pour la formation de blow-holes. À l'inverse, si la bulle de gaz n'a pas le temps de remonter en surface avant que le front de solidification la piège définitivement en profondeur, il en résulte une porosité résiduelle au sein du cordon de soudage.

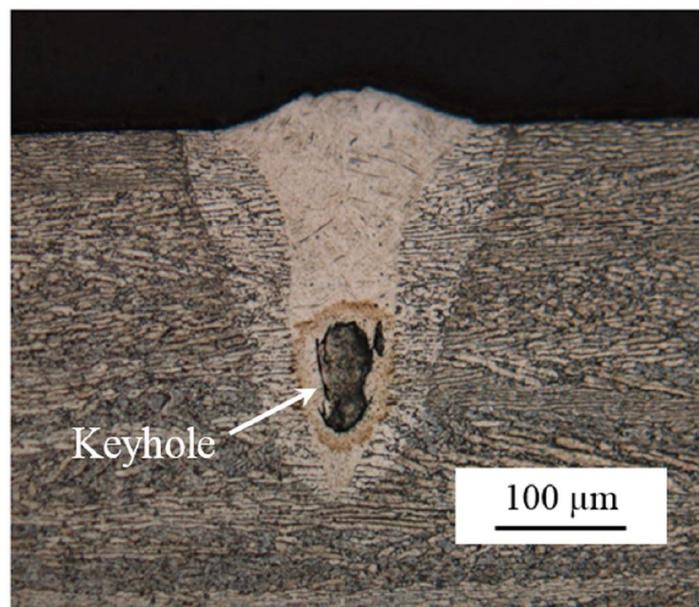


FIGURE 1.24 – Illustration d'une porosité formée au cours du procédé de soudage laser. Extrait de Gong et al. [34]

1.3 Le cuivre et ses propriétés physiques

Ce projet se concentrant sur l'application du procédé de soudage laser sur le matériau qu'est le cuivre et sur la difficulté de contrôler la stabilité hydrodynamique pour ce couple procédé-matériau, une présentation des différentes propriétés matériaux semble nécessaire, afin d'avoir un point de comparaison avec d'autres matériaux fréquemment utilisés lors de ce procédé et d'également essayer de donner quelques points d'explications sur les difficultés de souder le cuivre au laser. Ces propriétés matériaux seront également les données d'entrée du modèle numérique qui sera développé au cours de ce projet.

1.3.1 Les propriétés physiques

Les propriétés physiques du cuivre, d'un de ses alliages, de l'aluminium et de l'acier inoxydable 316L sont présentés dans les figures suivantes : absorptivité α_λ (Figure 1.25), conductivité thermique k (Figure 1.26), masse volumique ρ (Figure 1.29), chaleur massique à pression constante c_p (Figure 1.30), viscosité dynamique μ (Figure 1.27) et tension de surface σ (Figure 1.28). Ces données sont compilées - à l'exception de l'absorption pour laquelle nous utilisons les données d'Engler [17] - à partir des résultats obtenus par Mills [29], devenu une référence utilisée par nombre d'auteurs et proposant un catalogue de propriétés d'une large gamme de matériaux, et Cagran [35] se concentrant uniquement sur les propriétés du cuivre.

1.3.1.1 L'absorptivité

Les mesures d'absorptivité réalisées par Engler [17] qui nous intéressent ici sont celles faites sur une nuance Se-Cu58, un alliage composé à 99.5% de cuivre et que l'on utilisera ici comme référence au cuivre pur, une nuance de bronze CuSn6, composé à environ 94% de cuivre, et un acier inoxydable 304, aussi connu sous le nom de 1.4301. À défaut d'avoir trouvé des données sur l'aluminium dans la même référence et également en fonction de la température, l'absorption à l'état solide est indiquée et extraite des travaux de Rakic [36]. Les absorptivités du cuivre et du fer solide à température ambiante et à 1030 nm, provenant des travaux de Johnson et Christy [13, 37], sont également indiquées à titre de comparaison.

Les résultats présentés en Figure 1.25 pour une longueur d'onde de 1030 nm montrent que l'absorptivité de cuivre et de ses alliages est bien inférieure, dans un rapport de 5 à 6, à celle du fer. Cette différence d'absorptivité illustre un premier challenge pour le soudage laser du cuivre : pour atteindre des puissances absorbées équivalentes entre tous ces matériaux, il faudra utiliser un laser de plus forte puissance dans le cas du cuivre, dans un même rapport 5 à 6 fois plus élevé.

La différence d'absorptivité entre ces matériaux diminue légèrement à l'état liquide mais reste tout de même non négligeable, dans un rapport 3 entre le cuivre et le fer. Dans le cas du fer, il restera après la première réflexion environ 61% de la puissance incidente du faisceau à

1.3. LE CUIVRE ET SES PROPRIÉTÉS PHYSIQUES

redistribuer dans le capillaire. Pour le cuivre, étant donné sa faible absorptivité, environ 90% à 97% de la puissance du faisceau sera encore disponible pour les prochaines réflexions. Les réflexions supplémentaires du faisceau au sein du capillaire de vapeur pourront avoir un rôle d'autant plus déterminant sur le cuivre par rapport à d'autres matériaux moins réfléchissants.

Cependant, aucune réelle différence ne se prononce en comparant l'absorptivité du cuivre et ses alliages aux données de l'aluminium pur. Il faut donc chercher sur d'autres propriétés matériaux pour voir ce qui pourrait expliquer les instabilités hydrodynamiques fortement marquées lors du soudage du cuivre.

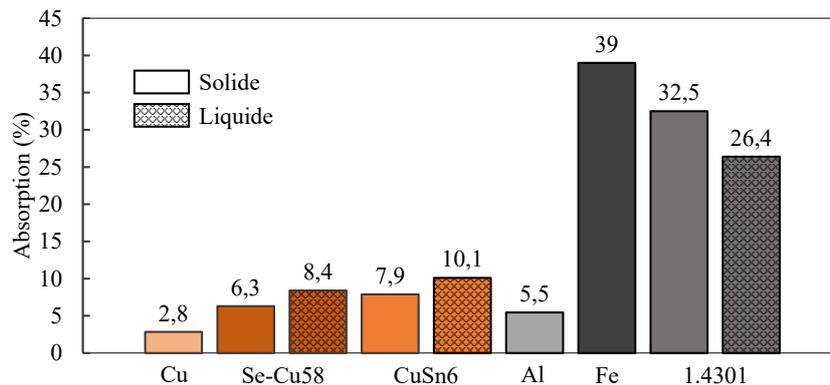


FIGURE 1.25 – Influence de l'état de la matière sur l'absorption de différents matériaux, à une longueur d'onde de 1030 nm. Extrait et adapté de Engler (2011) [17] et Johnson et Christy (1974) [37]

1.3.1.2 La conductivité thermique

À l'inverse de l'absorptivité, la conductivité du cuivre est bien plus élevée que celle des autres matériaux. À température ambiante, celle du cuivre est 1.6 fois plus élevée que pour de l'aluminium, contre quasiment 30 fois supérieure à celle du 316L.

Cette forte conductivité thermique à l'état solide va venir amplifier la problématique soulignée par l'absorptivité du matériau : le cuivre étant très bon conducteur thermique, le moindre apport de chaleur va être diffusé dans le matériau, rendant la fusion du matériau d'autant plus compliquée.

À l'opposée, une fois la fusion du cuivre atteinte, sa conductivité thermique diminue de plus de moitié. La dissipation thermique se fait alors plus difficilement et la chaleur a tendance à s'accumuler dans le bain de fusion, augmentant les températures en zone fondue.

Une première forte différence de propriétés matériaux se remarque ici pour le cuivre vis-à-vis de l'aluminium et de l'acier, qui pourrait être une potentielle première piste expliquant la difficulté de soudage laser sur cuivre.

1.3. LE CUIVRE ET SES PROPRIÉTÉS PHYSIQUES

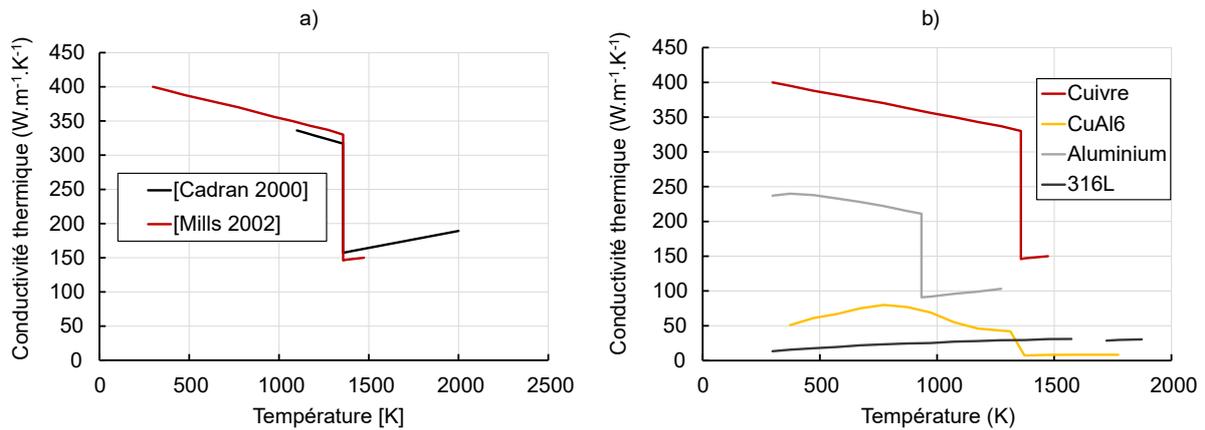


FIGURE 1.26 – a) Influence de la température sur la conductivité thermique du cuivre. Extrait de Mills (2002) [29] et Cagran (2000) [35]. b) Comparaison pour différents matériaux. Extrait de Mills (2002) [29]

1.3.1.3 La viscosité dynamique

Le comportement fluide du cuivre peut être décrit via ses propriétés matériaux que sont la viscosité dynamique et la tension de surface.

Pour ce qui est de la viscosité dynamique, pour des températures équivalentes, par exemple 2000 K, le cuivre pur semble être un intermédiaire entre le 316L et l'aluminium comme l'illustre la Figure 1.27. Le bain de cuivre liquide engendré lors du procédé de soudage laser est alors plus facilement instable que ceux réalisés sur 316L, si nous regardons uniquement cette propriété matériau. Cependant, avec ce raisonnement ci, l'aluminium serait un candidat plus favorable aux instabilités que le cuivre.

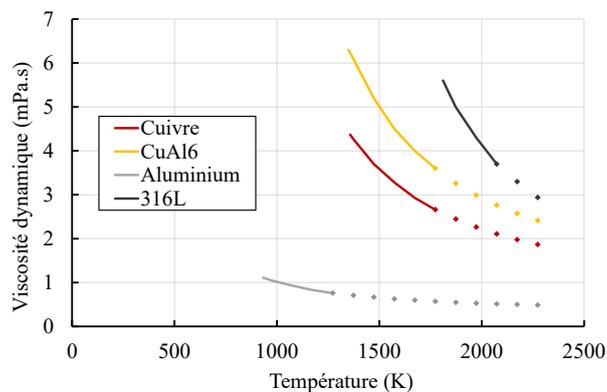


FIGURE 1.27 – Comparaison de la viscosité dynamique pour différents matériaux. Les pointillés représentent les valeurs extrapolées des données de la littérature. Extrait de Mills (2002) [29]

1.3.1.4 La tension de surface

La même tendance se retrouve pour la tension de surface de ces matériaux, le cuivre prenant des valeurs intermédiaires à celle du 316L et de l'aluminium.

La Figure 1.28 illustre également un point déjà évoqué précédemment en section 1.2.3.3. Pour tous les matériaux présentés, la tension de surface diminue avec la température. Le coefficient thermo-capillaire $\frac{\partial\sigma}{\partial T}$ est donc négatif et l'effet Marangoni a pour effet de créer un flux de convection, dit thermo-capillaire, des régions chaudes vers les régions froides.

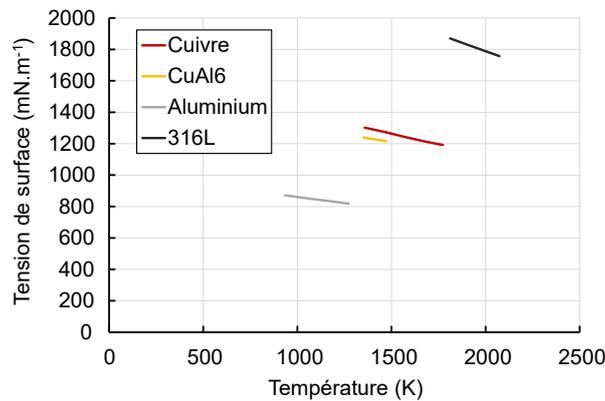


FIGURE 1.28 – Comparaison de la tension de surface pour différents matériaux. Extrait de Mills (2002) [29]

1.3.1.5 La masse volumique et la chaleur massique

En dernier point, la masse volumique et la chaleur massique pour ces mêmes matériaux sont présentés respectivement en Figure 1.29 et Figure 1.30. Ces valeurs sont utilisées au cours des prochains chapitres.

Nous ajouterons simplement, comme pour la tension de surface, que la masse volumique de ces matériaux décroît avec la température. La convection naturelle a donc tendance à faire remonter le liquide "chaud" en surface sous l'effet du liquide "froid" attiré par gravité vers le bas du bain de fusion.

L'étude des propriétés de ces différents matériaux permet déjà de tirer quelques conclusions : l'aluminium et le cuivre se démarquent de part leurs propriétés physiques particulières, qui étaient déjà illustrées de part les instabilités du bain de fusion observées expérimentalement [1, 38]. Afin de compléter ce que nous avons observé en comparant chaque propriété physique individuellement, nous nous proposons de réaliser une étude sur des nombres adimensionnés caractéristiques pour chacun de ces matériaux.

1.3. LE CUIVRE ET SES PROPRIÉTÉS PHYSIQUES

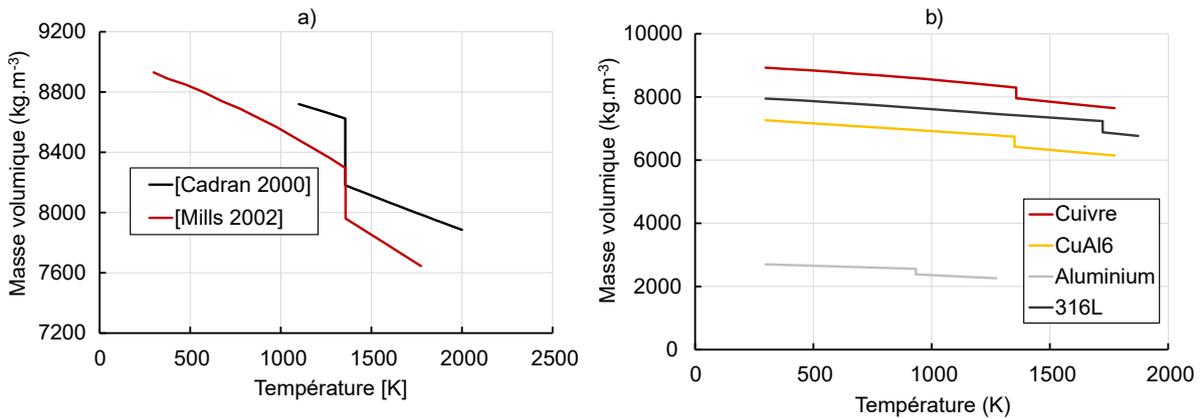


FIGURE 1.29 – **a)** Influence de la température sur la masse volumique du cuivre. Extrait de Mills (2002) [29] et Cagran (2000) [35]. **b)** Comparaison pour différents matériaux. Extrait de Mills (2002) [29]

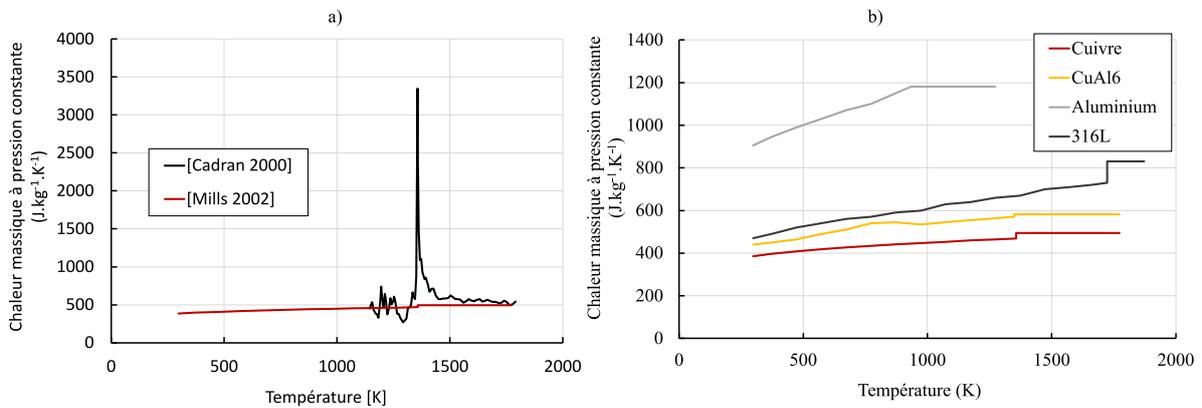


FIGURE 1.30 – **a)** Influence de la température sur la chaleur massique à pression constante du cuivre. Extrait de Mills (2002) [29] et Cagran (2000) [35]. **b)** Comparaison pour différents matériaux. Extrait de Mills (2002) [29]

1.3.2 Les nombres adimensionnés

L'étude des nombres adimensionnés qui suit est censée nous permettre deux choses : d'une part, expliquer une fois de plus la différence de comportement hydrodynamique que l'on peut observer pour différents matériaux lors du procédé de soudage laser. D'autre part, ces nombres adimensionnés représentant pour la plupart d'entre eux la prédominance d'un phénomène physique par rapport à un autre, certaines hypothèses de modélisation peuvent également émerger de cette étude.

Dans ce qui suit, nous utiliserons les notations suivantes et les valeurs des propriétés physiques seront prises au point de fusion des matériaux :

- ρ : la masse volumique, en $[kg.m^{-3}]$.
- β : le coefficient de dilatation thermique, en $[K^{-1}]$ et défini comme $-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T}$.
- μ : la viscosité dynamique, en $[Pa.s]$.

1.3. LE CUIVRE ET SES PROPRIÉTÉS PHYSIQUES

- σ : la tension de surface, en $[N.m^{-1}]$.
- k : la conductivité thermique, en $[W.m^{-1}.K^{-1}]$.
- α_{th} : la diffusivité thermique, en $[m^2.s^{-1}]$
- c_p : la chaleur massique à pression constante, en $[J.kg^{-1}.K^{-1}]$.
- T_0 : la température ambiante, en $[K]$ et égale à 293.15 K.
- T_m : la température de fusion, en $[K]$.
- ΔT : un écart de température considéré, que l'on prendra ici égal à $T_m - T_0$.
- g : l'accélération de la gravité, en $[m.s^{-2}]$.
- L_c : une longueur caractéristique, en $[m]$.
- u_c : une vitesse caractéristique, en $[m.s^{-1}]$.

Les grandeurs caractéristiques (longueur et vitesse) à considérer dépendent des physiques concernées, et une attention particulière doit être apportée lors de l'application numérique des nombres adimensionnés. Le Table 1.5 récapitule les valeurs trouvées pour les différents métaux.

Matériau	Cu	CuAl6	Al	Fe	316L
$G_{r,1}, L_c = 200 \mu m$	24.6	8.7	34.1	21.3	16.7
$G_{r,2}, L_c = 600 \mu m$	665	235.9	920	576	541.5
$P_e, L_c = 200 \mu m$ et $u_c = 1m/s$	2.4	103.9	6.2	32.2	40.1
P_r	0.007	0.51	0.014	0.13	0.16
$R_{e,1}, L_c = 200 \mu m$ et $u_c = 1m/s$	364.3	204	428.8	251.1	245.8
$R_{e,2}, L_c = 50 \mu m$ et $u_c = 10m/s$	910.8	510	1072.1	627.7	614.4
$M_a, L_c = 200 \mu m$	153.3	3525.4	550.9	3750.1	3555.5

TABLE 1.5 – Etude des nombres adimensionnés pour différents matériaux

Le nombre de Grashof G_r : caractérise le rapport entre les forces de flottabilité, liées à la convection naturelle, et les forces visqueuses. La longueur caractéristique intéressante dans ce cas ci serait la dimension du bain de fusion, qui est elle même de l'ordre du diamètre du faisceau laser. Pour tous les métaux, et dans les valeurs limites de diamètres de faisceau que nous rencontrerons lors de ce projet (à savoir 200-600 μm), le nombre de Grashof est bien supérieur à 1, signifiant que les métaux ne sont pas assez visqueux pour dissiper le mouvement induits par les forces de flottabilité. Notons que plus la dimension du bain de fusion est élevée, plus le diamètre du faisceau, plus les effets de convection naturelle sont importants, comme l'indique $G_{r,2} \geq G_{r,1}$. Aucune tendance particulière n'est révélée cependant pour le cuivre.

$$G_r = \frac{L_c^3 \rho^2 g \alpha_{th} \Delta T}{\mu^2} \quad (1.21)$$

Le nombre de Péclet P_e : caractérise le rapport entre les transferts par convection et par conduction. Pour le cuivre pur ainsi que l'aluminium, comme on pouvait s'y attendre de part leur forte conductivité thermique, ce nombre se rapproche de l'unité, indiquant que les transferts par conduction sont plus importants que pour les autres matériaux.

$$P_e = \frac{L_c \rho c_p u_c}{k} \quad (1.22)$$

Le nombre de Prandtl P_r : caractérise le rapport entre les phénomènes hydrodynamiques et les phénomènes thermiques. À grand nombre de Prandtl, le profil de température sera fortement influencé par la convection du fluide. Inversement, pour les faibles nombres de Prandtl, la conduction thermique est prédominante et la convection a peu d'influence sur l'évolution du profil de température. Notez que ce nombre ne s'exprime qu'à partir des propriétés matériaux. Aucune grandeur caractéristique n'a besoin d'être considérée.

$$P_r = \frac{\mu c_p}{k} \quad (1.23)$$

Le nombre de Reynolds R_e : caractérise la nature de l'écoulement d'un fluide. Les régimes d'écoulement sont généralement définis de la manière suivante : pour $R_e \leq 2000$, l'écoulement est considéré laminaire et pour $R_e \geq 10000$ l'écoulement est considéré turbulent. Entre ces valeurs, on qualifie l'écoulement d'intermédiaire entre le laminaire et le turbulent. Notons que ces valeurs limites de régimes ne sont pas strictes mais donnent une idée du régime hydrodynamique dans lequel l'écoulement se situe. Nous optons ici pour deux cas de figures. Dans le premier, correspondant au calcul de $R_{e,1}$, l'écoulement se fait sur la largeur du bain de fusion, et le fluide avance à la vitesse de soudage. Cette configuration serait typique d'un régime de conduction. Dans ce cas-ci, les faibles nombres de Reynolds calculés tendent à montrer que l'écoulement est laminaire. Dans la deuxième configuration, correspondant à $R_{e,2}$, le keyhole est déjà formé et le métal liquide le contourne latéralement avec une section réduite et donc une vitesse plus importante. Le nombre de Reynolds $R_{e,2}$ ainsi calculé est plus grand pour tous les métaux, sans pour autant atteindre des valeurs extrêmes qui pourraient indiquer que l'écoulement devienne turbulent.

$$R_e = \frac{\rho u_c L_c}{\mu} \quad (1.24)$$

Le nombre de Marangoni M_a : caractérise le rapport de la convection thermocapillaire, due à l'effet Marangoni, sur les effets dissipatifs (diffusion et viscosité). Le cuivre, et dans une moindre mesure l'aluminium, se démarque des autres matériaux par un nombre de Marangoni plus faible, démontrant encore une fois l'importance du phénomène de conduction pour ce matériau.

$$M_a = - \frac{\partial \sigma}{\partial T} \frac{L_c \Delta T}{\mu \alpha_{th}} \quad (1.25)$$

Le nombre de Weber W_e : Enfin, ce nombre caractérise le rapport entre les forces d'inertie et la tension superficielle se confrontant lors de l'écoulement d'une interface multi-phasique.

$$W_e = \frac{L_c \rho u_c^2}{\sigma} \quad (1.26)$$

Pour ce dernier, nous allons en faire une utilisation détournée pour appuyer nos propos. En effet, on peut définir $W_e = 1$ comme la condition pour laquelle les forces d'inertie deviennent prépondérantes devant la tension de surface. Ainsi, en jouant avec la définition du nombre de Weber, il est possible de tracer l'évolution de la vitesse limite d'entraînement d'une goutte en fonction du diamètre de cette dernière, ce qui est représenté en Figure 1.31. Avant de rentrer dans la comparaison des différents métaux, remarquons la tendance de ces courbes. Pour d'infimes diamètres d'une goutte, il faudrait théoriquement apporter une grande quantité de mouvement pour arracher une goutte à la surface multiphasique. À l'inverse, plus la taille de la goutte sera élevée, plus la quantité de mouvement nécessaire à l'entraîner sera faible.

Le cuivre, mis en contraste avec les autres matériaux, semble alors plus facilement sujet à l'éjection de particules à partir de l'interface bi-phasique que représente le métal liquide et le gaz ambiant. En effet, pour une même taille de particule, la vitesse nécessaire à son arrachement est plus faible pour le cuivre que pour les autres matériaux.

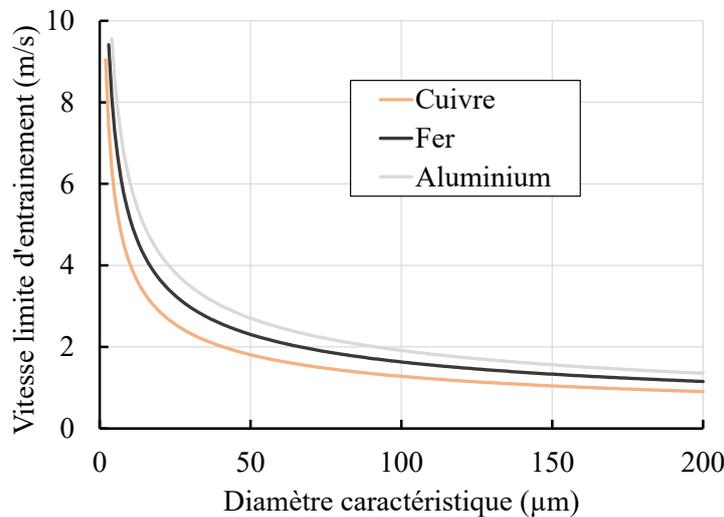


FIGURE 1.31 – Évolution de la vitesse limite d'entraînement en fonction de la taille de la particule.

La connaissance des propriétés physiques du cuivre nous a permis de faire un premier état des lieux de ses caractéristiques vis-à-vis d'autres matériaux couramment rencontrés en soudage laser. Les différences majeures observées apparaissent pour les effets de conduction/diffusion thermique du cuivre, plus marqués que pour les autres matériaux, ainsi qu'une plus forte tendance au liquide à être éjecté hors du bain de fusion.

Nous allons désormais nous intéresser à ce qui se passe au cours du procédé lui-même. Pour cela, nous détaillerons dans la prochaine section les différents moyens expérimentaux que l'on rencontre dans la littérature permettant l'obtention d'observables au cours du procédé ou post-procédé. Nous donnerons également une idée des stratégies de soudage employées pour surmonter les difficultés liées au soudage laser du cuivre.

1.4 Les moyens expérimentaux

1.4.1 La mesure d'observables

Que ce soit pour réaliser une campagne expérimentale visant à améliorer/optimiser le procédé ou bien valider un modèle numérique établi, la mesure de différents observables est essentielle. D'autres méthodes, comme l'imagerie par rayons X ou la mesure d'absorptance par sphère intégrante, ont déjà été présentés dans de précédentes sections et seront détaillés dans celle qui suit.

1.4.1.1 Mesure de la géométrie du cordon

Le premier type de mesures que l'on rencontre dans la littérature concerne la caractérisation des dimensions du bain de fusion et du capillaire de vapeur. La méthode la plus répandue consiste à faire une coupe métallographique du cordon de soudage. L'échantillon alors découpé est poli suivant un gamme de polissage adaptée au matériau puis attaqué chimiquement afin de faire apparaître la micro-structure, comme l'illustre la Figure 1.32. La mesure des dimensions du bain de fusion est alors réalisable en observant les variations de micro-structure. Cette méthode permet une analyse relativement rapide des cordons de soudage post-mortem. Cependant, révéler la structure granulaire d'un métal est parfois difficile. L'obtention d'un acide d'attaque adéquat ou d'un contraste suffisant pour distinguer le métal re-solidifié du métal de base peut être complexe.

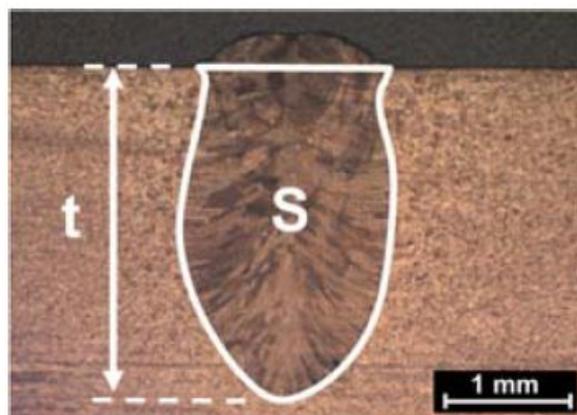


FIGURE 1.32 – Observation d'une coupe métallographique d'un cordon de soudage sur Cu-ETP. Extrait de Heider (2014) [2].

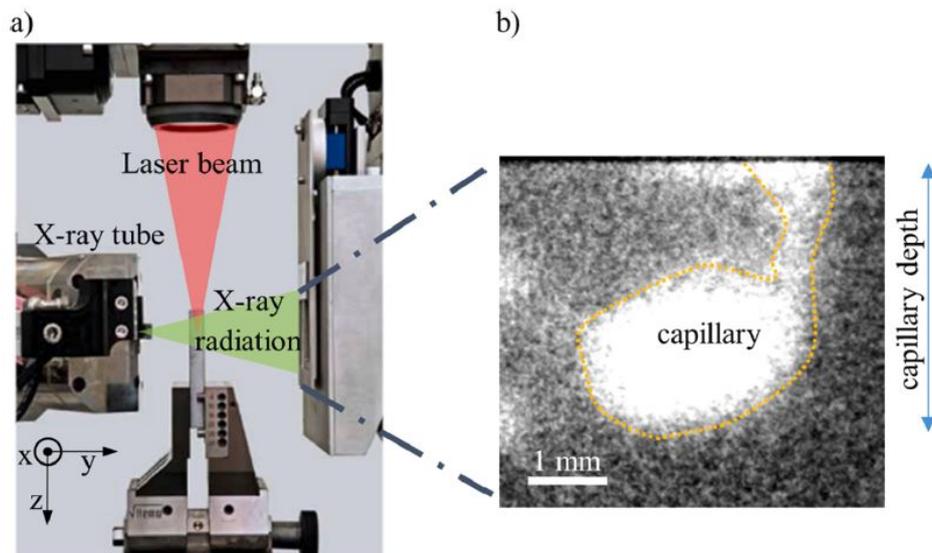


FIGURE 1.33 – a) Illustration d’un banc expérimental d’observation aux rayons X. b) imagerie obtenue par rayons-X lors de soudage laser sur un alliage d’aluminium AA6082. Extrait de Fetzer (2021) [1].

L’outil de plus en plus répandu en analyse de la dynamique de formation du capillaire au cours du procédé, que ce soit pour du soudage laser ou pour des techniques de fabrication additive type SLM (Selective Laser Melting), est l’observation par imagerie rayon-X [1, 9, 33, 39-42]. Cette technique fournit alors des informations sur la formation et la dynamique du keyhole, voire du bain de fusion dans certains cas, au cours du procédé. Une illustration d’un banc typique de mesure est présentée en Figure 1.33. Les rayons X sont générés perpendiculairement à la direction de soudage et à la direction de propagation du laser. Ces rayons sont alors atténués en traversant l’échantillon avant d’arriver au niveau d’un capteur à l’autre extrémité. Étant moins absorbés dans la cavité formée par le keyhole, un contraste peut alors être observé permettant de définir les contours du capillaire. Cette technique permet également l’observation de la formation de porosités au cours du procédé.

Enfin, notons qu’il existe aussi la possibilité de réaliser des mesures de profondeurs de capillaire par interférométrie [43]. Le principe de mesure consiste en l’utilisation d’une diode laser superluminescente (SLD) émettant une onde coaxiale au laser utilisé pour souder. Cette onde est, par la suite, réfléchi à l’intérieur du capillaire. Une figure d’interférence provenant de la superposition entre le champ réfléchi et le champ de référence permet d’obtenir, par transformation de Fourier inverse, la profondeur du capillaire au cours du procédé. Cette technique a l’avantage d’être une mesure non destructive, fournissant des données en temps réel avec une précision spatiale de l’ordre de la dizaine de micromètres.

1.4.1.2 Mesure d’absorbance

Une autre mesure intéressante concerne l’évolution de l’absorbance, la part du faisceau incident et des multiples réflexions absorbées par le matériau et au sein du capillaire, au cours

du procédé. Deux méthodes expérimentales sont couramment utilisées dans la littérature : les mesures par calorimétrie [8, 44-46] et les mesures par sphère intégrante [18, 47, 48].

Calorimétrie : ce principe de mesure repose sur la mesure de température par thermocouples d'un échantillon irradié dans notre cas par laser. La connaissance de l'élévation de température de l'échantillon et des propriétés matériaux permet de remonter à l'absorptance de l'échantillon via [44] :

$$(\rho_{mat}c_{p,mat}d_{mat} + \rho_{sup}c_{p,sup}d_{sup})\frac{dT}{dt} = A(T)I_{laser} - Q(T) \quad (1.27)$$

Dans Equation 1.27, ρ correspond à la masse volumique, c_p la chaleur massique à pression constante, d l'épaisseur des échantillons, T la température, $A(T)$ l'absorptance thermo-dépendante, I l'intensité du rayonnement laser (uniforme dans les travaux de Rubenchik et al.) et $Q(T)$ les pertes thermiques incluant celles par convection et rayonnement. Les indices "mat" et "sup" désignent respectivement le matériau à caractériser et le support si nécessaire. Cette équation peut être amenée à varier sous certaines hypothèses de travail mais le principe physique reste le même. Grâce à cette méthode, Trapp et al. [8] ont mis en avant la forte variation d'absorptance avec la formation du keyhole, selon la même tendance présentée par le modèle de Gouffé [24], au cours du procédé de soudage laser et de fabrication additive par fusion de lit poudre (SLM) sur 316L et alliages d'aluminium.

Cette méthode nécessite d'avoir une bonne connaissance des propriétés physiques (ρ , c_p) du matériau en fonction de la température, ce qui est rarement le cas.

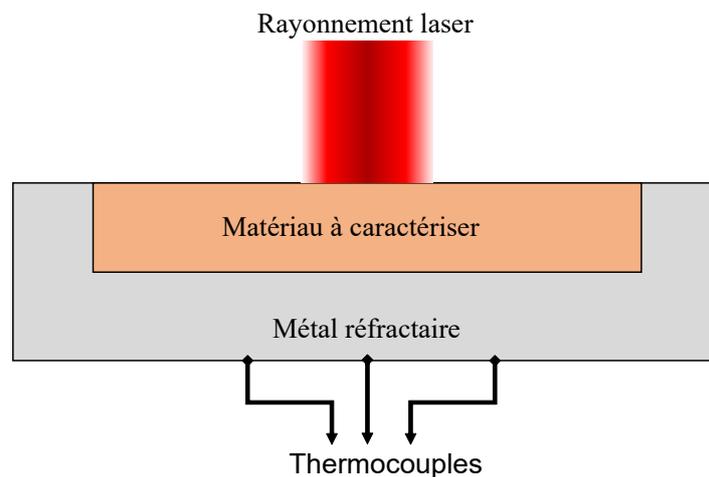


FIGURE 1.34 – Illustration de mesure d'absorptance par calorimétrie. Adapté de Rubenchik (2015) [44]

Sphère intégrante : Comme nous l'avons déjà présenté en section 1.2.2, aux longueurs d'ondes des lasers utilisés pour nos procédés les métaux ne transmettent pas le rayonnement. L'absorptivité et la réflectivité sont alors reliées directement l'une à l'autre. Sur ce principe, les

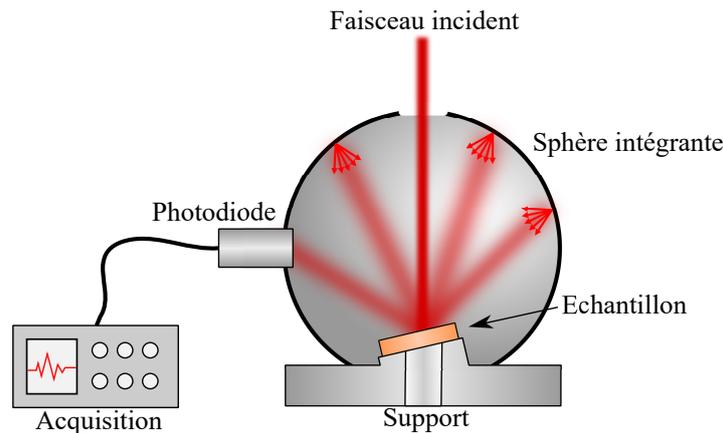


FIGURE 1.35 – Illustration d'un banc expérimental de mesure d'absorptance par sphère intégrante. Adapté de Nordet et al. (2022) [18]

mesures par sphère intégrante - aussi appelée sphère d'intégration ou encore sphère d'Ulbricht inventée par le chercheur éponyme [49] - permettent par l'acquisition de la réflectance (tout ce qui est réfléchi par le matériau) d'accéder à l'absorptance au cours du procédé. Une sphère, dont la paroi interne est revêtue d'une peinture permettant une réflexion diffuse en son sein, généralement du sulfate de baryum (BaSO_4), forme une enceinte dans laquelle repose l'échantillon de l'essai, comme l'illustre la Figure 1.35. L'échantillon est irradié par le faisceau laser incident et en absorbe une certaine fraction A dépendante du matériau, de l'état de surface, du phénomène de piégeage de faisceau dans le keyhole, etc. Le reste du faisceau est alors réfléchi dans l'enceinte et se diffuse grâce au revêtement qui compose la sphère. Une photo-diode converti alors la quantité de photons perçue par le capteur en une tension.

La démarche de mesure est alors la suivante : un matériau référence, d'absorptance connue A_{ref} , est utilisé pour généré un signal de référence U_{ref} à différentes puissances laser, donnant un courbe de référence $U_{ref} = f(P)$. En réalisant la même démarche sur d'autres échantillons, on obtient un signal mesuré U_m , et l'absorptance mesurée A_m est calculée par [18] :

$$A_m = 1 - (1 - A_{ref}) \frac{U_m}{U_{ref}} \quad (1.28)$$

Contrairement à la mesure par calorimétrie, les propriétés thermiques de l'échantillon et du support n'ont pas besoin d'être connu. Cependant, la maîtrise de l'absorptivité de l'échantillon de référence est essentielle. Notons également qu'un des inconvénients majeurs de cette méthode menant à de fortes erreurs de mesure réside dans le principe de mesure lui-même. En effet, la mesure d'absorptance se faisant de manière indirecte via la réflectance du matériau, une variation même faible de réflectance, par exemple 98% au lieu de 99%, conduira à une erreur de 100%, en mesurant une absorptance de 2% au lieu de 1%. Pour des matériaux réfléchissants tels que le cuivre, cette contrainte va rendre les mesures d'absorptance complexes, avant la formation d'un capillaire et l'apparition du phénomène de multiples réflexions.

1.4. LES MOYENS EXPÉRIMENTAUX

Les études expérimentales les plus avancées sur les procédés de soudage laser et de fabrication additive du lit de poudre combinent désormais des mesures par sphère intégrante avec de l'imagerie par rayons X. Cette combinaison d'observables a permis à certains auteurs, comme Simonds et al. [47], de mettre en évidence les mécanismes de couplage énergétique et les étapes de formations du keyhole au cours de procédés de fusion par laser.

Une méthode semi-empirique : Une troisième méthode d'accès à l'absorptance a également émergé depuis quelques années. Cette dernière est légèrement hors catégorie par rapport aux mesures réalisées par sphère intégrante ou calorimétrie. Le principe consiste en la reconstruction géométrique du capillaire de vapeur à partir des séries d'images obtenues par imagerie rayons-X, comme présenté dans les travaux de Boley et al. [39]. Ce capillaire reconstruit est alors utilisé comme frontière limite dans une simulation de lancer de rayons (Raytracing) lors de laquelle une quantité N_r de rayons se propageant dans la cavité formée par la géométrie reconstruite en déposant une fraction α de la puissance du faisceau. Cette mesure permet alors un niveau supplémentaire d'analyse : comme pour les mesures par sphère intégrante et calorimétrie, l'absorptance globale du capillaire est obtenu, mais avec un accès supplémentaire à la répartition locale d'irradiance absorbée dans le capillaire. Cette information supplémentaire a permis à l'équipe de Fetzer et al. [1] l'observation de mécanismes de formation de porosités lors du soudage laser sur un alliage d'aluminium (AA6082) en ajoutant une interprétation énergétique à ce processus de génération de défauts.

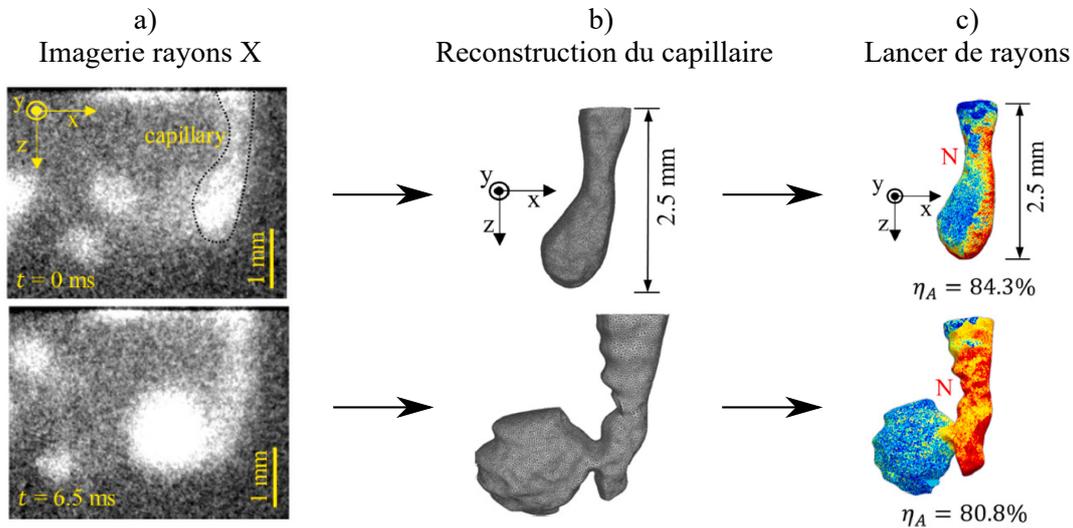


FIGURE 1.36 – Principe de reconstruction et de mesure d'absorptance par lancer de rayons. **a)** Séquence obtenues par imagerie rapide aux rayons X. **b)** Reconstruction de la géométrie du capillaire. **c)** Distribution spatiale d'irradiance absorbée le long du capillaire, η_A représente l'absorptance globale de la géométrie. Extrait et adapté de Fetzer et al. (2021) [1].

Cette mesure est cependant considérée comme semi-empirique car seule la géométrie du capillaire provient de mesures expérimentales. La distribution des rayons formant l'enveloppe du faisceau ainsi que leur absorption locale dans la géométrie reconstruite sont des paramètres

numériques et restent une source d'erreurs dans la méthode développée. De plus, bien que le contour dans le plan de soudage Le principe n'en reste pas moins très intéressant et figure actuellement parmi les méthodes fournissant le plus grand nombre d'informations, permettant la comparaison à des modèles numériques.

1.4.2 Stratégies de soudage

Les principaux moyens de mesures décrits précédemment forment la base des outils d'analyse utilisés lors de plan expérimentaux visant à améliorer la maîtrise du procédé de soudage. Une sélection des axes de recherche expérimentaux sur le sujet est présentée dans les prochains paragraphes, mais ne représente pas une liste exhaustive des stratégies de soudage existantes.

1.4.2.1 Jouer sur la longueur d'onde

L'étude bibliographique sur l'interaction laser matière et les propriétés physiques sur cuivre ont permis de mettre en évidence que l'absorptivité du cuivre irradié par laser vert (environ 40% à 515 nm et à température ambiante) est supérieure à celle sous laser infrarouge (environ 5% à 1030 nm et à température ambiante). L'utilisation d'un laser semble dans ces conditions plus intéressantes pour palier le problème lié à la faible absorptivité du cuivre que nous avons déjà évoqué auparavant [50-53].

Kaiser et al. [50] et Pricking et al. [51] présentent des résultats intéressants de tirs statiques sur cuivre couplé avec l'utilisation d'un laser vert à 515 nm. Les cordons de soudage ainsi obtenus démontrent un caractère plus reproductible qu'avec un laser IR, comme l'illustre la Figure 1.37. Des essais ont également été réalisés sur différentes natures de surface (polie, sablée et attaquée chimiquement) et ont permis d'illustrer que dans le cas d'utilisation d'un laser vert, aucune préparation de l'échantillon n'était nécessaire contrairement à ce qui peut se faire avec un laser IR. Notons cependant que ces résultats se limitent au régime de conduction uniquement.

Alter et al. [53] de leur côté réalisent des cordons de soudage également avec un laser vert. En observant l'évolution de la profondeur de cordons, leurs essais montrent une transition lisse entre le régime de conduction et celui de keyhole profond. Ils attribuent ce fait à une variation moins brutale entre l'absorptivité incidente du matériau et l'absorptance induite avec les multiples réflexions dans le capillaire comparée à la transition obtenue avec un laser dans le proche-IR.

Dans ces études, la stabilité du procédé est attribuée à la forte absorptivité du cuivre irradié sous laser vert. Cette solution, bien qu'intéressante, ne sera pas adoptée lors de ce projet pour la raison suivante : la génération d'un laser vert, aussi appelé seconde harmonique, se fait par le passage d'un laser IR, appelé fondamental, dans un cristal doubleur de fréquence, généralement composé de phosphate de titanyle de potassium (KTP) pour les lasers Nd :YAG.

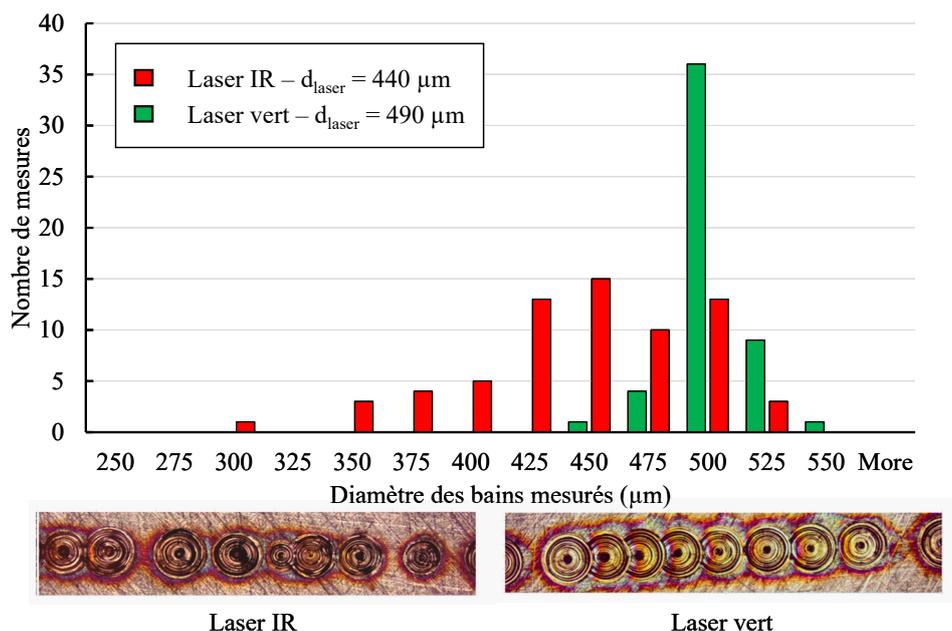


FIGURE 1.37 – Reproductibilité de tirs statiques réalisés sous laser IR (1030 nm) et vert (515 nm). Extrait et adapté de Pricking et al. (2016) [51].

Référence	λ (nm)	P_{max} (kW)	α_λ (à T_0)	P_{abs} (kW)
TruDisk 16002	1030	16	5%	0.8
TruDisk 3022	515	3	40%	1.2

TABLE 1.6 – Illustration des puissances maximales atteignables par des lasers commerciaux. Extrait et adapté du catalogue Trumpf®[55]

Le rendement de passage dans ce cristal n'est pas parfait, comme l'illustre la Figure 1.38, et la puissance disponible pour la seconde harmonique (ici 532 nm) est alors bien inférieure à celle du fondamental (ici 1064 nm). Ce principe, expliqué succinctement, s'illustre également en observant les gammes de lasers disponible industriellement, même si ceci n'est pas une démonstration rigoureuse. La Table 1.6 présente les gammes de lasers IR et vert disponibles chez Trumpf®, fournissant les puissances maximales pour chaque longueur d'onde.

Comme nous avons pu le voir lors de la description de l'interaction laser-matière, l'absorptance du matériau est sensiblement égale à son absorptivité en régime de conduction. Pendant cette phase, la comparaison laser vert/laser IR est pertinente, car à puissance laser égale la puissance absorbée sera plus importante en utilisant un laser vert. Cependant, en régime de capillaire profond, l'absorptance du matériau tend vers l'unité. Au global, la puissance absorbée par le matériau est alors sensiblement égale à la puissance du laser, qui par définition restera toujours plus élevée dans un rapport environ 2-3 pour un laser infrarouge qu'un laser vert.

L'utilisation de laser IR dans l'application de soudage laser à forte puissance reste alors tout à fait légitime par rapport à l'utilisation de laser vert. Nous verrons cependant dans le

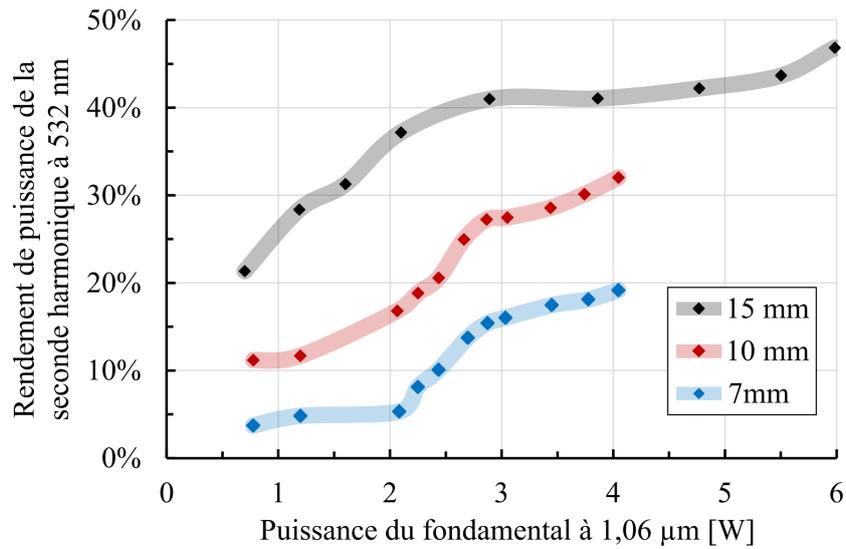


FIGURE 1.38 – Taux de conversion de puissance entre le fondamental (1064 nm) et la seconde harmonique (535 nm) en fonction de la longueur du cristal doubleur de fréquence KTP. Extrait et adapté de Koeckner et Bass (2003) [54].

prochain paragraphe que l'utilisation combinée de ces deux lasers peut être un compromis plus qu'intéressant pour le cuivre.

1.4.2.2 Le pré-chauffage

Pour tirer avantage des deux sources laser décrites précédemment (IR et vert), la combinaison de ces dernières peut être une solution adéquate. Dans leur travaux, Hess et al. [56, 57] utilisent un laser vert comme moyen de pré-chauffage de l'échantillon avant le passage d'un laser IR. Du fait de la plus forte absorptivité du cuivre à 515 nm, le régime de conduction et la phase de création du capillaire peuvent alors être atteints avec des puissances plus faibles. Le laser IR, de plus forte puissance, peut alors être absorbé par multiples réflexions dans le capillaire.

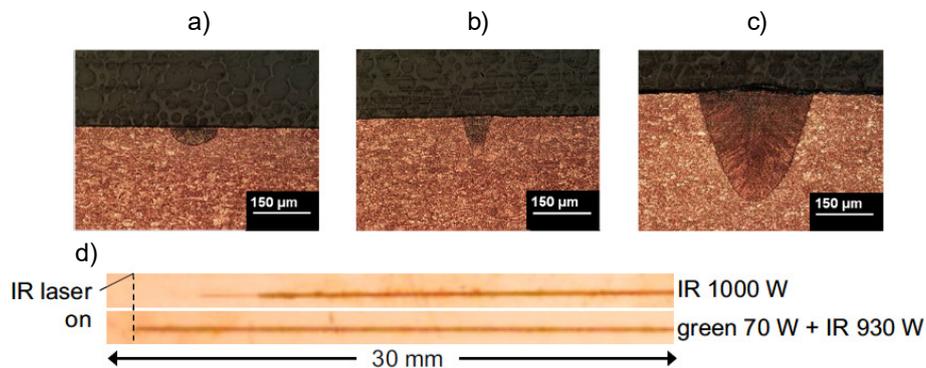


FIGURE 1.39 – Comparaison de cordons de soudage réalisés du alliage de bronze (CuSn6) à $V_w = 25m/min$ et a) $P_{IR} = 500 W$, b) $P_{vert} = 70 W$ et c) combinaison de $P_{IR} = 430 W$ et $P_{green} = 70 W$. d) Cordons vus de dessus obtenu par laser IR uniquement (haut) et par combinaison de laser IR et vert (bas). Extrait et adapté de Hess et al. (2010) [57].

Bien que leur étude se situe à la limite conduction/keyhole, leurs résultats semblent prometteurs pour pallier le problème d'absorptivité du cuivre à l'infrarouge.

1.4.2.3 La modulation de puissance

Une stratégie plus complexe utilisée par certains auteurs consiste à moduler la puissance du laser afin de stabiliser le bain de fusion [58-62]. Heider et al. [59], en s'inspirant des travaux de Matsunawa et al. [60] et Tsukamoto et al. [61] en laser CO_2 et sur aciers inoxydables, ont appliqué cette méthode en laser infrarouge sur cuivre et sur un de ses alliages (CuSn6).

$$P(t) = P_{moy} + P_{ampl} \sin(2\pi f_m t + \phi) \quad (1.29)$$

En modulant la puissance du faisceau $P(t)$ (Equation 1.29) autour d'une puissance moyenne P_{moy} avec une amplitude P_{ampl} à une fréquence de modulation f_M , Heider et al. [59] obtiennent avec cette méthode des cordons de soudage avec une fluctuation de la profondeur de soudage moins importante qu'en soudage continu et diminuent également le nombre de défauts (blow-holes) sur le cordon résultant. Cependant, ils observent une formation d'un plus grand nombre de porosités au fond du bain de fusion qu'ils corrélient avec les périodes où la puissance du laser atteint son minimum.

Dans un second travail plus complet, Heider et al. [62] normalisent leur étude afin d'avoir des résultats plus systématiques. Ils définissent ainsi une profondeur de modulation de puissance Π (Equation 1.30), comme mesure relative de l'amplitude de la puissance par rapport à la puissance maximale, et une fréquence normalisée Λ (Equation 1.31).

$$\Pi = \frac{2P_{ampl}}{P_{moy} + P_{ampl}} \quad (1.30)$$

$$\Lambda = \frac{f_M d_f}{V_w} \quad (1.31)$$

Les résultats de leur étude sont présentés en Figure 1.40. Ils trouvent ainsi une région de fréquence normalisée ($0.2 \leq \Lambda \leq 0.4$) où le nombre de défauts dans le cordon de soudure est minimum. En ajoutant à cela une observation par imagerie aux rayons X, ils montrent également qu'avec un choix judicieux de fréquence, les porosités s'étant formées dans le bain de fusion peuvent être supprimées et ainsi obtenir un cordon quasiment dépourvu de défauts de surface (blow-holes) et de porosités, comme l'illustre la Figure 1.41.

1.4.2.4 Les fortes puissances et hautes vitesses

Toutes les stratégies présentées précédemment font toutes intervenir des puissances laser inférieures à 3 kW. Une piste plus facile sur le papier est proposée par Heider et al. [62] qui emploient des lasers de plus fortes puissances ($1.5 \text{ kW} \leq P \leq 16 \text{ kW}$). Les cordons obtenus au delà d'un certain seuil d'efficacité thermique η_{th} , définie comme la puissance nécessaire à

1.4. LES MOYENS EXPÉRIMENTAUX

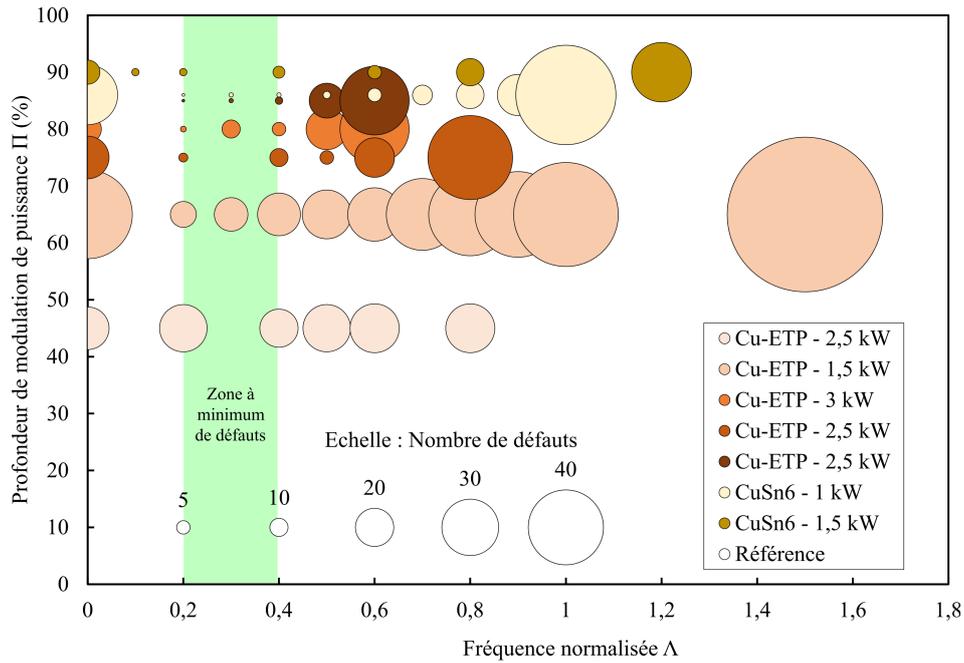


FIGURE 1.40 – Nombre de défauts dans le cordon résultant en fonction de la profondeur de modulation de puissance Π et de la fréquence normalisée Λ . Extrait et adapté de Heider et al. (2015) [62].

la fusion du cordon sur la puissance absorbée par l'échantillon (Equation 1.32), étaient tous dépourvus de défauts.

$$\eta_{th} = \frac{SV_w\rho \left[c_p(T_m - T_0) + L_m \right]}{AP} \quad (1.32)$$

Dans l'Equation 1.32, S représente la surface de la zone fondue obtenue en coupe transverse (illustrée en Figure 1.32), V_w la vitesse de soudage, ρ la masse volumique, c_p la chaleur massique à pression constante, T_m et T_0 respectivement les températures de fusion et ambiante, L_m la chaleur latente de fusion, A l'absorptance de l'échantillon et P la puissance du laser. Dans cette étude, l'efficacité du couplage laser-matière, représentée par l'absorptance, est calculée à partir d'une loi de type Gouffé [24]. D'autres travaux, comme ceux de Reinheimer et al. [63] et Fetzer et al. [1] complètent cette étude en y ajoutant une observation par imagerie rayons X et un calcul de l'absorptance par lancer de rayons dans un capillaire reconstruit. Ils étudient de leur côté, sur des alliages d'aluminium, l'influence des fortes vitesses de soudage, jusqu'à 60 m/min, sur la stabilité et l'efficacité du procédé, toujours avec des fortes puissances de laser. Ils trouvent ainsi également une influence positive des vitesses de soudage élevées sur la qualité des cordons résultants.

Les auteurs attribuent cette meilleure qualité de cordons obtenus à une stabilité du capillaire au cours du procédé. Cependant, peu voire aucune interprétation physique de ce qu'il se passe à l'intérieur du capillaire ne permet actuellement d'expliquer complètement ces observations.

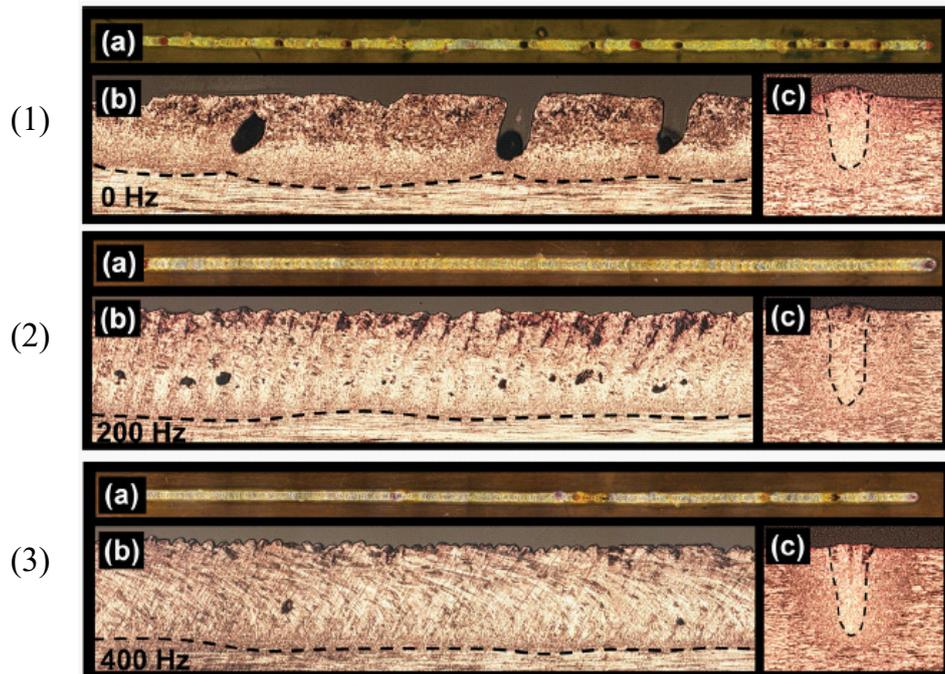


FIGURE 1.41 – Exemples de cordons de Cu-ETP obtenus par **(1)** soudage continu et modulation de puissance à **(2)** $f_M = 200$ Hz et **(3)** $f_M = 400$ Hz. $P_{moy} = 2.5$ kW, $V_w = 6$ m/min et $P_{ampl} = 1.9$ kW. **a)** Surface en vue de dessus. **b)** Coupe longitudinale. **c)** Coupe transverse. Extrait de Heider et al. (2015) [62].

Pour pallier ce manque d'informations, la mise en place de modèles numériques permettant de simuler la physique à l'échelle du bain de fusion semble nécessaire afin d'accéder à des informations supplémentaires sur le procédé de soudage laser, et plus particulièrement sur le cuivre.

1.5 Simulation du procédé

La simulation complète du procédé, allant de la fusion du matériau par le laser jusqu'à la solidification du cordon et aux effets thermo-mécaniques résultants, et ce pour des larges structures, n'est actuellement pas réalisable. Les différences importantes d'échelles ainsi que la quantité de physiques mise en jeu rendent le problème trop lourd pour être résolu d'un seul bloc. Chaque échelle est donc généralement traitée individuellement et modélisée avec les physiques prépondérantes pour les phénomènes mis en jeu. Les informations trouvées à des échelles plus fines, celle du bain de fusion et de l'interaction laser matière, viennent alors alimenter des modèles à des échelles plus importantes, comme l'assemblage de plusieurs pièces, afin d'obtenir une caractérisation thermo-mécanique de l'assemblage [7]. Un exemple typique de cette démarche est présenté dans les travaux de Bruyère et al. [64].

Comme nous avons pu l'observer dans les sections précédentes, la majeure partie des défauts inhérents au procédé de soudage laser, tels que les porosités ou manques de matière, appa-

raissent lors de l'interaction entre le laser et la matière, et suite à la resolidification du bain de fusion. L'échelle pertinente de travail est donc mesoscopique et se concentre sur la dynamique du bain de fusion, de son interaction avec le laser et de son cisaillement avec la plume de vapeur.

Dans ce qui suit, une sélection de travaux numériques à l'échelle du bain de fusion sont présentés afin de faire un état des lieux des outils de modélisation couramment utilisés dans la littérature.

1.5.1 La gestion de l'interface libre

La frontière formée entre le métal liquide et le gaz ambiant se déformant au cours du procédé, une résolution d'un problème dit d'interface libre est nécessaire pour être traité numériquement. Avant de rentrer dans les détails plus physiques de modélisation du procédé, une classification des méthodes de gestion de cette interface semble nécessaire.

Deux grandes familles de méthodes de suivi d'interface sont généralement définies dans la littérature : les méthodes Lagrangiennes et les méthodes Eulériennes [65-68]. Ces deux catégories se distinguent par la manière dont les particules de fluides sont décrites par rapport aux noeuds du maillage (Figure 1.42). Pour les méthodes Lagrangiennes, les particules du fluide sont confondues avec les noeuds du maillage. L'interface liquide-gaz est alors représentée par une discontinuité du domaine de résolution, et le maillage se déforme conformément au mouvement de l'interface. À l'inverse, pour les méthodes Eulériennes, un maillage fixe est utilisé et l'interface liquide-gaz est calculée à travers ce maillage. Le problème se limite alors à la résolution d'un unique domaine à l'intérieur duquel les propriétés matériaux et les conditions aux limites sont définies à partir d'une interface.

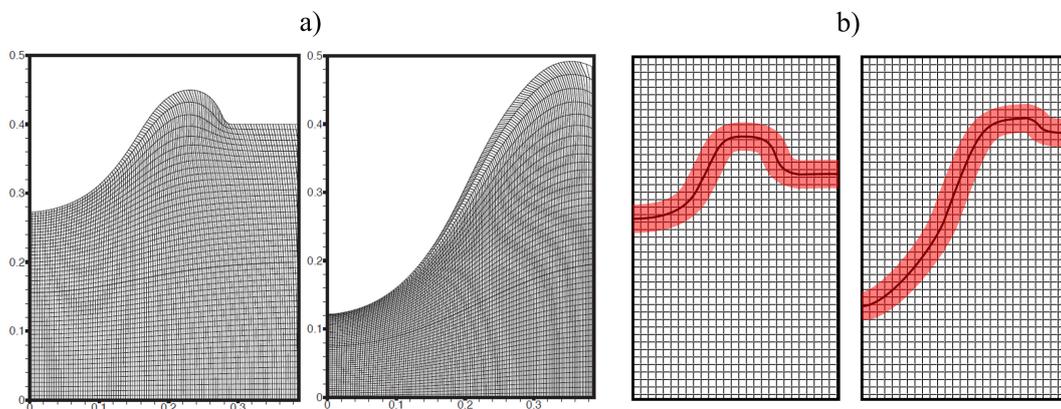


FIGURE 1.42 – Gestion de la déformation de l'interface par **a)** Méthode Lagrangienne (ALE) (Extrait de Médale et al. (2008) [67]) et **b)** Méthode Eulérienne (Level-set) (Extrait et adapté de Ki et al. (2002) [68]).

Les méthodes Lagrangiennes possèdent l'intérêt d'avoir une meilleure description des phénomènes interfaciaux comme la description de l'interaction laser-matière ou des effets de tension de surface. Cependant, la prise en compte des changements topologiques de la frontière discontinue, comme la formation de porosités ou l'éjection de goutte de métal liquide, est difficilement réalisable sans un travail supplémentaire de reconstruction d'interface. C'est sur cette problématique que les méthodes Eulériennes se démarquent car elles permettent naturellement de modéliser une ou plusieurs interfaces dans un milieu multi-phasique.

1.5.2 Modélisation du dépôt d'énergie

L'état de l'art que nous avons réalisé a mis en évidence le fait que l'interaction entre le laser et la matière était un facteur de premier ordre influençant la dynamique du procédé. La modélisation du dépôt d'énergie par le laser est donc une étape cruciale dans le développement d'un modèle numérique se voulant multiphysique à l'échelle du bain de fusion.

Trois méthodes se distinguent dans les modèles existants : les modèles à source analytique, la modélisation de la propagation du champ électromagnétique du faisceau laser et enfin la description par lancer de rayons, aussi connue sous le nom de "raytracing", se basant sur l'optique géométrique.

Source analytique : Une des façons les plus directes de tenir compte de l'interaction laser-matière se fait par le calcul d'une source analytique équivalente, égale à l'irradiance du laser q_{laser} pondérée par l'absorptivité du matériau. Geiger et al. [69] ont ainsi développés un modèle de soudage laser de tôles de zinc revêtues présentant la formation de porosité dans le cordon résultant ainsi que l'influence de l'écart entre les pièces assemblées sur la dynamique de bain de fusion. Leur modèle inclut également une influence de l'angle d'inclinaison sur l'absorptivité locale grâce aux formules de Fresnel. Shaibu et al. [70] simulent quant à eux l'assemblage de matériaux dissimilaires (de nature différentes, ici le cuivre et l'acier 304). Enfin, Courtois et al. [71] comparent des résultats obtenus avec un tel modèle sur soudage laser de plaques d'acier avec des mesures de dimensions de zones fondues et de température expérimentales.

Bien que relativement peu coûteuse numériquement, cette méthode ne permet pas de capturer le phénomène de piégeage de faisceau présent lors de procédé, et devient très important lorsque le capillaire est fortement déformé. L'ajout d'une absorptance dépendante de la géométrie du capillaire, avec une loi de type Gouffé [24], peut permettre d'obtenir un compromis entre une simple source analytique et les modèles plus complexes que nous verrons par la suite. Bruyère et al. [72] obtiennent avec cette méthode des résultats en accord avec l'expérimental pour des tirs statiques sur un alliage de titane Ti6Al4V.

Cette prise en compte d'une élévation d'absorptance avec la géométrie du capillaire ne représente cependant qu'un effet global des multiples réflexions dans le capillaire. Aucune variation locale due à des concentrations du faisceau ne peut ainsi être simulée. De plus, dans

1.5. SIMULATION DU PROCÉDÉ

une configuration de soudage laser la forme prise par le capillaire peut fortement varier par rapport à une simple géométrie adoptée dans la formule de Gouffé.

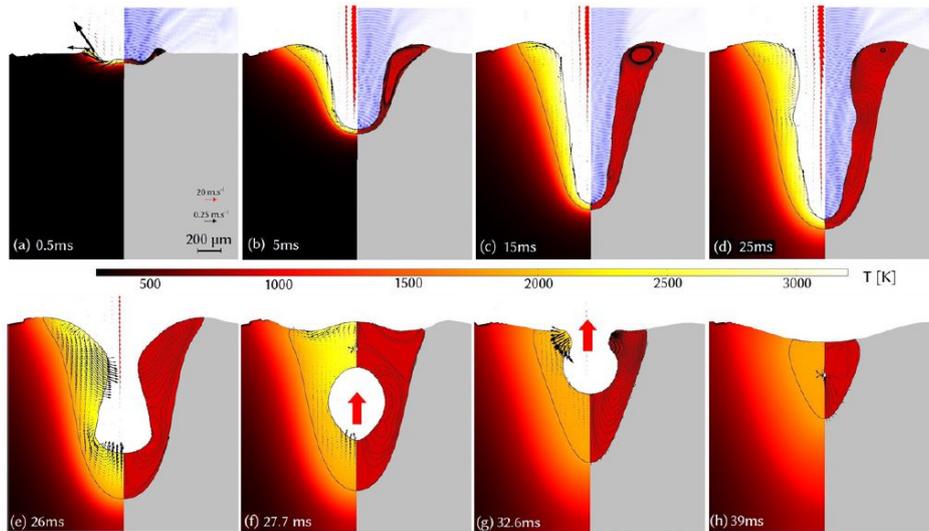


FIGURE 1.43 – Illustration d’une simulation multiphysique de soudage laser par tir statique avec une approche ondulatoire. Extrait de Courtois et al. (2013) [73].

Approche ondulatoire : le faisceau laser étant à la base une onde électromagnétique, sa propagation peut être obtenue en résolvant les équations de Maxwell. Cette méthode à l’avantage d’être une si ce n’est la description la plus physique de l’interaction laser-matière et permet de prendre en compte dans sa formulation la divergence du faisceau ainsi que les multiples réflexions induites lors de sa propagation dans le capillaire. À notre connaissance, le seul modèle multiphysique ayant adopté cette approche est celui de Courtois et al. [73] pour une application de soudage laser en tirs statiques sur acier (Figure 1.43). La contrainte majeure d’application de cette méthode réside dans la dimension du maillage nécessaire pour correctement simuler la propagation du champ électromagnétique. De ce fait, ce modèle n’a pas été adapté pour la description d’un cas de soudage laser tri-dimensionnel.

Approche géométrique : Une alternative à cette description ondulatoire de la propagation du faisceau, largement employée dans la littérature [10, 46, 67, 74-76], est basée sur les principes de l’optique géométrique. Elle est communément désignée sous le nom de méthode de lancer de rayons ou encore ”raytracing”. Pour cette méthode, le faisceau laser est discrétisé en une quantité finie de rayons N_r . La distribution spatiale de ces rayons ainsi que la fraction de la puissance du faisceau qu’ils transportent permettent de modéliser la propagation du faisceau désirée. Chaque rayon est alors soumis aux lois de l’optique géométrique et se réfléchit au niveau de l’interface liquide-gaz en déposant une fraction de sa puissance, correspondant à l’absorptivité locale du matériau.

Qin et al. [77] proposent une étude comparative des méthodes utilisant les approches ondulatoires et géométrique en se basant sur la propagation d’un faisceau dans une cavité géométri-

quement simplifiée. Dans un cas général, ils montrent que l'intensité absorbée localement ainsi que l'absorptance à l'échelle globale obtenue par ray-tracing est en accord avec celle obtenue en optique ondulatoire. Cependant, si les dimensions de la cavité sont telles que des phénomènes de diffraction ou d'interférence interviennent, le ray-tracing ne permet plus d'obtenir la même intensité absorbée localement par la cavité. Le critère de dimension critique étant de l'ordre de la longueur d'onde du faisceau, l'approche géométrique reste une bonne approximation pour des applications de soudage laser où l'ouverture du capillaire est de l'ordre du diamètre du faisceau.

Les travaux de Ki et al. [68], en utilisant une description du faisceau laser par lancer de rayons, ont permis de démontrer l'influence des multiples réflexions sur la formation du capillaire. Pour une configuration de soudage par point, ils montrent ainsi que le laser se concentrent principalement à proximité du centre du capillaire, avec une irradiance absorbée localement pouvant atteindre jusqu'à cent fois la distribution initiale. Ces fortes variations ne sont cependant pas observées dans un cas de soudage pour lequel l'irradiance maximale obtenues au cours du procédé dépasse à peine quelques fois la distribution initiale.

Plus récemment, le modèle développé par Mayi et al. [10] et validé expérimentalement avec les mesures d'imagerie rayons X menées par Cunningham et al. [9] a mis en évidence les mécanismes de formations et de stabilité du bain de fusion et du capillaire en configuration de tir statique et de soudage. Outre les différentes étapes de formation du capillaire décrites auparavant (fusion, processus de vaporisation, etc.), de nouveaux éléments sont apportés sur notre compréhension du procédé. En configuration de soudage, les auteurs montrent que le capillaire de vapeur atteint une profondeur maximale dans un régime quasi-stable du bain de fusion avant de chuter à des profondeurs légèrement plus faibles et instables. D'autres auteurs, comme Khairallah et al. [78], mettent également en lumière le phénomène de masquage de faisceau pouvant apparaître lors de l'éjection de gouttes de métal liquide. Dans ce cas-ci, l'irrégularité d'irradiation du bain de fusion peut engendrer des instabilités supplémentaires au cours du procédé.

Se basant sur les travaux de Crooker et al. [79] sur la représentation d'un faisceau gaussien à partir de rayons, Liu et al. [74] ont pu inclure le caractère divergent du faisceau laser dans une simulation auto-consistante et ainsi étudier l'effet de la défocalisation sur le procédé (Figure 1.44). Cet ajout devient intéressant lorsque la profondeur du capillaire devient assez importante et que la propagation du faisceau laser dans ce dernier s'éloigne d'une approximation paraxiale.

1.5.3 Prise en compte de la phase vapeur

D'autres auteurs se concentrent quant à eux sur l'aspect hydrodynamique de la plume de vapeur, de sa formation à son écoulement et son influence sur la dynamique du bain de fusion [6, 80, 81].

1.5. SIMULATION DU PROCÉDÉ

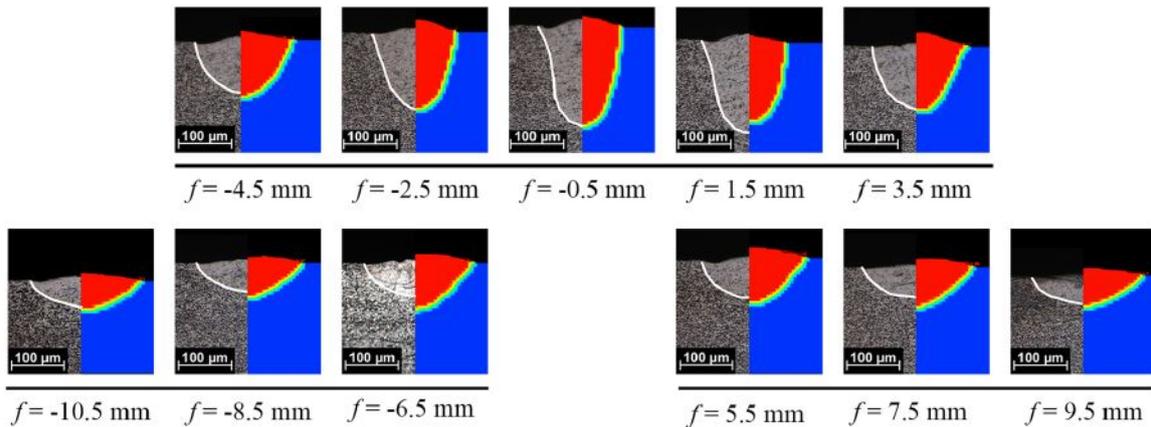


FIGURE 1.44 – Comparaison cross-section des résultats expérimentaux (gauche) et numériques (droite) de cordons de soudage obtenus sur Ti6Al4V. Extrait de Liu et al. (2022) [74].

Dans une configuration de tirs statiques sous laser Nd :YAG, Tan et al. [6] présente la formation de la plume de vapeur pouvant atteindre des vitesses d'éjections de plusieurs centaines de m/s. En prenant en compte l'atténuation du faisceau laser dans la plume de vapeur, connue sous le nom d'absorption de Bremsstrahlung inverse, par une loi de type Beer-Lambert, ils montrent que le capillaire subit une première phase de pénétration rapide, puis lorsque la plume de vapeur est formée le laser s'atténue progressivement dans cette dernière, ralentissant peu à peu la dynamique de pénétration dans le matériau. Ils trouvent ainsi un bon accord avec leurs mesures expérimentales. Notons cependant que ce modèle ne comporte pas de formulation de la divergence du faisceau, qui pourrait également expliquer le ralentissement de la pénétration du capillaire. Plus tard, les mêmes auteurs [81] ont étendu leur modèle à une configuration de soudage et ont étudié l'influence de l'utilisation d'un gaz d'assistance lors du procédé. Toujours en prenant en compte l'atténuation du faisceau dans la plume, ils montrent ainsi qu'en chassant la plume de vapeur grâce au gaz d'assistance, l'atténuation du faisceau peut être réduite et la profondeur de pénétration du capillaire augmente (Figure 1.45).

La plupart de travaux présentés précédemment combinent également une représentation physique de la propagation du faisceau avec une description complète de la plume de vapeur. Cependant, peu d'entre eux se concentrent sur une application au cuivre et à ses alliages, et encore moins sur des applications de fortes puissances et grandes vitesses de soudage. Un des travaux notables dans cette catégorie appartient à Otto et al. [82, 83], présentant un modèle décrivant les mécanismes de formation de porosités et de humping sur cuivre. Les mécanismes physiques menant à la formation de blow-holes ne sont cependant pas illustrés dans ces travaux.

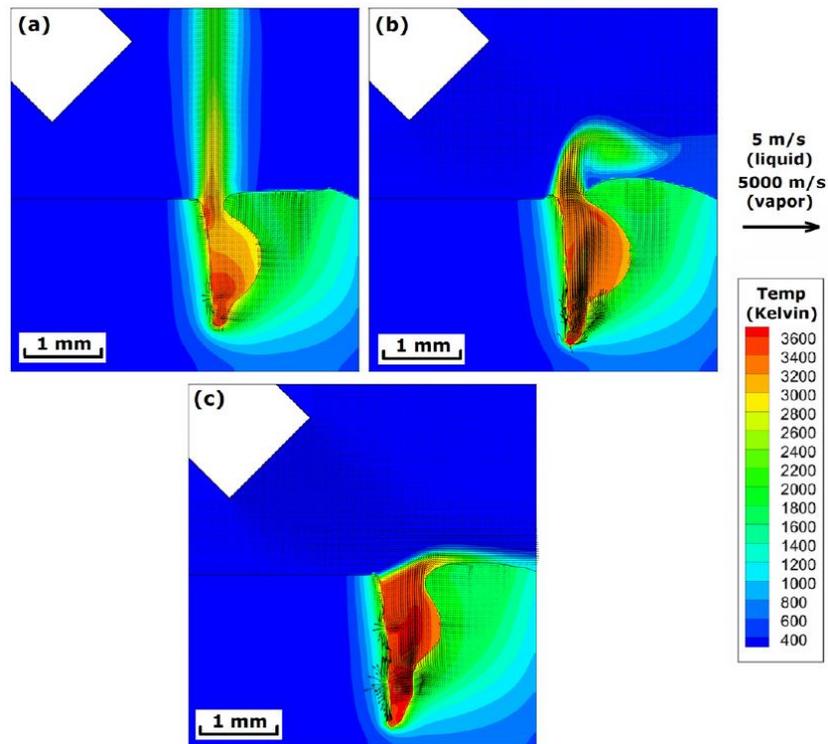


FIGURE 1.45 – Influence du gaz d’assistance lors du procédé de soudage laser. **a)** Débit nul. **b)** Débit de $0.6 \text{ m}^3/h$. **c)** Débit de $1.2 \text{ m}^3/h$. Extrait de Tan et al. (2014) [81].

1.6 Conclusion et motivations de ce travail de thèse

Ce premier chapitre nous a permis de décrire la physique sous jacente au procédé de soudage laser, en particulier vis-à-vis de l’interaction laser-matière. Après avoir présenté les moteurs de l’écoulement du bain de fusion, les principaux défauts et instabilités observables au cours du procédé ont été explicités. Certaines de ses instabilités, comme les blow-holes, sont principalement observées lors du soudage laser sur cuivre. Afin d’en donner une première explication, une étude comparative des propriétés physiques du cuivre, de ses alliages, de l’aluminium et de l’acier a été réalisée. Cette dernière montre que le cuivre se distingue principalement des autres matériaux de part sa diffusivité thermique, ou de manière distincte sa masse volumique, sa conductivité thermique ainsi que sa chaleur massique à pression constante. Une étude de nombres adimensionnés est également proposée pour plus d’éléments de comparaison, démontrant une fois encore l’importance des phénomènes de conduction/diffusion par rapport aux autres phénomènes, ainsi qu’une plus grande facilité au cuivre liquide à être éjecté sous forme de gouttelettes par rapport à d’autres métaux.

Suite à une présentation succincte des moyens expérimentaux couramment mis en place dans la littérature, une liste non exhaustive des stratégies existantes pour pallier aux instabilités inhérentes au procédé de soudage laser. Il en ressort que pour des applications sur cuivre pour de fortes profondeurs de cordons, l’utilisation d’un laser à forte puissance et à haute vitesse de

soudage reste une stratégie à priori simple et efficace pour améliorer la stabilité et l'efficacité du procédé.

Enfin, les travaux numériques les plus marquants de la littérature ayant été mis en place au cours des récentes années sont décrits. Ces derniers apparaissent comme des outils fournissant une compréhension supplémentaire à la dynamique globale du procédé. La quantité de physiques implémentée dans ces modèles numériques pour être le plus représentatif des observations expérimentales induits cependant un coût numérique élevé et de fait un temps de calcul ne permettant pas encore une exploitation industrielle de ces modèles. Ces derniers permettent principalement l'apport de nouvelles connaissances sur la dynamique du procédé ainsi que sur des grandeurs pouvant alimenter des modèles moins physiques mais moins coûteux numériquement.

Nous pouvons ainsi identifier plusieurs axes de travail autour desquelles sera construit ce manuscrit :

- *Quel importance joue le phénomène de multiples réflexions au cours du procédé de soudage laser sur cuivre ?* L'absorptivité du cuivre étant pointée comme une différence majeure par rapport à d'autres matériaux, son impact au cours de la propagation du faisceau au sein du capillaire sera étudié avec attention. Une méthode de couplage entre l'optique géométrique et la gestion de l'interface libre est proposée en Chapitre 3, permettant de prendre en compte de manière auto-consistante le phénomène de multiples réflexions.
- *Dans quelle mesure la vaporisation du matériau influe sur l'hydrodynamique du bain de fusion ?* Nous développerons, au cours du Chapitre 4, un modèle numérique permettant de modéliser l'expansion de la plume de vapeur et son impact sur le bain de fusion. Des mesures expérimentales permettront également d'avoir un regard critique sur les choix de modélisation.
- *Quel est l'influence des fortes puissances et hautes vitesses sur la stabilité et l'efficacité du procédé ?* Après avoir modélisé séparément les phénomènes clés du soudage laser, les différentes briques de modélisation seront assemblées, dans le Chapitre 5, pour essayer de comprendre en quoi les choix de paramètres opératoires favorisent ou non la présence d'instabilités au cours du procédé.

Dans le prochain chapitre, un modèle numérique géométriquement simplifié, représentatif d'une configuration de soudage laser par point, sera présenté et servira de base pour la suite des développements numérique au cours du manuscrit.

Chapitre 2

Simulation simplifiée du soudage laser par point

Contenu

2.1	Introduction	58
2.2	Développement du modèle numérique	58
2.2.1	Gestion de l'interface libre	58
2.2.2	Transferts de chaleur	63
2.2.3	Mécanique des fluides	64
2.3	Propriétés matériaux	67
2.3.1	Propriétés du cuivre	67
2.3.2	Discussion sur l'absorptivité	67
2.3.3	Propriétés du gaz ambiant	69
2.4	Application au soudage laser par point	70
2.4.1	Domaine de résolution et maillage	70
2.4.2	Conditions initiales et conditions aux limites	71
2.4.3	Études de convergence	73
2.4.4	Études de sensibilité	74
2.5	Données expérimentales	77
2.6	Choix de la description de l'interaction laser-matière	77
2.6.1	Dépôt de chaleur analytique	78
2.6.2	Prise en compte du phénomène de multiples réflexions	78
2.6.3	Prise en compte de la divergence du faisceau	80
2.7	Résultats numériques et comparaison expérimentale	81
2.7.1	Comportement général du modèle	82
2.7.2	Comparaison des hypothèses sur l'interaction laser-matière	82
2.8	Conclusion	85

2.1 Introduction

L'état de l'art réalisé au chapitre précédent met en évidence le caractère multiphysique du procédé de soudage laser. Les principaux phénomènes physiques devant être pris en compte dans un modèle numérique se voulant représentatif du procédé sont rappelés ici :

- la distribution et la propagation du faisceau laser,
- la description de l'interaction entre le laser et la frontière entre le métal et le gaz environnant,
- la conduction/diffusion thermique au sein de la matière,
- le changement de phase entre métal solide et liquide,
- la convection naturelle dans le bain liquide,
- le changement de phase entre le métal liquide et vapeur,
- l'évolution géométrique du capillaire de vapeur due aux différents moteurs d'écoulement (pression de recul, effets de tension de surface, flottabilité, cisaillement hydrodynamique).

Dans ce chapitre sera présenté le développement d'un modèle numérique représentatif d'un cas de soudage laser par point (irradiation d'un échantillon par laser sans vitesse de déplacement). En effet, cette configuration donne lieu à une géométrie du bain de fusion et du capillaire pouvant être représentée dans un système de coordonnées 2D-axisymétrique. Cette première étape de développement nous permet de mettre en place le jeu d'équations et les couplages multiphysiques représentatifs du procédé pour un coût numérique réduit.

2.2 Développement du modèle numérique

Les équations de conservation régissant le procédé sont présentées avec leurs hypothèses respectives. Une attention particulière est portée sur le choix de la méthode de gestion de l'interface libre, qui est au coeur du modèle. Ces équations de conservation sont valides peu importe la géométrie utilisée (2D, 2D-axisymétrique, 3D) et seront, sauf indication contraire, utilisées dans les prochains chapitres.

2.2.1 Gestion de l'interface libre

L'état de l'art sur les méthodes de gestion de l'interface libre, concrètement l'interface entre le métal et le gaz environnant lors du procédé de soudage laser, met en évidence deux principales catégories de méthodes : les méthodes Lagrangiennes et les méthodes Eulériennes. Le soudage laser, et plus particulièrement appliqué au cuivre, pouvant présenter des éjections de métal liquide ou la formation de porosités au sein du cordon, et donc de fortes déformations topologiques de la frontière libre, les méthodes Eulériennes apparaissent comme un choix plus adapté à notre problème. En effet, dans le cas des méthodes Lagrangiennes, comme la méthode

ALE (Arbitrary Lagrangian Eulerian), la création d'une porosité ou la formation d'un éjectât de métal liquide correspondrait à une fermeture du maillage sur lui-même, ce qui est complexe à gérer numériquement sans traitement supplémentaire de l'interface.

Les méthodes Eulériennes ont donc été préférées pour la gestion du problème d'interface libre. Ce choix a cependant un coût non négligeable. Les phénomènes physiques à l'interface métal/gaz sont à priori moins bien représentés par les méthodes Eulériennes, du moins celles que nous envisageons pour notre modèle, du fait de la diffusion des conditions aux limites imposées sur une "frontière" de distance non nulle, comme nous le verrons dans la suite du développement.

2.2.1.1 Choix de la méthode

Le logiciel COMSOL Multiphysics® propose deux méthodes Eulériennes, semblables dans leur utilisation mais différentes par leur formulation : la Level-set et la Phase-field (ou champ de phases). La méthode Level-set ayant une origine purement mathématique de sa formulation, notre choix s'est porté sur la méthode Phase-field, d'origine plus physique. Notons cependant que les couplages entre les différentes physiques qui seront décrits par la suite auraient été les mêmes si notre choix s'était tourné sur la méthode Level-set, seule la formulation mathématique de l'équation régissant le transport de l'interface métal/gaz aurait été légèrement différente.

2.2.1.2 La théorie de la méthode Phase-field

Contrairement à la description Level-set, mathématiques et introduisant une fonction artificielle de transition à l'interface, la description par champ de phase repose sur la formulation d'une énergie d'interface [84]. Nous allons reprendre le développement de Yue et al. [84] qui sont à la base des équations implémentées sous COMSOL Multiphysics® et que nous utiliserons dans notre modèle.

À l'interface entre deux phases, la densité d'énergie libre totale est définie par la contribution de trois composantes : l'énergie volumique de déformation f_{bulk} , l'énergie d'ancrage f_{anch} et l'énergie de mélange f_{mix} :

Energie de déformation f_{bulk} : quantifie l'énergie d'un cristal liquide (aussi appelé état nématique, état intermédiaire entre un solide cristallin et un liquide) causée par distorsion de l'orientation des molécules par rapport à une configuration où toutes les molécules seraient alignées.

Energie d'ancrage f_{anch} : en fonction de la composition chimique des phases en présence, les molécules de la phase nématique auront tendance à croître selon une direction dite préférentielle. On parle alors d'ancrage, et les types d'ancrage les plus communs sont dits "planaire" et "homéotrope". Si la direction préférentielle est confondue avec n'importe quel vecteur directeur du plan de l'interface, l'ancrage est dit planaire. À l'inverse, si la

2.2. DÉVELOPPEMENT DU MODÈLE NUMÉRIQUE

direction préférentielle est confondue avec la normale au plan de l'interface, l'ancrage est dit homéotrope. L'énergie d'ancrage est alors une mesure de la variation d'énergie libre par la déviation des molécules par rapport à cette direction préférentielle, sous l'effet d'un champ extérieur par exemple.

Énergie de mélange f_{mix} : cette dernière représente quant à elle l'interaction moléculaire entre les deux phases en présence.

Le formalisme d'interface diffuse qu'est la phase-field étant utilisé dans notre étude comme un outil pour obtenir la structure de l'interface entre le gaz ambiant et le métal, les énergies de déformation et d'ancrage sont négligées et seule l'énergie libre de mélange est considérée.

En introduisant une variable de champ de phases ϕ , telles que les concentrations locales des deux phases s'obtiennent par $V_{f,1} = \frac{1+\phi}{2}$ et $V_{f,2} = \frac{1-\phi}{2}$, Yue et al. [84] suivent la formulation de Cahn et Hilliard [85] pour définir l'énergie libre de mélange f_{mix} :

$$f_{mix}(\phi, \vec{\nabla} \phi) = \frac{\lambda}{2} |\vec{\nabla} \phi|^2 + \frac{\lambda}{4\epsilon^2} (\phi^2 - 1)^2 \quad (2.1)$$

Cette expression fait intervenir un premier terme que l'on notera f_{phil} car donnant un caractère "philic" à l'interface. En effet, si il y a un parfait mélange des deux phases, le gradient du champ de phase devient alors rigoureusement nul et l'énergie due à ce terme est minimisée. D'autre part, le deuxième terme noté f_{phob} correspond mathématiquement à un double puits de potentiel (2.1) et tend à la séparation totale des deux phases ($\phi = \pm 1$). La compétition de ces deux contributions f_{phil} et f_{phob} donne alors le profil de ϕ dans l'interface. Notons finalement que λ représente ici l'amplitude de l'énergie de mélange, et ϵ une grandeur représentative de l'épaisseur de l'interface entre les deux phases.

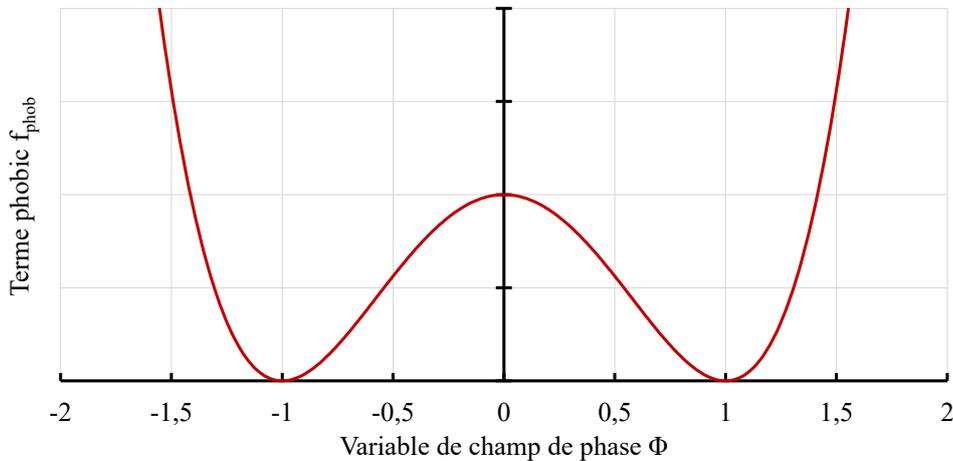


FIGURE 2.1 – Représentation du terme "phobic" de l'énergie libre de mélange. Les paramètres λ et ϵ sont choisis de manière arbitraire pour la représentation.

2.2. DÉVELOPPEMENT DU MODÈLE NUMÉRIQUE

Avec cette expression de l'énergie libre de mélange f_{mix} , nous pouvons trouver un lien entre les paramètres précédemment définis (λ , ϵ) et la représentation classique des phénomènes de tension de surface. De même la condition initiale, concrètement la distribution du champ de phases à l'équilibre initial, peut être déduite. Considérons une interface unidimensionnelle à l'équilibre, donc de potentiel chimique nul :

$$\frac{\partial f_{mix}}{\partial \phi} = -\lambda \frac{d^2 \phi}{dx^2} + \frac{\lambda}{\epsilon} \phi(\phi^2 - 1) = 0 \quad (2.2)$$

Yue et al., grâce à l'Equation 2.2 et aux conditions aux limites $f_{phob}(\phi)|_{x \pm \infty} = 0$ et $\frac{d\phi}{dx}|_{x \pm \infty} = 0$, trouvent la distribution de ϕ minimisant l'énergie libre à l'équilibre (Figure 2.2) :

$$\phi(x) = \tanh\left(\frac{x}{\sqrt{2}\epsilon}\right) \quad (2.3)$$

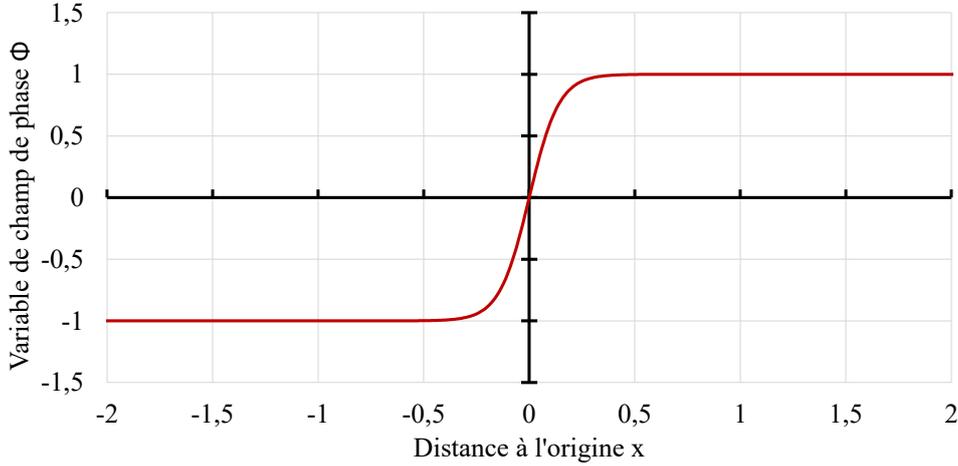


FIGURE 2.2 – Distribution initiale du champ de phase obtenue avec l'Equation 2.3.

La représentation de ϵ prend ici tout son sens : nous pouvons montrer que 99% de l'interface est contenue dans une épaisseur égale à 7.4859ϵ . De plus, l'énergie de mélange représentant les interactions moléculaires entre les deux phases, cette dernière doit inclure le concept classique d'énergie de surface. Yue et al. posent alors :

$$\sigma = \int_{-\infty}^{\infty} f_{mix} dx = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\lambda}{2} \left(\frac{d\phi}{dx} \right)^2 + \frac{\lambda}{4\epsilon^2} (\phi^2 - 1)^2 \right] dx \quad (2.4)$$

En injectant la distribution de ϕ obtenue en Equation 2.3 dans l'équation précédente, les auteurs trouvent un lien entre la tension de surface σ et les paramètres de l'interface :

$$\sigma = \frac{2\sqrt{2}}{3} \frac{\lambda}{\epsilon} \quad (2.5)$$

Le transport de la variable de champ de phases ϕ est régi par l'équation de Cahn-Hilliard [85] :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \phi = \vec{\nabla} \cdot \left[\gamma \vec{\nabla} \left(\frac{\partial f}{\partial \phi} \right) \right] \quad (2.6)$$

Cette équation comprend un terme d'évolution temporelle, un terme d'advection avec le champ de vitesse \vec{u} obtenu lors du calcul de mécanique des fluides, et un terme de diffusion de l'interface, $\frac{\partial f}{\partial \phi}$ étant assimilable à un potentiel chimique (dérivée d'une énergie libre par rapport à une concentration d'espèce). γ est défini comme le paramètre de mobilité de l'interface, assimilable à un temps caractéristique $t_\phi \propto \frac{1}{\gamma}$ pour lequel une interface soumise à perturbation atteint à nouveau un état d'équilibre [86]. Si, de plus, seule la contribution de l'énergie libre de mélange est considérée, l'Equation 2.6 devient :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \phi = \vec{\nabla} \cdot \left[\gamma \vec{\nabla} \left(-\lambda \vec{\nabla}^2 \phi + \frac{\lambda}{\epsilon} \phi (\phi^2 - 1) \right) \right] \quad (2.7)$$

Cette dernière expression est utilisée sous COMSOL Multiphysics® couplée à la mécanique des fluides pour transporter la variable de champ de phases. Cependant, au lieu de résoudre cette équation d'ordre 4, COMSOL introduit une variable d'aide ψ , correspondant au potentiel chimique local, pour résoudre deux équations d'ordre 2 couplées :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \phi = \vec{\nabla} \cdot \left[\gamma \vec{\nabla} \psi \right] \quad (2.8)$$

$$\psi = -\lambda \vec{\nabla}^2 \phi + \frac{\lambda}{\epsilon^2} \phi (\phi^2 - 1) \quad (2.9)$$

Les deux paramètres à régler pour notre modèle numérique sont finalement le paramètre de contrôle d'épaisseur de l'interface ϵ , et un paramètre de réglage de la mobilité proposé par COMSOL Multiphysics® défini comme $\chi = \frac{\gamma}{2}$. Dans les prochaines sections, les propriétés matériaux (masse volumique ρ , conductivité thermique k , viscosité dynamique μ , etc.) seront introduites à l'aide de la variable de champ de phases. En indiquant les propriétés du gaz X_{gaz} et celles du matériau irradié X_{mat} , les propriétés du domaine deviennent alors :

$$X = \left(\frac{1 - \phi}{2} \right) X_{gaz} + \left(\frac{1 + \phi}{2} \right) X_{mat} \quad (2.10)$$

Ainsi, au sein d'un unique domaine de résolution, la variable ϕ définie spatialement si le matériau local correspond à du gaz ($\phi = -1$), au matériau irradié ($\phi = 1$) ou à une transition entre les deux phases. Enfin, une fonction d'interface $\delta [m^{-1}]$ est introduite pour appliquer les conditions aux limites à la frontière entre le gaz et le liquide de manière volumique mais uniquement proche de l'interface :

$$\delta = 6 |\vec{\nabla} \phi| |\phi(1 - \phi)| \quad (2.11)$$

2.2.2 Transferts de chaleur

Pour obtenir l'évolution du champ de température dans le domaine, l'équation de conservation de l'énergie est résolue. Cette dernière comporte, comme pour l'équation de Cahn-Hilliard, un terme d'évolution temporelle, un terme d'advection avec le champ de vitesse \vec{u} et un terme de diffusion :

$$\rho c_{p,eq} \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_{p,eq} \vec{u} \cdot \vec{\nabla} T - \vec{\nabla} \cdot (k \vec{\nabla} T) = (q_{abs} - q_{loss}) \delta \quad (2.12)$$

Les membres de droite correspondent respectivement au terme source, provenant de l'interaction laser matière, et aux termes de pertes thermiques. La prise en compte de différentes considérations sur l'interaction laser-matière fera l'objet de la suite du développement de ce chapitre et sera donc présentée dans ce qui suit. Les pertes thermiques correspondent ici aux pertes par convection q_{conv} , par rayonnement q_{rad} et par évaporation q_{evap} . Ces contributions devant être appliquées à l'interface métal/gaz, elles se retrouvent pondérées par la fonction d'interface δ décrite précédemment.

$$q_{conv} = h(T - T_0) \quad (2.13)$$

$$q_{rad} = \epsilon \sigma_{sb} (T^4 - T_0^4) \quad (2.14)$$

$$q_{evap} = \dot{m} L_v \quad (2.15)$$

Les pertes par évaporation permettent d'introduire la chaleur latente de vaporisation L_v , en exprimant l'énergie emportée par un flux de matière évaporé \dot{m} [3] :

$$\dot{m} = (1 - \beta_r) \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}} p_{sat}(T) \quad (2.16)$$

Notons que ces prises en compte des pertes thermiques sont des hypothèses assez simplistes. En effet, une partie de l'énergie perdue par convection ou par rayonnement pourrait être de nouveau absorbée par le métal au sein du capillaire. Ce phénomène ne peut être pris en compte avec une telle simplification.

La prise en compte de la chaleur latente de fusion L_m du métal se fait au travers d'une chaleur massique à pression constante équivalente $c_{p,eq}$, largement retrouvée dans la littérature [10, 72, 73]. En partant de l'écriture de l'enthalpie massique d'un mélange pâteux en transition de phase $h_{pât}$ égale aux enthalpies massiques des phases solide h_s et liquide h_l pondérées par la fraction de liquide f_{liq} , on cherche à remonter à une expression de $c_{p,eq}$ en suivant la démarche de Voller et al. [87] également réécrite récemment par Mayi [30] :

$$h_{pât} = (1 - f_{liq})h_s + f_{liq}h_l \quad (2.17)$$

2.2. DÉVELOPPEMENT DU MODÈLE NUMÉRIQUE

La chaleur massique à pression constante c_p s'écrit en fonction de l'enthalpie massique comme :

$$c_p = \frac{\partial h}{\partial T} \quad (2.18)$$

En dérivant l'écriture de l'enthalpie massique d'un mélange pâteux (Equation 2.17), on obtient :

$$c_{p,pât} = \frac{\partial h_{pât}}{\partial T} = (1 - f_{liq}) \frac{\partial h_s}{\partial T} + f_{liq} \frac{\partial h_l}{\partial T} + (h_l - h_s) \frac{\partial f_{liq}}{\partial T} \quad (2.19)$$

On peut désormais reconnaître certains termes de l'Equation 2.19 comme les chaleurs à pression constante du solide $c_{p,s} = \partial h_s / \partial T$ et du liquide $c_{p,l} = \partial h_l / \partial T$ ainsi que la chaleur latente de fusion $L_m = (h_l - h_s)$. La chaleur massique à pression constante équivalente à la transition de phase s'écrit alors par morceaux comme :

$$c_{p,eq} = \begin{cases} c_{p,s} & \text{pour } T < T_{sol} \\ (1 - f_{liq})c_{p,s} + f_{liq}c_{p,l} + L_m \frac{\partial f_{liq}}{\partial T} & \text{pour } T_{sol} \leq T < T_{liq} \\ c_{p,l} & \text{pour } T \geq T_{liq} \end{cases} \quad (2.20)$$

Ne connaissant pas le chemin de solidification dans les conditions du procédé étudié, celui-ci est généralement défini selon une loi de Heaviside lissée sur l'intervalle de changement de phase. Le paramètre ΔT_m , correspond à l'intervalle de solidification entre le solidus T_{sol} et le liquidus T_{liq} , tel que $\Delta T_m = T_{liq} - T_{sol}$. Le cuivre utilisé au cours de ce projet étant considéré comme quasiment pur (alliage Cu-ETP à 99.95% de cuivre), cet intervalle de solidification est faible voire non existant. La littérature ne fournit pas de données autre que la température de fusion ($T_m = 1358$ K) pour ces alliages. Nous introduirons tout de même un paramètre ΔT_m pour faciliter l'implémentation numérique de cette transition solide-liquide. Sauf mention du contraire, ΔT_m est fixé à 50 K dans la simulation. Cette hypothèse de profil de chemin de solidification permet d'exprimer $c_{p,eq}$ comme :

$$c_{p,eq} = (1 - f_{liq})c_{p,s} + f_{liq}c_{p,l} + \frac{L_m}{\sqrt{\pi\Delta T_m^2}} \exp\left[-\frac{(T - T_m)^2}{\Delta T_m^2}\right] \quad (2.21)$$

Le terme gaussien de l'Equation 2.20 provient ici de la dérivée de la fonction Heaviside par rapport à la température.

2.2.3 Mécanique des fluides

Le métal liquide et le gaz ambiant sont considérés comme des fluides Newtonniens, d'écoulement laminaire. Cette hypothèse est supportée par le calcul du nombre de Reynolds réalisé dans le chapitre précédent, au moins pour le cuivre liquide. On supposera également que ces deux matériaux sont incompressibles. Les champs de vitesse \vec{u} et de pression p sont alors

2.2. DÉVELOPPEMENT DU MODÈLE NUMÉRIQUE

calculés par l'équation de conservation de la masse (Equation 2.22) et de la quantité de mouvement (Equation 2.23)

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \quad (2.22)$$

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} = \vec{\nabla} \cdot \left(-pI + \mu \left[\vec{\nabla} \vec{u} + (\vec{\nabla} \vec{u})^T \right] \right) + \vec{F}_v \quad (2.23)$$

Le terme \vec{F}_v regroupe l'expression des différents moteurs d'écoulement dans le bain de fusion que nous avons pu lister lors du chapitre précédent, à savoir la force issue de la pression de recul \vec{F}_{rec} induite par vaporisation du métal liquide, la tension de surface \vec{F}_s et l'effet Marangoni \vec{F}_m dû ici à un gradient de tension de surface avec la température. Notons ici que les contributions des effets de gravité et de flottabilité sont négligées, comme le suggérait la littérature.

$$\vec{F}_{rec} = p_{rec}(T) \delta \vec{n} \quad (2.24)$$

$$\vec{F}_s = \sigma \kappa \delta \vec{n} \quad (2.25)$$

$$\vec{F}_m = \frac{\partial \sigma}{\partial T} \delta \vec{\nabla}_s T \quad (2.26)$$

$$\vec{\nabla}_s = (I - \vec{n} \vec{n}^T) \vec{\nabla} \quad (2.27)$$

Dans les équations précédentes, \vec{n} correspondant au vecteur normal à l'interface, κ à la courbure de cette dernière et T à la température locale. La pression de recul p_{rec} est déterminée à partir de la pression de vapeur saturante p_{sat} obtenue à partir de la loi de Clausius-Clapeyron [3] :

$$p_{sat} = p_0 \exp \left(\frac{ML_v}{RT_v} \left[1 - \frac{T_v}{T} \right] \right) \quad (2.28)$$

$$p_{rec} = \frac{1 + \beta_r}{2} p_{sat}(T) \quad (2.29)$$

Jusqu'à présent dans le modèle, la résolution de l'équation de Cahn-Hilliard couplée à la mécanique des fluides nous permet de faire la distinction, au sein d'un même domaine, de deux phases : le métal et le gaz ambiant. Un traitement supplémentaire est nécessaire afin de prendre en compte la présence d'une phase solide dans le métal. Deux méthodes sont communément retenues dans la littérature et sont présentées ici. La première méthode, connue sous le nom de condition de Darcy, consiste en l'introduction d'une force volumique \vec{F}_D pénalisant le champ de vitesse \vec{u} lorsque la température locale est inférieure à la température de fusion du métal T_m . Ce terme est également fonction de la variable de champ de phases ϕ pour ne pas pénaliser la phase gazeuse dans le domaine.

$$\vec{F}_D = -C_1 \frac{(1 - f_{liq})^2}{f_{liq}^3 + C_2} \vec{u} \quad \text{pour } (\phi \geq 0) \quad (2.30)$$

2.2. DÉVELOPPEMENT DU MODÈLE NUMÉRIQUE

Cette condition modélise la transition entre un métal purement liquide se solidifiant progressivement et présentant une structure solide considérée comme un milieu poreux, ce qui explique l'apparition de la fraction de liquide f_{liq} dans la formulation du terme de Darcy. Les deux constantes C_1 et C_2 sont des propriétés liées à la solidification du matériau (notamment à la distance inter-dendritique). Cependant, elles sont généralement considérées comme des paramètres numériques à choisir de manière à assurer la pénalisation de la vitesse dans le solide dans le domaine, tout en évitant les problèmes de convergence numérique.

La deuxième méthode consiste en l'introduction d'une viscosité dynamique μ modifiée pour le métal. Cette dernière est définie comme égale aux propriétés du liquide pour des températures supérieures à la température de liquidus, et de valeur suffisamment élevée lorsque la température locale est inférieure à la température de solidus. Une transition lissée par une fonction de Heavyside lissée, notée HS, est proposée entre ces deux parties :

$$\mu_{mat}(T) = \mu_{sol}[1 - HS(T - T_m, \Delta T_m)] + \mu_{liq}(T)HS(T - T_m, \Delta T_m) \quad (2.31)$$

Le paramètre ΔT_m représente le même intervalle de solidification que celui utilisé pour l'expression de $c_{p,eq}$. Ici, la fonction de Heavyside utilisée est celle proposée par COMSOL Multiphysics® sous le nom de flc2hs (Figure 2.3), qui sera notée HS dans la suite du manuscrit, et dont l'expression vaut :

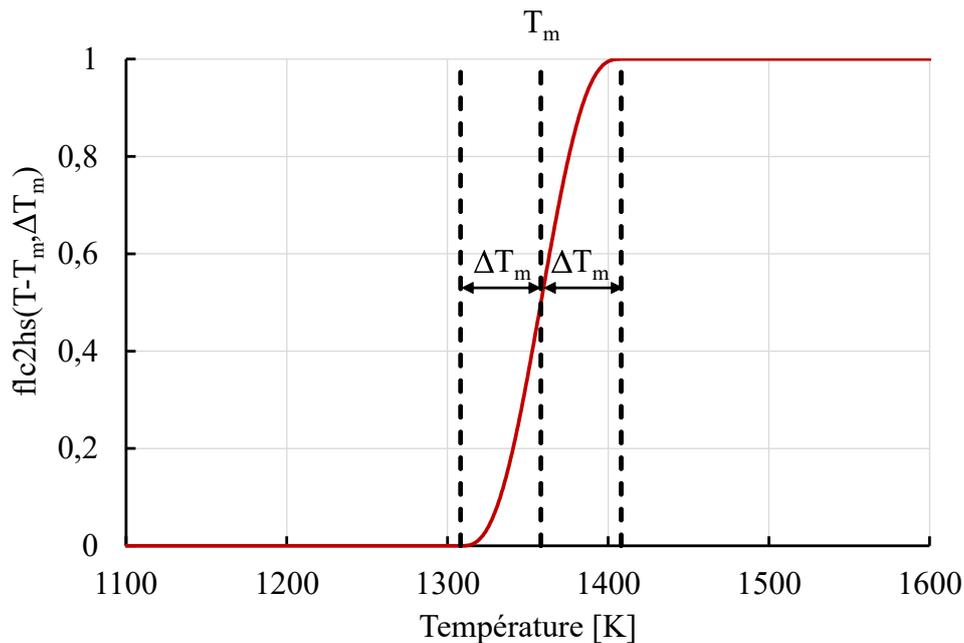


FIGURE 2.3 – Représentation de la fonction de Heavyside proposée par COMSOL Multiphysics®.

$$HS(x, d) = \begin{cases} 0 & \text{si } x \leq -d \\ 0.5 + 0.9375\left(\frac{x}{d}\right) - 0.625\left(\frac{x}{d}\right)^3 + 0.1875\left(\frac{x}{d}\right)^5 & \text{si } -d < x < d \\ 1 & \text{si } x \geq d \end{cases} \quad (2.32)$$

Tout comme la condition de Darcy, le choix de cette viscosité dynamique appliquée au solide doit être choisie judicieusement. Une valeur trop faible ne permettra pas d'annuler la vitesse dans le solide, une valeur trop grande pourra causer des problèmes de convergence et des temps de calcul élevés. Dans ce modèle, une viscosité dynamique de 1000 Pa.s est appliquée pour le solide. Celle appliquée dans le domaine de résolution est enfin obtenue de la même manière que les autres propriétés physiques :

$$\mu = \left(\frac{1 - \phi}{2}\right)\mu_{gaz} + \left(\frac{1 + \phi}{2}\right)\mu_{mat} \quad (2.33)$$

2.3 Propriétés matériaux

2.3.1 Propriétés du cuivre

Les propriétés physiques du cuivre thermo-dépendantes sont extraites des données compilées par Mills [29] et sont présentées en Figure 2.4. À défaut de connaître ces propriétés matériaux sur une plus grande plage de température, une extrapolation linéaire est utilisée pour les valeurs non compilées par Mills, jusqu'à la température de vaporisation T_v , suite à quoi l'extrapolation devient constante pour des températures supérieures à T_v .

Les données de Mills [29] présentent une transition nette des propriétés thermo-physiques (masse volumique, conductivité thermique et chaleur massique à pression constante) à la température de fusion du cuivre. Pour faciliter la convergence numérique de notre modèle, le passage des propriétés du solide à celles du liquide se fait de la même manière que pour la viscosité dynamique, avec la fonction de Heavyside lissée.

Pour le problème de mécanique des fluides, l'hypothèse d'incompressibilité ayant été adoptée, la masse volumique doit être choisie et définie comme constante. La dernière valeur mesurée par Mills [29] est donc adoptée, à savoir $\rho_L = 7645 \text{ kg.m}^{-3}$ à 1773 K.

2.3.2 Discussion sur l'absorptivité

L'état de l'art réalisé sur l'influence des différents phénomènes tels que l'oxydation, la température, la rugosité, etc. sur l'absorptivité apparente du matériau témoigne de la complexité à maîtriser la modélisation de l'interaction laser-matière avec précision. Nous allons donc ici définir et argumenter les choix de modélisation réalisés.

2.3. PROPRIÉTÉS MATÉRIAUX

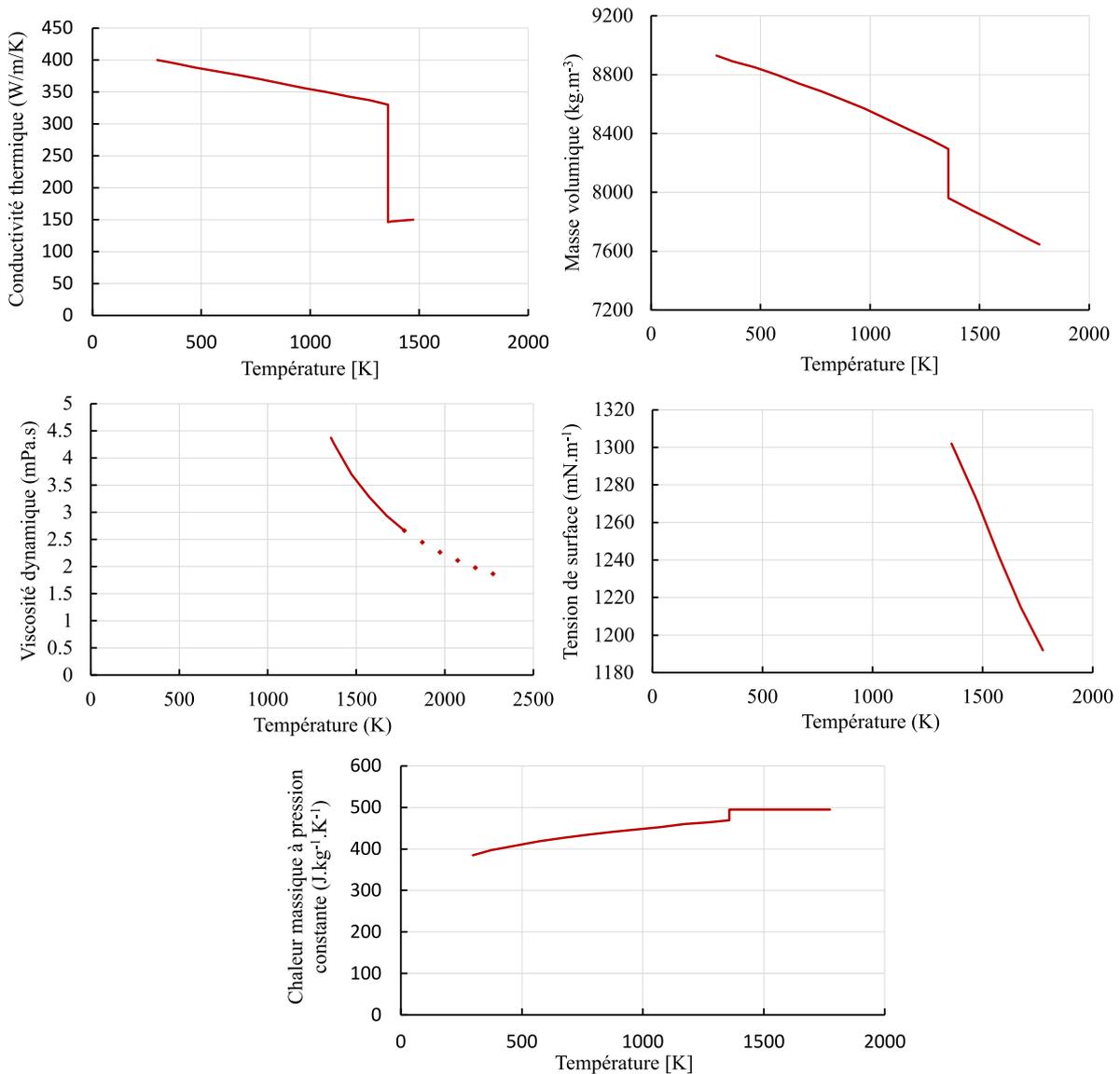


FIGURE 2.4 – Propriétés du cuivre pur. Extrait et adapté de Mills (2002) [29]

L'oxydation et la rugosité en surface du matériau ont des influences qui seront majeures uniquement avant fusion de l'échantillon. Ces influences contribueront a priori à accélérer l'apparition d'un bain de fusion, mais peuvent être négligées au delà du point de fusion.

L'influence de l'inclinaison locale du faisceau avec la surface, modélisée par les formules de Fresnel (Equation 1.12) sera également négligée dans notre modèle. En effet, les propriétés optiques ($n_\lambda, \kappa_\lambda$) des métaux étant généralement peu connues au delà de la phase solide, et ces dernières menant à une absorptivité faible de l'ordre de 3-4% avec les formules de Fresnel, une absorptivité indépendante de l'angle d'inclinaison locale sera employée. L'influence de l'inclinaison de la surface est uniquement pris en compte par la projection suivant la normale à l'interface.

2.3. PROPRIÉTÉS MATÉRIAUX

Propriété physique [unité]	Symbole	Valeur	Référence
Chaleur massique à pression constante [J/kg/K]	c_p	481	[29]
Conductivité thermique [W/m/K]	k	397	[29]
Indices de réfraction [-]	n_λ/κ_λ	0.446/6.4	[13]
Chaleur latente de fusion [kJ/kg]	L_m	208.7	[29]
Chaleur latente de vaporisation [kJ/kg]	L_v	4730	[29]
Masse molaire [g/mol]	M	63.546	[29]
Point de fusion [K]	T_m	1357	[29]
Intervalle de "solidification" [K]	ΔT_m	50	
Point de vaporisation [K]	T_v	2868.15	[21]
Viscosité dynamique [Pa.s]	μ	4.38×10^{-3}	[29]
Masse volumique [kg/m^3]	ρ	8956.5	[29]
Tension de surface [N/m]	σ	1.304	[29]
Coefficient thermocapillaire [N/m/K]	$\frac{\partial \sigma}{\partial T}$	-0.286×10^{-3}	[29]

TABLE 2.1 – Récapitulatif des propriétés du cuivre.

Finalement, seule l'influence de la température, à partir des données de la littérature, pourrait être implémentée en intégrant une absorptivité proche de 4-5% pour le solide et s'élevant à 8-10% pour le liquide. Cependant, les premiers instants de formation du bain de fusion n'étant pas déterminant pour la suite de formation du capillaire, et afin de contrebalancer la non prise en compte des effets d'oxydation et de rugosité, une absorptivité constante et égale à celle du liquide est employée. Ainsi, et sauf mention du contraire, une absorptivité α_λ de 10% est définie dans notre modèle.

2.3.3 Propriétés du gaz ambiant

Pour éviter l'oxydation du bain de fusion lors du soudage, un jet de gaz protecteur est généralement utilisé afin d'expulser l'oxygène de la zone d'interaction. Dans le cadre de nos essais, nous utilisons de l'argon comme gaz protecteur. Pour notre modèle numérique, et à défaut de connaître la composition de la phase vapeur (mélange du gaz ambiant et de la plume de vapeur), nous considérons que cette dernière est composée uniquement d'argon, dont les propriétés physiques sont présentées en Table 2.2. Contrairement aux propriétés du cuivre, leur dépendance à la température est négligée car très peu de données, si ce n'est aucune, ne sont disponibles dans la littérature.

La base de notre modèle multiphysique est désormais définie, à l'exception du dépôt de chaleur dû à l'interaction laser-matière. Dans ce qui suit, plusieurs considérations sur cette interaction vont être étudiées avec un dépôt de chaleur purement analytique, ce qui nous permettra d'avoir des premières comparaisons avec des résultats expérimentaux.

Propriété physique [unité]	Symbole	Valeur	Référence
Chaleur massique à pression constante [J/kg/K]	c_p	520	[21]
Conductivité thermique [W/m/K]	k	0.017	[21]
Indices de réfraction [-]	n_λ/κ_λ	1/0	
Masse molaire [g/mol]	M	28.965	[21]
Viscosité dynamique [Pa.s]	μ	1×10^{-5}	[21]
Masse volumique [kg/m^3]	ρ	1.7	[21]

TABLE 2.2 – Récapitulatif des propriétés de l’argon.

2.4 Application au soudage laser par point

Comme décrit précédemment, nous considérons d’abord l’application au cas de soudage laser par point, qui peut être représenté dans une géométrie 2D-axisymétrique et ainsi réduire le temps de calcul pour la première phase de développement.

2.4.1 Domaine de résolution et maillage

Deux considérations géométriques seront employées lors de l’utilisation de ce modèle numérique et sont présentées en Figure 2.5, en fonction de la représentation d’un soudage laser par point débouchant (bain de fusion traversant l’entière du métal) ou non débouchant. Dans les deux cas, le domaine de résolution est un rectangle ABCD dont les dimensions sont soit fixées expérimentalement par la taille de l’échantillon, soit de dimensions suffisamment large pour ne par avoir d’influence des bords lorsque le modèle n’est pas comparé à l’expérience. La différence entre les deux considérations géométriques se fait au niveau du maillage utilisé. L’idée générale est d’avoir un maillage fin proche de l’interface liquide-gaz qui se déplacera au cours de la simulation. Ainsi, pour des tirs sur des échantillons massifs de grande taille par rapport à la dimension du faisceau, pour lesquelles le cordon ne sera pas débouchant, un maillage fin est utilisé proche de l’axe de symétrie sur une largeur suffisamment grande par rapport au rayon du faisceau laser. La discrétisation spatiale est également raffinée en z autour de $z = 0$ pour capturer l’interface initiale de la phase-field. D’autre part, lorsque le cordon de soudage est susceptible d’être débouchant, on emploie un maillage légèrement différent avec un deuxième raffinement autour de $z = -h_{mat}$, correspondant à l’épaisseur de l’échantillon.

Dans le cas d’une configuration débouchante, la distribution initiale de la variable ϕ est modifiée selon l’Equation 2.34, permettant de modéliser un métal dans l’intervalle $-h_{mat} \leq z \leq 0$ et du gaz dans le reste du domaine :

$$\phi_{0,deb} = \tanh\left(\frac{z + h_{mat}}{\sqrt{2}\epsilon}\right) - \tanh\left(\frac{z}{\sqrt{2}\epsilon}\right) - 1 \quad (2.34)$$

Dans les régions d’intérêt décrites précédemment, le maillage est composé d’éléments triangulaires de $8 \mu m$, avec une croissance libre dans le reste du domaine. Le choix de cette

2.4. APPLICATION AU SOUDAGE LASER PAR POINT

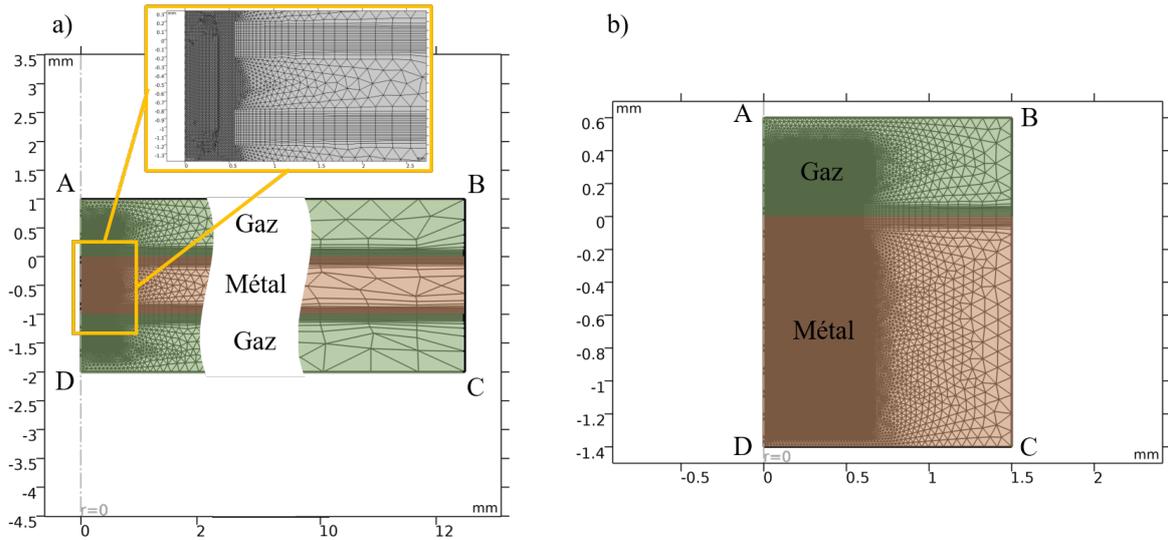


FIGURE 2.5 – Représentation des considérations géométriques employées pour le modèle représentatif d'un cas de tir statique **a)** débouchant et **b)** non débouchant.

taille de maillage est détaillé par la suite. Une interpolation linéaire est utilisée pour toutes les équations de conservation.

2.4.2 Conditions initiales et conditions aux limites

Les conditions aux limites pour la représentation d'un cas de soudage laser par point sont présentés en Table 2.3.

Frontière	Phase-field	Mécanique des fluides	Transfert de chaleur
AB	Sortie	$p = p_0$	$-\vec{n} \cdot \vec{q} = 0$
BC	Angle de contact : $\theta_w = \frac{\pi}{2}$	Glissement : $\vec{u} \cdot \vec{n} = 0$	$-\vec{n} \cdot \vec{q} = 0$
CD	$\theta_w = \frac{\pi}{2}$	Non-glissement : $\vec{u} = \vec{0}$	$-\vec{n} \cdot \vec{q} = 0$
DA	Axe de symétrie	Axe de symétrie	Axe de symétrie

TABLE 2.3 – Conditions aux limites et initiales utilisées pour la simulation.

Les conditions initiales pour la mécanique des fluides et les transferts de chaleur sont classiques : une température $T_0 = 293.15K$, une pression égale à la pression ambiante $p_0 = p_{amb} = 1 \text{ atm}$ et un champ de vitesse nul $\vec{u} = \vec{0}$. Le champ de phases initial a déjà été défini précédemment et s'exprime soit par ϕ_0 (Equation 2.3) si la géométrie est non-débouchante soit par $\phi_{0,deb}$ (Equation 2.34) si la géométrie est débouchante.

Dans un premier temps, nous allons réaliser un modèle simplifié avec une source de chaleur analytique et en ne considérant que la première interaction entre le faisceau et la matière. Ceci permettra de faire un premier choix de paramètres numériques en passant par des études de convergence et de sensibilité sur différents critères.

L'irradiance du laser, introduite en condition aux limites dans l'équation de la chaleur grâce au terme q_{abs} , s'exprime sous la forme :

$$q_{abs} = \alpha_\lambda \frac{P}{\pi w_0^2} f(r) g(t) \cos(\theta) \quad (2.35)$$

Rappelons ici qu'en réalité, la description de l'interface libre par champ de phases imposant un domaine de résolution unique, nous ne pouvons pas définir l'irradiance en condition aux limites surfacique. À la place, et comme nous le verrons dans les prochains paragraphes, un terme source de chaleur est introduit en reprenant le terme q_{abs} décrit précédemment multiplié par la fonction $\delta(\phi)$.

Le couplage entre le laser et la matière est pris en compte par l'absorptivité du matériau α_λ . Ici, nous considérons que l'absorptivité est constante. Comme nous avons pu le voir dans la littérature, cette dernière dépend de plusieurs grandeurs, comme la température, la rugosité, l'angle d'incidence, etc. Pour cette première étape de modélisation, ces dépendances sont négligées pour nous concentrer sur l'aspect numérique du problème. Cette expression fait également intervenir les paramètres du laser, sa puissance P ainsi que son rayon w_0 , et θ correspond à l'angle d'inclinaison du faisceau par rapport à la surface. Si elle n'est pas mesurée lors de la campagne expérimentale, la distribution spatiale $f(r)$ de l'irradiance du laser sera définie soit par une répartition homogène dite "top-hat" (Equation 2.36), soit par une répartition gaussienne (Equation 2.37). Les deux distributions sont illustrées en Figure 2.6. Si elle est mesurée, la distribution sera précisée.

$$f(r) = \begin{cases} 0 & \text{si } r > w_0 \\ 1 & \text{si } r \leq w_0 \end{cases} \quad (2.36)$$

$$f(r) = 2 \exp\left(-2 \frac{r^2}{w_0^2}\right) \quad (2.37)$$

Pour la distribution gaussienne, le rayon du laser est défini par la norme en $1/e^2$, soit la distance à l'axe optique pour laquelle l'irradiance du faisceau chute à 13.5% de l'irradiance maximale. Par ailleurs, nous introduisons un profil de montée en puissance du laser $g(t)$ qui pourra également être mesuré. Si ce n'est pas le cas, un profil par défaut défini par l'Equation 2.38 (Figure 2.7) est appliqué afin d'être plus réaliste et de faciliter la convergence du modèle en début de simulation avec un temps de montée en puissance caractéristique $\tau_{ris} = 150 \mu s$:

$$g(t) = 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{ris}}\right) \quad (2.38)$$

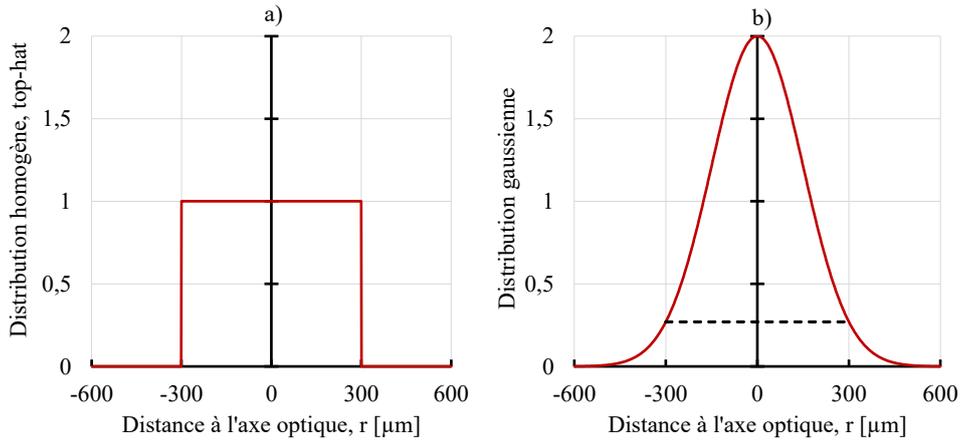


FIGURE 2.6 – Distribution spatiale de l’irradiance du laser pour $r_L = 300 \mu m$. **a)** Distribution ”top-hat” et **b)** distribution gaussienne.

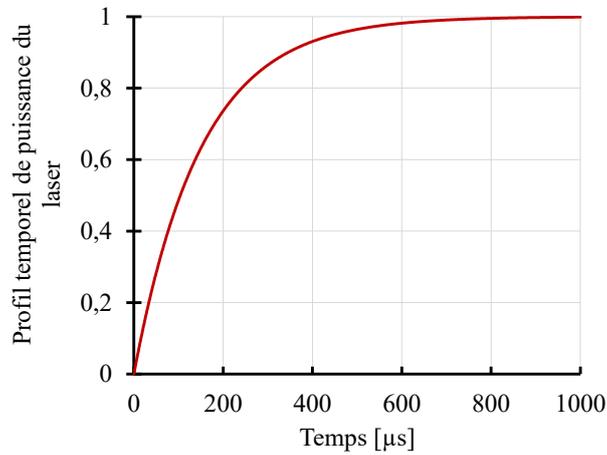


FIGURE 2.7 – Profil de montée en puissance du faisceau, avec $\tau_{ris} = 150 \mu s$.

2.4.3 Études de convergence

2.4.3.1 Étude de convergence spatiale

Une étude de convergence spatiale est réalisée afin de choisir le meilleur compromis entre taille du maillage, et de fait, une meilleure représentation des phénomènes physiques, et temps de calcul. Le modèle présenté précédemment est utilisé avec une irradiance gaussienne décrite par l’Equation 2.37 avec une paramétrie laser $P = 10 \text{ kW}$ et $d = 600 \mu m$. Des tailles de mailles de référence allant de $4 \mu m$ à $64 \mu m$ sont utilisées. Le critère de convergence adopté ici est la racine de l’erreur quadratique moyenne, notée RMSE, l’irradiance normalisée simulée $I_{abs,num}$ par rapport à la théorie $I_{abs,th}$, calculée à partir du profil de montée en puissance définie par l’Equation 2.38.

$$RMSE = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N \left(I_{abs,num}^i - I_{abs,th}^i \right)^2}{N}} \quad (2.39)$$

Les résultats de cette étude de convergence sont présentés en Figure 2.8. Le choix d'un maillage fin garantirait une erreur faible par rapport à la théorie, au prix d'un temps de calcul important. Inversement, un maillage grossier dégraderait la solution numérique mais permettrait un temps de résolution moindre. Un maillage de l'ordre de 8-10 μm semble alors garantir un compromis entre ces deux critères. Sauf mention du contraire, nous garderons une taille de mailles de 8 μm dans la zone d'intérêt, pour le calcul 2D-axisymétrique.

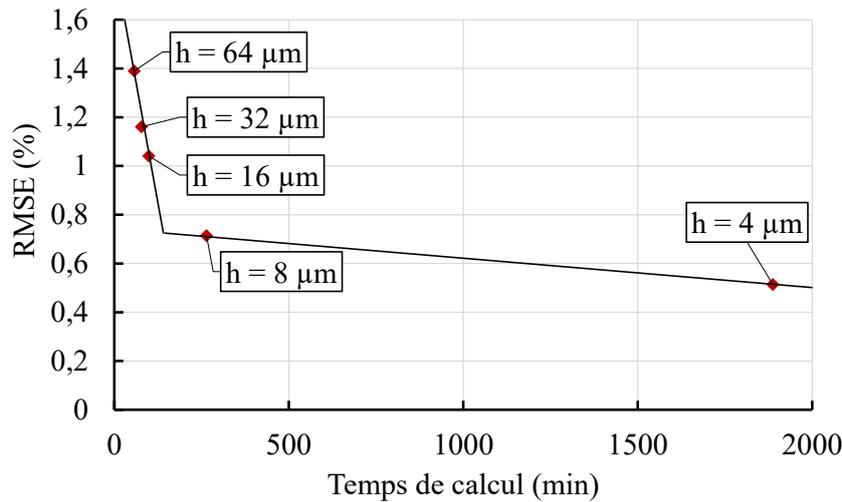


FIGURE 2.8 – Étude de convergence spatiale pour le modèle 2D-axisymétrique.

2.4.3.2 Paramètres du solveur

La résolution numérique se fait grâce au solveur direct PARDISO selon une approche ségréguée : résolution du champ de température T , puis des variables de la phase-field (ϕ , ψ) et enfin des champs de vitesse \vec{u} et de pression p . Le solveur itère jusqu'à ce que l'erreur de ces trois groupes devienne inférieure à la tolérance de calcul. Le solveur temporel sélectionné est la méthode α -généralisée. Le pas de temps maximal de calcul est fixé à 2 μs . Le solveur ajuste ensuite automatiquement ce dernier au besoin pour assurer la convergence du calcul.

2.4.4 Études de sensibilité

Afin de réaliser un choix pertinent des paramètres numériques, plusieurs études de sensibilité sont réalisées. Ces études ont notamment pour but de connaître l'influence des variations des propriétés thermophysiques sur les dimensions du bain de fusion. Les dimensions considérées, par exemple, la hauteur et la largeur du capillaire, sont définies en Figure 2.9.

2.4.4.1 Sensibilité à l'épaisseur d'interface

Une première étude de sensibilité est réalisée pour le paramètre d'épaisseur de l'interface ϵ . À taille de maille donnée, ce paramètre va permettre de contrôler le nombre d'éléments dans la transition entre les deux matériaux : plus ϵ sera grand, plus il y aura d'éléments dans l'interface et mieux sera décrite la transition. Cependant, un paramètre d'épaisseur trop élevé

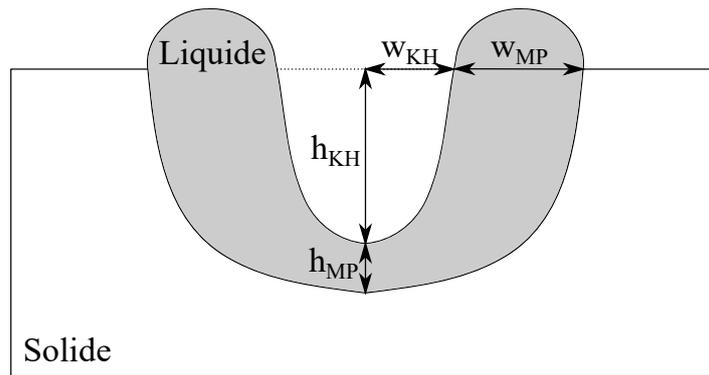


FIGURE 2.9 – Nomenclature des grandeurs mesurées numériquement. "MP" désigne le bain de fusion (melt pool) et "KH" le capillaire (keyhole).

aura pour effet de diffuser tous les phénomènes d'interface dans des proportions non désirées.

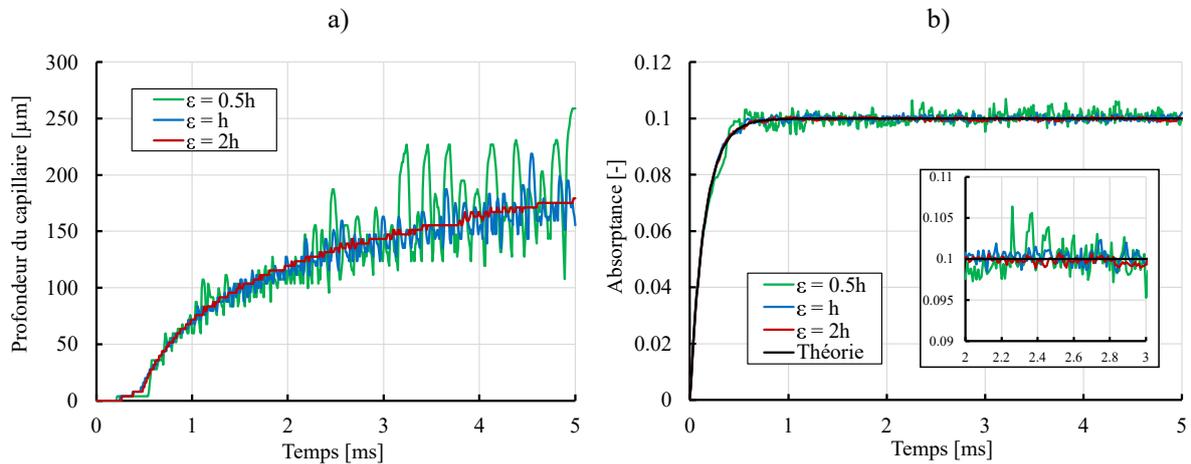


FIGURE 2.10 – a) Étude de sensibilité de l'évolution de la profondeur du capillaire au paramètre d'épaisseur d'interface ϵ . b) Absorptance calculée dans le domaine comparée au profil de montée en puissance du laser.

Les paramètres de simulation précédents sont conservés, et ϵ est modifié donnant trois cas de comparaison avec un paramètre d'épaisseur plus large ($\epsilon = 2h$), égal ($\epsilon = h$) et plus fin ($\epsilon = 0.5h$) que la taille de maille h . La dynamique de formation du capillaire est présentée en Figure 2.10 pour les épaisseurs d'interface considérées. Bien que chaque évolution suive la même tendance, l'utilisation de plus faibles épaisseurs d'interface résulte en de fortes fluctuations de la profondeur du capillaire, traduisant ici la dynamique de ce dernier. Ces fluctuations s'expliquent principalement par une mauvaise description des phénomènes d'interface, notamment l'interaction laser-matière, due au faible nombre d'éléments dans l'épaisseur de la transition. En effet, le calcul de l'absorptance lors de chaque tir montre de fortes erreurs par rapport à l'évolution théorique du dépôt de chaleur décrit par la montée en puissance du laser. Pour ces raisons, et sauf mention du contraire, une épaisseur d'interface de l'ordre de 2

fois la taille de maille sera employée dans nos calculs.

2.4.4.2 Sensibilité aux propriétés thermophysiques

À l’instar de l’épaisseur d’interface, l’influence d’une variation des propriétés thermophysiques sur le comportement du modèle numérique a été caractérisée. Pour chaque propriété, une variation de $\pm 10\%$ par rapport aux valeurs indiquées en Table 2.1 est employée, et leurs influences sur la profondeur du capillaire ainsi que sur le volume de bain fondu sont analysées. Les résultats de cette étude sont présentés en Figure 2.11. Que ce soit pour la profondeur du capillaire ou pour le volume de bain fondu, nous pouvons classer les propriétés thermophysiques en trois catégories.

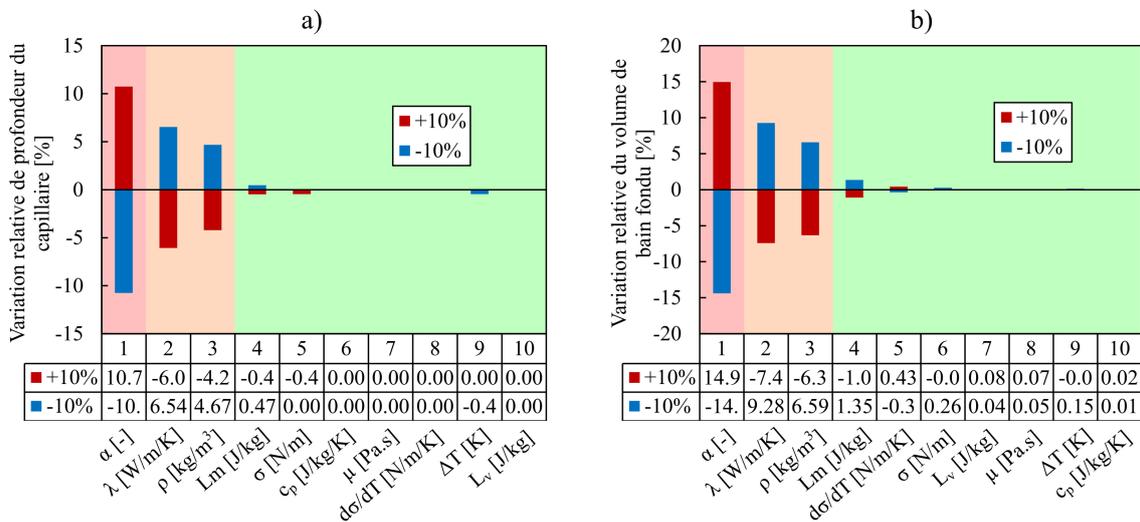


FIGURE 2.11 – Étude de sensibilité aux propriétés physiques du matériaux sur **a)** la profondeur du capillaire et **b)** le volume de bain fondu. Variation de +10% (rouge) et -10% (bleu).

Dans la première, nous retrouvons uniquement l’absorptivité intrinsèque du matériau, pour laquelle une variation de 10% entraîne une variation de 10% sur la profondeur et jusqu’à 15% sur le volume de métal liquide. Cette propriété est le point central de notre problème multiphysique. Sachant qu’actuellement notre modèle décrit uniquement l’interaction incidente entre le laser et la matière, et que le phénomène de multiples réflexions n’est pas encore pris en compte, nous pouvons nous attendre à ce que l’influence de cette propriété soit encore plus importante que ce que nous présentons ici, une faible variation d’absorptivité pouvant induire une variation d’irradiance absorbée localement à la surface du liquide et ainsi modifier la dynamique du bain de fusion.

Dans un second groupe, nous retrouvons la conductivité thermique et la masse volumique du matériau, pour lesquelles une variation de 10% induit une variation opposée de l’ordre de 5% pour la profondeur et de 8% pour le volume de liquide. Cette variation est facilement

explicable pour la conductivité thermique : plus cette dernière sera élevée, plus les phénomènes de conduction seront importants et le bain de fusion sera faible.

Enfin, nous pouvons regrouper les propriétés thermophysiques ayant une influence quasi-nulle ou indétectable par notre modèle suite à une variation de 10%. Ces dernières sont la chaleur massique à pression constante, les chaleurs latentes de fusion et vaporisation, la viscosité dynamique, la tension de surface, le coefficient thermocapillaire ainsi que l'intervalle de solidification numérique ΔT_m que nous avons introduit précédemment.

2.5 Données expérimentales

Une campagne de mesures expérimentales a été réalisée au sein de et par le laboratoire IFSW à Stuttgart, partenaire du projet FASTLAS. L'objectif de ces mesures est de comparer la dynamique de pénétration du capillaire de vapeur dans une confrontation numérique/expérimentale, permettant d'avoir un regard critique sur les choix de modélisation.

Des mesures par imagerie rayons X, que nous avons déjà présentées au chapitre précédent, ont été réalisées pour différentes paramétries (puissances, diamètres de faisceau), pour des essais de soudage laser par point sur des échantillons de Cu-K75. Certaines de ces mesures sont présentées dans l'article de Faure et al. [88]. L'alliage Cu-K75 possède des propriétés thermophysiques qui ne sont pas strictement celles d'un cuivre pur. Le catalogue fournisseur [89] donne quelques propriétés à température ambiante, comme la conductivité thermique $k_{K75} = 330 \text{ W.m}^{-1}.K^{-1}$ et la masse volumique $\rho_{K75} = 8880 \text{ kg.m}^{-3}$. Cependant, nous n'avons pas trouvé dans la littérature d'informations sur la dépendance en température de ces propriétés. Comme nous avons pu le voir, les propriétés sur cuivre pur subissent une importante modification une fois le passage à l'état liquide atteint. Notons par exemple que la conductivité thermique du cuivre pur passe de $k_{Cu}(T_0) = 400 \text{ W.m}^{-1}.K^{-1}$ à température ambiante à $k_{Cu}(T_m) = 150 \text{ W.m}^{-1}.K^{-1}$ au point de fusion. Cette variation étant plus marquée que le passage d'un cuivre pur à l'alliage Cu-K75, nous décidons de garder les propriétés d'un cuivre pur pour notre modèle. Ce choix est également appuyé par l'étude de sensibilité sur la conductivité thermique réalisée précédemment. Les essais sont réalisés avec un laser de haute puissance TruDisk 16002 de longueur d'onde $\lambda = 1.03 \mu\text{m}$, délivrant une puissance allant jusqu'à 16 kW. Le diamètre du faisceau varie de 200 à 600 μm et est incliné d'un angle $\beta = 10^\circ$ afin de garantir que le faisceau ne se réfléchisse sur les optiques et endommage l'installation. Notons qu'avec le choix d'une représentation 2D-axisymétrique, cet angle d'inclinaison ne sera pas pris en compte dans notre modèle. L'installation est présentée en Figure 2.12.

2.6 Choix de la description de l'interaction laser-matière

Les équations nécessaires à la modélisation des physiques du procédé, à savoir les transferts de chaleur, la mécanique des fluides ainsi que la description d'interface libre par champ de

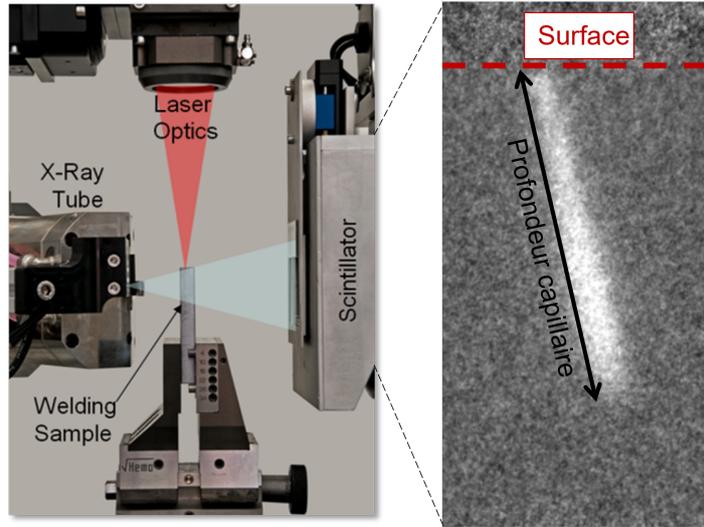


FIGURE 2.12 – Illustration du setup expérimental mis en place à l'IFSW. Extrait et adapté d'une réunion FASTLAS, présentée par Frauke Holder (IFSW).

phases, ont été décrites précédemment, de même que la géométrie et le maillage. En première utilisation de notre modèle, nous allons étudier l'influence de différentes considérations de l'interaction laser matière sur la dynamique de formation du capillaire de vapeur.

2.6.1 Dépôt de chaleur analytique

La méthode la plus simple pour représenter l'interaction entre le faisceau laser et la matière consiste à considérer uniquement l'interaction incidente sans les multiples réflexions, comme nous l'avons fait pour les études de convergence et de sensibilité. Cette interaction est décrite par un terme source de chaleur volumique, en $[W/m^3]$, défini par :

$$Q_{abs} = \alpha_\lambda \frac{P}{\pi w_0^2} f(r)g(t)\cos(\theta)\delta(\phi) \quad (2.40)$$

2.6.2 Prise en compte du phénomène de multiples réflexions

Une fois le capillaire formé, le faisceau laser subit de multiples réflexions dans ce dernier, augmentant l'"intensité" du couplage global laser-matière. La formulation précédente (Equation 2.40) ne permet pas de prendre en compte ce phénomène. À défaut d'avoir recours à une méthodologie plus complexe, comme la description par lancer de rayons ou la résolution des équations de Maxwell, il est possible de définir une absorptivité variable, dépendante de la géométrie du capillaire, venant remplacer l'absorptivité incidente α du matériau. Pour cela, nous pouvons reprendre les travaux de Gouffé [24], donnant l'évolution de l'absorptance d'une cavité en fonction de son rapport d'aspect γ , défini comme sa profondeur sur son diamètre d'ouverture. Dans notre modèle, la cavité correspond au capillaire de vapeur, et son rapport d'aspect sera défini comme la profondeur sur le diamètre d du laser.

$$Q_{abs} = A(\gamma) \frac{P}{\pi w_0^2} f(r) g(t) \cos(\theta) \delta(\phi) \quad (2.41)$$

Au premier instant de l'interaction laser matière, le capillaire de vapeur n'est pas encore formé et aucune seconde réflexion du laser n'a lieu. Ainsi, pour de faibles rapports d'aspect, l'absorptance équivalente doit être égale à l'absorptivité α du matériau. Une fois un certain rapport d'aspect atteint, physiquement le faisceau laser se réfléchit dans le capillaire, se traduisant par une élévation d'absorptance. En soudage laser, il est généralement admis que la transition entre une absorptivité incidente α et une absorptivité type Gouffé se produit autour d'un rapport d'aspect unitaire, lorsque la profondeur du capillaire est de l'ordre du diamètre du faisceau et que le front avant est incliné à 45° . En soudage laser par point, du fait de la géométrie du capillaire, cette inclinaison de 45° est atteinte pour des rapports d'aspect plus faibles, lorsque la profondeur du capillaire est de l'ordre du rayon du faisceau. Pour les simulations de soudage laser par point, la transition sera alors défini pour un rapport d'aspect $\gamma = 0.5$.

En suivant les préconisations de Fabbro [25], trois configurations peuvent être envisagées pour la transition entre une absorptivité incidente α et l'absorptance dépendante du rapport d'aspect $A_G(R)$. Ces dernières sont présentées en Figure 2.13. Dans un premier cas (courbe bleue), une transition discontinue à un rapport d'aspect $\gamma = 0.5$ est définie. Cette configuration semble non réaliste, du fait du passage brutal d'une absorptivité incidente à une absorptance type Gouffé. Pour les deux autres configurations, une transition continue est considérée, une peu lissée (courbe rouge) et une fortement lissée (courbe verte) à l'aide de la fonction de Heavyside sur une largeur de transition $\Delta\gamma$:

$$A(\gamma) = \alpha[1 - HS(\gamma - 0.5, \Delta\gamma)] + A_G(\gamma)HS(\gamma - 0.5, \Delta\gamma) \quad (2.42)$$

Fabbro montre que le rapport $\gamma/A(\gamma)$ est assimilable à une puissance normalisée P_n absorbée dans le capillaire. L'évolution de ce rapport $\gamma/A(\gamma)$ est également présentée en Figure 2.13 pour les différents cas présentés précédemment. Pour une transition discontinue, deux évolutions sont observées de part et d'autres de la transition à $\gamma = 0.5$. Pour $P_n \leq 1/2A_G(0.5)$ ou $P_n \geq 1/2\alpha_\lambda$, il existe une unique solution menant à un certain rapport d'aspect. Cependant, lorsque $1/2A_G(0.5) \geq P_n \geq 1/2\alpha_\lambda$, deux solutions peuvent être obtenu, résultant dans un cas à un rapport d'aspect $\gamma_1 < 0.5$ et dans l'autre à $\gamma_2 > 0.5$. L'existence de ces deux solutions peut être représentative d'une certaine instabilité à la transition entre un régime de conduction forcée, mené principalement par la pression de recul, et un régime de capillaire profond mené par les multiples réflexions du faisceau. Dans le cas d'une transition peu lissée, la puissance normalisée P_n évolue de manière continue avec le rapport d'aspect, mais présente un diminution dans la région autour de la transition. Ce comportement semble non réaliste, car il signifierait qu'une diminution de la puissance absorbée entrainerait une augmentation du rapport d'aspect du capillaire. En prenant une transition fortement lissée, ce comportement

disparaît et $R/A(R)$ croît constamment avec le rapport d'aspect. Pour ces raisons, le choix d'une transition fortement lissée, avec une largeur de transition $\Delta\gamma = 0.75$ a été retenue pour les modèles de soudage laser par point.

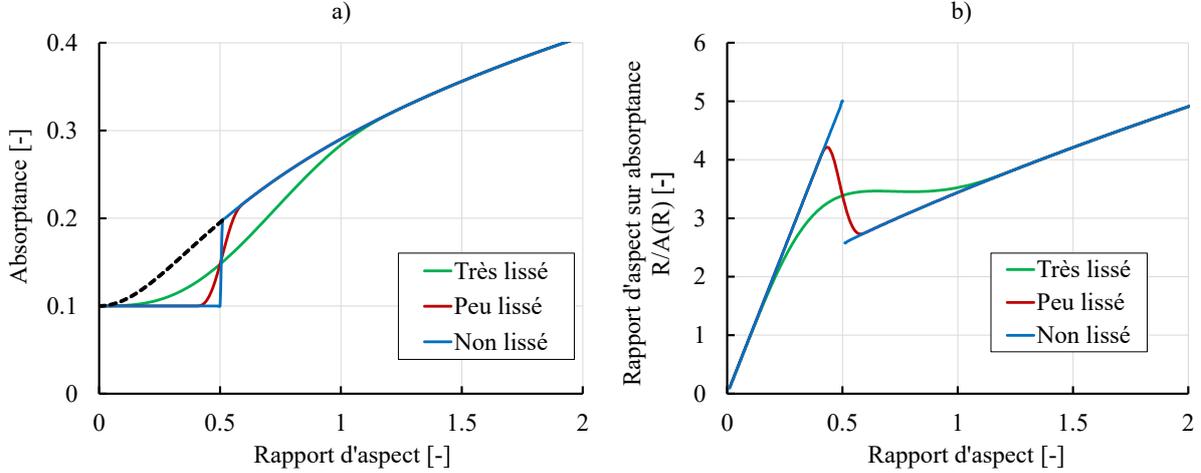


FIGURE 2.13 – **a)** Choix d'évolution d'absorbance dans une cavité conique en fonction du rapport d'aspect et du lissage entre Fresnel et Gouffé, avec $\alpha = 0.1$. **b)** Évolution correspondante du rapport $\frac{\gamma}{A(\gamma)}$ pour les différents lissage.

2.6.3 Prise en compte de la divergence du faisceau

Au cours de sa propagation, le faisceau laser converge puis diverge successivement, respectivement avant et après son plan focal. De ce fait, la distribution d'irradiance est modifiée par l'augmentation ou la diminution du diamètre du faisceau. Une grandeur physique caractérisant cette défocalisation est la longueur de Rayleigh z_R . Un faisceau divergent, de diamètre au plan focal w_0 et de longueur d'onde λ possède une longueur de Rayleigh z_R définie comme :

$$z_R = \frac{\pi w_0^2 n_\lambda}{\lambda} \quad (2.43)$$

Cette longueur correspond à la distance au plan focal à partir de laquelle l'intensité au centre du faisceau a chuté d'un facteur 2, ou de manière équivalente que le diamètre du faisceau s'est élargi de $\sqrt{2}$. Le long de l'axe optique de ce faisceau, ce dernier voit son diamètre effectif modifié en un plan z selon :

$$\omega(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (2.44)$$

En réalité, la propagation du faisceau réel s'éloigne de la propagation théorique décrite par les équations précédentes. Le facteur M^2 décrit la qualité d'un tel faisceau en comparant la divergence du faisceau réel avec celle du faisceau théorique parfait. La norme ISO 11146 définit le facteur M^2 comme :

$$M^2 = \frac{\pi w_0 \theta}{\lambda} \quad (2.45)$$

La longueur de Rayleigh $z_{R,réel}$ associée au faisceau réel s'obtient par :

$$z_{R,réel} = \frac{\pi w_0^2 n}{M^2 \lambda} \quad (2.46)$$

Ainsi, lorsque l'on observe le profil du faisceau dans un plan situé à une distance $z_{R,réel}$ du plan focal, le diamètre à $1/e^2$ théoriquement obtenu dans ce plan est $\sqrt{2}$ fois plus grand qu'au plan focal. De ce fait, l'intensité au centre est réduite de moitié. Les longueurs de Rayleigh pour les différents diamètres de faisceau employés à l'IFSW sont rappelées en Table 2.4.

Diamètre du faisceau [μm]	Facteur de qualité M^2 [-]	Longueur de Rayleigh $z_{R,réel}$ [mm]
600	91.5	3
400	61	2
200	30.5	1

TABLE 2.4 – Récapitulatif des longueurs de Rayleigh pour chaque diamètre de faisceau employé à l'IFSW.

Dans le cas où la profondeur du capillaire devient sensiblement proche voire plus grande que la longueur de Rayleigh du faisceau, il peut alors être intéressant d'étudier l'influence de la prise en compte de ce caractère divergent des faisceaux laser. Trois choix de modélisation sont alors envisagés pour la simulation du soudage laser par point :

- Cas 1 : Le faisceau n'interagit qu'une seule fois avec la matière et une fraction α de sa puissance est absorbée.
- Cas 2 : Le phénomène de multiple réflexions est modélisé et pris en compte au travers d'une élévation d'absorptance avec le rapport d'aspect du capillaire.
- Cas 3 : L'élévation d'absorptance est conservée, et le caractère défocalisant du faisceau est également pris en compte par l'élargissement du diamètre de ce dernier au cours de sa propagation.

2.7 Résultats numériques et comparaison expérimentale

Avec le modèle numérique développé au cours de ce chapitre, nous allons désormais pouvoir étudier des cas de soudage laser par point. Dans un premier temps, le comportement général du modèle est décrit, puis nous observerons l'influence des différentes hypothèses décrites précédemment sur la dynamique de formation du capillaire de vapeur. Ce chapitre n'ayant pas pour vocation à présenter un plan de comparaison complet entre résultats numériques et expérimentaux, nous nous limiterons à un jeu de paramètres procédé pour lequel nous comparerons chaque hypothèse.

2.7.1 Comportement général du modèle

Pour chacun des cas simulés, les différentes étapes de formation du bain de fusion et du capillaire de vapeur, si les paramètres procédés permettent d'atteindre le point de vaporisation du cuivre, sont modélisées.

Dans un premier temps, la surface du matériau est irradiée par le laser, jusqu'à atteindre le point de fusion du cuivre T_m . Une fois atteinte, et du fait de la forte conductivité du cuivre, un bain de fusion de faible profondeur (environ plusieurs dizaines de micromètres) se forme. À ce stade, seules les effets de tension de surface et Marangoni régissent l'écoulement du métal liquide. Ceci correspond au régime de conduction. La vitesse d'écoulement du métal liquide atteint en surface des vitesses de l'ordre du m/s.

L'interaction laser-matière continuant, la surface atteint la température de vaporisation du matériau T_v . Le terme de pression de recul introduit dans la mécanique des fluides n'est plus négligeable et la surface du liquide commence à se déformer. Le liquide au centre de la zone d'interaction circule vers les bords et le bain de fusion se creuse progressivement. La température en surface reste sensiblement proche de la température de vaporisation. De plus, sous l'effet de la tension de surface, le liquide éjecté sur les bords de la zone d'interaction s'accumule et prend une forme sphérique. En fonction des paramètres procédé, la profondeur du bain de fusion atteint quelques centaines de micromètres et un capillaire vapeur se forme.

À ce niveau-là, le comportement et la formation du capillaire diffèrent en fonction de l'hypothèse émise sur l'interaction laser-matière. Par exemple, lorsque le phénomène de multiple réflexion est pris en compte par une absorptance équivalente type Gouffé [24], et quand le rapport d'aspect du capillaire se rapproche de la valeur seuil $R = 0.5$ définie précédemment, la dynamique de formation de ce dernier se voit fortement accélérée jusqu'à atteindre plusieurs millimètres de profondeur. La représentation d'un tel capillaire obtenu numériquement est présentée en Figure 2.14.

2.7.2 Comparaison des hypothèses sur l'interaction laser-matière

Dans cette section sont présentés les résultats numériques obtenus pour les différentes hypothèses décrites précédemment. Ce chapitre ayant pour principal objectif la mise en place d'un modèle multiphysique de soudage laser par point qui servira de base à la suite du développement, la comparaison expérimentale se limitera à un cas particulier dont les paramètres procédé sont $P = 16 \text{ kW}$ et $d = 600 \text{ }\mu\text{m}$ pendant un temps d'interaction $t_{inter} = 6 \text{ ms}$. Notons également que les résultats numériques présentés ont été obtenus en considérant une distribution gaussienne, selon Equation 2.37, tandis que l'installation expérimentale suggère que le faisceau possède une distribution "top-hat" à minima au plan focal. Nous reviendrons sur ce point dans la suite de cette section. Enfin, chaque simulation a été obtenue en considérant une absorptivité $\alpha_\lambda = 10\%$. Les résultats numériques sont confrontés aux mesures

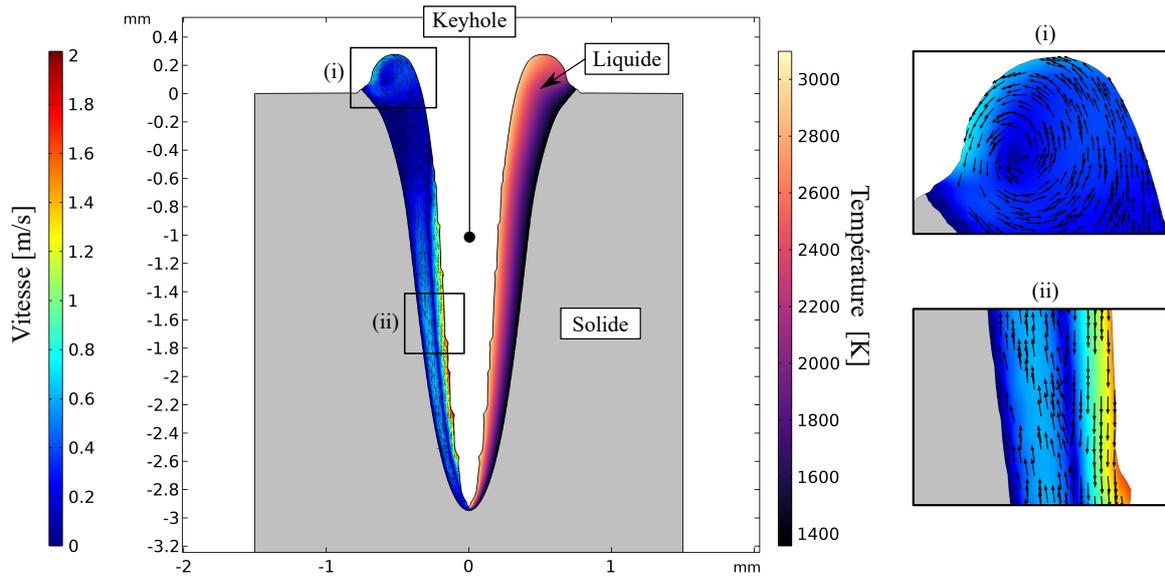


FIGURE 2.14 – Illustration de la géométrie du bain de fusion et du capillaire obtenu en soudage laser par point, avec le champ de vitesse (gauche) et le champ de température (droite). Faisceau gaussien divergent, avec $P = 16$ kW et $d = 600 \mu\text{m}$ après 6 ms de temps d'interaction.

expérimentales réalisées par l'IFSW, et sont présentés en Figure 2.15.

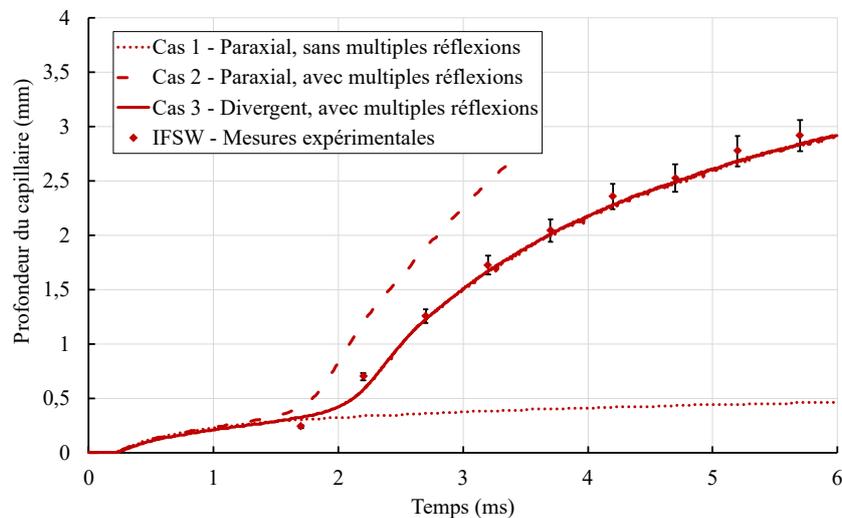


FIGURE 2.15 – Comparatif des hypothèses de description de l'interaction laser-matière. Simulation de soudage laser par point, à $P = 16$ kW et $d = 600 \mu\text{m}$.

Dans le cas 1, pour lequel seule la première interaction laser-matière est prise en compte avec un faisceau considéré paraxial, les étapes successives de fusion, vaporisation et formation du capillaire sont représentées. Après environ $300 \mu\text{s}$ d'interaction, la température de vaporisation du cuivre T_v est atteinte. La pression de recul devient prédominante pour l'écoulement du bain de fusion et le capillaire croît progressivement. La profondeur de ce dernier atteint environ 0.5 mm à la fin du temps d'interaction. Cette valeur est largement inférieure aux mesures

expérimentales, pour lesquelles la profondeur du capillaire atteint environ 3 mm. Ce résultat n'est pas surprenant : le phénomène de piégeage de faisceau n'étant pas modélisé, la fraction de puissance du faisceau absorbée par le matériau doit être sous-estimée par rapport au cas expérimental, montrant une limitation de cette première hypothèse d'étude.

Notons cependant que le rapport d'aspect final du capillaire obtenu avec le cas 1 dépasse le seuil $R = 0.5$. Pour cette raison, nous observons pour le cas 2, pour lequel l'absorptance est définie dépendante du rapport d'aspect, un changement de dynamique d'évolution du capillaire lorsque ce dernier atteint une profondeur proche de $d/2$ à savoir $300\mu m$. À partir de ce rapport d'aspect, l'absorptance n'est plus strictement égale à l'absorptivité incidente du matériau α et augmente progressivement. La croissance du capillaire est accélérée et ce dernier atteint rapidement plusieurs millimètres de profondeurs. Nous pouvons cependant remarquer que cette croissance du capillaire est sur-estimée par rapport aux mesures expérimentales et ne semble pas converger vers la même profondeur de capillaire finale.

Enfin, le dernier cas de simulation, conservant une absorptance dépendante de la géométrie du capillaire et intégrant le caractère divergent du faisceau, fournit des résultats intéressants une fois mis en comparaison avec les mesures expérimentales. Les premiers instants de simulation sont similaires à ceux obtenus avec une approximation paraxiale. Cependant, à mesure que le capillaire croît et du fait de la formulation divergente, le faisceau s'élargit et l'intensité au centre de ce dernier diminue. La croissance du capillaire est ainsi ralentie par rapport au choix de modélisation paraxial, et la profondeur finale du capillaire est sensiblement plus proche de celle obtenue expérimentalement. Pour les fortes profondeurs de capillaire observées lors de soudage laser par point à forte puissance, la description numérique de la divergence du faisceau semble être nécessaire. Deux remarques supplémentaires peuvent être proposées ici :

- Les constats réalisés dans cette comparaison numérique/expérimentale sont limités à un seul et unique cas. Cependant, ce cas permet déjà de mettre en avant les phénomènes nécessitant une attention particulière dans la suite du développement de notre modèle numérique, à savoir l'augmentation dynamique d'absorptance au cours du procédé ainsi que le profil du faisceau le long de l'axe optique. Il faut également noter que le diamètre du faisceau employé pour cette comparaison ($d = 600\mu m$) présente une forte variation entre les résultats obtenus avec et sans divergence du faisceau, bien que la distance de Rayleigh d'un tel faisceau soit de 3 mm. Pour des diamètres de faisceau plus faibles pour lesquelles, à puissance égale, l'intensité serait plus élevée et la distance de Rayleigh plus faible, nous pouvons nous attendre à ce que cet écart soit d'autant plus marqué.
- Des mesures expérimentales suggèrent, comme nous l'avons précisé au début de cette comparaison, que le faisceau ait un profil homogène "top-hat". Des simulations numériques ont également été réalisées avec ce profil, mais aucune comparaison aux résultats expérimentaux aussi proche n'a pu être obtenue, même en jouant sur les propriétés du matériaux comme l'absorptivité. La première explication sur cette observation peut

venir du fait que, comme certains auteurs l'ont décrit auparavant [90, 91], un faisceau homogène "top-hat" ne l'est réellement qu'à son plan focal. En s'éloignant de ce dernier, le profil du faisceau tend à se rapprocher d'une distribution gaussienne comme nous avons employé dans notre modèle. Deuxièmement, et comme nous le présenterons au prochain chapitre, en soudage laser par point le faisceau laser tend à se concentrer au centre du capillaire, résultant en une irradianance cumulée non-homogène à l'interface liquide-gaz. Encore une fois, le choix d'un faisceau gaussien pourrait permettre en un sens une meilleure description de ce phénomène par rapport à une distribution homogène.

2.8 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons présenté des travaux de modélisation permettant de simuler les phénomènes thermo-hydrodynamiques ayant lieu lors du soudage laser par point. Une étude de sensibilité aux propriétés du matériau nous a permis de remettre une fois de plus en évidence l'importance de la conductivité du matériau ainsi que son absorptivité.

À l'aide de premières mesures expérimentales réalisées à l'IFSW par radiographie X, différentes hypothèses de modélisation de l'interaction laser-matière sont proposées et comparées. Le phénomène de multiples réflexions, pris en compte par une absorptance variable par une loi de type Gouffé, requiert une attention particulière pour la suite du développement. Les fortes puissances laser nécessaires pour pallier dans un premier temps la basse absorptivité et la haute conductivité thermique du cuivre induisent, une fois un rapport d'aspect proche de 0.5, une dynamique de pénétration importante du capillaire dans la matière. Des profondeurs de pénétration de plusieurs millimètres sont alors atteintes, et l'approximation paraxiale de la propagation du faisceau n'est plus adaptée. La prise en compte de la divergence du faisceau est alors nécessaire pour modéliser correctement le procédé.

À ce stade de développement, le modèle fournit une représentation simplifiée de phénomènes thermo-hydrodynamiques et de l'interaction laser-matière. Le piégeage du faisceau modélisé par une source analytique ne permet actuellement pas de tenir compte d'hétérogénéité d'irradiance au sein du capillaire, potentielles sources d'instabilités au cours du procédé. De plus, l'expansion de la plume de vapeur et son impact du le bain de fusion ne sont pas représentés. Le Chapitre 3 traitera la question des multiples réflexions, tandis que le Chapitre 4 se concentrera sur la modélisation de la plume de vapeur.

2.8. CONCLUSION

Chapitre 3

Développement d'un couplage entre lancer de rayons et frontière libre

Contenu

3.1	Introduction	88
3.2	Etat de l'art : modèles sous COMSOL Multiphysics®	88
3.3	Développement du nouveau couplage laser-matière	89
3.3.1	Mise en équation : l'optique géométrique	89
3.3.2	Reconstruction de l'interface	90
3.3.3	Couplage entre lancer de rayons et frontière libre	91
3.3.4	Stratégie de mise à jour de la source de chaleur	92
3.4	Formulation de formes de faisceaux	95
3.5	Paramètres de simulation	96
3.5.1	Choix du maillage	96
3.5.2	Choix du pas de temps	96
3.5.3	Choix du nombre de rayons	97
3.5.4	Sensibilité au nombre maximum de réflexions	99
3.6	Validation de la méthode numérique	99
3.6.1	Description du banc expérimental	99
3.6.2	Définition des cas de comparaison	101
3.6.3	Analyse des résultats de simulation	102
3.6.4	Confrontation numérique/expérimental	104
3.6.5	Comparaison au modèle de Gouffé	106
3.6.6	Étude de sensibilité	107
3.6.7	Développement de la porosité	109
3.7	Récapitulatif de la méthode développée	110
3.8	Conclusion	111

3.1 Introduction

Le chapitre précédent nous a permis de mettre en évidence le manque de représentativité, dans le cas qui nous concerne, de la dynamique de formation du capillaire de vapeur lorsqu'une source de chaleur analytique est employée. Bien que cette formulation permette des temps de calcul relativement courts vis-à-vis du nombre de phénomènes physiques représentés – et ce pour un résultat comparable à ce qui peut être observé expérimentalement – nous avons montré qu'une calibration de l'absorptance était nécessaire dès que la paramétrie était modifiée. De plus, étant donné que l'intensification du couplage laser-matière provient d'une augmentation globale de l'absorptance, et non de variations locales d'irradiance le long du capillaire, aucune instabilité n'a été observée numériquement.

Dans ce chapitre sera présenté le développement d'un couplage auto-consistant entre le modèle multiphysique décrit au chapitre précédent et une description de l'interaction laser-matière par l'optique géométrique.

3.2 Etat de l'art : modèles sous COMSOL Multiphysics®

Au cours des dernières années, de plus en plus de modèles numériques développés sous COMSOL Multiphysics® ont vu le jour, se concentrant sur la représentation de l'interaction laser-matière. On retrouve ainsi des modèles semblables à celui que nous avons développé au chapitre précédent et prenant en compte le phénomène de multiples réflexions par une augmentation d'absorbance globale dans le capillaire. Le modèle développé par Bruyère et al. [72] en est un exemple. Nous avons vu que ce type de modèle, relativement simple à mettre en place, ne permet pas de représenter des variations locales d'irradiance dues aux réflexions du laser.

Avec une approche plus physique, nous retrouvons les modèles représentant le laser comme une onde électromagnétique, grâce aux équations de Maxwell. À notre connaissance, un seul modèle développé sous COMSOL Multiphysics® par Courtois et al. [73] existe dans la littérature. Ce dernier, comprenant une gestion du problème d'interface libre par la méthode Level-set, a permis aux auteurs d'obtenir des dynamiques de formation du capillaire comparable à ce qui était observé expérimentalement. Néanmoins, une des contraintes principales liées à l'utilisation de cette méthode concerne la taille du maillage nécessaire afin de représenter la propagation de l'onde électromagnétique. En effet, il est recommandé pour modéliser une onde d'utiliser un maillage au moins cinq à dix fois plus petit que la longueur d'onde λ . Pour les lasers couramment employés industriellement – type YAG pour lesquelles λ est de l'ordre du micromètre – une taille de maille bien trop petite par rapport au domaine simulé est nécessaire, ce qui induit un nombre de degrés de liberté trop important à simuler. Une adaptation astucieuse des propriétés optiques du matériau est proposée par les auteurs pour palier cette problématique. Ce modèle a cependant été employé pour représenter des cas de

soudage laser par point uniquement, dans une géométrie 2D-axisymétrique.

Entre ces deux méthodologies, nous trouvons une approche d'optique géométrique, plus connue sous le nom de méthode de lancer de rayons ou "ray-tracing". Encore une fois, une seule référence a actuellement été développée sous COMSOL Multiphysics® au sein du laboratoire, par Mayi et al. [10, 92]. Le couplage laser-matière proposé comprend une description ALE (Arbitrary Lagrangian Eulerian) de la frontière libre, et permet d'appliquer sur cette même frontière un calcul d'optique géométrique modélisant les multiples réflexions du faisceau laser, qui est discrétisé en une quantité finie de rayons. Avec ce modèle, les auteurs ont pu mettre en évidence entre autres les différents mécanismes physiques du passage du régime de conduction au régime de capillaire, aussi bien en soudage laser par point qu'en soudage laser classique. L'utilisation de la description ALE proposée par le logiciel COMSOL Multiphysics® ne permet cependant pas de modéliser des phénomènes des déformations topologiques importantes, comme la formation de porosités au sein du métal, ou encore des éjectas de métal liquide hors du bain de fusion.

Pour combler le manque d'un modèle proposant l'approche d'optique géométrique avec une description permettant de simuler des déformations topologiques de la frontière libre, nous nous proposons dans ce chapitre de développer une alternative au dernier modèle présenté. Notons que dans ce commercial, le couplage de l'optique géométrique avec la frontière physique de la méthode ALE est assez directe. En revanche, rien n'est prévu pour l'interaction entre les rayons et une interface diffuse pour les méthodes de type Level-set ou Phase-field. Nous avons donc du re-développer une nouvelle méthodologie numérique pour ce couplage.

3.3 Développement du nouveau couplage laser-matière

Le principe de la méthode de lancer de rayons consiste en la discrétisation du faisceau laser en une quantité N_r de rayons, portant chacun une fraction de la puissance totale P du faisceau. L'arrangement spatial de ces rayons permet alors de modéliser la distribution laser souhaitée, "top-hat" ou gaussienne par exemple. Cette méthode permet, dans le cas où la longueur d'onde est largement inférieure aux dimensions des objets avec lesquelles elle interagit, de modéliser la propagation d'un faisceau laser.

3.3.1 Mise en équation : l'optique géométrique

La trajectoire de chaque rayon est définie par un jeu de deux équations du premier ordre [93] régissant le vecteur position \vec{q}_i (en m) et le vecteur d'onde \vec{k}_i (en $rad.s^{-1}$) du rayon i :

$$\frac{d\vec{q}_i}{dt} = \frac{\partial \omega_i}{\partial \vec{k}_i} \quad (3.1)$$

$$\frac{d\vec{k}_i}{dt} = \frac{\partial \omega_i}{\partial \vec{q}_i} \quad (3.2)$$

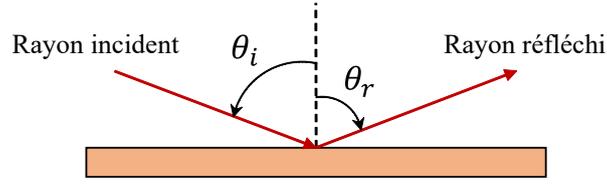


FIGURE 3.1 – Illustration de la réflexion spéculaire définie par les lois de Snell-Descartes.

Dans l'Equation 3.1 et l'Equation 3.2, t correspond au temps (en s) et ω_i à la pulsation du rayon i (en $rad.s^{-1}$). Lorsque ces rayons rencontrent une frontière physique, par exemple l'interface entre le métal et le gaz, ils déposent une fraction de la puissance qu'ils contiennent correspondant à l'absorptivité intrinsèque du matériau. De plus, ces derniers sont réfléchis et nous émettons ici l'hypothèse que leur réflexion est régie par les lois de Snell-Descartes, signifiant que le rayon incident et le rayon réfléchi sont contenus dans le même plan, appelé plan d'incidence, et que les angles incidents et réfléchis sont égaux en norme et de signe opposé, tel que :

$$\theta_r = -\theta_i \quad (3.3)$$

Au niveau de la frontière, l'irradiance absorbée I_{abs} dans chaque noeud est calculée en sommant la contribution de chaque réflexion de chaque rayons lors du calcul :

$$I_{abs} = \sum_{i=1}^{N_r} \sum_{j=1}^{N_{refl}} \alpha_{i,j} I_{i,j} \vec{k}_i \cdot \vec{n}_i \quad (3.4)$$

où N_r correspond au nombre de rayons simulés, N_{refl} le nombre de réflexions que le i -ème rayon subit. L'absorptivité $\alpha_{i,j}$ peut ici dépendre de plusieurs facteurs, la température ou l'angle d'incidence par exemple, comme nous avons pu l'observer dans la littérature. Cependant, à l'instar du développement dans le chapitre précédent, seule une absorptivité α constante sera employée dans notre modèle.

Nous avons décrit comment les rayons interagissaient avec l'interface lors de leur réflexion. Cependant, il est nécessaire numériquement que cette frontière soit physique pour définir le point d'incidence, les angles de réflexions, etc. Or la méthode phase-field ne comprend par définition pas de frontière physique mais une interface diffuse dans le domaine de résolution. Il est donc nécessaire de passer par une étape de reconstruction d'interface sur laquelle nous pourrions appliquer les conditions aux limites de l'optique géométrique.

3.3.2 Reconstruction de l'interface

Pour illustrer notre méthode de reconstruction de l'interface diffuse en une frontière physique, nous mettons en place un modèle simplifié ne comprenant que le calcul du champ de phase. Nous appellerons "Comp1" le composant dans lequel l'équation de Cahn-Hilliard est

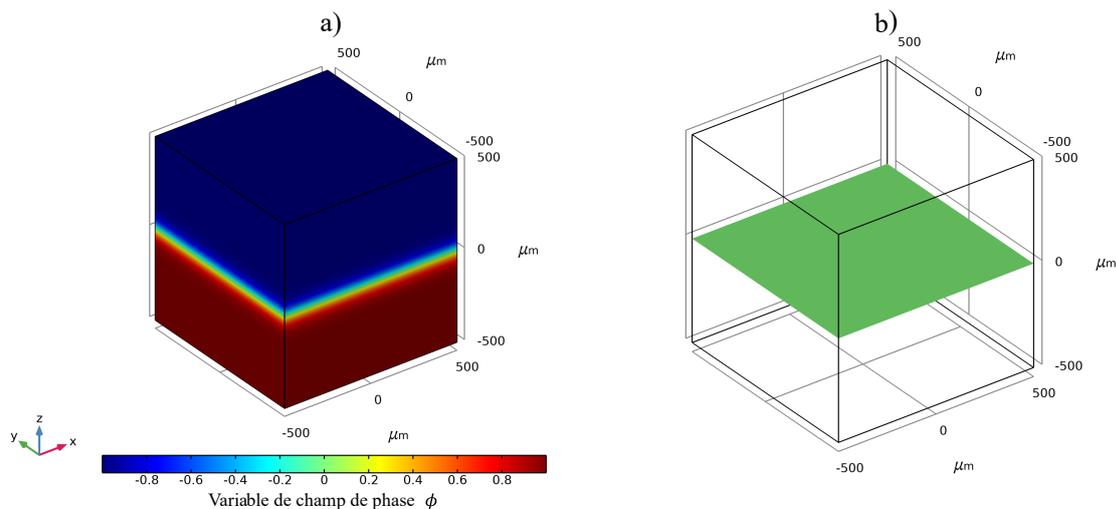


FIGURE 3.2 – **a)** Champ de phase dans une configuration pleine tôle, en 3D et **b)** iso-surface à la valeur $\phi = 0$, représentant l’interface entre le gaz ambiant et le métal.

résolue. Ce composant est représenté par un cube de 1 mm de côté, dans lequel le champ de phase est initialisé avec la même équation que nous avons vu au chapitre précédent :

$$\phi_0 = -\tanh\left(\frac{z}{\sqrt{2}\epsilon}\right) \quad (3.5)$$

Physiquement, nous considérons que la transition entre le métal et le gaz se fait lorsque la valeur du champ de phases s’inverse, à savoir lorsque $\phi = 0$. Cette iso-surface est alors extraite, comme l’illustre la Figure 3.2, sous la forme d’un fichier .stl (pour ”Standard Triangle Language” ou ”Standard Tessellation Language”) avec des options déjà proposées par COMSOL Multiphysics® . Un deuxième composant, noté ”Comp2”, est créé aux mêmes dimensions que le premier. C’est dans ce nouveau composant que sera résolu l’optique géométrique. Le fichier d’interface est importé et reconstruit en une frontière physique à l’intérieur du domaine de résolution de ”Comp2”. L’interface reconstruite est illustrée en Figure 3.3. C’est ce principe de reconstruction qui est utilisé, aussi bien pour la modélisation d’un cas de soudage laser par point qu’un cas de soudage laser classique. La frontière physique issue du couplage de la phase-field vers l’optique géométrique étant accessible, nous allons maintenant mettre en place le couplage inverse, du calcul de l’irradiance par lancer de rayons vers le modèle multiphysique.

3.3.3 Couplage entre lancer de rayons et frontière libre

Les différentes distributions de faisceau discrétisé par la méthode de lancer de rayons seront présentées dans un prochain paragraphe. Pour notre exemple, une distribution simplifiée disponible directement dans le logiciel est utilisée. Cette dernière correspond à un quadrillage de rayons sur un carré de $100 \mu m$ de côté, centré en $(-250, 0, 250)$ (Figure 3.3) et avec un angle initial de 45° afin d’illustrer la réflexion spéculaire à la frontière reconstruite. L’irradiance est accumulée localement selon l’Equation 3.4 et est ”extrudée” grâce à l’opérateur d’extrusion générale pré-implémenté dans le logiciel. Cet opérateur permet dans notre cas d’étendre un jeu

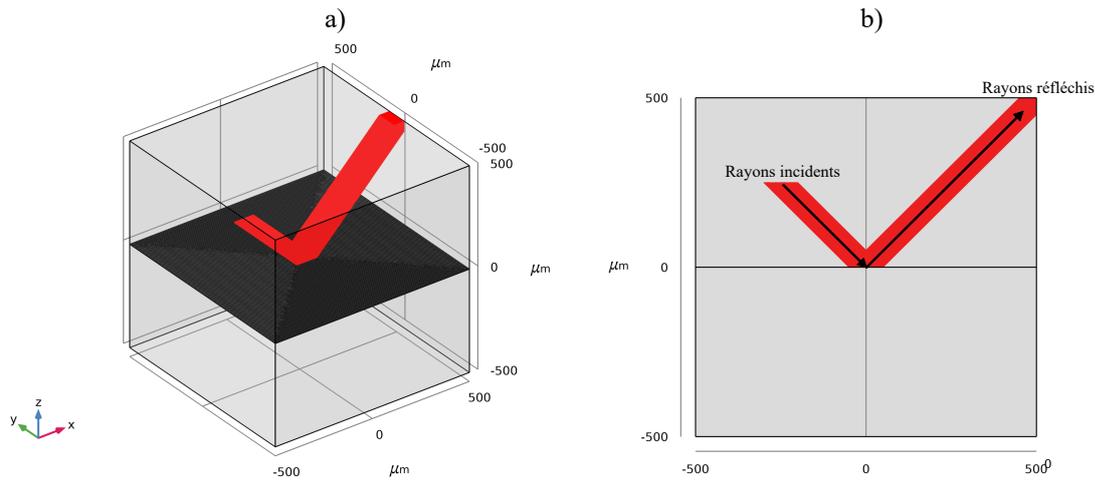


FIGURE 3.3 – a) Interface reconstruite et propagation des rayons dans le domaine et b) Vue dans le plan d'incidence des rayons.

de données défini à une dimension N jusqu'à une dimension $N+1$ (Figure 3.4). Concrètement, l'irradiance est définie surfaciquement sur la frontière reconstruite, et nous obtenons par cette opération un champ volumique d'irradiance qui, une fois pondérée par la fonction d'interface δ , donne une source de chaleur volumique proche de l'interface métal-gaz. Un exemple d'extrusion de l'irradiance obtenue par cette méthode est présenté en Figure 3.5.

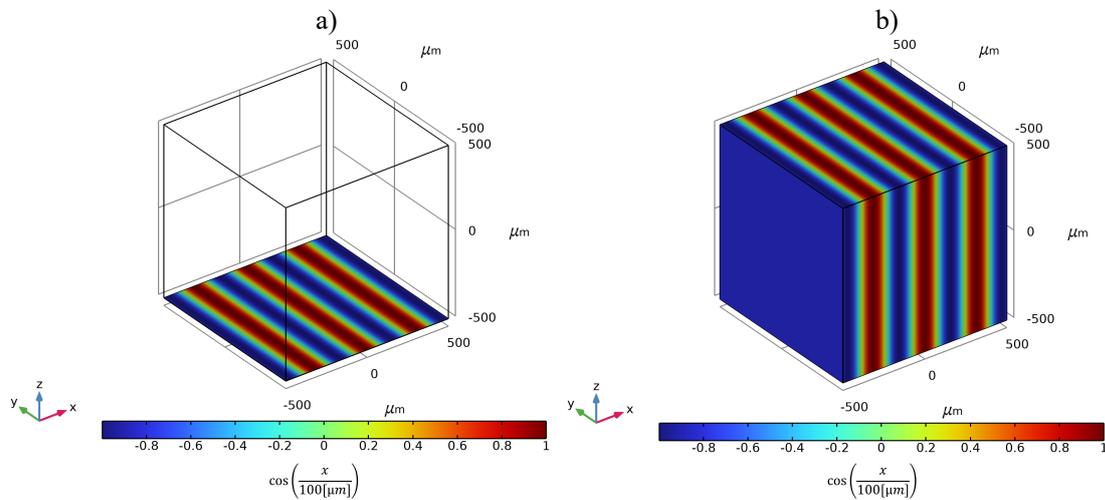


FIGURE 3.4 – Illustration de l'opérateur d'extrusion général de COMSOL Multiphysics® , a) Fonction définie sur une frontière et b) Extrusion générale donnant accès aux valeurs en volume

3.3.4 Stratégie de mise à jour de la source de chaleur

Lors des premiers instants du tir, lorsque ni le bain de fusion ni le capillaire de vapeur ne sont encore formés, le couplage entre le champ de phase et le lancer de rayons n'est pas nécessaire. Le calcul est alors initialisé de la même manière que ce que nous avons décrit au chapitre précédent, avec une source de chaleur analytique pondérée par l'absorptivité incidente

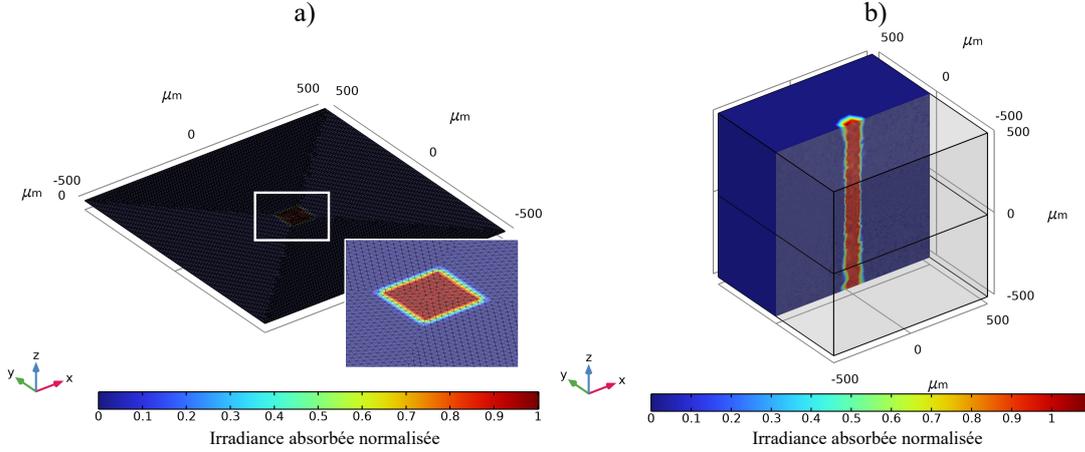


FIGURE 3.5 – a) Irradiance absorbée normalisée sur l’interface reconstruite lors du calcul d’optique géométrique et b) Vue en coupe de l’extrusion de l’irradiance absorbée normalisée et mapping dans le domaine de résolution du composant 1.

du matériau A_0 :

$$q_{abs} = \alpha_\lambda \frac{P}{\pi w_0^2} f(r)g(t)\cos(\theta) \quad (3.6)$$

Le calcul continue jusqu’à ce que la profondeur du capillaire h_{KH} dépasse un seuil h_{seuil} , obtenu en considérant que le faisceau n’est pas réfléchi sur les parois opposées tant que l’inclinaison du capillaire est inférieure à 45° . Ce critère équivaut à dire, si on simplifie la géométrie du capillaire par un cône par exemple, qu’il n’y a pas de réflexions si la profondeur du capillaire est inférieure à la moitié de l’ouverture du capillaire. Par simplicité numérique, nous prenons comme seuil la moitié du rayon du laser, assurant la mise en place du calcul de lancer de rayons avant que ces derniers ne subissent de multiples réflexions :

$$h_{KH} \geq h_{seuil} = \frac{w_0}{2} \quad (3.7)$$

Une fois ce critère atteint, le couplage entre le champ de phase et le lancer de rayons prend le relais. Il est alors nécessaire de mettre en place une stratégie de mise à jour cohérente de la source de chaleur, c’est à dire un critère d’arrêt indiquant au modèle quand le calcul multiphysique doit être arrêté pour relancer un calcul de lancer de rayons et obtenir une nouvelle distribution d’irradiance. Ce critère doit être suffisamment restrictif pour que la source de chaleur soit cohérente avec la géométrie actuelle du capillaire, tout en étant assez permissif pour ne pas recalculer la source de manière excessive et augmenter le temps de calcul global de la simulation dans des proportions inenvisageables. Le premier critère auquel on peut penser serait d’arrêter le calcul multiphysique sur la base d’un nombre de pas de temps de calcul fixe :

$$\mathcal{C}_{stop} : \Delta t = t_i - t_{i-1} \geq \Delta t_{seuil} \quad (3.8)$$

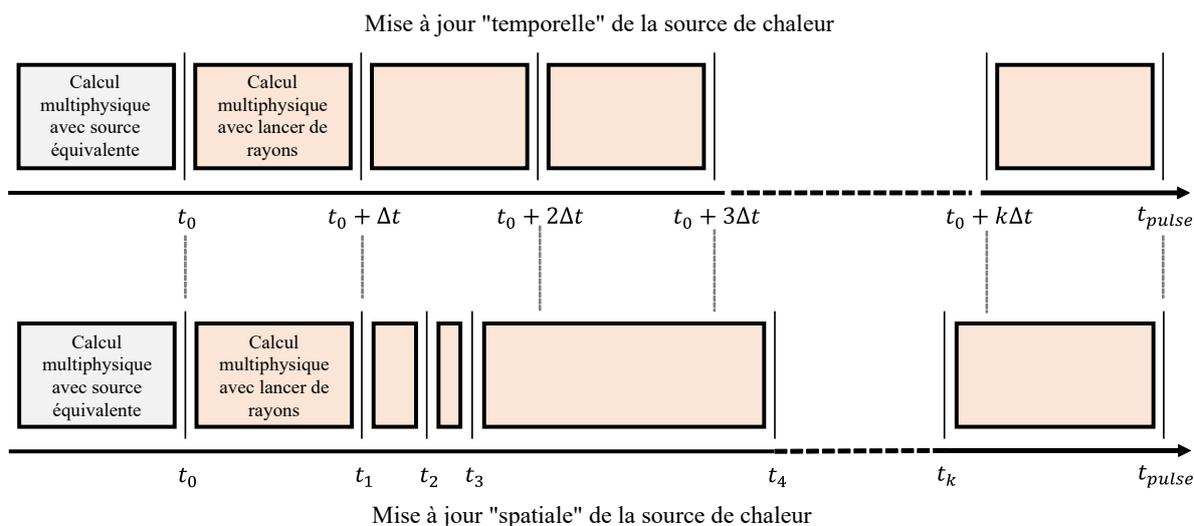


FIGURE 3.6 – Illustrations de l'influence des différents critères d'arrêt du calcul multiphysique.

L'avantage de ce critère réside dans sa simplicité d'implémentation : un choix initial d'une durée de simulation seuil est réalisé en amont du calcul et n'est pas modifié au cours de la simulation. Cependant, la mise à jour ne se fait pas de manière idéale avec les déformations du capillaire. En effet, si la dynamique du capillaire est lente, et que ce dernier ne fluctue que très peu, il faudrait utiliser un critère large pour ne pas arrêter le calcul trop régulièrement. Si ce choix est fait, alors ce sera lors des fortes fluctuations que le critère ne sera pas adapté et mènera à une description trop peu actualisée de la source de chaleur. Pour pallier ce problème, un critère défini sur un champ spatial est plus judicieux. La variation temporelle de profondeur du capillaire est un candidat possible pour ce critère, mais il ne permet pas de tenir compte de la modification de forme du capillaire dans les directions autres que verticale. La variable de champ de phase ϕ nous donnant directement une indication sur le déplacement de la frontière, une expression d'un critère est définie telle que :

$$\mathcal{C}_{stop} : \max_D \left(\left| \phi_{t_i} - \phi_{t_{i-1}} \right| \right) \geq \Delta\phi \quad (3.9)$$

Cette dernière correspond à un écart maximal absolu sur un domaine D de la variable de champ de phases ϕ entre le dernier pas de temps d'arrêt t_{i-1} et le pas de temps de calcul t_i . Ainsi, lorsque la dynamique d'évolution du capillaire sera lente, la source de chaleur provenant du calcul de lancer de rayons sera mise à jour peu fréquemment, et inversement lors des dynamiques rapides. Le choix du seuil $\Delta\phi$ calibre la fréquence de mise à jour de la source.

Cette alternance entre la résolution du calcul multiphysique et le calcul de lancer de rayons est réalisée jusqu'à ce que le temps de simulation, ici le temps d'interaction entre le laser et la matière noté t_{pulse} , soit atteint. COMSOL Multiphysics® ne proposant pas d'itérations entre deux études de manière automatisée, une routine maison est développée sous Java dans la

partie Application Builder du logiciel et reprend la construction classique du modèle décrite au chapitre précédent en y incluant la méthode de lancer de rayons présentée ici. Un récapitulatif du couplage est présenté en Figure 3.7.

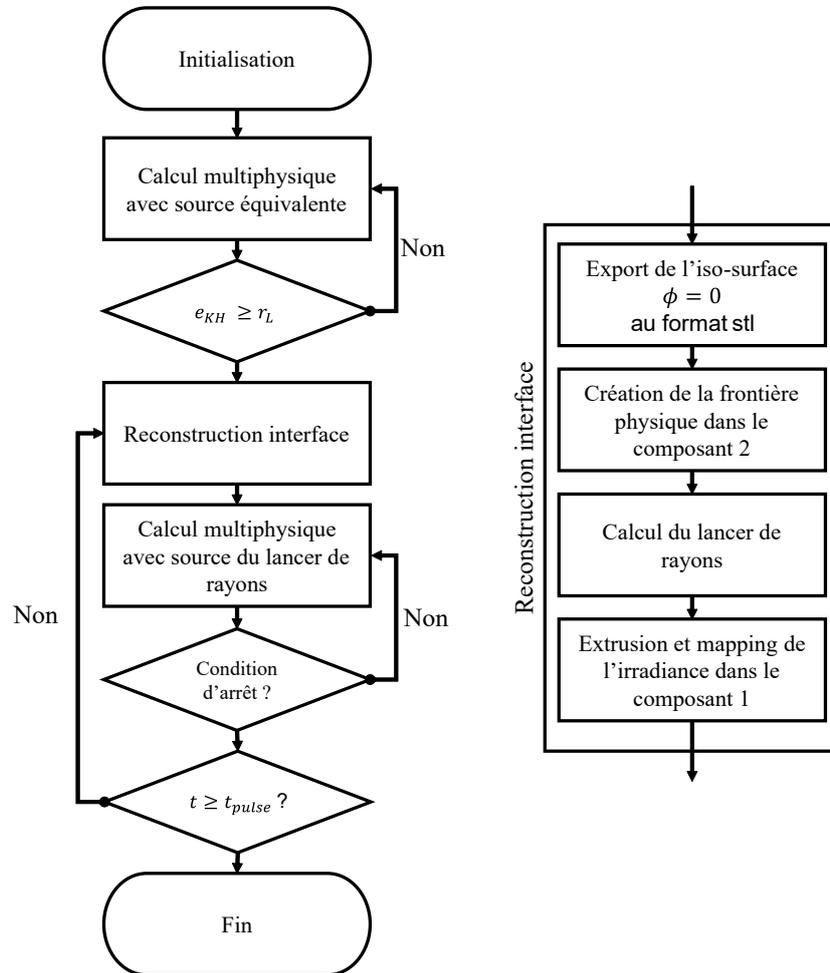


FIGURE 3.7 – Logigramme de calcul d’un modèle avec prise en compte des multiples réflexions par méthode de lancer de rayons.

3.4 Formulation de formes de faisceaux

La distribution initiale de rayons permet de représenter la propagation du faisceau désiré. La Figure 3.8 représente la formulation et la distribution des deux faisceaux que nous avons présentés au chapitre précédent, la distribution homogène dite "top-hat" et la distribution gaussienne en $1/e^2$.

Ces expressions modélisent la propagation des rayons avec une approximation paraxiale, la distribution initiale reste la même tout le long de l’axe optique tant que les faisceaux sont en propagation libre, sans frontière ou milieu à gradient d’indices optiques modifiant leur trajectoire. Lorsque la dimension du capillaire est négligeable par rapport à la longueur

3.5. PARAMÈTRES DE SIMULATION

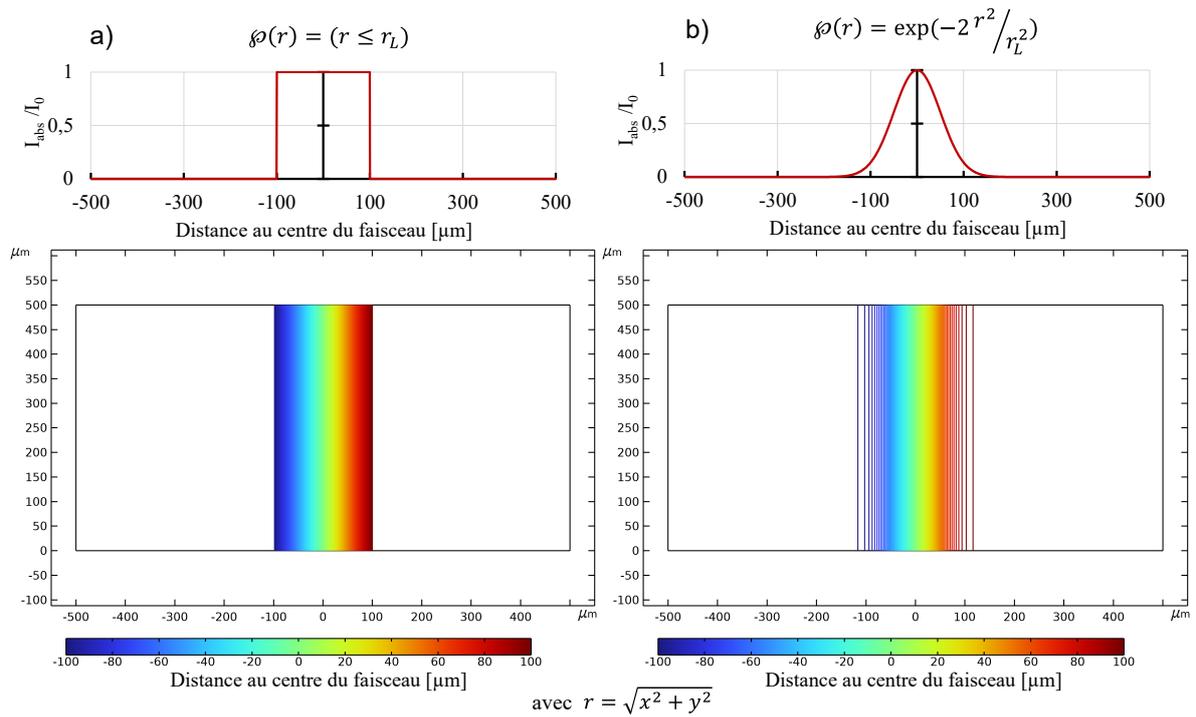


FIGURE 3.8 – Distribution de faisceaux par la méthode de lancer de rayons. **a)** Distribution homogène ou "top-hat". **b)** Distribution gaussienne en $1/e^2$.

de Rayleigh, cette approximation paraxiale est envisageable. Cependant, si le capillaire est de dimension comparable ou plus grande que cette même longueur de Rayleigh, la prise en compte de la divergence du faisceau est nécessaire. Nous verrons au Chapitre 5 une méthodologie permettant de modéliser le caractère divergent du faisceau, ainsi que l'influence de ce dernier sur la propagation du faisceau dans le capillaire.

3.5 Paramètres de simulation

3.5.1 Choix du maillage

Le passage du calcul de l'irradiance le long du capillaire par l'optique géométrique vers le calcul multiphysique se fait par une succession d'extrusion et d'interpolation du composant 2 vers le composant 1, comme nous avons pu le décrire précédemment. La discrétisation de la source de chaleur, pour la conservation de l'énergie, est donc limitée par le maillage imposé dans le composant 1 "multiphysique". De ce fait, nous choisissons de définir une taille de maille pour le calcul d'optique géométrique identique à celle employée pour le calcul multiphysique.

3.5.2 Choix du pas de temps

Nous avons réalisé une étude de convergence temporelle, non présentée ici, sur le pas de temps du calcul d'optique géométrique qui montre que la réduction de ce dernier ne fait pas spécialement mieux converger la solution. L'irradiance obtenue est identique que l'on utilise un

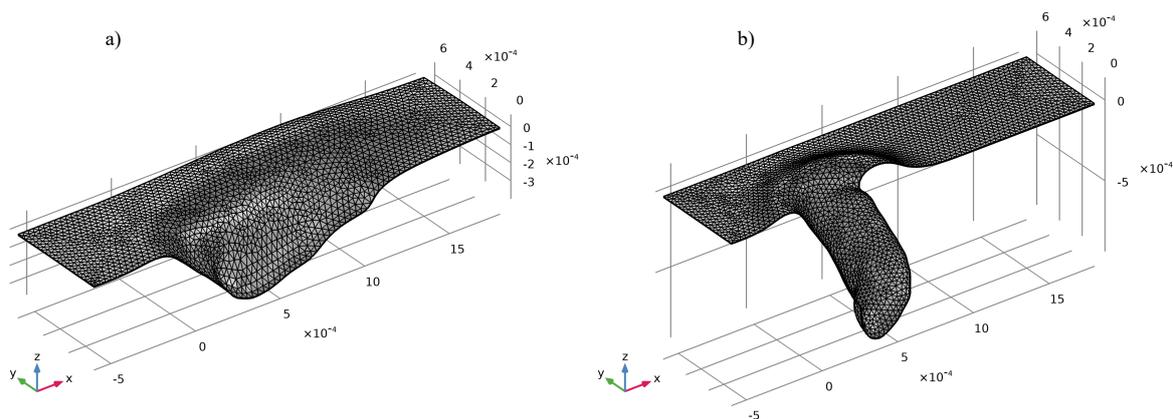


FIGURE 3.9 – Différentes considérations de géométries du capillaire. **a)** Capillaire ouvert et **b)** Capillaire profond.

pas de temps grossier ou un pas de temps fin. Ceci vient du fait que dans notre calcul, aucun gradient d'indice optique n'est présent le long de la trajectoire des rayons. Ces derniers se propagent en ligne droite jusqu'à l'intersection avec l'interface. Le pas de temps automatique de COMSOL est utilisé pour le calcul d'optique géométrique, et se situe aux alentours de $t_{step} = 0.1$ [ns].

3.5.3 Choix du nombre de rayons

Afin de définir le nombre de rayons à employer pour nos simulations, nous réalisons une étude de convergence en observant la propagation d'un faisceau discrétisé par N_r rayons dans des cavités reconstruites à partir de calculs multiphysiques réalisés au Chapitre 5. Deux configurations de capillaire sont étudiées ici et présentées en Figure 3.9. La première configuration correspond à un capillaire dit "ouvert", allongé et étendu vers l'arrière de la zone d'interaction. Cette géométrie permettra de définir si N_r sont suffisants pour décrire la propagation d'un faisceau sur une surface largement développée. La deuxième géométrie correspond à un cas de capillaire dit "profond", ayant subit un large nombre de multiples réflexions.

Les distributions d'irradiance absorbée dans un capillaire ouvert obtenues pour différents nombre de rayons N_r sont présentées en Figure 3.10 et comparées à la distribution de référence définie avec $N_r = 10^6$ rayons. Avec $N_r = 5\ 000$ rayons, la distribution d'irradiance obtenue reproduit le profil de référence avec un bruit résiduel, tandis qu'avec $N_r = 200\ 000$ rayons, le profil obtenu est quasiment identique à la référence. Un critère d'erreur basé sur l'Equation 2.39 est mis en place pour comparer chaque distribution à la solution de référence et les résultats de cette étude sont présentés en Figure 3.11 pour les deux configurations géométriques du capillaire. Pour un même nombre de rayons, nous constatons que l'erreur obtenue dans un capillaire "ouvert" est toujours supérieure à celle obtenue dans un capillaire "profond". Ceci pourrait indiquer qu'il faudrait un plus grand nombre de rayons pour être représentatif de la propagation d'un faisceau dans une cavité ouverte, du fait d'un piégeage moins important dans

3.5. PARAMÈTRES DE SIMULATION

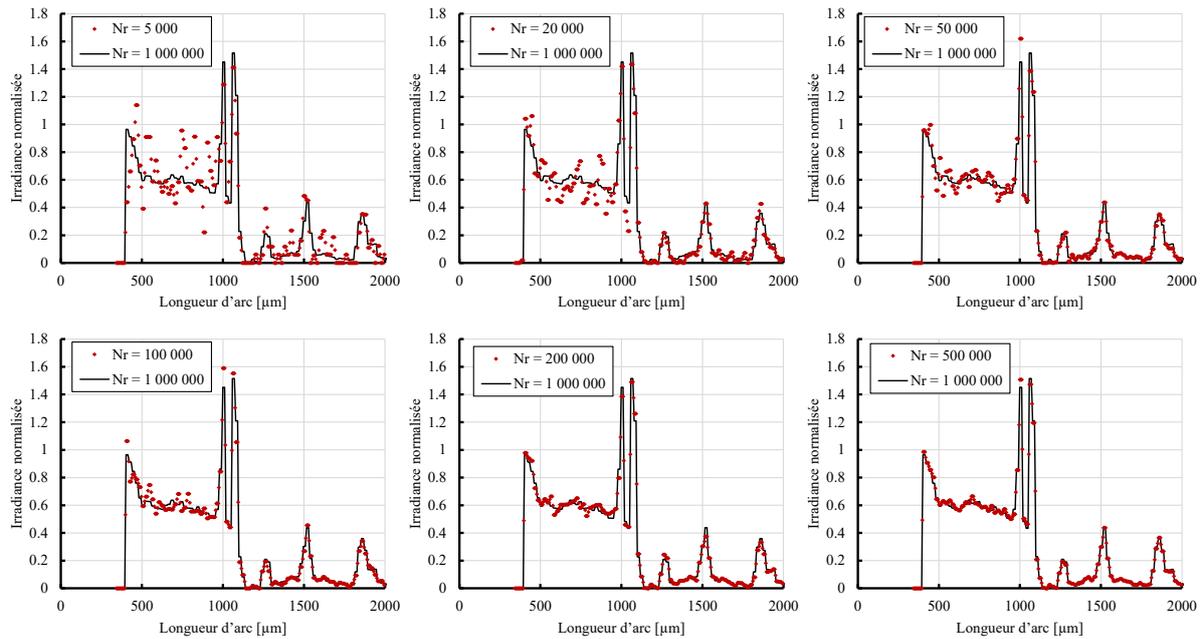


FIGURE 3.10 – Distribution de l’irradiance absorbée le long du capillaire (à géométrie ouverte) en fonction du nombre de rayons N_r utilisé pour le calcul d’optique géométrique. La référence (courbe en noire) est prise pour $N_r = 10^6$.

ce cas-ci. À l’inverse, pour un même nombre de rayons, la propagation d’un faisceau prend plus de temps à être simulée dans le cas d’un capillaire ”profond” du fait que chaque rayon va subir un plus grand nombre de réflexions que dans le cas d’un capillaire ”ouvert”. Le mise à jour de la source de chaleur pouvant se faire assez régulièrement au cours de la simulation, un long temps de calcul de l’optique géométrique augmentera dans des proportions inenvisageables le temps de calcul global. De ce fait, nous préconisons un nombre de rayons $N_r = 100\,000$, donnant pour les deux géométries étudiées un erreur acceptable ($\leq 4\%$) pour un temps de calcul raisonnable.

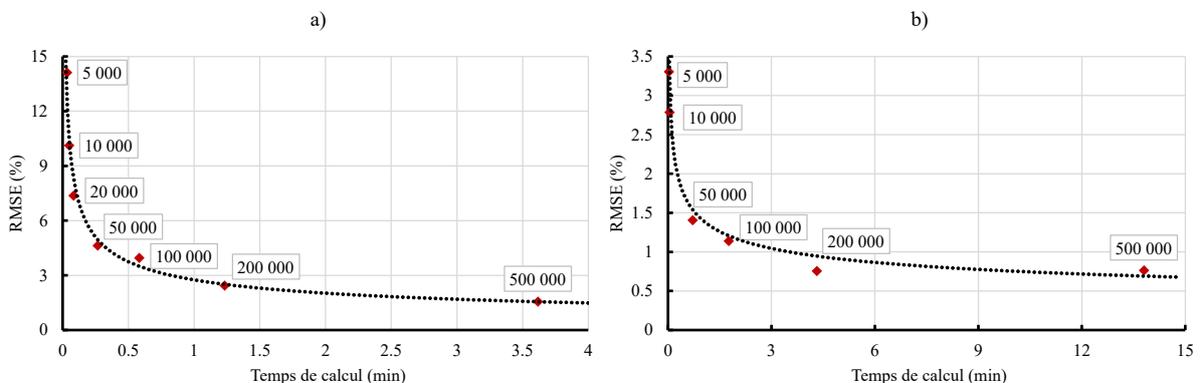


FIGURE 3.11 – Étude de sensibilité au nombre de rayons utilisés pour discrétiser la propagation d’un faisceau dans **a)** un capillaire ouvert et **b)** un capillaire profond.

3.5.4 Sensibilité au nombre maximum de réflexions

Un dernier paramètre sur lequel nous pouvons jouer pour réduire le temps de calcul de l'optique géométrique est le nombre de réflexions maximal qu'un rayon peut subir avant d'arrêter sa propagation et ainsi son calcul. Nous utilisons pour cela la même démarche que précédemment pour déterminer le meilleur compromis entre représentativité de la propagation du faisceau et temps de calcul. Seule la configuration capillaire "profond" est étudiée ici, car cette dernière donne lieu à un nombre de réflexions maximal d'environ 150 au cours de la simulation, contre une dizaine pour la configuration capillaire "ouvert". Les résultats de cette étude sont présentés en Figure 3.12, la référence étant définie comme la simulation pour laquelle chaque rayon se propage jusqu'à sortir de la cavité. Pour un faible nombre de réflexions autorisées pour chaque rayon, l'erreur atteint une valeur inenvisageable, de plusieurs dizaines de pourcents par rapport à la référence. Cependant, en limitant le nombre de réflexions à 50, soit environ un tiers du nombre de réflexions maximal, l'erreur obtenue devient négligeable. Nous pouvons confirmer ceci en observant la puissance contenue dans un faisceau après avoir subit N réflexions par rapport à sa puissance initiale, qui devient inférieure au pourcent après 50 réflexions. Nous garderons donc cette limite pour nos simulations.

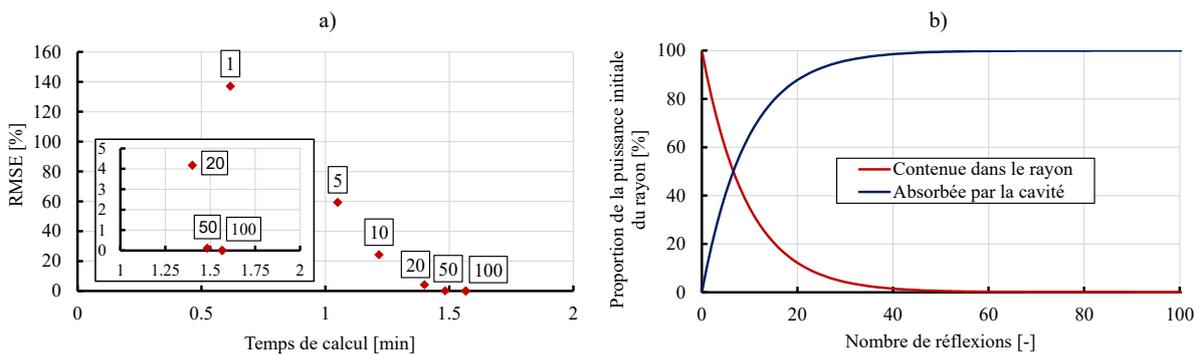


FIGURE 3.12 – a) Étude de sensibilité au nombre maximal de réflexions autorisées lors de la propagation d'un faisceau dans un capillaire profond. b) Proportion de puissance contenue dans le rayon (rouge) et transmise à la cavité (bleu) après la i -ème réflexion.

3.6 Validation de la méthode numérique

La méthodologie de couplage entre champ de phases et optique géométrique présentée précédemment est employée pour une simulation de soudage laser par point. À l'instar du chapitre précédent, cette configuration nous permet de modéliser le procédé dans une géométrie 2D-axisymétrique, simplifiant géométriquement le problème dans les premières phases de développement du modèle.

3.6.1 Description du banc expérimental

Afin de valider la description de l'interaction laser-matière par le couplage que nous venons de décrire, une série de soudages laser par point a été réalisée au laboratoire PIMM pour

3.6. VALIDATION DE LA MÉTHODE NUMÉRIQUE

différentes puissances de faisceau P et différentes durées d'impulsion t_{pulse} . De cette manière, et en mesurant à posteriori les dimensions de la zone fondue par coupe métallographique, nous pouvons avoir une idée de l'évolution temporelle de la géométrie du "cordon" de soudure. Les essais sont réalisés avec un laser à disques TruDisk 10002 de longueur d'onde $1.03 \mu m$ et pouvant délivrer jusqu'à 10 kW. Le diamètre du faisceau mesuré au plan focal est de $560 \mu m$. Les échantillons utilisés sont des disques d'alliage de cuivre Cu-ETP de 2.5 cm de diamètre et de 1 mm d'épaisseur, et sont placés dans une chambre remplie d'argon afin d'éviter l'oxydation de l'échantillon au cours du tir. Une mesure par analyseur d'oxygène a permis de confirmer que la chambre se trouvait avec une taux d'oxygène inférieur à 100 ppm pour chaque expérience. Enfin, un angle relatif de 5° entre le normal de l'échantillon et le laser est introduit pour éviter que les réflexions du faisceau n'endommagent le chemin optique.

Les échantillons sont par la suite découpés au plus proche de la zone de tir et polis jusqu'à obtenir une surface polie-miroir avec une solution OP-S dans le plan de symétrie du tir. La procédure de polissage complète est décrite en Table 3.1. À cette étape, aucune différence notable n'était observée entre le cordon resolidifié et le matériau non fondu au cours du procédé. La micro-structure de l'échantillon est donc par la suite révélée par une série d'attaques chimiques composées de 5 mL d'acide picrique (12 g/L), 15 mL d'acide acétique (99%-100%), 10 mL d'acide chlorhydrique (37%) et de 30 mL d'éthanol. Des attaques courtes sont réalisées (entre 10 et 20 s) jusqu'à voir apparaître la micro-structure de l'échantillon. Un exemple d'échantillon observé avant et après attaque chimique est présenté en Figure 3.13. Cette dernière présente deux zones distinctes majeures : une zone avec une micro-structure fine assimilée au métal non fondu lors du soudage, et une zone avec des grains colonaires dirigés vers le centre du cordon, correspondant au métal fondu lors du tir puis resolidifié. L'interface entre ces deux micro-structures nous permet de délimiter les contours du cordon pour nos mesures.

Draps de polissage	Temps [s]
1000 SiC	60 à 180
2400 SiC	60 à 180
4000 SiC	20
Solution diamantée : $3 \mu m$	180
Solution diamantée : $1 \mu m$	60
Solution : OP-S	90

TABLE 3.1 – Procédure de polissage des échantillons de Cu-ETP.

Enfin, le signal électrique du laser, représentatif de la puissance délivrée par ce dernier lors de l'essai, est observé à l'aide d'un oscilloscope et nous permet de mesurer les temps caractéristiques de montée et descente en puissance du laser afin de calibrer le modèle numérique. La mesure réalisée lors d'un essai est présentée en Figure 3.14. En décrivant la montée en puissance du laser avec l'Equation 2.38, nous trouvons un temps caractéristique $\tau_1 = 80 \mu m$. Un temps caractéristique $\tau_2 = 40 \mu m$ est mesuré pour la descente en puissance.

3.6. VALIDATION DE LA MÉTHODE NUMÉRIQUE

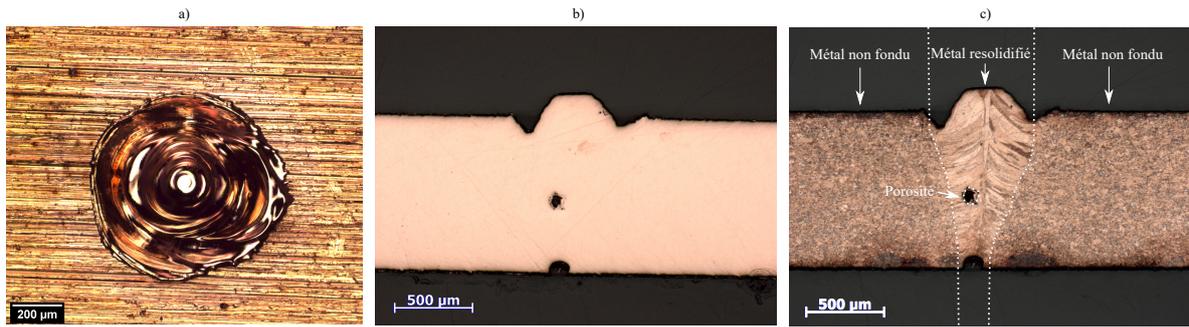


FIGURE 3.13 – Soudage par point sur cuivre avec $P = 7 \text{ kW}$, $d = 560 \mu\text{m}$ après $t = 7.5\text{ms}$ d’interaction laser matière. a) Vue de dessus et coupe métallographique de l’échantillon b) avant attaque chimique et c) après attaque chimique.

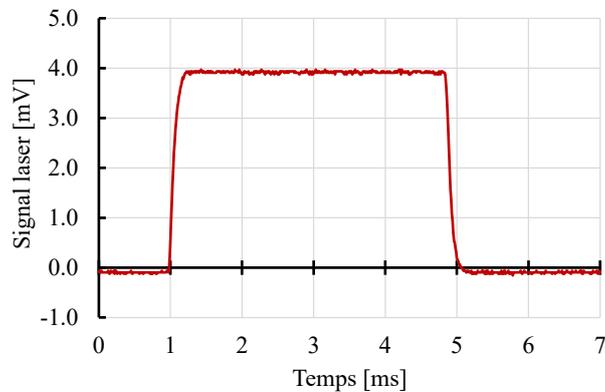


FIGURE 3.14 – Signal du laser obtenu pour un tir à $P = 8 \text{ kW}$ et $t = 4 \text{ ms}$.

3.6.2 Définition des cas de comparaison

Une première série d’essais est réalisée pour les puissances laser sélectionnées afin de trouver le temps minimal requis pour obtenir un cordon débouchant, c’est à dire une profondeur de cordon de 1 mm. Pour les tirs à $P = 7 \text{ kW}$, 7.5 ms étaient nécessaires en moyenne pour fondre de part et d’autre les échantillons, contre 4 ms en moyenne pour les tirs à $P = 8 \text{ kW}$. Les paramètres laser utilisés pour cette campagne expérimentale sont présentés en Table 3.2.

Paramètre [unité]	Cas 1	Cas 2
Diamètre faisceau [μm]	560	
Puissance [kW]	7	8
Intensité [$\text{MW}\cdot\text{cm}^{-2}$]	2.8	3.2
Temps d’interaction [ms]	7, 7.25, 7.5	3.5, 3.8, 4
Protection gazeuse	Argon ($O_2 < 100 \text{ ppm}$)	

TABLE 3.2 – Récapitulatif des paramètres employés pour la campagne de validation expérimentale du couplage laser-matière.

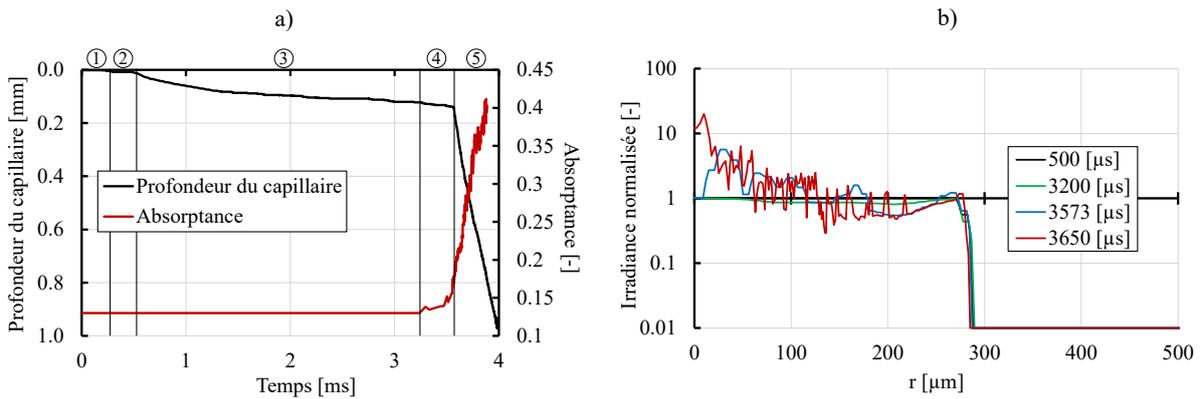


FIGURE 3.15 – a) Évolution de la profondeur du capillaire (noir) et de l'absorptance (rouge) lors de soudage laser par point sur cuivre avec $P = 8$ kW et $d = 560$ μm . b) Distribution d'irradiance normalisée (échelle logarithmique) à différents instants de simulation.

3.6.3 Analyse des résultats de simulation

3.6.3.1 Description d'une simulation de soudage laser par point

Avant de confronter les résultats obtenus expérimentalement aux résultats numériques, nous nous proposons de décrire simulation obtenue avec le modèle numérique décrit précédemment, qui est ici un cas de soudage laser par point avec $P = 8$ kW et $d = 560$ μm . Pour analyser cette simulation, nous allons étudier l'évolution temporelle de la profondeur de pénétration du capillaire, ainsi que l'évolution de l'absorptance (la fraction de puissance du faisceau absorbée globalement dans le capillaire), qui sont présentées en Figure 3.15. De plus, la forme du bain de fusion et du capillaire, ainsi que la propagation des rayons dans ce dernier, sont illustrées en Figure 3.16 pour différents instants caractéristiques de la simulation.

À l'aide de ces différents observables, cinq phases de développement du bain de fusion et du capillaire sont identifiées. Dans les premiers instants de la simulation (de 0 à 0.3 ms), le laser monte en puissance ainsi que la température en surface de l'échantillon. La diffusion thermique élevée du cuivre tend à évacuer cette chaleur rapidement dans l'échantillon. Au bout de quelques centaines de microsecondes, la température en surface atteint le point de fusion du cuivre, autour de 1358 K, et un bain de fusion commence à se former. L'absorptance mesurée est strictement égale à l'absorptivité intrinsèque du matériau. De 0.3 à 0.6 ms, et sous l'effet de la convection thermo-capillaire issue de l'effet Marangoni, le métal liquide circule du centre de la zone d'interaction laser-matière – et ici du centre du bain de fusion – vers les bords, étant donné que le coefficient thermo-capillaire $\frac{\partial\sigma}{\partial T}$ du cuivre est négatif [29]. En surface, le bain de fusion se creuse légèrement jusqu'à atteindre quelques dizaines de microns. La température en surface du bain de fusion montant continuellement, cette dernière atteint après environ 0.5 ms le point de vaporisation du cuivre (2868 K). De 0.6 à 3.2 ms, la pression de recul induite par la vaporisation du matériau devient prédominante dans la dynamique d'écoulement du bain de fusion, par rapport aux effets de tension de surface. Le métal liquide est poussé hors de la zone d'interaction et un capillaire de vapeur se forme. La déformation de ce capillaire n'est

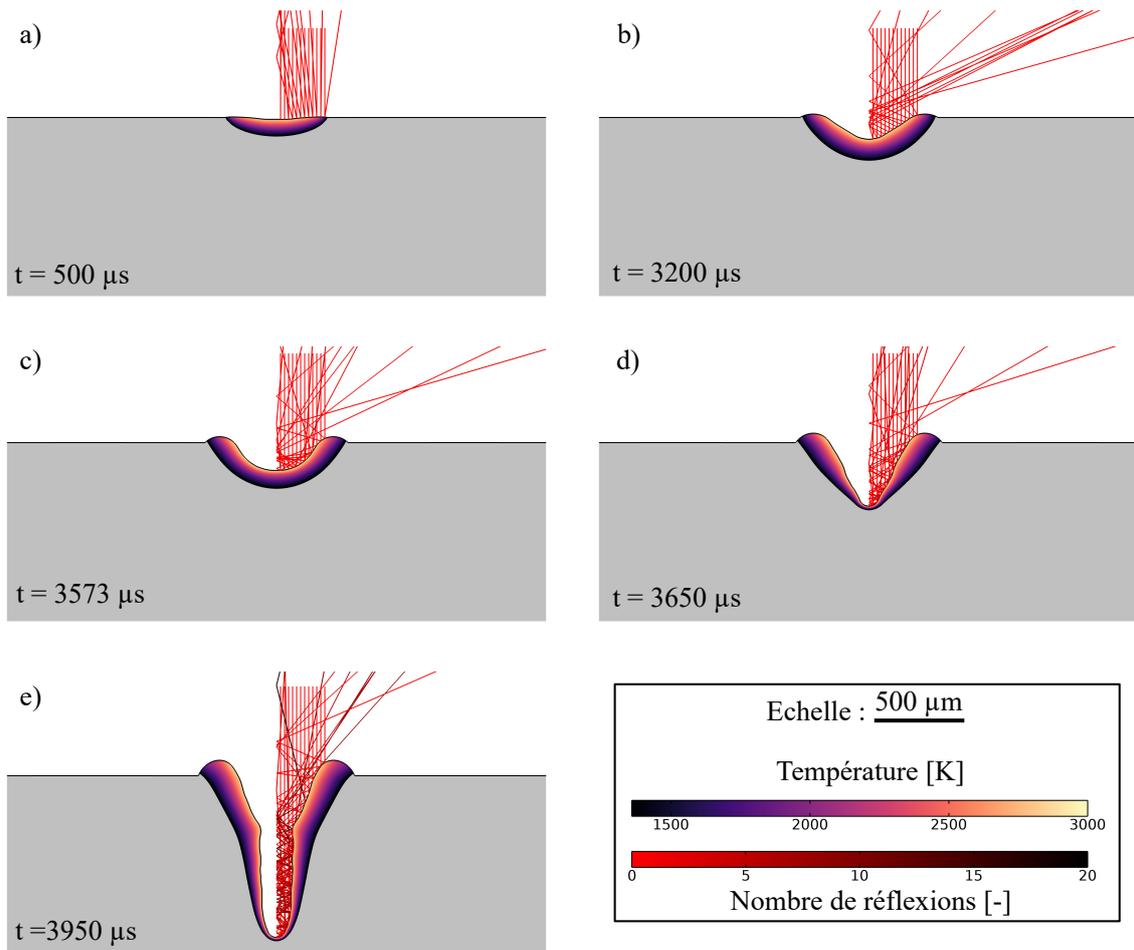


FIGURE 3.16 – Évolution de la géométrie du bain de fusion, du capillaire de vapeur et de la propagation de rayons à différents instants de l’interaction laser matière. $P = 8 \text{ kW}$ et $d = 560 \text{ }\mu\text{m}$. **a)** Conduction pure. **b)** Déformation du bain de fusion sous l’effet de la pression de recul. **c)** Multiples réflexions des rayons dans le capillaire. **d)** Concentration des rayons dans le bain du bain de fusion. **e)** Capillaire profond.

cependant pas encore assez importante pour observer de multiples réflexions et l’absorptance calculée est toujours égale à l’absorptivité du matériau. Après 3.2 ms, le capillaire atteint une profondeur de quelques centaines de microns et les premières réflexions apparaissent, augmentant l’absorptance dans le capillaire de quelques pourcents. Plus localement, l’irradiance se voit également modifiée et n’est plus strictement égale à une distribution ”Top-Hat”. La forme en U du capillaire présente sur les bords une inclinaison de 45° , ce qui induit localement une réflexion à l’horizontal des faisceaux, tendant à élargir le capillaire. La dynamique de pénétration du capillaire dans la matière n’est cependant pas modifiée. Après 3.5 ms, les rayons se concentrent principalement dans le bas du capillaire, et l’irradiance locale au centre de la zone d’interaction devient 20 à 30 fois supérieure à l’irradiance d’une distribution ”Top-hat”. De ce fait, le capillaire pénètre rapidement dans la matière et sa profondeur augmente drastiquement, ce qui correspond à un mode capillaire profond. D’autre part comme les dimensions

3.6. VALIDATION DE LA MÉTHODE NUMÉRIQUE

du capillaire augmentent, les rayons subissent de plus en plus de réflexions, augmentant également l'absorptance jusqu'à environ 40%. En moins de 0.5 ms après le début de cette phase, la profondeur du capillaire atteint les dimensions de la pièce de 1 mm. Ces observations sont identiques pour la simulation à $P = 7$ kW et $d = 560 \mu m$, mais décalées dans le temps. La pénétration complète à travers la pièce, par exemple, se fait en un peu plus de 6 ms, au lieu de 4 ms dans le cas précédent.

Ces différentes étapes de formation du capillaire ont déjà été confirmées lors d'essais expérimentaux par imagerie aux rayons X ultra-rapide dans les travaux de Cunningham et al. [9] pour des cas de soudage laser par point sur Ti-6Al-4V. Les travaux numériques de Mayi et al. [10] ont également confirmé ce résultat avec un modèle multiphysique, pour le même alliage, comprenant également une description de l'interaction laser-matière par lancer de rayons. Avec le modèle numérique décrit au cours de ce chapitre, nous validons encore une fois ce mécanisme de formation du capillaire, appliqué sur du cuivre. Notons cependant que le modèle doit au préalable être validé par un appui expérimental pour certifier de sa véracité.

3.6.4 Confrontation numérique/expérimental

Afin de valider notre modèle numérique d'interaction laser-matière, les résultats numériques sont confrontés aux mesures expérimentales de bain de fusion. Les résultats sont présentés en Figure 3.18 pour les tirs à $P = 7$ kW et à 8 kW. Ces dernières étant faites sur les dimensions du cordon, les résultats numériques présentés correspondent à l'évolution de la profondeur du bain de fusion et non du capillaire, comme précédemment. En Figure 3.17 est également présentée la comparaison du bain de fusion numérique au cordon expérimental après un tir de 4 ms à $P = 8$ kW.

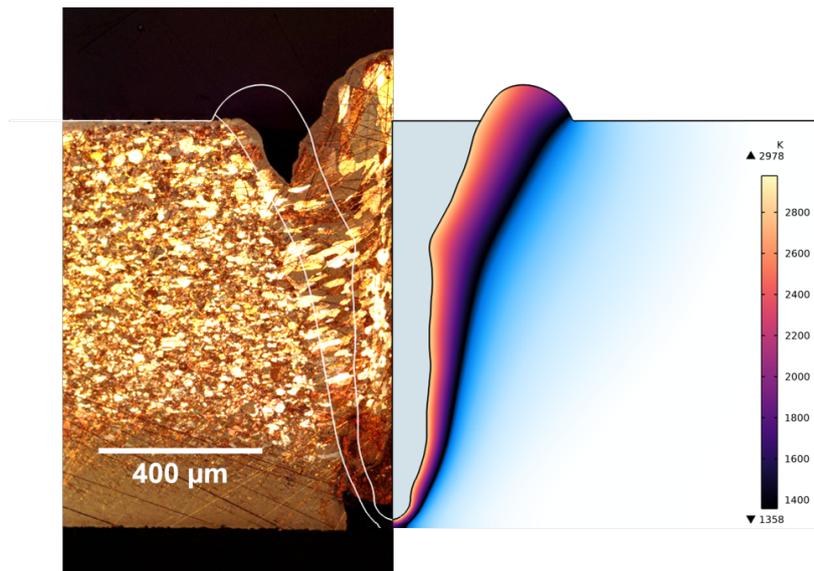


FIGURE 3.17 – Comparaison des géométries du cordon expérimental (gauche) et numérique (droite). Les contours du bain de fusion numériques sont projetés en lignes blanches sur la figure expérimentale.

3.6. VALIDATION DE LA MÉTHODE NUMÉRIQUE

Pour les cas de soudage laser par point à $P = 7 \text{ kW}$, les essais expérimentaux présentent une augmentation rapide de la profondeur du cordon autour d'un temps d'interaction de 7 ms, contre 6 ms pour les résultats numériques. Cet écart temporel peut facilement s'expliquer par une faible connaissance de l'absorptivité du cuivre avec la température ou d'autres paramètres comme l'oxydation de l'échantillon ou sa rugosité. Dans notre modèle, l'absorptivité menant aux résultats présentés a été prise constante et égale à 13% pour toutes les simulations. Cette valeur est différente de celle que nous avons employée pour les simulations avec une source équivalente réalisées au chapitre précédent, qui était de l'ordre de 10%. Encore une fois, cette nécessité de modifier l'absorptivité numérique du matériau illustre l'importance de cette propriété matériau mais également la complexité de représenter l'interaction laser-matière. Les mesures expérimentales d'absorptivité réalisées par Engler et al. [17] associent cependant une absorptivité de 5% pour le cuivre en phase solide et environ 10% pour la phase liquide. Ce type de modification de propriétés matériau, comme l'absorptivité, n'est pas rare pour les modèles numériques [10, 94] et reflète la nécessité d'une meilleure connaissance de ces propriétés et de leur dépendance à d'autres grandeurs physiques, comme la température. Une étude de sensibilité à l'absorptivité est présentée au paragraphe suivant pour illustrer/nuancer ce point. Les résultats expérimentaux pour les essais à $P = 8 \text{ kW}$ ne capturent pas, quant à eux, l'évolution rapide de la dynamique de pénétration du bain de fusion, observée numériquement, mais confirment cependant la plage de temps d'interaction nécessaire à la fusion totale de l'échantillon de 1 mm, autour de 4 ms. Les fortes barres d'erreur présentées à la Figure 3.18 peuvent être expliquées par :

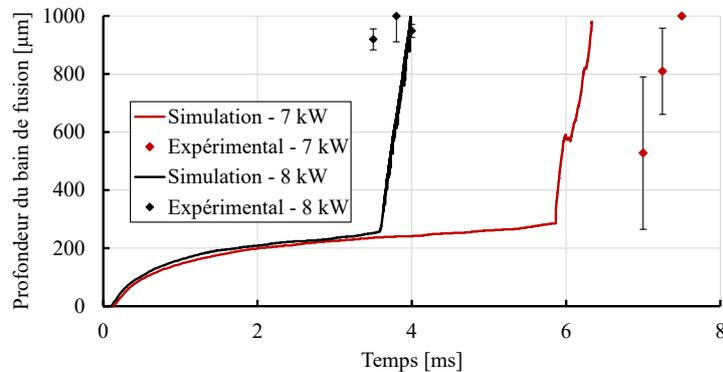


FIGURE 3.18 – Comparaison des dynamiques d'évolution de la profondeur du bain de fusion obtenue en numériquement (traits pleins) et expérimentalement (diamants) pour du soudage laser par point à $P = 7 \text{ kW}$ (rouge) et $P = 8 \text{ kW}$ (noir).

- Un faible nombre d'échantillons observés expérimentalement pour chaque temps d'interaction (environ 3-4).
- Une faible répétabilité du procédé sur cuivre dans le proche IR, comme l'illustre Prieking et al. [51].
- Une méthode de mesure expérimentale non optimale pour la mesure de cordons issus de soudage laser par point. En effet, la découpe des échantillons exactement au plan de symétrie du tir est difficilement réalisable sans démarches supplémentaires, menant à une

mesure faussée des dimensions du cordon. Une alternative à la démarche employée dans cette campagne expérimentale a été réalisée par Schneider et al. [95] avec la méthode DODO (pour Direct Observation of Drilled hOLE), pour laquelle les échantillons sont prédécoupés avant de réaliser un tir laser au plan de joint.

Des mesures par imagerie aux rayons X comme celles présentées au chapitre précédent, auraient également été ici plus adaptées pour une comparaison plus poussée avec notre modèle numérique. Cependant, afin d'éviter expérimentalement la saturation de l'image en surface de l'échantillon due à l'irradiation du laser, l'IFSW a mis en place un obturateur (shutter), bloquant l'observation du capillaire sur les premières centaines de microns de l'échantillon. Ceci empêchant la validation du modèle sur des cas intermédiaires de formation du capillaire, nous avons fait le choix d'une méthode de mesures plus simple à mettre en place et donnant une comparaison rapide entre modèle et expérience. Néanmoins, cette première validation donne des résultats encourageant pour l'utilisation de notre méthode de couplage pour l'interaction laser-matière.

3.6.5 Comparaison au modèle de Gouffé

En manipulant les résultats numériques décrits au précédent paragraphe et en traçant l'évolution de l'absorptance avec le rapport d'aspect du capillaire, nous pouvons faire la comparaison avec le modèle analytique de Gouffé [24]. Pour rappel du chapitre premier, la théorie de Gouffé quantifie l'évolution du pouvoir émissif d'une cavité géométrique – d'ouverture $2R$ et de profondeur L – en fonction du rapport d'aspect $\gamma = \frac{L}{2R}$, après une infinité de réflexions diffuses d'un faisceau "Top-hat". En considérant une géométrie conique, le calcul de l'absorbance dans cette cavité est fourni par :

$$A = \alpha_\lambda \frac{1 + (1 - \alpha_\lambda) \left(\frac{s}{S} - \frac{s}{S_0} \right)}{\alpha_\lambda \left(1 - \frac{s}{S} \right) - \frac{s}{S}} \quad (3.10)$$

$$\frac{s}{S_0} = \frac{s}{S_{sphère}} = \frac{1}{1 + \gamma^2} \quad (3.11)$$

$$\frac{s}{S} = \frac{s}{S_{parabole}} = \frac{1}{1 + \sqrt{1 + \gamma^2}} \quad (3.12)$$

Pour appuyer les hypothèses employées au chapitre précédent, nous allons tracer l'évolution numérique de l'absorptance dans le capillaire en fonction de deux considérations sur la géométrie de ce dernier. Dans le premier cas, le rapport d'aspect est calculé à partir du diamètre du faisceau, donnant $\gamma_1 = \frac{h_{KH}}{d}$. Dans le deuxième cas, nous prenons en compte directement le diamètre d'ouverture du capillaire, donc $\gamma_2 = \frac{h_{KH}}{2w_{KH}}$. Les résultats de cette étude sont présentés en Figure 3.19.

3.6. VALIDATION DE LA MÉTHODE NUMÉRIQUE

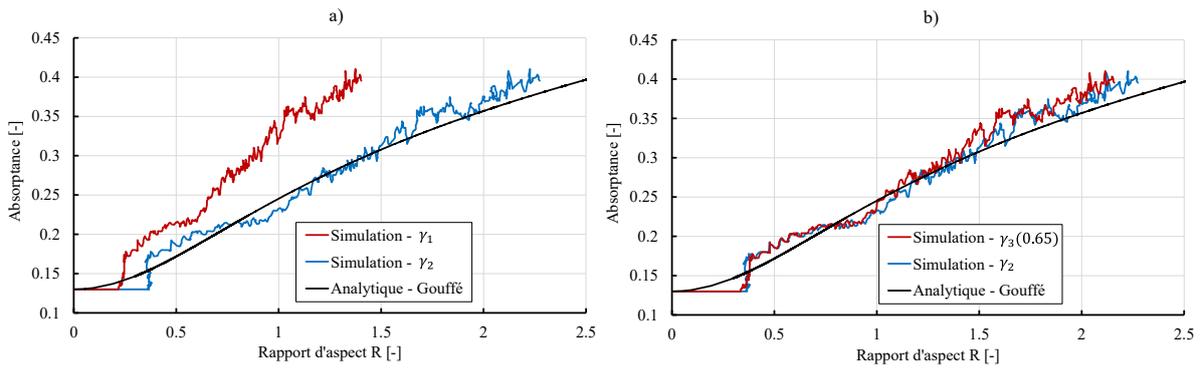


FIGURE 3.19 – Comparaison de l'évolution de l'absorptance en fonction du rapport d'aspect avec le modèle analytique de Gouffé (noir). Rapport d'aspect calculé avec le diamètre d'ouverture du capillaire (bleu) et avec le diamètre du faisceau (rouge) **a)** sans correctif et **b)** avec correctif.

Pour les deux configurations envisagées, nous pouvons observer deux phases caractéristiques d'évolution de l'absorptance avec le rapport d'aspect. Dans un premier temps, l'absorptance est strictement égale à l'absorptivité intrinsèque α du matériau. À ce stade, aucune réflexion multiple n'a lieu au sein du capillaire. À partir d'un certain rapport d'aspect γ_{seuil} , correspondant au passage au régime de capillaire profond, l'absorptance subit une nette transition du fait des multiples réflexions du faisceau. Ce rapport d'aspect γ_{seuil} varie selon la considération envisagée, de 0.25 pour γ_1 à environ 0.4 pour γ_2 . On peut également noter pour l'hypothèse γ_2 que l'absorptance suit globalement la prédiction faite par la théorie de Gouffé après γ_{seuil} . Ce constat n'est cependant pas le même avec γ_1 qui voit sa courbe décalée dans les plus faibles rapports d'aspects du fait que le diamètre du faisceau est généralement plus grand que l'ouverture du capillaire. Comme au chapitre précédent, nous pouvons introduire un facteur correctif constant pour vérifier si ce simple ajout peut permettre de compenser le calcul. Nous posons pour cela un troisième rapport d'aspect $\gamma_3(X) = \frac{h_{KH}}{X \cdot d}$ avec X donnant une mesure du rapport entre l'ouverture moyenne du capillaire au cours de la simulation et le diamètre du faisceau. Pour la simulation de soudage laser par point à $P = 8$ kW, en prenant $X = 0.65$, nous trouvons une évolution de $\gamma_3(0.65)$ semblable à celle de γ_2 , et donc également proche de l'estimation faite par Gouffé. Cependant, l'ouverture du capillaire n'étant pas constante et pouvant varier en fonction des paramètres du procédé, cette valeur $X = 0.65$ ne sera pas adaptée pour toute simulation. Cette méthode semble donc nécessiter une phase de calibration afin de trouver le facteur correctif adéquat pour la simulation, ce qui diminue l'intérêt prédictif de la simulation. Nous préconisons donc l'utilisation du rapport d'aspect γ_2 calculé à partir de l'ouverture réelle du capillaire.

3.6.6 Étude de sensibilité

Nous avons déjà noté avec l'état de l'art que l'absorptivité, et notamment celle du cuivre, est dépendante d'un grand nombre de facteurs, comme la longueur d'onde du laser, la rugosité de surface, l'oxydation ou encore la température locale. Les travaux d'Engler et al. [17], présentés

3.6. VALIDATION DE LA MÉTHODE NUMÉRIQUE

précédemment, donnent un parfait exemple de ces variations pour le cuivre et ses alliages avec des mesures d'absorptance par sphère intégrante. Pour le cuivre à l'état solide, les auteurs associent une absorptivité entre 4-8%, contre 8-10% pour la phase liquide. En accentuant volontairement l'oxydation de leurs échantillons, ils quantifient également l'influence d'une couche d'oxydes sur l'absorptivité. Cette dernière atteint des valeurs entre 26-34% après 30 min dans un four à 200°C, soit 5 fois l'absorptivité des échantillons non oxydés.

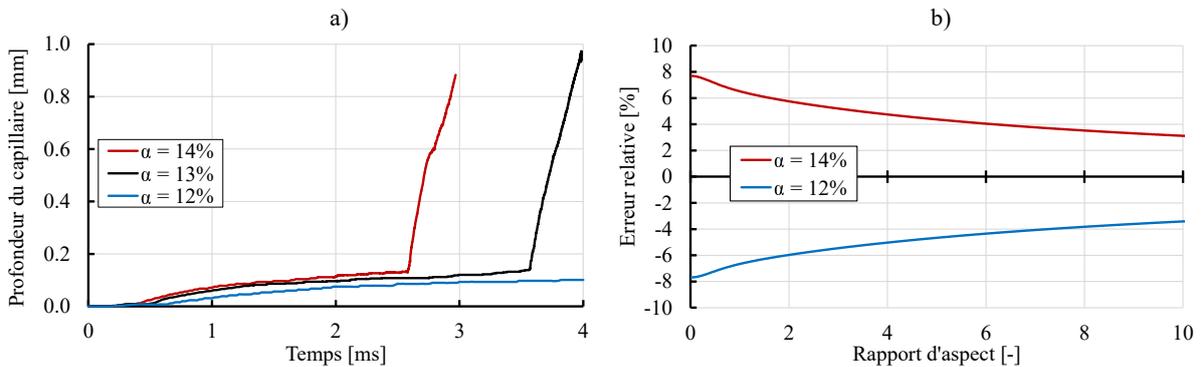


FIGURE 3.20 – a) Analyse de sensibilité de l'absorptivité du matériau sur la dynamique de pénétration du capillaire. b) Erreur relative sur l'absorptance de Gouffé, pour différentes absorptivités, avec $\alpha_\lambda = 13\%$ comme référence.

Afin d'illustrer l'influence d'une faible variation d'absorptivité sur la dynamique du procédé, nous nous proposons de réaliser une étude de sensibilité à cette propriété dans différentes configurations. L'absorptivité du modèle est prise égale à respectivement 12%, 13% et 14%. Les résultats sont présentés en Figure 3.20 avec une puissance $P = 8$ kW et un diamètre $d = 560 \mu m$. Nous prenons comme référence la simulation avec $\alpha_\lambda = 13\%$, qui est celle que nous avons décrite dans la comparaison expérimentale. En réduisant légèrement l'absorptivité à 12%, la dynamique de formation du bain de fusion se voit grandement ralentir. L'irradiance incidente absorbée n'est pas suffisante pour permettre l'initiation d'un capillaire profond dans les premières ms du procédé. À l'inverse, avec une absorptivité de 14%, la formation du capillaire à lieu plus rapidement environ 1 ms d'avance par rapport au cas à $\alpha_\lambda = 13\%$. En revanche, on peut remarquer que la forte croissance du capillaire, lorsque le faisceau se concentre dans le bas du bain de fusion, n'est pas sensiblement différentes d'un cas à l'autre. En effet, lorsque le régime de capillaire profond est atteint, la dynamique du capillaire est principalement dirigée par multiples réflexions. En Figure 3.20, nous trouvons également l'évolution de l'erreur relative sur l'absorptance prédite par Gouffé, en prenant comme référence $\alpha_\lambda = 13\%$. Cette erreur est d'autant plus atténuée lorsque le rapport d'aspect de la cavité augmente.

En résumé, nous avons montré avec cette courte étude qu'une variation d'absorptivité, même faible ($\leq 1\%$), peut ralentir grandement la formation du capillaire, appuyant une fois de plus le manque de répétabilité du procédé en particulier sur cuivre, lorsque l'on se situe proche de la transition conduction/capillaire profond. Cependant, une fois que le régime de capillaire profond est atteint, la dynamique du bain de fusion est principalement dirigée par

3.6. VALIDATION DE LA MÉTHODE NUMÉRIQUE

multiples réflexions et une variation d'un pourcent ne permet pas de montrer de différence majeure dans la dynamique de pénétration du capillaire.

3.6.7 Développement de la porosité

Pour clôturer ce chapitre, nous présentons succinctement un mécanisme de formation de porosité lors de la phase de resolidification. Pour cela, nous reprenons la simulation à $P = 8 \text{ kW}$ et $d = 560 \mu\text{m}$ avec une puissance laser décroissante correspondante à la Figure 3.14. Les différentes étapes de formation de la porosité sont illustrées en Figure 3.21.

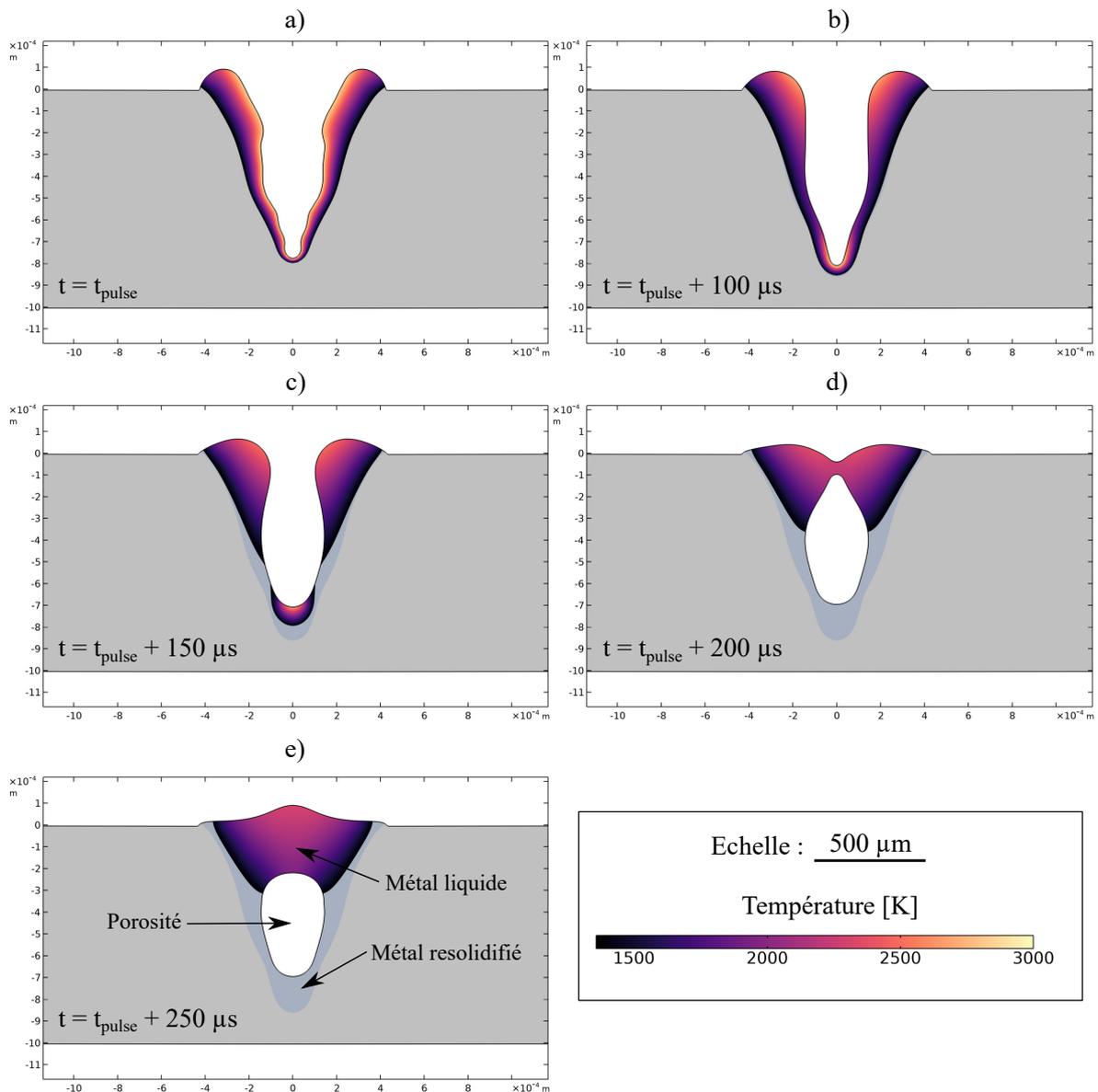


FIGURE 3.21 – Mécanisme de formation de porosité lors d'un tir à $P = 8 \text{ kW}$ et $d = 560 \mu\text{m}$. **a)** Fin du tir. **b)** Refroidissement du bain de fusion. **c)** Prédominance des phénomènes d'interface par rapport à la pression de recul. **d)** Fermeture du capillaire. **e)** Formation d'une porosité dans le cordon résiduel.

3.7. RÉCAPITULATIF DE LA MÉTHODE DÉVELOPPÉE

Rapidement après l'arrêt du laser, en quelques dizaines/centaines de ms, la température du bain de fusion diminue progressivement, réduisant également l'intensité du phénomène de vaporisation. Après $150 \mu s$, la pression de recul n'est plus le moteur d'écoulement principal du métal liquide. La tension de surface ainsi que l'effet Marangoni redeviennent les forces déterminantes de l'écoulement et dirigent la géométrie du bain. Environ $200 \mu s$ après l'arrêt du laser, le bain de fusion se referme sur lui-même et une bulle de gaz est enfermée au sein du liquide. Dans le cas présenté, la vitesse de solidification du métal est plus rapide que la remontée de la bulle de gaz à la surface, piégeant ainsi une porosité résiduelle au sein du cordon.

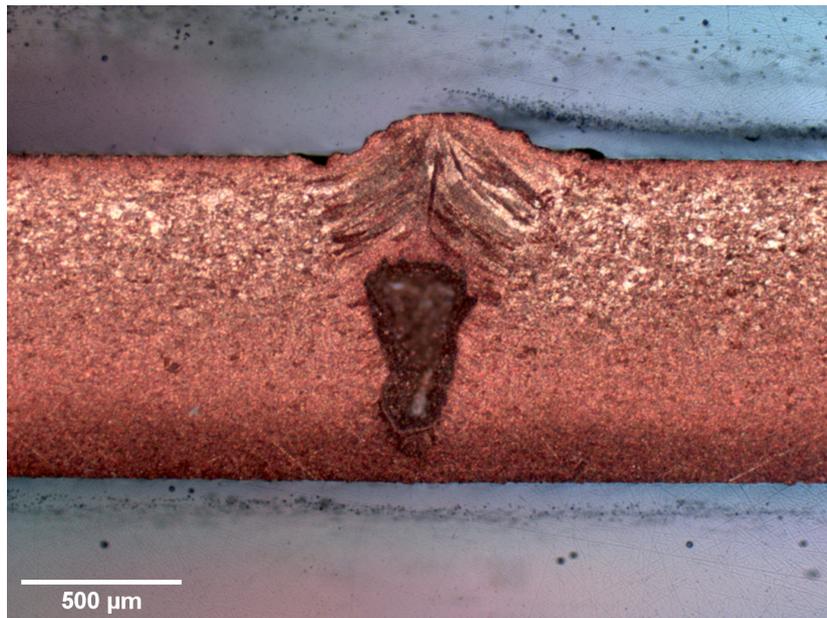


FIGURE 3.22 – Porosité résiduelle obtenue après soudage laser par point sur cuivre à $P = 7 \text{ kW}$, $d = 560 \mu m$ et $t = 7.25 \text{ ms}$ de temps d'interaction.

Une porosité de dimensions et de forme similaires a également été observée expérimentalement, pour un autre jeu de paramètres opératoires. Cette dernière est présentée en Figure 3.22. L'objectif de ce chapitre n'est pas de proposer une méthode opératoire pour réduire la présence de porosité lors d'opération de soudage laser par point, mais notons cependant qu'en l'état actuel le modèle est capable de représenter numériquement la formation de défauts tels que des porosités à priori réalistes par rapport à ce qui est observé expérimentalement.

3.7 Récapitulatif de la méthode développée

Après avoir réalisé un état de l'art sur les modèles d'interaction laser-matière existants sous COMSOL Multiphysics®[®], permettant de mettre l'accent sur les actions restantes à mener pour répondre à nos besoins, nous avons développé un nouveau couplage sous JAVA®[®] dans le mode *Application Builder*.

En discrétisant le faisceau par une quantité N_r de rayons portant chacun une fraction de la puissance totale du faisceau, nous sommes en mesure de représenter la propagation au sein du capillaire en tenant compte des multiples réflexions. Les étapes majeurs de la méthode proposée sont récapitulées ici :

- Dans un premier temps, le problème thermo-hydrodynamique, décrit au Chapitre 2, est résolu à l'aide d'une description analytique de l'interaction laser-matière. Cette étape permet de ne pas alourdir le temps de simulation avec un calcul de lancer de rayons lorsque la surface du matériau ne s'est pas encore déformée.
- Une fois qu'un critère seuil C_{stop} , représentatif de la déformation de l'interface par rapport à l'instant initial, est atteint, le calcul du problème thermo-hydrodynamique est interrompu. L'iso-surface $\phi = 0$, correspondant à l'interface entre le gaz ambiant et le métal, est exportée en tant que fichier .stl, et est utilisée pour reconstruire dans un second composant une frontière physique sur laquelle peut être appliquée une condition aux limites de réflexion spéculaire.
- Le faisceau laser est discrétisé en un certain nombre de rayons distribués spatialement pour correspondre à la forme du faisceau. Un calcul de lancer de rayons est réalisé, et nous suivons la propagation des rayons au sein du capillaire de vapeur, déposant une fraction α_λ à chaque interaction avec la paroi.
- Une fois que toutes les réflexions de chaque rayon ont eu lieu, le calcul de lancer de rayons est arrêté. L'irradiance locale calculée sur la frontière reconstruite est extrudée pour former un champ 3D d'irradiance. Par la suite, ce champ est transposé dans le composant du problème thermo-hydrodynamique, dans lequel une source de chaleur volumique Q_{abs} , correspondant au champ 3D d'irradiance pondéré par la fonction d'interface δ , est introduite dans l'équation de la chaleur.
- Les étapes précédentes sont répétées de manière itérative jusqu'à ce que la durée de l'impulsion soit atteinte.

3.8 Conclusion

À la suite du développement de notre modèle d'interaction laser-matière, nous avons réalisé des études de convergence sur le nombre de rayons ainsi que sur le nombre maximal de réflexions que chaque rayon peut subir dans le capillaire. Ces études ont été réalisées dans deux géométries de capillaire, provenant de la modélisation du Chapitre 5 : une configuration de capillaire ouvert et une configuration de capillaire profond. Il en résulte que la configuration de capillaire ouvert est plus restrictive en nombre de rayons nécessaire pour que l'irradiance obtenue converge. À l'inverse, la configuration de capillaire profond piégeant plus le faisceau, c'est cette configuration qui conditionnera le nombre de réflexions maximal par rayons. *Nous trouvons ainsi un bon compromis entre temps de calcul et convergence de l'irradiance le long du capillaire en fixant un nombre de rayons à 100 000 et un nombre de réflexions maximal à 50.* La quantité de réflexion nécessaire dépendra fortement du matériau employé. À absorptivité

3.8. CONCLUSION

plus grande, moins de réflexions seront nécessaires pour modéliser le dépôt proprement, et inversement.

Le modèle d'interaction laser matière a par la suite été employé pour simuler des cas de soudage laser par point sur cuivre. Les résultats obtenus ont été confrontés à des mesures expérimentales réalisées au sein du laboratoire. Pour de faibles temps d'interaction laser matière, une bonne correspondance numérique/expérimentale est obtenue et fournit une première validation de notre méthode de couplage. L'absorptance obtenue numériquement est également comparée au modèle analytique de Gouffé [24]. Outre les tendances similaires observées, *nous montrons que la transition entre le régime de conduction et le régime de capillaire profond apparaît pour un rapport d'aspect proche de 0.4*. La faible répétabilité observée au cours des essais expérimentaux est également illustrée par une étude de sensibilité numérique à l'absorptivité du matériau. Nous montrons que le temps d'interaction à partir duquel le régime de capillaire profond apparaît est fortement dépendant de l'absorptivité du matériau, qui peut varier par exemple en fonction de la rugosité ou de l'oxydation en surface. *Cependant, la transition au régime de capillaire profond est initiée, la dynamique de pénétration du capillaire est principalement dirigée par les multiples réflexions, et une faible variation d'absorptivité n'induit pas de changement dans la dynamique de pénétration*.

Finalement, bien que le modèle était déjà en mesure de présenter des déformations topologiques de par la description Eulérienne de la gestion d'interface, nous avons illustré la capacité du modèle à simuler la formation d'une porosité résiduelle au sein du métal resolidifié. *La porosité obtenue est réaliste au regard des observations expérimentales*. Ce mécanisme de formation de porosité n'a cependant pas été étudié de manière systématique pour plusieurs paramètres opératoires et nécessiterait une étude à part entière à l'avenir.

L'outil numérique que nous avons développé jusqu'à présent nécessite encore l'intégration d'une représentation de l'écoulement de la plume de vapeur et de son impact sur le bain de fusion, ce qui est le point central du prochain chapitre.

Chapitre 4

Influence de la plume de vapeur dans le procédé de soudage laser

Contenu

4.1	Introduction	114
4.2	État de l'art	114
4.2.1	L'interaction entre la plume et le laser	114
4.2.2	L'interaction entre la plume et le bain de fusion	115
4.2.3	Vitesse d'écoulement de la plume de vapeur	116
4.3	Modélisation de la plume	118
4.3.1	Modification de la conservation de la masse	118
4.3.2	Hypothèses sur la phase vapeur	120
4.3.3	Modification de l'équation de Cahn-Hilliard	121
4.3.4	Géométrie et maillage employé	122
4.4	Résultats numériques	124
4.4.1	Comportement général de la plume de vapeur	124
4.4.2	Influence de l'intensité laser	124
4.5	Étude expérimentale de la plume de vapeur	126
4.5.1	Dispositif expérimental	126
4.5.2	Mesure de vitesse d'expansion de la plume de vapeur	127
4.5.3	Mesure d'atténuation dans la plume de vapeur	130
4.6	Conclusion	135

4.1 Introduction

Aux chapitres précédents, nous nous sommes principalement concentré sur les aspects d'interaction laser-matière au cours du procédé. Nous avons montré qu'un modèle simplifié pouvait permettre d'obtenir des prédictions de dynamique de formation de capillaire intéressantes, mais nécessitait dans la plupart des cas une calibration préliminaire de paramètres numériques ou de propriétés matériaux. Par la suite, nous avons mis en place un modèle plus complexe et auto-consistant prenant en compte le phénomène de piégeage du faisceau. Cependant, jusqu'à présent aucune instabilité hydrodynamique, menant par exemple à la formation d'éjectas de métal liquide hors du bain de fusion, n'a été modélisée. Ces instabilités peuvent alors être dues à un phénomène physique qui n'est pas introduit dans les précédents modèles : la modélisation de la plume de vapeur et son interaction avec le bain de fusion ainsi que le laser. Les objectifs de ce chapitre vont être les suivants :

- Établir un état de l'art se concentrant sur la formation de la plume de vapeur et ses conséquences sur la dynamique du bain de fusion.
- Mettre en place une méthode permettant la modélisation de cette plume de vapeur, en lien avec la littérature.
- Étudier l'interaction entre la plume de vapeur et le laser.
- Étudier l'interaction entre la plume de vapeur et le bain de fusion.

4.2 État de l'art

Lors du procédé de soudage laser, la plume de vapeur générée à grande vitesse va avoir tendance à influencer la dynamique du procédé à différents niveaux. Premièrement, du fait des propriétés thermo-optiques et de la composition de la plume de vapeur, la propagation du faisceau laser se voit dévier d'une propagation libre. Deuxièmement, le volume de vapeur produit peut venir perturber l'écoulement du bain de fusion. Nous proposons en ce début de chapitre un court état de l'art sur les travaux considérés majeurs sur ces thématiques, qui nous servira de base pour la suite du chapitre.

4.2.1 L'interaction entre la plume et le laser

L'importance de l'interaction entre le faisceau laser et la plume de vapeur a été étudiée lors de l'utilisation de lasers à CO_2 pour lesquels un plasma été généralement généré au sein de la plume de vapeur. Ce plasma absorbant une partie du rayonnement laser, par le mécanisme d'absorption de Bremsstrahlung inverse ou absorption plasma, une part importante de l'énergie du faisceau ne contribue pas directement à la fusion/vaporisation du métal. Les travaux de Hoffman et al. [96] donnaient une absorption plasma d'environ 30% pour l'aluminium et l'acier. Ces problématiques ont été mises de côté suite à l'utilisation de lasers émettant dans le proche IR, pour lesquels la formation d'un plasma n'était plus systématiquement observée [97] et l'absorption dans la plume est un ou deux ordres de grandeur plus faible que pour

les lasers CO₂ [98]. Cependant, un regain d'intérêt semble être observé pour les applications de soudage laser sur cuivre, en particulier avec l'utilisation de laser vert ($\lambda = 515$ nm). Récemment, Kaufmann et al. [99] ont réalisé une étude de l'influence de la plume de vapeur sur l'atténuation du faisceau et les conséquences sur le procédé de soudage. En utilisant un laser vert à $\lambda = 515$ nm, et en observant les cordons de soudage réalisés, une différence notable de profondeur de soudage est obtenue dans le cas où la plume de vapeur est soufflée à l'aide d'un gaz d'assistance par rapport au cas où la plume de vapeur est libre de se propager. Ce constat est différent pour les cordons réalisés avec un laser proche-IR à $\lambda = 1030$ nm, pour lesquels la présence de la plume n'affecte que peu les dimensions du cordon de soudure.

Pour aller plus loin dans cette étude, Kaufmann et al. ont mis en place un banc de mesure d'atténuation de faisceau dans la plume de vapeur, comparable à celui employé par d'autres auteurs [98, 100]. À l'aide de lasers sondes à différentes longueurs d'onde et de photo-diodes, il est possible de remonter à l'atténuation d'un faisceau s'étant propagé dans un milieu absorbant/réfractant tel que la plume de vapeur. Le dispositif expérimental ainsi que les résultats de cette étude sont présentés en Figure 4.1. Les auteurs mesurent ainsi une atténuation maximale de 13% avec une sonde à $\lambda = 450$ nm (se voulant représentative d'un laser vert) contre seulement 2% avec une sonde $\lambda = 980$ nm (se voulant représentative d'un laser proche-IR). Notons ici que ces valeurs représentent l'atténuation du faisceau dans une direction transverse, ayant traversé une épaisseur de plume donnée. Une mesure plus globale est fournie par les auteurs, définie par un coefficient d'atténuation totale dans la plume. Avec $\alpha_{450\text{ nm}} = 1.28\text{ m}^{-1}$ et $\alpha_{980\text{ nm}} = 0.2\text{ m}^{-1}$, l'intensité I d'un faisceau initialement à I_0 et ayant traversé une épaisseur L de plume est donnée par une loi de Beer-Lambert :

$$\frac{I}{I_0} = \exp(-\alpha_\lambda L) \quad (4.1)$$

Ces essais montrent ainsi une atténuation non négligeable pour les lasers verts dans une plume de vapeur de cuivre, et une atténuation faible de l'ordre de quelques pourcents pour les lasers proche-IR. Cependant, ces travaux ne discutent pas de la possible réfraction du faisceau au dessus du métal liquide. En effet, la plume de vapeur étant de composition chimique variable, un gradient d'indices optiques (n, k) peut induire une modification de la propagation du faisceau, entraînant une réduction ou au contraire un élargissement de la largeur du faisceau. Certains travaux numériques prennent déjà en compte l'atténuation du faisceau au cours de sa propagation dans la plume sur d'autres matériaux que le cuivre [101], mais les aspects de réfraction n'y sont pas étudiés.

4.2.2 L'interaction entre la plume et le bain de fusion

La plume de vapeur, générée à grande vitesse, transfère une certaine quantité de mouvement au bain liquide, venant ainsi perturber son écoulement. En plus de cette accélération du métal liquide et du fait de sa haute température, la plume de vapeur apporte également localement une quantité non négligeable de chaleur [31]. L'accélération du métal liquide peut accentuer

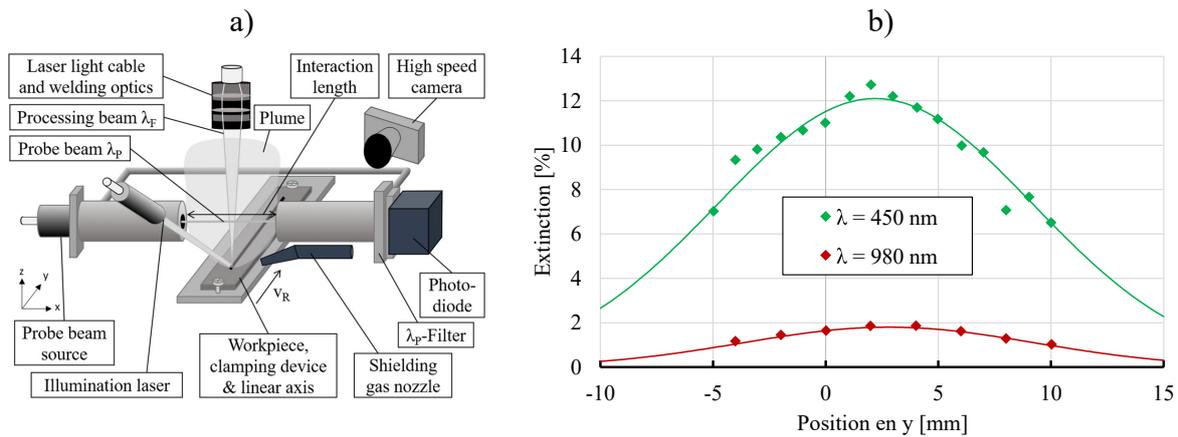


FIGURE 4.1 – a) Schéma du dispositif expérimental employé par Kaufmann et al [99] pour la mesure d’extinction du faisceau dans la plume de vapeur. b) Mesure d’extinction de lasers sonde à $\lambda = 980$ nm (rouge) et $\lambda = 450$ nm (vert) le long du cordon au cours du procédé. Extrait et adapté de Kaufmann et al. [99].

le phénomène d’éclaboussures (“spatters”) que nous avons déjà décrit lors de nos recherches bibliographiques. Kaplan et al. [32] résument les mécanismes de formation des “spatters” comme suit : dans un premier temps, le métal liquide est accéléré, que ce soit par un gradient de pression de vaporisation entre l’avant et l’arrière du capillaire (donc de l’hydrodynamique forcée du bain de fusion) ou encore par cisaillement entre la plume de vapeur et le liquide. Deuxièmement, l’écoulement du métal liquide est redirigé par interactions entre liquide/solide ou liquide/vapeur. Enfin, si la vitesse normale, par rapport à la surface du bain, d’un volume de liquide devient suffisante pour que les effets d’inertie dominent sur ceux de tension de surface, une ou plusieurs éclaboussure(s) ont lieu. Ce critère de détachement peut être décrit par :

$$\rho v_z^2 > \frac{2\sigma}{R} \quad (4.2)$$

où v_z^2 représente la vitesse normale à la surface et R le rayon de courbure de cette dernière. Ce critère est similaire au nombre de Weber que nous avons utilisé, pour lequel une vitesse de quelques m/s était suffisante comme limite d’entraînement de gouttelettes de cuivre hors du bain de fusion.

4.2.3 Vitesse d’écoulement de la plume de vapeur

Le dernier mesurable utile à la comparaison de notre modèle numérique de détente de plume de vapeur est la vitesse d’écoulement de cette dernière. Bien que les aspects théoriques/analytiques [102-106] ou numériques [73, 107-109] sur le sujet ont été étudiés pour différents matériaux, des mesures expérimentales n’ont pas systématiquement été réalisées en vue d’une validation. Parmi l’ensemble de ces études, les travaux de Mayi et al. [5] démontrent un développement complet de modèle numérique de soudage laser par point validé expérimentalement avec des mesures de vitesses d’ascension de plume par imagerie rapide. De cette

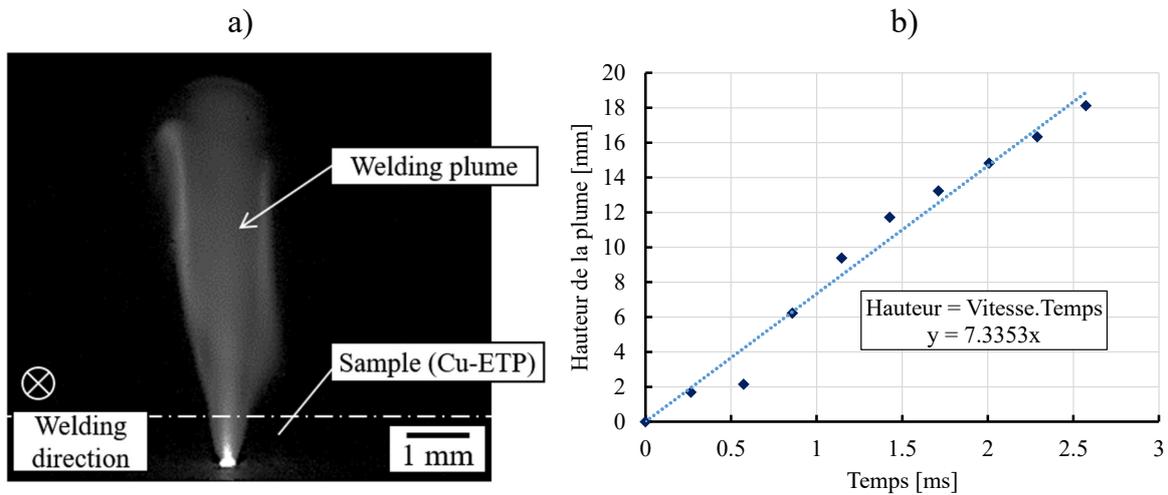


FIGURE 4.2 – a) Illustration d'une forme caractéristique de plume de vapeur en soudage laser sur cuivre. b) Mesure d'ascension verticale de plume de vapeur par imagerie rapide. Soudage au laser vert à $\lambda = 515$ nm avec $P = 1.5$ kW, $V_w = 3$ m/min et $d = 200$ μ m. Extrait et adapté de Kaufmann et al. [99].

étude, nous pouvons retenir que :

- la vitesse locale de la plume peut atteindre plusieurs centaines de m/s.
- l'écoulement de la vapeur est ralenti par cisaillement visqueux avec le gaz ambiant. De ce fait, la vitesse d'ascension verticale de la plume est d'un ordre de grandeur plus faible, environ une dizaine de m/s, que la vitesse locale.
- cette vitesse d'ascension semble varier linéairement avec l'intensité du laser employée.

Pour ce qui est du cuivre, peu de mesures expérimentales ont été réalisées. Les travaux de Kaufman et al. [99] présentent une vitesse d'ascension de plume d'environ 7 m/s sur un unique cas de soudage en laser vert à $\lambda = 515$ nm. Les résultats de cette étude sont présentés en Figure 4.2.

En vue de compléter ce qui a été réalisé dans la littérature sur les aspects de vaporisation du cuivre, nous nous proposons de construire un modèle numérique, se basant sur ce qui existe dans la littérature afin de mieux comprendre et quantifier les différents phénomènes présentés précédemment :

- Quel est l'influence de la plume de vapeur sur l'hydrodynamique et l'écoulement du bain de fusion ?
- Dans quelle mesure l'interaction liquide-vapeur favorise l'apparition d'instabilités ?
- Quelle proportion de l'énergie du faisceau contribue effectivement à la fusion/vaporisation du matériau ?

4.3 Modélisation de la plume

4.3.1 Modification de la conservation de la masse

À l'instar de la modélisation de l'interaction laser-matière, plusieurs méthodes de prise en compte du phénomène de vaporisation lors du procédé de soudage laser sont disponibles dans la littérature. La manière la plus couramment employée et certainement la moins coûteuse numériquement, que nous avons déjà employée au cours des précédents chapitres, consiste à implémenter une force volumique F_{rec} , dans le cas d'une description eulérienne comme la phase-field, exprimée en fonction de la pression de recul p_{rec} :

$$p_{rec} = \frac{1 + \beta_r}{2} p_{sat}(T) \quad (4.3)$$

$$p_{sat} = p_0 \exp\left[\frac{ML_v}{RT_v} \left(1 - \frac{T_v}{T}\right)\right] \quad (4.4)$$

$$F_{rec} = p_{rec} \delta(\phi) \quad (4.5)$$

De cette manière, il est possible de modéliser l'effet de la vaporisation sur l'écoulement du bain de fusion et de simuler des formations de capillaire acceptables. Cependant, cette expression ne permet pas de tenir compte de la génération d'une plume de vapeur dans le domaine gazeux. Les vitesses dans le gaz sont largement sous estimées et le cisaillement hydrodynamique du métal liquide par la vapeur, observé expérimentalement, n'est pas pris en compte.

La seconde catégorie d'approches que l'on retrouve dans la littérature, permettant une modélisation plus physique de la vaporisation, consiste à introduire un flux de métal vaporisé associé à une certaine quantité de mouvement. En plus d'une modélisation de la pression de recul similaire à l'approche précédente, une plume de vapeur est générée dans le domaine gazeux avec une vitesse importante. L'écoulement de la plume de vapeur étant ainsi modélisé, le cisaillement du liquide par cette dernière peut être pris en compte, rendant possible la simulation de potentielles instabilités hydrodynamiques. La mise en place de cette méthode passe par la réécriture de l'équation de conservation de la masse au travers d'un terme source de matière non nul à l'interface, et en fonction du flux de matière évaporé, donc de la température. La démarche proposée par Esmaeli et Tryggvason [110], reprise par Courtois [111], permet d'écrire ce terme source à partir d'une condition de saut à l'interface entre le liquide et la vapeur. Physiquement, proche de l'interface entre le liquide et le gaz se trouve une région hors équilibre appelée couche de Knudsen. Cette région, épaisse de quelques libres parcours moyens, présente en particulier des discontinuités de vitesses. Loin de l'interface, le liquide et le gaz respectent les équations de Navier-Stokes, et des conditions de saut peuvent être établies et introduites pour raccorder les domaines liquide et gaz :

$$\rho_L(\vec{u}_l - \vec{u}_i) \cdot \vec{n} = \rho_v(\vec{u}_v - \vec{u}_i) \cdot \vec{n} = \dot{m} \quad (4.6)$$

À partir de l'Equation 4.6, il est possible d'exprimer les vitesses dans le liquide et dans la vapeur, respectivement \vec{u}_l^{\rightarrow} et \vec{u}_v^{\rightarrow} , en fonction du flux de matière ablatée \dot{m} et de la vitesse de l'interface \vec{u}_i^{\rightarrow} , tels que :

$$\vec{u}_l^{\rightarrow} \cdot \vec{n}^{\rightarrow} = \frac{\dot{m}}{\rho_l} - \vec{u}_i^{\rightarrow} \cdot \vec{n}^{\rightarrow} \quad (4.7)$$

$$\vec{u}_v^{\rightarrow} \cdot \vec{n}^{\rightarrow} = \frac{\dot{m}}{\rho_v} - \vec{u}_i^{\rightarrow} \cdot \vec{n}^{\rightarrow} \quad (4.8)$$

En soustrayant l'Equation 4.8 à l'Equation 4.7, et en projetant le résultat suivant la normale \vec{n}^{\rightarrow} à l'interface :

$$(\vec{u}_l^{\rightarrow} - \vec{u}_v^{\rightarrow}) \cdot \vec{n}^{\rightarrow} = \dot{m} \left(\frac{1}{\rho_l} - \frac{1}{\rho_v} \right) \quad (4.9)$$

$$(\vec{u}_l^{\rightarrow} - \vec{u}_v^{\rightarrow}) = \dot{m} \left(\frac{1}{\rho_l} - \frac{1}{\rho_v} \right) \cdot \vec{n}^{\rightarrow} \quad (4.10)$$

Dans notre cas, le passage entre le liquide et la vapeur ne se fait pas de manière discrète. La transition de phases est employée ici pour définir le terme source uniquement à l'interface. En notant HS la fonction donnant 1 dans le gaz et 0 dans le liquide, nous pouvons décomposer le champ de vitesse en :

$$\vec{u} = \vec{u}_v^{\rightarrow} HS + \vec{u}_l^{\rightarrow} (1 - HS) \quad (4.11)$$

En prenant le gradient de l'équation précédente, nous pouvons obtenir :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = \vec{\nabla} \cdot (\vec{u}_v^{\rightarrow} HS) + \vec{\nabla} \cdot (\vec{u}_l^{\rightarrow} (1 - HS)) \quad (4.12)$$

$$= HS \vec{\nabla} \cdot \vec{u}_v^{\rightarrow} + \vec{u}_v^{\rightarrow} \cdot \vec{\nabla} HS + (1 - HS) \vec{\nabla} \cdot \vec{u}_l^{\rightarrow} + \vec{u}_l^{\rightarrow} \cdot \vec{\nabla} (1 - HS) \quad (4.13)$$

Loin de l'interface, les conservations de la masse dans la vapeur et dans le liquide étant respectées, les termes en $\vec{\nabla} \cdot \vec{u}_v^{\rightarrow}$ et $\vec{\nabla} \cdot \vec{u}_l^{\rightarrow}$ se simplifient, donnant par la suite :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = \vec{u}_v^{\rightarrow} \cdot \vec{\nabla} HS + \vec{u}_l^{\rightarrow} \cdot \vec{\nabla} (1 - HS) \quad (4.14)$$

$$= \vec{u}_v^{\rightarrow} \cdot \vec{\nabla} HS - \vec{u}_l^{\rightarrow} \cdot \vec{\nabla} HS \quad (4.15)$$

$$= (\vec{u}_v^{\rightarrow} - \vec{u}_l^{\rightarrow}) \cdot \vec{\nabla} HS \quad (4.16)$$

La différence des vitesses $(\vec{u}_v^{\rightarrow} - \vec{u}_l^{\rightarrow})$ peut être réécrite à partir de l'Equation 4.10 :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = \dot{m} \left(\frac{1}{\rho_v} - \frac{1}{\rho_l} \right) \vec{n}^{\rightarrow} \cdot \vec{\nabla} HS \quad (4.17)$$

Dans notre méthodologie, avec une description de l'interface par champ de phases, le terme $\vec{\nabla}HS$ correspond au gradient de la variable de champ de phases $\vec{\nabla}\phi$. Le terme $\vec{n} \cdot \vec{\nabla}\phi$ peut également s'écrire :

$$\vec{n} = \frac{\vec{\nabla}\phi}{|\vec{\nabla}\phi|} \quad (4.18)$$

$$\vec{n}|\vec{\nabla}\phi| = \vec{\nabla}\phi \quad (4.19)$$

$$|\vec{\nabla}\phi| = \vec{n} \cdot \vec{\nabla}\phi \quad (4.20)$$

L'équation de conservation de la masse finalement obtenue s'écrit, en notant que $\vec{\nabla}\phi = \delta$:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = \dot{m} \left(\frac{1}{\rho_v} - \frac{1}{\rho_l} \right) \delta \quad (4.21)$$

Cette dernière est l'expression que l'on retrouve chez plusieurs auteurs [4, 80, 110]. On comprend ainsi qu'un terme source de masse est généré pour des températures supérieures à la température de vaporisation du métal T_v et proche de l'interface avec la fonction δ . Notons que cette expression invalide l'hypothèse d'incompressibilité, mais uniquement au niveau de l'interface liquide-gaz.

4.3.2 Hypothèses sur la phase vapeur

Comme nous avons pu le voir au paragraphe précédent, un terme source est introduit dans l'équation de conservation de la masse à partir d'une condition de saut entre une interface délimitant le liquide et le gaz. Dans l'Equation 4.21, la masse volumique du liquide est celle que nous utilisons pour les équations de Navier-Stokes, à savoir $\rho_l = \rho_{Cu,l}(T_m)$. Pour ce qui est de la vapeur, plusieurs hypothèses peuvent être employées. En respectant la distinction des domaines métal/gaz, la masse volumique de la vapeur devrait être celle du gaz ambiant, telle que $\rho_v = \rho_{gas}$. D'un point de vue plus physique, juste au dessus de l'interface du côté gaz se trouve du métal sous forme vapeur. Il ne semble donc pas incohérent de considérer une expression faisant intervenir non pas la masse volumique du gaz ambiant, mais celle du métal en phase vapeur. Par simplicité, et à défaut d'avoir une autre expression, une masse volumique du métal vaporisé est exprimée à partir de la loi des gaz parfaits :

$$\rho_v = \frac{p_{sat}(T)M}{RT} \quad (4.22)$$

La même expression a été employée dans les travaux de Leitz et al. [80], à la différence près qu'ils introduisent un facteur correctif pour tenir compte de la couche de Knudsen et du maillage utilisé. En effet, cette dernière étant épaisse de quelques libres parcours moyens, la représentation de l'interface métal-gaz par champ de phases, dont l'épaisseur est bien supérieure à celle de la couche de Knudsen, doit à priori diffuser les phénomènes d'interface et diminuer les vitesses de plume de vapeur obtenues. Le facteur correctif alors introduit est

censé augmenter numériquement le débit de matière évaporé en introduisant le rapport entre une épaisseur de couche de Knudsen théorique l_{knud} , de l'ordre de quelques libres parcours moyens, et la taille du maillage h utilisé :

$$l_{knud} = \frac{k_B T}{\sqrt{2} \pi d_{Cu}^2 p_{sat}(T)} \quad (4.23)$$

$$\rho_v = \frac{h}{l_{knud}} \frac{p_{sat}(T) M}{RT} \quad (4.24)$$

Dans l'Equation 4.23, k_B correspond à la constante de Boltzmann et $d_{Cu} = 270 \text{ pm}$ au diamètre des atomes de cuivre.

4.3.3 Modification de l'équation de Cahn-Hilliard

La modification apportée à l'équation de conservation de la masse à elle seule ne permet pas de modéliser la formation de la plume de vapeur. Pour cela, il est également nécessaire de modifier l'équation de Cahn-Hilliard pour le champ de phases. Différents termes peuvent également être obtenus dans la littérature. Contrairement à celui que nous avons introduit dans l'équation de conservation de la masse, l'origine mathématique de ce second terme n'est pas explicité dans les travaux que nous avons pu étudier. Nous utiliserons ici la formulation proposée par Leitz et al. [80] dans des travaux similaires employant également une description de l'interface libre par champ de phases :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \phi - m \delta \left(\frac{1 - \phi}{\rho_v} + \frac{\phi}{\rho_l} \right) = \gamma \vec{\nabla} \cdot \left[\epsilon \vec{\nabla} \phi - \phi(1 - \phi) \frac{\vec{\nabla} \phi}{|\vec{\nabla} \phi|} \right] \quad (4.25)$$

Dans cette première partie de développement, trois hypothèses sur la vapeur vont être comparées pour étudier la dynamique de la plume :

- Hypothèse 1 : Le gaz au dessus du bain de fusion est considéré comme composé uniquement de gaz ambiant. Ainsi : $\rho_v = \rho_{air} = 1.2 \text{ kg/m}^3$.
- Hypothèse 2 : Le gaz au dessus du bain de fusion correspond à du métal vaporisé, que l'on considérera comme parfait. De ce fait : $\rho_v = \frac{P_{sat}(T) M_{Cu}}{RT}$.
- Hypothèse 3 : Enfin, afin de tenir compte d'un effet de la couche de Knudsen et du maillage, nous introduirons un facteur correctif, donnant ainsi : $\rho_v = \frac{h}{l_{knud}} \frac{P_{sat}(T) M_{Cu}}{RT}$

Le différentiel de vitesse théorique (Equation 4.10) produit pour chacune des hypothèses décrites précédemment est illustré en Figure 4.3. En considérant la masse volumique de vapeur ρ_v dans l'Equation 4.10 comme étant égale à celle du gaz ambiant (Hypothèse 1), une vitesse d'éjection de vapeur de l'ordre de quelques dizaines de m/s devrait être générée au point de vaporisation du cuivre, puis cette dernière augmenterait par la suite avec la température pour atteindre près de 200 m/s à 3500 K. En définissant la masse volumique de la vapeur à partir d'une loi des gaz parfaits appliquée au cuivre (Hypothèse 2), une vitesse de vaporisation

théorique à T_v de l'ordre de 200 m/s est obtenue, et augmente légèrement avec la température ($0.035 \text{ m.s}^{-1}.\text{K}^{-1}$) contrairement à l'hypothèse 1 ($0.25 \text{ m.s}^{-1}.\text{K}^{-1}$). Enfin, l'hypothèse 3 est présentée en considérant des tailles de maille ($4 \mu\text{m}$, $6 \mu\text{m}$ et $8 \mu\text{m}$) proche de celles employées dans les simulations des chapitres précédents. Pour atteindre des vitesses d'éjections équivalentes à l'hypothèse 1, une taille de maille inférieure au micromètre serait nécessaire, pour modéliser l'écoulement de la plume de vapeur sur plusieurs millimètres, ce qui induirait un nombre de degrés de liberté et un temps de calcul inenvisageables. Afin de permettre une vitesse d'éjection de vapeur importante et d'assurer que le modèle ne diverge pas si la température calculée devient trop importante, l'hypothèse 2 est conservée pour la suite du développement.

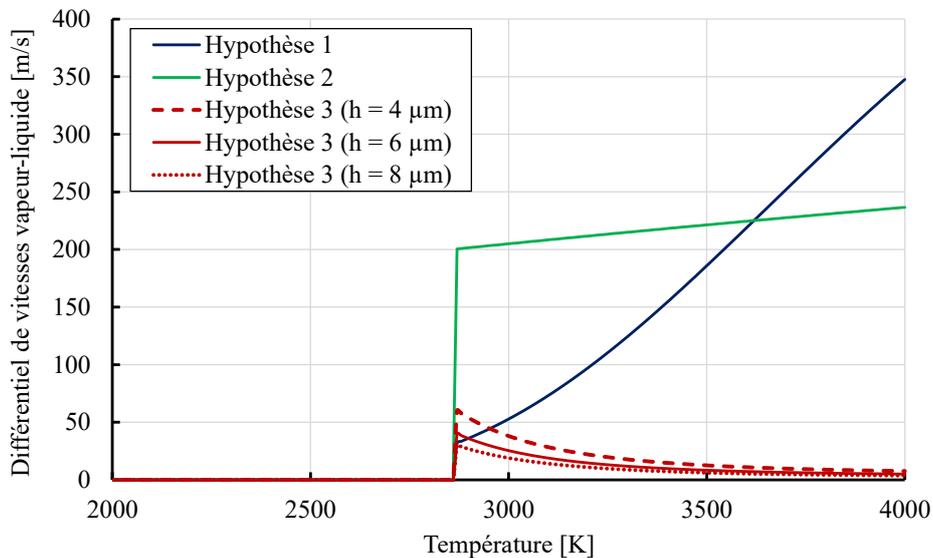


FIGURE 4.3 – Évolution de la condition de saut en vitesse entre le liquide et la vapeur pour les différentes hypothèses d'étude.

4.3.4 Géométrie et maillage employé

La nécessité d'un maillage fin pour modéliser l'écoulement de la plume de vapeur sur un large domaine de résolution induisant un grand nombre de degrés de liberté, une solution de raffinement adaptatif du maillage ("AMR" pour Adaptative Mesh Refinement) a été mise en place au cours de ce projet et servira également pour le développement d'autres modèles comme nous le verrons au prochain chapitre. Le principe général ainsi que la mise en place de la méthode sont décrits en Annexe B. Cette dernière consiste à employer un maillage grossier h_{rough} dans l'entièreté du domaine et à réduire la taille du maillage jusqu'à une valeur cible h_{AMR} dans la région d'intérêt respectant un critère défini au préalable, après N raffinements tel que $h_{rough} = 2^N h_{AMR}$. Dans le cas actuel, un maillage fin est nécessaire au niveau du bain de fusion et autour de la plume de vapeur. De plus, le maillage doit également être fin autour de l'interface bi-phasique initiale en $z = 0$. Le critère de raffinement adopté pour cette configuration est défini par :

4.3. MODÉLISATION DE LA PLUME

$$\mathcal{C}_{AMR} : \left(flc2hs(T - 0.5T_m, 2\Delta T_m) \geq \epsilon \right) \vee \left(|z| \leq 10h_{AMR} \right) \quad (4.26)$$

La fonction $flc2hs$ est identique à celle employée dans les précédents chapitres (Equation 2.32). Une illustration du maillage ainsi obtenu est présentée en Figure 4.4, avant et après raffinement du maillage. Un second critère \mathcal{C}_{stop} est également introduit afin d'arrêter le calcul sur la base d'un déplacement de l'interface bi-phasique, et permet de raffiner périodiquement le maillage à des instants clés de la simulation. Le critère d'arrêt est défini comme :

$$\mathcal{C}_{stop} : \max_D \left(\left| \phi_{t_i} - \phi_{t_{i-1}} \right| \right) \geq \Delta\phi \quad (4.27)$$

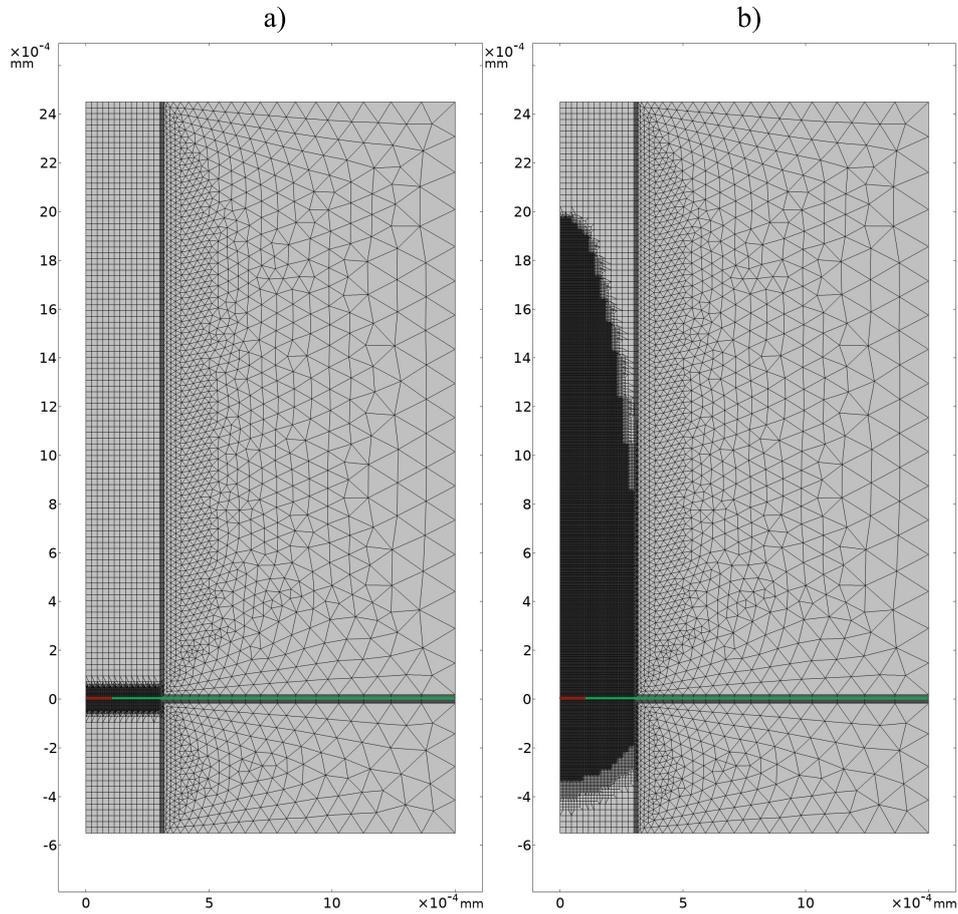


FIGURE 4.4 – Maillage employé lors de la modélisation de la plume de vapeur, **a)** à l'état initial et **b)** après plusieurs étapes de raffinement de maillage. La ligne verte représente l'interface initiale et la ligne rouge la taille du faisceau.

Mise à part l'introduction des termes sources dans les équations de conservation de la masse et de champ de phases, le modèle reste identique à celui décrit au Chapitre 2. Une taille de maille h_{AMR} de $3 \mu m$ est utilisée, afin d'assurer un bon compromis entre temps de calcul et

convergence du modèle. Sans raffinement du maillage et avec les physiques à représenter, un total de 742752 degrés de liberté (DOF) serait nécessaire. Avec le raffinement du maillage, la première itération du calcul présente uniquement 57451 DOF. Dans ces conditions, la résolution sur 18 cœurs à 3.67 GHz nécessite 5 Go de RAM et entre 4 et 8h pour représenter 1 ms du procédé.

4.4 Résultats numériques

À partir du modèle numérique décrit précédemment, nous allons réaliser une étude numérique de formation de la plume de vapeur au cours d'un procédé de soudage laser par point sur cuivre. Dans un premier temps, les résultats obtenus pour un jeu de paramètres procédé donné sont décrits pour illustrer le comportement du modèle suite à l'ajout des termes d'apport de matière au niveau de l'interface. Par la suite, une étude paramétrique plus générale de l'influence de l'intensité du laser sur le développement de la plume de vapeur est réalisée.

4.4.1 Comportement général de la plume de vapeur

La formation de la plume de vapeur est décrite pour un cas de soudage laser par point avec $P = 2.5$ kW et $d = 200$ μm . Dans les premiers instants de simulation, le modèle se comporte de manière identique à celui présenté au Chapitre 2 : du fait de l'interaction laser-matière, la surface du matériau monte en température jusqu'à atteindre le point de fusion du matériau. Un bain de fusion de quelques dizaines de micromètres de profondeur se forme et les effets de tension de surface et de Marangoni déforment légèrement ce dernier. Une fois le point d'ébullition du cuivre atteint, les résultats obtenus diffèrent d'un modèle tenant uniquement compte de la vaporisation par une pression de recul analytique. À partir de l'instant noté t_0 pour lequel la surface du matériau dépasse T_v , les termes sources décrits précédemment et implémentés dans les équations de conservation de la masse (Equation 4.21) et de champ de phases (Equation 4.25) deviennent non négligeables. À l'interface entre le liquide et le gaz ambiant, une pression de recul est induite et s'oppose aux effets de surface. Le métal liquide est éjecté du centre vers les bords de la zone d'interaction et un capillaire de vapeur se forme. Dans le gaz ambiant, une plume de vapeur se forme. Les vitesses locales dans cette dernière varient de plusieurs dizaines à quelques centaines de m/s, et la plume s'élève à une hauteur de quelques mm après plusieurs centaines de μs . Les résultats de cette simulation sont présentés en Figure 4.5. De plus, la géométrie de la plume à différents instants est illustrée en Figure 4.6.

4.4.2 Influence de l'intensité laser

Dans le cas présenté précédemment, un phénomène périodique de génération de la plume de vapeur est observé (Figure 4.6). Lorsque la température en surface dépasse le point de vaporisation, la plume de vapeur est produite. Cependant, la pression de recul générée par la vaporisation entraîne un écoulement latéral transportant la chaleur hors de la zone d'interaction, induisant de fait une baisse de température maximale. En refroidissant, l'intensité de la

4.4. RÉSULTATS NUMÉRIQUES

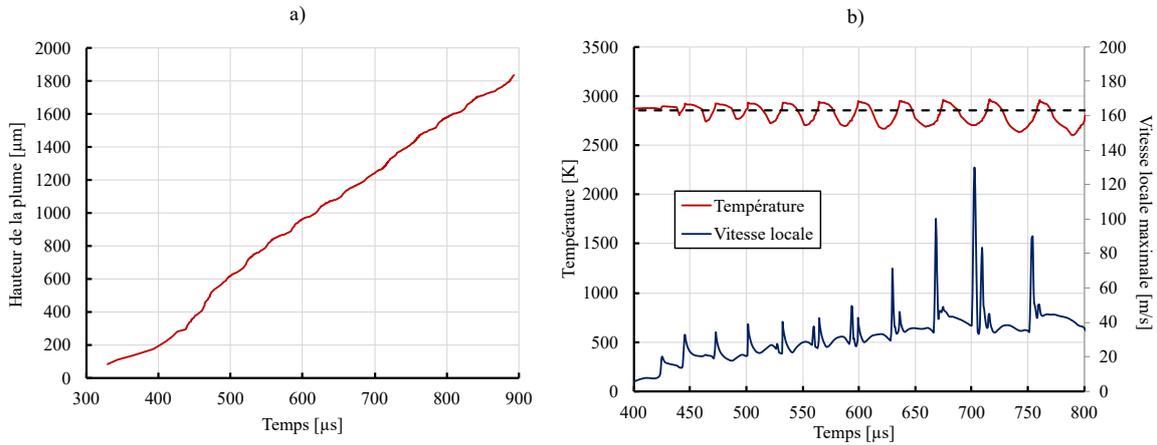


FIGURE 4.5 – a) Hauteur de la plume de vapeur au cours du procédé. b) Évolution de la température en surface du capillaire (rouge) et de la vitesse maximale locale dans la plume (bleu), la température du vaporisation du cuivre est indiquée en pointillée. Paramètres laser : $P = 2.5 \text{ kW}$ et $d = 200 \mu\text{m}$.

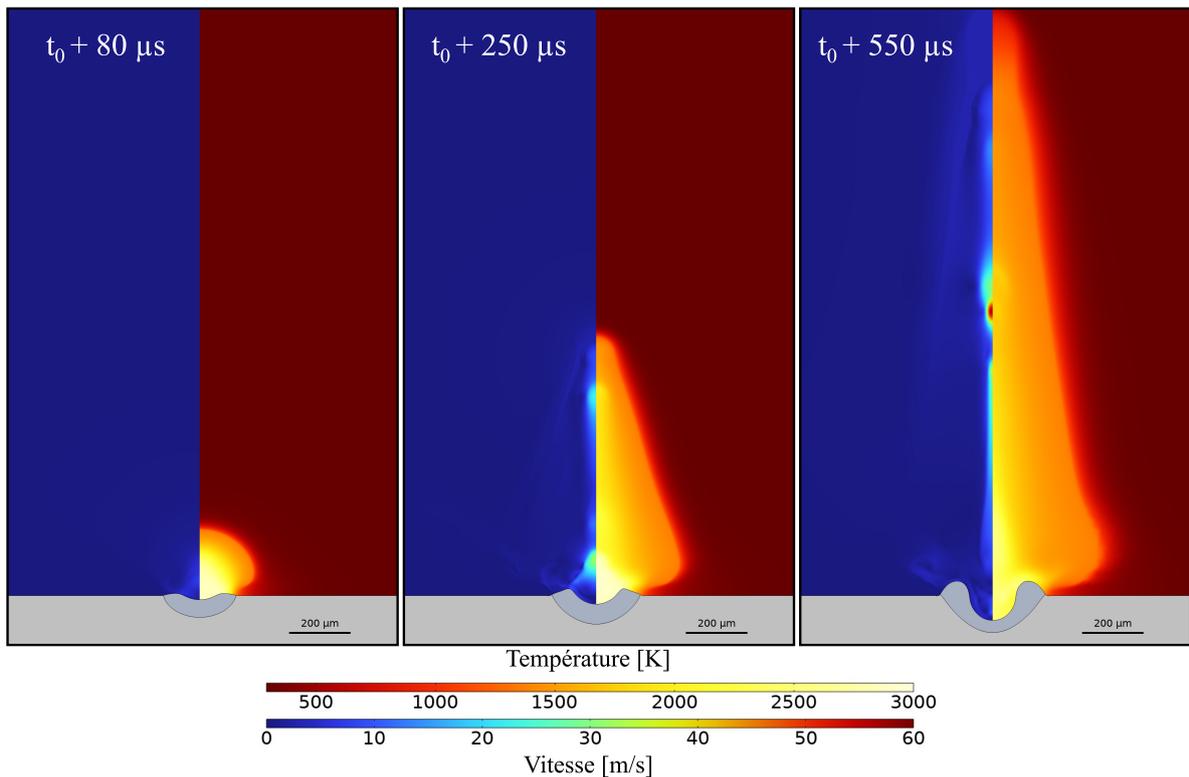


FIGURE 4.6 – Détente de la plume de vapeur. Champ de vitesse (gauche) et champ de température (droite) à différents instants après le début de la vaporisation t_0 . La zone grise claire représente le solide, la zone grise foncée le liquide. Paramètres laser : $P = 2.5 \text{ kW}$ et $d = 200 \mu\text{m}$.

vaporisation diminue et la température en surface remonte. Ce phénomène se reproduit périodiquement avec une tendance à l'augmentation des pics de vitesse. À l'échelle macroscopique, cependant, la plume croît verticalement de manière continue. La croissance de cette dernière

4.5. ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA PLUME DE VAPEUR

en fonction du temps étant quasi linéaire, une vitesse d'expansion moyenne de la plume, notée U , peut être définie. Par exemple, pour une puissance $P = 2.5 \text{ kW}$ et un diamètre de faisceau $d = 200 \text{ }\mu\text{m}$ ($I = 7.96 \text{ MW}\cdot\text{cm}^{-2}$), la vitesse d'expansion mesurée est d'environ $3.1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Il apparaît donc qu'au sein de la plume de vapeur, nous pouvons distinguer deux comportements : proche de l'interface, un panache de vapeur à haute vitesse (de l'ordre de $100 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) est généré. Cette vapeur va s'étendre au dessus du matériau mais va cependant être ralentie par cisaillement avec le gaz ambiant, résultant en une vitesse d'expansion d'un ordre de grandeur plus faible que les vitesses locales.

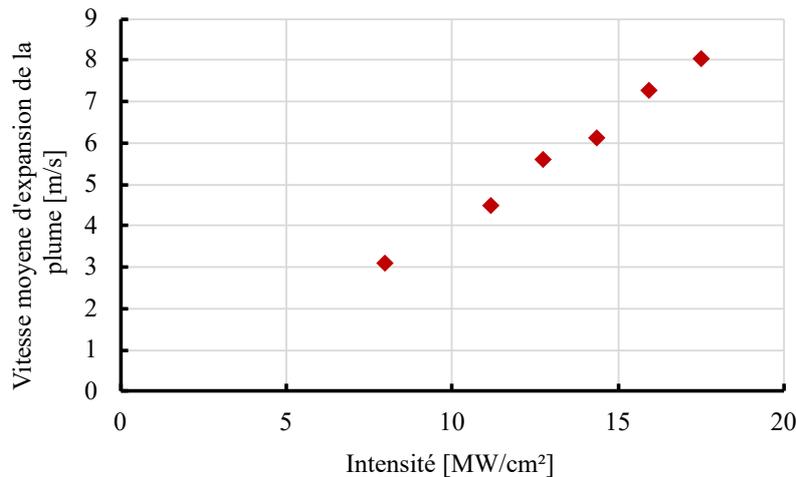


FIGURE 4.7 – Influence de l'intensité du laser sur la vitesse d'expansion moyenne de la plume de vapeur.

Le principe de mesure décrit précédemment est répété à plusieurs intensités de faisceau, et les résultats sont présentés en Figure 4.7. La vitesse d'expansion varie de $3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ pour $I = 7.96 \text{ MW}\cdot\text{cm}^{-2}$ à $8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ pour $I = 17.51 \text{ MW}\cdot\text{cm}^{-2}$. Bien que ces vitesses semblent être dans le même ordre de grandeur que la mesure réalisée par Kaufmann et al. [99], il ne faut pas oublier que la configuration est différente (soudage laser avec laser vert). Afin d'avoir une base de données de comparaison pertinente, un dispositif expérimental similaire à celui présenté dans les travaux de Kaufmann et al. a été mis en place, dans une configuration de soudage laser par point et dans les paramètres procédé employées dans le modèle numérique.

4.5 Étude expérimentale de la plume de vapeur

4.5.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est illustré en Figure 4.8. Un laser de puissance TruDisk 10002 (Yb :YAG) de Trumpf GmbH émettant dans le proche infrarouge ($\lambda_L = 1.03 \text{ }\mu\text{m}$) est utilisé pour réaliser les opérations de soudage laser par point. Le plan focal du laser est réglé en surface de l'échantillon soudé, pour un diamètre de faisceau de $200 \text{ }\mu\text{m}$. Les essais sont réalisés sur des éprouvettes du cuivre Cu-ETP composés à 99.9% de cuivre, et sont inclinés

4.5. ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA PLUME DE VAPEUR

d'environ 4° afin d'éviter toute réflexion dans le chemin optique. Un laser He-Ne de 20 mW émettant à une longueur d'onde $\lambda_S = 632 \text{ nm}$ est utilisé comme sonde pour quantifier l'atténuation d'un faisceau dans la plume de vapeur. Son plan focal est réglé au niveau de la zone d'interaction laser-matière et son positionnement est réglable selon l'axe z pour effectuer des mesures dans la hauteur de la plume. De l'autre côté du dispositif, une fois que le laser sonde a interagit avec la plume de vapeur, est placée une photo-diode Thorlabs DET36A/M délivrant un signal électrique proportionnel au rayonnement laser perçu. Cette dernière est également équipée d'un filtre passe-bande $\lambda_{F,1} = 632 \pm 10 \text{ nm}$ ainsi qu'un filtre passe-bas $\lambda_{F,2} = 950 \text{ nm}$ pour filtrer le rayonnement du laser de puissance. Une sphère intégrante est également placée en amont de la photo-diode pour maximiser le signal reçu. Enfin, une caméra rapide Photron FASTCAM Mini UX100 est placée latéralement pour étudier la formation dynamique de la plume de vapeur. Les essais sont réalisés sans gaz d'assistance. Les résultats présentés proviennent d'un stage de master recherche dans le cadre de la formation MAGIS réalisé au sein du laboratoire par *Ferrody Chetan*.

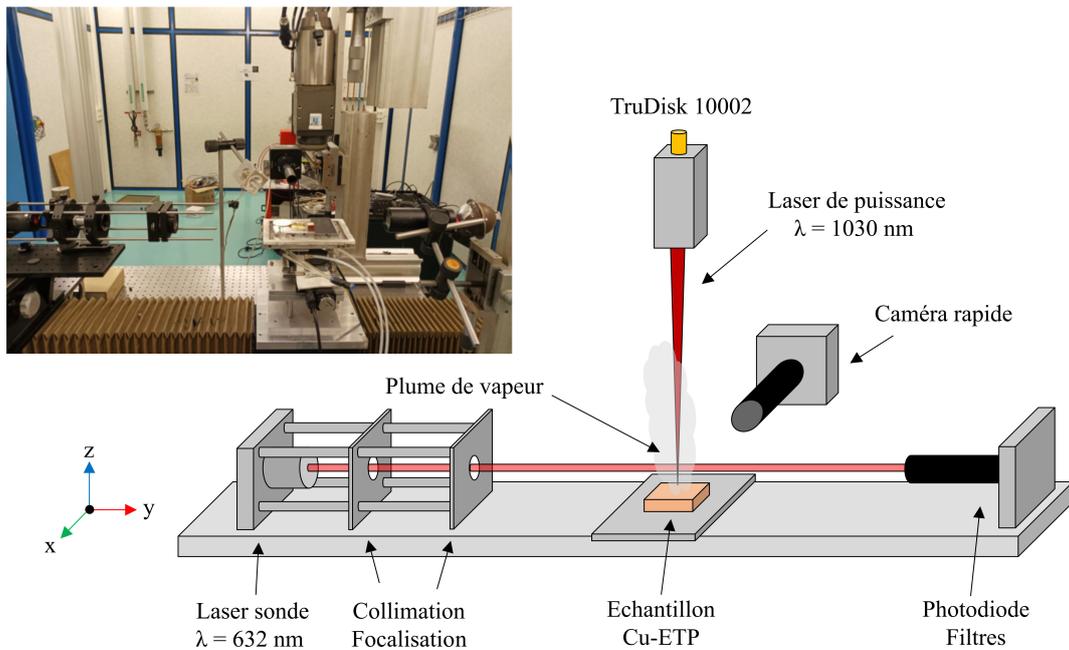


FIGURE 4.8 – Installation expérimentale mise en place pour la mesure de vitesse de plume et d'atténuation du faisceau.

4.5.2 Mesure de vitesse d'expansion de la plume de vapeur

Le comportement général de la plume de vapeur observé par caméra rapide est présenté en Figure 4.9. Dans un premier temps, du fait du cisaillement avec la gaz ambiant, la plume adopte une forme de champignon de quelques mm de hauteur. Par la suite, cette même plume s'évase et croît verticalement, pour finalement adopter une forme conique quasi-stationnaire, tout ceci en moins d'une centaine de μs .

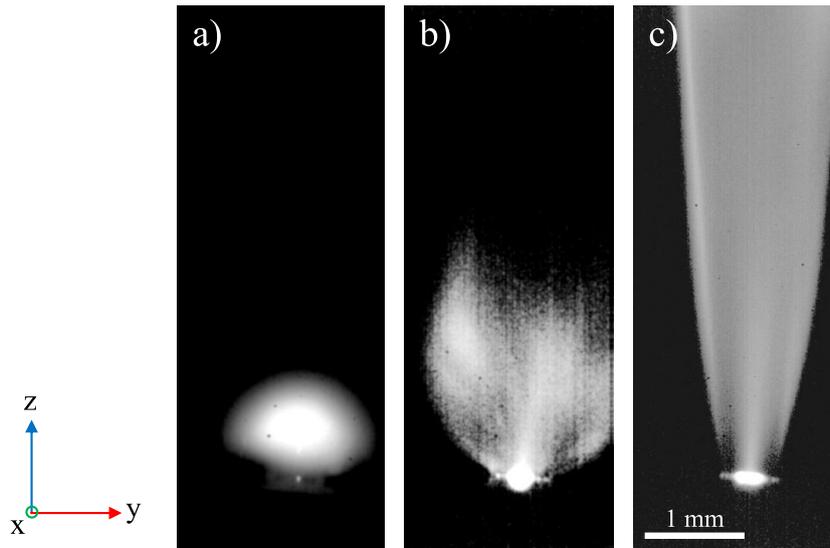


FIGURE 4.9 – Comportement général de croissance de la plume de vapeur : **a)** forme de champignon ($t = 7 \text{ ms}$), **b)** ouverture en U ($t = 48 \text{ ms}$) et **c)** expansion rapide en forme de cône ($t = 63 \text{ ms}$). Paramètres procédé : $P = 2.5 \text{ kW}$, $d = 200 \mu\text{m}$, $t_{\text{inter}} = 200 \text{ ms}$. Paramètres caméra : 10 000 ips, résolution 1280x480, temps d'exposition $98.7 \mu\text{s}$.

Pour observer plus en détail la croissance de la plume et plus particulièrement sa vitesse d'expansion aux premiers instants de la vaporisation, les paramètres de la caméra sont adaptés. La fréquence d'acquisition de cette dernière est réglée à 100 000 ips, résultant en une résolution de 1280x32 pixels et un temps d'exposition de $8.74 \mu\text{s}$. Une succession d'images présentant l'expansion de la plume dans cette configuration est illustrée en Figure 4.10. En capturant la hauteur du front de la plume en fonction du temps, il est possible d'obtenir une estimation d'une vitesse d'expansion verticale moyenne. Un phénomène pulsatoire de génération de la plume est également observé au cours du procédé, correspondant à une succession de génération et extinction de la vapeur au niveau de la surface. Ce phénomène semble identique à celui que nous avons observé avec le modèle numérique. À partir d'un certain moment, le capillaire formé est tel que le faisceau s'y retrouve piégé (phénomène de multiples réflexions) et la température en surface du capillaire devient moins sensible aux pertes par évaporation citées précédemment, produisant un flux de vapeur quasi-continu. Dans les premières phases de développement de la plume, deux vitesses peuvent être caractérisées : une vitesse d'éjection de la plume en surface du matériau, directement liée au flux de matière ablatée, et une vitesse d'ascension moyenne de la plume, réduite par cisaillement avec le gaz ambiant. Les mesures réalisées dans cette expérience caractérisent cette seconde vitesse, en mesurant la hauteur de la plume en des instants successifs. Notons cependant que des vitesses plus importantes peuvent exister au sein même de la plume, comme nous avons pu l'illustrer avec le modèle numérique.

Des essais à différentes intensités sont réalisés pour différentes intensités du laser. Les résultats obtenus sont présentés en Figure 4.11. Une augmentation de la vitesse d'ascension moyenne de la plume est observée en augmentant l'intensité du laser, allant de $U = 33 \text{ m/s}$

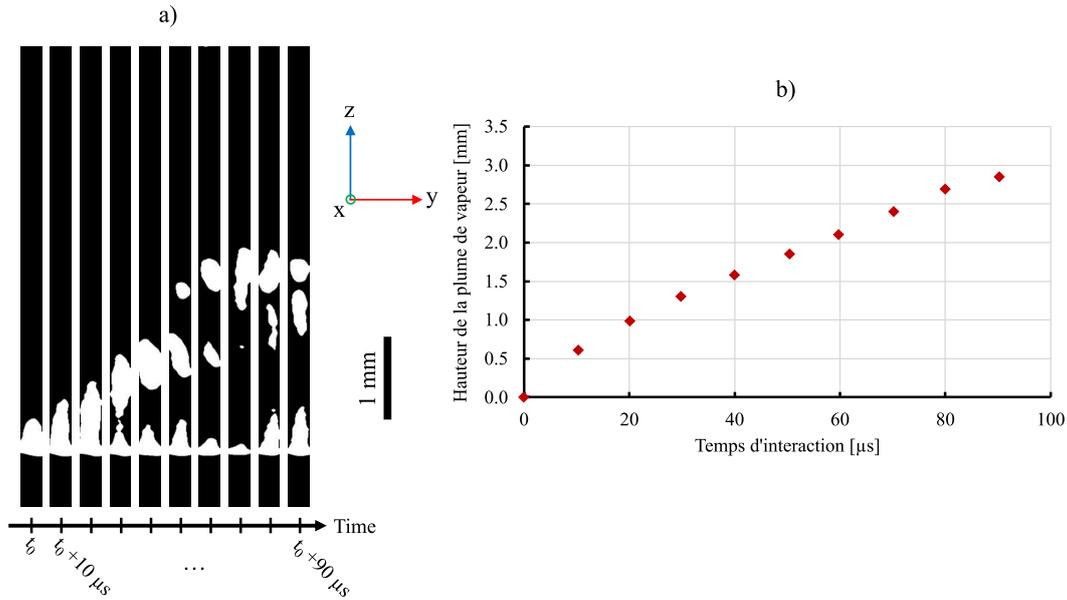


FIGURE 4.10 – a) Détente de la plume de vapeur observée par caméra rapide à différents instants, avec un pas de temps de $10 \mu m$ entre chaque image. b) Mesure de la hauteur maximale de la plume de vapeur en fonction du temps. Paramètres procédé : $P = 2.5 kW$, $d = 200 \mu m$, $t_{inter} = 200 ms$. Paramètres caméra : 100 000 ips, résolution 1280x32, temps d'exposition $8.74 \mu s$.

à $I = 7.96 MW/cm^2$ jusqu'à $U = 71 m/s$ à $I = 17.5 MW/cm^2$. Cette tendance provient probablement des plus hautes températures pouvant être atteintes en surface du matériau, allant de paire avec une quantité de matière ablatée plus importante. Comme le suggèrent les travaux de Mayi et al. [5] dans une configuration d'observation similaire, et pour des essais de soudage laser par point réalisés sur Inconel 625, ces vitesses de plume sont dépendantes du matériau ablaté mais également du gaz ambiant. Un gaz plus dense que l'air devrait résulter en des vitesses d'ascension de la plume plus faibles.

Toutefois, les mesures expérimentales ne concordent pas avec les résultats numériques que nous avons présentés précédemment, variant d'environ un ordre de grandeur avec les prédictions numériques (à $I = 7.96 MW.cm^{-2}$, $U_{exp} = 33 m.s^{-1}$ tandis que $U_{sim} = 3.1 m.s^{-1}$). Ces forts écarts peuvent s'expliquer par la méthode de description d'interface employée dans le modèle. En effet, les phénomènes liés à la vaporisation ayant lieu au sein de la couche de Knudsen, épaisse de quelques libres parcours moyen, le choix d'une description diffuse de l'interface et ce avec les tailles de mailles actuelles peut avoir tendance à diminuer les prédictions de champs de vitesses locales et ainsi de vitesses d'expansion de plume par la simulation. Une diminution de la taille de maille pourrait donc être nécessaire pour être représentatif des phénomènes liés à la vaporisation. Cependant, ceci induirait un coût numérique relativement élevé. En effet, bien que la solution de raffinement adaptatif du maillage ait permis de diminuer grandement le nombre de DOF aux premiers instants de la simulation, la méthode n'est plus autant efficace à un stade avancé de la simulation. Le nombre de DOF augmente rapidement à mesure que la plume croît et se rapproche du cas où la solution serait finement

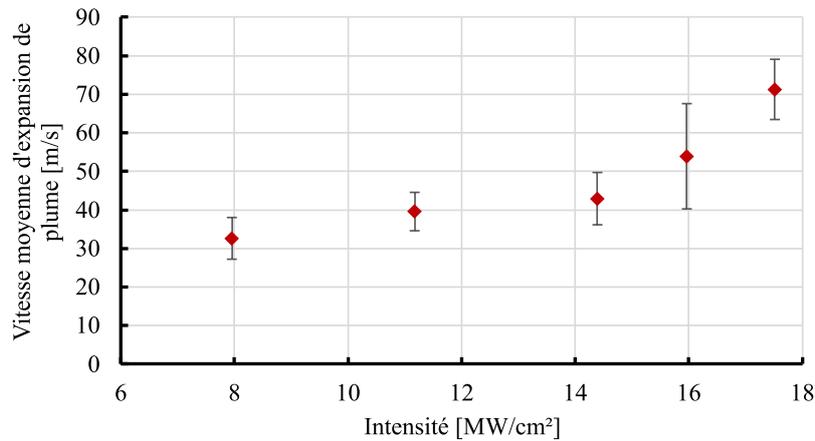


FIGURE 4.11 – Évolution de la vitesse moyenne de détente de la plume de vapeur en fonction de l'intensité du laser de puissance.

maillée dans tout le domaine.

En fait, les dynamiques du bain de fusion et de la plume de vapeur étant radicalement différentes en terme de vitesse d'écoulement, la représentativité de l'ensemble des phénomènes dans un modèle unique reste complexe. Le fait que les vitesses d'écoulement soient importantes entraîne une diminution des constantes de temps des phénomènes à représenter. La résolution spatiale Δx étant fixée pour la bonne représentation de l'écoulement du bain de fusion (de l'ordre du $m.s^{-1}$), les fortes vitesses d'écoulement de la plume de vapeur (de l'ordre de $100 m.s^{-1}$) induisent inévitablement une réduction drastique du pas de temps de calcul Δt . Pour les simulations présentées précédemment, le pas de temps de calcul était de $0.04 \mu s$ contre $2 \mu s$ pour un modèle sans vapeur.

En conclusion sur ce qui est des vitesses d'écoulement de la plume de vapeur, les mesures expérimentales tendent à montrer que cette dernière se détend à des vitesses de l'ordre de la dizaine de m/s, tandis que le modèle actuel n'est capable de modéliser que des vitesses d'expansion de l'ordre du m/s, bien que les vitesses locales au sein de la plume numérique atteignent plusieurs dizaines voire quelques centaines de m/s. Malgré cela, le modèle est capable de tenir compte des modifications des paramètres opératoires et évolue dans le sens des observations expérimentales, qui sont qu'une augmentation d'intensité du laser entraîne une augmentation de vitesse de détente de la plume. Ces résultats restent encourageants et permettent toutefois de tenir compte de la présence de la plume de vapeur dans le modèle, bien que son impact soit minimisé.

4.5.3 Mesure d'atténuation dans la plume de vapeur

Une série de mesures de signal sonde par photodiode est réalisée à différentes intensités du faisceau incident afin d'étudier l'influence des paramètres procédé lors de la vaporisation. De plus, des mesures à différentes hauteurs sont réalisées en déplaçant la sonde et la photodiode

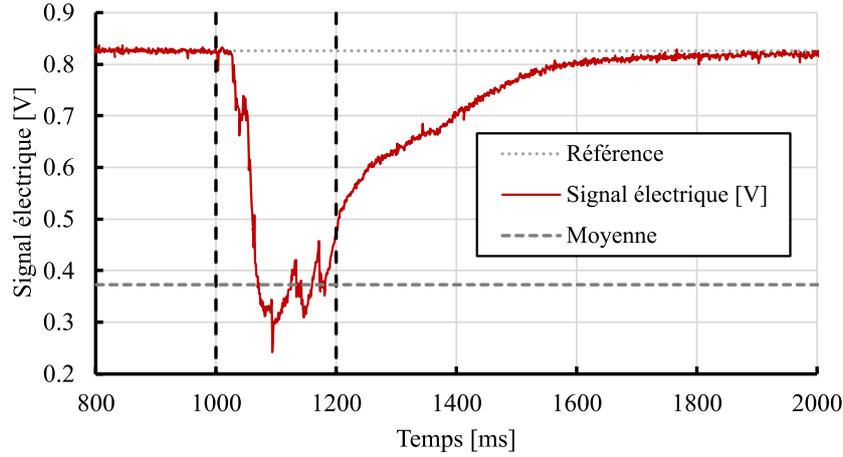


FIGURE 4.12 – Exemple de mesure d’atténuation de signal de la photodiode au cours du procédé. $P = 4 \text{ kW}$, $d = 200 \text{ }\mu\text{m}$, $t_{pulse} = 200 \text{ ms}$. Les traits pointillés en noir représentent respectivement le début et la fin du tir.

suivant l’axe z pour observer l’atténuation du faisceau le long de la plume de vapeur. La fréquence d’acquisition de la photodiode est réglée à $f = 1 \text{ kHz}$. Une illustration d’un signal fournit par la photodiode au cours d’un essai à $P = 4 \text{ kW}$, $d = 200 \text{ }\mu\text{m}$ et $t_{pulse} = 200 \text{ ms}$ est présentée en Figure 4.12. L’acquisition par photodiode est déclenchée une seconde avant le début du procédé afin d’obtenir un signal de référence V_{ref} , qui dans ce cas-ci vaut $V_{ref} = 826 \text{ mV}$. Environ 25 ms après le début du tir, le signal électrique de la photodiode diminue progressivement, jusqu’à atteindre des valeurs proches de 350 mV. Ce signal fluctue autour d’un signal moyen \bar{V} , illustrant l’instabilité de la plume de vapeur et de son interaction avec la sonde. Ces instabilités peuvent induire une atténuation non constante du faisceau dans la plume, comme le suggèrent les travaux de Schleglov [98], rendant le procédé d’autant plus complexe à maîtriser. À la fin du tir, le signal augmente progressivement jusqu’à atteindre de nouveau le signal de référence V_{ref} . La valeur de \bar{V} est obtenue en moyennant le signal sur les dernières 100 ms, afin de ne pas tenir compte de l’étape de fusion du matériau et de l’évolution transitoire de la plume, mais uniquement de l’interaction quasi-stationnaire de cette dernière avec la sonde. Une atténuation moyenne, pour un essai à la longueur d’onde la sonde λ_S , une intensité I et à une hauteur h du substrat, est alors définie comme :

$$E(\lambda_S, I, h) = \frac{V_{ref} - \bar{V}}{V_{ref}} \quad (4.28)$$

Cette procédure est répétée pour différentes intensités du laser de puissance et différentes hauteurs de sonde par rapport au substrat. Cependant, ces essais fournissent des mesures à la longueur d’onde de la sonde et nécessitent un traitement supplémentaire, sous certaines hypothèses, pour obtenir l’atténuation d’un faisceau à une longueur d’onde différente. D’après les travaux de Kaufmann et al. [99] et Schleglov [112], une expression de l’atténuation du faisceau peut être définie à partir du diamètre a_0 des particules composant la plume, du coefficient d’extinction $Q_{ext}(a_0, \lambda)$ et de la densité volumique de particules c_n que parcourt le

faisceau sur une distance L :

$$E(\lambda) = 1 - \exp\left[\frac{\pi a_0^2}{4} Q_{ext}(a_0, \lambda) \int c_n dL\right] \quad (4.29)$$

Nous considérons que le chemin parcouru par le faisceau sonde est indépendant de la longueur d'onde. Cette hypothèse est soutenue par les travaux de Schleglov [112] montrant qu'aux faibles puissances des faisceaux sondes utilisés, la réfraction thermique dans la plume est négligeable. Le terme intégral est de ce fait invariant en changeant de longueur d'onde. Le rapport des coefficients d'extinction peut alors être exprimé en fonction des atténuations à chaque longueur d'onde :

$$\frac{Q_{ext}(a_0, \lambda_L)}{Q_{ext}(a_0, \lambda_S)} = \frac{\ln(1 - E(\lambda_L))}{\ln(1 - E(\lambda_S))} \quad (4.30)$$

Restent à déterminer les coefficients d'extinction aux longueurs d'ondes utilisées. Pour cela, la théorie de Mie peut être appliquée si la vapeur est considérée comme un ensemble de particules sphériques identiques en taille et en composition. Cette dernière a déjà été appliquée pour des études similaires dans les travaux de Greses et al. [100] ou Schleglov et al. [98, 112]. Un cas particulier de cette théorie est la diffusion ou l'approximation de Rayleigh qui est applicable lorsque les dimensions des particules composants le milieu sont faibles, avec une limite d'utilisation généralement définie à $1/10^e$ de la longueur de l'onde. Les travaux de Kaufmann et al. [99] donne un diamètre des particules de l'ordre de 120 à 130 nm, ce qui nous place à la limite possible d'utilisation du modèle de diffusion de Rayleigh. Nous utiliserons cependant tout de même l'approximation de Rayleigh à défaut de mettre en place des modèles plus complexes de la théorie de Mie, qui tiendraient également compte de phénomènes d'interférences. Dans ces conditions, les coefficients d'extinction peuvent être décomposés en la somme d'une contribution de l'absorption et de la réfraction du milieu, respectivement Q_{abs} et Q_{sca} , toutes deux exprimées en fonction des indices de réfraction complexes des sphères composants le milieu dense :

$$Q_{sca} = \frac{8}{3} \left(\frac{\pi a_0}{\lambda}\right)^4 \left|\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2}\right|^2 \quad (4.31)$$

$$Q_{abs} = -\frac{4\pi a_0}{\lambda} \Im\left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2}\right) \quad (4.32)$$

$$Q_{ext} = Q_{sca} + Q_{abs} \quad (4.33)$$

Les indices de réfractons d'un milieu dense composé d'oxydes cuivreux Cu_2O sont extraites des travaux de Karlsson et al. [113] pour les longueurs d'ondes d'intérêt, et sont présentés en Figure 4.13. À partir des équations précédentes, et de la connaissance de l'atténuation d'un faisceau sonde, l'atténuation équivalente d'un faisceau émettant dans le proche-IR et se propageant dans la même plume de vapeur que la sonde s'obtient par :

$$E(\lambda_L) = 1 - \exp\left[\frac{Q_{ext}(a_0, \lambda_L)}{Q_{ext}(a_0, \lambda_S)} \ln(1 - E(\lambda_S))\right] \quad (4.34)$$

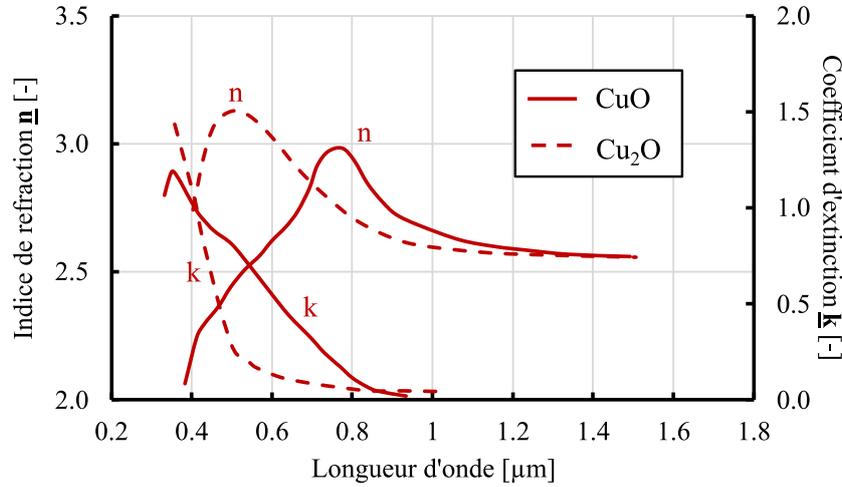


FIGURE 4.13 – Indice de réfraction et coefficient d'extinction optique des oxydes cuivriques CuO (traits plein) et cuivreux Cu₂O (traits pointillés). Extrait et adapté de Karlsson et al. (1982) [113]

Les mesures réalisées avec le laser sonde $\lambda_S = 632 \text{ nm}$ sont converties par la démarche décrite précédemment pour obtenir l'atténuation à la longueur d'onde du laser de puissance $\lambda_L = 1030 \text{ nm}$ en considérant une taille des particules $a_0 = 125 \text{ nm}$. Les influences de l'intensité du faisceau I et de la hauteur h de la sonde sur l'atténuation moyenne du faisceau sont présentées en Figure 4.14. Pour les plus faibles intensités laser employées ($8 \leq I \leq 11 \text{ [MW/cm}^2\text{]}$), l'atténuation mesurée n'excède pas les quelques pourcents ($E(\lambda_L) \leq 2\%$), ce qui est cohérent avec le constat réalisé dans les travaux de Kaufmann et al. [99] pour lesquelles les dimensions des zones fondues obtenues en soudage laser à $\lambda_L = 1030 \text{ nm}$ n'étaient que peu influencées par la présence ou non de la plume de vapeur. Cependant, pour des intensités plus élevées ($I \geq 11 \text{ [MW/cm}^2\text{]}$), une augmentation importante de l'atténuation du faisceau est observée, atteignant jusqu'à 15%. Cette nette augmentation peut être attribuée à différents facteurs. Dans un premier temps, le processus de vaporisation s'intensifie en surface du matériau. Une plume de vapeur plus dense en particules induit alors une atténuation plus importante du faisceau. De même, un élargissement de la plume aux plus fortes intensités résulte en une distance parcourue par le faisceau plus importante dans le milieu dense. Enfin, par l'observation du procédé par caméra rapide, un plus grand nombre d'éjectas a pu être observé pour les intensités les plus élevées. Ces dernières rayonnent naturellement par leur forte température, leur influence sur le signal perçu par la photodiode peut ne pas être négligeable. Une amélioration du précédent montage expérimental pourrait consister en l'ajout d'une plaque percée à la hauteur de la photodiode et de la sonde, et permettant d'obstruer au mieux toute source de rayonnement externe à la propagation de la sonde.

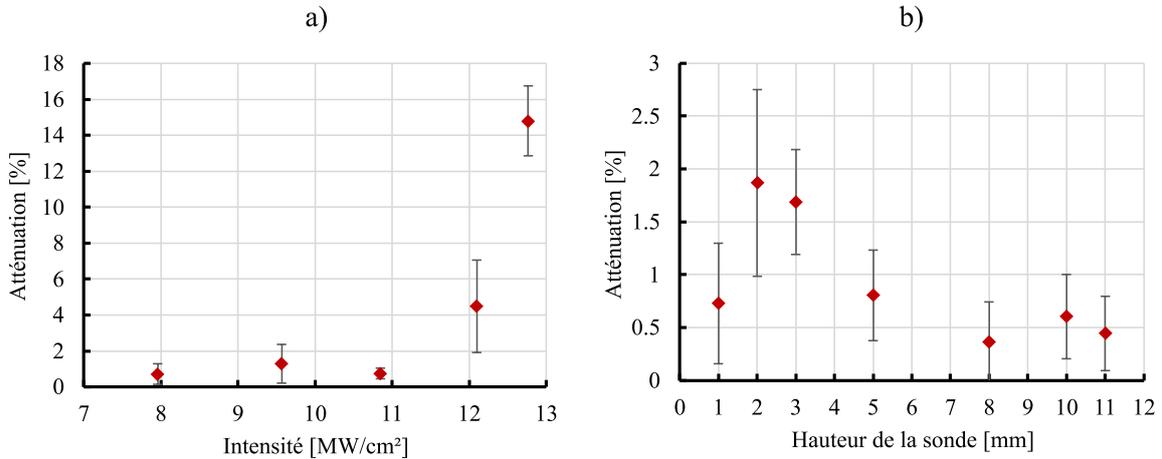


FIGURE 4.14 – Atténuation d'un faisceau dans le proche-IR ($\lambda = 1.03 \text{ nm}$) **a)** pour différentes intensités du laser de puissance et **b)** pour différentes hauteurs de faisceau sonde.

Les mesures d'atténuation en fonction de la hauteur de la sonde ont été réalisées avec une puissance $P = 2.5 \text{ kW}$. Pour ces dernières, une augmentation d'atténuation jusqu'à environ 2% est observée sur les premiers mm au-dessus de la zone d'interaction ($h \leq 4 \text{ mm}$). Par la suite, une atténuation d'environ 0.5-1% est mesurée et semble diminuer à mesure que la sonde s'éloigne de la zone d'interaction. Le modèle analytique développé par Schleglov [98] et appliqué à l'acier présente un comportement similaire. En s'éloignant de la surface, pour des hauteurs $h \geq 4 \text{ mm}$, bien que la largeur de la plume augmente, la concentration en particules métalliques diminue ce qui réduit l'atténuation. La mesure réalisée à $h = 1 \text{ mm}$ reste toutefois discutable. À cette hauteur, bien que la concentration métallique devrait être la plus élevée, l'épaisseur de la plume y est plus faible (voir Figure 4.9), ce qui semble réduire l'atténuation totale. Notons ici que les mesures d'atténuation dans la plume ont été réalisées de manière transverse. La propagation du laser de puissance suivant l'axe vertical se fera a priori sur une longueur de plume plus élevée, ce qui devrait augmenter l'atténuation réelle. Cependant, comme nous avons pu le voir sur le cas précédent, à des hauteurs de sonde distantes de l'interface, l'atténuation devient faible, et la majeure part de l'atténuation se situe des quelques millimètres au dessus du bain de fusion. De plus, les configurations de soudage laser présentées au prochain chapitre font intervenir des diamètres de faisceau plus élevés qu'une vitesse d'avance non nulle. De ce fait, les intensités laser en jeu pour la suite des travaux numériques seront plus faibles que celles utilisées au cours de ce chapitre. Les atténuations du laser de puissance pour des configurations de plus bas flux étant inférieures au pourcent, ce phénomène ne sera pas inclut dans la suite du développement du modèle. Gardons toutefois en tête que ces atténuations pourraient expliquer de potentiels écarts entre modèle numérique et observations expérimentales.

4.6 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons réalisé un rapide état de l'art sur les données expérimentales existantes concernant l'étude générale de la plume de vapeur au cours du procédé de soudage laser. Nous nous sommes concentrés sur l'écoulement de cette dernière ainsi que sur l'atténuation du faisceau lors de sa propagation dans la plume.

Par la suite, nous avons établi un modèle numérique permettant la représentation de la plume de vapeur et de son impact sur l'écoulement du bain de fusion. Après avoir mis en équation et choisi une formulation pertinente, le modèle a été employé pour simuler des cas de soudage laser par point sur cuivre. De plus, une méthode de raffinement adaptatif du maillage a également été implémentée pour réduire les temps de calcul de nos modèles. *Des études préliminaires montrent une réduction du temps de calcul allant jusqu'à 70% en fonction des paramètres choisis.* Les résultats de simulation permettent de mettre en évidence plusieurs observations :

- *Des vitesses locales au sein de la plume peuvent atteindre quelques centaines de m/s.*
- *À une échelle plus macroscopique, les vitesses d'expansion verticale de la plume de vapeur sont d'un ordre de grandeur plus faibles, allant jusqu'à la dizaine de m/s, du fait du cisaillement de la plume dans le gaz ambiant. Cette vitesse d'expansion verticale croît avec l'intensité du faisceau.*
- *Au cours de la vaporisation, un écoulement latéral du métal liquide est induit par la pression de recul. La chaleur est alors transportée hors de la zone d'interaction et la température en surface du liquide diminue, résultant en une intensité de vaporisation plus faible. Dès lors, la température croît de nouveau, augmentant également la pression de recul. Ce cycle est répété périodiquement, créant un mécanisme pulsatoire de génération de la plume de vapeur.*

Pour valider le modèle de vaporisation, une campagne expérimentale a été mise en place au sein du laboratoire. Il en résulte une observation du même phénomène pulsatoire de la plume de vapeur dans les premiers instants de l'interaction laser-matière. Cependant, les mesures de vitesses d'expansion de la plume montrent que ces valeurs peuvent atteindre plusieurs centaines de m/s, contre une dizaine numériquement. Ceci provient des contraintes supplémentaires imposées par la modélisation de la plume de vapeur, réduisant drastiquement le pas de temps et de ce fait le temps global de simulation. *Néanmoins, le modèle permet de représenter les tendances globales observées expérimentalement, à savoir qu'une augmentation de l'intensité du faisceau entraîne une augmentation de la vitesse d'expansion de la plume.*

Le deuxième objectif de la campagne expérimentale visait à quantifier l'atténuation du faisceau dans la plume de vapeur. Par des mesures à la photodiode, nous avons montré qu'un faisceau $Yd : YAG$ émettant dans le proche infrarouge ($\lambda = 1.03 \mu m$) pouvait être atténué de quelques pourcents dans la plume de vapeur, cette valeur pouvant augmenter considérablement

4.6. CONCLUSION

avec l'intensité du faisceau. L'atténuation du faisceau diminue également à mesure que le faisceau s'éloigne de la zone d'interaction laser-matière.

Dans le dernier chapitre, nous allons étudier l'influence de tous les phénomènes présentés au cours de ce manuscrit dans un modèle se voulant représentatif d'un procédé de soudage laser. La vitesse d'avance du faisceau sera intégrée et nous étudierons l'influence des paramètres opératoires sur l'écoulement du bain de fusion et la formation du capillaire de vapeur.

Chapitre 5

Influence des hautes vitesses et fortes puissances sur la stabilité du procédé

Contenu

5.1	Introduction	138
5.2	Définition du modèle	138
5.2.1	Géométrie, maillage et conditions aux limites	138
5.2.2	Équations de conservation	140
5.3	Adaptation du couplage raytracing-eulérien au cas de soudage	141
5.3.1	Modifications apportées	141
5.3.2	Prise en compte de la divergence du faisceau	141
5.4	Résultats	145
5.4.1	Configuration de soudage	145
5.4.2	Application à un cas de soudage	146
5.4.3	Diminution de la vitesse de soudage - $V_w = 10$ m/min	152
5.4.4	Augmentation de la vitesse de soudage - $V_w = 36$ m/min	155
5.4.5	Influence du jet de vapeur	155
5.4.6	Influence de la vitesse sur l'inclinaison du front avant	159
5.4.7	Influence de la vitesse sur le couplage laser-matière	160
5.4.8	Influence de la vitesse sur la profondeur de soudage	161
5.5	Conclusion	163

5.1 Introduction

L'ensemble des chapitres précédents a permis le développement d'outils numériques visant à modéliser séparément les phénomènes physiques propres au procédé de soudage laser. L'objectif du présent chapitre est finalement de combiner ces outils au sein d'un modèle représentatif du soudage laser.

Dans un premier temps, nous présentons les modifications apportées à la géométrie, au maillage ainsi qu'aux conditions aux limites suite à la prise en compte de la vitesse d'avance du faisceau.

Par la suite, nous présentons une méthode de représentation du caractère divergent du faisceau, discutée auparavant dans le Chapitre 2. Une fois la formulation présentée, elle sera appliquée à un cas de propagation dans une géométrie simplifiée, permettant une discussion sur l'importance de la modélisation de la divergence du faisceau dans notre étude.

Finalement, le modèle résultant de la combinaison des différentes briques développées dans les chapitres précédents est employé pour différents paramètres opératoires. La dynamique de l'écoulement du bain de fusion et la formation du capillaire de vapeur en fonction de ces paramètres sont discutées.

5.2 Définition du modèle

5.2.1 Géométrie, maillage et conditions aux limites

Afin d'augmenter la complexité physique du modèle développée jusqu'à présent (ajout d'une vitesse d'avance du laser, inclinaison et divergence du faisceau), une géométrie tridimensionnelle est envisagée pour la suite du développement. Cette dernière est présentée en Figure 5.1, ainsi qu'une description du maillage typiquement employé au cours de la simulation, avec un raffinement au niveau de l'interface initiale ($z = 0$) et dans la région proche de la zone d'interaction.

Le modèle étant principalement comparé aux résultats expérimentaux de l'IFSW, notamment aux imageries rayons X, les dimensions du domaine de résolution ont été fixées par rapport aux contraintes expérimentales. Seule l'épaisseur des plaquettes (dimension suivant l'axe y) a été limitée pour éviter que les rayons X soient trop atténués au cours des mesures. De ce fait, des épaisseurs de plaquettes entre 1 et 6 mm ont été employées. Les dimensions numériques ont été adaptées en conséquences pour chaque simulation.

Pour tenir compte du déplacement relatif entre le laser et la matière, deux possibilités peuvent être envisagées. Dans le premier cas, l'entièreté de l'éprouvette est modélisée, et le laser est déplacé avec le temps à une vitesse V_w . Ce choix nécessitant la modélisation

5.2. DÉFINITION DU MODÈLE

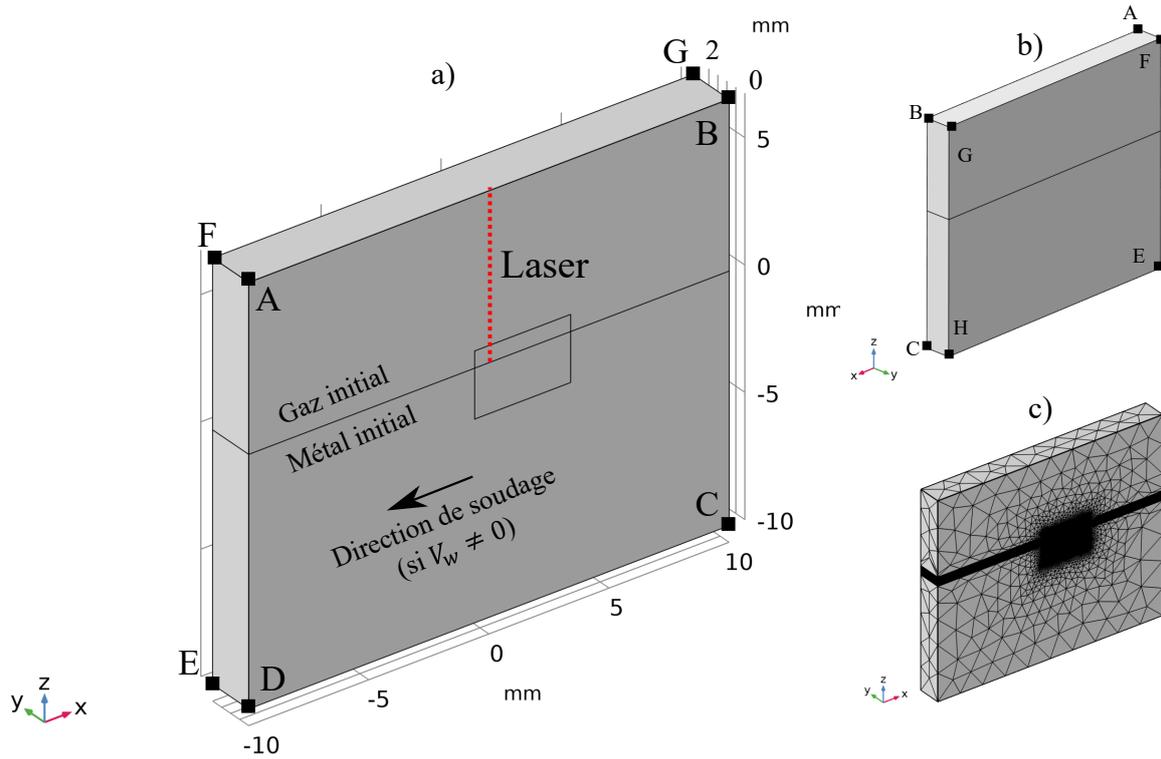


FIGURE 5.1 – Définition de la géométrie employée pour les modèles tridimensionnels. a) Vue avant et b) Vue arrière. c) Maillage utilisé.

d'un domaine aux dimensions relativement élevées vis-à-vis du laser et du bain de fusion, un trop grand nombre de degrés de liberté serait nécessaire et induirait un temps de calcul inenvisageable. Pour pallier ce problème, il est possible de considérer un référentiel fixe par rapport au laser, la matière défilant sous le faisceau. Seul un volume fini finement maillé sous le laser est alors nécessaire, réduisant le coût numérique. Cette seconde méthodologie a été retenue comme hypothèse d'étude, et les conditions aux limites correspondantes sont résumées en Table 5.1. Enfin, lorsque le modèle tridimensionnel est employé pour simuler un cas de soudage laser par point, une variante de ces conditions aux limites est implémentée et décrite en Table 5.2. Les propriétés matériaux implémentées dans le modèle sont identiques à celles définis aux chapitres précédents.

Frontière	Mécanique des fluides	Transferts de chaleur	Champ de phases
ABCD	$\vec{u} \cdot \vec{n} = 0$	$-\vec{n} \cdot \vec{q} = 0$	Symétrie
ADEF	$\vec{u} = -V_w \vec{n}$	$T = T_0$	$\phi = \phi_0(z)$
BCHG	$p = p_0$	$-\vec{n} \cdot \vec{q} = 0$	Écoulement sortant
ABGF	$p = p_0$	$-\vec{n} \cdot \vec{q} = 0$	Écoulement sortant
CDEH	$\vec{u} \cdot \vec{n} = 0$	$-\vec{n} \cdot \vec{q} = 0$	$\theta_w = \pi/2$
EFGH	$\vec{u} \cdot \vec{n} = 0$	$-\vec{n} \cdot \vec{q} = -h(T - T_0)$	$\theta_w = \pi/2$

TABLE 5.1 – Conditions aux limites définies pour les simulations de soudage laser.

5.2. DÉFINITION DU MODÈLE

Frontière	Mécanique des fluides	Transferts de chaleur	Champ de phases
ADEF	$\vec{u} \cdot \vec{n} = 0$	$-\vec{n} \cdot \vec{q} = 0$	$\theta_w = \pi/2$
BCHG	$\vec{u} \cdot \vec{n} = 0$	$-\vec{n} \cdot \vec{q} = 0$	$\theta_w = \pi/2$

TABLE 5.2 – Variante des conditions aux limites dans le cas d’une simulation de soudage laser par point.

La méthode de raffinement adaptatif du maillage décrite en Annexe B et illustrée au Chapitre 4 est également employée pour les simulations de soudage laser présentées au cours de ce chapitre, afin de minimiser les temps de calcul à minima pour la formation transitoire du capillaire de vapeur. Contrairement aux simulations du chapitre précédent se concentrant sur la formation de la phase vapeur et ne simulant pas les multiples réflexions du faisceau, le modèle développé au cours de ce chapitre inclut l’algorithme de lancer de rayons au calcul. De ce fait, il existe déjà une condition d’arrêt \mathcal{C}_{stop} permettant d’actualiser la source de chaleur en fonction du déplacement de l’interface libre. Le raffinement du maillage s’ajoute donc sans étape supplémentaire au calcul et ne vient pas alourdir ce dernier inutilement. La condition de raffinement du maillage \mathcal{C}_{AMR} reste identique à celle employée au Chapitre 4 :

$$\mathcal{C}_{AMR} : \left(flc2hs(T - 0.5T_m, 2\Delta T_m) \geq \epsilon \right) \vee \left(|z| \leq 10h_{AMR} \right) \quad (5.1)$$

5.2.2 Équations de conservation

La physique sous-jacente au procédé n’étant pas modifiée par le passage à une représentation tridimensionnelle, les équations de conservation restent identiques à celles des chapitres précédents, et sont simplement récapitulées en Table 5.3. Plus de détails sur le développement et les hypothèses faites sur ces équations sont présentées en Chapitre 2.

Conservation de la masse	$\left[\vec{\nabla} \cdot \vec{u} \right] = 0$
Conservation de la quantité de mouvement	$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho(\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} = \vec{\nabla} \cdot \left(-pI + \mu \left[\vec{\nabla} \vec{u} + (\vec{\nabla} \vec{u})^T \right] \right) + \vec{F}_s + \vec{F}_m + \vec{F}_{rec}$
Conservation de l’énergie	$\rho c_{p,eq} \left[\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} T \right] - \vec{\nabla} \cdot (k \vec{\nabla} T) = Q_{abs} - Q_{loss}$
Équations de Cahn-Hilliard	$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \phi = \vec{\nabla} \cdot \left[\epsilon^2 \chi \vec{\nabla} \psi \right]$ $\psi = -\lambda \vec{\nabla}^2 \phi + \frac{\lambda}{\epsilon^2} \phi (\phi^2 - 1)$

TABLE 5.3 – Récapitulatif des équations de conservation.

5.3 Adaptation du couplage raytracing-eulérien au cas de soudage

5.3.1 Modifications apportées

La méthodologie de couplage entre la gestion de l'interface libre et l'optique géométrique n'est pas significativement modifiée par rapport à ce que nous avons présenté au Chapitre 3. La procédure reste identique : l'iso-valeur de la variable de champ de phases $\phi = 0$ est extraite en un fichier au format .stl permettant une reconstruction d'une frontière physique sur laquelle est appliquée une condition aux limites de réflexions spéculaires avec absorption d'un facteur α_λ de la puissance contenue dans les rayons. La seule modification nécessaire est liée au passage à une modélisation tri-dimensionnelle, impactant la distribution initiale des rayons. Ces derniers ne sont plus répartis sur une ligne comme pour les modèles 2D-axisymétrique mais suivant une grille dans un plan xy. Les distributions spatiales et angulaires initiales des rayons employées dans le modèle sont présentées au cours du prochain paragraphe, dans lequel nous décrivons également une méthodologie de prise en compte de la divergence du faisceau laser. De plus, le présent modèle inclus désormais la méthode de raffinement adaptatif du maillage décrite au chapitre précédent. L'algorithme complet développé au cours de ce projet incluant toutes les fonctionnalités est présenté en Annexe E.

5.3.2 Prise en compte de la divergence du faisceau

Une des méthodes pour modéliser le caractère divergent du faisceau consiste à modifier la distribution initiale des faisceaux ainsi que leur vecteur directeur initial. Nous utilisons les travaux de Crooker et al. [79] repris récemment par Liu et al. [74] pour l'étude de l'effet de la défocalisation sur le procédé de soudage laser. Pour rappel, la formulation de la divergence d'un faisceau gaussien a déjà été présentée au cours des chapitres précédents.

Nous allons nous baser sur les travaux de Crooker et al. pour modéliser la divergence d'un faisceau laser par modélisation de lancer de rayons. Considérons que les rayons soient lancés depuis le plan focal. La densité de probabilité \mathcal{P} conjointe définissant la position (x_0, y_0) des rayons ainsi que leur vecteur directeur (θ_x, θ_y) , représentés en Figure 5.2, s'écrit sous la forme :

$$\mathcal{P}(x_0, y_0, \theta_x, \theta_y) = \frac{4}{\pi^2 \theta_0^2 \omega_0^2} \exp\left(-2 \frac{x_0^2 + y_0^2}{\omega_0^2} - 2 \frac{\theta_x^2 + \theta_y^2}{\theta_0^2}\right) \quad (5.2)$$

Dans l'Equation 5.2, $\theta_0 = \lambda_0/(\pi\omega_0) = \omega_0/z_R$ correspond au demi angle de divergence du faisceau. Ces variables étant indépendantes les unes des autres, nous pouvons réécrire la distribution des rayons à partir des lois marginales des variables de positions (x_0, y_0) et d'inclinaison (θ_x, θ_y) telles que :

$$\mathcal{P}(x_0, y_0) = \frac{2}{\pi\omega_0^2} \exp\left(-2 \frac{x_0^2 + y_0^2}{\omega_0^2}\right) \quad (5.3)$$

5.3. ADAPTATION DU COUPLAGE RAYTRACING-EULÉRIEN AU CAS DE SOUDAGE

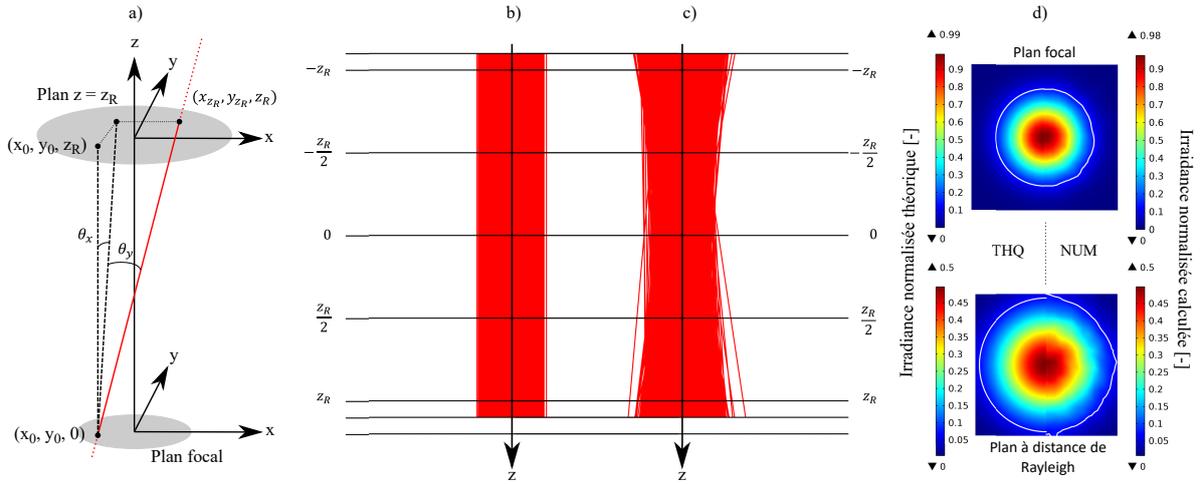


FIGURE 5.2 – **a)** Nomenclature des propriétés des rayons. Propagation libre des faisceaux le long de l’axe optique pour **b)** une approximation paraxiale et **c)** une formulation gaussienne divergente. **d)** Irradiance normalisée au plan focal (haut) et à la longueur de Rayleigh (bas).

Les rayons à $1/e^2$ théorique (gauche) et calculé (droite) sont indiqués en trait blanc.

$$\mathcal{P}(\theta_x, \theta_y) = \frac{2}{\pi\theta_0^2} \exp\left(-2\frac{\theta_x^2 + \theta_y^2}{\theta_0^2}\right) \quad (5.4)$$

Les paramètres initiaux de chaque rayon sont alors déterminés indépendamment par des lois normales avec $x_0, y_0 \sim \mathcal{N}\left(0, (\omega_0/2)^2\right)$ et $\theta_x, \theta_y \sim \mathcal{N}\left(0, (\theta_0/2)^2\right)$. À l’aide de ces distributions, nous pouvons modéliser la propagation d’un faisceau gaussien divergent, connaissant en entrée le rayon au plan focal ω_0 et la distance de Rayleigh correspondante z_R .

Dans la pratique, les rayons sont lancés à une hauteur z_i au dessus du plan focal. Le milieu ambiant étant considéré d’indice de réfraction n unitaire, ces rayons se propagent en ligne droite. La position initiale des rayons est alors déterminée par un nouveau vecteur position avec $x_i = x_0 + z_i \tan(\theta_y)$ et $y_i = y_0 + z_i \tan(\theta_x)$. La Figure 5.2 illustre la propagation d’un faisceau de diamètre $d = 200 \mu\text{m}$ obtenu avec les équations décrites précédemment. L’irradiance au plan focal et au plan à la distance de Rayleigh z_R sont comparées à la théorie. Le modèle respecte les critères définissant la propagation d’un faisceau gaussien : nous trouvons une irradiance normalisée unitaire au plan focal, se retrouvant divisée par deux au plan situé à la longueur de Rayleigh. Cette baisse d’irradiance est produite par un diamètre $\sqrt{2}$ fois plus grand qu’au plan focal une fois que le faisceau a parcouru une distance z_R le long de l’axe optique, ce qui est également reproduit par le modèle. Pour information, les résultats présentés à la Figure 5.2 ont été réalisés avec $N_r = 100\,000$ rayons et un maillage de taille $h = 12 \mu\text{m}$.

Avec la propagation de ce faisceau divergent, nous allons réaliser une courte étude de l’influence de la divergence sur l’interaction laser-matière avec un faisceau de diamètre $d = 200 \mu\text{m}$. Considérons une cavité conique, avec un diamètre d’ouverture égal au diamètre du faisceau employé. Cette cavité représente le capillaire de vapeur formé lors du procédé de soudage

5.3. ADAPTATION DU COUPLAGE RAYTRACING-EULÉRIEN AU CAS DE SOUDAGE

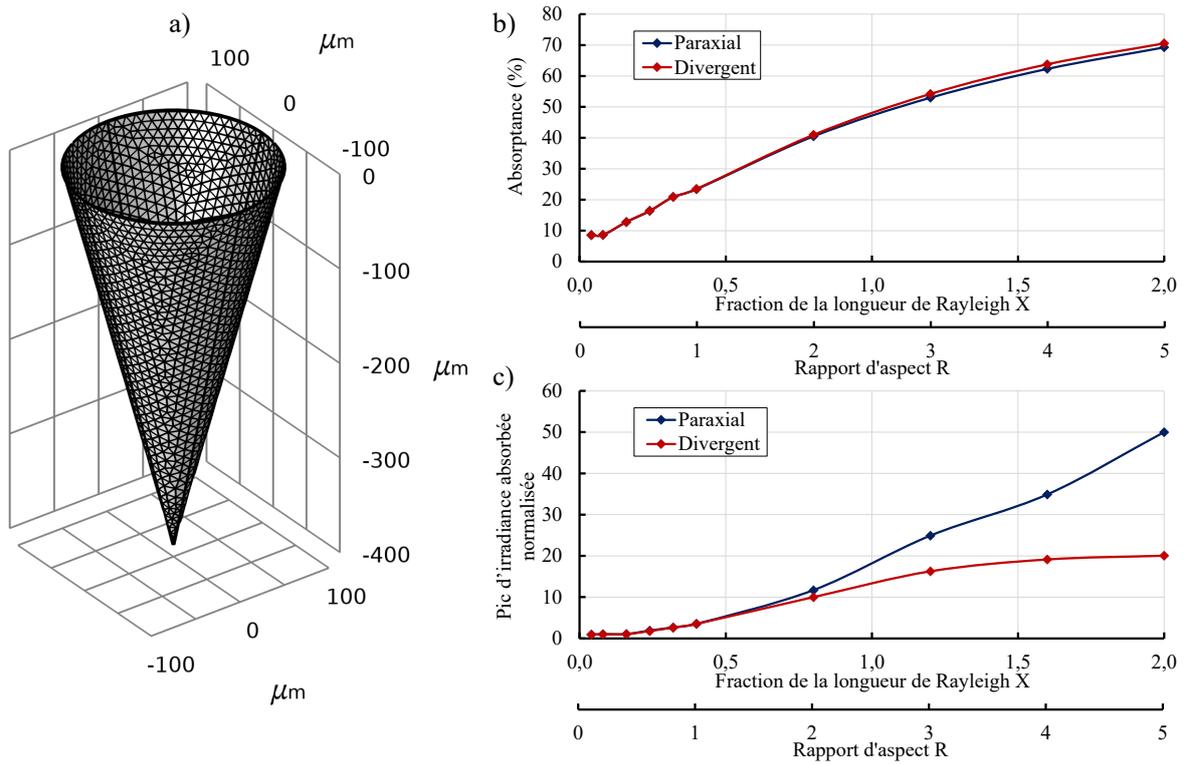


FIGURE 5.3 – a) Cavité factice utilisée pour observer l’influence de la divergence du faisceau. b) Évolution de l’absorptance et c) du pic d’irradiance absorbée normalisée dans une cavité conique de profondeur $X \times z_R$ et de diamètre d’ouverture $200 \mu\text{m}$. L’équivalence en rapport d’aspect $R = \frac{\text{profondeur}}{\text{diamètre}}$ est indiquée en seconde abscisse.

laser. Nous réalisons une étude paramétrique en faisant varier la profondeur de la cavité, avec d’une part un faisceau gaussien paraxial et d’autre part un faisceau gaussien divergent. Deux grandeurs seront comparées ici : à l’échelle globale, ce qui a été absorbé dans la cavité, à savoir l’absorptance. À l’échelle locale, l’irradiance absorbée normalisée maximale observée dans la cavité. Les résultats de cette étude sont présentés en Figure 5.3 en fonction d’une grandeur X donnant la profondeur de la cavité $h_{\text{cavité}} = X \times z_R$. Le rapport d’aspect $\gamma = h_{\text{cavité}}/d$ est également présenté à titre indicatif.

L’absorptance dans la cavité suit un profil type Gouffé [24], aussi bien dans le cas paraxial que celui divergent. Les deux évolutions sont sensiblement identiques et ne présentent pas d’écart important même à de forts rapports d’aspect. La différence majeure entre ces deux hypothèses s’observe à une échelle plus locale. À de faibles fractions de la longueur de Rayleigh ($0 \leq X \leq 0.75$), l’approximation paraxiale modélise le même pic d’irradiance qu’un faisceau divergent. Cependant, proche de la longueur de Rayleigh, et pour des valeurs plus élevées ($X \geq 0.75$), la propagation des rayons est modifiée par la prise en compte de la divergence du faisceau, ce qui a pour effet d’atténuer le pic d’irradiance obtenu par rapport à un cas paraxial. Cette atténuation est d’autant plus marquée pour de grandes valeurs de X . Le pic d’irradiance atteint une limite, autour de 20 fois l’irradiance incidente, pour le cas divergent,

5.3. ADAPTATION DU COUPLAGE RAYTRACING-EULÉRIEN AU CAS DE SOUDAGE

là où l'approximation paraxiale donne un pic 50 fois supérieur pour une profondeur de cavité deux fois plus grande que la longueur de Rayleigh.

Dans le cas du soudage laser, cette différence aura un impact majeur sur la dynamique de pénétration du capillaire de vapeur. L'évolution d'absorptance sera modélisée de la même manière peu importe l'hypothèse de propagation. Cependant, la propagation aura un impact non négligeable sur l'irradiance calculée le long du capillaire, ce qui induira à son tour des dynamiques de pénétration de capillaire fortement différentes. Si la géométrie du capillaire atteint des dimensions sensiblement proches voire plus grandes que la longueur de Rayleigh, la prise en compte de la divergence du faisceau est alors à préconiser.

Enfin, il est également intéressant d'observer comment le modèle se comporte si la distribution spatiale initiale des rayons est modifiée, en définissant par exemple une distribution homogène "top-hat". La loi normale définie par l'Equation 5.3 est alors remplacée par une loi uniforme :

$$\mathcal{P}(x_0, y_0) = \begin{cases} \frac{1}{w_0} & \text{pour } \sqrt{x_0^2 + y_0^2} \leq w_0 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (5.5)$$

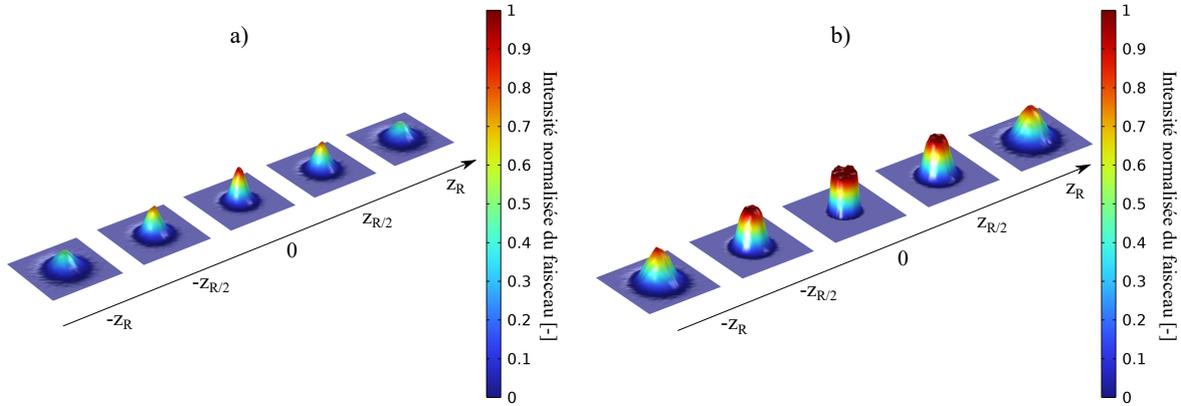


FIGURE 5.4 – Caustique du faisceau obtenu numériquement avec une distribution au plan focal **a)** gaussienne (normalisée avec $I_0 = \frac{2P}{\pi w_0^2}$) et **b)** "top-hat" (normalisée avec $I_0 = \frac{P}{\pi w_0^2}$).

En procédant ainsi, le faisceau obtenu est effectivement "top-hat" au plan focal. Cependant, le long de l'axe optique, la distribution du faisceau devient progressivement pseudo-gaussienne, comme l'illustre la Figure 5.4. Cette modification de forme de faisceau a également été observée lors de mesures expérimentales dans des travaux se concentrant sur l'influence de la défocalisation sur le procédé [90, 91]. Le présent modèle est ainsi capable de tenir compte de cette caractéristique des faisceaux "top-hat". Notons cependant que ce constat n'est que qualitatif, aucune validation expérimentale n'a été mise en place au cours de nos travaux et nécessiterait d'être réalisée à l'avenir pour vérifier quantitativement le modèle.

5.4 Résultats

5.4.1 Configuration de soudage

Étant données les fortes puissances nécessaires à la fusion/vaporisation du cuivre au cours du procédé, des précautions vis-à-vis du laser ont été nécessaires expérimentalement. Afin d'éviter au mieux que le faisceau réfléchit en surface du matériau ne vienne dégrader le chemin optique, un angle relatif β entre le faisceau incident et l'échantillon a été introduit. Contrairement à un cas de soudage laser par point, la définition de l'orientation de cet angle d'inclinaison peut avoir une importance en soudage laser. En se limitant aux cas où le faisceau est contenu dans le plan formé par la direction de soudage et la normale à l'échantillon (x,z), deux configurations sont considérées et sont illustrées en Figure 5.5. Dans le cas où le faisceau est incliné vers la direction de soudage, nous parlerons de configuration tirée ("pulling" ou "dragging" en anglais). À l'inverse, si le faisceau est incliné à l'opposé de la direction de soudage, nous parlerons de configuration poussée ("pushing" ou "piercing" en anglais). Par convention, β sera défini positif pour une configuration poussée, et négatif pour une configuration tirée. Sauf mention du contraire, les résultats présentés dans ce qui suit, aussi bien expérimentalement que numériquement, ont été réalisés en configuration poussée avec $\beta = 10^\circ$.

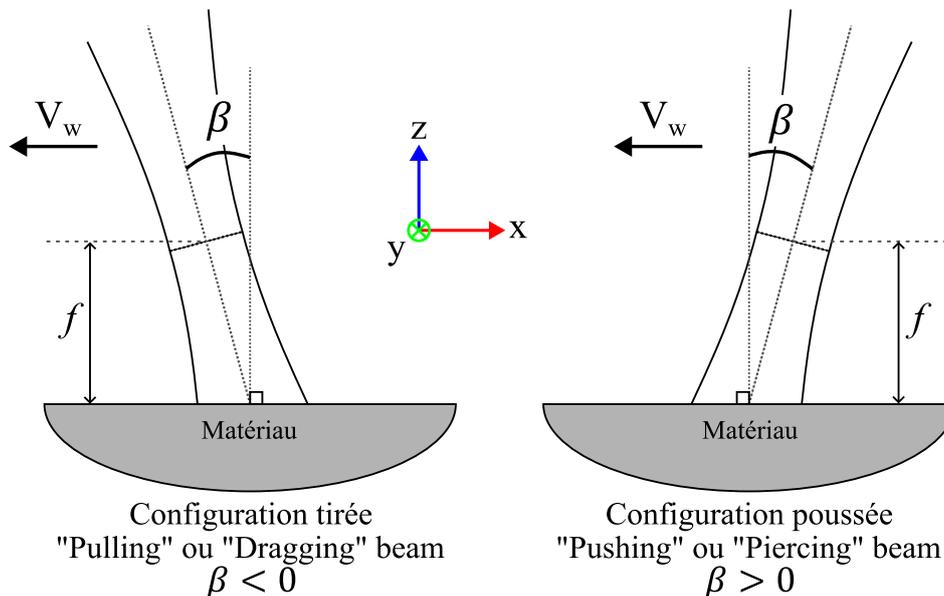


FIGURE 5.5 – Illustration des différentes configurations de soudage "tirée" et "poussée".

La méthode de divergence de faisceau développée précédemment a été implémentée au modèle numérique complet pour se rapprocher de la configuration expérimentale employée par l'IFSW. Pour les essais expérimentaux servant à la confrontation avec les résultats numériques, le laser a été défocalisé par rapport à la surface de l'échantillon d'une hauteur f . Par convention, f sera défini positive si le plan focal du faisceau se trouve au dessus de l'échantillon, comme illustré en Figure 5.5, et négatif dans le cas contraire.

5.4.2 Application à un cas de soudage

5.4.2.1 Paramètres opératoires

Le modèle multiphysique développé jusqu'à présent est appliqué à un cas de soudage laser, dont les paramètres procédés sont décrits en Table 5.4. Dans un premier temps, et afin de réduire le temps de calcul d'un tel modèle, la génération de la plume de vapeur étudiée au chapitre précédent ne sera pas modélisée. Seul le comportement thermohydrodynamique du bain de fusion dirigé par les multiples réflexions du faisceau (modélisées par lancer de rayons) sera étudié ici. Notons toutefois qu'un cas comparatif entre une modélisation complète, incluant vapeur et multiples réflexions, et une modélisation sans vapeur sera présentée par la suite permettant de donner des éléments de discussion sur les effets de chaque phénomène physique.

Paramètre procédé [unité]	Symbole	Valeur
Puissance laser [kW]	P	16
Vitesse de soudage [m/min]	V_w	30
Diamètre de faisceau [μm]	d	400
Défocalisation [mm]	f	1.75
Longueur de Rayleigh [mm]	z_R	2
Diamètre défocalisé [μm]	d_f	531.5
Inclinaison du faisceau [$^\circ$]	β	10

TABLE 5.4 – Récapitulatif des paramètres procédé

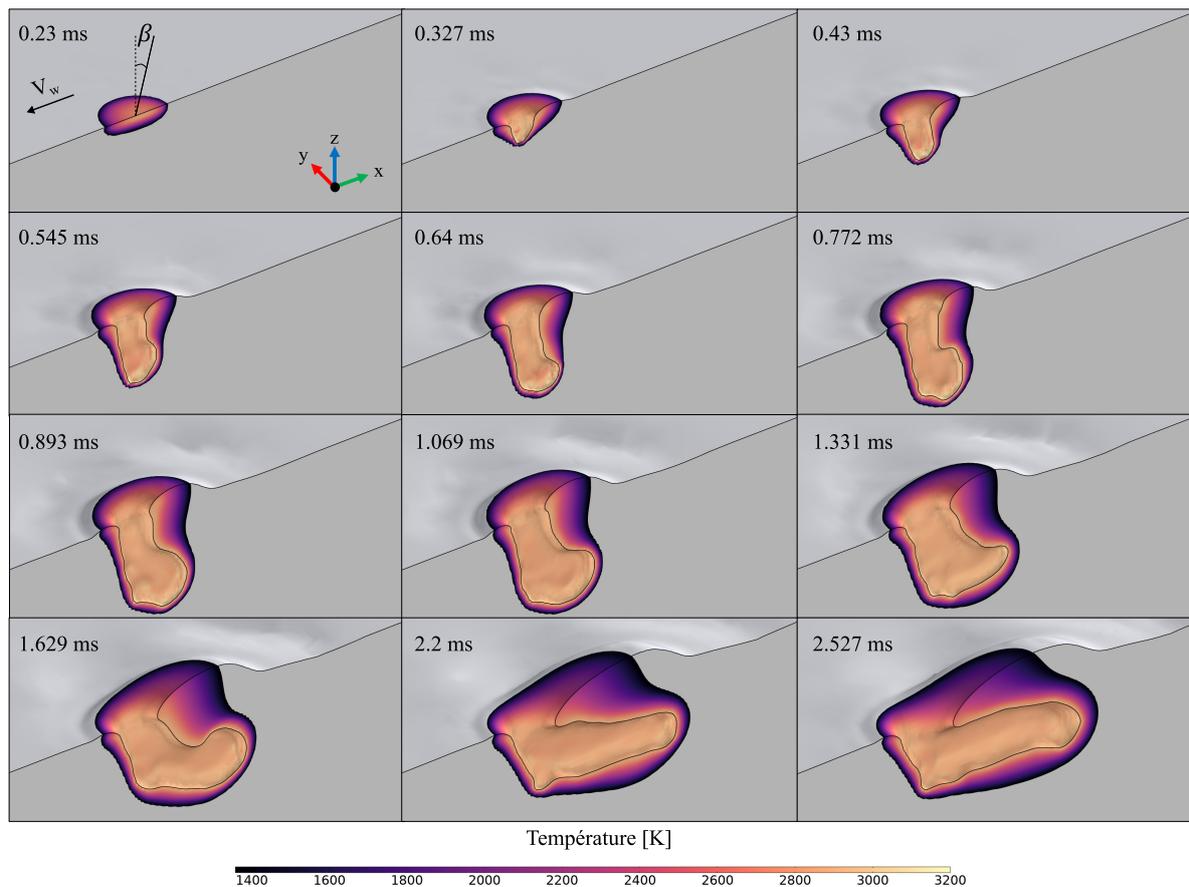
Pour les différents essais réalisés, une puissance de 16 kW a été employée, pour un diamètre de faisceau de 400 μm . Le faisceau laser étant défocalisé à 1.75 mm au dessus de la surface de l'échantillon, le diamètre réel à la surface du matériau est en réalité de 531.5 μm . Pour la première exploitation du modèle et la description générale du comportement de ce dernier, une vitesse de soudage V_w de 30 m/min est imposée. Nous verrons par la suite l'influence de cette vitesse de soudage sur la dynamique du procédé.

5.4.2.2 Comportement général du modèle

Le développement du bain de fusion et du capillaire obtenu, dans les conditions de soudage définie précédemment, est illustré en Figure 5.6. Les évolutions des dimensions caractéristiques du capillaire et du bain de fusion sont également présentées en Figure 5.7. À l'instar des évolutions présentées auparavant en soudage laser par point, nous observons une première phase au cours de laquelle la surface de l'échantillon monte en température. Après avoir atteint la température de fusion de l'échantillon, un bain de fusion aux dimensions proches de celle du faisceau est formé. Environ 230 μs après le début de l'interaction laser-matière, la surface du bain de fusion atteint le point de vaporisation du cuivre, à $T_v = 2868 K$. Dès lors, la pression de recul induite par la vaporisation déforme le métal liquide et le capillaire se forme. Bien que l'opération de soudage soit réalisée en configuration poussée avec un faisceau

5.4. RÉSULTATS

incliné à l'opposé de sa direction d'avance, le capillaire est également incliné vers l'arrière du fait de la vitesse de soudage. Ce dernier s'approfondit au cours du temps jusqu'à atteindre une profondeur de l'ordre de $700 \mu\text{m}$ environ 0.4 ms après le début de la vaporisation. La largeur du bain de fusion, initialement proche de la taille du faisceau ($560 \mu\text{m}$) s'élargit par diffusion de la chaleur au sein du matériau, mais se stabilise autour d'une valeur relativement proche du diamètre du faisceau ($\approx 680 \mu\text{m}$) du fait de la forte diffusivité thermique du cuivre. Après 0.7 ms d'interaction entre le faisceau et la matière, une bulle se forme au fond du capillaire et continue de croître jusqu'à plusieurs ms après le début de l'interaction. La température au sein de ce capillaire est homogène et proche du point de vaporisation du matériau. De ce fait, une pression de recul est appliquée le long du capillaire et vient s'opposer à la gravité et aux phénomènes de tension de surface. Le bain de fusion s'allonge vers l'arrière jusqu'à atteindre plusieurs mm. Lorsque la bulle se forme à l'arrière, le faisceau n'étant plus piégé au sein d'un capillaire majoritairement cylindrique, la distribution d'irradiance le long de la paroi s'en voit modifiée. Les réflexions du faisceau s'effectuant dans la bulle et non plus à l'avant du capillaire, l'irradiance sur le front avant est diminué ainsi que la profondeur du capillaire ($\approx 560 \mu\text{m}$), qui tend vers une valeur inférieure à la profondeur maximale observée au cours de l'interaction ($\approx 720 \mu\text{m}$).



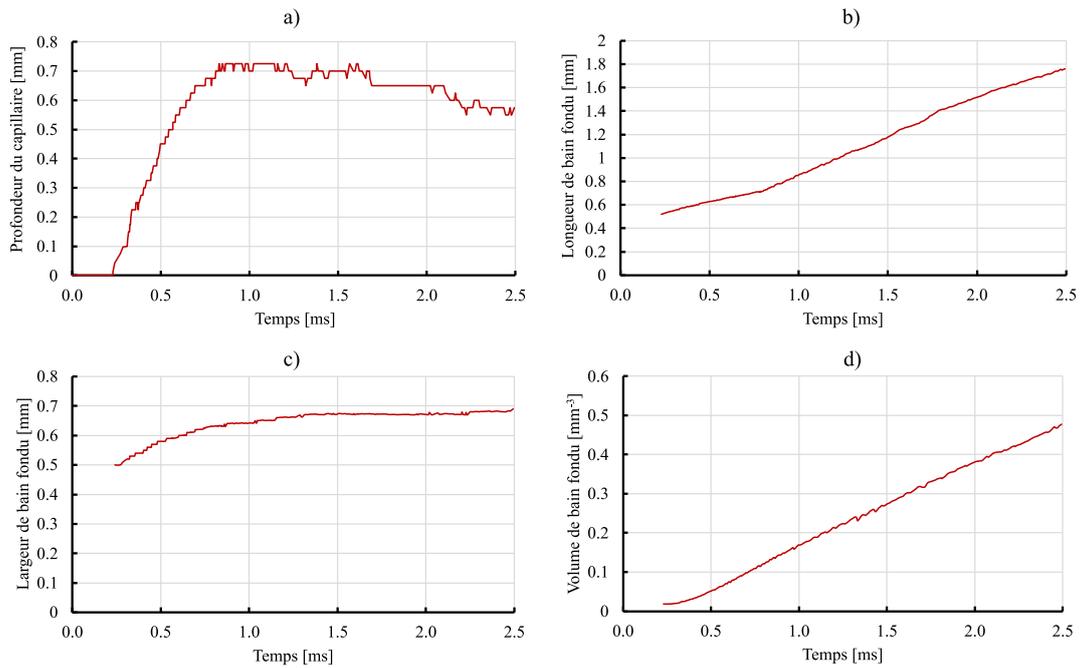


FIGURE 5.7 – Évolution des dimensions du capillaire et du bain de fusion au cours du procédé. **a)** Profondeur du capillaire. **b)** Longueur du bain de fusion. **c)** Largeur du bain de fusion. **d)** Volume de bain fondu. Paramètres procédé : $P = 16$ kW, $d = 400$ μm et $V_w = 30$ m/min.

La présence du volume de liquide au dessus du capillaire de vapeur peut sembler non physique. En effet, au cours du procédé, une telle masse de liquide devrait être sujette à une interaction avec le jet de vapeur produit à l'avant du capillaire, ce qui induirait des éjectas de métal liquide. La modélisation de ce jet de vapeur n'étant actuellement pas prise en compte dans la simulation, la présence de ce liquide reste possible. Nous verrons par la suite l'influence de l'ajout de cette plume de vapeur sur l'écoulement du bain de fusion. Notons toutefois que d'après notre simulation, la pression de recul à elle seule est suffisante pour maintenir le capillaire ouvert.

Bien que des mesures d'imagerie aux rayons X aient été réalisées à l'IFSW pour les paramètres étudiés et présentés ici, aux fortes vitesses ($V_w \geq 25$ m/min), les images obtenues n'ont pas pu être analysées. Les profondeurs de bain de fusion restants relativement faibles (≤ 1 mm) et la réflectivité élevée du cuivre induisant une saturation en surface de l'échantillon, un profil net du capillaire a pu difficilement être obtenu. En Annexe D sont présentées les images obtenues pour différentes configurations. Pour la prochaine vitesse employée, à $V_w = 10$ m/min, des images moins saturées ont pu être obtenues et serviront de confrontation aux résultats du modèle.

5.4.2.3 Propagation du faisceau dans le capillaire

Intéressons nous maintenant au couplage entre le faisceau et la matière au cours du procédé. La propagation du faisceau, modélisée dans sa formulation divergente décrite en 5.3.2, dans le capillaire de vapeur est présentée en Figure 5.8. Le faisceau, incliné de $\beta = 10^\circ$ et défocalisé de $f = 1.75 \text{ mm}$, diverge jusqu'en surface du matériau pour atteindre un diamètre de l'ordre de $560 \mu\text{m}$. Les rayons composants ce faisceau se réfléchissent de manière spéculaire suivant les lois de l'optique géométrique sur le front avant du capillaire en y déposant localement une fraction α_λ de leur puissance. Ces derniers se propagent par la suite vers l'arrière du capillaire et subissent, dans la configuration présentée, un grand nombre de réflexions, diminuant leur puissance contenue mais augmentant l'absorptance globale au sein du capillaire. Après plusieurs réflexions, soit les rayons sortent du capillaire, soit leur puissance n'est plus assez élevée pour modifier de manière significative l'irradiance le long du capillaire.

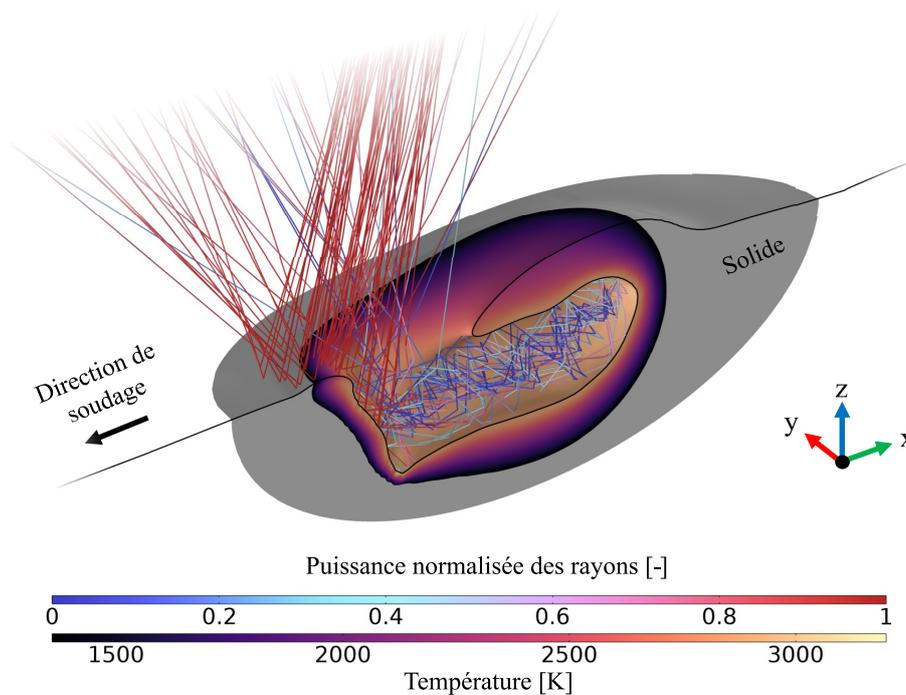


FIGURE 5.8 – Propagation du faisceau au sein du capillaire de vapeur. Représentation du champ de température [K] et de la puissance normalisée contenue dans chaque rayon.
Paramètres procédé : $P = 16 \text{ kW}$, $d = 400 \mu\text{m}$ et $V_w = 30 \text{ m/min}$.

À l'échelle globale, nous pouvons observer l'intensification du couplage laser-matière au travers de l'absorptance mesurée au cours du temps (Figure 5.9). Cette dernière, à mesure que le capillaire croît, augmente progressivement pour passer de l'absorptivité intrinsèque du matériau α_λ à 2-3 fois cette valeur en moins d'une ms. Après une ms de temps d'interaction, l'absorptance subit une croissance moins importante que précédemment. Bien que le capillaire continue de s'élargir, dans notre cas vers l'arrière, les rayons quittent la cavité avant d'avoir pu déposer toute leur puissance le long du capillaire. Il en résulte qu'après 2.5 ms d'interaction,

une absorptance inférieure à 40% est mesurée, signifiant que 60% de la puissance du faisceau serait toujours disponible pour la fusion/vaporisation du matériau. Des fluctuations importantes sont également observées, mettant en avant l'aspect dynamique du couplage entre le faisceau et la matière : toute déformation du bain de fusion entraîne une redistribution de l'irradiance à la surface du capillaire, qui va à son tour modifier la dynamique d'écoulement du métal liquide par ses moteurs d'écoulement principaux, tels que la pression de recul ou les effets de tension de surface. Nous pouvons également observer l'évolution de cette absorptance, non pas en fonction du temps, mais en fonction du rapport d'aspect du capillaire, comme nous l'avons fait dans les chapitres précédents. Nous prenons pour cela un rapport d'aspect γ défini comme la profondeur du capillaire sur le diamètre du faisceau. Notons qu'il est possible ici de choisir entre le diamètre du faisceau au plan focal ou celui du faisceau défocalisé, mais le choix de l'un par rapport l'autre n'aurait pour effet que d'étirer ou à l'inverse contracter la courbe horizontalement, et ne modifierait pas ainsi l'allure observée. Nous prendrons donc ici le diamètre du faisceau à son plan focal, à savoir $d = 400 \mu\text{m}$. En procédant ainsi, nous pouvons observer que dans le cas présent, l'absorptance ne croît pas suivant une loi de type Gouffé [24] mais quasi linéairement avec le rapport d'aspect.

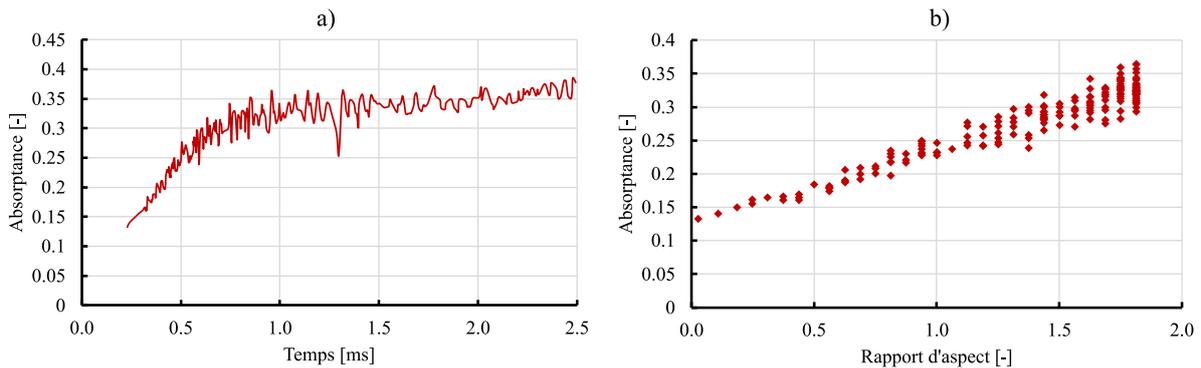


FIGURE 5.9 – Absorptance au sein du capillaire au cours du procédé en fonction **a)** du temps et **b)** du rapport d'aspect du capillaire. Paramètres procédé : $P = 16 \text{ kW}$, $d = 400 \mu\text{m}$ et $V_w = 30 \text{ m/min}$.

D'un point de vue plus local, l'irradiance maximale (Figure 5.10) observée à la surface du capillaire augmente drastiquement dans les premiers instants après le début de la vaporisation, pour atteindre jusqu'à 10 fois l'intensité incidente du faisceau. Lorsque le capillaire s'est approfondi et que ce dernier commence à s'élargir vers l'arrière, les rayons peuvent se propager sur une surface plus grande et sont ainsi moins concentrés localement. Après 0.5 ms d'interaction entre le faisceau et la matière, et pour la suite de l'interaction, le pic d'irradiance mesuré oscille entre 2 et 4 fois l'intensité incidente du faisceau. En plus de l'élargissement du capillaire, le faisceau incident continue également de diverger à mesure que le capillaire s'approfondit. Comme nous avons pu le voir lors de notre étude auxiliaire de propagation d'un faisceau divergent dans un capillaire géométrique, ce phénomène n'a que peu d'influence sur l'absorptance au sein du capillaire, mais modifie de manière significative la répartition locale d'irradiance en surface du bain de fusion.

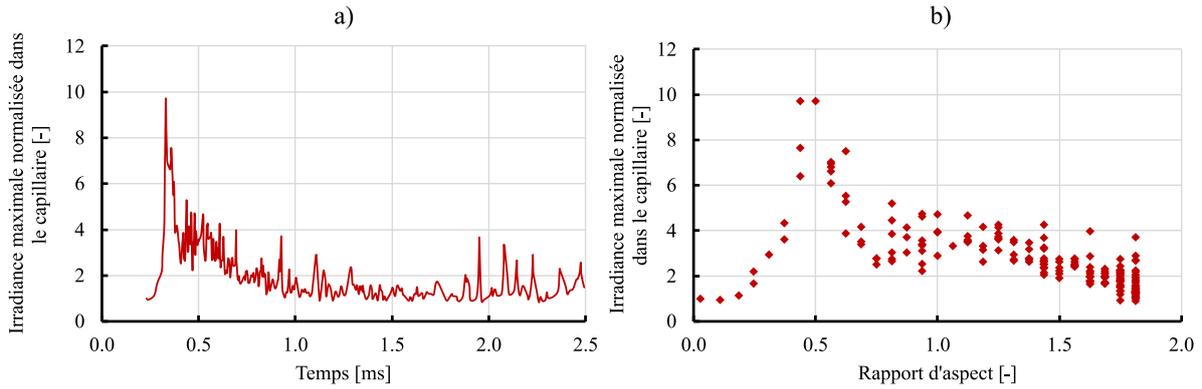


FIGURE 5.10 – Irradiance maximale normalisée au sein du capillaire en fonction **a)** du temps et **b)** du rapport d’aspect du capillaire. Paramètres procédé : $P = 16$ kW, $d = 400$ μm et $V_w = 30$ m/min.

Notons une fois de plus que les constats réalisés avec le présent modèle ne tiennent pas compte de l’impact de la vapeur sur l’hydrodynamique du bain de fusion. La géométrie du capillaire pouvant être modifiée par la prise en compte de la vapeur, la propagation du faisceau dans ce dernier s’en trouvera inévitablement impactée.

5.4.2.4 Application de la méthode de raffinement du maillage

Avant de continuer notre étude en faisant varier la vitesse de soudage, observons l’efficacité de la méthode de raffinement adaptatif du maillage (AMR) mise en place pour notre modèle. Pour rappel, cette dernière nous permet de mailler finement les régions du domaine de résolution nécessitant une attention particulière, et ce à l’aide d’un critère spatial de remaillage actualisé à chaque fois que le calcul s’arrête pour calculer la propagation du faisceau dans le capillaire. Nous présentons ainsi l’évolution du nombre de degrés de liberté (DOFs) au cours de la simulation en Figure 5.11. Aux premiers instants de la simulation, et jusqu’à la vaporisation en surface du matériau, le nombre de degrés de liberté reste relativement faible, aux alentours de 200 000. À partir de ce moment, étant donné que le capillaire et le bain de fusion croissent, le volume de bain fondu nécessitant un maillage fin augmente. Comme nous avons pu le voir en Figure 5.7, le volume de bain fondu augmente linéairement avec le temps, ce qui se reflète également sur l’évolution du nombre de DOFs. Dans les derniers pas de temps présentés, 2.5 ms après le début de l’interaction, le nombre de DOFs a augmenté fortement, pour atteindre environ 1 200 000 DOFs. Cette valeur se rapproche d’un cas où le domaine aurait été maillé finement dans son entièreté, mais avec une taille de maille initiale plus élevée.

La méthode de raffinement adaptatif du maillage développée pour cette simulation présente les caractéristiques suivantes :

- En amont de la simulation, nous pouvons décider d’employer une taille de maille identique à un cas sans AMR, ce qui réduirait le temps de calcul dans les premiers instants de la simulation, ou réduire cette taille de maille pour plus de précision numérique.

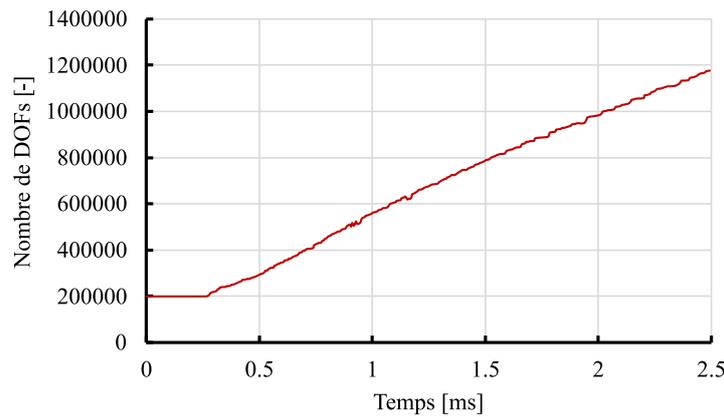


FIGURE 5.11 – Nombre de degrés de liberté (DOF) au cours du procédé. Paramètres procédé : $P = 16$ kW, $d = 400$ μm et $V_w = 30$ m/min.

- Peu importe la décision, en début de simulation le nombre de degrés de liberté nécessaires est largement réduit dans un cas avec AMR.
- Cependant, à mesure que la simulation progresse et que la zone respectant le critère de remaillage s'élargit, l'efficacité de la méthode diminue.

Cette méthode de raffinement de maillage est donc très efficace pour simuler "rapidement" la formation transitoire du capillaire de vapeur et du bain de fusion. Cependant, elle devrait par la suite être combinée à d'autres méthodes observées dans la littérature ayant déjà fait leur preuve pour simuler des procédés de fusion similaires. Notons par exemple la méthode développée par Courtois et al. [114] consistant en l'utilisation de maillages différents pour chaque physique représentée. Une taille de maille adéquate pour chaque physique est ainsi employée pour ne pas alourdir le modèle inutilement. Cette méthode permet ainsi aux auteurs de calculer en quelques jours un modèle nécessitant environ un mois auparavant, sans dégrader de manière significative les résultats obtenus. En combinant les deux méthodes, nous pourrions ainsi appliquer non pas un remaillage global à un maillage unique, mais un remaillage pour chaque maillage lié à chacune des physiques représentées.

5.4.3 Diminution de la vitesse de soudage - $V_w = 10$ m/min

Dans un premier temps, nous allons diminuer la vitesse de soudage, en passant de $V_w = 30$ m/min à 10 m/min. Tous les autres paramètres opératoires sont conservés. Dans cette configuration, des étapes de formation du bain de fusion et du capillaire similaires aux résultats présentés à $V_w = 30$ m/min sont observées, et sont illustrés en Figure 5.12. Cependant, étant donnée que la vitesse de soudage est plus faible, un bain de fusion plus large que précédemment est calculé, passant de 690 μm à 722 μm . Une fois que le processus de vaporisation se met en place, le capillaire se forme. À cette vitesse, le capillaire adopte une géométrie cylindrique sur une plus grande profondeur que pour le cas précédent. Ce dernier est également moins incliné par rapport à l'axe vertical. Nous reviendrons sur ce point par la suite. Après plus d'une ms d'interaction entre le faisceau et la matière, une légère bulle est observée au pied du capillaire,

5.4. RÉSULTATS

et commence à croître vers l'arrière, indiquant la fin de la croissance verticale du capillaire.

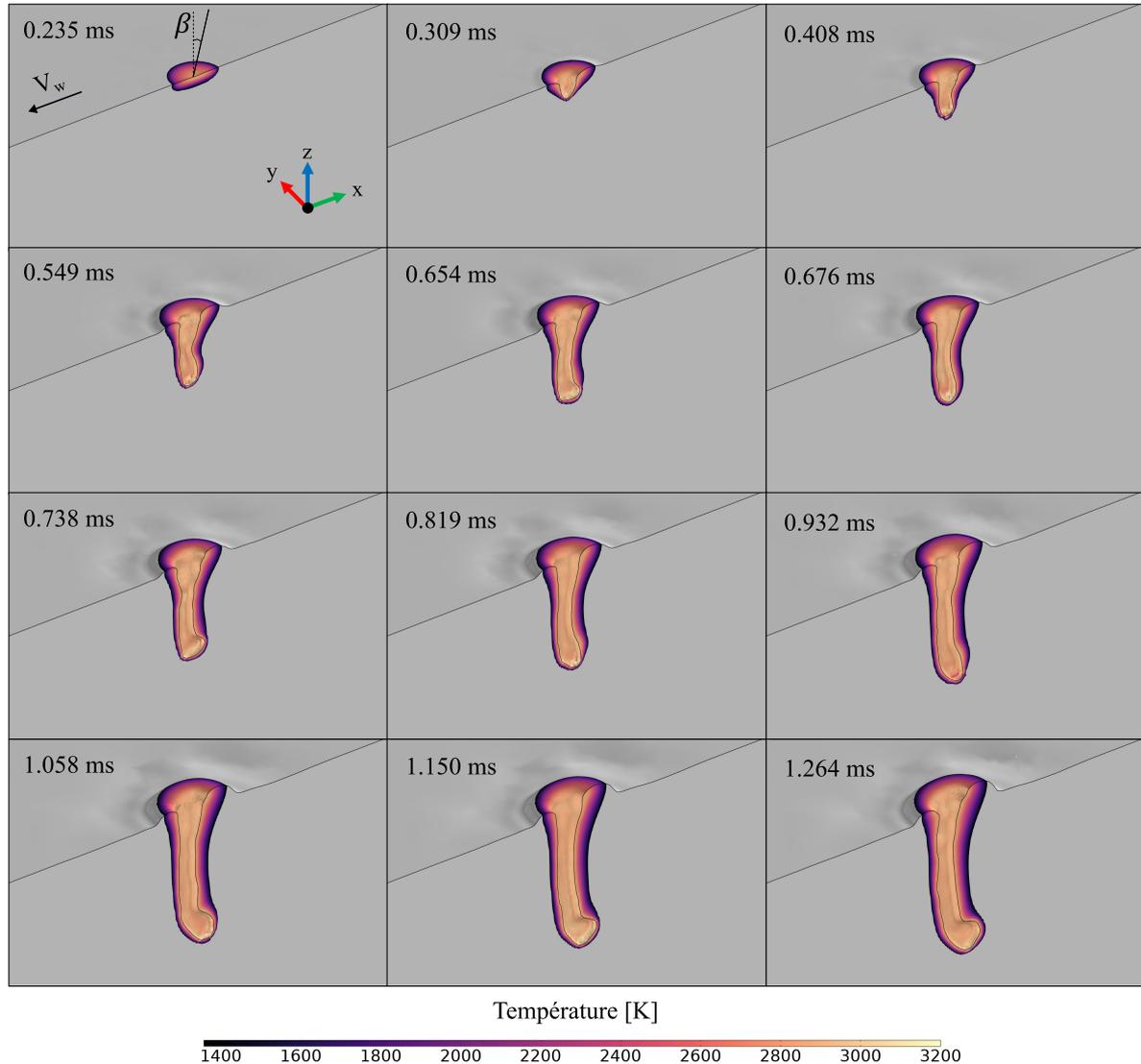


FIGURE 5.12 – Développement du bain de fusion et du capillaire de vapeur au cours du temps, représentation du champ de température et de la surface libre. La zone grise représente le métal solide. Paramètres procédé : $P = 16 \text{ kW}$, $d = 400 \mu\text{m}$ et $V_w = 10 \text{ m/min}$.

Pour cette paramétrie, les observations aux rayons X obtenues par l'IFSW sont plus nettes. La séquence de formation du capillaire observée expérimentalement est présentée en Figure 5.13. Comme pour les résultats numériques, nous pouvons observer que le capillaire adopte dans les premiers instants de l'interaction une géométrie cylindrique. À partir d'un moment (noté t_3 dans la figure), une déflexion du capillaire vers l'arrière est observée et une bulle se forme. Cette dernière, dirigée par les réflexions du faisceau ainsi que par le jet de vapeur induit au front avant du capillaire, s'amplifie et remonte en surface. Une fois remontée en surface, cette dernière éjecte du métal liquide sous forme de gouttelettes, et le capillaire adopte une forme en U dans la suite de l'interaction. Pour ce cas précis, les étapes de formation

5.4. RÉSULTATS

du capillaire peuvent être résumées ainsi :

- Fusion et vaporisation en surface du matériau.
- Croissance d'un capillaire de vapeur cylindrique.
- Formation d'une bulle au pied du capillaire.
- Croissance de cette bulle et ascension en surface guidée par multiples réflexions et jet de vapeur
- Éjection de métal liquide suite à la remontée de la bulle en surface.
- Géométrie quasi-stationnaire en U du capillaire de vapeur pour le reste du tir.

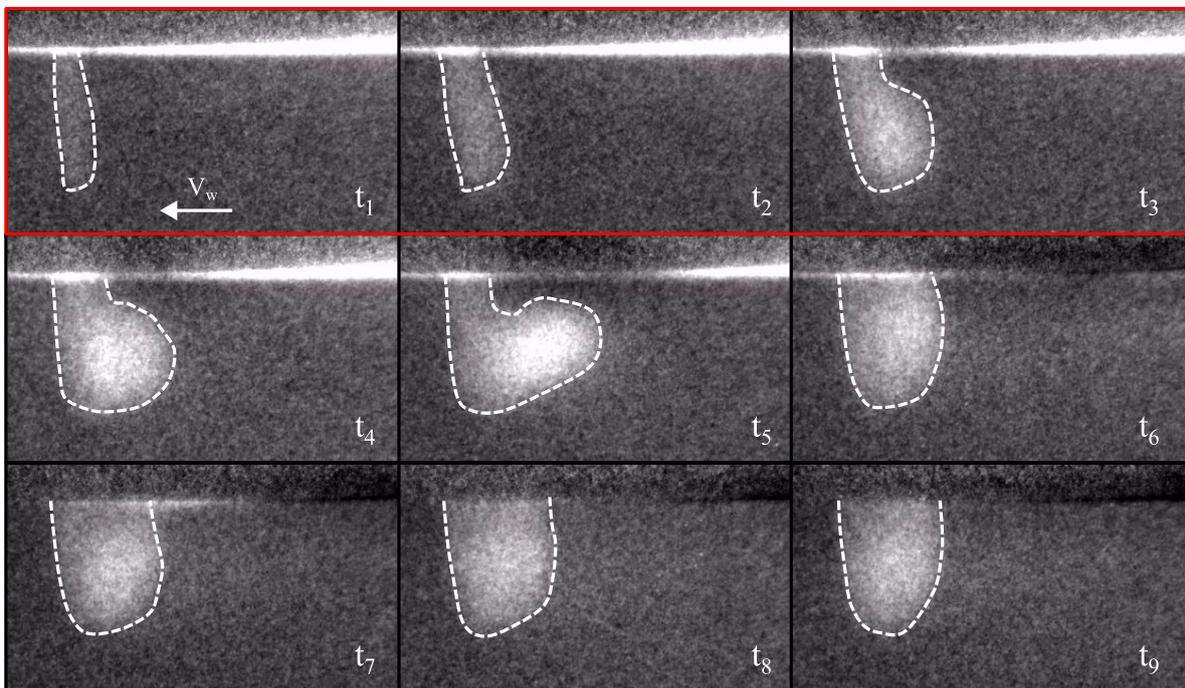


FIGURE 5.13 – Observation du capillaire de vapeur par imagerie rayons X, réalisée par *Eveline Reinheimer* à l'IFSW. En rouge sont encadrées les phases de développement du capillaire représentées par le modèle numérique. Cuivre Cu-K75, à $P = 16$ kW, $d = 400 \mu\text{m}$ et $V_w = 10$ m/min.

Ces dernières étapes de croissance de la bulle au sein du capillaire et d'éjections de métal liquide en surface ne sont pas encore observées numériquement, faute de convergence numérique du modèle passé un certain temps d'interaction. De plus, à l'heure actuelle il est difficile à dire si nous pouvons observer une remontée de la bulle en surface avec le modèle, étant donné que le jet de vapeur n'est pas modélisé. Cependant, le modèle semble montrer pour l'instant une bonne capacité à simuler la formation transitoire du capillaire lorsque cette dernière est principalement dirigée par les multiples réflexions du faisceau et non par l'hydrodynamique de la plume de vapeur.

5.4.4 Augmentation de la vitesse de soudage - $V_w = 36$ m/min

Le dernier cas que nous observerons avec précision, de l'autre côté de la balance, est réalisé pour un cas de soudage laser avec une vitesse de soudage plus importante que le cas de référence, avec $V_w = 36$ m/min. La vitesse ayant légèrement augmentée, et contrairement au cas précédent, la largeur du bain de fusion diminue légèrement pour atteindre environ $643 \mu m$ lorsque le capillaire est formé. Les étapes de formation du capillaire sont similaires à celles observées pour un tir à $V_w = 30$ m/min : dans un premier temps, le capillaire est assimilable à une géométrie cylindrique inclinée vers l'arrière, puis à partir d'un certain temps d'interaction laser-matière une bulle se forme au pied du capillaire. Cependant, la profondeur atteinte par cette dernière diminue légèrement pour atteindre environ $600 \mu m$ au maximum, puis diminue lorsque le capillaire s'ouvre vers l'arrière et atteint finalement une profondeur d'environ $450 \mu m$. De plus, du fait d'une vitesse d'avance plus élevée, le front avant est légèrement plus incliné que dans le cas de référence, avec un angle de 27° contre 24° à $V_w = 30$ m/min. Ces évolutions vont dans le sens attendu d'une augmentation de la vitesse de soudage.

Une fois de plus, nous pouvons observer que le capillaire s'étend à l'arrière du faisceau, avec une masse de liquide en suspension, qui ne s'écroule pas du fait de la pression de recul locale, mais n'est pas non plus éjectée étant donné que le jet de vapeur n'est pas modélisé. Nous allons voir, pour cette configuration, l'influence de la prise en compte du jet de vapeur avec la modélisation proposée au chapitre précédent.

5.4.5 Influence du jet de vapeur

Pour modéliser la formation du jet de vapeur et son influence sur l'hydrodynamique du bain de fusion, les équations de conservation (5.6) de la masse et du champ de phases (5.7) sont modifiées en y introduisant les termes sources décrits au Chapitre 4 :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = \dot{m} \left(\frac{1}{\rho_v} - \frac{1}{\rho_l} \right) \delta \quad (5.6)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \phi - \dot{m} \delta \left(\frac{1 - \phi}{\rho_v} + \frac{\phi}{\rho_l} \right) = \gamma \vec{\nabla} \cdot \left[\epsilon \vec{\nabla} \phi - \phi(1 - \phi) \frac{\vec{\nabla} \phi}{|\vec{\nabla} \phi|} \right] \quad (5.7)$$

Toutes les autres équations de conservation restent inchangées. Les étapes de formations du bain de fusion et du capillaire sont présentées à différents instants en Figure 5.15. Tant que la température en surface du bain de fusion reste inférieure à la température de vaporisation du cuivre, aucune différence n'est observée par rapport à une modélisation ne tenant pas compte du jet de vapeur. Cependant, lorsque la température en surface excède la température de vaporisation et que les termes sources introduits dans les équations de conservation deviennent non nuls, le comportement dynamique du bain de fusion varie, et une plume de vapeur est également générée au dessus du bain de fusion. Sur la Figure 5.15, la plume de vapeur est

5.4. RÉSULTATS

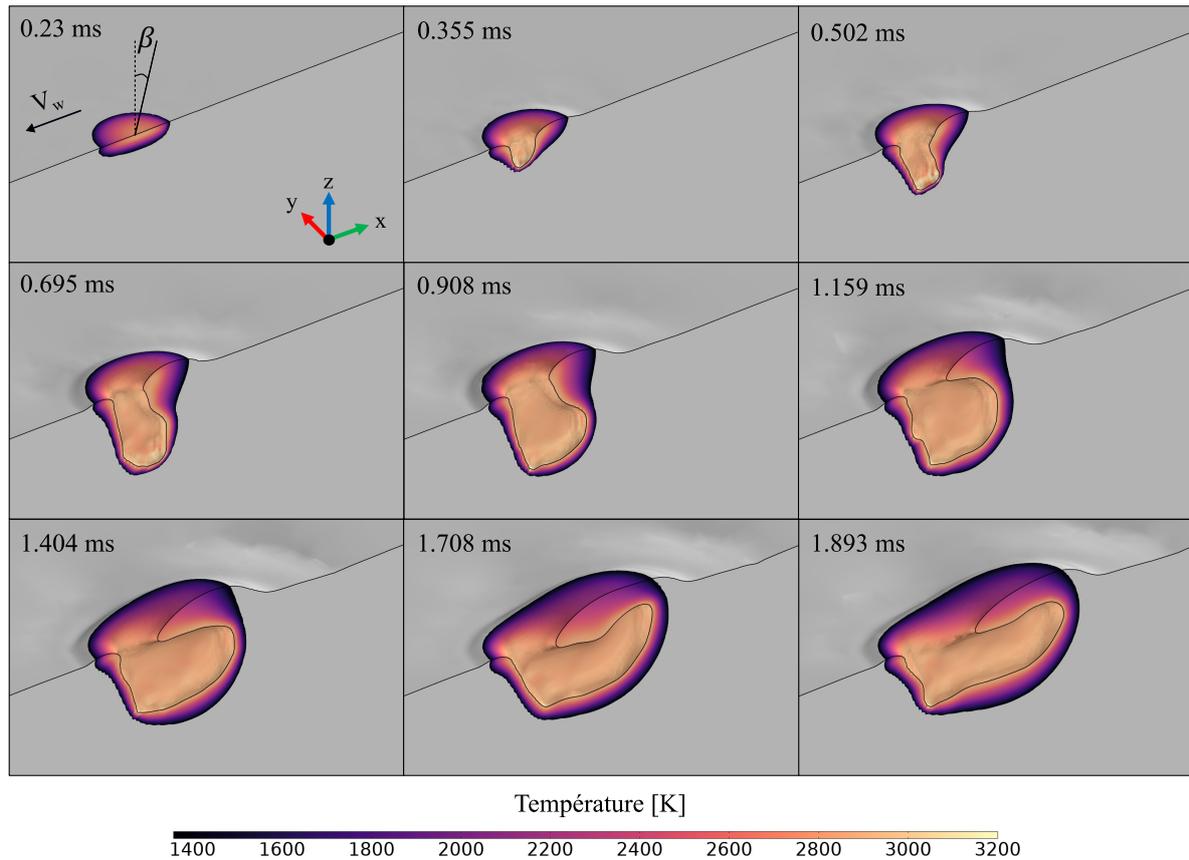


FIGURE 5.14 – Influence de l’augmentation de la vitesse de soudage, représentation du champ de température et de la surface libre. La zone grise représente le métal solide.
Paramètres procédé : $P = 16 \text{ kW}$, $d = 400 \mu\text{m}$ et $V_w = 36 \text{ m/min}$.

représentée par le suivi d’une iso-valeur de température au cours du temps, illustrée en gris transparent. Après le début de la vaporisation ($t = 255 \mu\text{s}$), un capillaire de vapeur se forme et croît rapidement. En moins de $300 \mu\text{s}$, ce dernier atteint une profondeur d’environ $600 \mu\text{m}$. À $t = 846 \mu\text{s}$, une déflexion à l’arrière du bain de fusion est observée, similaire à l’initiation d’une bulle dans les cas présentés sans prise en compte de la plume de vapeur. Cependant, dans le cas présent, le capillaire adopte rapidement une géométrie ouverte, pour laquelle aucune bulle ne se forme. Le métal liquide est repoussé vers l’arrière par le jet de vapeur qui maintient le capillaire ouvert, et empêche qu’une masse de liquide persiste au dessus du capillaire. Nous pouvons également remarquer que la température en surface du bain de fusion n’y est plus homogène. Le front avant est globalement toujours proche de la température de vaporisation, mais l’arrière du bain de fusion présente des zones de températures plus ou moins élevées. La plume de vapeur formée à des vitesses de l’ordre de quelques m/s transporte la chaleur hors du bain de fusion, ce qui diminue également localement la pression de recul induite. Enfin, des fluctuations sont observées sur le front avant du capillaire. Une ondulation se forme au milieu du front avant. Cette dernière, préférentiellement irradiée par le faisceau du fait de son inclinaison, monte en température et la pression de recul induite la pousse vers le bas du capillaire.

5.4. RÉSULTATS

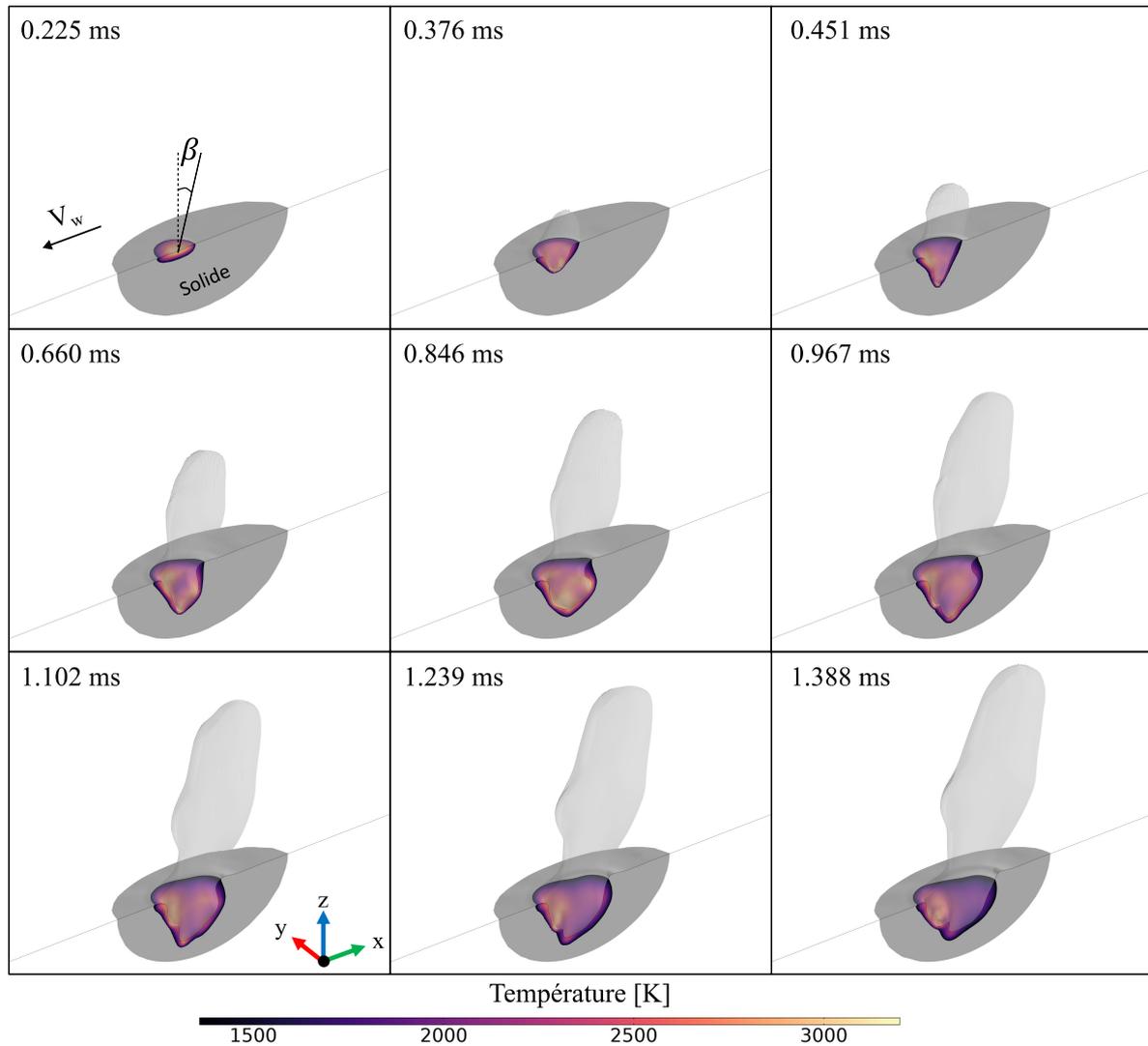


FIGURE 5.15 – Développement du bain de fusion, du capillaire et de la plume de vapeur au cours du temps, représentation du champ de température et de la surface libre. La zone grise représente le métal solide. Paramètres procédé : $P = 16 \text{ kW}$, $d = 400 \mu\text{m}$ et $V_w = 36 \text{ m/min}$.

En Figure 5.16 sont illustrés les capillaires et bains de fusion obtenus pour des simulations sans (gauche) et avec (droite) prise en compte du jet de vapeur, à un même instant de simulation $t = 1.5 \text{ ms}$. L'influence de la plume de vapeur sur le comportement du bain de fusion est aisément observable. Notons également que la prise en compte du jet de vapeur a également modifié la géométrie du capillaire au niveau du front avant. La profondeur de ce dernier après $t = 1.5 \text{ ms}$ d'interaction atteint environ $550 \mu\text{m}$ contre $450 \mu\text{m}$ dans le cas dépourvu de vapeur. De plus, l'angle d'inclinaison du capillaire est quant à lui légèrement diminué, avec un angle d'environ 20° dans le cas présent contre 27° précédemment. Il serait donc intéressant de relancer les calculs pour tous les paramètres opératoires étudiés au cours de ce chapitre. Cependant, le simple ajout de la modélisation du jet de vapeur induit inévitablement un coût numérique non négligeable. D'une part, la nécessité de modéliser l'expansion de la vapeur augmente le nombre de degrés de liberté à simuler. D'autre part, et comme nous l'avions

5.4. RÉSULTATS

déjà fait remarquer au Chapitre 4, le pas de temps nécessaire pour une telle simulation est également réduit, augmentant la durée de simulation globale. À titre de comparaison, pour le jeu de paramètres opératoires utilisé pour la comparaison des deux modèles, une simulation sans le jet de vapeur prend moins d'une semaine pour simuler 1.5 ms d'interaction contre 3 à 4 semaines pour le même cas avec le jet de vapeur. Néanmoins, les résultats obtenus restent encourageant pour la suite de l'utilisation de ce modèle. Gardons en tête qu'une réduction des temps de calculs restent envisageable avec des méthodes déjà existantes dans la littérature sur des modèles numériques équivalents.

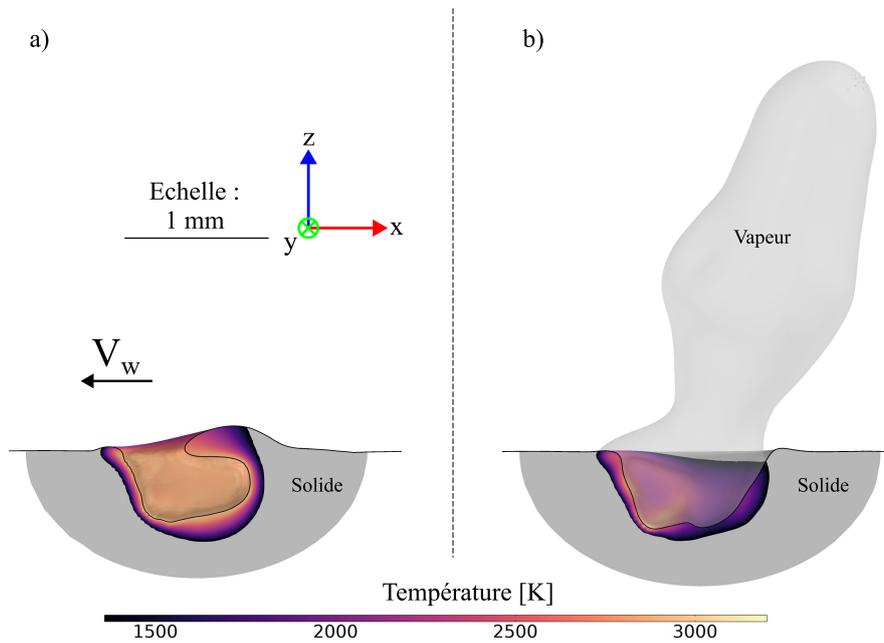


FIGURE 5.16 – Influence du jet de vapeur sur la dynamique du bain de fusion. Simulation **a)** sans et **b)** avec prise en compte de la formation du jet de vapeur. Paramètres procédé : $P = 16 \text{ kW}$, $d = 400 \mu\text{m}$ et $V_w = 36 \text{ m/min}$ à $t = 1.5 \text{ ms}$ après le début du tir.

Bien que le modèle n'est pas encore été appliqué à une large gamme de paramètres opératoires, nous pouvons extrapoler quelques conclusions quant à l'impact de la vapeur sur la stabilité du bain de fusion. Nous avons pu observer que la plume de vapeur a une tendance à déplacer le liquide vers l'arrière. Lorsque la vitesse de soudage est importante, la quantité de métal liquide impactée par la plume n'est pas importante. Dans cette configuration, l'hydrodynamique du bain de fusion sera préférentiellement stable. À l'inverse, lorsque la vitesse est faible, le capillaire de vapeur pénètre plus profondément dans la matière. La vapeur va pouvoir mettre en mouvement une plus grande quantité de métal liquide, et ainsi déstabiliser plus fortement l'écoulement du bain en induisant des éjections de gouttelettes liquides ou des oscillations en surface du bain liquide.

5.4.6 Influence de la vitesse sur l'inclinaison du front avant

Comme nous avons pu le remarquer à partir des trois cas de soudage laser simulés précédemment, le modèle développé peut s'adapter aux variations de paramètres opératoires, ici la vitesse de soudage, et les changements de comportement du bain de fusion et du capillaire vont dans le sens attendu de la physique. Afin d'avoir toutefois une validation plus rigoureuse du modèle vis-à-vis de mesures expérimentales, une confrontation des angles d'inclinaison du front avant obtenus expérimentalement par l'IFSW et numériquement avec le présent modèle est présentée en Figure 5.17. De plus, la relation démontrée dans les travaux de Fabbro et al. [115] reliant vitesse de soudage à l'angle d'inclinaison du front avant permet d'avoir une comparaison complémentaire de nos résultats avec une approche analytique :

$$\tan(\theta) = \frac{V_w}{kI_0A(\theta)} \quad (5.8)$$

Dans cette dernière équation, θ représente l'angle d'inclinaison du front avant par rapport à l'axe vertical, k une constante exprimée en $m^3.s^{-1}.W^{-1}$ et $A(\theta)$ l'absorptivité du matériau dépendante de l'inclinaison locale. Cette dernière sera prise égale à l'absorptivité constante α_λ employée dans le modèle, qui est ici de 13%. Le coefficient k peut être déterminé aussi bien à partir de mesures expérimentales qu'à partir de nos résultats de simulations. Nous prendrons ici pour l'application numérique la mesure d'angle d'inclinaison du front avant obtenue expérimentalement pour un cas à $V_w = 10 \text{ m/min}$, cette dernière étant sensiblement proche de ce qui a été obtenu numériquement par la même paramétrie opératoire. De plus, la mesure de l'angle d'inclinaison du capillaire est a priori plus parlante expérimentalement que numériquement. En effet, les mesures expérimentales sont réalisées par imagerie aux rayons X, sur une image moyenne obtenue sur une plage de temps donnée, donnant ainsi un capillaire moyen associé aux paramètres procédés. Du côté des résultats numériques, l'angle d'inclinaison est mesuré à un instant t et peut varier au cours du temps en fonction des oscillations du bain de fusion. Dans ces conditions, le coefficient k obtenu vaut alors :

$$k = \frac{V_w}{\tan(\theta)I_0\alpha_\lambda} = \frac{10/60}{\tan(6.9^\circ)\frac{16000}{\pi(400e-6)^2}0.13} = 8.36 \times 10^{-8} m^3.s^{-1}.W^{-1} \quad (5.9)$$

Ce coefficient k peut alors être utilisé pour tracer l'évolution théorique de l'angle d'inclinaison du capillaire en fonction de la vitesse d'avance. Cette évolution est ajoutée à la Figure 5.17 en trait gris. Les mesures expérimentales de l'angle du front avant en fonction de la vitesse de soudage, représentées en bleu, montrent un bon accord avec les prédictions théoriques du modèle de Fabbro. Pour ce qui est des résultats numériques, les simulations réalisées à faibles vitesses de soudage (10-12 m/min) sont sensiblement proches aussi bien de la prédiction analytique que des mesures expérimentales. À plus fortes vitesses de soudage ($V_w \geq 20 \text{ m/min}$), les modèles montrent des différences non négligeables, mais les évolutions observées restent toutefois dans le sens attendu de la physique : une augmentation de la vitesse de soudage entraîne une augmentation de l'angle d'inclinaison du front avant. Comme nous avons pu le voir

avec le cas à $V_w = 36 \text{ m/min}$, la prise en compte du jet de vapeur entraîne également une modification de la géométrie du capillaire. Il semblerait donc qu'en l'état actuel, le modèle tenant uniquement compte du phénomène de multiples réflexions et non de la vapeur est capable d'être prédictif des configurations à relativement basses vitesses de soudage ($V_w \leq 20 \text{ m/min}$). Au delà de ces paramètres, la géométrie du capillaire est fortement influencée par la présence du jet de vapeur et de son impact sur l'hydrodynamique du bain de fusion.

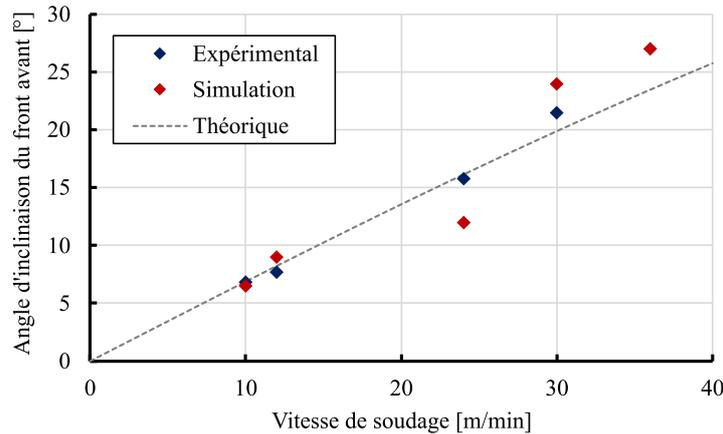


FIGURE 5.17 – Influence de la vitesse de soudage sur l'angle d'inclinaison du front avant du capillaire. Paramètres procédé : $P = 16 \text{ kW}$, $d = 400 \text{ }\mu\text{m}$.

5.4.7 Influence de la vitesse sur le couplage laser-matière

Nous avons vu précédemment que la vitesse de soudage pouvait avoir une forte influence sur l'angle d'inclinaison du front avant du capillaire. De manière plus générale, la géométrie entière du capillaire est impactée par la modification des paramètres procédés. La propagation du faisceau et la distribution d'irradiance au sein du capillaire s'en trouve également impactée. Nous devrions en toute logique observer une variation d'absorptance en fonction de la vitesse de soudage. En Figure 5.18 est présentée l'évolution de l'absorptance calculée au sein du capillaire pour différentes vitesses. Pour cela, la mesure pour chaque point est réalisée lorsque le capillaire atteint une géométrie quasi-stationnaire. Nous pouvons ainsi observer que plus la vitesse de soudage est faible, plus le couplage électromagnétique entre le laser et matière est élevé. Par exemple, pour le cas à $V_w = 10 \text{ m/min}$, l'absorptance mesurée est de 45%, contre seulement 30% pour un cas où la vitesse de soudage serait augmentée à $V_w = 36 \text{ m/min}$, signifiant que 70% de la puissance du faisceau ne contribue en rien au cours du procédé. Malheureusement, aucune donnée expérimentale n'est disponible pour confirmer cette observation numérique. Des mesures d'absorptance par sphère intégrante pourrait ici permettre de compléter cette étude. De plus, une méthode expérimentale développée à l'IFSW [1] permettrait d'obtenir des informations supplémentaires comme la distribution d'irradiance le long du capillaire. Cette dernière consiste en la reconstruction 3D d'un capillaire de vapeur à partir des observations d'imagerie aux rayons X et, combinée à un algorithme de lancer de rayons similaire à celui employé pour notre modèle, permet d'obtenir une mesure aussi bien locale

que globale de couplage entre le faisceau et la matière.

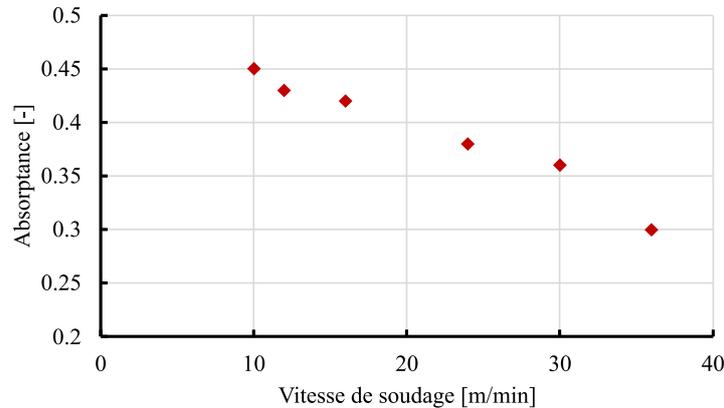


FIGURE 5.18 – Influence de la vitesse de soudage sur le couplage laser-matière, caractérisé par l'évolution de l'absorptance au sein du capillaire. Paramètres procédé : $P = 16$ kW, $d = 400 \mu\text{m}$.

Toutefois, la tendance observée numériquement correspond à ce qui peut être attendu de la physique : de ce que nous avons observé précédemment, de faibles vitesses de soudage résultent en un capillaire profond et cylindrique dans lequel le faisceau peut subir un grand nombre de réflexions, entraînant une absorptance élevée. À l'inverse, lorsque la vitesse de soudage est élevée, le capillaire est plus ouvert et une fraction non négligeable du faisceau s'échappe, réduisant le couplage global entre le faisceau et la matière. Notons également que les résultats présentés sont obtenus avec un modèle ne tenant pas compte du jet de vapeur. Ce dernier favorisant d'autant plus l'ouverture du capillaire, l'absorptance réellement mesurée devrait être encore plus faible pour des vitesses de soudage élevées, accentuant d'autant plus de contraste entre faibles et fortes vitesses.

5.4.8 Influence de la vitesse sur la profondeur de soudage

À l'instar de l'angle d'inclinaison du front avant, nous avons pu observer sur les trois cas de comparaison que le modèle numérique est capable de tenir compte de la variation de vitesse de soudage et présente des différences de profondeur de pénétration du capillaire en fonction des paramètres opératoires employés. Pour les vitesses de soudage élevées, le modèle reproduit avec une erreur comprise entre 10 et 20% la profondeur de soudage obtenue expérimentalement, ce qui reste largement acceptable étant donnée la mauvaise connaissance de certaines propriétés physiques à haute température, notamment l'absorptivité du matériau pour laquelle nous avons vu au Chapitre 1 qu'une variation d'une dizaine de pourcents entraîne également une variation de 10% sur la profondeur de soudage. L'erreur mesurée pour les plus basses vitesses de soudage est a priori plus élevée. Notons cependant que les deux points à relativement basse vitesse de soudage (10 et 16 m/min) sont entourés en noir. Pour cause, la simulation n'ayant pas convergée avant que le capillaire atteigne une géométrie quasi-stationnaire, bien que le mécanisme de formation d'une bulle ait commencé à se mettre en place dans les deux

cas, il n'est pas certain que la profondeur de soudage mesurée soit la profondeur finale. Les résultats obtenus à ces deux vitesses sont donc actuellement une indication minimale de ce que le modèle donnerait dans ces conditions opératoires, ce qui reste rassurant pour la suite du développement du modèle.

D'un point de vue analytique, les travaux de Fabbro [25] permettent également de relier les paramètres opératoires (vitesse, puissance et diamètre de faisceau) et propriétés du matériaux à la profondeur du capillaire e_{KH} , grâce à la relation :

$$e_{KH} = \frac{A(\gamma)P}{k(T_v - T_0)(mP_e + n)} \quad (5.10)$$

Dans cette équation, $A(\gamma)$ correspond à l'absorptance dans le capillaire fonction du rapport d'aspect γ de ce dernier, k la conductivité thermique, T_v et T_0 respectivement la température de vaporisation et ambiante, et m et n deux constantes prises respectivement égales à $m \approx 2.4$ et $n \approx 3$ pour des configurations de soudage laser. Le nombre de Peclet P_e est ici déterminé par $P_e = V_w d / 2\alpha_{th}$ avec α_{th} la diffusivité thermique du matériau. En faisant ainsi varier la vitesse de soudage dans l'expression précédente, nous obtenons la prédiction théorique de la profondeur du capillaire. La comparaison des résultats numériques, expérimentaux et analytiques est présentée en Figure 5.19.

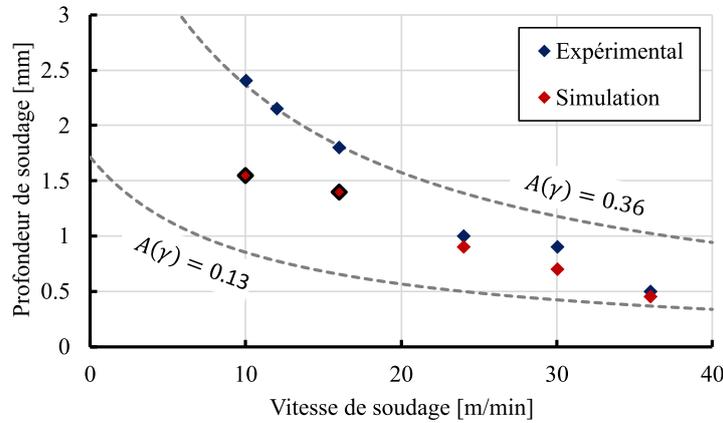


FIGURE 5.19 – Influence de la vitesse de soudage sur la profondeur de soudage. Les traits pointillés gris représentent les prédictions du modèle de Fabbro [25] pour $A(\gamma) = 0.13$ et $A(\gamma) = 0.36$. Paramètres procédé : $P = 16$ kW, $d = 400$ μm .

La formulation de Fabbro fait intervenir l'absorptance $A(\gamma)$ dans le capillaire. Cette dernière pouvant être modifiée, comme nous avons pu le voir précédemment, en fonction de la vitesse de soudage, l'utilisation d'une valeur unique limiterait l'application du modèle analytique. Des valeurs extrémales sont donc déterminées pour borner les mesures expérimentales et numériques, avec $A(\gamma)_{min} = 0.13$, absorptivité intrinsèque du matériau pour ces simulations, et $A(\gamma)_{max} = 0.36$. De ce fait, nous pouvons comprendre que pour les fortes vitesses de soudage, pour lesquelles le capillaire adopte une géométrie ouverte, le faisceau laser n'est pas

piégé et ne se réfléchit que très peu du front arrière vers le front avant. Sa contribution à la fusion du front avant correspond quasiment à l'absorptivité du matériau. À mesure que la vitesse de soudage diminue, que le front avant devient moins incliné et que le capillaire adopte une géométrie cylindrique profonde, le piégeage du faisceau est accentué et des réflexions de l'arrière du capillaire vers l'avant augmentent le couplage laser-matière, résultant en une absorptance au niveau du front avant proche de 36% dans le cas des mesures expérimentales.

5.5 Conclusion

Dans ce dernier chapitre, l'objectif était d'étudier l'influence des phénomènes physiques propres au procédé de soudage laser, jusqu'alors étudiés séparément. Nous avons pour cela adapté le modèle à une configuration tri-dimensionnelle avec un déplacement relatif entre le faisceau et la matière.

Le passage à cette nouvelle configuration a également permis d'introduire une représentation de la divergence du faisceau au cours de sa propagation libre. Avec une étude de propagation d'un faisceau dans un capillaire conique simplifié, nous avons pu montrer que :

- *Au global, la prise en compte de la divergence du faisceau n'impacte que très peu l'absorptance résultante dans le capillaire. Bien que la propagation soit différente, les multiples réflexions du faisceau entraînent une évolution identique de l'absorptance en fonction des dimensions du capillaire.*
- *À l'échelle locale, la distribution d'irradiance le long du capillaire est fortement impactée par la divergence du faisceau. Pour des dimensions du capillaire proches et supérieures de la longueur de Rayleigh du faisceau, la non prise en compte de la divergence du faisceau induit une erreur importante sur les pics d'irradiance calculés.*

Par la suite, le modèle est employé en considérant le modèle auto-consistant d'interaction laser-matière, sans prise en compte de la représentation de la vapeur développée au Chapitre 4. La modification de paramètres opératoires, telle que la vitesse d'avance, entraîne une modification importante de la dynamique d'écoulement du bain de fusion. Néanmoins, nous pouvons résumer les différentes étapes de formation du capillaire comme suit :

- *Dans les premiers instants de l'interaction laser-matière, la surface du matériau monte en température jusqu'à atteindre successivement les points de fusion et de vaporisation.*
- *Lorsque la vaporisation se met en place, la pression de recul induit un écoulement latéral du bain de fusion, et un capillaire de vapeur se forme*
- *Ce dernier croît, dans un premier temps, verticalement et adopte une géométrie cylindrique.*
- *En fonction des paramètres opératoires, la profondeur qu'atteint ce capillaire est plus ou moins importante. De manière générale, plus la vitesse de soudage est importante, moins*

5.5. CONCLUSION

le capillaire sera profond. De plus, l'angle d'inclinaison du front avant sera également plus important pour des vitesses de soudage plus élevées.

- *Après avoir atteint une certaine profondeur de pénétration, le capillaire cesse de progresser verticalement dans la matière et une bulle se forme à l'arrière du capillaire et croît horizontalement.*

La croissance de cette bulle au sein du bain de fusion était peu réaliste pour les configurations à relativement basses vitesses de soudage. Nous avons alors introduit la représentation de la plume de vapeur dans notre modèle. Les coûts numériques induits par cet ajout étant élevés, comme nous l'avons déjà décrit au Chapitre 4, la discussion suivante est basée sur un seul résultat de simulation. Pour un même cas simulé, à $V_w = 36 \text{ m/min}$, la prise en compte de l'interaction entre la vapeur et le liquide a eu pour effet de modifier grandement la dynamique d'écoulement du bain de fusion. *Du fait du cisaillement par le jet de vapeur, le métal liquide est repoussé vers l'arrière. Le capillaire de vapeur n'atteint pas une configuration favorable à l'apparition d'une bulle au sein du bain de fusion. À la place, le capillaire adopte une géométrie ouverte, piégeant significativement moins le faisceau par multiples réflexions. De plus, la convection de la chaleur étant plus importante avec la présence du jet de vapeur, la température en surface du bain de fusion est plus hétérogène que pour un cas sans jet de vapeur, la température en surface du front avant du capillaire restant toutefois sensiblement proche du point de vaporisation du matériau.*

Bien que le modèle n'est pas encore été appliqué à une large gamme de paramètres opératoires et configurations de soudage, les résultats présentés sont encourageants pour la suite de son utilisation.

Conclusions et perspectives

Conclusions générales

L'objectif de cette thèse était d'étudier numériquement la stabilité et l'efficacité du procédé de soudage laser appliqué au cuivre, et plus particulièrement sur des configurations de hautes vitesses et fortes puissances. Nous avons pour cela développé successivement plusieurs briques de simulation se concentrant chacune sur les phénomènes physiques propres au procédé de soudage laser.

Dans un premier temps, nous avons proposé au cours du Chapitre 2 un modèle numérique représentatif d'un cas géométriquement simplifié de soudage laser par point. Ce dernier nous a permis de construire une base d'équations permettant de simuler les principaux effets thermo-hydrodynamiques ayant lieu au cours du procédé. À ce stade, le modèle tenait compte de l'interaction laser-matière au travers d'une source de chaleur analytique. Différentes hypothèses de modélisation de cette source nous ont permis, en comparant les résultats numériques avec des mesures expérimentales réalisées à l'IFSW, de tirer des conclusions préliminaires pour la suite du développement :

- Par une étude de sensibilité aux propriétés du matériaux, nous avons montré, comme le pointait déjà l'état de l'art réalisé en début de ce manuscrit, que l'absorptivité et la diffusivité thermique du cuivre sont les propriétés les plus influentes sur la forme de la zone fondue et du capillaire.
- Comme attendu pour le procédé de soudage laser, le phénomène de multiples réflexions est un effet déterminant sur le comportement hydrodynamique du bain de fusion, et nécessite une attention particulière pour nos travaux portant sur un matériau très réfléchissant.
- Les fortes puissances employées pour contrer la faible absorptivité et la forte diffusivité du cuivre entraînent inévitablement, une fois le régime de capillaire profond atteint, des profondeurs de soudage importantes. Dans cette configuration, l'approximation paraxiale du faisceau laser n'est plus adaptée et il est nécessaire de prendre en compte le caractère divergent de ce dernier.

Une fois ce modèle thermo-hydrodynamique mis en place, nous avons développé, dans le Chapitre 3, une méthodologie de couplage entre la description de la propagation d'un faisceau

par lancer de rayons et la gestion d'interface libre par champ de phases. Cette dernière permet de modéliser de manière auto-consistante le dépôt d'énergie prenant en compte le phénomène de multiples réflexions, par un développement sous JAVA® dans le mode Application Builder de COMSOL Multiphysics®, faisant suite aux travaux de Mayi [30]. Si la philosophie est très proche, l'ensemble du modèle a été redéveloppé avec une formulation Eulérienne de gestion de l'interface libre, permettant de simuler des déformations topologiques importantes, comme la formation d'éjectas de métal liquide ou encore de porosité au sein du matériau. Avec ce nouveau modèle d'interaction laser-matière, nous avons montré que :

- En soudage laser par point, sur cuivre, la transition entre le régime de conduction et le régime de capillaire profond apparaît pour un rapport d'aspect proche de 0.4. Il faudrait à l'avenir appliquer le modèle à différents matériaux pour connaître si cette transition est propre au matériau ou au procédé en lui-même.
- Une fois la transition au régime de capillaire profond initiée, la dynamique de pénétration du capillaire est principalement dirigée par les multiples réflexions.

Le Chapitre 4 a été consacré à l'étude de l'influence de la plume de vapeur sur la stabilité du bain. Après avoir mis en place une formulation permettant la modélisation de l'écoulement de la plume de vapeur et de son impact sur l'hydrodynamique du bain de fusion, le modèle numérique a été comparé aux mesures expérimentales réalisées au sein du laboratoire. Il en résultait que :

- Les prédictions de vitesses d'ascension verticale de la plume de vapeur sont sous estimées, atteignant une dizaine de m/s numériquement contre une centaine de m/s expérimentalement, mais restent toutefois supérieures à celles obtenues par d'autres formulations proposées. Cette faible représentativité est associée à des contraintes de maillage nécessaire importante suite à l'ajout de notre formulation de la vapeur. Pour pallier ce problème, une méthode de raffinement adaptatif du maillage a été mise en place pour réduire le coût numérique de nos modèles. Cette méthode n'a cependant pas encore été employée à son plein potentiel et nécessiterait de reprendre de nouveaux calculs pour simuler des vitesses de plumes plus importantes.
- Les vitesses locales au sein même de la plus peuvent atteindre un ordre de grandeur supplémentaire par rapport aux observations globales. Numériquement, nous observons des vitesses locales de l'ordre de plusieurs dizaines de m/s. Nous pouvons nous attendre à observer la même chose expérimentalement.
- Au cours de la vaporisation, un écoulement latéral du métal liquide est induit par la pression de recul. La chaleur est alors transportée hors de la zone d'interaction et la température en surface du liquide diminue, résultant en une intensité de vaporisation plus faible. Dès lors, la température croît de nouveau, augmentant également la pression de recul. Ce cycle est répété périodiquement, créant un mécanisme pulsatoire de génération de la plume de vapeur, et donc une instabilité potentielle du cordon.

Une étude expérimentale de l'atténuation du faisceau dans la plume de vapeur par photodiode a également été mise en place au cours de ce chapitre, dans le cadre d'un stage de master recherche réalisé par Ferrody Chetan. Pour le laser de puissance utilisé lors de ce projet (Yd :YAG), émettant dans le proche-IR à $\lambda = 1.03 \mu m$, nous avons observé que l'atténuation transverse du faisceau lors de sa propagation dans la plume peut atteindre des valeurs de quelques pourcents pour des configurations à bas flux ($8 \leq I \leq 11 \text{ MW/cm}^2$), allant jusqu'à une dizaine de pourcents pour des configurations à plus hautes intensités ($I \geq 11 \text{ MW/cm}^2$). De plus, ces valeurs d'atténuation sont dépendantes de la hauteur à laquelle est placée la sonde par rapport à la surface du matériau. Loin de la surface, l'atténuation diminue progressivement du fait d'une concentration en vapeur métallique supposée plus faible. Pour la suite du développement des travaux numériques, l'atténuation du faisceau dans la plume est négligée. En effet, les jeux de paramètres opératoires employés au Chapitre 5 donnent des intensités laser plus faibles que celles étudiées au Chapitre 4, ce qui devrait résulter en une atténuation qui serait, dans le pire des cas, proche du pourcent. De plus, l'ajout d'une vitesse d'avance va faire que la plume de vapeur va croître avec un angle non nul par rapport à la normale de l'échantillon. La distance que le faisceau va parcourir dans la plume avant d'interagir avec la surface du bain liquide sera inférieure à celle d'une configuration de soudage laser par point, diminuant également l'atténuation totale du faisceau.

Finalement, les différentes briques numériques élémentaires ont été, dans le Chapitre 5, implémentées pour que le modèle soit représentatif d'une configuration tri-dimensionnelle avec une vitesse de soudage. L'ajout d'une formulation permettant de simuler la caractère divergent du faisceau laser nous a appris que :

- L'absorptance au sein du capillaire est principalement dirigée par les multiples réflexions et non par la propagation du faisceau lui-même, que nous émettions une hypothèse de propagation paraxiale ou non.
- À l'échelle locale, l'hypothèse de propagation du faisceau a une forte influence sur les irradiances locales obtenues. Pour simuler des capillaires de profondeur proche ou plus grande que la longueur de Rayleigh du faisceau, la divergence de ce dernier ne doit pas être négligée.

Enfin, l'influence des paramètres opératoires, notamment la vitesse de soudage, sur l'hydrodynamique du bain de fusion a été étudiée. Un comportement général de formation du capillaire, se formant dans un premier temps par une géométrie cylindrique, verticale et inclinée, présente au bout d'un certain temps d'interaction une bulle au pied du capillaire qui croît horizontalement. Sans la présence de la plume de vapeur, cette bulle croît continuellement vers l'arrière. Lorsque la plume de vapeur est considérée, cette dernière va avoir tendance à ouvrir le capillaire en éjectant le métal liquide et ainsi empêcher le piégeage du faisceau.

Les tendances générales du comportement du modèle en fonction de la vitesse de soudage sont conformes à ce que nous pouvons attendre de la physique du procédé :

- Lorsque la vitesse de soudage augmente, la profondeur de soudage diminue, et inversement.
- Lorsque la vitesse de soudage augmente, l'angle d'inclinaison du front avant augmente également, et inversement.
- Pour de faibles vitesses de soudage, le capillaire de vapeur est donc principalement verticale, cylindrique et profond. Cette configuration a tendance à favoriser le piégeage du faisceau, et nous observons alors une absorptance globale au sein du capillaire élevée, de l'ordre de 3-4 fois l'absorptivité du matériau. À contrario, pour de fortes vitesses de soudage, la profondeur du capillaire est plus faible et ce dernier est également plus ouvert. L'absorptance calculée est ainsi plus faible, de l'ordre de 2-3 fois l'absorptivité du matériau, dans ces configurations.

En d'autres termes, à faible vitesse de soudage, le couplage entre le faisceau et la matière est maximisé, de même que l'interaction entre la plume de vapeur et le liquide. À l'inverse, à grande vitesse, le capillaire est naturellement plus ouvert, réduisant le nombre de réflexions internes et limitant la zone d'interaction entre la vapeur et le liquide, ce qui a pour tendance de limiter les instabilités du bain de fusion.

Bien que leur représentativité soit théoriquement possible, le modèle développé au cours de ce Chapitre 5 n'a pas présenté de configuration hydrodynamiquement instable, au sens où aucune porosité ni éjection de métal liquide n'a été observée. Cela est essentiellement dû aux durées de calculs limitant les tests numériques effectués. Il est fort probable qu'un cas à faible vitesse couplant la modélisation du lancer de rayons et de la plume de vapeur présente ce type de comportement. Les études paramétriques, basées sur le modèle complet, sont évidemment une des perspectives les plus importantes de ce travail.

En conclusion, ces travaux de thèse ont permis de mettre en place un outil numérique prometteur permettant de décrire les phénomènes physiques principaux du soudage laser. En l'état, même si un effort supplémentaire devrait être fourni pour assurer sa convergence, l'utilisation du modèle reste simple pour des configurations basiques de soudage laser, permettant d'explorer une large gamme de paramètres opératoires (puissance, vitesse, diamètre de faisceau).

Perspectives

Les travaux réalisés au cours de cette thèse ont permis de mettre en évidence les points bloquants pour une meilleure compréhension du procédé de soudage laser, par le biais d'outils numériques.

Dans un premier temps, les vitesses simulées d'écoulement de la plume de vapeur restent sous estimées par rapport aux observations expérimentales. Afin de simuler des configurations de

soudage laser présentant des instabilités hydrodynamiques menant à la formation de porosités ou d'éjections de matière, la nécessité d'obtenir des vitesses d'écoulement réalistes semble cruciale. Pour ce faire, les travaux que nous avons réalisés pour raffiner de manière adaptatif le maillage de nos modèles ont permis une première réduction non négligeable des temps de calcul et/ou des tailles de maille envisageable. Cependant, notre méthode n'est réellement efficace que lors de la formation transitoire du capillaire de vapeur. Le développement d'outils de réduction de modèle serait un axe de travail pour poursuivre ce projet.

Les temps de calcul réduits et l'accès à une finesse de représentation des phénomènes physiques, rendus possibles par l'axe de travail décrit précédemment, pourront permettre une représentation plus fidèle de l'interaction laser-matière ainsi que l'interaction plume-liquide. Des instabilités hydrodynamiques lors du soudage laser, non représentées au cours de cette thèse, telles que la formation de porosité, d'éjections de matière ou encore de humping, pourront être simulées. À ce stade, la simulation numérique aura une réelle valeur ajoutée de prédiction de configuration de soudage laser favorable ou défavorable, en comparant dans un premier temps les résultats numériques à des campagnes expérimentales complètes.

Une fois que le modèle aura été complètement validé pour des configurations de soudage « simples », des stratégies de soudage plus complexes pourront être envisagées. Des études similaires à celle réalisée au cours de cette thèse pourront être menées, cherchant dans un premier temps à comprendre l'influence de la stratégie de soudage envisagées sur le comportement hydrodynamique du bain de fusion, puis par la suite à fournir un outil de prédiction plus général. Cette étape ne devrait à priori pas nécessiter une période de développement importante. En effet, les principales stratégies de soudage que nous avons déjà mentionnées lors du Chapitre 1, telles que la modulation de puissance ou l'utilisation de laser émettant à de plus courtes longueurs d'ondes, n'imposent que des modifications mineures sur le modèle.

Il existe également, depuis peu, de nouvelles stratégies de soudage plus complexes, pour lesquelles la forme du faisceau est modulée au cours même du procédé. Ces stratégies semblent apporter de toutes nouvelles possibilités de développement et de contrôle sur l'hydrodynamique du bain de fusion. Encore une fois, la mise en place de ces stratégies ne devrait pas être problématique. L'introduction de distributions variables des rayons dans l'algorithme de ray-tracing, ainsi qu'une adaptation du pas de temps de calcul pour être représentatif du changement de forme de faisceau, devrait être suffisantes pour simuler ces configurations.

Enfin, nous pouvons mentionner qu'il pourrait être intéressant de se diriger également vers plus de physique, en couplant ou en alimentant des modèles thermo-mécaniques avec des données issues de modèles thermo-hydrodynamiques tels que le nôtre. En faisant le lien avec les différents axes de recherche proposés précédemment, ceci permettrait une étude complète du procédé de soudage laser à différentes échelles.

Nomenclature

Acronymes

ALE	Arbitrary Lagrangian Eulerian
AMR	Adaptative Mesh Refinement
CFL	Courant-Friedrichs-Law
Cu-ETP	Electrolytic Touch-Pitch Copper
DOF	Degrees Of Freedom
IFSW	Institut für Strahlwerkzeuge
IR	Infrarouge
KH	Capillaire de vapeur ("Keyhole")
KTP	Titanyl Phosphate de Potassium
LS	Level-Set method
MIG	Metal Inert Gas
MP	Bain de fusion ("Melt Pool")
PF	Phase-Field method
PIMM	Laboratoire de Procédés et Ingénierie en Mécanique et Matériaux
RAM	Random Access Memory
RMSE	Root Mean Square Error
RT	Ray Tracing
SLM	Selective Laser Melting
STL	Standard Tessellation Language
TEM00	Transverse Electromagnetic Mode, fundamental
TIG	Tungsten Inert Gas

WLAM	Wire Laser Additive Manufacturing
YAG	Grenat d'yttrium aluminium

Constantes

ϵ_0	$F.m^{-1}$	Permittivité diélectrique du vide
\mathcal{N}_a	mol^{-1}	Nombre d'Avogadro
k_B	$m^2.kg.s^{-2}.K^{-1}$	Constante de Boltzmann
c	$m.s^{-1}$	Vitesse de propagation de la lumière dans le vide
e	C	Charge élémentaire
g	$m.s^{-2}$	Pesanteur
h	$m^2.kg.s^{-1}$	Constante de Planck
R	$J.mol^{-1}.K^{-1}$	Constante des gaz parfaits

Lettres Grecques

α_c	-	Absorptivité intrinsèque, faisceau non polarisé
α_p	-	Absorptivité intrinsèque, faisceau polarisé p
α_s	-	Absorptivité intrinsèque, faisceau polarisé s
α_λ	-	Absorptivité intrinsèque du matériau
α_{th}	$m^2.s^{-1}$	Diffusivité thermique
β	rad	Angle d'inclinaison faisceau-surface
β_r	-	Coefficient de retrodiffusion
Δt	s	Discretisation temporelle
ΔT_m	K	Intervalle de solidification
Δt_{seuil}	s	Critère temporel d'actualisation du lancer de rayons
Δx	m	Discretisation spatiale
δ	m^{-1}	Fonction d'interface de la Phase-Field
Δ_ϕ	-	Critère spatial d'actualisation du lancer de rayons
δ_σ	m	Rugosité d'une surface
ϵ	m	Épaisseur d'interface de la Phase-Field

NOMENCLATURE

ϵ_1	-	Permittivité complexe, partie réelle
ϵ_2	-	Permittivité complexe, partie imaginaire
ϵ_c	-	Permittivité complexe
ϵ_λ	-	Émissivité intrinsèque du matériau
γ	-	Rapport d'aspect d'une cavité
κ	m^{-1}	Courbure locale de l'interface
κ_λ	-	Coefficient d'extinction optique
λ	m	Longueur d'onde du faisceau
μ	Pa.s	Viscosité dynamique
ω	$rad.s^{-1}$	Pulsation du laser
ω_c	$rad.s^{-1}$	Fréquence de collision des électrons
ω_i	$rad.s^{-1}$	Pulsation du rayon i
ω_p	$rad.s^{-1}$	Fréquence plasma
ϕ	-	Variable de champ de phases
ϕ_0	-	Distribution initiale du champ de phases
ψ	-	Variable auxiliaire de la Phase-Field
ρ	$kg.m^{-3}$	Masse volumique
σ	$N.m^{-1}$	Tension de surface
τ	m	Longueur de corrélation de surface
τ_{ris}	s	Temps caractéristique de montée en puissance du laser
θ	rad	Angle d'inclinaison du front avant
θ	rad	Inclinaison locale de surface par rapport au faisceau
θ_i	rad	Angle d'incidence d'un rayon par rapport à la normale d'une surface
θ_r	rad	Angle réfléchi d'un rayon par rapport à la normale d'une surface
$d\sigma/dT$	$N.m^{-1}.K^{-1}$	Coefficient thermo-capillaire

Indices et exposants

ampl	Amplitude
B	Corps noir ("Black body")
C_u	Propriétés générales du cuivre

i	Propriétés à l'interface
KH	Propriétés du capillaire ("keyhole")
l	Propriétés du liquide
mat	Propriétés du matériau
moy	Moyenne
MP	Propriétés du bain de fusion ("melt pool")
pât	Propriétés de la zone pâteuse
ref	Référence
s	Propriétés du solide
sup	Propriétés du support
v	Propriétés du vapeur

Nombres adimensionnés

Co	Nombre de Courant
Fr	Nombre de Froude
Gr	Nombre de Grashof
Ma	Nombre de Marangoni
Pe	Nombre de Peclet
Pr	Nombre de Prandtl
Re	Nombre de Reynolds
We	Nombre de Weber

Opérateurs et Fonctions

$\mathcal{N}(\bullet, \bullet)$	-	Loi normale
$\mathcal{P}(\bullet, \bullet)$	-	Densité de probabilité
$\vec{\nabla}$		Gradient
$\vec{\nabla} \cdot$		Divergence
$\vec{\nabla}_s$		Gradient superficiel
$max_D(\bullet)$		Maximum sur le domaine considéré

$f(r)$	-	Distribution spatiale du faisceau
$\text{flc2hs}(\bullet, \bullet)$	-	Heavyside lissée implémentée dans COMSOL Multiphysics®
$g(t)$	-	Profil temporel du laser
$\text{HS}(\bullet, \bullet)$	-	Fonction de Heavyside lissée

Scalaire

\bar{V}	V	Signal moyen de la photodiode
\dot{m}	$kg.m^{-2}.s^{-1}$	Flux de matière ablaté
C_{AMR}	-	Critère définissant la zone à raffiner
C_{stop}	-	Critère définissant l'arrêt du calcul
r, z	m	Coordonnées cylindriques
x, y, z	m	Coordonnées cartésiennes
A	-	Absorbance d'une surface
A_G	-	Absorptivité théorique de Gouffé
A_{rough}	-	Absorbance d'une surface rugueuse
A_{smooth}	-	Absorbance d'une surface lisse
c_n	m^{-3}	Concentration en élément d'addition n
c_p	$J.kg^{-1}.K^{-1}$	Chaleur massique à pression constante
C_{max}	-	Condition CFL limite
$c_{p,eq}$	$J.kg^{-1}.K^{-1}$	Capacité thermique massique équivalente
d	m	Diamètre du faisceau
d_{Cu}	m	Diamètre des atomes de cuivre
E	-	Atténuation du faisceau dans la plume
E_0	$V.m^{-1}$	Amplitude du champ électrique
f	Hz	Fréquence
h	$J.kg^{-1}$	Enthalpie massique
h_{AMR}	m	Taille du maillage après raffinement
h_{rough}	m	Taille du maillage avant raffinement
I	$W.m^{-2}$	Intensité du faisceau laser
I_0	$W.m^{-2}$	Amplitude de l'intensité du faisceau laser

NOMENCLATURE

k	$W.m^{-1}.K^{-1}$	Conductivité thermique
L	$W.m^{-2}.sr^{-1}.m^{-1}$	Luminance spectrale
L_m	$J.kg^{-1}$	Enthalpie de fusion
L_v	$J.kg^{-1}$	Enthalpie de vaporisation
l_{knud}	m	Épaisseur théorique de la couche de Knudsen
M	$kg.mol^{-1}$	Masse molaire
m^*	kg	Masse effective d'un électron
M^2	-	Facteur de qualité
m_e	kg	Masse d'un électron au repos
N	-	Nombre de raffinement de maillage
n_0	m^{-3}	Densité d'électrons de valence
n_e	m^{-3}	Densité d'électrons de conduction
n_λ	-	Indice de réfraction
n_c	-	Indice de réfraction complexe
P	W	Puissance laser
p	Pa	Pression locale
p_0	Pa	Pression ambiante
P_{rec}	Pa	Pression de recul
P_{sat}	Pa	Pression de vapeur saturante
Q_{abs}	-	Coefficient d'absorption de la plume
q_{abs}	$W.m^{-2}$	Irradiance absorbée
q_{conv}	$W.m^{-2}$	Pertes par convection
q_{evap}	$W.m^{-2}$	Pertes par évaporation
Q_{ext}	-	Coefficient d'extinction de la plume
q_{loss}	$W.m^{-2}$	Pertes totales
q_{rad}	$W.m^{-2}$	Pertes par radiation
Q_{sca}	-	Coefficient de réflexion de la plume
R_0	-	Réflectance d'une surface lisse
R_r	-	Réflectance d'une surface rugueuse
r_λ	-	Réflectivité intrinsèque du matériau

NOMENCLATURE

S	m^{-2}	Aire totale d'une cavité géométrique
s	m^{-2}	Aire de la surface d'ouverture d'une cavité
S_0	m^{-2}	Aire totale d'une sphère creuse
$S_{paraboloïde}$	m^{-2}	Aire totale d'un paraboloïde
T	K	Température locale
t	s	Temps
T_0	K	Température initiale
t_λ	-	Transmittivité intrinsèque du matériau
t_{inter}	s	Temps d'interaction laser-matière
T_{liq}	K	Température de liquidus
T_m	K	Température de fusion
T_{sol}	K	Température de solidus
T_v	K	Température de vaporisation
U	$m.s^{-1}$	Vitesse moyenne d'expansion de la plume
u	$m.s^{-1}$	Amplitude du champ de vitesse
V	V	Signal de la photodiode
V_f	-	Fraction volumique
V_w	$m.s^{-1}$	Vitesse de soudage
w_0	m	Rayon du faisceau au plan focal ("waist")
$w(z)$	m	Rayon du faisceau au plan de hauteur z
Z	-	Numéro atomique
z_R	m	Longueur de Rayleigh

Vecteurs

\vec{E}	$V.m^{-1}$	Champ électrique
\vec{F}_d	$N.m^{-3}$	Terme de pénalisation de Darcy
\vec{F}_m	$N.m^{-3}$	Force volumique due à l'effet Marangoni
\vec{F}_s	$N.m^{-3}$	Force volumique due à la tension de surface
\vec{F}_v	$N.m^{-3}$	Force volumique totale
\vec{F}_{rec}	$N.m^{-3}$	Force volumique due à la pression de recul

NOMENCLATURE

\vec{g}	$m.s^{-2}$	Champ de pesanteur
\vec{k}_i	$rad.s^{-1}$	Vecteur d'onde du rayon i
\vec{n}	-	Vecteur normal à la surface
\vec{q}_i	m	Vecteur position du rayon i
\vec{q}	$W.m^{-2}$	Flux de chaleur
\vec{u}	$m.s^{-1}$	Champ de vitesse

Bibliographie

- [1] F. FETZER, C. HAGENLOCHER, R. WEBER et T. GRAF, « Geometry and stability of the capillary during deep-penetration laser welding of AlMgSi at high feed rates, » en, *Optics & Laser Technology*, t. 133, p. 106-116, 2021, ISSN : 00303992. DOI : [10.1016/j.optlastec.2020.106562](https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2020.106562). adresse : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0030399220311956> (visité le 31/03/2021).
- [2] A. HEIDER, P. STRITT, R. WEBER et T. GRAF, « High-power laser sources enable high-quality laser welding of copper, » en, in *International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics*, San Diego, California, USA : Laser Institute of America, 2014, p. 343-348, ISBN : 978-1-940168-02-9. DOI : [10.2351/1.5063080](https://doi.org/10.2351/1.5063080). adresse : <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.2351/1.5063080> (visité le 10/06/2021).
- [3] C. MAS, « Modélisation physique du procédé de découpe de métaux par laser, » fr, p. 318, 2003.
- [4] M. COURTOIS, « Modélisation thermohydraulique tridimensionnelle du soudage laser de flans rabotés et validation expérimentale, » thèse de doct., Université de Bretagne Sud, 2014.
- [5] Y. A. MAYI et al., « Laser-induced plume investigated by finite element modelling and scaling of particle entrainment in laser powder bed fusion, » en, *Journal of Physics D : Applied Physics*, t. 53, n° 7, p. 075306, 2020, ISSN : 0022-3727, 1361-6463. DOI : [10.1088/1361-6463/ab5900](https://doi.org/10.1088/1361-6463/ab5900). adresse : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6463/ab5900> (visité le 13/01/2021).
- [6] W. TAN, N. S. BAILEY et Y. C. SHIN, « Investigation of keyhole plume and molten pool based on a three-dimensional dynamic model with sharp interface formulation, » en, *Appl. Phys.*, p. 14, 2013.
- [7] M. DAL et R. FABBRO, « An overview of the state of art in laser welding simulation, » en, p. 28, 2015.
- [8] J. TRAPP, « In situ absorptivity measurements of metallic powders during laser powder-bed fusion additive manufacturing, » en, *Applied Materials Today*, p. 9, 2017.
- [9] R. CUNNINGHAM et al., « Keyhole threshold and morphology in laser melting revealed by ultrahigh-speed x-ray imaging, » en, *Science*, t. 363, n° 6429, p. 849-852, 2019, Number : 6429, ISSN : 0036-8075, 1095-9203. DOI : [10.1126/science.aav4687](https://doi.org/10.1126/science.aav4687). adresse :

- <https://www.sciencemag.org/lookup/doi/10.1126/science.aav4687> (visité le 06/10/2020).
- [10] Y. A. MAYI et al., « Transient dynamics and stability of keyhole at threshold in laser powder bed fusion regime investigated by finite element modeling, » en, *Journal of Laser Applications*, t. 33, n° 1, p. 012024, 2021, ISSN : 1042-346X, 1938-1387. DOI : [10.2351/7.0000330](https://doi.org/10.2351/7.0000330). adresse : <http://lia.scitation.org/doi/10.2351/7.0000330> (visité le 10/06/2021).
- [11] *Trumpf Website, soudage laser en hairpin pour moteurs électriques*, https://www.trumpf.com/fr_FR/solutions/applications/soudage-laser/soudage-du-cuivre/, Consulté le : 11-05-2023.
- [12] W. M. STEEN et J. MAZUMDER, *Laser Material Processing*, en. London : Springer London, 2010, ISBN : 978-1-84996-061-8 978-1-84996-062-5. DOI : [10.1007/978-1-84996-062-5](https://doi.org/10.1007/978-1-84996-062-5). adresse : <http://link.springer.com/10.1007/978-1-84996-062-5> (visité le 13/01/2021).
- [13] P. B. JOHNSON et R. W. CHRISTY, « Optical Constants of the Noble Metals, » en, *Physical Review B*, t. 6, n° 12, p. 4370-4379, 1972, ISSN : 0556-2805. DOI : [10.1103/PhysRevB.6.4370](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.6.4370). adresse : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.6.4370> (visité le 01/02/2021).
- [14] A. M. PROKHOROV et I. URSU, *Trends in Quantum Electronics : Proceedings of the 2nd Conference, Bucharest, September 2-6, 1985*, en, ISBN : 9783662106242 OCLC : 1160197963, 0.
- [15] M. AKIMOTO et Y. GEKKA, « Brewster and Pseudo-Brewster Angle Technique for Determination of Optical Constants, » en, *Japanese Journal of Applied Physics*, t. 31, n° Part 1, No. 1, p. 120-122, 1992, ISSN : 0021-4922, 1347-4065. DOI : [10.1143/JJAP.31.120](https://doi.org/10.1143/JJAP.31.120). adresse : <https://iopscience.iop.org/article/10.1143/JJAP.31.120> (visité le 05/07/2022).
- [16] K. UJIHARA, « Reflectivity of Metals at High Temperatures, » en, *Journal of Applied Physics*, t. 43, n° 5, p. 2376-2383, 1972, ISSN : 0021-8979, 1089-7550. DOI : [10.1063/1.1661506](https://doi.org/10.1063/1.1661506). adresse : <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1661506> (visité le 05/07/2022).
- [17] S. ENGLER, R. RAMSAYER et R. POPRAWA, « Process Studies on Laser Welding of Copper with Brilliant Green and Infrared Lasers, » en, *Physics Procedia*, t. 12, p. 339-346, 2011, ISSN : 18753892. DOI : [10.1016/j.phpro.2011.03.142](https://doi.org/10.1016/j.phpro.2011.03.142). adresse : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1875389211002215> (visité le 21/02/2022).
- [18] G. NORDET et al., « Absorptivity measurements during laser powder bed fusion of pure copper with a 1 kW cw green laser, » en, *Optics & Laser Technology*, t. 147, p. 107612, 2022, ISSN : 00303992. DOI : [10.1016/j.optlastec.2021.107612](https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2021.107612). adresse :

- <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0030399221007003> (visité le 04/05/2022).
- [19] A. THOMAS, « Processing of pure copper by Electron Powder Bed Fusion (E-PBF), » thèse de doct., Université Grenoble Alpes, Laboratoire SIMAP, 2021.
- [20] S.-K. LEE, H.-C. HSU et W.-H. TUAN, « Oxidation Behavior of Copper at a Temperature below 300 °C and the Methodology for Passivation, » en, *Materials Research*, t. 19, n° 1, p. 51-56, 2016, ISSN : 1980-5373, 1516-1439. DOI : [10.1590/1980-5373-MR-2015-0139](https://doi.org/10.1590/1980-5373-MR-2015-0139). adresse : http://www.scielo.br/scielo.php?script=sci_arttext&pid=S1516-14392016000100051&lng=en&tlng=en (visité le 07/07/2022).
- [21] D. R. LIDE, *Handbook of Chemistry and Physics, in Section 4 : Properties of the elements and inorganic compounds*, en. 2003, t. 6, p. 803.
- [22] H. W. RICHARDSON, "Copper Compounds" *Material Processing*, en. Ullmann's Encyclopedia of Industrial Chemistry, 2002. DOI : https://doi.org/10.1002/14356007.a07_567. adresse : https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/14356007.a07_567 (visité le 07/07/2022).
- [23] D. BERGSTRÖM, « The Absorption of Laser Light by Rough Metal Surfaces, » en, p. 226,
- [24] A. GOUFFÉ, « Corrections d'ouverture des corps noirs artificiels compte tenu des diffusions multiples internes, » *Rev. Opt. 24e année*, p. 1-11, 1945.
- [25] R. FABBRO, « Depth Dependence and Keyhole Stability at Threshold, for Different Laser Welding Regimes, » en, p. 22, 2020.
- [26] A. A. SAMOKHIN, « First-order phase transitions induced by laser radiation in absorbing condensed matter, » en, *Proceedings of the Institute of General Physics*, t. 13, n° 5, p. 24-28, 1990.
- [27] C. J. KNIGHT, « Theoretical Modeling of Rapid Surface Vaporization with Back Pressure, » en, *AIAA Journal*, t. 17, n° 5, p. 519-523, 1979, ISSN : 0001-1452, 1533-385X. DOI : [10.2514/3.61164](https://doi.org/10.2514/3.61164). adresse : <https://arc.aiaa.org/doi/10.2514/3.61164> (visité le 13/01/2021).
- [28] C. AVARE, « Etude et modélisation de l'effet thermocapillaire, application à la refusion des métaux réfractaires), » thèse de doct., Institut National Polytechnique de Grenoble, Laboratoire EPM-MADYLAM, 1994.
- [29] K. C. MILLS, *Recommended values of thermophysical properties for selected commercial alloys*, en. Cambridge : Woodhead, 2002, OCLC : 248239792, ISBN : 978-1-85573-569-9 978-0-87170-753-6.
- [30] Y. MAYI, « Compréhension et simulation des phénomènes physiques affectant la fabrication additive en SLM, » thèse de doct., Ecole National Supérieure d'Arts et Métiers, Laboratoire PIMM, 2021.

- [31] R. FABBRO, « Melt pool and keyhole behaviour analysis for deep penetration laser welding, » en, *Journal of Physics D : Applied Physics*, t. 43, n° 44, p. 445-501, 2010, ISSN : 0022-3727, 1361-6463. DOI : [10.1088/0022-3727/43/44/445501](https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/44/445501). adresse : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/43/44/445501> (visité le 23/02/2021).
- [32] A. F. H. KAPLAN et J. POWELL, « Spatter in laser welding, » en, *Journal of Laser Applications*, t. 23, n° 3, p. 032-005, 2011, ISSN : 1042-346X, 1938-1387. DOI : [10.2351/1.3597830](https://doi.org/10.2351/1.3597830). adresse : <http://lia.scitation.org/doi/10.2351/1.3597830> (visité le 23/06/2021).
- [33] A. HEIDER, J. SOLLINGER, F. ABT, M. BOLEY, R. WEBER et T. GRAF, « High-Speed X-Ray Analysis of Spatter Formation in Laser Welding of Copper, » en, *Physics Procedia*, p. 8, 2013.
- [34] H. GONG, H. GU, K. ZENG, J. DILIP, D. PAL et B. STUCKER, « Melt Pool Characterization for Selective Laser Melting of Ti-6Al-4V Pre-allowed Powder, » **presented at** International Solid Freeform Fabrication Symposium 2014, 2014. adresse : <https://repositories.lib.utexas.edu/handle/2152/88748>.
- [35] C. CAGRAN, « Thermal Conductivity and Thermal Diffusivity of Liquid Copper, » thèse de doct., Institut für Experimentalphysik, Technische Universität, Graz, 2000.
- [36] A. D. RAKIC, « Algorithm for the determination of intrinsic optical constants of metal films : application to aluminum, » en, p. 13, 1995.
- [37] P. JOHNSON et R. CHRISTY, « Optical constants of transition metals : Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, and Pd, » en, *Physical Review B*, t. 9, n° 12, p. 5056-5070, 1974, ISSN : 0556-2805. DOI : [10.1103/PhysRevB.9.5056](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.9.5056). adresse : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.9.5056> (visité le 13/01/2021).
- [38] A. HEIDER, T. ENGELHARDT, R. WEBER et T. GRAF, « Influence of Ambient Pressure on Spatter Formation during Laser Welding of Copper, » en, p. 9,
- [39] M. BOLEY, F. ABT, R. WEBER et T. GRAF, « X-Ray and Optical Videography for 3D Measurement of Capillary and Melt Pool Geometry in Laser Welding, » en, *Physics Procedia*, t. 41, p. 488-495, 2013, ISSN : 18753892. DOI : [10.1016/j.phpro.2013.03.105](https://doi.org/10.1016/j.phpro.2013.03.105). adresse : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1875389213001193> (visité le 20/07/2022).
- [40] N. KOURAYTEM et al., « Effect of Laser-Matter Interaction on Molten Pool Flow and Keyhole Dynamics, » en, *Physical Review Applied*, t. 11, n° 6, p. 064054, 2019, ISSN : 2331-7019. DOI : [10.1103/PhysRevApplied.11.064054](https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.11.064054). adresse : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevApplied.11.064054> (visité le 13/01/2021).
- [41] M. MIYAGI et X. ZHANG, « Investigation of laser welding phenomena of pure copper by x-ray observation system, » en, *Journal of Laser Applications*, t. 27, n° 4, p. 042-005, nov. 2015, ISSN : 1042-346X, 1938-1387. DOI : [10.2351/1.4927609](https://doi.org/10.2351/1.4927609). adresse : <http://lia.scitation.org/doi/10.2351/1.4927609> (visité le 20/03/2023).
-

- [42] Y. HUANG et al., « Keyhole fluctuation and pore formation mechanisms during laser powder bed fusion additive manufacturing, » en, In Review, preprint, août 2021. DOI : [10.21203/rs.3.rs-683646/v1](https://doi.org/10.21203/rs.3.rs-683646/v1). adresse : <https://www.researchsquare.com/article/rs-683646/v1> (visité le 20/03/2023).
- [43] N. AUTHIER, A. BAPTISTE, V. BRUYERE, P. NAMY et C. TOUVREY, « Implementation of an interferometric sensor for measuring the depth of a capillary laser welding, » en, in *International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics*, San Diego, California, USA : Laser Institute of America, 2016, p. 904, ISBN : 978-1-940168-17-3. DOI : [10.2351/1.5118599](https://doi.org/10.2351/1.5118599). adresse : <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.2351/1.5118599> (visité le 27/09/2023).
- [44] A. RUBENCHIK, S. WU, S. MITCHELL, I. GOLOSKER, M. LEBLANC et N. PETERSON, « Direct measurements of temperature-dependent laser absorptivity of metal powders, » en, *Applied Optics*, t. 54, n° 24, p. 7230, 2015, ISSN : 0003-6935, 1539-4522. DOI : [10.1364/AO.54.007230](https://doi.org/10.1364/AO.54.007230). adresse : <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ao-54-24-7230> (visité le 13/01/2021).
- [45] R. P. MARTUKANITZ, R. M. MELNYCHUK, M. S. STEFANSKI et S. M. COPLEY, « Dynamic absorption of a powder layer, » en, in *International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics*, San Francisco, California, USA : Laser Institute of America, 2004, p. 1404, ISBN : 978-0-912035-77-2. DOI : [10.2351/1.5060217](https://doi.org/10.2351/1.5060217). adresse : <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.2351/1.5060217> (visité le 13/01/2021).
- [46] T. R. ALLEN, W. HUANG, J. R. TANNER, W. TAN, J. M. FRASER et B. J. SIMONDS, « Energy-Coupling Mechanisms Revealed through Simultaneous Keyhole Depth and Absorptance Measurements during Laser-Metal Processing, » en, p. 13, 2020.
- [47] B. J. SIMONDS et al., « The causal relationship between melt pool geometry and energy absorption measured in real time during laser-based manufacturing, » en, *Applied Materials Today*, t. 23, p. 101049, 2021, ISSN : 23529407. DOI : [10.1016/j.apmt.2021.101049](https://doi.org/10.1016/j.apmt.2021.101049). adresse : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S2352940721001141> (visité le 27/06/2021).
- [48] N. K. TOLOCHKO, Y. V. KHLOPKOV, S. E. MOZZHAROV, M. B. IGNATIEV, T. LAOUI et V. I. TITOV, « Absorptance of powder materials suitable for laser sintering, » en, *Rapid Prototyping Journal*, t. 6, n° 3, p. 155-161, 2000, ISSN : 1355-2546. DOI : [10.1108/13552540010337029](https://doi.org/10.1108/13552540010337029). adresse : <https://www.emerald.com/insight/content/doi/10.1108/13552540010337029/full/html> (visité le 13/01/2021).
- [49] R. ULBRICHT, « Die bestimmung der mittleren räumlichen lichtintensität durch nur eine messung, » en allemand, *Electrotechnische Zeit*, n° 43, p. 595-610, 1900.
- [50] E. KAISER, R. HUBER, C. STOLZENBURG et A. KILLI, « Sputter-free and Uniform Laser Welding of Electric or Electronical Copper Contacts with a Green Laser, » en, p. 6, 2014.

- [51] S. PRICKING, R. HUBER, K. KLAUSMANN, E. KAISER, C. STOLZENBURG et A. KILLI, « High-power CW and long-pulse lasers in the green wavelength regime for copper welding, » en, San Francisco, California, United States, mars 2016, 97410G. DOI : [10.1117/12.2213293](https://doi.org/10.1117/12.2213293). adresse : <http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?doi=10.1117/12.2213293> (visité le 22/07/2022).
- [52] C. RÜTTIMANN, U. DÜRR, A. MOALEM et M. PRIEHS, « Reliable laser micro-welding of copper, » en, B. GU, G. HENNIG, X. XU et H. NIINO, éd., San Francisco, California, USA, fév. 2011, p. 792 007. DOI : [10.1117/12.875033](https://doi.org/10.1117/12.875033). adresse : <http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?doi=10.1117/12.875033> (visité le 20/03/2023).
- [53] L. ALTER, A. HEIDER et J.-P. BERGMANN, « Investigations on copper welding using a frequency-doubled disk laser and high welding speeds, » en, *Procedia CIRP*, t. 74, p. 12-16, 2018, ISSN : 22128271. DOI : [10.1016/j.procir.2018.08.003](https://doi.org/10.1016/j.procir.2018.08.003). adresse : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S2212827118307868> (visité le 18/05/2022).
- [54] W. KOECHNER et M. BASS, *Solid-state lasers : a graduate text* (Advanced texts in physics), en. New York : Springer, 2003, p. 345-360, ISBN : 978-0-387-95590-2.
- [55] *Trumpf Website*, https://www.trumpf.com/fr_FR/produits/laser/laser-a-disque/, Consulté le : 22-07-2022.
- [56] A. HESS, A. HEIDER, R. SCHUSTER, R. WEBER et T. GRAF, « Benefits from combining laser beams with different wavelengths (green and IR) for copper welding, » en, in *International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics*, Anaheim, California, USA : Laser Institute of America, 2010, p. 540-546, ISBN : 978-0-912035-61-1. DOI : [10.2351/1.5062078](https://doi.org/10.2351/1.5062078). adresse : <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.2351/1.5062078> (visité le 18/05/2022).
- [57] A. HESS, R. WEBER, A. HEIDER et T. GRAF, « Forced deep-penetration welding with low-power second-harmonic assistance of cw copper welding with 1 μm wavelength, » en, *Physics Procedia*, t. 5, p. 29-36, 2010, ISSN : 18753892. DOI : [10.1016/j.phpro.2010.08.026](https://doi.org/10.1016/j.phpro.2010.08.026). adresse : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1875389210004529> (visité le 13/01/2021).
- [58] S. NAKASHIBA, Y. OKAMOTO, T. SAKAGAWA, S. TAKAI et A. OKADA, « Micro-Welding of Copper Plate by Frequency Doubled Diode Pumped Pulsed Nd :YAG Laser, » en, *Physics Procedia*, t. 39, p. 577-584, 2012, ISSN : 18753892. DOI : [10.1016/j.phpro.2012.10.076](https://doi.org/10.1016/j.phpro.2012.10.076). adresse : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S187538921202603X> (visité le 20/03/2023).
- [59] A. HEIDER, P. STRITT, A. HESS, R. WEBER et T. GRAF, « Process Stabilization at welding Copper by Laser Power Modulation, » en, *Physics Procedia*, t. 12, p. 81-87, 2011, ISSN : 18753892. DOI : [10.1016/j.phpro.2011.03.011](https://doi.org/10.1016/j.phpro.2011.03.011). adresse : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1875389211000903> (visité le 13/01/2021).

- [60] A. MATSUNAWA, J.-D. KIM, N. SETO, M. MIZUTANI et S. KATAYAMA, « Dynamics of keyhole and molten pool in laser welding, » en, *Journal of Laser Applications*, t. 10, n° 6, p. 247-254, déc. 1998, ISSN : 1042-346X, 1938-1387. DOI : [10.2351/1.521858](https://doi.org/10.2351/1.521858). adresse : <http://lia.scitation.org/doi/10.2351/1.521858> (visité le 26/07/2022).
- [61] S. TSUKAMOTO, I. KAWAGUCHI, G. ARAKANE et H. HONDA, « Suppression of porosity using pulse modulation of laser power in 20 kW CO2 laser welding, » en, in *International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics*, Jacksonville, Florida, USA : Laser Institute of America, 2001, p. 400-408, ISBN : 978-0-912035-71-0. DOI : [10.2351/1.5059890](https://doi.org/10.2351/1.5059890). adresse : <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.2351/1.5059890> (visité le 26/07/2022).
- [62] A. HEIDER, R. WEBER, D. HERRMANN, P. HERZOG et T. GRAF, « Power modulation to stabilize laser welding of copper, » en, *Journal of Laser Applications*, t. 27, n° 2, p. 022003, 2015, ISSN : 1042-346X, 1938-1387. DOI : [10.2351/1.4906127](https://doi.org/10.2351/1.4906127). adresse : <http://lia.scitation.org/doi/10.2351/1.4906127> (visité le 10/06/2021).
- [63] E. N. REINHEIMER, F. FETZER, R. WEBER et T. GRAF, « Benefit of high feed rates on the process efficiency in laser beam welding, » en, *Procedia CIRP*, t. 94, p. 718-721, 2020, ISSN : 22128271. DOI : [10.1016/j.procir.2020.09.127](https://doi.org/10.1016/j.procir.2020.09.127). adresse : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S2212827120313147> (visité le 27/01/2021).
- [64] V. BRUYERE, C. TOUVREY, P. NAMY et N. AUTHIER, « Multiphysics modeling of pulsed laser welding, » en, *Journal of Laser Applications*, t. 29, n° 2, p. 022403, 2017, ISSN : 1042-346X, 1938-1387. DOI : [10.2351/1.4983233](https://doi.org/10.2351/1.4983233). adresse : <http://lia.scitation.org/doi/10.2351/1.4983233> (visité le 13/01/2021).
- [65] J. DALIGAULT, M. DAL, C. GORNY, F. COSTE et R. FABBRO, « Combination of Eulerian and ray-tracing approaches for copper laser welding simulation, » en, *Journal of Laser Applications*, t. 34, n° 4, p. 042042, nov. 2022, ISSN : 1042-346X, 1938-1387. DOI : [10.2351/7.0000786](https://doi.org/10.2351/7.0000786). adresse : <https://lia.scitation.org/doi/10.2351/7.0000786> (visité le 23/01/2023).
- [66] E. MAITRE, « Review of numerical methods for free interfaces, » en, p. 28, 2006.
- [67] M. MEDALE, C. TOUVREY et R. FABBRO, « An axi-symmetric thermo-hydraulic model to better understand spot laser welding, » en, *European Journal of Computational Mechanics*, t. 17, n° 5-7, p. 795-806, 2008, ISSN : 1779-7179, 1958-5829. DOI : [10.3166/remn.17.795-806](https://doi.org/10.3166/remn.17.795-806). adresse : <https://www.tandfonline.com/doi/full/10.3166/remn.17.795-806> (visité le 23/06/2021).
- [68] H. KI, P. S. MOHANTY et J. MAZUMBER, « Multiple reflection and its influence on keyhole evolution, » en, *Journal of Laser Applications*, t. 14, n° 14, p. 39, 2002. DOI : [10.2351/1.1449885](https://doi.org/10.2351/1.1449885). adresse : https://www.researchgate.net/publication/228565542_Multiple_reflection_and_its_influence_on_keyhole_evolution.

- [69] M. GEIGER, K.-H. LEITZ, H. KOCH et A. OTTO, « A 3D transient model of keyhole and melt pool dynamics in laser beam welding applied to the joining of zinc coated sheets, » en, *Production Engineering*, t. 3, n° 2, p. 127-136, 2009, ISSN : 0944-6524, 1863-7353. DOI : [10.1007/s11740-008-0148-7](https://doi.org/10.1007/s11740-008-0148-7). adresse : <http://link.springer.com/10.1007/s11740-008-0148-7> (visité le 27/01/2021).
- [70] V. SHAIBU, S. SAHOO et A. KUMAR, « Computational Modeling of Dissimilar Metal CO2 Laser Welding : Applied to Copper and 304 Stainless Steel, » en, *Procedia Engineering*, t. 127, p. 208-214, 2015, ISSN : 18777058. DOI : [10.1016/j.proeng.2015.11.330](https://doi.org/10.1016/j.proeng.2015.11.330). adresse : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1877705815036905> (visité le 13/01/2021).
- [71] M. COURTOIS, M. CARIN, P. LE MASSON, S. GAIED et M. BALABANE, « Guidelines in the experimental validation of a 3D heat and fluid flow model of keyhole laser welding, » en, *Journal of Physics D : Applied Physics*, t. 49, n° 15, p. 155 503, avr. 2016, ISSN : 0022-3727, 1361-6463. DOI : [10.1088/0022-3727/49/15/155503](https://doi.org/10.1088/0022-3727/49/15/155503). adresse : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/49/15/155503> (visité le 13/01/2021).
- [72] V. BRUYERE, C. TOUVREY et P. NAMY, « A Phase Field Approach to Model Laser Power Control in Spot Laser Welding, » en, p. 6, 2014.
- [73] M. COURTOIS, M. CARIN, P. LE MASSON, S. GAIED et M. BALABANE, « A new approach to compute multi-reflections of laser beam in a keyhole for heat transfer and fluid flow modelling in laser welding, » en, *Journal of Physics D : Applied Physics*, t. 46, n° 50, p. 505 305, 2013, Number : 50, ISSN : 0022-3727, 1361-6463. DOI : [10.1088/0022-3727/46/50/505305](https://doi.org/10.1088/0022-3727/46/50/505305). adresse : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/46/50/505305> (visité le 06/10/2020).
- [74] B. LIU, G. FANG, L. LEI et W. LIU, « Experimental and numerical exploration of defocusing in Laser Powder Bed Fusion (LPBF) as an effective processing parameter, » en, *Optics & Laser Technology*, t. 149, p. 107 846, 2022, ISSN : 00303992. DOI : [10.1016/j.optlastec.2022.107846](https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2022.107846). adresse : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0030399222000032> (visité le 12/05/2022).
- [75] B. LIU, G. FANG, L. LEI et W. LIU, « A new ray tracing heat source model for mesoscale CFD simulation of selective laser melting (SLM), » en, *Applied Mathematical Modelling*, t. 79, p. 506-520, 2020, ISSN : 0307904X. DOI : [10.1016/j.apm.2019.10.049](https://doi.org/10.1016/j.apm.2019.10.049). adresse : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0307904X19306377> (visité le 12/05/2022).
- [76] S. A. KHAIRALLAH et A. ANDERSON, « Mesoscopic simulation model of selective laser melting of stainless steel powder, » en, *Journal of Materials Processing Technology*, t. 214, n° 11, p. 2627-2636, 2014, ISSN : 09240136. DOI : [10.1016/j.jmatprotec.2014.06.001](https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2014.06.001). adresse : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0924013614002234> (visité le 01/06/2022).

- [77] Y. QIN, A. MICHALOWSKI, R. WEBER, S. YANG, T. GRAF et X. NI, « Comparison between ray-tracing and physical optics for the computation of light absorption in capillaries – the influence of diffraction and interference, » en, p. 12, 2012.
- [78] S. A. KHAIRALLAH et al., « Controlling interdependent meso-nanosecond dynamics and defect generation in metal 3D printing, » en, *Science*, t. 368, n° 6491, p. 660-665, mai 2020, ISSN : 0036-8075, 1095-9203. DOI : [10.1126/science.aay7830](https://doi.org/10.1126/science.aay7830). adresse : <https://www.science.org/doi/10.1126/science.aay7830> (visité le 12/05/2022).
- [79] P. P. CROOKER, W. B. COLSON et J. BLAU, « Representation of a Gaussian beam by rays, » en, *American Journal of Physics*, t. 74, n° 8, p. 722-727, 2006, ISSN : 0002-9505, 1943-2909. DOI : [10.1119/1.2201857](https://doi.org/10.1119/1.2201857). adresse : <http://aapt.scitation.org/doi/10.1119/1.2201857> (visité le 09/06/2022).
- [80] K. H. LEITZ, P. SINGER, A. PLANKENSTEINER, P. TABERNIG, H. KESTLER et L. S. SIGL, « Thermo-Fluidodynamical Modelling of Laser Beam-Matter Interaction in Selective Laser Melting, » en, 2016. (visité le 20/03/2023).
- [81] W. TAN et Y. C. SHIN, « Analysis of multi-phase interaction and its effects on keyhole dynamics with a multi-physics numerical model, » en, *Journal of Physics D : Applied Physics*, t. 47, n° 34, p. 345 501, août 2014, ISSN : 0022-3727, 1361-6463. DOI : [10.1088/0022-3727/47/34/345501](https://doi.org/10.1088/0022-3727/47/34/345501). adresse : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/47/34/345501> (visité le 13/01/2021).
- [82] A. OTTO, A. PATSCHGER et M. SEILER, « Numerical and Experimental Investigations of Humping Phenomena in Laser Micro Welding, » en, *Physics Procedia*, t. 83, p. 1415-1423, 2016, ISSN : 18753892. DOI : [10.1016/j.phpro.2016.09.004](https://doi.org/10.1016/j.phpro.2016.09.004). adresse : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1875389216302644> (visité le 13/01/2021).
- [83] A. OTTO, R. G. VÁZQUEZ, U. HARTEL et S. MOSBAH, « Numerical analysis of process dynamics in laser welding of Al and Cu, » en, *Procedia CIRP*, t. 74, p. 691-695, 2018, ISSN : 22128271. DOI : [10.1016/j.procir.2018.08.040](https://doi.org/10.1016/j.procir.2018.08.040). adresse : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S2212827118308242> (visité le 13/01/2021).
- [84] P. YUE, J. J. FENG, C. LIU et J. SHEN, « A diffuse-interface method for simulating two-phase flows of complex fluids, » en, *Journal of Fluid Mechanics*, t. 515, p. 293-317, 2004, ISSN : 0022-1120, 1469-7645. DOI : [10.1017/S0022112004000370](https://doi.org/10.1017/S0022112004000370). adresse : http://www.journals.cambridge.org/abstract_S0022112004000370 (visité le 24/06/2021).
- [85] J. W. CAHN et J. E. HILLIARD, « Free Energy of a Nonuniform System. I. Interfacial Free Energy, » en, p. 11, 1958.

- [86] D. SHARMA, M. COQUERELLE, A. ERRIGUIBLE et S. AMIROUDINE, « Adaptive interface thickness based mobility—Phase-field method for incompressible fluids, » en, *International Journal of Multiphase Flow*, t. 142, p. 103-687, sept. 2021, ISSN : 03019322. DOI : [10.1016/j.ijmultiphaseflow.2021.103687](https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2021.103687). adresse : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S030193222100135X> (visité le 11/01/2023).
- [87] V. R. VOLLER, C. R. SWAMINATHAN et B. G. THOMAS, « Fixed grid techniques for phase change problems : A review, » en, *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, t. 30, n° 4, p. 875-898, sept. 1990, ISSN : 0029-5981, 1097-0207. DOI : [10.1002/nme.1620300419](https://doi.org/10.1002/nme.1620300419). adresse : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/nme.1620300419> (visité le 01/09/2022).
- [88] F. FAURE, R. WEBER et T. GRAF, « Influence of beam parameters on the capillary formation and the depth progress in laser spot welding of copper, » in *Proceedings of the Lasers in Manufacturing Conference 2021*, WLT e.V., 2021.
- [89] *Wieland Cu-K75 alloy specifications*, https://www.wieland.com/content/download/9907/file/K75_RP_EN.pdf, Consulté le : 20-01-2023.
- [90] C. TOUVREY, « Etude thermohydraulique du soudage impulsif de l'alliage TA6V, » thèse de doct., Université de Provence, Aix-Marseille I, 2006, p. 75-77.
- [91] F. KAUFMANN, A. MEIER, J. ERMER et S. ROTH, « Influence of defocusing in deep penetration welding of copper by using visible wavelength, » en, p. 11,
- [92] Y. A. MAYI, M. DAL, P. PEYRE, M. BELLET et R. FABBRO, « Physical mechanisms of conduction-to-keyhole transition in laser welding and additive manufacturing processes, » en, *Optics & Laser Technology*, t. 158, p. 108-111, fév. 2023, ISSN : 00303992. DOI : [10.1016/j.optlastec.2022.108811](https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2022.108811). adresse : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0030399222009574> (visité le 25/01/2023).
- [93] *The Ray Optics Module User's Guide*, <https://doc.comsol.com/5.3/doc/com.comsol.help.roptics/RayOpticsModuleUsersGuide.pdf>, Consulté le : 26-01-2023.
- [94] J. YE et al., « Energy Coupling Mechanisms and Scaling Behavior Associated with Laser Powder Bed Fusion Additive Manufacturing, » en, *Advanced Engineering Materials*, t. 21, n° 7, p. 1900-185, juill. 2019, ISSN : 1438-1656, 1527-2648. DOI : [10.1002/adem.201900185](https://doi.org/10.1002/adem.201900185). adresse : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/adem.201900185> (visité le 16/06/2022).
- [95] M. SCHNEIDER, L. BERTHE, M. MULLER et R. FABBRO, « A fast method for morphological analysis of laser drilling holes, » en, *Journal of Laser Applications*, t. 22, n° 4, p. 127-131, nov. 2010, ISSN : 1042-346X, 1938-1387. DOI : [10.2351/1.3508232](https://doi.org/10.2351/1.3508232). adresse : <http://lia.scitation.org/doi/10.2351/1.3508232> (visité le 27/02/2023).
- [96] J. HOFFMAN et Z. SZYMANSKI, « Absorption of the laser beam during welding with CO2 laser, » en, *Optica Applicata*, t. 32, p. 129-145, 2002. DOI : [10.1016/j.phpro.2016.09.004](https://doi.org/10.1016/j.phpro.2016.09.004). (visité le 18/04/2023).

- [97] X. ZHANG, M. MIYAGI et S. OKAMOTO, « Fundamental study on welding properties of 515nm green laser, » en, in *International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics*, San Diego, California, USA : Laser Institute of America, 2014, p. 458-462, ISBN : 978-1-940168-02-9. DOI : [10.2351/1.5063095](https://doi.org/10.2351/1.5063095). adresse : <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.2351/1.5063095> (visité le 19/04/2023).
- [98] P. SHCHEGLOV, S. A. USPENSKIY, A. V. GUMENYUK, V. N. PETROVSKIY, M. RETHMEIER et V. M. YERMACHENKO, « Plume attenuation of laser radiation during high power fiber laser welding, » en, *Laser Physics Letters*, t. 8, n° 6, p. 475-480, 2011, ISSN : 16122011. DOI : [10.1002/lapl.201110010](https://doi.org/10.1002/lapl.201110010). adresse : <https://iopscience.iop.org/article/10.1002/lapl.201110010> (visité le 18/04/2023).
- [99] F. KAUFMANN, J. ERMER, A. MAIER, S. ROTH et M. SCHMIDT, « Influence of plume attenuation under high power laser welding of copper using visible wavelengths, » en, *Journal of Laser Applications*, t. 33, n° 4, p. 042 006, nov. 2021, ISSN : 1042-346X, 1938-1387. DOI : [10.2351/7.0000505](https://doi.org/10.2351/7.0000505). adresse : <https://lia.scitation.org/doi/10.2351/7.0000505> (visité le 18/04/2023).
- [100] J. GRESES, P. A. HILTON, C. Y. BARLOW et W. M. STEEN, « Plume attenuation under high power Nd :yttrium–aluminum–garnet laser welding, » en, *Journal of Laser Applications*, t. 16, n° 1, p. 9-15, 2004, ISSN : 1042-346X, 1938-1387. DOI : [10.2351/1.1642636](http://doi.org/10.2351/1.1642636). adresse : <http://lia.scitation.org/doi/10.2351/1.1642636> (visité le 18/04/2023).
- [101] D. COVIELLO, A. D'ANGOLA et D. SORGENTE, « Numerical Study on the Influence of the Plasma Properties on the Keyhole Geometry in Laser Beam Welding, » en, *Frontiers in Physics*, t. 9, p. 754672, jan. 2022, ISSN : 2296-424X. DOI : [10.3389/fphy.2021.754672](https://doi.org/10.3389/fphy.2021.754672). adresse : <https://www.frontiersin.org/articles/10.3389/fphy.2021.754672/full> (visité le 19/04/2023).
- [102] I. LANGMUIR, « The Effect of Space Charge and Residual Gases on Thermionic Currents in High Vacuum, » en, *Physical Review*, t. 2, n° 6, p. 450-486, déc. 1913, ISSN : 0031-899X. DOI : [10.1103/PhysRev.2.450](https://doi.org/10.1103/PhysRev.2.450). adresse : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.2.450> (visité le 20/04/2023).
- [103] M. KNUDSEN, « Experimentelle Bestimmung des Druckes gesättigter Quecksilberdämpfe bei 0° und höheren Temperaturen, » de, *Annalen der Physik*, t. 334, n° 6, p. 179-193, 1909, ISSN : 00033804, 15213889. DOI : [10.1002/andp.19093340614](https://doi.org/10.1002/andp.19093340614). adresse : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/andp.19093340614> (visité le 20/04/2023).
- [104] H. HERTZ, « Ueber die Verdunstung der Flüssigkeiten, insbesondere des Quecksilbers, im luftleeren Raume, » de, *Annalen der Physik*, t. 253, n° 10, p. 177-193, 1882, ISSN : 00033804, 15213889. DOI : [10.1002/andp.18822531002](https://doi.org/10.1002/andp.18822531002). adresse : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/andp.18822531002> (visité le 20/04/2023).

- [105] V. SEMAK et A. MATSUNAWA, « The role of recoil pressure in energy balance during laser materials processing, » en, *Journal of Physics D : Applied Physics*, t. 30, n° 18, p. 2541, 1997. DOI : [10.1088/0022-3727/30/18/008](https://doi.org/10.1088/0022-3727/30/18/008). adresse : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/30/18/008> (visité le 20/04/2023).
- [106] I. V. KRIVTSUN, S. B. SUKHORUKOV, V. N. SIDORETS et O. B. KOVALEV, « Modelling of the processes of evaporation of metal and gas dynamics of metal vapour inside a keyhole in laser welding, » en, *The Paton Welding Journal*, t. 10, p. 16-22, 2008. (visité le 18/04/2023).
- [107] S. PANG, « 3D transient multiphase model for keyhole, vapor plume, and weld pool dynamics in laser welding including the ambient pressure effect, » en, *Optics and Lasers in Engineering*, p. 12, 2015.
- [108] S. PANG, X. CHEN, X. SHAO, S. GONG et J. XIAO, « Dynamics of vapor plume in transient keyhole during laser welding of stainless steel : Local evaporation, plume swing and gas entrapment into porosity, » en, *Optics and Lasers in Engineering*, t. 82, p. 28-40, juill. 2016, ISSN : 01438166. DOI : [10.1016/j.optlaseng.2016.01.019](https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2016.01.019). adresse : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S014381661600035X> (visité le 13/01/2021).
- [109] Y. A. MAYI et al., « Laser-induced plume investigated by finite element modelling and scaling of particle entrainment in laser powder bed fusion, » en, *Journal of Physics D : Applied Physics*, t. 53, n° 7, p. 075 306, fév. 2020, ISSN : 0022-3727, 1361-6463. DOI : [10.1088/1361-6463/ab5900](https://doi.org/10.1088/1361-6463/ab5900). adresse : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6463/ab5900> (visité le 13/01/2021).
- [110] A. ESMAEELI et G. TRYGGVASON, « Computations of film boiling. Part I : numerical method, » en, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, t. 47, n° 25, p. 5451-5461, 2004, ISSN : 00179310. DOI : [10.1016/j.ijheatmasstransfer.2004.07.027](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2004.07.027). adresse : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0017931004002947> (visité le 13/01/2021).
- [111] M. COURTOIS, « Modélisation thermohydraulique tri-dimensionnelle du soudage laser de flans rabotés et validation expérimentale, » thèse de doct., Université de Bretagne Sud, Laboratoire d'Ingénierie des MATériaux de Bretagne LIMATB, 2014.
- [112] P. SHCHEGLOV, « Study of Vapour-Plasma Plume during High Power Fiber Laser Beam Influence on Metals, » en, thèse de doct., Faculty of Experimental et Theoretical Physics.
- [113] B. KARLSSON, C. G. RIBBING, A. ROOS, E. VALKONEN et T. KARLSSON, « Optical Properties of Some Metal Oxides in Solar Absorbers, » en, *Physica Scripta*, t. 25, n° 6A, p. 826-831, juin 1982, ISSN : 0031-8949, 1402-4896. DOI : [10.1088/0031-8949/25/6A/044](https://doi.org/10.1088/0031-8949/25/6A/044). adresse : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0031-8949/25/6A/044> (visité le 10/07/2023).

- [114] M. COURTOIS, M. CARIN, P. LE MASSON, S. CADIOU et S. GAIED, « A method to reduce calculation time in multiphysic modelling of welding processes. Application to laser and GMAW welding., » en, 2019.
- [115] R. FABBRO, S. SLIMANI, F. COSTE et F. BRIAND, « Study of keyhole behaviour for full penetration Nd–Yag CW laser welding, » *Journal of Physics D : Applied Physics*, t. 38, n° 12, p. 1881-1887, juin 2005, ISSN : 0022-3727, 1361-6463. DOI : [10.1088/0022-3727/38/12/005](https://doi.org/10.1088/0022-3727/38/12/005). adresse : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/38/12/005> (visité le 30/08/2023).
- [116] I. URSU, N. MIHAILESCU, A. M. PROKHOROV et V. I. KONOV, *Laser Heating of Metals*, en, 1990.
- [117] N. W. ASHCROFT et N. D. MERMIN, *Solid State Physics*, en, 1976.
- [118] P. DRUDE, *The Theory of Optics*, en, 1900.
- [119] K. SEMAK et A. MATUNAWA, « The role of recoil pressure in energy balance during laser materials processing, » en, *J. Phys. D. Appl. Phys.*, t. 30, p. 2521-2552, 1997.
- [120] K. HIRANO et R. FABBRO, « Study on striation generation process during laser cutting of steel, » en, in *International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics*, Orlando, Florida, USA : Laser Institute of America, 2011, p. 50-59, ISBN : 978-0-912035-94-9. DOI : [10.2351/1.5062285](https://doi.org/10.2351/1.5062285). adresse : <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.2351/1.5062285> (visité le 05/05/2021).

Table des figures

1.1	Illustration d'une installation de soudage laser.	7
1.2	Soudage en "hairpin" pour stators de moteurs électriques. Extrait du site Trumpf [11].	10
1.3	Illustration de l'interaction laser-matière	11
1.4	Coefficient d'absorption en fonction de la polarisation et de l'angle d'incidence. Application sur cuivre à température ambiante.	14
1.5	Prédiction de l'évolution de l'absorptivité incidente A_0 avec la température par le modèle de Drude. Adapté de Ujihara (1972) [16].	15
1.6	a) Influence de la longueur d'onde sur les indices de réfraction (n,k) du cuivre à température ambiante et b) Evolution de l'absorptivité incidente déduite des formules de Fresnel. Adapté de Johnson et Christy (1972) [13].	15
1.7	Influence de l'oxydation sur l'absorptance de différents alliages de cuivre, sous irradiation à a) 1030 nm et b) 515 nm. Adapté de Engler (2011) [17]	16
1.8	a) Effet de la rugosité sur l'absorptance apparente d'une surface rugueuse pour différents métaux et différentes longueurs d'onde. L'absorptivité du matériau correspondant A_{smooth} est donnée entre parenthèses. b) et c) illustration de deux surfaces rugueuses générées aléatoirement à respectivement $\sigma/\tau = 0.1$ et $\sigma/\tau = 1$. Extrait et adapté de Bergström et al (2008) [23].	17
1.9	Illustration du phénomène de multiples réflexions dans le capillaire de vapeur.	18
1.10	Evolution de l'absorbance apparente en fonction du rapport d'aspect d'une cavité optique paraboloidique. Application au cas du cuivre avec $\alpha = 0.05$	19
1.11	Evolution du coefficient de retrodiffusion β_r avec le nombre de Mach M_a . Extrait de Mas (2003) [3]	21
1.12	Illustration de l'effet Marangoni en fonction du coefficient thermo-capillaire $\frac{\partial \sigma}{\partial T}$. Adapté de Mayi (2020) [30]	22
1.13	Illustration du phénomène de convection naturelle dans le bain de fusion.	23
1.14	Illustration du régime de "Rosenthal". Adapté de Fabbro (2010) [31].	24
1.15	Illustration du régime d'"onde simple". Adapté de Fabbro (2010) [31].	24
1.16	Illustration du régime de "capillaire allongé". Adapté de Fabbro (2010) [31].	25
1.17	Illustration du régime de "pre-humping". Adapté de Fabbro (2010) [31].	25
1.18	Illustration du régime de "humping". Adapté de Fabbro (2010) [31].	26
1.19	Illustration du régime de conduction.	26

1.20	Récapitulatif des plages de paramètres opératoires menant aux régimes précédemment décrits. (R) Rosenthal, (S) Single wave, (E) Elongated keyhole, (P) Pre-humping et (H) Humping. La région (C) délimite le régime de conduction. Les angles d'inclinaison du front avant menant à la transition entre régimes sont également indiqués.	27
1.21	Illustration de la formation de "spatters", observée en imagerie rapide au cours du procédé de soudage laser. Extrait de Kaplan et al. (2011) [32]	28
1.22	Illustration du défaut de manque de matière lors du procédé de soudage laser sur un échantillon d'alliage de cuivre Cu-ETP. a) Cordon vu de dessus. b) Focus sur un défaut de manque de matière. c) Cross-section de l'échantillon. Extrait de Heider et al. (2013) [33]	28
1.23	Mécanisme de formation de blow-hole lors du procédé de soudage laser sur cuivre observé par caméra rapide (haut) et imagerie rayons-X (bas). Extrait et adapté de Heider et al. (2013) [33].	29
1.24	Illustration d'une porosité formée au cours du procédé de soudage laser. Extrait de Gong et al. [34]	29
1.25	Influence de l'état de la matière sur l'absorption de différents matériaux, à une longueur d'onde de 1030 nm. Extrait et adapté de Engler (2011) [17] et Johnson et Christy (1974) [37]	31
1.26	a) Influence de la température sur la conductivité thermique du cuivre. Extrait de Mills (2002) [29] et Cagran (2000) [35]. b) Comparaison pour différents matériaux. Extrait de Mills (2002) [29]	32
1.27	Comparaison de la viscosité dynamique pour différents matériaux. Les pointillés représentent les valeurs extrapolées des données de la littérature. Extrait de Mills (2002) [29]	32
1.28	Comparaison de la tension de surface pour différents matériaux. Extrait de Mills (2002) [29]	33
1.29	a) Influence de la température sur la masse volumique du cuivre. Extrait de Mills (2002) [29] et Cagran (2000) [35]. b) Comparaison pour différents matériaux. Extrait de Mills (2002) [29]	34
1.30	a) Influence de la température sur la chaleur massique à pression constante du cuivre. Extrait de Mills (2002) [29] et Cagran (2000) [35]. b) Comparaison pour différents matériaux. Extrait de Mills (2002) [29]	34
1.31	Évolution de la vitesse limite d'entraînement en fonction de la taille de la particule.	37
1.32	Observation d'une coupe métallographique d'un cordon de soudage sur Cu-ETP. Extrait de Heider (2014) [2].	38
1.33	a) Illustration d'un banc expérimental d'observation aux rayons X. b) imagerie obtenue par rayons-X lors de soudage laser sur un alliage d'aluminium AA6082. Extrait de Fetzer (2021) [1].	39
1.34	Illustration de mesure d'absorptance par calorimétrie. Adapté de Rubenchik (2015) [44]	40

1.35	Illustration d'un banc expérimental de mesure d'absorptance par sphère intégrante. Adapté de Nordet et al. (2022) [18]	41
1.36	Principe de reconstruction et de mesure d'absorptance par lancer de rayons. a) Séquence obtenues par imagerie rapide aux rayons X. b) Reconstruction de la géométrie du capillaire. c) Distribution spatiale d'irradiance absorbée le long du capillaire, η_A représente l'absorptance globale de la géométrie. Extrait et adapté de Fetzer et al. (2021) [1].	42
1.37	Reproductibilité de tirs statiques réalisés sous laser IR (1030 nm) et vert (515 nm). Extrait et adapté de Pricking et al. (2016) [51].	44
1.38	Taux de conversion de puissance entre le fondamental (1064 nm) et la seconde harmonique (535 nm) en fonction de la longueur du cristal doubleur de fréquence KTP. Extrait et adapté de Koeckner et Bass (2003) [54].	45
1.39	Comparaison de cordons de soudage réalisés du alliage de bronze (CuSn6) à $V_w = 25m/min$ et a) $P_{IR} = 500$ W, b) $P_{vert} = 70$ W et c) combinaison de $P_{IR} = 430$ W et $P_{green} = 70$ W. d) Cordons vus de dessus obtenu par laser IR uniquement (haut) et par combinaison de laser IR et vert (bas). Extrait et adapté de Hess et al. (2010) [57].	45
1.40	Nombre de défauts dans le cordon résultant en fonction de la profondeur de modulation de puissance Π et de la fréquence normalisée Λ . Extrait et adapté de Heider et al. (2015) [62].	47
1.41	Exemples de cordons de Cu-ETP obtenus par (1) soudage continu et modulation de puissance à (2) $f_M = 200$ Hz et (3) $f_M = 400$ Hz. $P_{moy} = 2.5$ kW, $V_w = 6$ m/min et $P_{ampl} = 1.9$ kW. a) Surface en vue de dessus. b) Coupe longitudinale. c) Coupe transverse. Extrait de Heider et al. (2015) [62].	48
1.42	Gestion de la déformation de l'interface par a) Méthode Lagrangienne (ALE) (Extrait de Médale et al. (2008) [67]) et b) Méthode Eulérienne (Level-set) (Extrait et adapté de Ki et al. (2002) [68]).	49
1.43	Illustration d'une simulation multiphysique de soudage laser par tir statique avec une approche ondulatoire. Extrait de Courtois et al. (2013) [73].	51
1.44	Comparaison cross-section des résultats expérimentaux (gauche) et numériques (droite) de cordons de soudage obtenus sur Ti6Al4V. Extrait de Liu et al. (2022) [74].	53
1.45	Influence du gaz d'assistance lors du procédé de soudage laser. a) Débit nul. b) Débit de $0.6 m^3/h$. c) Débit de $1.2 m^3/h$. Extrait de Tan et al. (2014) [81].	54
2.1	Représentation du terme "phobic" de l'énergie libre de mélange. Les paramètres λ et ϵ sont choisis de manière arbitraire pour la représentation.	60
2.2	Distribution initiale du champ de phase obtenue avec l'Equation 2.3.	61
2.3	Représentation de la fonction de Heavyside proposée par COMSOL Multiphysics®.	66
2.4	Propriétés du cuivre pur. Extrait et adapté de Mills (2002) [29]	68

TABLE DES FIGURES

2.5	Représentation des considérations géométriques employées pour le modèle représentatif d'un cas de tir statique a) débouchant et b) non débouchant.	71
2.6	Distribution spatiale de l'irradiance du laser pour $r_L = 300 \mu m$. a) Distribution "top-hat" et b) distribution gaussienne.	73
2.7	Profil de montée en puissance du faisceau, avec $\tau_{ris} = 150 \mu s$	73
2.8	Étude de convergence spatiale pour le modèle 2D-axisymétrique.	74
2.9	Nomenclature des grandeurs mesurées numériquement. "MP" désigne le bain de fusion (melt pool) et "KH" le capillaire (keyhole).	75
2.10	a) Étude de sensibilité de l'évolution de la profondeur du capillaire au paramètre d'épaisseur d'interface ϵ . b) Absorptance calculée dans le domaine comparée au profil de montée en puissance du laser.	75
2.11	Étude de sensibilité aux propriétés physiques du matériaux sur a) la profondeur du capillaire et b) le volume de bain fondu. Variation de +10% (rouge) et -10% (bleu).	76
2.12	Illustration du setup expérimental mis en place à l'IFSW. Extrait et adapté d'une réunion FASTLAS, présentée par Frauke Holder (IFSW).	78
2.13	a) Choix d'évolution d'absorptance dans une cavité conique en fonction du rapport d'aspect et du lissage entre Fresnel et Gouffé, avec $\alpha = 0.1$. b) Évolution correspondante du rapport $\frac{\gamma}{A(\gamma)}$ pour les différents lissage.	80
2.14	Illustration de la géométrie du bain de fusion et du capillaire obtenu en soudage laser par point, avec le champ de vitesse (gauche) et le champ de température (droite). Faisceau gaussien divergent, avec $P = 16 \text{ kW}$ et $d = 600 \mu m$ après 6 ms de temps d'interaction.	83
2.15	Comparatif des hypothèses de description de l'interaction laser-matière. Simulation de soudage laser par point, à $P = 16 \text{ kW}$ et $d = 600 \mu m$	83
3.1	Illustration de la réflexion spéculaire définie par les lois de Snell-Descartes.	90
3.2	a) Champ de phase dans une configuration pleine tôle, en 3D et b) iso-surface à la valeur $\phi = 0$, représentant l'interface entre le gaz ambiant et le métal.	91
3.3	a) Interface reconstruite et propagation des rayons dans le domaine et b) Vue dans le plan d'incidence des rayons.	92
3.4	Illustration de l'opérateur d'extrusion général de COMSOL Multiphysics® , a) Fonction définie sur une frontière et b) Extrusion générale donnant accès aux valeurs en volume	92
3.5	a) Irradiance absorbée normalisée sur l'interface reconstruite lors du calcul d'optique géométrique et b) Vue en coupe de l'extrusion de l'irradiance absorbée normalisée et mapping dans le domaine de résolution du composant 1.	93
3.6	Illustrations de l'influence des différents critères d'arrêt du calcul multiphysique.	94
3.7	Logigramme de calcul d'un modèle avec prise en compte des multiples réflexions par méthode de lancer de rayons.	95

3.8	Distribution de faisceaux par la méthode de lancer de rayons. a) Distribution homogène ou "top-hat". b) Distribution gaussienne en $1/e^2$	96
3.9	Différentes considérations de géométries du capillaire. a) Capillaire ouvert et b) Capillaire profond.	97
3.10	Distribution de l'irradiance absorbée le long du capillaire (à géométrie ouverte) en fonction du nombre de rayons N_r utilisé pour le calcul d'optique géométrique. La référence (courbe en noire) est prise pour $N_r = 10^6$	98
3.11	Étude de sensibilité au nombre de rayons utilisés pour discrétiser la propagation d'un faisceau dans a) un capillaire ouvert et b) un capillaire profond.	98
3.12	a) Étude de sensibilité au nombre maximal de réflexions autorisées lors de la propagation d'un faisceau dans un capillaire profond. b) Proportion de puissance contenue dans le rayon (rouge) et transmise à la cavité (bleu) après la i -ème réflexion.	99
3.13	Soudage par point sur cuivre avec $P = 7$ kW, $d = 560 \mu m$ après $t = 7.5$ ms d'interaction laser matière. a) Vue de dessus et coupe métallographique de l'échantillon b) avant attaque chimique et c) après attaque chimique.	101
3.14	Signal du laser obtenu pour un tir à $P = 8$ kW et $t = 4$ ms.	101
3.15	a) Évolution de la profondeur du capillaire (noir) et de l'absorptance (rouge) lors de soudage laser par point sur cuivre avec $P = 8$ kW et $d = 560 \mu m$. b) Distribution d'irradiance normalisée (échelle logarithmique) à différents instants de simulation.	102
3.16	Évolution de la géométrie du bain de fusion, du capillaire de vapeur et de la propagation de rayons à différents instants de l'interaction laser matière. $P = 8$ kW et $d = 560 \mu m$. a) Conduction pure. b) Déformation du bain de fusion sous l'effet de la pression de recul. c) Multiples réflexions des rayons dans le capillaire. d) Concentration des rayons dans le bain du bain de fusion. e) Capillaire profond.	103
3.17	Comparaison des géométries du cordon expérimental (gauche) et numérique (droite). Les contours du bain de fusion numériques sont projetés en lignes blanches sur le figure expérimentale.	104
3.18	Comparaison des dynamiques d'évolution de la profondeur du bain de fusion obtenue en numériquement (traits pleins) et expérimentalement (diamants) pour du soudage laser par point à $P = 7$ kW (rouge) et $P = 8$ kW (noir).	105
3.19	Comparaison de l'évolution de l'absorptance en fonction du rapport d'aspect avec le modèle analytique de Gouffé (noir). Rapport d'aspect calculé avec le diamètre d'ouverture du capillaire (bleu) et avec le diamètre du faisceau (rouge) a) sans correctif et b) avec correctif.	107
3.20	a) Analyse de sensibilité de l'absorptivité du matériau sur la dynamique de pénétration du capillaire. b) Erreur relative sur l'absorptance de Gouffé, pour différentes absorptivités, avec $\alpha_\lambda = 13\%$ comme référence.	108

3.21	Mécanisme de formation de porosité lors d'un tir à $P = 8 \text{ kW}$ et $d = 560 \mu\text{m}$. a) Fin du tir. b) Refroidissement du bain de fusion. c) Prédominance des phénomènes d'interface par rapport à la pression de recul. d) Fermeture du capillaire. e) Formation d'une porosité dans le cordon résiduel.	109
3.22	Porosité résiduelle obtenue après soudage laser par point sur cuivre à $P = 7 \text{ kW}$, $d = 560 \mu\text{m}$ et $t = 7.25 \text{ ms}$ de temps d'interaction.	110
4.1	a) Schéma du dispositif expérimental employé par Kaufmann et al [99] pour la mesure d'extinction du faisceau dans la plume de vapeur. b) Mesure d'extinction de lasers sonde à $\lambda = 980 \text{ nm}$ (rouge) et $\lambda = 450 \text{ nm}$ (vert) le long du cordon au cours du procédé. Extrait et adapté de Kaufmann et al. [99].	116
4.2	a) Illustration d'une forme caractéristique de plume de vapeur en soudage laser sur cuivre. b) Mesure d'ascension verticale de plume de vapeur par imagerie rapide. Soudage au laser vert à $\lambda = 515 \text{ nm}$ avec $P = 1.5 \text{ kW}$, $V_w = 3 \text{ m/min}$ et $d = 200 \mu\text{m}$. Extrait et adapté de Kaufmann et al. [99].	117
4.3	Évolution de la condition de saut en vitesse entre le liquide et la vapeur pour les différentes hypothèses d'étude.	122
4.4	Maillage employé lors de la modélisation de la plume de vapeur, a) à l'état initial et b) après plusieurs étapes de raffinement de maillage. La ligne verte représente l'interface initiale et la ligne rouge la taille du faisceau.	123
4.5	a) Hauteur de la plume de vapeur au cours du procédé. b) Évolution de la température en surface du capillaire (rouge) et de la vitesse maximale locale dans la plume (bleu), la température du vaporisation du cuivre est indiquée en pointillée. Paramètres laser : $P = 2.5 \text{ kW}$ et $d = 200 \mu\text{m}$	125
4.6	Détente de la plume de vapeur. Champ de vitesse (gauche) et champ de température (droite) à différents instants après le début de la vaporisation t_0 . La zone grise claire représente le solide, la zone grise foncée le liquide. Paramètres laser : $P = 2.5 \text{ kW}$ et $d = 200 \mu\text{m}$	125
4.7	Influence de l'intensité du laser sur la vitesse d'expansion moyenne de la plume de vapeur.	126
4.8	Installation expérimentale mise en place pour la mesure de vitesse de plume et d'atténuation du faisceau.	127
4.9	Comportement général de croissance de la plume de vapeur : a) forme de champignon ($t = 7 \text{ ms}$), b) ouverture en U ($t = 48 \text{ ms}$) et c) expansion rapide en forme de cône ($t = 63 \text{ ms}$). Paramètres procédé : $P = 2.5 \text{ kW}$, $d = 200 \mu\text{m}$, $t_{inter} = 200 \text{ ms}$. Paramètres caméra : 10 000 ips, résolution 1280x480, temps d'exposition $98.7 \mu\text{s}$	128

4.10	a) Détente de la plume de vapeur observée par caméra rapide à différents instants, avec un pas de temps de $10 \mu m$ entre chaque image. b) Mesure de la hauteur maximale de la plume de vapeur en fonction du temps. Paramètres procédé : $P = 2.5 kW$, $d = 200 \mu m$, $t_{inter} = 200 ms$. Paramètres caméra : 100 000 ips, résolution 1280x32, temps d'exposition $8.74 \mu s$	129
4.11	Évolution de la vitesse moyenne de détente de la plume de vapeur en fonction de l'intensité du laser de puissance.	130
4.12	Exemple de mesure d'atténuation de signal de la photodiode au cours du procédé. $P = 4 kW$, $d = 200 \mu m$, $t_{pulse} = 200 ms$. Les traits pointillés en noir représentent respectivement le début et la fin du tir.	131
4.13	Indice de réfraction et coefficient d'extinction optique des oxydes cuivriques CuO (traits plein) et cuivreux Cu ₂ O (traits pointillés). Extrait et adapté de Karlsson et al. (1982) [113]	133
4.14	Atténuation d'un faisceau dans le proche-IR ($\lambda = 1.03 nm$) a) pour différentes intensités du laser de puissance et b) pour différentes hauteurs de faisceau sonde.	134
5.1	Définition de la géométrie employée pour les modèles tridimensionnels. a) Vue avant et b) Vue arrière. c) Maillage utilisé.	139
5.2	a) Nomenclature des propriétés des rayons. Propagation libre des faisceaux le long de l'axe optique pour b) une approximation paraxiale et c) une formulation gaussienne divergente. d) Irradiance normalisée au plan focal (haut) et à la longueur de Rayleigh (bas). Les rayons à $1/e^2$ théorique (gauche) et calculé (droite) sont indiqués en trait blanc.	142
5.3	a) Cavité factice utilisée pour observée l'influence de la divergence du faisceau. b) Évolution de l'absorptance et c) du pic d'irradiance absorbée normalisée dans une cavité conique de profondeur $X \times z_R$ et de diamètre d'ouverture $200 \mu m$. L'équivalence en rapport d'aspect $R = \frac{\text{profondeur}}{\text{diamètre}}$ est indiquée en seconde abscisse.	143
5.4	Caustique du faisceau obtenu numériquement avec une distribution au plan focal a) gaussienne (normalisée avec $I_0 = \frac{2P}{\pi w_0^2}$) et b) "top-hat" (normalisée avec $I_0 = \frac{P}{\pi w_0^2}$).	144
5.5	Illustration des différentes configurations de soudage "tirée" et "poussée".	145
5.6	Développement du bain de fusion et du capillaire de vapeur au cours du temps, représentation du champ de température et de la surface libre. La zone grise représente le métal solide. Paramètres procédé : $P = 16 kW$, $d = 400 \mu m$ et $V_w = 30 m/min$	147
5.7	Évolution des dimensions du capillaire et du bain de fusion au cours du procédé. a) Profondeur du capillaire. b) Longueur du bain de fusion. c) Largeur du bain de fusion. d) Volume de bain fondu. Paramètres procédé : $P = 16 kW$, $d = 400 \mu m$ et $V_w = 30 m/min$	148

TABLE DES FIGURES

5.8	Propagation du faisceau au sein du capillaire de vapeur. Représentation du champ de température [K] et de la puissance normalisée contenue dans chaque rayon. Paramètres procédé : $P = 16$ kW, $d = 400 \mu m$ et $V_w = 30$ m/min.	149
5.9	Absorptance au sein du capillaire au cours du procédé en fonction a) du temps et b) du rapport d'aspect du capillaire. Paramètres procédé : $P = 16$ kW, $d = 400 \mu m$ et $V_w = 30$ m/min.	150
5.10	Irradiance maximale normalisée au sein du capillaire en fonction a) du temps et b) du rapport d'aspect du capillaire. Paramètres procédé : $P = 16$ kW, $d = 400 \mu m$ et $V_w = 30$ m/min.	151
5.11	Nombre de degrés de liberté (DOF) au cours du procédé. Paramètres procédé : $P = 16$ kW, $d = 400 \mu m$ et $V_w = 30$ m/min.	152
5.12	Développement du bain de fusion et du capillaire de vapeur au cours du temps, représentation du champ de température et de la surface libre. La zone grise représente le métal solide. Paramètres procédé : $P = 16$ kW, $d = 400 \mu m$ et $V_w = 10$ m/min.	153
5.13	Observation du capillaire de vapeur par imagerie rayons X, réalisée par <i>Eveline Reinheimer</i> à l'IFSW. En rouge sont encadrées les phases de développement du capillaire représentées par le modèle numérique. Cuivre Cu-K75, à $P = 16$ kW, $d = 400 \mu m$ et $V_w = 10$ m/min.	154
5.14	Influence de l'augmentation de la vitesse de soudage, représentation du champ de température et de la surface libre. La zone grise représente le métal solide. Paramètres procédé : $P = 16$ kW, $d = 400 \mu m$ et $V_w = 36$ m/min.	156
5.15	Développement du bain de fusion, du capillaire et de la plume de vapeur au cours du temps, représentation du champ de température et de la surface libre. La zone grise représente le métal solide. Paramètres procédé : $P = 16$ kW, $d = 400 \mu m$ et $V_w = 36$ m/min.	157
5.16	Influence du jet de vapeur sur la dynamique du bain de fusion. Simulation a) sans et b) avec prise en compte de la formation du jet de vapeur. Paramètres procédé : $P = 16$ kW, $d = 400 \mu m$ et $V_w = 36$ m/min à $t = 1.5$ ms après le début du tir.	158
5.17	Influence de la vitesse de soudage sur l'angle d'inclinaison du front avant du capillaire. Paramètres procédé : $P = 16$ kW, $d = 400 \mu m$	160
5.18	Influence de la vitesse de soudage sur le couplage laser-matière, caractérisé par l'évolution de l'absorptance au sein du capillaire. Paramètres procédé : $P = 16$ kW, $d = 400 \mu m$	161
5.19	Influence de la vitesse de soudage sur la profondeur de soudage. Les traits pointillés gris représentent les prédictions du modèle de Fabbro [25] pour $A(\gamma) = 0.13$ et $A(\gamma) = 0.36$. Paramètres procédé : $P = 16$ kW, $d = 400 \mu m$	162

TABLE DES FIGURES

5.20	Application du modèle de Drude dans le cas du cuivre pur. a) Influence de la température sur l'absorptivité, en incidence normale ($\beta = 0^\circ$). b) Influence de l'angle d'incidence et de la polarisation sur l'absorptivité, à différentes températures.	205
5.21	Illustration de la méthode de raffinement adaptatif du maillage. a) Maillage fin de référence. b) Maillage grossier initial. c) Raffinement du maillage et d) Champ de phases à l'instant initial (gauche), à la moitié de la simulation (centre) et en fin de simulation (droite).	208
5.22	Variation du temps de calcul avec le critère d'arrêt employé. a) Gain de temps du cas C par rapport au cas B. b) "Gain" de temps du cas C par rapport au cas A.	209
5.23	Illustration du modèle du piston.	210
5.24	Image moyenne obtenue par imagerie aux rayons X, réalisée à l'IFSW par Eveline Reinheimer. Paramètres procédé : $P = 16$ kW, $d = 400 \mu m$ et $V_w = 10$ m/min.	213
5.25	Image moyenne obtenue par imagerie aux rayons X, réalisée à l'IFSW par Eveline Reinheimer. Paramètres procédé : $P = 16$ kW, $d = 400 \mu m$ et $V_w = 24$ m/min.	214
5.26	Image moyenne obtenue par imagerie aux rayons X, réalisée à l'IFSW par Eveline Reinheimer. Paramètres procédé : $P = 16$ kW, $d = 400 \mu m$ et $V_w = 30$ m/min.	214
5.27	Logigramme de calcul d'un modèle avec prise en compte des multiples réflexions par méthode de lancer de rayons, incluant la méthode de raffinement adaptatif du maillage.	215

Annexes

A Modèle de Drude

Nous présentons dans cette annexe le développement du modèle de Drude [3, 116-118], permettant de prédire l'évolution des propriétés optiques d'un matériau en fonction de différents paramètres locaux. Ce modèle repose sur la mise en équation du mouvement des électrons soumis à l'application d'un champ électrique induit par un laser de longueur d'onde λ :

$$m^* \frac{d^2 \vec{x}}{dt^2} + m^* \omega_c \frac{d \vec{x}}{dt} = -e \vec{E}_0 \exp(-i\omega t) \quad (5.11)$$

où ω_c représente la fréquence de collision entre l'électron et d'autres électrons et des ions, des photons ou des impuretés, ω la pulsation du laser [$rad.s^{-1}$] et m^* la masse effective des électrons. Cette dernière diffère de la masse des électrons au repos ($m_e = 9.1e^{-31} kg$), d'une part par l'interaction entre l'électron et les phonons, d'autre part par interaction des électrons entre eux, créant un effet d'inertie dans le gaz d'électron qui l'entoure. La masse effective des électrons peut être estimée en tenant compte du rapport des densités d'électrons de valence n_o et de conduction n_e , donnant ainsi :

$$m^* = \frac{n_o}{n_e} m_e \quad (5.12)$$

Le cuivre, de numéro atomique $Z = 29$, possède une couche périphérique en $4s^1$ donnant un ratio 28/1 entre électrons de valence et de conduction. La masse effective des électrons dans le cuivre vaut alors $m^* = 2.55e^{-29} kg$. La résolution de l'Equation 5.11 permet de relier la fréquence de collision des électrons à la permittivité complexe ϵ_c du matériau par :

$$\epsilon_c = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \omega_c^2} - i \frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega(\omega^2 + \omega_c^2)} \quad (5.13)$$

Le terme ω_p , appelé fréquence plasma, est caractéristique des oscillations des charges électriques dans le milieu conducteur. et s'exprime comme :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m^* \epsilon_0}} \quad (5.14)$$

Notons enfin que ω , ω_c et ω_p sont censés représenter des pulsations, avec par exemple $\omega = 2\pi c/\lambda$. Cependant ω_c et ω_p sont homogènes à des fréquences [s^{-1}]. Dans la suite du calcul, ω_c et ω_p seront multipliées par 2π . La densité d'électrons de conduction n_e peut quant à elle être déterminée par $n_e = \mathcal{N}_a \rho / M$. Dans le calcul, la masse volumique ρ est prise dépendante à la température avec les données de Mills [29] sur le cuivre pur, et $M = 63.5$ [g/mol]. La permittivité complexe ϵ_c peut être identifiée par une composante réelle ϵ_1 et imaginaire ϵ_2 telles que :

$$\epsilon_1 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \omega_c^2} \quad (5.15)$$

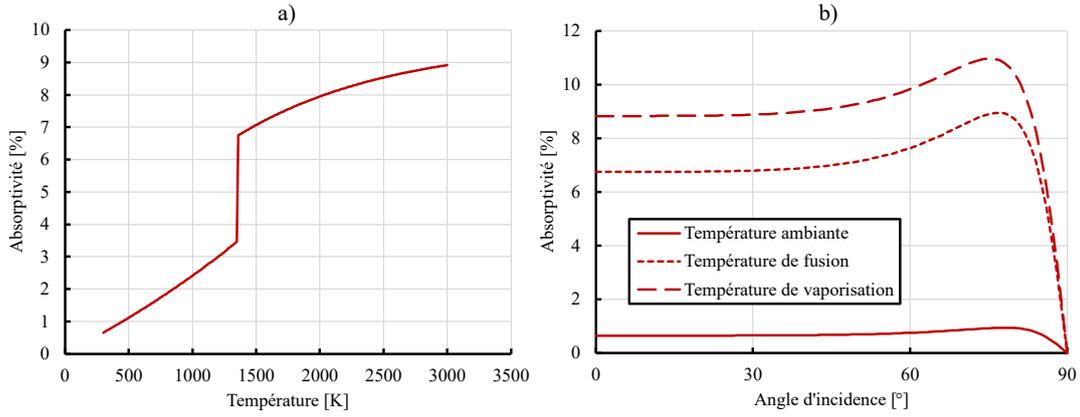


FIGURE 5.20 – Application du modèle de Drude dans le cas du cuivre pur. **a)** Influence de la température sur l'absorptivité, en incidence normale ($\beta = 0^\circ$). **b)** Influence de l'angle d'incidence et de la polarisation sur l'absorptivité, à différentes températures.

$$\epsilon_2 = \frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega(\omega^2 + \omega_c^2)} \quad (5.16)$$

L'indice de réfraction n et le coefficient d'atténuation k sont obtenus en notant que $n_c^2 = (n_\lambda - i\kappa_\lambda)^2 = \epsilon_c$. Il en vient que :

$$n_\lambda = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2} + \epsilon_1^2 \right)} \quad (5.17)$$

$$\kappa_\lambda = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2} - \epsilon_1^2 \right)} \quad (5.18)$$

Pour terminer le calcul, il ne manque alors qu'à estimer la fréquence de collision ω_c des électrons. En supposant que les interactions électrons-phonons sont majoritaires, on peut écrire que :

$$\omega_c = \omega_{c,ep} = \frac{\epsilon_0 \omega_p^2}{\sigma} \quad (5.19)$$

La loi de Wiedemann-Franz permet alors de relier la conductivité électrique σ à la conductivité thermique k , que nous prendrons également dépendante à la température avec les mesures de Mills [29]. Finalement, la fréquence de collision s'écrit :

$$\omega_c = \frac{\epsilon_0 \omega_p^2 L}{k} T \quad (5.20)$$

avec $L = 2.45e^{-8} W.\Omega.K^{-2}$. Nous pouvons enfin, via les formules de Fresnel, obtenir l'absorptivité intrinsèque du matériau α , en fonction de la polarisation du faisceau, parallèle "p", perpendiculaire "s" ou centrée "c", et de l'angle d'inclinaison β de ce dernier avec la surface :

$$\alpha_p = \frac{4n_\lambda \cos\beta}{(n_\lambda^2 + \kappa_\lambda^2)\cos^2\beta + 2n_\lambda \cos\beta + 1} \quad (5.21)$$

$$\alpha_s = \frac{4n_\lambda \cos\beta}{(n_\lambda^2 + \kappa_\lambda^2) + 2n_\lambda \cos\beta + \cos^2\beta} \quad (5.22)$$

$$\alpha_c = \frac{\alpha_p + \alpha_s}{2} \quad (5.23)$$

L'application de ce modèle dans le cas du cuivre est présentée en Figure 5.20, en fonction de la température à incidence normale, ainsi qu'en fonction de l'inclinaison du faisceau à différentes températures.

B Raffinement adaptatif du maillage

Afin de pallier le nombre élevé de degrés de liberté dans les modèles multiphysiques développés au cours de cette thèse, une solution de raffinement adaptatif du maillage (AMR) a été développée sous Java® dans le mode Application Builder de COMSOL Multiphysics®. Pour simplifier l'explication de la méthode ainsi que sa mise en place, un modèle numérique limité à l'advection d'une interface diffuse dans une représentation bi-dimensionnelle est développé.

Les équations de Cahn-Hilliard sont résolues en considérant un champ de vitesse uniforme $\vec{u} = -u_y \vec{y}$ dans le domaine, ainsi qu'un champ de phases initial décrit par :

$$\phi_0(x, y) = -\tanh\left(\frac{y - 0.5}{\sqrt{2}\epsilon}\right) \quad (5.24)$$

Pour se rapprocher d'un cas de simulation de soudage laser, tenant compte de la propagation du laser par l'optique géométrique, la mise à jour du maillage est gérée par un critère d'arrêt similaire à celui présenté au Chapitre 3 :

$$\mathcal{C}_{stop} : \max_D \left(\left| \phi_{t_i} - \phi_{t_{i-1}} \right| \right) \geq \Delta\phi \quad (5.25)$$

Une fois le critère d'arrêt atteint, le dernier pas de temps est stocké et les étapes de raffinement sont réalisées. Pour cela, une taille de maille h_{AMR} cible est définie, et un premier maillage "grossier" est réalisé avec des mailles de l'ordre de $2^N h_{rough}$, N étant le nombre d'étapes de raffinement réalisées. Plus N sera grand, plus le maillage hors de la zone d'intérêt sera grossier, et inversement, le cas $N = 0$ correspondant à un domaine maillé de manière homogène à la taille de maille cible. Ensuite, un critère d'erreur est choisi, définissant la zone qui devra être finement maillée. Dans cette méthode, la taille des mailles se trouvant dans la zone cible est divisée par 2 à chaque étape de raffinement, résultant avec ce que l'on a décrit précédemment à une taille h_{AMR} de maille après N raffinement. Un critère de raffinement \mathcal{C}_{AMR} est défini pour décrire les régions du domaine de résolution qui doivent être remaillées. Le critère choisi pour ce modèle simplifié correspond simplement à la fonction d'interface δ de la Phase-field. Notons que pour une simulation de soudage laser, comme présentée au Chapitre 5, ce critère d'arrêt est modifié pour permettre d'avoir un maillage fin dans la zone d'intérêt qui sera dans ce cas concentrée autour du bain de fusion. Cette procédure de raffinement est répétée jusqu'à la fin du calcul. Une illustration de la méthode décrite précédemment est présentée en Figure 5.21.

En se basant sur le modèle d'advection d'une interface diffuse décrit précédemment, trois configurations peuvent être comparées pour caractériser l'efficacité de la méthode de raffinement adaptatif du maillage :

- Cas A : Un premier cas de référence, dans lequel un maillage fin dans tout le domaine est employé, et pour lequel le calcul n'est pas arrêté en fonction du critère décrit par

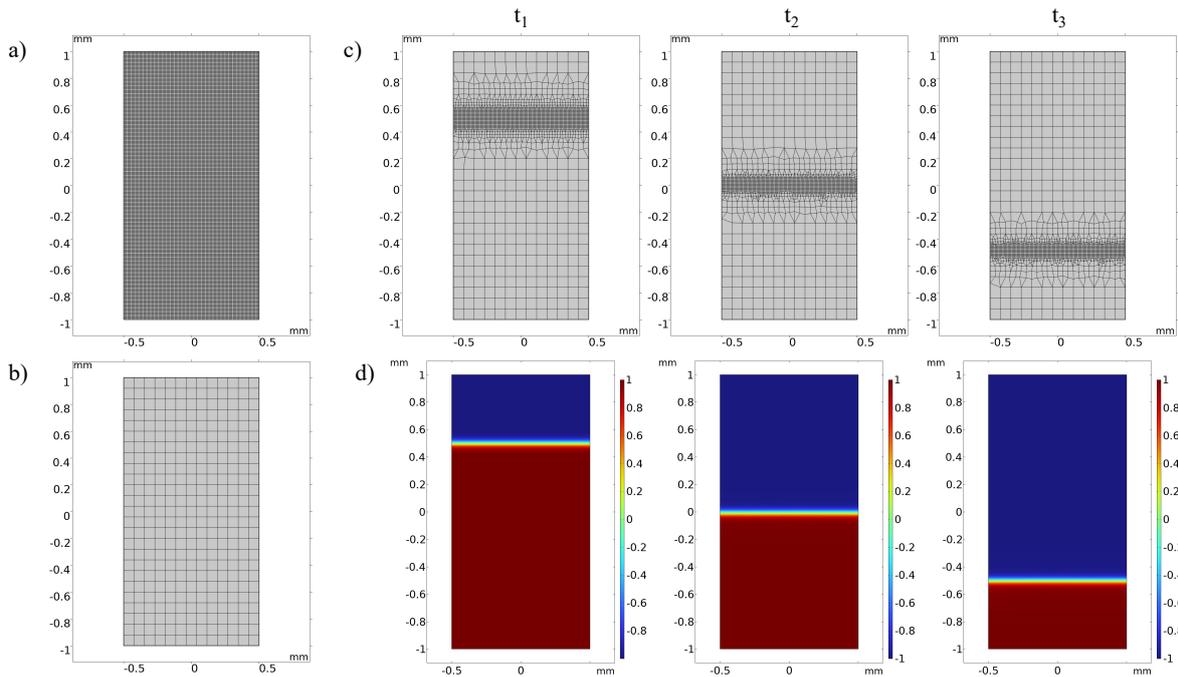


FIGURE 5.21 – Illustration de la méthode de raffinement adaptatif du maillage. **a)** Maillage fin de référence. **b)** Maillage grossier initial. **c)** Raffinement du maillage et **d)** Champ de phases à l’instant initial (gauche), à la moitié de la simulation (centre) et en fin de simulation (droite).

Equation 5.24.

- Cas B : Un second cas représentatif d’une simulation nécessitant un arrêt du calcul en fonction de Equation 5.24, mais pour lequel le maillage reste fin dans tout le domaine.
- Cas C : Et enfin, un cas cumulant arrêt du calcul en fonction du critère d’arrêt et mise à jour du maillage par raffinement.

Chaque configuration est également modélisé pour un maillage initial de $10 \mu m$ et $5 \mu m$ respectivement afin d’étudier un effet du nombre de degrés de liberté sur l’efficacité de la méthode. Après chaque simulation, les temps de calcul sont comparés et un gain de temps de calcul d’une configuration X par rapport à une configuration Y est exprimé tel que :

$$G_{X/Y} = \frac{t_y - t_x}{t_y} \quad (5.26)$$

Les résultats de cette étude sont présentés en Figure 5.22 En comparant le cas C au cas B, pour lesquels seul le raffinement du maillage diffère, un gain de temps de calcul est observé peu importe le critère d’arrêt employé. De manière générale, plus le critère d’arrêt devient large, plus le gain de temps de calcul devient important, car les étapes de raffinement du maillage ont lieu moins régulièrement. En comparant également les simulations à $10 \mu m$ et $5 \mu m$, il semble que le nombre de degrés de liberté initial du problème, pour la solution finement maillée, ait une forte influence sur l’efficacité de la méthode. Pour un critère d’arrêt unitaire,

environ 80% de gain de temps de calcul a été observé pour un maillage à $5 \mu m$, contre environ 60% à $10 \mu m$. Ainsi, la méthode de raffinement du maillage présentée sera à envisager pour des modèles à grands nombres de degrés de liberté.

Cependant, lorsque les cas A et C sont comparés, pour lesquels l'arrêt du calcul et le raffinement du maillage varient, il semblerait que la méthode de raffinement de maillage proposée ne soit plus efficace. Cette "perte" de temps de calcul peut s'expliquer par un temps supplémentaire lors du calcul pour lequel un nouveau maillage est recréé et l'étude temporelle est réinitialisée pour le cas C, tandis que le cas A enchaîne les pas de temps de résolution malgré un plus grand nombre de degrés de liberté. Avec cette étude, on montre que la solution de raffinement du maillage est intéressante si il est à la base nécessaire d'arrêter le calcul pour mettre à jour un champ, comme la distribution d'irradiance du laser le long du capillaire dans notre cas. La méthode profite de cet arrêt pour raffiner le maillage.

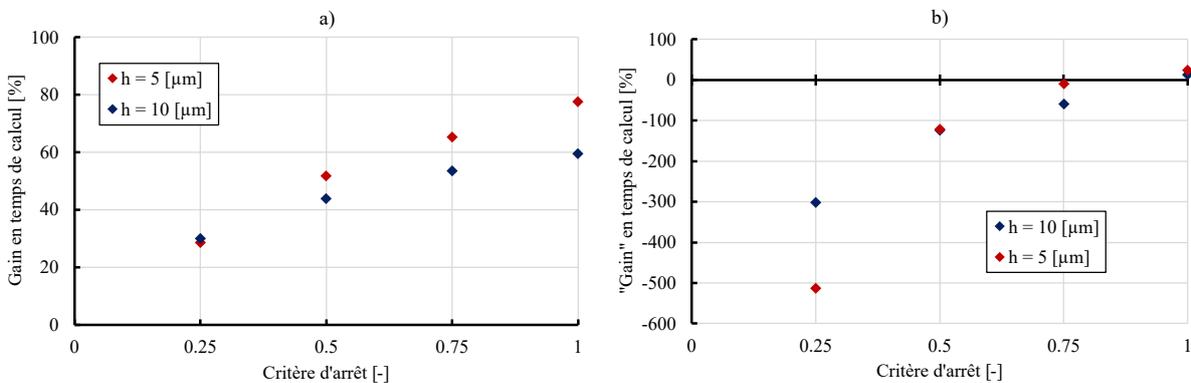


FIGURE 5.22 – Variation du temps de calcul avec le critère d'arrêt employé. a) Gain de temps du cas C par rapport au cas B. b) "Gain" de temps du cas C par rapport au cas A.

Les résultats précédents peuvent cependant être nuancés, positivement comme négativement. En effet, la méthode de raffinement du maillage a été ici présentée sur un cas simple bi-dimensionnel d'advection d'une variable de champ de phases. Dans le cas d'un modèle de soudage laser, la température, le champ de vitesse ainsi que le champ de pression sont calculés dans une géométrie tri-dimensionnelle, augmentant la complexité du calcul et très probablement l'efficacité de la méthode. D'autre part, pour un modèle de soudage laser, la zone nécessitant un maillage raffiné augmentera à mesure que le capillaire se développera, ce qui augmentera le nombre de degré de liberté de la solution raffinée et réduira ainsi le gain de temps de calcul.

Le dernier point qui n'a pas été traité sur cette méthode est le choix d'un critère d'arrêt idéal, assurant un compromis entre temps de calcul et erreur par rapport à une solution de référence. Cependant, aucune tendance globale n'a été observée pour ce modèle simplifié.

C Modèle du piston

C.1 Description du modèle

Le modèle du piston, proposé par Semak et Matsunawa [119] et repris par la suite par Hirano [120], permet de décrire l'influence de la pression de recul induite lors de la vaporisation dans divers procédés laser en reliant les propriétés du matériaux aux paramètres du procédé. Cet annexe propose une application de ce modèle au cuivre, en suivant les développements proposés par Semak et Matsunawa [119], Hirano [120] et plus récemment par Mayi [30].

Considérons un bain de fusion cylindrique irradié par un faisceau laser de distribution homogène "Top-hat" d'intensité I_0 et de rayon w_0 . Le bain de fusion est de même largeur que le faisceau et d'épaisseur δ_l . La limite supérieure du bain est à température T_s , et la limite inférieure est à température de liquidus T_{liq} . Pour le cuivre, nous utiliserons la température de fusion T_m . Sous l'effet de la pression de recul, la surface supérieure progresse dans le liquide à la vitesse de vaporisation notée V_v . De plus, le liquide peut soit progresser dans le solide à vitesse de perçage notée V_d (pour "drilling"), soit être éjecté latéralement à une vitesse V_l . Les différentes grandeurs présentées précédemment sont illustrées en Figure 5.23.

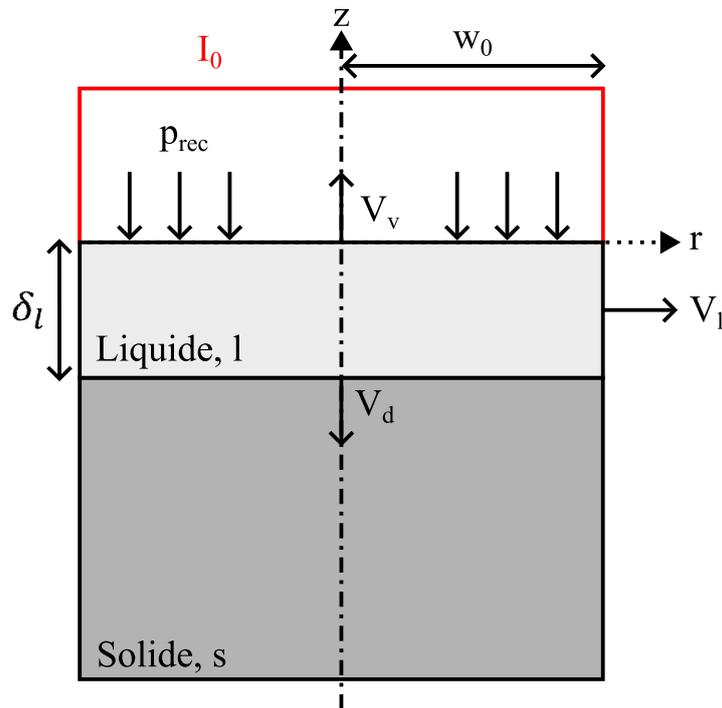


FIGURE 5.23 – Illustration du modèle du piston.

Pour relier les propriétés matériaux aux paramètres du procédé et ainsi déterminer les grandeurs caractéristiques du problème, nous allons résoudre successivement les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie.

C.2 Conservation de la masse

La conservation de la masse appliquée à notre problème revient à écrire l'équilibre entre le métal solide devenant liquide et le liquide se faisant éjecter latéralement ou étant évaporé, tel que :

$$\rho_s(\pi w_0^2)V_d = \rho_l(2\pi w_0)\delta_l V_l + \rho_l(\pi w_0^2)V_v \quad (5.27)$$

Les propriétés du solide et du liquide sont indiquées respectivement par les indices "s" et "l". Hirano [120] propose l'expression suivante pour déterminer l'épaisseur du bain de fusion :

$$\delta_l = \frac{\alpha_{th,l}}{V_d} \ln \left(1 + \frac{\rho_l c_{p,l}(T_s - T_m)}{\rho_s [c_{p,s}(T_m - T_0) + L_m]} \right) \quad (5.28)$$

En injectant l'expression de δ_l dans l'équation Equation 5.27, nous obtenons une équation du second degré régissant la vitesse de perçage V_d , telle que :

$$V_d = \frac{b + \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} = \text{avec} \begin{cases} a = \rho_s w_0 \\ b = \rho_l w_0 V_v \\ c = -2\rho_l V_l \alpha_{th,l} \ln \left(1 + \frac{\rho_l c_{p,l}(T_s - T_m)}{\rho_s [c_{p,s}(T_m - T_0) + L_m]} \right) \end{cases} \quad (5.29)$$

Finalement, la vitesse de vaporisation V_v est déduite à partir du flux de matière ablaté \dot{m} , que nous avons défini au Chapitre 2 :

$$V_v = \frac{\dot{m}}{\rho_l} \quad (5.30)$$

C.3 Conservation de la quantité de mouvement

En négligeant les effets dissipatifs liés à la viscosité du liquide, le théorème de Bernoulli est appliqué au bain de fusion et permet de calculer la vitesse d'éjection latérale du liquide V_l :

$$p_{rec} = \frac{1}{2}\rho_l V_l^2 + p_0 \quad (5.31)$$

$$V_l = \sqrt{\frac{2(p_{rec} - p_0)}{\rho_l}} \quad (5.32)$$

$$p_{rec} = \frac{1 + \beta_r}{2} p_{sat}(T) \quad (5.33)$$

Avec p_{sat} la pression de vapeur saturante déterminée par la loi de Clausius-Clapeyron. L'Equation 5.32 impose une valeur seuil inférieure de température au modèle du piston. En effet, de part la présence du terme $(p_{rec} - p_0)^{\frac{1}{2}}$, une température minimale de $T_s \geq T_v$ est nécessaire pour l'application du modèle.

C.4 Conservation de l'énergie

Enfin, nous résolvons l'équation de conservation de l'énergie. La puissance absorbée P_{abs} à la surface du bain est évacuée sous trois formes : latéralement hors de la cellule P_{lat} , par conduction dans le solide P_{cond} et par vaporisation P_{vap} .

$$P_{abs} = \alpha_\lambda I_0 (\pi w_0^2) \quad (5.34)$$

$$P_{lat} = \rho_l (2\pi w_0) \delta_l V_l \left[c_{p,s}(T_m - T_0) + L_m + c_{p,l} \left(\frac{T_s - T_m}{2} - T_m \right) \right] \quad (5.35)$$

$$P_{cond} = \rho_s (\pi w_0^2) c_{p,s} (T_m - T_0) f(P_e) \quad (5.36)$$

$$P_{vap} = \rho_l (\pi w_0^2) V_v [c_{p,s}(T_m - T_0) + L_m + c_{p,l}(T_s - T_m) + L_v] \quad (5.37)$$

L'équilibre entre la puissance absorbée et ces différentes pertes impose :

$$P_{abs} = P_{lat} + P_{cond} + P_{vap} \quad (5.38)$$

Finalement, Hirano [120] propose l'expression suivante pour la fonction du nombre de Péclet $f(Pe)$, déterminée par un calcul éléments finis annexe, avec :

$$P_e = \frac{w_0 V_d}{\alpha_{th,s}} \quad (5.39)$$

$$f(P_e) = 4.0 P_e^{-0.84} \quad (5.40)$$

C.5 Démarche de résolution

À l'aide des équations de conservation présentées précédemment, la démarche suivante est proposée pour appliquer le modèle du piston :

- Faire varier T_s sur une plage de températures souhaitées, avec $T_s \geq T_v$.
- Calculer le terme de pression de recul $p_{rec}(T_s)$ (5.33) correspondant.
- Calculer les différentes vitesses du problèmes : V_v (5.30), V_l (5.32) puis V_d (5.29).
- Calculer la puissance absorbée nécessaire P_{abs} (5.38) correspondante au système à partir des pertes P_{cond} (5.36), P_{vap} (5.37) et P_{lat} (5.35).

D Imageries aux rayons X réalisées à l'IFSW

Dans cette annexe sont présentées les observations réalisées à l'IFSW en imagerie aux rayons X pour des configurations de soudage laser à différentes vitesses de soudage. Les images présentées sont obtenues en moyennant des successions d'images. Les capillaires illustrés sont ainsi une représentation moyenne de la géométrie de ce dernier au cours du procédé. Comme pour les résultats présentés en Chapitre 5, le faisceau est défocalisé de $f = 1.75 \text{ mm}$ et incliné de $\beta = 10^\circ$ en configuration poussée.

D.1 Paramètres procédé : $P = 16 \text{ kW}$, $d = 400 \mu\text{m}$ et $V_w = 10 \text{ m/min}$.

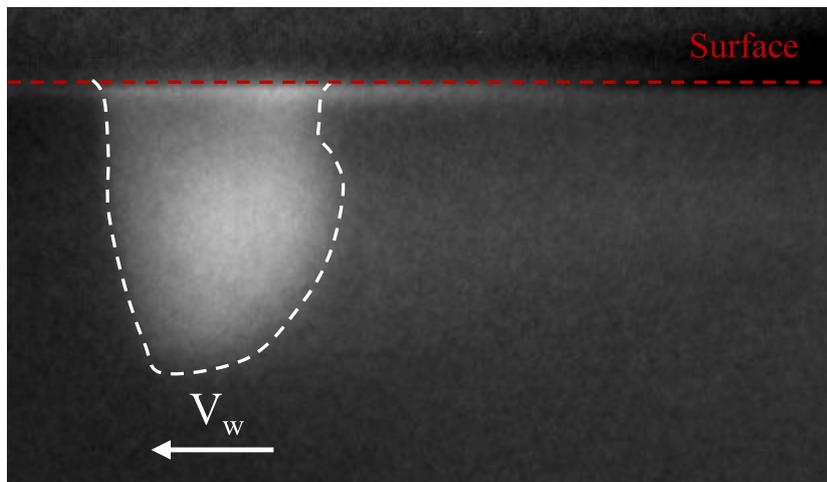


FIGURE 5.24 – Image moyenne obtenue par imagerie aux rayons X, réalisée à l'IFSW par Eveline Reinheimer. Paramètres procédé : $P = 16 \text{ kW}$, $d = 400 \mu\text{m}$ et $V_w = 10 \text{ m/min}$.

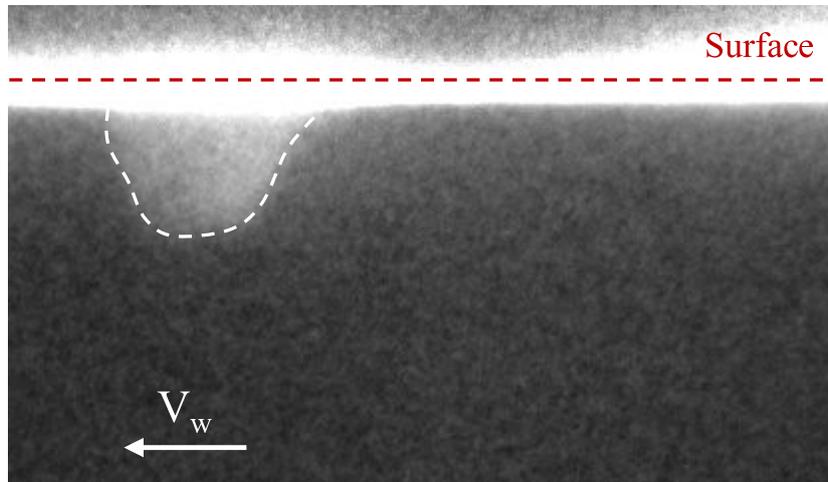
D.2 Paramètres procédé : $P = 16 \text{ kW}$, $d = 400 \text{ }\mu\text{m}$ et $V_w = 24 \text{ m/min}$.

FIGURE 5.25 – Image moyenne obtenue par imagerie aux rayons X, réalisée à l'IFSW par Eveline Reinheimer. Paramètres procédé : $P = 16 \text{ kW}$, $d = 400 \text{ }\mu\text{m}$ et $V_w = 24 \text{ m/min}$.

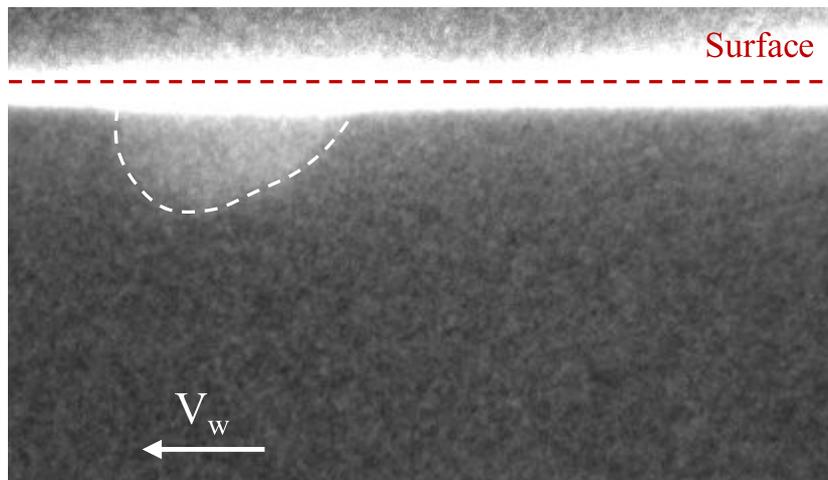
D.3 Paramètres procédé : $P = 16 \text{ kW}$, $d = 400 \text{ }\mu\text{m}$ et $V_w = 30 \text{ m/min}$.

FIGURE 5.26 – Image moyenne obtenue par imagerie aux rayons X, réalisée à l'IFSW par Eveline Reinheimer. Paramètres procédé : $P = 16 \text{ kW}$, $d = 400 \text{ }\mu\text{m}$ et $V_w = 30 \text{ m/min}$.

E Algorithme complet de couplage entre la gestion de l'interface libre et l'optique géométrique

L'algorithme complet développé au cours de ce projet, comprenant la reconstruction d'une frontière physique à partir d'un calcul d'interface libre par champ de phases, la propagation d'un faisceau par l'optique géométrique, le couplage avec un modèle thermo-hydrodynamique ainsi que la méthode de raffinement adaptatif du maillage est présenté en Figure 5.27.

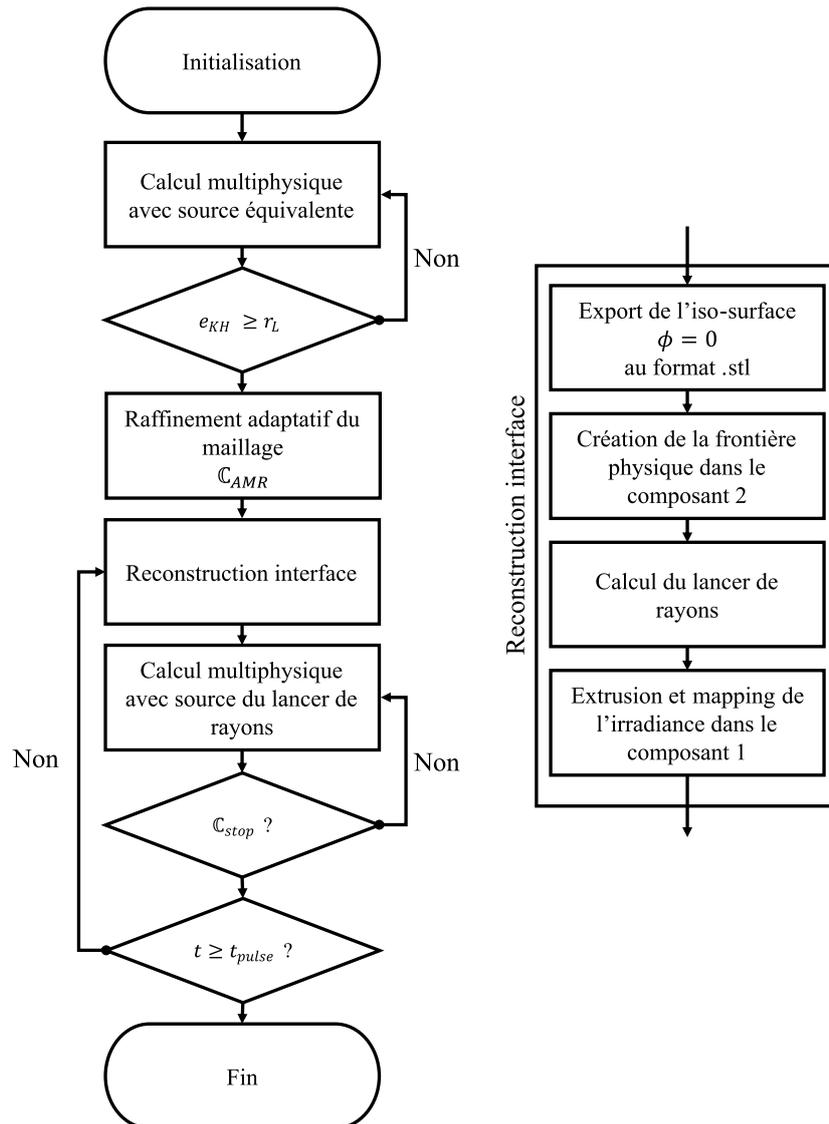


FIGURE 5.27 – Logigramme de calcul d'un modèle avec prise en compte des multiples réflexions par méthode de lancer de rayons, incluant la méthode de raffinement adaptatif du maillage.

Publications et communications scientifiques

Articles publiés dans des revues internationales avec comité de lecture

J. Daligault, M. Dal, C. Gorny, F. Coste, R. Fabbro. "Combination of Eulerian and Ray-tracing Approaches For Copper Laser Welding Simulation", Journal of Laser Applications (2022).

G. Nordet, C. Gorny, Y. Mayi, J. Daligault, M. Dal, A. Effernelli, E. Blanchet, F. Coste, P. Peyre "Absorptivity measurements during laser powder bed fusion of pure copper with a 1 kW cw green laser", Optics and Laser Technology (2021).

Communications avec actes dans un congrès international

J. Daligault, M. Dal, C. Gorny, F. Coste, R. Fabbro. "Combination of Eulerian and Ray-tracing Approaches For Copper Laser Welding Simulation", International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO), Orlando, USA, October 2022.

J. Daligault, M. Dal, S. Touzouirt, M. Sawannia, C. Hagenlocher, R. Weber. "RayOptics and Mesh Adaptation for the Study of Copper Laser Welding Process Stability Using COMSOL® Application Builder", COMSOL Conference, Munich, Germany, October 2023.

Communications sans actes dans un congrès international ou national

J. Daligault, M. Dal, C. Gorny, F. Coste, R. Fabbro. "Numerical study of laser-matter interaction during copper laser welding", Conférence internationale Matériaux, Lille, France, Octobre 2022.

J. Daligault, Y. Mayi, M. Dal. "Simulation numérique du soudage laser sur cuivre", PhD-Day Simulation numérique du soudage et de la fabrication additive, Online, June 2021

Communications par affiche dans un congrès international ou national

J. Daligault, M. Dal, C. Gorny, F. Coste, R. Fabbro. "Laser-matter interaction at the melt pool scale applied on copper material", GDR ALMA, September 2022.

J. Daligault, M. Dal, C. Gorny, F. Coste, R. Fabbro. "Simulation de l'interaction laser-matière à l'échelle du bain de fusion : Application au cuivre", LaserAp, October 2022.



Rapport sur le mémoire de thèse de Julien Daligault intitulé

« Simulation du soudage laser sur cuivre : Influence des hautes vitesses et fortes puissances sur la stabilité et l'efficacité du procédé »

Le soudage laser est utilisé depuis de nombreuses années. En particulier pour les composants métalliques, il permet de souder à des vitesses qui ne peuvent pas être atteintes par les procédés conventionnels, ou encore de réaliser du micro-soudage grâce à la capacité du procédé laser à générer des cordons de fusion très étroits. La possibilité d'atteindre des densités d'énergie très importantes permet d'atteindre un régime de soudage par formation d'un capillaire par vaporisation du matériau, ce qui conduit à la génération d'une zone fusionnée de rapport d'aspect entre la largeur du cordon et sa profondeur de la fusion bien plus important que dans le cas du soudage conventionnel par conduction (comme, par exemple, le soudage par arc électrique). Ainsi, le procédé a trouvé assez rapidement plusieurs applications industrielles comme, par exemple, le soudage automobile. Cependant, si le soudage en régime capillaire (ou encore «keyhole») apporte des avantages certains, on a constaté très tôt qu'il peut engendrer des instabilités de soudage qui conduisent à la formation de défauts comme des porosités.

Si les premières applications se sont portées sur les matériaux base fer ou base nickel et ont connu de nombreux succès, les longueurs d'onde des lasers de puissance continues industriels infra-rouge lointain (laser gaz CO₂) ou proche (laser solide YAG, disque ou fibre) ont montré des difficultés de soudage sans défauts (surtout concernant les porosités) de matériaux dont on a montré la plus faible absorptivité à ces longueurs d'onde comme l'aluminium ou le cuivre (en plus des autres propriétés physiques). Plus récemment, la possibilité d'utiliser des sources continues laser dans le vert (515 nm) pour le soudage a suscité de nombreux développements et des succès dans le soudage du cuivre. Cependant, la puissance maximale de ces lasers reste encore faible par rapport aux lasers infra-rouge, et la disponibilité industrielle de ce type de laser reste faible également. La démarche de plusieurs chercheurs, dont ce projet fait partie, est de préférer le paradigme de puissance à celui d'une plus grande absorptivité. C'est là que la modélisation du procédé de soudage prend tout son sens. Bien sûr, il est tout à fait d'actualité de proposer des modèles des procédés qui pourront se substituer, à terme, aux expérimentations. Cependant, le cas considéré de soudage en mode capillaire du cuivre, connu pour des instabilités de fusion et la formation de porosités importantes va certainement nécessiter de représenter les mécanismes intimes de l'interaction laser-matière. De plus, l'auteur choisit le paradigme proposé par certaines études d'une grande vitesse de soudage et une forte puissance. C'est à cet objectif principal auquel ce travail se propose de contribuer.

Le document de 170 pages plus la nomenclature, les références bibliographiques et les annexes est dense, mais il est très bien rédigé, ce qui rend la lecture fluide. L'organisation du document en cinq chapitres suit une démarche de construction du modèle très pédagogique et incrémentale, en partant d'un modèle assez simple, puis en considérant, de chapitre en chapitre, de nouveaux processus physiques initialement négligés ou simplifiés, jusqu'à l'objectif final de la simulation du soudage du cuivre en considérant de grandes vitesses de soudage à puissance élevée. De ce fait, malgré la richesse et la densité des connaissances physiques mises en œuvre (le caractère très multi-physique du sujet l'implique), le lecteur est accompagné du début jusqu'à la fin du document par des analyses extrêmement pertinentes.

Le premier chapitre est dédié à la présentation du sujet et l'étude bibliographique. Comme on le retrouvera par la suite, l'auteur suit une démarche systématique et minutieuse en présentant la problématique du

soudage laser, la physique du procédé, le contexte du matériau (le cuivre), les moyens expérimentaux et l'organisation de la simulation du procédé. Tout d'abord, l'auteur indique que la thèse s'inscrit dans un projet ANR international entre le laboratoire d'accueil et l'IFSW en Allemagne. On connaît bien la compétence internationalement reconnue de cet institut dans le domaine du soudage laser, en particulier pour ces moyens laser et instrumentaux. Le contexte du soudage laser est clairement défini, inclut la présentation des principaux paramètres du procédé et une brève section sur l'intérêt applicatif du soudage laser du cuivre. J'aurais apprécié plus de détails sur les applications potentielles du soudage laser du cuivre, en particulier sur les configurations de soudage, les épaisseurs à souder, les vitesses de soudage demandées, et également des solutions expérimentales qui permettent d'obtenir des cordons de soudure sains, même si, toutefois, l'auteur a choisi d'en présenter une partie dans la section consacrée aux moyens expérimentaux. La section physique du procédé présente clairement les éléments qui régissent le processus de soudage, et, en premier lieu et à juste titre, l'interaction laser-matière. Une attention particulière se porte sur l'absorptivité des matériaux en fonction de la longueur d'onde du laser qui, comme il a été dit, est un point central de l'étude, à la fois fondamental et applicatif (quel laser ?, quels paramètres de soudage ?). L'interaction laser-matière étant, initialement dans le cas du soudage, un processus de surface, l'absorptivité du faisceau est une donnée fondamentale, mais qui est conditionnée par de nombreux éléments comme les oxydes ou la rugosité de la surface. Ainsi, il paraît assez difficile de réaliser des mesures très fiables d'absorptivité de surfaces à souder dans un cas réel, ce qui peut entraîner, comme ce qui est présenté dans le document, des soudures de qualité très variables (cas du soudage point). Cependant, l'auteur suggère que ces effets sont importants dans la phase d'initialisation du processus de soudage mais plus dans la phase d'établissement du capillaire. Pour ce qui concerne l'absorption dans le capillaire, le modèle physique proposé est le modèle de Gouffé. Comme le souligne à juste titre l'auteur, ce modèle a été largement utilisé dans le cas du soudage laser en régime capillaire. Cependant, les données de son établissement (surface diffuseur orthotrope), sont si différentes de ce que l'on peut supposer d'une interface d'un bain liquide métallique que je m'interroge quand même sur sa réalité physique dans le cas du capillaire, et une discussion relative à cette question serait utile pour expliquer la correspondance assez bonne de ce modèle analytique avec l'expérience. La présentation de l'hydrodynamique du bain est très claire et exhaustive. On y retrouve tous les éléments qui seront mis en œuvre dans la suite du travail. J'ai vraiment apprécié la synthèse des régimes de soudage (conduction, onde simple, pré-humping, humping,...) et la formation des défauts extrêmement bien illustrée et pédagogique. La suite du chapitre est consacrée aux propriétés physiques du cuivre. La section est complète et inclut l'ensemble des paramètres qui seront mis en œuvre dans les simulations ultérieures. La section suivante est consacrée aux moyens expérimentaux mis en œuvre dans la suite du document. Grâce au contexte de l'étude, l'auteur montre des instrumentations larges et conséquentes des expérimentations (comme l'imagerie en ligne par rayons X à l'IFSW) qui s'avéreront extrêmement utiles lors de l'analyse des résultats de simulations en les confrontant aux données expérimentales. La dernière section du chapitre propose une étude bibliographique relative à la mise en place des éléments de simulation numérique, en particulier la gestion de l'interface libre et le dépôt d'énergie, dont le choix est critique pour le modèle de soudage. En conclusion, le chapitre est très complet et présente les éléments indispensables pour justifier les choix des modèles qui seront établis dans les chapitres suivants.

Le deuxième chapitre est consacré à la construction d'un modèle simplifié de soudage laser par point. Cette configuration permet à l'auteur de proposer un modèle simplifié, première étape vers le modèle final complet. Comme dans tout le reste du document, l'auteur va proposer l'intégration de processus physiques étape par étape, en discutant à chaque fois de ses choix. Tout d'abord, la nature du soudage par point permet une configuration axi-symétrique qui diminue fortement le temps de calcul. Un modèle de champ de phase est introduit pour la gestion de l'interface liquide-gaz, à partir de l'équation de Cahn-Hilliard. Ce choix est compréhensible par rapport à une méthode de type « level-set ». En effet, le modèle de champ de phase est particulièrement utilisé pour représenter une interface dont la géométrie peut évoluer entre milieux ou phases différentes comme, par exemple, en solidification. Son principe est clairement expliqué, et, très à propos, le paragraphe qui suit montre une relation entre ce modèle et les lois physiques de l'interface par la formulation d'une relation entre les paramètres de l'équation de Cahn-Hilliard (λ, ε) et la tension de surface à l'interface. La question qui vient à l'esprit porte le sens physique de l'interface symétrique dans le cas

considéré du métal et du gaz (est-ce symétrique ?, est-ce que ça peut poser problème ?). La construction du modèle se poursuit par la thermique. On retrouve une formulation classique, assez simple pour ce qui concerne les pertes thermiques, en particulier pour le calcul de la chaleur massique équivalente, mais ce choix est compréhensible et s'inscrit bien dans la démarche globale proposée. De même, les équations de l'hydrodynamique sont posées, avec l'introduction d'une pression de recul induite par la vaporisation du métal. Seule l'interface liquide-gaz étant considérée, une formulation simple par ajustement de la viscosité dynamique en fonction de la température est retenue pour représenter la zone de solidification. Si elle paraît effectivement très simple, on peut toutefois l'admettre dans la démarche de l'étude. Les propriétés du matériau sont ensuite considérées. L'auteur mentionne bien la difficulté d'obtenir l'ensemble des propriétés thermo-physiques nécessaire au calcul. Cependant, en considérant l'objectif de ce chapitre, les choix qui sont faits sont tout à fait bien argumentés et crédibles. Après une discussion sur le domaine de résolution, le maillage, et les conditions aux limites, une étude de convergence et de sensibilité est présentée. Ainsi, l'auteur sélectionne la longueur caractéristique du maillage, et l'analyse de sensibilité des simulations montre que le coefficient d'absorption et la conductivité thermique sont les deux facteurs prédominants sur la profondeur du capillaire dans le cas présenté. L'auteur propose ensuite d'ajouter aux processus déjà définis (thermo et hydrodynamique) des ajustements, de manière simple, qui concernent la prise en compte de réflexions multiples dans le capillaire (variation de l'absorptance lorsque le capillaire se forme), et la divergence du faisceau (modélisation par élargissement du diamètre du faisceau). Au final, la comparaison entre les simulations et l'expérimentation est concluante, mais en prenant en compte un effet de réflexions multiples du faisceau dans le capillaire et également la divergence du faisceau. Ceci montre bien les limites du modèle proposé qui, malgré des développements déjà conséquents, demande clairement une prise en compte plus fine (au sens physique) des effets de réflexions dans le capillaire et de divergence du faisceau. De plus, une modélisation de la plume de vapeur métallique doit être également ajoutée afin d'obtenir un modèle complet. Néanmoins, on sort de ce chapitre avec des considérations, des choix, et des conclusions très pertinentes qui sont encourageants pour la suite du travail.

Dans la logique des conclusions du deuxième chapitre, le troisième aborde un point clé pour améliorer le modèle précédent. Ici, un modèle de propagation du faisceau laser par lancer de rayon couplé à la frontière libre est proposé pour la représentation du faisceau laser et le couplage laser-matière, ceci afin de prendre en compte les réflexions multiples du faisceau dans le capillaire. Après avoir considéré un modèle ondulatoire du faisceau, qui est certainement un modèle bien plus proche de la physique considérée, mais qui conduit à des temps de calculs prohibitifs, l'auteur choisit la méthode géométrique de lancer de rayon pour représenter la propagation du faisceau laser. Ce choix semble tout à fait crédible si l'on considère les conditions d'interaction (source laser continu, fusion et vaporisation de la matière,...). L'implémentation proposée consiste à générer une surface géométrique à partir du champ de phases à partir de laquelle se fera le calcul de l'interaction avec le faisceau. De ce fait, le modèle de propagation se base exclusivement sur la réflexion du faisceau et, donc, néglige une diffusion du faisceau à l'interface. Comme mentionné précédemment, cette proposition semble tout à fait crédible si l'on considère la nature de la surface, mais elle repose la question de l'utilisation du modèle de Gouffé. Afin d'accélérer les calculs, ceci n'est mis en œuvre que lorsque le capillaire en formation présente un rapport d'aspect assez important (qui a été discuté au préalable). L'extrusion de l'irradiance à l'interface dans la zone du champ de phase dans le but d'obtenir un champ volumique peut paraître artificielle, mais le choix d'autres méthodes assez simples pour générer ce champ ne paraît pas évident. Le calcul complet doit alors se faire par itérations successives entre le calcul de l'interface (champ de phase) et le lancer de rayon. Une optimisation des critères d'arrêt de chaque étape afin de minimiser le temps de calcul est astucieusement proposée. Deux distributions de puissance, gaussienne et homogène (« top-hat ») sont considérées avec une propagation paraxiale. Pour les simulations, le nombre de rayons et le nombre de réflexions sont fixés par une analyse de sensibilité. Les résultats de simulations vont être confrontés à des expérimentations de soudage laser par point de plaques de cuivre (laser TruDisk 10002, longueur d'onde 1030nm). À partir des simulations, l'auteur identifie cinq phases de développement du bain de fusion et du capillaire, du régime de conduction au développement en profondeur du capillaire. La simulation est ensuite confrontée à l'expérimentation. La mesure de la profondeur et la largeur de la zone de fusion calculée correspond bien à la zone de fusion visible sur la coupe de l'échantillon réel. Toutefois, il me semble dommage

que la simulation n'ait pas été réalisée jusqu'à l'extinction du faisceau laser, la fermeture du bain liquide, et la solidification, comme ce qu'on observe dans l'échantillon soudé. Ceci aurait permis de mieux représenter la validité du modèle pour un processus de soudage point complet, surtout pour ce qui concerne les choix de modélisation de la solidification du matériau, d'autant plus qu'une simulation suivante montre la formation d'une porosité en pied de soudage tout à fait comparable au cas réel présenté. De plus, et comme pour les autres chapitres, on peut se demander ce qu'on obtiendrait par simulation dans le cas d'un soudage débouchant. Pour finir, l'auteur conclut avec une grande justesse que, par l'analyse des résultats de simulation, une variation faible de l'absorptivité (dans le cas d'un laser infra-rouge) peut entraîner des retards à la formation du capillaire, ce qui se traduit certainement par des instabilités de soudage constatées expérimentalement et qui repose la question de l'état de surface (rugosité et oxydes). Pour conclure ce chapitre, je dois souligner que les travaux présentés constituent déjà une contribution innovante significative au domaine étudié.

Comme indiqué à la fin du chapitre deux, après avoir implémenté un modèle de réflexion multiple, l'auteur consacre le quatrième chapitre à la modélisation de la plume de vapeur qui se forme par vaporisation de la matière. Lors du soudage en mode capillaire, une plume de vapeur métallique est visible et peut entraîner une absorption partielle du faisceau, normalement plutôt faible dans le cas des lasers solide infra-rouge (longueur d'onde de 1000-1080 nm). L'auteur propose d'aborder des questions ouvertes dans la bibliographie : l'influence de la plume sur l'hydrodynamique du bain, la relation entre instabilités et interaction liquide-vapeur, et la proportion d'énergie qui contribue effectivement à la fusion et la vaporisation du matériau. La modélisation de la plume est décomposée en deux parties. Tout d'abord, l'auteur propose une modification de l'équation de conservation de la masse en considérant un transfert de matière au niveau de l'interface. Ceci est réalisé par l'introduction d'un terme de transfert de matière dans l'interface définie par le champ de phase, ce qui permet également un rapprochement avec le processus physique (couche de Knudsen) induit dans les interfaces liquide-gaz en température avec, cependant, une hypothèse de continuité du liquide vers le gaz et une épaisseur de couche conditionnée par la largeur de maille retenue pour le champ de phase (qui semble nettement plus importante que la couche de Knudsen dans la situation considérée). Ceci paraît toutefois très recevable. Faute de données claires, le choix de la masse volumique de la vapeur est problématique (air ou vapeur métallique). Des calculs sur trois possibilités permettent de retenir un gaz parfait de cuivre. Après génération d'un maillage adapté au calcul supplémentaire de la plume de vapeur, les résultats numériques sont présentés. Une oscillation de la température de la surface du capillaire est observée en début de fusion. L'auteur indique que ce phénomène est également observé expérimentalement. De plus, l'analyse des expérimentations se porte sur les vitesses de détente de la plume mesurées par imagerie rapide et l'atténuation dans la plume de vapeur mesurée par l'atténuation d'un laser transverse à la plume (recalculée ensuite pour la longueur du laser de procédé). La vitesse maximale de détente mesurée est nettement supérieure à celle de la simulation. L'auteur suggère un écart induit par la taille de la maille choisie, importante par rapport à la représentation de la couche de Knudsen qui, on le conçoit, reste difficile à modéliser sans augmenter de manière prohibitive le temps de calcul. Pour ce qui concerne l'atténuation par la plume, elle semble finalement assez limitée, ce qui rejoint plutôt ce qu'on trouve dans la littérature. L'auteur propose, à juste titre, de négliger ce phénomène dans le modèle global. Finalement, comme dans le chapitre trois, ce travail fournit des propositions et des résultats tout à fait innovants dans le domaine de la représentation des phénomènes multi-physiques impliqués dans le soudage en mode capillaire.

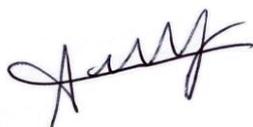
Le cinquième chapitre présente l'intégration de l'ensemble multi-physique développé dans les chapitres précédents (thermo-hydrodynamique, interface libre par la méthode du champ de phase, le lancer de rayon pour la simulation plus fine de l'interaction laser-matière, formation de la plume de vapeur métallique est ses effets sur le dépôt d'énergie) dans un modèle 3D représentant le soudage avec déplacement de la source à haute vitesse. Les conclusions des travaux précédents conduisent l'auteur à encore affiner le modèle par la prise en compte de la divergence du faisceau (ici dans le cadre du modèle de lancer de rayon), ce qui est plus proche de la réalité. Une courte étude par calcul de la propagation d'un faisceau divergent ou non dans la cavité conique montre que l'effet semble significatif, c'est-à-dire que le pic d'irradiance absorbée d'un faisceau divergent a tendance à se stabiliser lorsque le rapport d'aspect de la cavité dépasse 0,75, ce qui n'est pas le cas pour un faisceau paraxial. Ceci montre donc l'intérêt de cet apport dans le modèle. Celui-ci est ensuite mis

en œuvre dans une configuration de soudage en configuration « poussée » sur du cuivre pur, avec une vitesse de 30 m/mn et une puissance de 16 kW (suivant les objectifs de la thèse). Les résultats de simulations montrent la formation du capillaire qui, au bout d'un moment, s'incline fortement et se développe horizontalement sous le bain de fusion qui semble, au premier abord, assez irréaliste. D'après les courbes d'évolution des dimensions du capillaire, il semble que la simulation n'ait pas été réalisée jusqu'à la stationnarité du processus, ce que je regrette, mais qui doit être une conséquence du temps de simulation. Notons également que, de manière générale dans le tout le document, très peu d'informations sont présentées sur les simulations proprement dites mais qu'on aurait aimé avoir (problèmes de convergence ?, ajustements ?, nombre d'essais ?....). Des simulations sont réalisées avec trois vitesses de soudage. Au passage, l'auteur note, à juste titre, la nécessité d'adapter plus efficacement la taille du maillage en fonction des phénomènes physiques et de leur localisation afin de réduire les temps de calcul. De manière prévisible, le capillaire s'incline et se creuse sous le bain de fusion quand la vitesse de soudage augmente. Ceci est, comme précédemment, retrouvé de manière comparable dans l'imagerie X en ligne des expérimentations (réalisées à l'IFSW). Une simulation incluant la formation de la plume est présentée. Celle-ci semble tout à fait conforme à ce qu'on retrouve expérimentalement et on constate son effet sur une ouverture plus importante du haut du capillaire qui paraît plus réaliste. L'auteur mentionne toutefois l'augmentation prohibitive du temps de calcul pour cette simulation. D'après cette constatation et les mesures expérimentales, on peut donc supposer que la forme du capillaire s'en trouvera plus ouverte en réalité que dans les simulations présentées sans prise en compte de la plume de vapeur. Finalement, en considérant les nombreuses simulations et l'analyse des résultats, l'auteur peut proposer un schéma de formation du capillaire en cinq étapes. Pour conclure, l'auteur présente une synthèse tout à fait convaincante de ses travaux qui ouvrent de nombreuses perspectives d'études et il en suggère certaines, très pertinentes, qui correspondent à des questions ouvertes dans le document.

Pour conclure, je peux dire que le travail présenté dans ce mémoire est tout à fait conséquent et de haut niveau scientifique théorique et pratique. Il apporte plusieurs innovations dans le domaine de la simulation du soudage en mode capillaire. J'ai apprécié la démarche incrémentale, l'argumentation des choix qui ont été faits au cours des développements, la rigueur et la richesse des analyses des résultats de simulation qui conduisent l'auteur à négliger certains processus physiques ou, au contraire, à en introduire d'autres jusqu'à obtenir le modèle « complet » présenté au dernier chapitre. Il faut également souligner l'apport très significatif des expérimentations instrumentées, le plus souvent complexes à mettre en œuvre (et ceci grâce au soutien des partenaires du projet), qui ont permis d'obtenir des données expérimentales auxquelles les simulations ont pu être confrontées et, ainsi, de crédibiliser les modèles proposés. De plus, il est certain que les développements présentés auront une portée qui dépasse nettement le cadre strict du titre de la thèse.

Pour ces raisons, je considère que le travail présenté par M. Julien Daligault est de grande qualité et que, par conséquent, la thèse mérite tout à fait d'être soutenue.

Fait à Paris, le 02 novembre 2023



Pascal Aubry,
Directeur de recherche, CEA, Université Paris-Saclay

Rapport d'évaluation du manuscrit de thèse de

M. Julien Daligault,

Simulation du soudage laser sur cuivre : influence des hautes vitesses et fortes puissances sur la stabilité et l'efficacité du procédé

Pour obtenir le grade de Docteur d'HESAM Université, Ecole Doctorale SMI 432
préparé à : Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers, lab. PIMM
spécialité : Génie mécanique et matériaux.

Rapporteur :

Mickael Courtois, Maître de Conférence HDR, Laboratoire IRDL UMR CNR 6027,
Université Bretagne Sud. Section CNU 62, mickael.courtois@univ-ubs.fr,
06.23.50.77.28

Le soudage laser poursuit son développement et les nouvelles mobilités se développant, de nouvelles problématiques émergent notamment à travers l'emploi important de matériaux comme le cuivre réputé difficile à souder au laser. La recherche expérimentale et numérique est active à l'heure actuelle pour mieux maîtriser ce couple afin de garantir peu de défauts, observable garant d'une bonne tenue mécanique et d'une bonne continuité électrique. La faible absorptivité du cuivre aux longueurs d'onde usuelles et son comportement hydrodynamique encore mal connu sont autant de verrous qui sont le cœur des travaux de M. Daligault.

Le manuscrit, rédigé en français, comporte 218 pages, est composé d'une introduction, de cinq chapitres, d'une conclusion et de cinq annexes. Le document est bien construit, facile à lire et présente de façon claire et adaptée les différents éléments nécessaires à la compréhension du travail de thèse de M. Daligault. La construction autour d'une complexification croissante et progressive des modèles est tout à fait adéquate.

M. Daligault entame classiquement son manuscrit à travers une revue bibliographique. Il offre une bonne description des processus d'absorption en fonction de la température, de l'angle, ou d'une éventuelle oxydation. Il propose également une bonne description des régimes d'écoulement et de keyhole sur l'origine des défauts type humping et porosités. Ensuite, il propose une étude comparative des propriétés du cuivre avec l'alu et l'acier inoxydable 316 (historiquement mieux maîtrisé en soudage), d'abord avec les valeurs brutes puis à travers les nombres adimensionnés. Une discussion, pertinente, est menée pour essayer de déterminer pourquoi le soudage sur cuivre est plus instable. Quelques pistes sont évoquées à travers le nombre de Weber par exemple. Sans que cela soit dommageable au document, on

s'interroge néanmoins sur la position de cette partie qui est essentiellement une analyse de l'auteur plutôt qu'une revue bibliographique au sens classique (d'ailleurs, assez peu de sources sont citées ici). Ensuite, il est fait une revue des paramètres expérimentaux influant la qualité des cordons de soudure et sur le manque de compréhension des phénomènes ayant lieu à haute vitesse menant naturellement vers la nécessité de développer des simulations numériques. Compte tenu de la teneur des travaux présentés par la suite, on s'étonnera peut-être juste d'un passage assez rapide sur les différents modèles numériques disponibles dans la littérature (6 pages sur 54). L'auteur se concentre, à raison par rapport à son sujet de thèse, sur les problématiques de description du laser (ray-tracing vs ondulatoire) et son interaction avec la vapeur après avoir évoqué rapidement les méthodes de suivi d'interface. Les enjeux et difficultés numériques liées à la génération de la vapeur ne sont pas abordés à ce stade mais réservés au chapitre dédié. Ce premier chapitre permet de bien présenter l'ensemble des tenants et aboutissants liés à la problématique du soudage sur cuivre qui vont guider la démarche de M. Daligault dans la suite de son manuscrit.

Le second chapitre présente tout d'abord la méthode phase field utilisée dans la suite des travaux. Le lien entre énergie des phases à l'origine de la méthode et la formulation utilisée par Comsol est réexpliqué. Les deux paramètres finalement importants que sont l'épaisseur de l'interface et un paramètre de réglage de la mobilité sont évoqués. Si l'épaisseur est étudiée un peu plus tard dans le document via une étude de sensibilité bien menée, le paramètre de mobilité est éludé.

Les différentes équations utilisées sont ensuite présentées reposant sur des hypothèses clairement exposées et souvent raisonnables comme pour les pertes radiatives, tout comme la formulation utilisée pour les chaleurs latentes ou les méthodes d'amortissement de la phase solide (viscosité équivalente).

Les choix menés sur les propriétés thermophysiques finalement retenues sont ensuite exposés. Des choix honnêtes et pragmatiques sont décrits comme la non prise en compte de la variation d'absorptivité avec l'angle. On s'étonne par contre de voir la flottabilité négligée alors qu'elle n'est pas coûteuse numériquement et que le calcul du Grashoff n'ait pas été analysé en ce sens au chapitre précédent.

Afin de parfaire ce chapitre, une discussion aurait pu être proposée sur certains paramètres importants ici passés sous silence comme la valeur du coefficient de rétrodiffusion ou la valeur de la tension de surface extrapolée jusqu'à T_{vap} mais le nombre très important de paramètres nécessaires à ce type de modélisation justifie certaines omissions.

L'auteur présente ensuite des études de sensibilités sur le maillage, l'épaisseur de l'interface et les propriétés thermophysiques. Il montre, comme évoqué auparavant que le coefficient d'absorption est le paramètre le plus influent. Le modèle est encore détaillé en prenant bien soin de décrire l'interaction laser matière. Les différentes approches sont détaillées et notamment l'approche de Gouffé adaptée avec les

constatations de Fabbro tout en intégrant des lissages nécessaires à une description numérique et stable du phénomène.

Enfin, les premiers résultats sont présentés avec une volontaire analyse réduite à quelques éléments clés. Il est montré de façon claire que la prise en compte des multi-réflexions (même à travers une approche relativement simple comme celle proposée) est absolument nécessaire. Les résultats permettent également de montrer l'importance de la divergence du faisceau et de l'intérêt de la modéliser. A ce stade, une seule configuration est comparée ne permettant pas vraiment de juger de la robustesse ou non du modèle avec ses hypothèses inhérentes.

Le chapitre 3 reprend et approfondit une partie des constats déjà réalisés sur la nécessaire description des réflexions laser et le peu de choix numériques disponibles pour ce faire. Ainsi, M. Daligault propose et développe une nouvelle méthode (basée sur d'anciens travaux de son laboratoire avec la méthode ALE) permettant de coupler la méthode de lancer de rayons avec la méthode phase field. Ce couplage n'a rien de naturel étant donné la description eulérienne (non discrète) de l'interface. Il détaille donc la méthodologie (bi-directionnelle) mise en place basée sur une reconstruction de l'interface puis sur les outils employés permettant de rendre l'information de l'irradiance surfacique en volumique. Enfin, le choix des pas de temps de reconstruction est discuté permettant de conserver des temps de calcul probablement raisonnables mais qui ne sont pas vraiment discutés ou comparés. Avant de résoudre le calcul, l'auteur fait enfin des études de sensibilités essentielles sur le nombre de rayons à prendre en compte ou la question du nombre de réflexions. Après avoir présenté le dispositif expérimental permettant de valider le modèle, les résultats du modèle sont exposés avec une place importante donnée à l'étude de l'interaction laser matière et aux différents régimes (conduction, keyhole) au regard du rapport d'aspect du capillaire. Ces résultats montrent à nouveau que l'absorptivité joue un rôle crucial car elle a dû être recalée à 13% en lieu et place de 10% auparavant. Les travaux montrent également qu'une variation de seulement 1% change drastiquement le comportement de l'initialisation du keyhole ce qui est en accord avec la variabilité expérimentale observée mais pose très justement la question de la prédictivité de quelconque modèle. L'intérêt évident de la méthode et la puissance du modèle sont bien montrés grâce à cette étude et va jusqu'à la description de l'apparition de porosités qui est possible avec la méthode de suivi d'interface choisi sans que cela soit ni approfondi ni vraiment exploité dans ce projet.

Le quatrième chapitre présente la problématique de la plume de vapeur à travers une revue bibliographique permettant de poser le débat. L'auteur redémontre l'approche employée initialement par Esmaeeli et Tryggvason permettant de « générer » de la vapeur avec une méthode type level set / phase field. En revanche, il n'y a pas de discussion sur l'hypothèse de fluide incompressible alors que mathématiquement, à

l'endroit de la génération de vapeur, le problème n'est plus incompressible. Ensuite plusieurs formulations sont comparées pour la masse volumique. Les premiers résultats du modèle sont analysés avec notamment l'apparition d'un phénomène périodique pseudo stable également observé expérimentalement validant en partie le comportement physique du modèle. Le modèle met également bien en évidence la différence entre vitesse locale de vapeur et la vitesse globale de la plume bien plus faible. Après le descriptif d'un banc expérimental dédié à la validation de cet aspect, il ressort que le modèle sous-estime d'un facteur 10 les vitesses de plume. Ce constat semble classique par rapport aux méthodes de suivi d'interface employées et se confronte aux phénomènes extrêmement violents présents à l'interface qu'il est difficile de représenter numériquement. La démarche a le mérite de générer de la vapeur et d'être une brique intéressante pour se rapprocher encore plus de la physique observée. Enfin, une étude expérimentale de l'atténuation de la plume est présentée. Le phénomène est bien décrit et permet de justifier finalement de négliger cet aspect pour la suite à la longueur d'onde et aux intensités moyennes employées.

Le cinquième et dernier chapitre aborde la réunification des tous les enseignements pris lors des précédents chapitres. Néanmoins, le passage en 3D se fait progressivement car par exemple la plume de vapeur n'est pas modélisée au début de ce chapitre ce qui est légèrement troublant pour le lecteur suite aux annonces de réunification annoncées (mais aucunement dommageable). La description gaussienne divergente du faisceau avec la méthode de lancer de rayons est présentée et justifiée dans une configuration d'étude simple. Soulignons ici que l'apport de M. Daligault est d'une importance capitale pour des travaux ultérieurs sur l'impact du plan focal par exemple qui est une préoccupation expérimentale majeure. Bien que validé partiellement, le modèle semble ainsi pouvoir traiter tous les enjeux liés aux formes de faisceaux.

Enfin, le modèle est exploité pour tirer les conclusions sur les phénomènes importants et le comportement physique ou non du modèle. A ce titre, les premiers résultats exploitent le lancer de rayon en configuration soudage mais sans génération de vapeur. La dynamique d'absorption est décrite mais la forme très allongée, peu physique à cause du manque de vapeur ne permet pas d'aller au-delà d'une exploitation simple des sorties du modèle. L'auteur utilise néanmoins son modèle notamment pour faire varier la vitesse de soudage et montrer sa réponse tout à fait en accord avec les attendus.

Enfin, le couplage complet, c'est-à-dire avec la plume de vapeur, est présenté. Ce modèle est tout à fait remarquable par sa complexité et sa complétude. L'impact de la vapeur sur le bain liquide à l'arrière est clairement mis en évidence. Si on comprend facilement que le nombre de cas de calcul n'est pas pu être multiplié en raison de la lourdeur numérique, on regrette tout de même une exploitation faible de ce modèle extrêmement riche. On aurait pu par exemple présenter les vitesses dans le bain de

fusion, étudier la conservation de la masse ou donner des ordres de grandeur de cisaillement de la plume qui sont autant de grandeurs sujettes à discussion dans la communauté scientifique et ici enfin accessibles. Le modèle est validé par l'observation de l'angle du front avant, ce qui traduit un dépôt d'énergie correct. Il est également utilisé pour étudier à nouveau l'absorptance et la profondeur de pénétration en fonction de la vitesse de soudage avec un comportement physique. Enfin M. Daligault conclut sur son travail en reprenant les différents éléments exposés avec les nombreux points forts et les quelques points faibles. Il donne quelques perspectives pour le modèle en termes d'exploitation qui a été logiquement restreinte par le temps alloué.

L'ensemble du travail présenté est d'un très haut niveau, comparable à ce qui se fait de mieux au niveau international. Bien sûr, quelques revers subsistent par exemple sur la description de la plume de vapeur (trop lente) mais cette difficulté occupe de nombreux chercheurs à l'heure actuelle tant le problème est numériquement raide. Aussi, la validation expérimentale du modèle 3D aurait pu être plus complète (vitesses, dimensions de bain de fusion) mais les travaux apportent déjà suffisamment côté numérique pour être d'un intérêt tout à fait remarquable.

Dans l'utilisation du code de calcul choisi, M. Daligault a clairement montré une maîtrise totale des possibilités offertes. Ceci a permis de proposer une approche que nous pouvons qualifier d'hybride entre méthode phase field permettant décrire les grandes déformations et le lancer de rayon nécessitant la reconstruction d'une interface bien définie. Ce type de développement est tout à fait remarquable tant par sa difficulté que par son intérêt. En effet, l'apport principal de M. Daligault est de pouvoir étudier précisément le comportement du faisceau laser avec toutes ses complexités (divergence, réflexions...etc) tout en décrivant une interface liquide gaz totalement libre. Ce modèle ouvre la porte à de nouvelles études extrêmement intéressantes et pertinentes pour son laboratoire dans le contexte d'évolution des sources laser où la simulation numérique va clairement prendre une place de plus en plus importante.

Considérant l'ensemble de ces éléments, j'émet un **avis très favorable** à la tenue de la soutenance de thèse de M. Julien Daligault en vue d'obtenir le grade de Docteur d'HESAM Université.

Fait à Lorient, le 16 Octobre 2023

Mickael Courtois

A handwritten signature in blue ink, appearing to read 'Mickael Courtois', is written over the printed name.



Julien DALIGAULT

**Simulation du soudage laser sur cuivre :
influence des hautes vitesses et fortes
puissances sur la stabilité et l'efficacité
du procédé**

**HESAM
UNIVERSITÉ**

L'application du soudage laser sur des matériaux tels que le cuivre et ses alliages connaît des contraintes physiques importantes, d'une part, à cause de la conductivité thermique relativement élevée ($390 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) de ces matériaux, d'autre part, du fait de leur faible absorptivité du faisceau laser aux longueurs d'ondes généralement employées dans l'industrie (YAG). Cette configuration est connue pour générer des instabilités hydrodynamiques et favoriser la formation de défauts comme des porosités ou des éjections de matière lors du procédé. Ses défauts sont préjudiciables tant pour la résistance mécanique du cordon de soudure résultant, que pour sa conductivité électrique, intérêt principal de l'utilisation du cuivre. Il a été observé que l'utilisation d'un laser à haute vitesse et forte puissance de soudage permettait de limiter ces instabilités. Bien qu'une influence positive de cette configuration ait déjà été observée pour des matériaux équivalents tel que l'aluminium, une interprétation physique reste encore à être établie. Pour lever cette difficulté, une collaboration entre l'IFSW (Stuttgart) et le laboratoire PIMM (Paris) a été créée autour de cette thématique, dans le cadre d'un projet de recherche collaborative international (PRCI) financé par l'ANR et la DFG. L'expertise expérimentale de l'IFSW, notamment en radiographie X in situ, permet de générer des observables (géométries de capillaires, calcul d'absorbance, etc.) qui servent à valider un modèle numérique développé au PIMM, à l'aide du logiciel COMSOL Multiphysics®. Des vitesses et puissances de soudage allant jusqu'à 36 m/min et 16 kW respectivement, pour des diamètres de faisceau compris entre 200 μm et 680 μm , sont étudiées. La validation du modèle numérique permet d'une part d'avoir une meilleure compréhension des phénomènes physiques en jeu lors du procédé, et d'autre part de proposer des stratégies opératoires permettant d'améliorer la stabilité et l'efficacité du procédé.

Mots clés : Soudage laser, interaction laser-matière, COMSOL Multiphysics®, éléments finis, cuivre, suivi d'interface, optimisation procédé, validation expérimentale