

UNIVERSITE DE BOURGOGNE
Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, département Interface et Réactivité dans
Les Matériaux (IRM), équipe Laser et Traitement des Matériaux (LTm)

THÈSE

Pour obtenir le grade de
Docteur de l'Université de Bourgogne
Discipline : « Mécanique énergétique »

par

Massaud MOSTAFA

15 décembre 2011

Etude du perçage et du soudage laser : dynamique du capillaire

Directeur de thèse : Pr S. MATTEI
Co-directeur de thèse : Pr J.M. JOUVARD

Jury

M. AUTRIC	Professeur, IUSTI, Université de la Méditerranée	Rapporteur
P. LE MASSON	Professeur, LIMATB, Université de Bretagne Sud	Rapporteur
S. COSTIL	Maître de Conférences HdR, LERMPS, UTBM	Examineur
P. SALLAMAND	Professeur, ICB, Université de Bourgogne	Examineur
S. MATTEI	Professeur, ICB, Université de Bourgogne	Directeur de thèse
J.M. JOUVARD	Professeur, ICB, Université de Bourgogne	Co- Directeur de thèse

Sommaire

INTRODUCTION	1
Chapitre I Étude bibliographique	
I.1 Introduction	4
1.2 Quelques généralités sur les procédés laser	4
I.2.1 Les différents types de laser	4
I.2.2 L'absorption du faisceau laser par les métaux	4
I.2.3 Quelques notions sur les paramètres laser utilisés	5
I.2.4 Les procédés de perçage et de soudage laser	6
I.2.4.1 Généralités sur le perçage par laser	6
I.2.4.2 Généralités sur le soudage laser	9
I.3. Études expérimentales : observations du capillaire	10
I.3.1 Observations par coupes macrographiques.....	10
I.3.1.1 Méthodes utilisant des échantillons massifs	10
I.3.1.2 Méthode dite "DODO"	12
I.3.2 Méthodes utilisant les rayons X.	12
I.3.2.1 Principe de la radiographie X	12
I.3.2.2 Exemples d'études menées utilisant les rayons X.....	13
I.3.3 Utilisation de l'imagerie dans le visible	21
I.3.4 Conclusion sur l'étude bibliographique des études expérimentales	24
I.4 Modélisation des procédés	24
I.4.1 Approche pseudo-stationnaire.....	27
I.4.1.1 Les premiers modèles.....	27
I.4.1.2 Modèle d'équilibre des pressions.....	30
I.4.1.3 Modélisation des réflexions multiples.....	33
I.4.1.4 Détermination du dépôt d'énergie à partir d'observations	34
I.4.2 Modèles dynamiques	36
I.4.2.1 Importance de la dynamique du fluide	36
I.4.2.2 Processus de perçage – Soudage par point.....	40
I.4.2.3 Source en déplacement – soudage continu.....	45
I.4.3 Conclusion de l'étude de bibliographique.....	46

Chapitre II Étude expérimentale du perçage

II.1	Introduction	47
II.2	Les sources utilisées.....	47
II.3	Les matériaux utilisés.....	49
II.3.1	Propriétés du Zinc	49
II.3.2	Propriétés thermiques et optiques du Quartz	50
II.4	Les deux méthodes expérimentales.....	51
II.4.1	La méthode dite DODO (Direct Observation of Drilled hole)	51
II.4.1.1	Rappel du principe de la méthode	51
II.4.1.2	Essais à puissance crête 1 kW.....	52
II.4.1.3	Essais à puissance crête 2, 3, 4 et 5 kW	57
II.4.1.4	Analyse des résultats obtenus avec la méthode DODO	61
II.4.2	La seconde méthode expérimentale : la méthode sandwich(ou méthode Zn/Q).....	63
II.4.2.1	Le dispositif expérimental	63
II.4.2.2	Caractéristiques de la caméra	66
II.4.2.3	Influence de la durée d'impulsion pour différentes puissances.....	66
II.4.2.3.a	Essais à 1 kW	66
II.4.2.3.b	Essais à 2 kW	68
II.4.2.3.c	Essais à 3 kW, 4 kW et 5 kW	69
II.4.2.4	Analyse des résultats pour les 5 puissances	75
II.4.3	Comparaison des résultats obtenus avec les deux méthodes	76
II.5	Conclusion sur l'étude expérimentale du perçage.	84

Chapitre III Modélisation numérique du perçage

III.1.	Introduction	85
III.2.	Modélisation du dépôt d'énergie par réflexions de Fresnel.....	86
III.2.1.	Réflexions de Fresnel	86
III.2.2.	Loi d'absorption de Fresnel.....	88
III.2.3.	Calcul analytique dans le cas d'un capillaire conique	91
III.2.4.	Algorithme de simulation	92
III.2.5.	Résultats	100
III.2.5.1.	Comparaison de trois géométries de capillaire	100

III.2.5.2. Cas Zinc-Zinc et cas Zinc-Quartz	103
III.2.6. Conclusion	106
III.3 Analyse de l'influence de la perte de matière par vaporisation.....	107
III.4. Modèle numérique de la phase de perçage sous Comsol.....	111
III.4.1. Logiciel Comsol.....	112
III.4.1.1 Introduction.....	112
III.4.1.2 Transfert thermique	113
III.4.1.3 Prise en compte des changements de phase.....	114
III.4.1.4 Dynamique des fluides	115
III.4.2. Principe de la simulation	117
III.4.3. Etude du cas Zinc-Quartz	118
III.4.3.1. Modèle thermique	119
III.4.3.2. Prise en compte du mouvement fluide	121
III.4.3.3. Influence de la vaporisation	122
III.4.4. Etude du cas Zinc-Zinc	124
III.4.4.1. Principe de modélisation.....	124
III.4.4.2. Géométrie.....	125
III.4.4.3. Maillage	125
III.4.4.4. Le transfert de chaleur	126
III.4.4.5. Aspect hydrodynamique	128
III.4.4.6 Modélisation 2D avec déformation de surface ALE.....	128
III.4.4.6.1. Fondements maillage déformé :	128
III.4.4.6.2. Les conditions aux limites pour la déformation de la surface	129
III.4.4.7. Démarche de calcul	130
III.4.4.8. Résultats et discussion	133
III.4.4.8.1. Influence de la durée d'impulsion.....	134
III.4.4.8.2.influence de la puissance laser	139
III.5 Conclusion sur la modelisation du perçage	141

Chapitre IV Étude du soudage

IV.1	Introduction.....	144
IV.2	Soudage « Zn/Quartz » -visualisation du capillaire	144
IV.2. 1	Dispositif expérimental	144
IV.2. 2	Observations de capillaire	146
IV.2. 2. 1.	Vitesse de soudage 10 mm.s^{-1}	146
IV.2. 2. 2.	Vitesse de soudage 20 mm.s^{-1}	151
IV.2. 2. 3.	Vitesse de soudage 30 mm.s^{-1}	156
IV.2. 3	Évolution de la profondeur du capillaire et du bain fondu.....	160
IV.2. 4	Les observations macrographiques post-mortem	164
IV.2. 4. 1.	Étude des formes dans le sens longitudinal	164
IV.2. 4. 2.	Étude des formes du bain dans le sens transverse	170
IV.3	Étude expérimentale du cordon de soudure Zn/Zn par observations macrographiques	174
IV.3. 1	Montage expérimental.....	174
IV.3. 2	Forme de la zone fondue dans le sens longitudinal	175
IV. 3.3	Forme de la zone fondue dans le sens transverse	176
IV.4	Comparaison des formes des zones fondues obtenues dans les deux cas.....	179
IV.5	Simulation numérique du soudage et conclusion.....	180
IV.5. 1	Hypothèses	180
IV.5. 2	Résolution du problème et conclusion	181
IV.6	Perspectives sur l'étude du soudage	183
	CONCLUSION ET PERSPECTIVES	185
	Bibliographie	188
	Annexe 1 : Macrographies obtenues pour les différentes durées d'impulsion, puissance crête (1kW)	192
	Annexe 2 : Observations de capillaire Soudage Zn/Q	196
	Résumé	212
	Abstract	213

REMERCIEMENTS

Ce travail de thèse a été réalisé au sein de Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne (ICB), équipe Laser et Traitement des Matériaux (LTm).

Tout d'abord, je tiens à exprimer ma profonde gratitude et remercier mes deux conseillers, Madame **Simone MATTEI** et Monsieur **Jean-Marie JOUVARD**, pour leurs conseils et leur soutien dans le développement de cette thèse. Sans leur aide, ce travail aurait été impossible.

Je voudrais évidemment remercier Monsieur **Michel AUTRIC** et Monsieur **Philippe LE MASSON** qui ont eu l'amabilité d'accepter la lourde charge d'être rapporteurs et d'étudier ma thèse. Je tiens à remercier également Monsieur **Pierre SALLAMAND** et Madame **Sophie COSTIL**, pour leur participation à mon jury de thèse.

Je remercie également **Eugen CICALA** pour son aide et son soutien.

La partie expérimentale de ce travail n'aurait pas été possible sans l'implication de l'ingénieur de recherche **Henri ANDRZEJEWSKI** et de l'équipe du pole laser (**Jean Louis GOYOT**, **François SIMON**, **Nicolas GROS**, **Roland TRIGON**).

Je tiens également à remercier Monsieur **Dominique GREVEY** pour son soutien.

Je voudrais remercier tous les collègues que j'ai eu le plaisir de côtoyer durant ces quatre années au LTm, (**Issam BENDAOU**, **Iryna TOMASHCHUK**, **Nathalie JANKOWSKI**, **Marie-France CHOPARD**).

Je remercie enfin mes chers parents, mes frères et mes sœurs qui m'ont donné l'immense chance et les moyens de réaliser ces études, ainsi que ma femme **Amira MOSTAFA** pour son soutien.

Durant les années de thèse plusieurs événements ont changé ma vie. Je me suis marié, j'ai eu un enfant (mon petit **Yahya**). Merci **Yahya**.

Introduction

Depuis plusieurs années, le soudage et le perçage laser ont pris une grande importance parmi les procédés industriels. Le laser Nd:YAG permettant d'obtenir des puissances de plusieurs kilowatts, est adapté aux procédés tels que le perçage ou le soudage.

Quand un faisceau laser de grande densité de puissance interagit avec un matériau, il provoque rapidement une fusion et une vaporisation locale du matériau. En conséquence, il se forme une forte surpression au-dessus de la zone fondue, appelée pression de recul, qui agit sur la surface comme un piston pour déformer cette surface sous la forme d'un trou étroit et profond appelé capillaire. Ce capillaire résulte d'une part de la pression de recul due à l'éjection de vapeur sous l'interaction du faisceau laser, et d'autre part, des mouvements du métal fondu (éjection latérale du liquide, déplacement de la source, tension de surface, ...). Le dépôt d'énergie à l'intérieur du capillaire dépend, d'une part, de la répartition d'énergie du faisceau initial, mais surtout du processus de réflexions multiples à l'intérieur du capillaire, modifiant ainsi la loi de répartition d'énergie à l'intérieur du capillaire et augmentant le rendement énergétique de l'interaction. La loi de dépôt d'énergie dans le capillaire détermine le champ thermique, l'épaisseur de la couche de métal fondu et la pression de recul engendrée sur la surface, et donc le déplacement de métal fondu, qui a comme conséquence de modifier la géométrie du capillaire. On a donc un couplage très fort entre ces différents phénomènes, qui doivent être modélisés simultanément.

Pour valider les modèles il est nécessaire d'avoir des données expérimentales, en particulier sur l'évolution de la forme du capillaire. Généralement l'observation directe du capillaire est difficile, puisque que le capillaire est formé à l'intérieur du matériau. Cependant, des visualisations par radiographie X ont permis d'en faire une observation, mais cette méthode constitue une expérimentation lourde et coûteuse. D'autres visualisations ont été réalisées sur des matériaux transparents (verre, plexiglass), mais elles ne reflètent pas le comportement réel des métaux.

Le principal objectif de ce travail est d'étudier expérimentalement la formation du capillaire durant le perçage et le soudage, et de développer une simulation numérique permettant de reproduire la dynamique de formation et d'évolution du capillaire. Nous avons fait le choix d'utiliser comme matériau test le Zinc, en raison de son bas point de fusion et de la bonne connaissance de ses propriétés.

Ce mémoire de thèse est composé de quatre chapitres :

Le chapitre bibliographique (Chapitre I) permet de positionner notre approche par rapport aux travaux antérieurs. Ce chapitre est divisé en deux parties, la première partie présente les travaux existants sur l'observation du capillaire, et la seconde partie présente les travaux réalisés à ce jour sur la modélisation de la formation du capillaire dans le cas des processus de soudage et de perçage.

Après avoir fait une présentation générale des procédés laser de perçage et de soudage, différentes techniques d'observation du capillaire sont présentées : les méthodes d'observation post-mortem et les méthodes in situ par visualisation rapide et par radiographie X. A l'issue de cette étude bibliographique nous présentons le choix adopté pour les études expérimentales de ces deux procédés : la méthode DODO et la méthode sandwich.

La deuxième partie présente différentes modélisations faites sur ce sujet. En 2000, R.Fabbro [Fabbro1, 2000] a présenté un modèle 2D montrant la dynamique d'évolution du capillaire, en couplant une simulation des réflexions multiples avec un modèle analytique basé sur les travaux de Semak [Semak, 1997]. En 2006 C.Xhaard-Touvrey [Xhaard-Touvrey, 2006] a présenté un modèle simulant le procédé de perçage dans lequel les différents processus sont pris en compte. Elle prend comme base de travail un code hydrodynamique mis au point par M.Médale, en ajoutant différents modules permettant de coupler le mécanisme de réflexions multiples avec la déformation de la surface en utilisant la méthode ALE.

Dans notre travail, nous avons fait le choix d'utiliser le logiciel Comsol-Multiphysics pour coupler les problèmes thermique et hydrodynamique. Le mécanisme de réflexions multiples est simulé par un algorithme programmé sous Matlab. A l'origine, le logiciel Comsol-Multiphysics a été développé par des utilisateurs de Matlab. Il est donc possible de coupler l'ensemble des phénomènes.

Dans le cas du soudage, le capillaire et les mouvements de liquide résultent de la composition du mécanisme de perçage en profondeur et du déplacement transversal de la pièce par rapport au point d'impact. La conséquence est une inclinaison du capillaire et une éjection du métal liquide vers l'arrière de la soudure. Pour simplifier le problème, nous avons étudié dans un premier temps le mécanisme de perçage.

Le chapitre II présente une **étude expérimentale du mécanisme de perçage** par laser. Dans ce chapitre la source laser, les propriétés des matériaux, l'équipement et les méthodes utilisées sont présentées.

Deux méthodes expérimentales ont été utilisées pour étudier l'évolution de la géométrie du capillaire :

- Dans le cas de la première méthode (Direct Observation of Drilled hOle), mise au point par M. Schneider, la pièce est constituée de deux lames de Zinc assemblées. Après le perçage, les deux lames sont séparées, révélant ainsi le capillaire. Cette méthode donne la géométrie du capillaire à la fin de

l'impact laser. La seconde méthode basée sur les travaux de Zhang utilise la visualisation rapide du capillaire formé à l'interface d'une lame métallique et d'une lame de Quartz. Elle donne la possibilité d'observer l'évolution temporelle de la géométrie du capillaire.

Le Chapitre III présente une modélisation numérique du mécanisme de perçage. Nous avons étudié dans un premier temps le dépôt de puissance à l'intérieur d'un capillaire en tenant compte des réflexions multiples. L'utilisation d'un modèle analytique de perçage, (modèle de Semak), a permis d'estimer l'importance de la perte d'énergie et de matière lors du processus de perçage. Ensuite, nous nous sommes intéressés à la modélisation du mécanisme d'éjection latérale de métal fondu. Une simulation a été réalisée en utilisant le logiciel Comsol Multiphysics. Dans ce modèle nous couplons l'équation de la chaleur et les équations de Navier Stokes. Le déplacement du métal fondu résulte du calcul de la pression de recul due à la localisation de l'énergie en fond de capillaire. La prise en compte du déplacement de matière induisant une forte déformation se fait en utilisant la méthode ALE.

Dans le Chapitre IV, nous étudions la formation du capillaire durant le soudage laser, c'est-à-dire avec déplacement de la source. A partir du montage utilisé pour la visualisation du perçage nous étudions l'évolution de la forme du capillaire pendant l'opération. Dans le cas du soudage Zn/Zn il est impossible d'avoir des informations sur la forme du capillaire, puisque le métal liquide remplit le capillaire au fur et à mesure de l'avancée du faisceau. En revanche, nous pouvons obtenir des informations sur la forme de la zone fondue que nous pouvons comparer à la forme de celle obtenue lors du soudage Zn/Q. Nous avons réalisé une simulation relativement simple en supposant la géométrie et la température du capillaire connues a priori. Nous avons simulé uniquement les transferts thermiques, nous n'avons pas pris en compte les phénomènes hydrodynamiques.

Chapitre I Étude bibliographique

I.1 Introduction

Ce chapitre présente, en premier lieu, quelques généralités sur les phénomènes engendrés par les procédés de perçage et de soudage laser. Puis, les principales méthodes utilisées pour l'observation du capillaire de vapeur engendré par l'interaction laser/matière sont décrites. Enfin, un état de l'art sur la modélisation des phénomènes ayant lieu lors de la formation de ce capillaire est présenté.

I.2 Quelques généralités sur les procédés laser

I.2.1 Les différents types de laser.

En 1916, Albert Einstein définit les lois d'émission de photons par simulation et émet le principe de l'émission stimulée qui conduit à une nouvelle technologie : le LASER « Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation ». Les premiers lasers ont été réalisés en 1960 par MAIMAN et JAVAN.

Au début des années 1970, la technologie laser prend place dans le milieu industriel dans le domaine des traitements des matériaux. Des outils de découpe par faisceau laser ont été utilisés pour la première fois en 1975, et en 1984, la technologie laser a été utilisée pour le soudage des métaux.

Les lasers sont classés en cinq familles selon la matière excitée : les lasers à solide, à gaz, à semi-conducteurs, à liquide et à électrons libres. Les lasers utilisés de manière prépondérante dans l'industrie sont les lasers Nd :YAG. C'est ce type de laser que nous avons utilisé pour l'étude du soudage et du perçage.

I.2.2 L'absorption du faisceau laser par les métaux

Quand un faisceau laser irradie une surface, celui-ci peut être réfléchi, transmis et/ou absorbé. Ces trois phénomènes coexistent. Dans le cas des procédés de traitement des matériaux par laser, le faisceau doit être absorbé. L'efficacité du procédé dépend donc en grande partie de l'absorptivité, qui est une propriété intrinsèque du matériau, ou de l'absorptance, encore appelée facteur apparent d'absorption, qui est liée à l'absorptivité du matériau et aux

propriétés géométriques de la surface éclairée. Le facteur d'absorption dépend d'un grand nombre de paramètres : de la nature du matériau, de la longueur d'onde, de la température, de l'angle d'incidence et de l'état de surface.

I.2.3 Quelques notions sur les paramètres laser utilisés

Les procédés étudiés et présentés par la suite nécessitent la mise en œuvre de lasers, soit en mode continu (dans le cas du soudage), soit en mode pulsé (dans le cas du perçage). Il apparaît donc utile de rappeler quelques définitions concernant le mode pulsé.

La puissance moyenne et la puissance crête

La puissance moyenne représente la moyenne temporelle de la puissance délivrée par le laser. La puissance crête est la puissance maximale délivrée durant la durée du pulse.

Cependant, lorsque la distribution temporelle n'est pas strictement un créneau, il faut considérer la moyenne réelle de la puissance durant le pulse.

Distribution temporelle de l'énergie. La répartition spatiale de la puissance émise à chaque pulse peut être considérée comme étant une fonction créneaux, telle qu'elle est représentée sur la figure I.1.

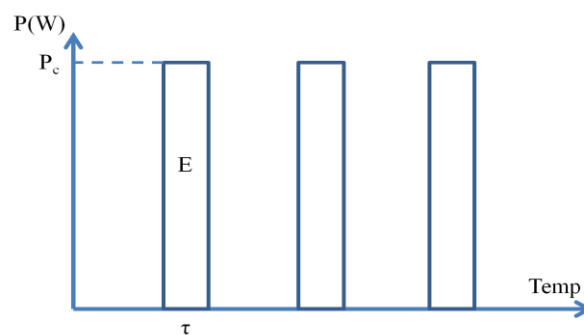


Figure I. 1 : Régime de fonctionnement impulsionnel.

Pour le régime représenté sur la Figure I.1, les paramètres décrivant le régime pulsé sont définis par :

- la durée du pulse (en s) : τ
- l'énergie par pulse (en J) : E
- la fréquence des pulses (Hz) : f
- la puissance crête (W) : $P_c = E / \tau$
- la puissance moyenne (W) : $P_m = E \cdot f$

Pour exemple, pour un laser délivrant 7 J à une fréquence de 10 Hz, la puissance moyenne est de 70 W, si la durée du pulse est de 1 ms et que la distribution temporelle de la puissance est un créneau, alors la puissance crête est de 7 kW.

I.2.4 Les procédés de perçage et de soudage laser

Nous allons, dans un premier temps, présenter de manière simplifiée les différentes étapes et phénomènes ayant lieu lors des procédés de perçage et de soudage par laser. Ces descriptions sont issues de travaux existants et de considérations réalisées lors de nos expérimentations.

I.2.4.1 Généralités sur le perçage par laser

➤ Formation du capillaire de vapeur

Les différentes étapes du perçage par laser sont illustrées sur la figure I.2.

Une partie du faisceau qui atteint la surface est réfléchiée. L'autre partie est absorbée et engendre une production de chaleur, (Figure I.2.a). Lorsque l'intensité est suffisante, la matière commence à fondre, puis la vaporisation commence (Figure I.2.b). Pour une vaporisation importante, la vapeur exerce une pression sur la surface fondue. La pression de vapeur accélère la fusion et crée un « trou » appelé capillaire de vapeur, ou « Keyhole » (Figure I.2.c). La profondeur du capillaire augmente en raison des réflexions multiples sur les parois de celui-ci ; en effet, à chaque réflexion une, partie de l'énergie incidente est absorbée. La figure I.2.d montre la forme du capillaire, après refroidissement.

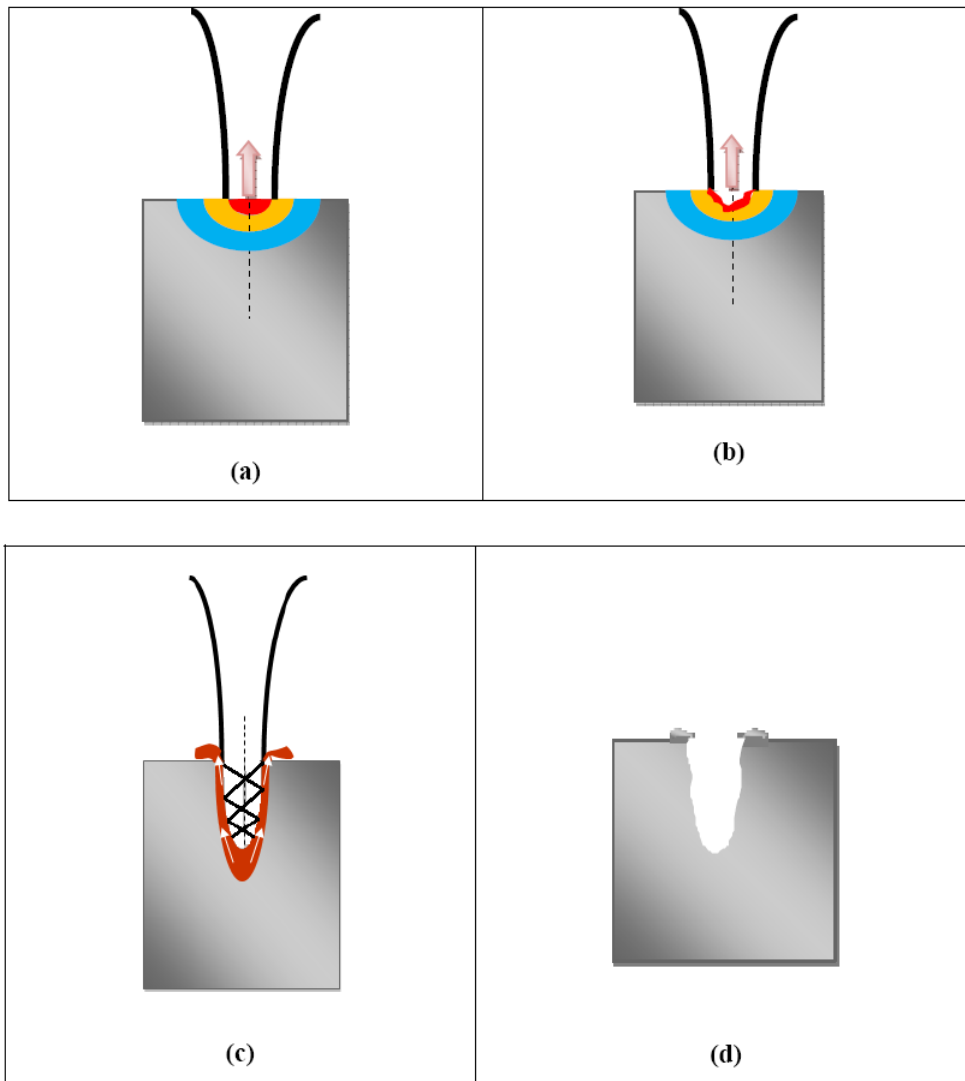


Figure I. 2 : Schématisation des différentes étapes du perçage

a) Le faisceau laser chauffe la surface et est partiellement réfléchi

b) le matériau fond et est vaporisé

c) La fusion est accélérée. Le faisceau laser subit des réflexions multiples dans le capillaire.

d) Forme du capillaire à la fin d'un pulse.

➤ Épaisseur et éjection du bain liquide

Au cours du perçage, l'épaisseur du bain liquide est déterminée par deux phénomènes :

- le bain liquide subit des variations de pression de surface entre la zone centrale irradiée et les abords du bain. Cette différence de pression de surface engendre des mouvements

convectifs qui emportent le bain liquide hors de la zone irradiée. Sous l'effet de la pression, l'épaisseur du bain liquide diminue.

- la diffusion de l'énergie, provenant de la surface et fondant la partie solide. Il en résulte une propagation de l'isotherme de fusion, d'où une augmentation de l'épaisseur du bain liquide.

Dans le cas d'un perçage non débouchant, le bain liquide est éjecté par la face d'entrée du faisceau laser (Figure I.3). En effet, le liquide ne peut s'échapper que par cet orifice. Dans le cas du soudage, ce bain liquide est conservé. Dans le cas de la découpe, celui-ci est éjecté par la face arrière.

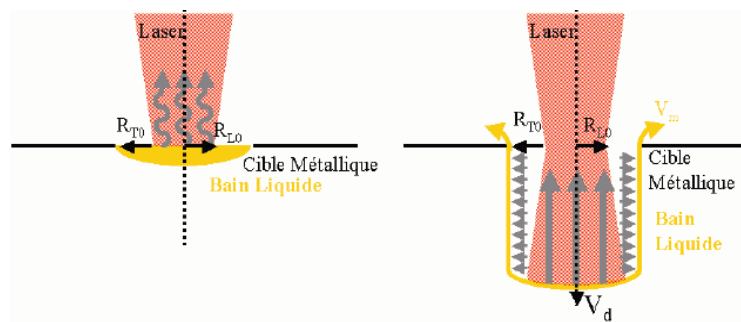


Figure I. 3 : Représentation schématique de l'éjection du bain liquide [Schneider, 2007].

Semak a montré [Semak, 1997] que les mécanismes de perçage peuvent résulter de deux phénomènes : la perte de matière par vaporisation du matériau et l'éjection de liquide sous l'effet de la pression de recul. En fonction de la valeur de la densité de puissance, chacun de ces phénomènes a une importance relative plus ou moins grande. Cette importance a été quantifiée : elle est présentée sur la figure I.4, dans le cas du fer, et un rayon de faisceau de 0,19 mm.

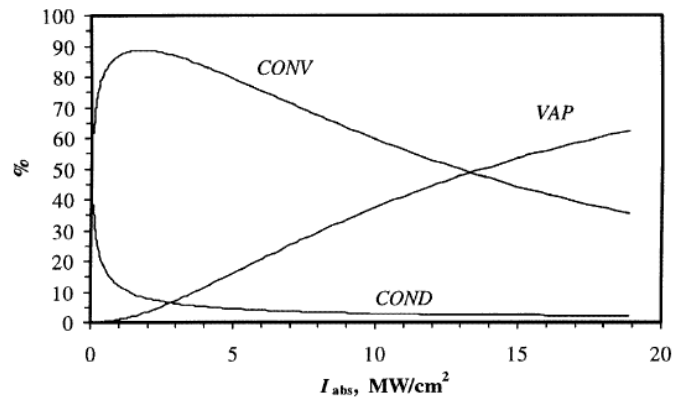


Figure I. 4 : Effet de la densité surfacique de puissance sur les fractions de puissance perdues par convection (CONV), évaporation (VAP) et conduction (COND) dans le cas du fer et d'un faisceau laser de rayon 1,9 mm [Semak, 1997].

Semak a ainsi montré que dans le cas des paramètres utilisés habituellement en soudage, le capillaire résulte essentiellement de l'éjection latérale de liquide.

I.2.4.2 Généralités sur le soudage laser

Le soudage laser peut être réalisé de différentes façons : en régime impulsionnel ou en régime continu.

Dans le cas du régime impulsionnel il peut y avoir déplacement ou non du laser par rapport à la pièce. Lorsque la fréquence de tir est faible, il y a formation du capillaire, avec éjection de liquide sur les bords, puis ce liquide revient dans le capillaire après l'impulsion laser.

Dans le cas du régime continu, et si le faisceau se déplace, le bain liquide est éjecté essentiellement en arrière du capillaire, formant une zone appelée bain liquide (Figure I.5). Le capillaire se déplace à la même vitesse que le laser.

Le procédé de soudage dit "profond" faisant naître un capillaire est généralement utilisé pour des épaisseurs supérieures à 2 mm. Lorsque la puissance laser et la densité de puissance sont respectivement supérieures à 1 kW et 10^6 W/cm², pour l'acier, le soudage en mode capillaire est généralement atteint. Bien sûr, ces grandeurs sont aussi fonction des propriétés thermophysiques du matériau. De la même manière que pour le perçage, la profondeur du capillaire est liée aux réflexions multiples pouvant avoir lieu sur les parois du capillaire.

Selon les paramètres opératoires (puissance surfacique du laser, vitesse de soudage), le capillaire peut traverser entièrement la pièce ; le mode est alors dit « débouchant ».

La forme du capillaire peut être considérée comme résultant de l'équilibre des pressions parmi lesquelles certaines tendent à le maintenir ouvert, et d'autres tendent à le refermer.

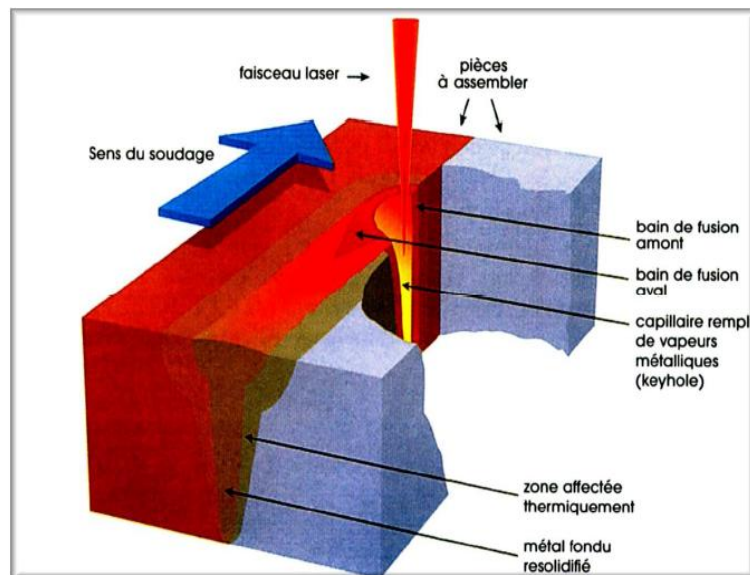


Figure I. 5 : Soudage en mode "capillaire" [Paradis, 2005].

I.3. Études expérimentales : observations du capillaire

I.3.1 Observations par coupes macrographiques

I.3.1.1 Méthodes utilisant des échantillons massifs

Cette méthode, destructive, nécessite, après l'opération de perçage, de couper l'échantillon jusqu'à ce que le plan de polissage soit exactement positionné sur l'axe de perçage. A l'aide d'une attaque chimique, il est possible de visualiser le grain du métal et la couche de liquide.

Cependant, cette méthode, d'après M. Schneider, [Schneider, 2007] n'assure pas que l'axe du perçage soit bien contenu dans le plan d'analyse.

Il existe deux types de décalage engendrant des erreurs sur la mesure des caractéristiques géométriques du capillaire :

- une erreur de positionnement (l'axe de perçage ne coupe pas le plan d'analyse),
- une erreur d'inclinaison : l'axe de perçage fait un angle avec le plan d'analyse.

Ces erreurs sont illustrées sur la figure I.6.

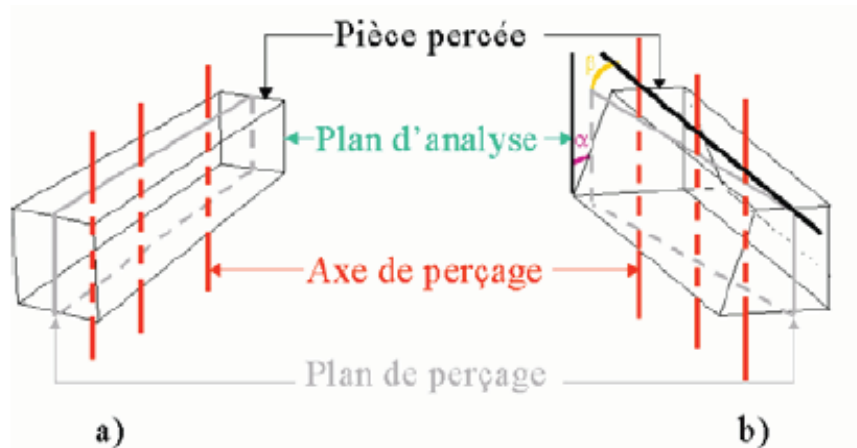


Figure I. 6 : Schéma illustrant les différents plans à faire coïncider pour garantir la validité d'une coupe métallographique a) Décalage entre le plan d'analyse et le plan de perçage b) Inclinaison entre le plan d'analyse et le plan de perçage [Schneider, 2007].

M. Schneider a quantifié ces erreurs en fonction de deux paramètres : ε , l'erreur de positionnement au niveau du diamètre d'entrée, et ε_0 , l'erreur relative par rapport au rayon du perçage. Le paramètre ε est défini sur la figure I.7.

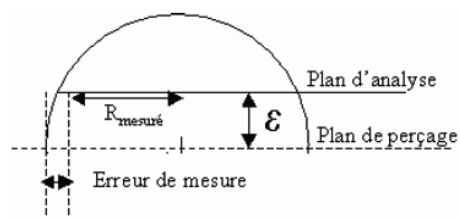


Figure I. 7 : Erreur de positionnement par rapport à l'axe de perçage [Schneider, 2007].

L'auteur a conclu que cette méthode permet une caractérisation fine des perçages à l'échelle micrométrique (microstructure, épaisseur de la couche liquide,...). En revanche, il peut engendrer des erreurs importantes sur les mesures à l'échelle millimétriques (diamètre, profondeur,...).

Nous avons donc décidé d'utiliser une autre méthode déduite de la méthode mise au point par M. Schneider, appelée méthode DODO décrite dans le paragraphe I.3.1.2.

I.3.1.2 Méthode dite "DODO"

Matthieu Schneider, en 2007, [Schneider ,2007] a mis au point une méthode d'analyse de la forme du capillaire appelée « DODO » (direct observation method of drilled hole).

Une représentation schématique du montage est présentée sur la Figure I.8.

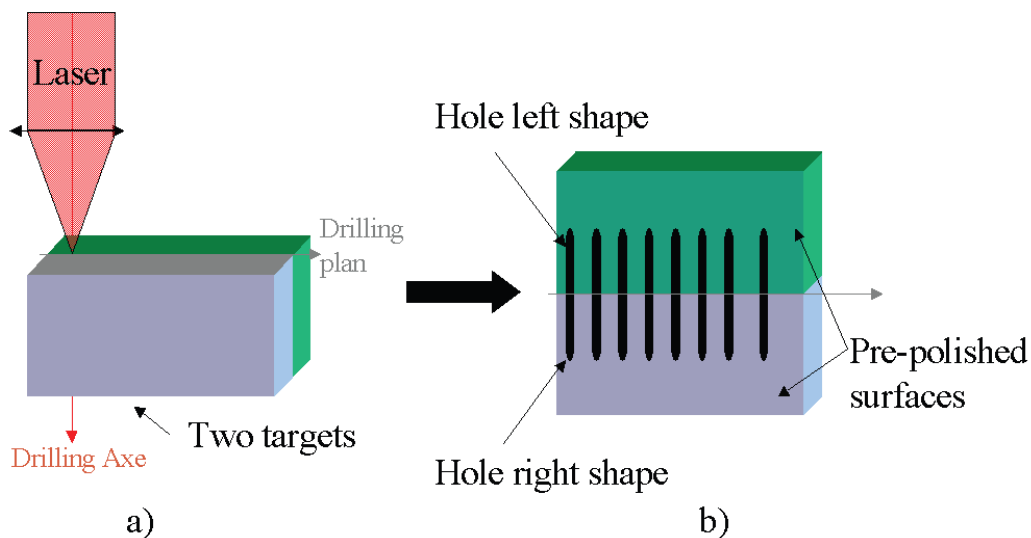


Figure I. 8 : Représentation schématique de la méthode "DODO" [Schneider, 2007].

La cible est constituée de deux parties. Une des faces de chaque partie est polie. Les deux parties sont assemblées pour être percées. Après perçage, les deux faces sont séparées, révélant l'intérieur des cavités. Le succès et la fiabilité de la méthode sont garantis par la qualité des échantillons et non plus de l'opérateur.

I.3.2 Méthodes utilisant les rayons X.

I.3.2.1 Principe de la radiographie X

Lorsque le matériau est absorbant pour la longueur d'onde du laser mais transparent dans le visible, il est alors possible de photographier la forme du capillaire.

Lorsque le matériau est non transparent dans le visible, comme les métaux, la radiographie X est alors une méthode d'analyse interne non destructive. En pratique la pièce usinée est placée devant un papier radiographique. Le tout est éclairé par une source X. Le papier révèle la projection des cavités internes de la pièce, (Figure I.9).

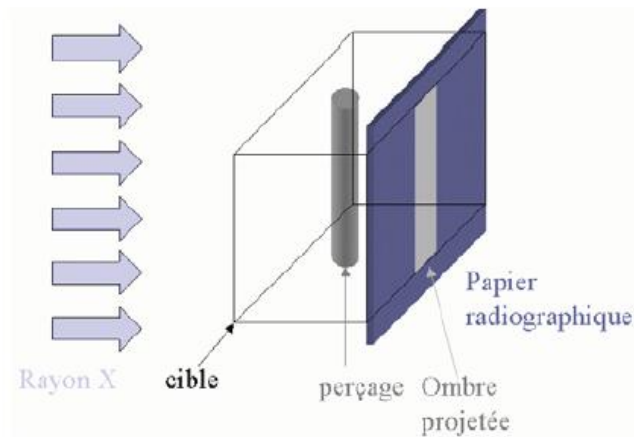


Figure I. 9 : Schéma de radiographie X

La limite de cette méthode, en ce qui concerne la résolution spatiale, est donnée par le grain du papier, qui est au mieux, d'après M. Schneider, de 100 μm . On retrouve de même dans cette méthode l'erreur de positionnement du plan d'analyse (le papier photographique) par rapport à l'axe de perçage et au faisceau X incident. La précision est donc ici encore limitée.

De nombreux auteurs l'ont cependant utilisée.

Une méthode couplant à une source de rayons X et un détecteur/intensificateur est aussi utilisée pour le contrôle 2D du soudage. Cette méthode, couplée à un système d'imagerie rapide, permet d'obtenir des images avec une très bonne résolution spatiale. Des exemples de travaux mettant en œuvre la radiographie X couplée ou non à l'imagerie rapide sont présentés dans le paragraphe I.3.2.2.

I.3.2.2 Exemples d'études menées utilisant les rayons X.

Arata et al. [Arata1, 1976], [Arata2, 1985], [Arata3, 1985] ont été les premiers chercheurs ayant observé le capillaire de vapeur pour du métal en utilisant la radiographie X. Ils ont aussi observé la formation du capillaire dans du verre. Les figures I.10.a et I.10.b montrent des exemples d'images obtenues par ces auteurs.

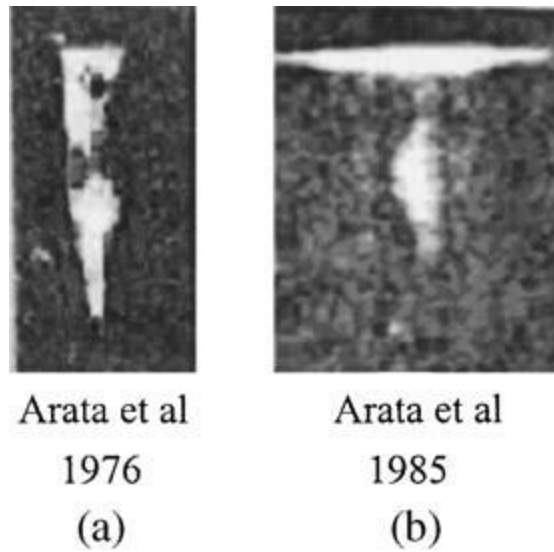


Figure I. 10 : Exemples de photographies obtenues par Arata et al. (matériau : verre, imagerie par RX) [Jin, 2002].

Cependant, ces auteurs ont déduit des images obtenues que leur contraste ne permettait pas de clairement comprendre les mécanismes de pénétration en profondeur.

La méthode d'imagerie a été nettement améliorée avec l'utilisation couplée de la transmission de Rayons X, l'intensification et la conversion de l'image en image visible.

Cette dernière méthode a été utilisée en 2000 par Fujinaga et al. [Fujinaga, 2000] qui étudièrent l'effet de la forme du pulse laser sur le comportement du capillaire. Un exemple d'image obtenue est présenté sur la Figure I.11.

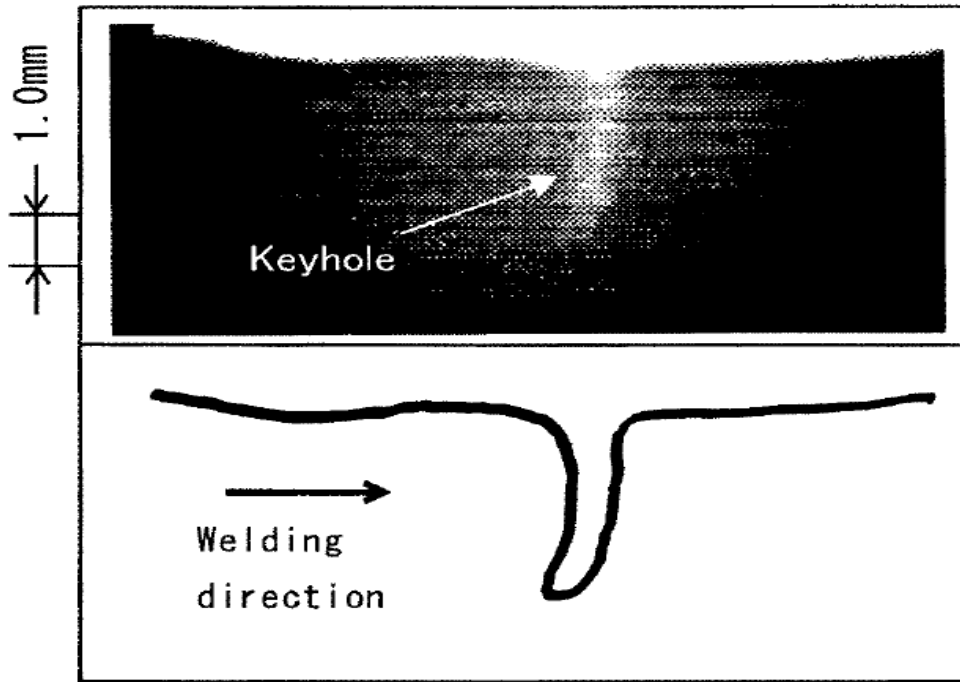


Figure I. 11 : Exemple d'image obtenue représentant la forme du capillaire par Fujinaga et al [Fujinaga, 2000].

Ces auteurs montrèrent qu'il existe plusieurs régimes d'évolution de la forme du capillaire et corrélèrent cette évolution avec la forme du faisceau laser.

Divers auteurs se sont intéressés à l'évolution de la forme du capillaire dans le but de comprendre la formation de défauts. Les études expérimentales menées permirent d'observer la formation de bulles.

Parmi ces auteurs, Matsunawa et al. [Matsunawa, 2001], ont utilisé un système d'imagerie par transmission de rayons X pour observer la dynamique du capillaire formé lors de soudage laser de métal (Figure I.12). Leur système a permis d'obtenir des images à une fréquence supérieure à 5000 Hz.

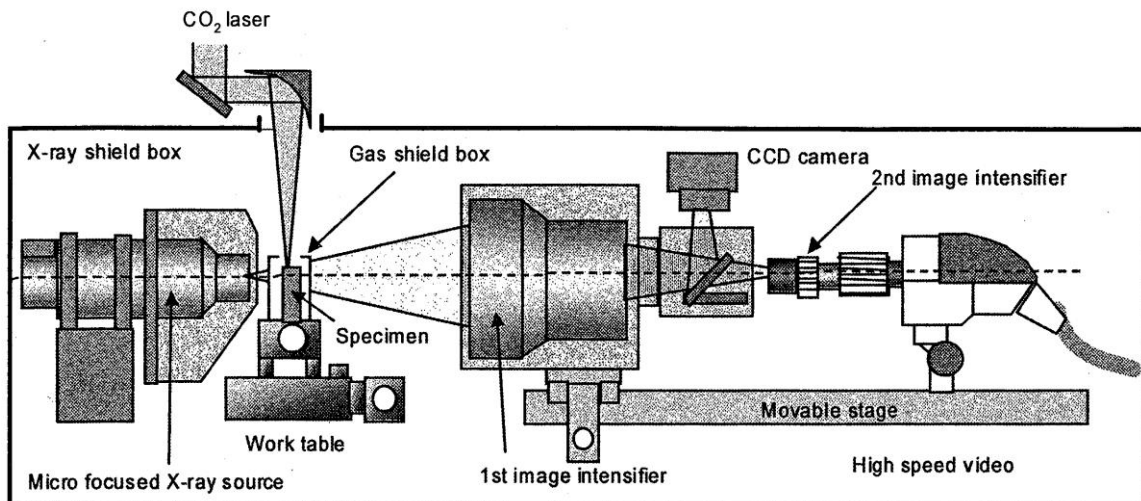


Figure I. 12 : Banc d'imagerie par transmission de rayons X pour l'observation [Matsunawa, 2001].

La figure I.13 montre des exemples d'images obtenues au cours de soudage par laser CO₂ de l'alliage d'aluminium A5083 .

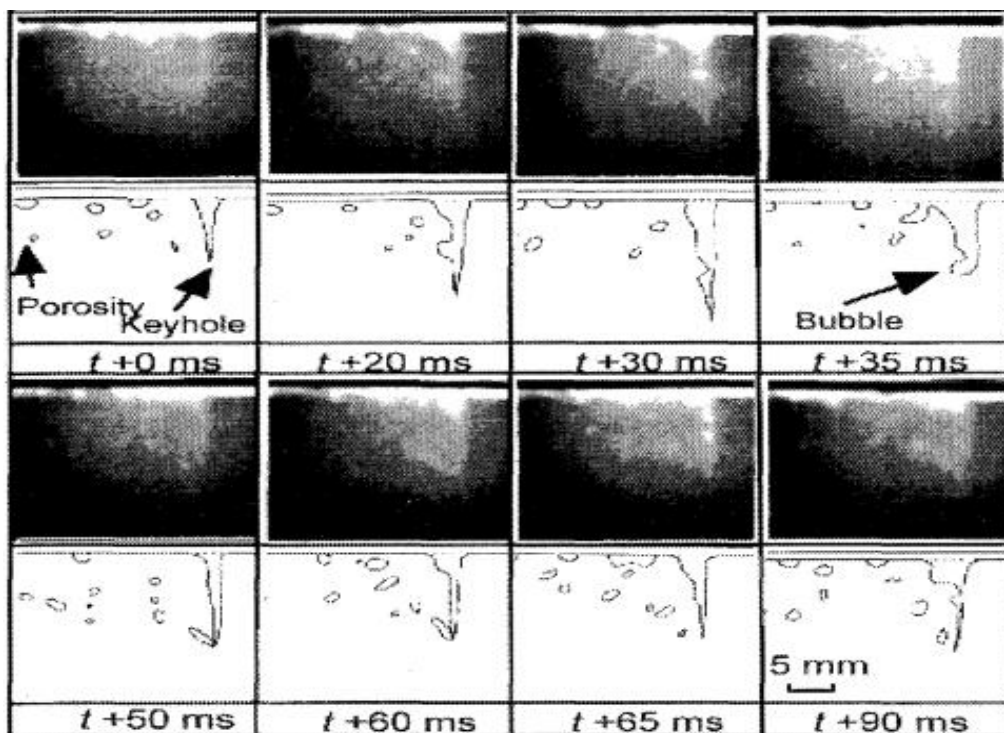


Figure I. 13 : Comportement du capillaire observé par rayons X dans le cas du soudage par laser CO₂ d'un alliage d'Aluminium [Matsunawa, 2001].

Il a été clairement observé que la profondeur et la forme du capillaire présentaient des grandes fluctuations. Par ailleurs, cette méthode permet d'observer des bulles formées de manière intermittente, principalement en haut du capillaire. Ces bulles sont immobilisées par la solidification et conduisent à des porosités.

En 2001, O Perret et al. [Perret O, 2001] ont observé et caractérisé le capillaire formé lors d'un pulse Nd:YAG sur un échantillon de Ti-6Al-4V. Le montage expérimental mis en œuvre leur a permis d'observer la création et l'évolution temporelle du capillaire. Ces auteurs ont mis en évidence la relation entre la profondeur du capillaire et les paramètres opératoires. Le montage expérimental mis en œuvre est illustré sur la Figure I.14.

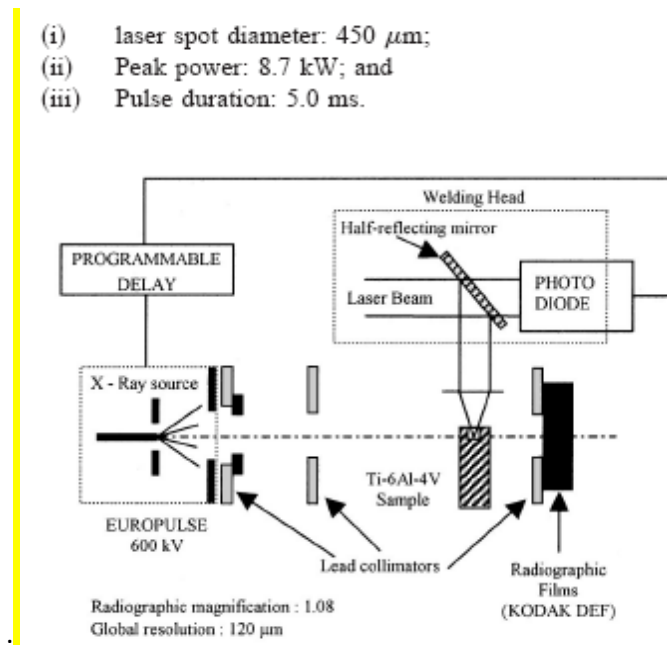


Figure I. 14 : Montage expérimental mis en œuvre par Perret et al [Perret O, 2001].

Quelques exemples d'images obtenues par radiographie X montrant l'évolution de la forme du capillaire pour un pulse de 8,7 kW et une impulsion de durée 5 ms sont présentées sur la figure I.15.

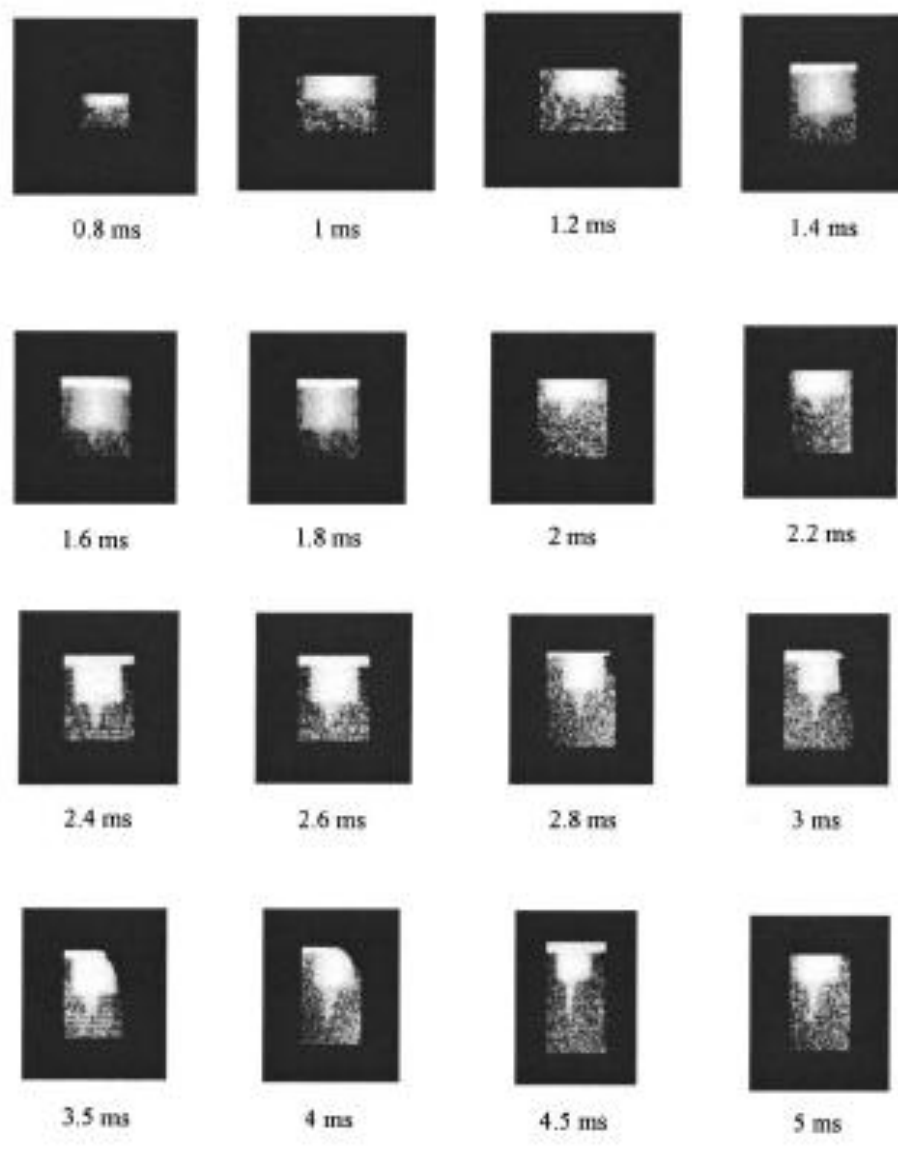


Figure I. 15 : Exemple d'images obtenues par Perret et al. lors d'un impact laser sur du TA6V [Perret O, 2001].

Pour montrer l'évolution de la profondeur avec la puissance, plusieurs essais ont été menés avec des puissances variant entre 4,5 et 11 kW. Il apparaît clairement (Figure I.16) une relation linéaire entre la puissance et la profondeur du capillaire.

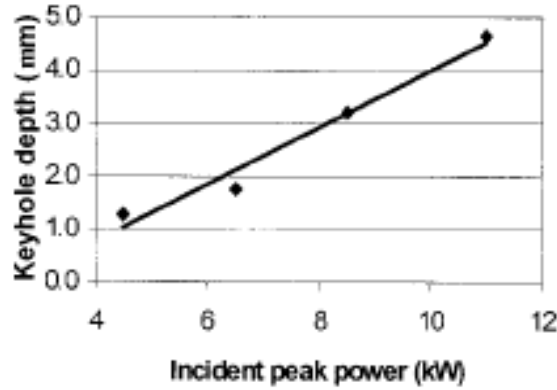


Figure I. 16 : Variation de la profondeur du capillaire avec la puissance du laser [Perret O, 2001].

Kaplan et al. se sont particulièrement intéressés à la formation de bulles lors de l'évolution du capillaire. Le montage expérimental utilisé par ces auteurs, [Kaplan, 2002], illustré par la Figure I.17, a permis d'observer l'évolution de la forme du capillaire et la formation de bulles, dans le cas du Zinc pur, préalablement chauffé, à l'état liquide, soumis à des pulses Laser de durée 10 ms, à la fréquence 50 Hz, et de puissance moyenne 1,6 kW. Les images obtenues sont acquises à une fréquence de 1 kHz.

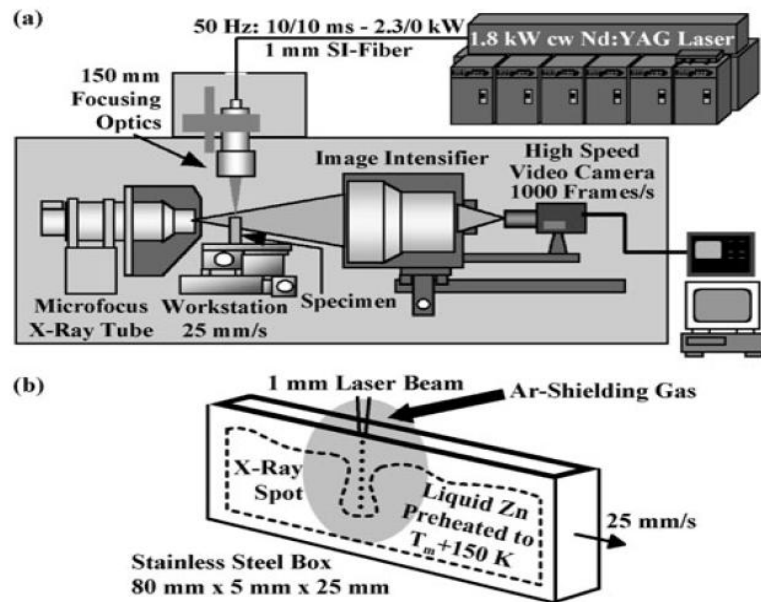


Figure I. 17 : Montage expérimental (a) et enceinte (b) contenant le zinc liquide [Kaplan, 2002].

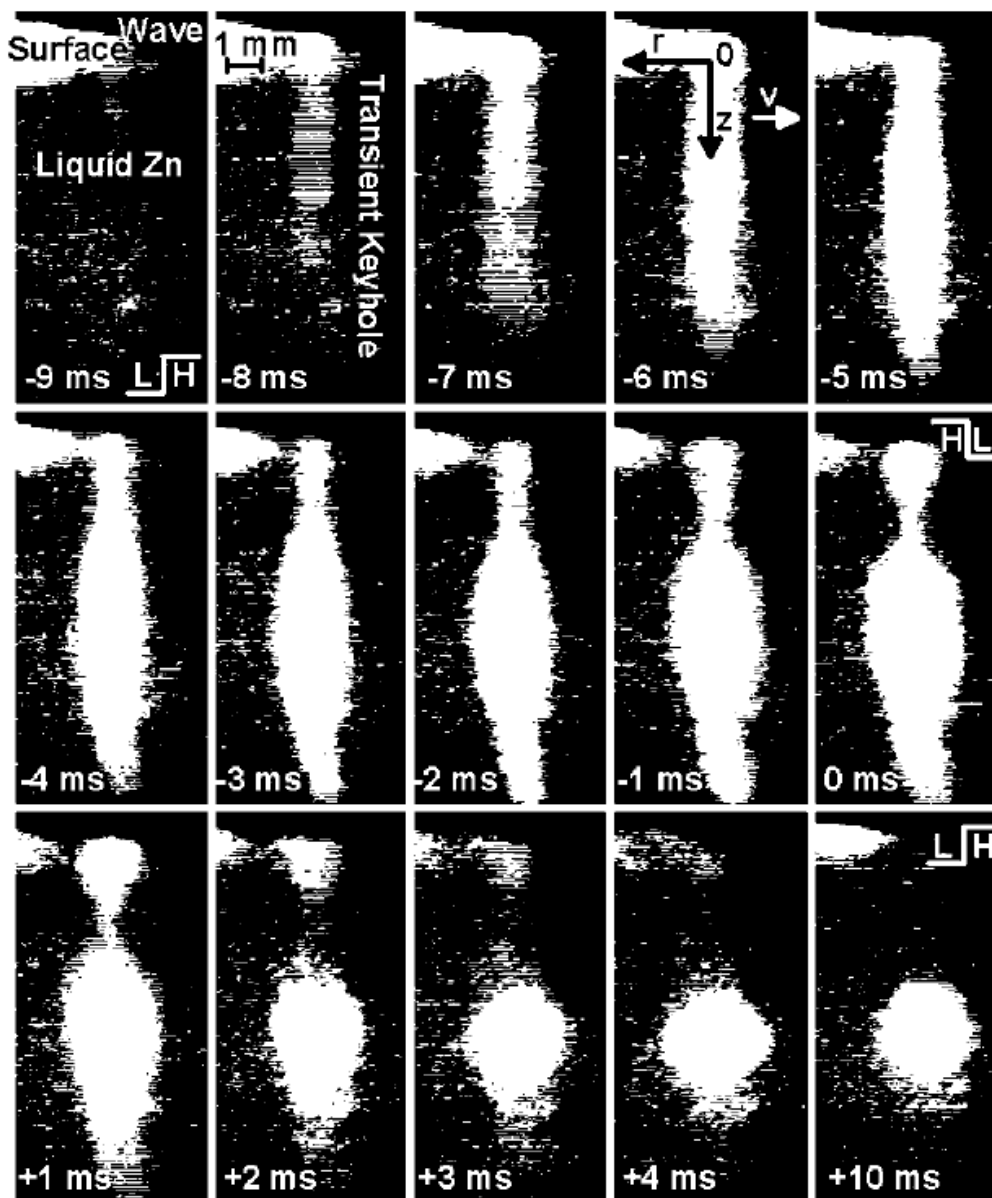


Figure I. 18 : Images obtenues par transmission de rayons X lors de perçage par laser de Zinc liquide [Kaplan, 2002].

Sur la Figure I.18, on observe l'évolution de la forme du capillaire et le détachement d'une bulle.

L'intérêt de cette étude réside essentiellement dans le fait que lorsque le laser vient éclairer le Zinc déjà liquide, les mouvements de convection qui existent lorsque l'impact est réalisé sur le matériau solide sont pratiquement absents, d'où une simplification de la phénoménologie, qui peut alors être décrite grâce à un modèle semi-analytique. Ces auteurs ont trouvé un bon

accord mesures-modèle. Ils mirent de plus en évidence un moyen d'éviter la formation de bulles grâce à la formation d'une forme particulière de capillaire (convergent).

I.3.3 Utilisation de l'imagerie dans le visible

L'utilisation de l'imagerie dans le visible a été conduite en 2004, par Jin et al. [Jin, 2004] Ces auteurs ont visualisé la forme d'un capillaire, dans le cas du soudage profond de verre GG17 en utilisant un montage particulier présenté sur la Figure I.19.

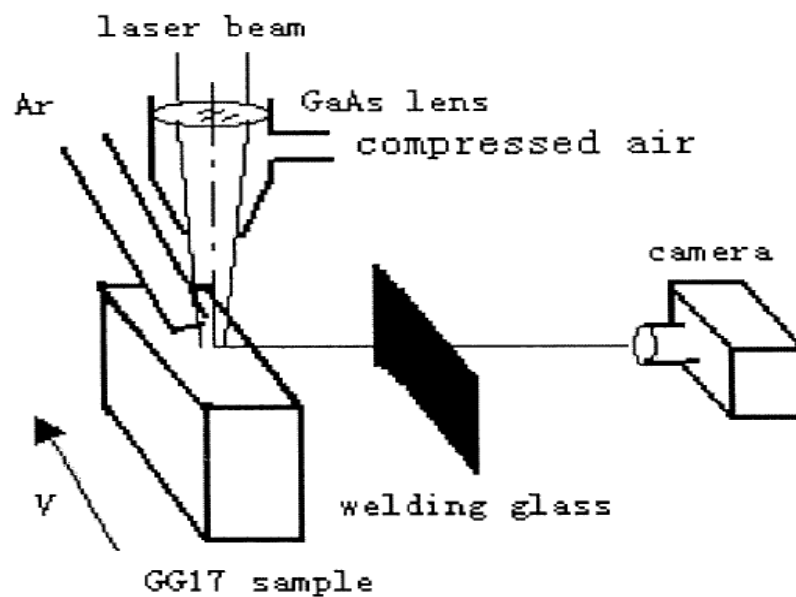


Figure I. 19 : Montage permettant l'étude du soudage du verre GG17 [Jin, 2004].

Le faisceau laser est concentré grâce à une lentille en GaAs de focale égale à 80 mm. Un jet d'argon coaxial est utilisé pour protéger cette lentille. La vitesse d'acquisition de la caméra rapide (1 kHz) est choisie de telle sorte que le faisceau laser et le capillaire paraissent stationnaires. Afin d'atténuer l'émission de rayonnement thermique haute température, un gaz de soudage circule entre la caméra et la pièce. Le matériau étudié est du verre GG17, en raison de sa grande résistance thermique

Ces auteurs ont constaté que le capillaire était asymétrique avec une partie inférieure inclinée en arrière. Cette inclinaison dépend de l'énergie apportée et de la vitesse de soudage. Ces auteurs attribuent cette asymétrie aux phénomènes de réflexions multiples du faisceau à l'intérieur du capillaire. En effet, seule la partie supérieure des parois du capillaire est directement éclairée par le faisceau laser ; le reste des parois et le fond du capillaire sont

irradiés à l'issue de réflexions multiples. Une grande partie de la surface des parois n'est donc pas directement éclairée par le faisceau laser. Ces auteurs ont aussi étudié l'effet du diamètre et de la distribution spatiale de l'intensité du faisceau, de la vitesse de soudage et de l'absorption Bremsstrahlung sur la forme du capillaire. La Figure I.20 montre différentes formes du capillaire pour différentes vitesses de soudage. Il apparaît clairement que, plus la vitesse augmente, moins le capillaire est profond.

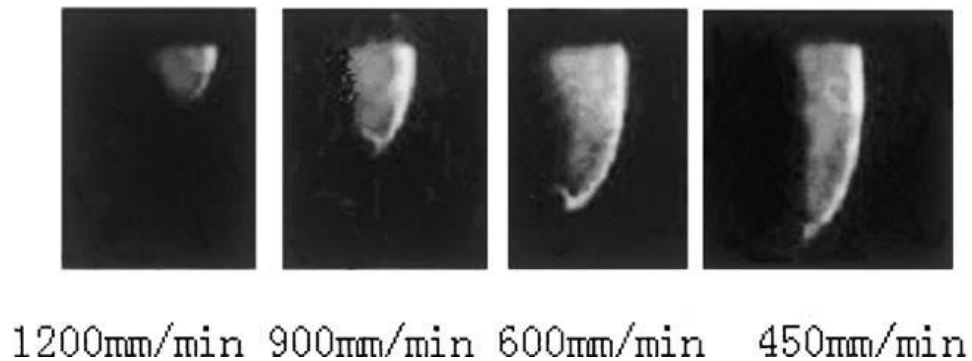


Figure I. 20 : Photographies du capillaire pour différentes vitesses de soudage (verre GG17) [Jin, 2004].

En 2008 Zang et al. [Zhang, 2008] utilisèrent la méthode dite « sandwich » dans le cas du soudage profond, afin d'obtenir un moyen d'analyser l'absorption de Fresnel ainsi que l'absorption inverse Bremsstrahlung.

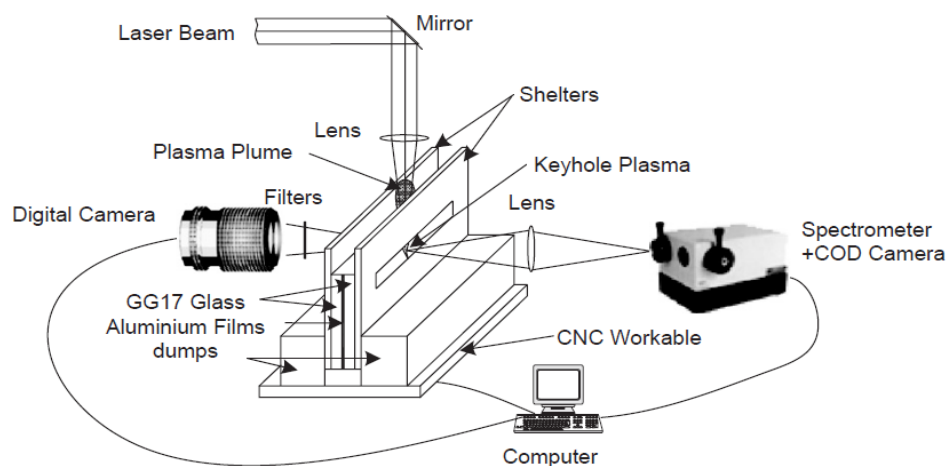


Figure I. 21 : Représentation schématique du montage [Zhang ,2008].

Le montage expérimental utilisé par ces auteurs est illustré sur la figure I.21. Le sandwich est constitué de deux plaques de verre GG17 insérant une feuille mince d'aluminium. Une caméra rapide est placée d'un côté du sandwich. Un filtre permet d'atténuer l'émission de rayonnement, tandis que de l'autre côté un spectromètre et une caméra CCD dans le but d'analyser le plasma et la forme du capillaire formés lors du soudage. Ici, le laser est un laser de type CO₂. Le plasma provient de la vaporisation de l'Aluminium. Les images de la figure I.22 montrent l'évolution de la forme du capillaire en fonction de l'épaisseur de la lame d'Aluminium insérée entre les deux lames de verre. Elles montrent que le capillaire est incliné dans le sens opposé au soudage, que l'ouverture du capillaire augmente avec l'épaisseur de la lame, et que la profondeur du capillaire est maximale pour une épaisseur d'aluminium de 0,3 mm.

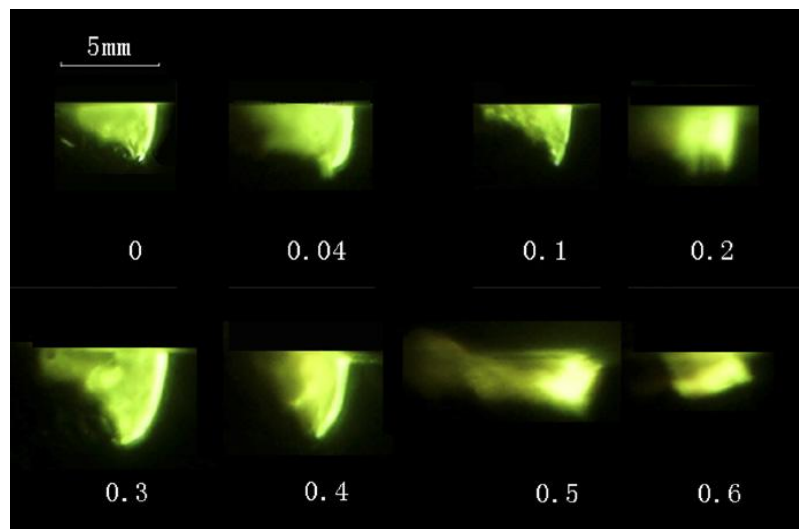


Figure I. 22 : Images du capillaire pour différentes épaisseurs de feuilles d'Aluminium (de 0 à 0,6 mm)(Puissance laser 1 kW, vitesse de soudage : 1m. min⁻¹) [Zhang ,2008].

I.3.4 Conclusion sur l'étude bibliographique des études expérimentales

Dans cette présente étude, nous avons utilisé deux méthodes d'observation du capillaire. Le matériau étudié est le Zinc, en raison d'une part de sa basse température de vaporisation, et d'autre part de la parfaite connaissance de ses propriétés thermophysiques.

Deux types de montage ont été utilisés : la méthode mise au point par M. Schneider [Schneider, 2006], dite méthode DODO, permettant d'avoir accès à la forme du capillaire, créée par un impact laser en mode impulsif. Le deuxième montage, s'apparentant à la méthode de Zhang [Zhang, 2008] utilise la visualisation rapide. Pour ces essais, le capillaire est formé dans une lame de Zinc maintenue avec une lame de Quartz, ces deux lames formant un « sandwich ». L'axe de la source laser est aligné avec l'interface entre le Zinc et le Quartz. Afin d'éviter de saturer le niveau d'intensité lumineuse relevée par la caméra due au rayonnement du bain, nous avons utilisé des lampes à halogène d'une puissance de 250 W. Les lampes et la caméra rapide sont fixées sur un même banc perpendiculaire à la pièce visée. Ce montage permet de visualiser la formation du capillaire en mode perçage (Chapitre II) et en mode soudage (Chapitre IV).

I.4 Modélisation des procédés

La formation du capillaire permet de guider le faisceau en profondeur, ce qui constitue un des nombreux avantages des procédés laser par rapport aux procédés conventionnels. Il conduit, en particulier, à une meilleure qualité du cordon de soudure ou du perçage. Il est possible d'obtenir un produit après traitement utilisable sans opération de parachèvement et avec peu de déformations.

La compréhension des phénomènes induits par ces procédés n'est pas encore acquise et est encore un sujet de recherche d'actualité.

Parmi les nombreux phénomènes hydrodynamiques qui se produisent pendant le soudage ou le perçage, certains sont considérés comme les plus importants : la convection thermocapillaire (effet Marangoni) due aux gradients de tension superficielle, eux-mêmes dépendant des gradients de température au niveau de la surface du bain liquide et de la paroi du capillaire, et la convection naturelle [Zacharia, 1990].

Pour les métaux purs et certains alliages, le coefficient de variation de la tension superficielle avec la température dy/dT est négatif. Ainsi, la tension superficielle est plus importante près de l'interface solide-liquide, provoquant des mouvements du liquide qui tendent à l'éloigner du joint de soudure.

Pour des métaux contenant des impuretés (par exemple quelques ppm de soufre), le déplacement du liquide est dans la direction opposée.

Différents modèles décrivant la formation du capillaire existent dans la littérature ; cependant ; ces modèles proposent généralement des simplifications dans la description des mécanismes impliqués.

Les premiers modèles thermiques développés pour décrire le problème du soudage laser profond sont basés sur une représentation simplifiée de l'énergie laser absorbée par la matière. La détermination de l'isotherme de fusion donne les dimensions du bain de métal fondu ou la forme de la soudure. Ces modèles sont généralement basés sur un calcul thermique couplé aux équations de Navier-Stokes afin de décrire les mouvements du métal fondu. La source thermique est modélisée par une série de sources ponctuelles, une source ligne ou cylindrique ou de géométries constituées de ces différents éléments. Ces sources constituent une condition limite en flux ou en température (isotherme de vaporisation) souvent associée à une condition limite gaussienne en surface supérieure de la cible. Certaines simulations tiennent compte d'une absorption du faisceau avec la profondeur (loi de Beer-Lambert). Cependant, afin de modéliser l'apport en profondeur dû au capillaire, il est nécessaire d'ajouter des termes source en profondeur. Cette difficulté va engendrer le besoin de modéliser le dépôt d'énergie par réflexions de Fresnel.

Au niveau hydrodynamique, on considère que le mouvement du liquide résulte essentiellement du déplacement de la source et de l'effet Marangoni dû au gradient de température en surface. On modélise donc le soudage continu en suivant une approche pseudo-stationnaire, pour laquelle la source de chaleur et la géométrie de la zone fondue n'évoluent pas au cours du temps. La combinaison du mécanisme de perçage généré par le faisceau laser et le déplacement du faisceau induit une inclinaison du capillaire, donc de la source thermique. Cette inclinaison a été observée sur des matériaux transparents dans le visible en utilisant un faisceau infrarouge (laser CO₂).

Ces géométries simplifiées permettent de reproduire la géométrie de la zone fondue, mais ils ne permettent pas de reproduire les phénomènes observés au voisinage du capillaire. Il a donc été nécessaire de modéliser la géométrie réelle du capillaire. De nombreux auteurs ont modélisé la géométrie du capillaire en le considérant comme une colonne de gaz contenant des vapeurs métalliques qui évolue en mode stationnaire dans un bain de métal en fusion. Nous pouvons citer les travaux suivants : ([Klemens, 1976], [Beck, 1992], [Kroos, 1993], [Kaplan, 1994], [Dumord, 1996]). Dans de tels modèles, une équation d'équilibre des pressions sur les parois du capillaire est résolue et constitue une condition limite pour une simulation couplant thermique et mécanique des fluides.

L'énergie du faisceau est répartie à l'intérieur du capillaire par suite des réflexions multiples. Différents modèles analytiques ont été établis en considérant différentes géométries simplifiées. La connaissance de la géométrie réelle du capillaire permet de modéliser la loi de dépôt d'énergie en utilisant une méthode de lancer de rayons. En particulier Jouvard [Jouvard, 2001, HDR] a utilisé une série de géométries calculées par un modèle d'équilibre de pression pour étudier l'évolution de la répartition d'énergie en fonction de la forme du capillaire.

Cependant, Semak [Semak, 1997] a montré que la formation et l'évolution du capillaire résulte essentiellement des mécanismes hydrodynamiques : lorsque le faisceau est absorbé en surface du capillaire, une couche très fine de matière est vaporisée, provoquant une surpression (pression de recul) à l'origine du déplacement d'éjection latérale du métal fondu permettant ainsi une ouverture du capillaire. Ce mécanisme est essentiel pour expliquer la formation du capillaire, similaire à un processus de perçage. Mais l'évolution de la géométrie du capillaire entraîne une évolution de la répartition d'énergie en surface du capillaire (réflexions de Fresnel), qui rétroagit sur la géométrie du capillaire. On a donc une dynamique plus ou moins stable de la source de chaleur interne, pouvant expliquer certaines instabilités de la zone fondue [Chouf, 2002]. Ce travail est la base des simulations actuelles du capillaire où il est nécessaire de coupler les mécanismes de la dynamique d'évolution de la surface du capillaire (interface liquide-vapeur) avec les effets de volume (modèle thermique et hydrodynamique dans la pièce métallique). La dynamique d'évolution de l'interface doit coupler un modèle de dépôt d'énergie dans le capillaire (réflexions multiples, absorption par les vapeurs, ...), le bilan de transformation de matière et d'énergie au voisinage de l'interface liquide-vapeur à l'origine de la dynamique du fluide, l'évolution de la géométrie du capillaire

(pression de recul, surpression de vapeur, température de vaporisation, déplacement du liquide, tension de surface, ...).

I.4.1 Approche pseudo-stationnaire

I.4.1.1. Les premiers modèles

Les premiers modèles thermiques développés pour traiter de la problématique du capillaire de soudage laser étaient basés sur une représentation simplifiée du dépôt de l'énergie laser absorbée dans la matière. Le capillaire était le plus souvent approché par des sources de chaleur « ligne » en déplacement. La détermination de l'isotherme de fusion dans le matériau donnait les dimensions du bain de métal en fusion ou la forme du cordon de soudure.

En 1946, Rosenthal [Rosenthal, 1946] fut l'un des premiers à transposer certaines des solutions aux équations de conduction de la chaleur dans les matériaux, qui avaient été initialement développées pour les procédés de découpes et de soudages conventionnels (TIG, plasma...), au cas d'un dépôt linéaire, infini, homogène dans un matériau de dimension semi-infini.

Très rapidement, il s'est avéré que la notion de distribution d'énergie laser absorbée le long de la source de chaleur était un élément essentiel, qu'il fallait absolument maîtriser pour modéliser correctement l'ensemble des effets thermiques qui se développent autour du capillaire.

Mazumder et Steen [Mazumder, 1980] font partie des premiers auteurs à avoir simulé le capillaire de soudage par une source de chaleur cylindrique de diamètre égal à la taille de la tache focale du laser. Considérant que les réflexions multiples du rayon laser dans le capillaire contribuent à homogénéiser la distribution d'énergie le long des parois, il suppose que les parois du capillaire sont à la température de vaporisation du matériau. Ces auteurs sont aussi parmi les premiers à avoir développé un modèle numérique du processus de soudage par laser continu utilisant la technique des différences finies. Ce modèle suppose que le transfert thermique est quasi-stationnaire et la distribution de puissance du faisceau incident est Gaussienne. Ce modèle suppose aussi que la réflectivité est nulle lorsque la température excède le point d'ébullition. Ainsi, le modèle implique que le capillaire est formé par la vaporisation du matériau et agit comme un corps noir. On considère que l'énergie pénétrant

dans le substrat est absorbée selon la loi de Beer-Lambert. Les points du maillage supposé évaporés restent dans le réseau et sont virtuellement à une température élevée pour simuler la forte convection et les effets de rayonnement dans le plasma. Cependant, le modèle néglige la variation de propriétés thermophysiques avec la température.

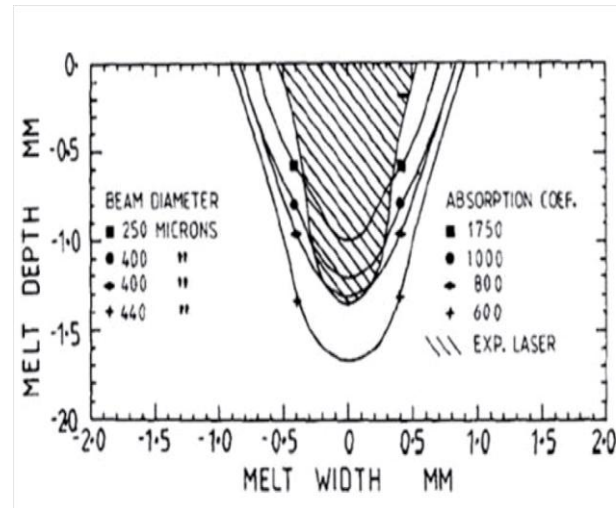


Figure I. 23 : Évolution des profils de la zone fondue avec le diamètre du faisceau laser et le facteur d'absorption pendant le soudage laser d'acier ($P_{\text{laser}} : 1,57 \text{ kW}$, réflectivité : 0,8, vitesse de soudage 33,5 mm/s [Mazumder, 1980].

Le modèle peut être utilisé pour calculer les champs de température et de vitesse et déterminer la zone affectée thermiquement, la vitesse maximale de soudage et l'effet des paramètres opératoires (épaisseur de la pièce, réflectivité et la conductivité, préchauffage de la pièce, ...)

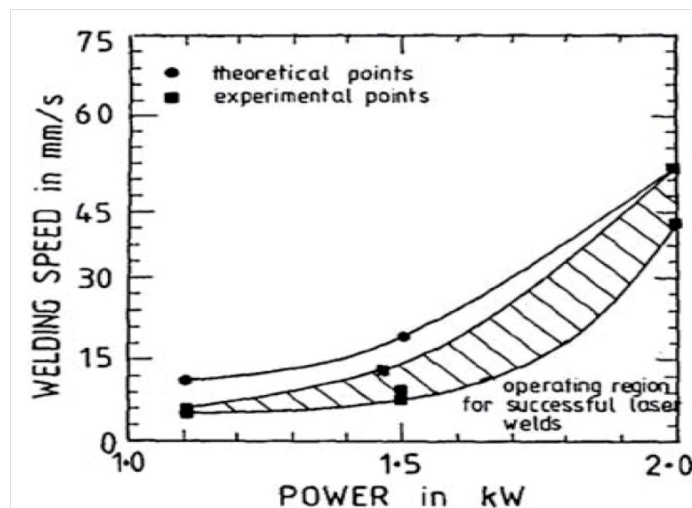


Figure I. 24 : Évolution de la vitesse de soudage avec la puissance laser pour du soudage d'alliage de Titane de 2 mm d'épaisseur [Mazumder, 1980].

Certains résultats du modèle sont présentés sur les figures I.23 et I.24. La figure I.23 présente la comparaison des zones fondues expérimentales et prévues pour des soudures en pénétration partielle dans l'acier. La figure inclut aussi l'action d'une variation du coefficient d'absorption sur le profil de la zone de fusion. Le modèle peut aussi être utilisé pour calculer la vitesse maximale à laquelle le point de fusion est juste atteint à la surface inférieure (Figure I.24) en fonction de la puissance laser. Les résultats prévus sont en assez bon accord avec les données expérimentales.

Une coupe de la zone fondue pour une soudure laser est présentée sur l'image I.25. Comme indiqué sur la figure, la largeur de la soudure diffère significativement entre le haut et le bas. Les auteurs simplifient la géométrie de soudage telle que la description complète de la géométrie de soudure est donnée par la largeur de la partie supérieure (W_t), la largeur du fond (W_b), la profondeur de pénétration d , r_k le rayon de capillaire.

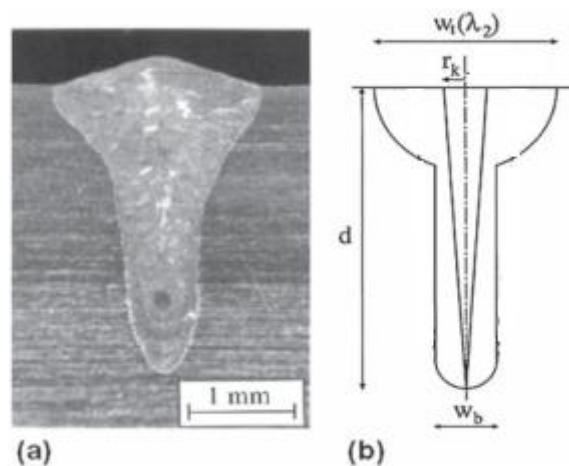


Figure I. 25 : Coupe transverse du bain de fusion (a) et géométries utilisées (b) pour le calcul des différentes dimensions de la zone fondue [Mazumder, 1980].

En 1989, Beck et al. [Beck, 1989] ont résolu l'équation de diffusion de la chaleur en prenant en compte l'atténuation de l'énergie laser dans le capillaire avec la profondeur et les réflexions de Fresnel. Ils considèrent une loi de décroissance exponentielle de l'intensité laser de type Beer-Lambert représentant l'absorption par le plasma dans le capillaire. Ils ont étudié l'évolution de la profondeur de pénétration pour différentes valeurs du coefficient d'atténuation du plasma (Figure 1-26). Ils montrent, que lorsqu'on considère seulement les effets d'absorption par le plasma, la profondeur de pénétration est bien inférieure au cas où on

considère les effets d'absorption de Fresnel. Ils mettent en évidence un seuil d'intensité laser correspondant à l'apparition d'un capillaire profond capable de piéger le faisceau laser incident. Quand on considère seulement les effets d'absorption de Fresnel, l'intensité de seuil est de 1 MW/cm^2 . En prenant en compte les effets d'absorption par le plasma, l'intensité de seuil augmente fortement. Ce point souligne l'importance du couplage thermique qui peut exister entre le plasma et la matière durant la formation du capillaire.

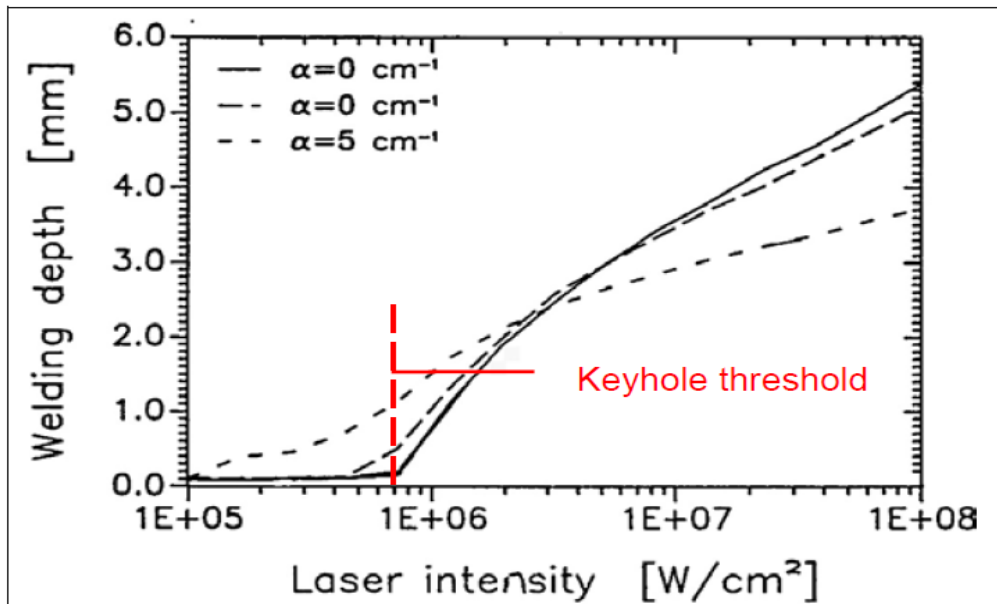


Figure I. 26 : Évolution de la profondeur de la zone fondue, en fonction de la puissance laser dans le cas uniquement de l'absorption de Fresnel (----) et dans le cas de l'absorption de Fresnel et de l'absorption par le plasma (—).

I.4.1.2. Modèle d'équilibre des pressions

Ce type de modèle a été développé dans le cadre de la simulation du soudage continu en régime pseudo-stationnaire, mais il peut être utilisé dans une approche analytique de la dynamique de l'interface. Le principe résulte de la loi de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie dans la couche de liquide proche de l'interface liquide-vapeur (incompressible, non visqueux). Il peut s'écrire sous une forme similaire à l'équation de Bernoulli.

Si on considère le capillaire de vapeur comme étant à l'état stationnaire et entouré de métal liquide, un équilibre de pressions s'établit sur les parois. Il implique l'écriture de l'équation suivante :

$$p_v = p_\sigma + p_H + p_g \quad (I.1)$$

Dans cette expression, la pression d'ablation (p_v) est celle qui maintient ouvert le capillaire ; elle résulte de la vaporisation hors équilibre du matériau lors de la transition de phase liquide/vapeur. Cette pression est difficilement quantifiable et sa valeur est très souvent supposée proche ou légèrement supérieure à la pression atmosphérique. La pression d'ablation dépend essentiellement de la quantité de matière vaporisée et est proportionnelle à la puissance laser déposée dans le capillaire.

En mode soudage, trois types de pression contrebalancent cette pression d'ablation :

- la pression de tension de surface p_σ , qui traduit le fait que le fluide tend à se refermer sur lui-même sous l'action des contraintes existant à l'interface liquide- vapeur.

$$p_\sigma = \sigma/r \quad (I.2)$$

où σ est le coefficient de tension de surface ($N.m^{-1}$) et r le rayon du capillaire.

- la pression hydrostatique, p_g , due à la pesanteur :

$$p_g = \rho_L \cdot g \cdot h \quad (I.3)$$

- la pression hydrodynamique, p_H , résultant des écoulements de fluide autour du capillaire, à la vitesse V_L (vitesse de déplacement du laser).

$$p_H = \frac{1}{2} \rho_L V_L^2 \quad (I.4)$$

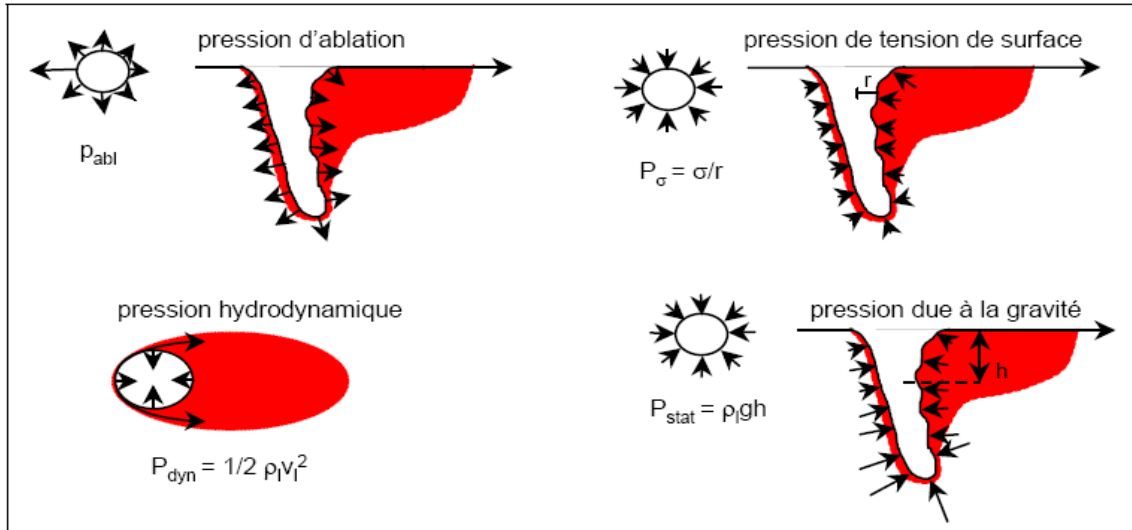


Figure I. 27 : Représentation schématique des pressions qui s'exercent sur le capillaire [Chouf, 2002] en mode soudage.

D'après Kroos et al. [Kroos, 1993], la pression hydrostatique p_g est petite pour de faibles profondeurs, tandis que la pression hydrodynamique est faible pour des petites vitesses.

En mode perçage, l'équilibre des pressions peut s'écrire de la même manière en enlevant le terme lié à la vitesse de déplacement du laser.

De même, la conservation de l'énergie peut être écrite. L'énergie absorbée (q_a) par les parois du capillaire est compensée par l'énergie perdue par conduction à l'intérieur du matériau q_c et l'énergie utilisée pour vaporiser le métal q_v .

$$q_a = q_c + q_v \quad (I.5)$$

L'énergie absorbée provient de l'absorption du faisceau ayant subi de multiples réflexions [W.S.Chang, 2002].

Rai et al. [Rai, 2007] ont développé un modèle numérique 3D pour calculer la géométrie du capillaire et la pression de recul à partir d'un bilan d'énergie et de l'équilibre entre la pression de recul et la pression due à la tension de surface. Cette géométrie de capillaire, considéré à la température de vaporisation, est utilisée comme condition limite dans un modèle couplant la thermique et la mécanique des fluides. L'étude a été réalisée pour 4 types de matériaux : le vanadium, le tantale, l'acier inoxydable 304 et le Ti-6Al-4V (Figure 1.28). La simulation de la forme du bain de fusion obtenu dans ces différents cas est en accord avec les résultats expérimentaux.

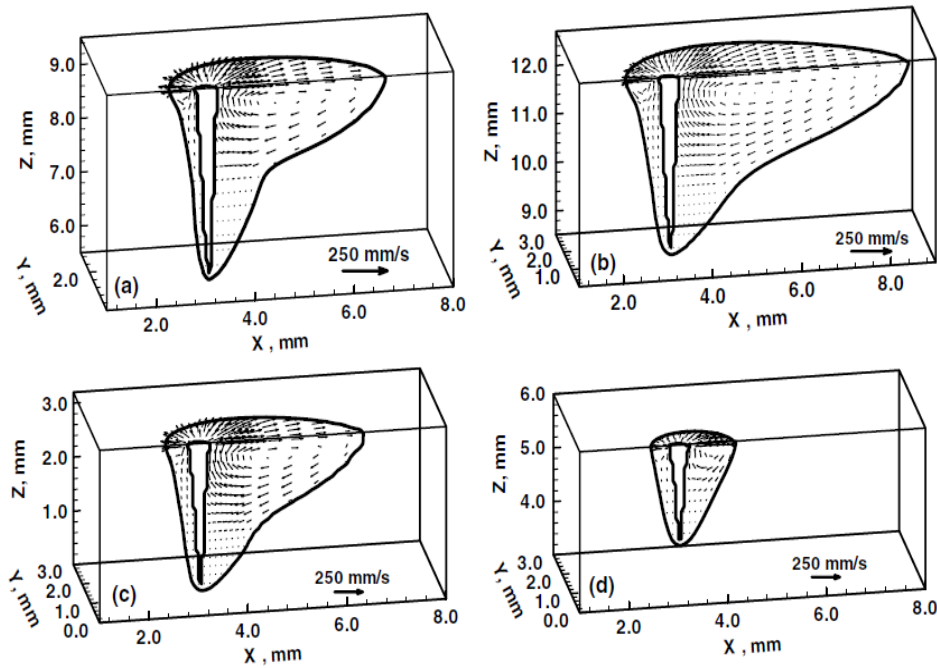


Figure I. 28 : Formes de bain de fusion et mouvements du bain liquide dans le cas $P = 1,90 \text{ kW}$ vs $= 12,7 \text{ mm.s}^{-1}$, (a) 304L, (b) Ti-6Al-4V, (c) vanadium (d) tantalum. [Rai, 2007].

I.4.1.3. Modélisation des réflexions multiples

Le dépôt d'énergie à l'intérieur du capillaire se fait par réflexions multiples des rayons lumineux sur la paroi de celui-ci. Les rayons sont piégés dans cette cavité. A chaque réflexion, une partie de l'énergie est transférée au matériau. D'après les lois de Fresnel, l'énergie réfléchie est proportionnelle à l'énergie du rayon incident, à l'angle d'incidence sur la paroi et dépend de la polarisation de l'onde.

Pour modéliser de façon rigoureuse la loi de dépôt d'énergie, il faut, à partir d'une géométrie de capillaire donnée, calculer les trajectoires des rayons pour en déduire les absorptions locales.

Les premiers modèles de dépôt d'énergie sont fondés sur un calcul analytique réalisé dans le cas d'une géométrie conique.

Nous pouvons citer les travaux de Kaplan, [Kaplan, 1994], puis ceux de Fuerschbach [Fuerschbach, 1995], qui ont déterminé un nombre moyen de réflexions des rayons dans le capillaire et en ont déduit un facteur moyen d'absorption de la forme :

$$A = 1 - R^n \quad (I.6)$$

Où n est le nombre moyen de réflexions et R le facteur de réflexion.

Par la suite, la méthode de lancer de rayons a été utilisée sur des géométries plus proches de la réalité (axisymétrique et 3D). Nous pouvons citer, en particulier, les travaux de Jouvard et al. [Jouvard, 2001], Fabbro et Chouf [Chouf K, 2002], N. Pierron [Pierron, 2006], et Touvrety-Xhaard [Touvrety-Xhaard, 2006].

Cette méthode est décrite plus en détail dans le chapitre III.

I.4.1.4. Détermination du dépôt d'énergie à partir d'observations

[Jouvard, 2001] a déterminé l'évolution de la géométrie du capillaire (profondeur et largeur) durant un pulse laser, c'est-à-dire lors de la phase de perçage. Pour cela, il a utilisé les résultats d'une expérience de visualisation par radiographie X éclair [Pascal, 1999 ; Jouvard, 2001]. Le capillaire apparaît après un certain temps puis croît linéairement. La Figure (1. 29) présente l'évolution de la profondeur et du diamètre du capillaire au cours du temps lors d'une impulsion laser (7 kW, 15 ms, diamètre de faisceau 0,1 mm sur du titane et du tantale). Le capillaire apparaît après 3 ms. Il évolue linéairement. Le capillaire peut être caractérisé par une profondeur maximale de 2,2 mm et un diamètre maximal de 1,1 mm. Ces mesures ont ensuite été utilisées pour étudier l'évolution temporelle de la puissance piégée dans le capillaire et l'évolution de la loi de dépôt d'énergie le long de la surface de capillaire.

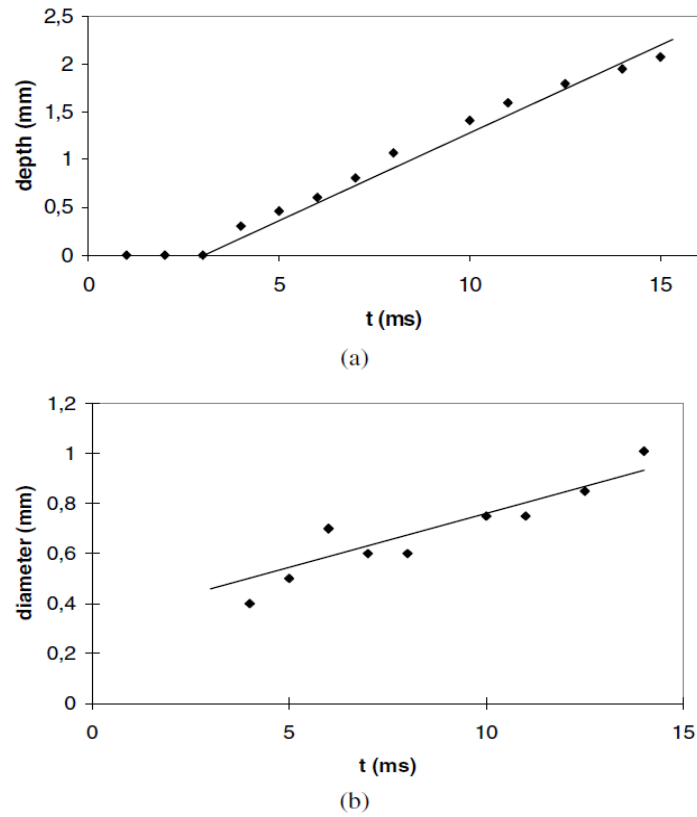


Figure I. 29 : Variation expérimentale de (a) la profondeur et (b) le rayon du capillaire en fonction du le temps (tantale, 7 kW, 15 ms, 1000 μm) .

Dans le cas du soudage, nous pouvons citer les travaux de Jin et al. [Jin, 2002]. Ces auteurs ont utilisé une photographie du capillaire (Figure 1.30). A partir de cette photographie, le profil a été ajusté par un polynôme. Puis, utilisant la méthode du lancer de rayons, ils ont étudié le dépôt d'énergie dans le capillaire. Ils ont montré que l'énergie laser est principalement absorbée sur le front avant du capillaire.

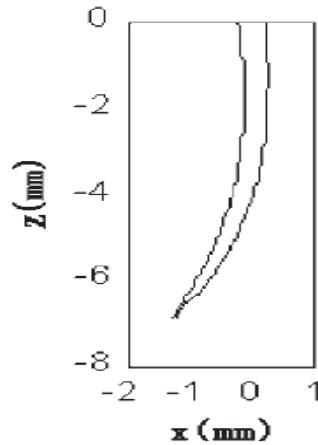


Figure I. 30 : Profil du capillaire approximé par un polynôme (Jin et al.)

Ces auteurs montrent (Figure 1.31) que la distribution d'intensité en haut du capillaire provient de l'incidence directe et que les réflexions multiples sur les parois du capillaire ont un effet essentiellement sur la distribution d'intensité au fond du capillaire.

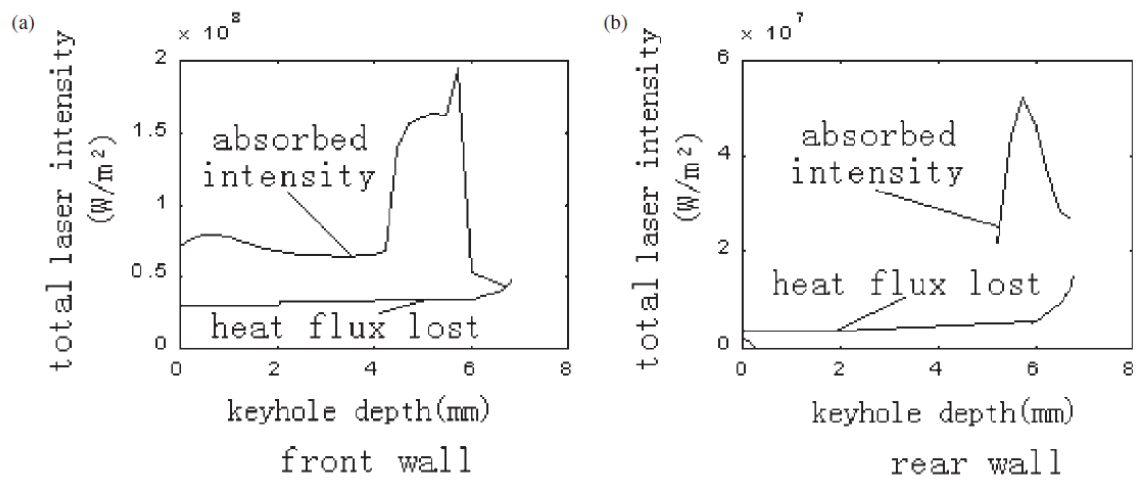


Figure I. 31 : Total laser intensity absorbed and heat flux lost on the capillaire walls.

I.4.2. Modèles dynamiques

I.4.2.1. Importance de la dynamique du fluide

[Semak, 1997] a réalisé un modèle physique en deux dimensions de déplacement de la matière fondue depuis la zone d'interaction. Le modèle physique exposé a été utilisé comme base pour les calculs de la température de surface de la zone fondue, les composants de

l'équation de bilan énergétique, la vitesse d'éjection latérale de la matière fondue, la vitesse du front de propagation et la pression de recul (Figure I.32).

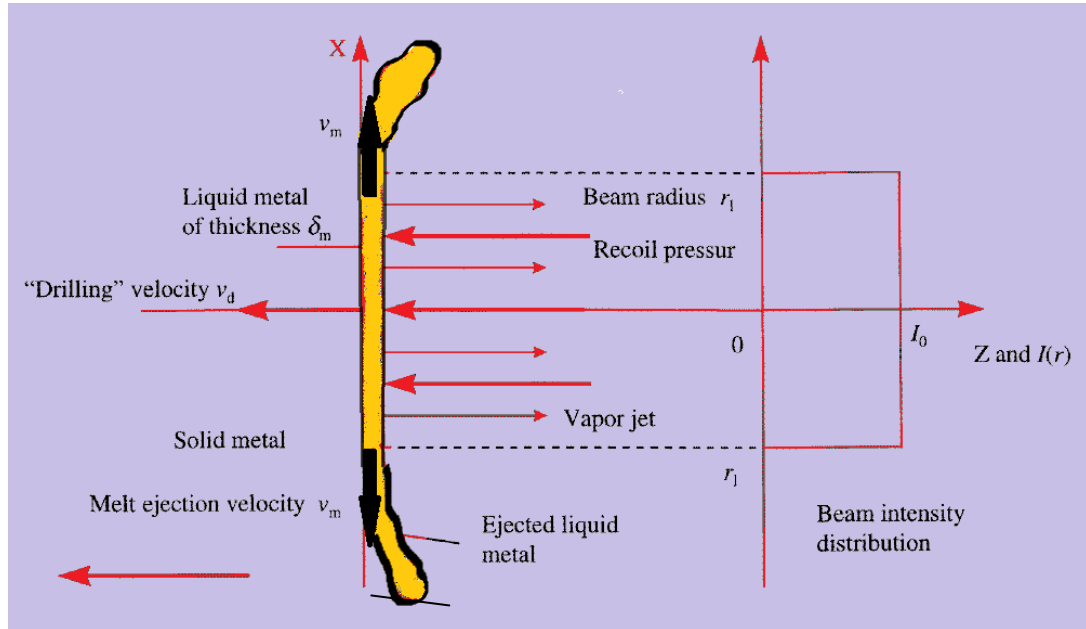


Figure I. 32 : Modèle physique d'ablation du bain de fusion dans la zone d'interaction [Semak, 1997].

Le principe est de faire le bilan de masse, d'énergie et de pression sur la couche de liquide fondue. On considère un volume élémentaire de surface S et de hauteur δ égale à l'épaisseur de la couche de métal fondu. L'interface liquide-vapeur se déplace avec une vitesse v_v appelée vitesse de vaporisation. L'interface solide-liquide se déplace avec une vitesse v_d . Cette vitesse de perçage provient d'une part de la fusion du métal et d'autre part d'une éjection latérale de métal liquide sur les bords de l'élément de volume (avec une vitesse v_m). Lorsque l'on est en régime permanent de fusion et de vaporisation, alors le front de fusion et de vaporisation se propage suivant l'axe des z à vitesse constante ($v_v = v_d$). D'après la conservation de la masse, le débit massique de matière fondue est égal à la somme des quantités vaporisée et éjectée transversalement :

$$\frac{dm_s}{dt} = \frac{dm_m}{dt} + \frac{dm_v}{dt} \quad (I.7)$$

où m_s est la masse de métal fondu, m_v est la masse vaporisée, m_m est la masse de métal liquide éjectée latéralement. Le terme de gauche de l'équation I.7 est le taux de fusion du solide, et les deux termes de droite représentent respectivement le taux d'éjection latérale de la matière fondue et le taux de vaporisation. L'équation I.7 peut s'écrire dans le cas d'une formulation 2D et de l'hypothèse d'un diamètre de trou équivalent au diamètre du spot laser $2r_l$:

$$2r_l\rho_s v_d = 2\delta_m\rho_m v_m + 2r_l\rho_m v_v \quad (\text{I.8})$$

où, ρ_s et ρ_m sont les masses volumiques de la phase solide et liquide, δ_m l'épaisseur de la couche liquide.

La profondeur est approximée à :

$$\delta_m = \frac{a_m}{v_d} \quad (\text{I.9})$$

Où, a_m est la diffusivité thermique du métal liquide

La vitesse de vaporisation est calculée à l'aide de la relation

$$v_v = V_0 \cdot \exp\left(\frac{-U}{T_s}\right) \quad (\text{I.10})$$

où $U = M_a L_v / R$, avec M_a la masse atomique, L_v la chaleur latente de vaporisation, R la constante des gaz parfaits, et V_0 la vitesse du son dans la phase condensée, T_s la température de surface.

La vitesse de l'éjection latérale est calculée en utilisant l'équation de Bernoulli,

$$\frac{1}{2} \rho_m (v_m)^2 = P_r \quad (\text{I.11})$$

La pression de recul résultant de la réaction de la surface à l'éjection de vapeur peut être calculée à partir de la température de surface en utilisant l'expression [Landau, 1980] :

$$p_r = AP_s(T_s) = AB_0 T_s^{-1/2} \exp\left(\frac{-U}{T_s}\right) \quad (\text{I.12})$$

où A et B_0 sont des coefficients dépendant du matériau et U est le paramètre défini dans la relation I.10

L'équation de conservation de l'énergie permet de compléter le système d'équations. La puissance perdue par vaporisation est transférée sous forme de conduction et de déplacement du liquide :

$$P_{\text{vap}} = P_{\text{cond}} + P_{\text{conv}} \quad (\text{I.13})$$

Une résolution analytique de ce système d'équations permet de déterminer les vitesses (v_v , v_d et v_m) et de donner un ordre de grandeur de l'importance des différents transferts d'énergie.

On constate en particulier sur la figure I.33 que la température de surface et donc la pression augmente fortement avec la densité de puissance absorbée. Donc, il n'est pas réaliste de considérer que la surface du capillaire est à la température de vaporisation prise dans les conditions normales (1 atm).

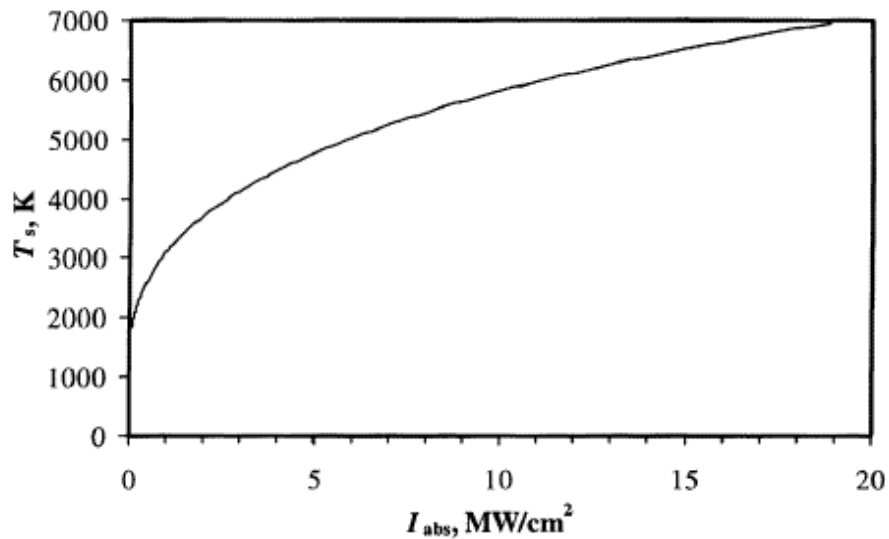


Figure I. 33 : Température de surface en fonction de l'irradiance laser [Semak, 1997].

La figure I.4 montre que le perçage est dû à deux phénomènes : l'éjection latérale de liquide et la perte de matière par vaporisation. Pour les faibles irradiances, la perte de matière est négligeable et le perçage est le résultat d'un déplacement de métal liquide vers la surface ; Dans le cas de plus grandes irradiances, c'est la vaporisation qui régit le perçage.

I.4.2.2. Processus de perçage – Soudage par point

[Semak, 1999] a développé un modèle pour le comportement transitoire du front avant du capillaire. Il a supposé que la phase de perçage est dominée par l'effet de recul dû à l'évaporation entraînant une éjection latérale du métal fondu hors de la zone d'interaction (Figure I.34).

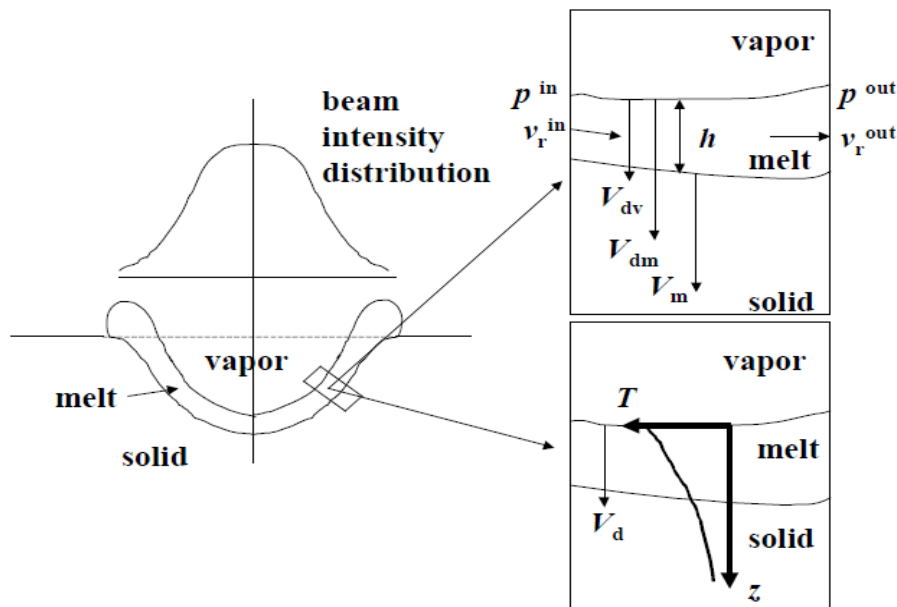


Figure I. 34 : Schéma de l'hydrodynamique et simulation de la température pour le soudage au laser [Semak, 1999].

Le perçage est dû à deux mécanismes : l'évaporation du métal et l'éjection latérale de métal liquide sous l'action de la pression de recul. La température de la surface fondue est différente en chaque point. Donc, le taux d'évaporation et la pression de recul liée varient le long de la surface. Cela provoque l'écoulement de matière fondue vers le haut et la formation d'un bourrelet (figure 1.34).

Ki et al. [Ki, 2001- Ki1, 2002 - Ki2, 2002 - Ki3, 2002] ont développé un modèle de réflexions multiples à l'intérieur d'une cavité auto évolutive basée sur la méthode de Level Set. Ils ont montré que les phénomènes de réflexions multiples sont fortement dépendants de la géométrie et du processus de formation du capillaire. Ainsi, ils concluent qu'il est très difficile de simuler ces phénomènes.

Ils ont observé que l'épaisseur de la couche liquide augmente lorsque le capillaire devient plus profond et diminue avec l'augmentation de la puissance laser (figure (I.35)).

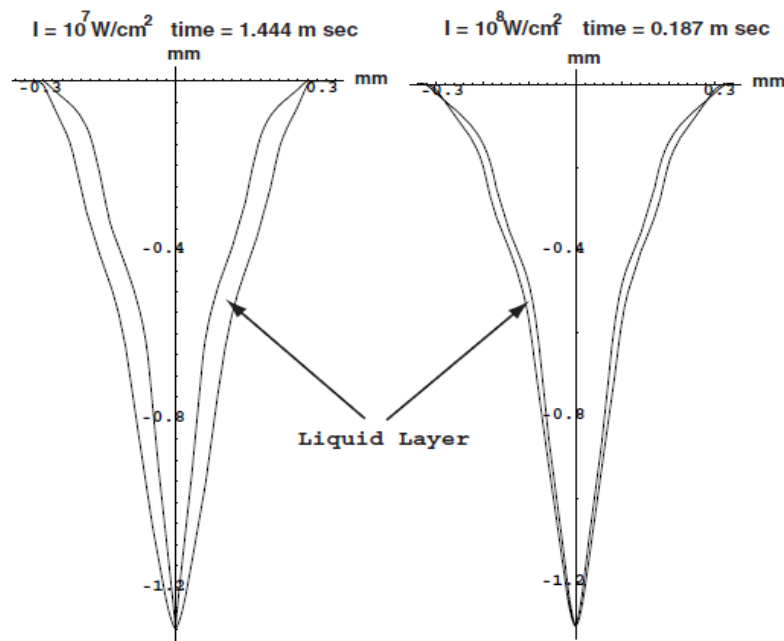


Figure I. 35 : Epaisseur de couche liquide pour deux densités de puissance [KI, 2001]

Jung-Ho Cho et al. [Jung-Ho Cho, 2006] ont mis au point une simulation du soudage profond incluant l'effet des réflexions multiples (Figure I.36). Ils ont débuté la simulation avec une cavité conique comme condition initiale et ont calculé le profil du capillaire à partir d'un bilan d'énergie par itérations successives (Figure I.37).

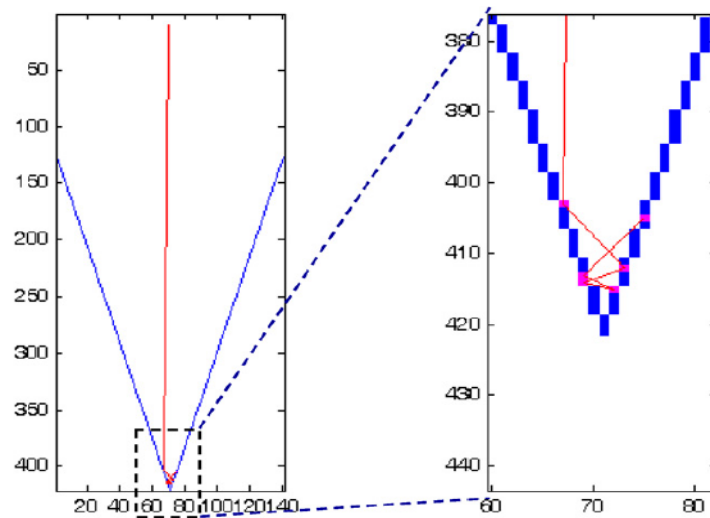


Figure I. 36 : Exemple d'application de la technique de lancer de rayons (à droite agrandissement du bas du capillaire) [Jung-Ho Cho, 2006].

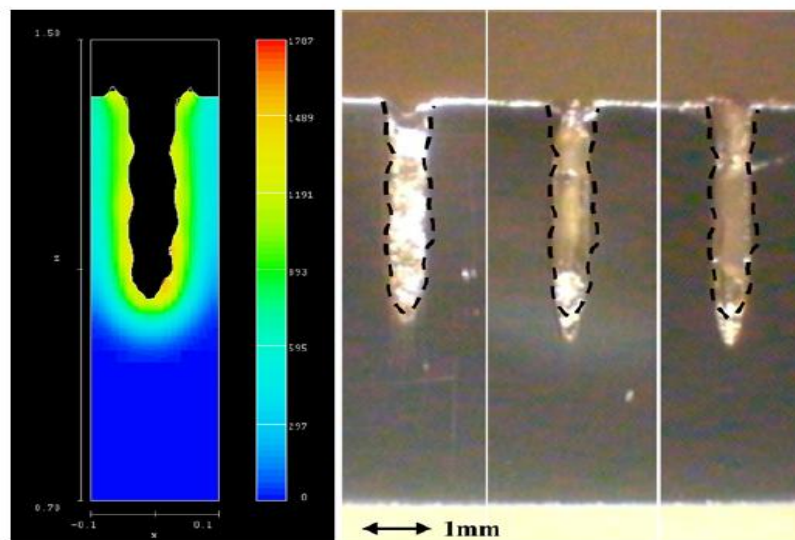


Figure I. 37 : Comparaison entre la forme simulée du capillaire et la forme obtenue expérimentalement [Jung-Ho Cho, 2006].

C.Touvrey-Xhaard [Touvrey-Xhaard, 2006] a développé un modèle auto-consistant de formation du capillaire qui couple les réflexions multiples, la thermique et l'hydrodynamique du bain liquide. Cette simulation est réalisée à l'aide d'un code de calcul thermohydraulique « MARCUS » développé à l'IUSTI. La structure modulaire du code a permis l'implantation

de modèles spécifiques tels que la prise en compte des réflexions multiples. L'objectif de ce travail est de relier le flux hydraulique à la profondeur de pénétration. Le modèle construit n'a pas pour but d'être prédictif. En effet, la valeur de la pression de recul est ajustée afin de reproduire la vitesse de perçage obtenue expérimentalement.

La simulation a pour condition initiale le début de l'interaction laser avec une surface plane. Dans une première étape, un modèle thermique est mis en œuvre pour simuler l'échauffement et la formation du bain liquide, en considérant une répartition surfacique gaussienne de puissance. Lorsque le point de vaporisation est atteint, l'influence de l'écoulement du métal liquide sur l'évolution thermique est prise en compte au travers un modèle thermohydraulique.

Chaque pas de temps est structuré en 5 étapes (figure I.38) :

- détermination des conditions aux limites thermiques basées sur un calcul de réflexions multiples
- résolution du problème thermique
- détermination des conditions limites hydrauliques : pression de recul
- résolution du problème hydraulique
- déplacement de l'interface (méthode ALE et prise en compte de la tension de surface)
- régularisation du maillage interne : remaillage

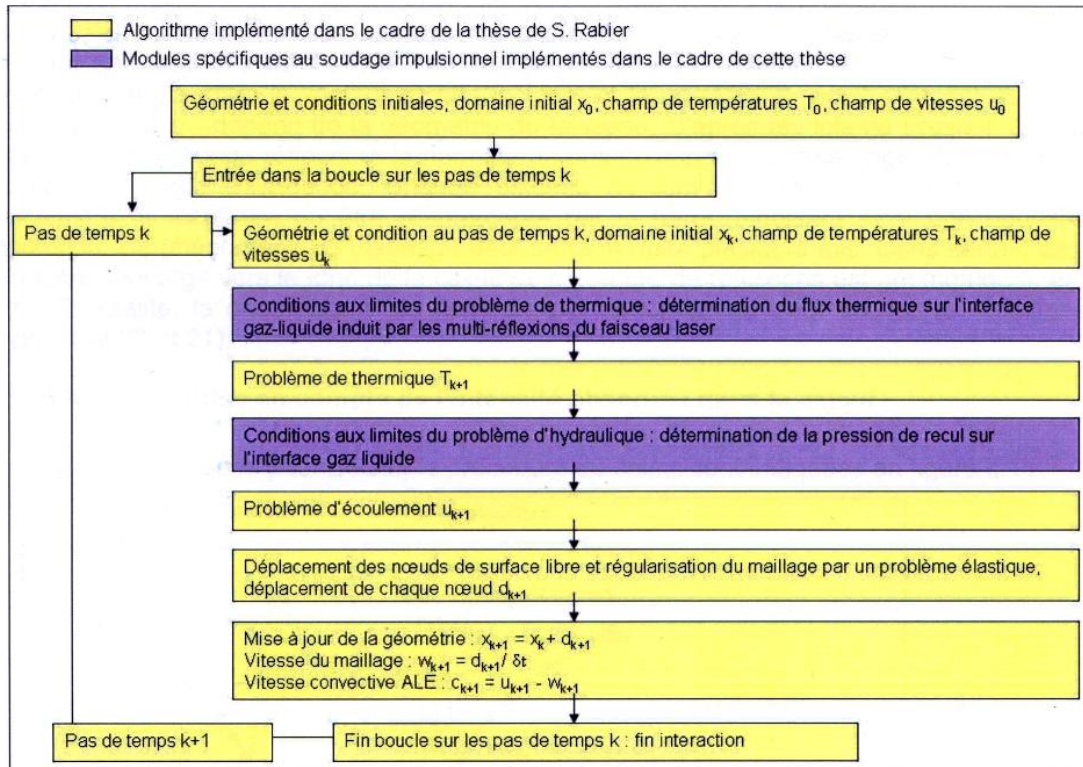


Figure I. 38 : Algorithme de simulation du perçage mis au point par C. Touvrey-Xhaard [Touvrey-Xhaard, 2006].

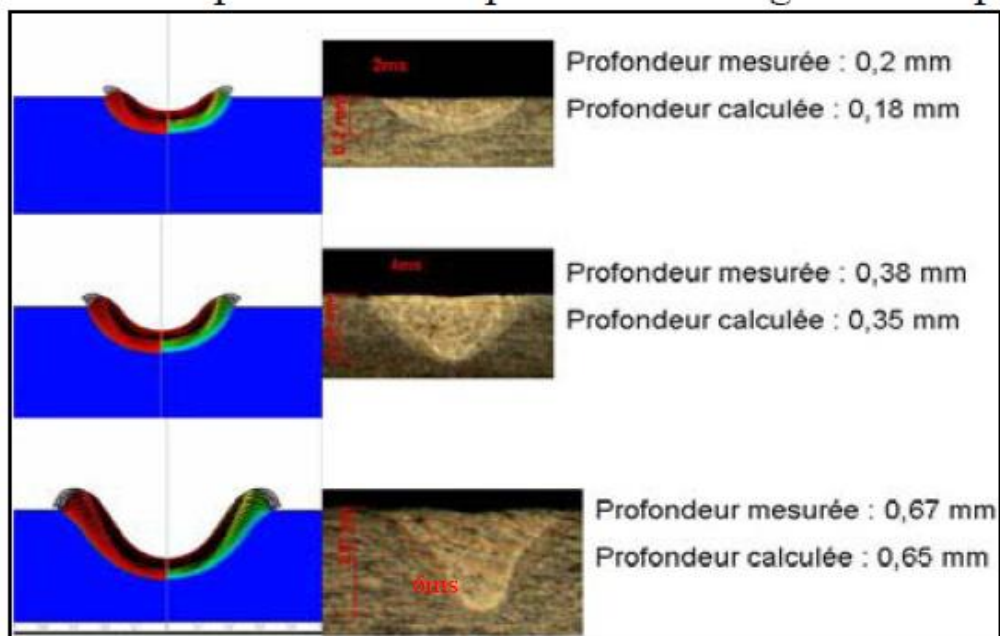


Figure I. 39 : Exemples de quelques résultats de comparaison mesures-modèle [Touvrey-Xhaard, 2006].

I.4.2.3. Source en déplacement – soudage continu

Fabbro [Fabbro1, 2000]; [Fabbro2, 2000] a présenté un modèle d'évolution de la géométrie de capillaire en fonction des paramètres opératoires tels que la vitesse, l'intensité du laser et la nature du matériau. Il montre que l'inclinaison du front avant du capillaire résulte de la combinaison de la vitesse de perçage et de la vitesse de déplacement. C'est un modèle analytique en deux dimensions, inspiré des travaux de Semak [Semak, 1997] basé sur les bilans de pression, de quantité de mouvement et d'énergie au niveau de la surface du capillaire, qui permet de déterminer l'évolution temporelle de la géométrie du capillaire et qui prend en compte les réflexions multiples (Figure I.40).

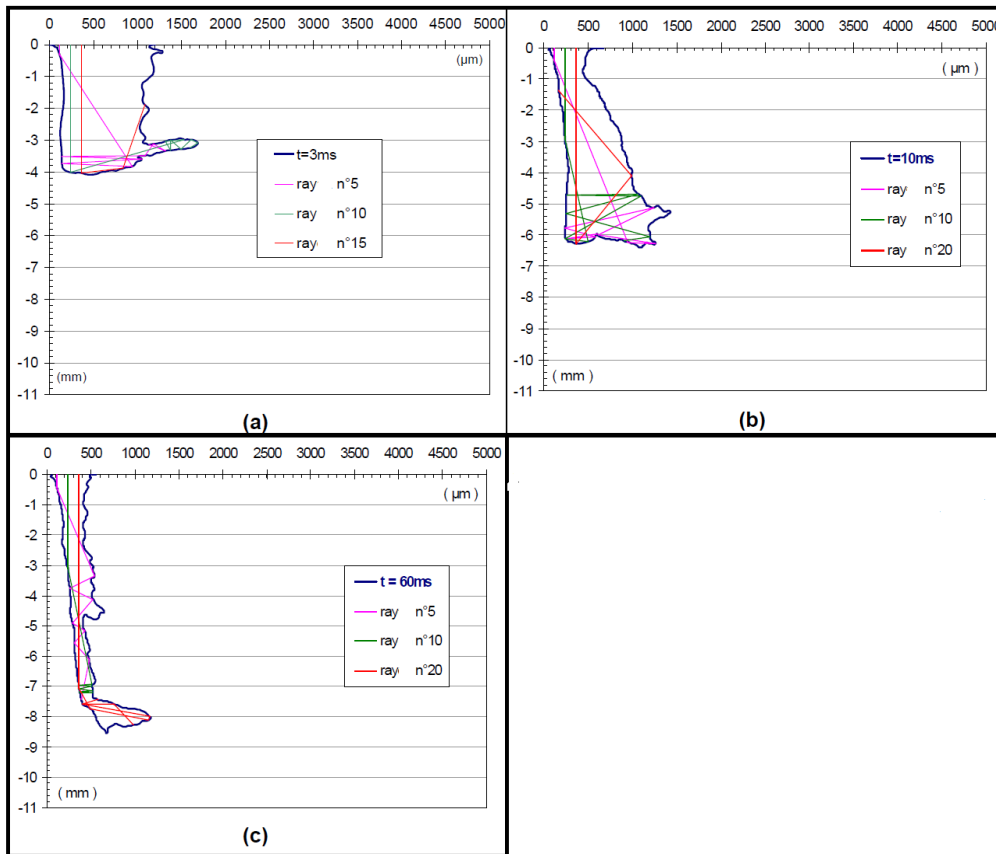


Figure I. 40 : Evolution temporelle de la géométrie du capillaire (a) $t=3\text{ ms}$, (b) $t=10\text{ ms}$, (c) $t=60\text{ms}$. $P=10\text{ kW}$, $D = 0,35\text{mm}$, $V_s= 40\text{ mm/s}$ [Fabbro 1, 2000] .

I.4.3 Conclusion de l'étude de bibliographique

L'objectif de cette thèse est de modéliser la dynamique du capillaire en cours de soudage. Pour simplifier cette étude, nous avons dans un premier temps, travaillé sur la modélisation du perçage (chapitre III) puis sur celle du soudage (chapitre IV), pour un matériau dont les propriétés thermophysiques sont bien connues. Nous avons fait le choix d'utiliser un logiciel du commerce : le logiciel évolutif COMSOL Multiphysics. Le dépôt d'énergie sur les parois du capillaire est calculé à l'aide de MATLAB par la méthode du lancer de rayons et tenant compte des réflexions multiples. Dans le cas du perçage, nous mettons en œuvre un modèle couplé en résolvant l'équation de la diffusion de la chaleur et les équation de Navier Stokes. La déformation de la surface est prise en compte en utilisant la méthode ALE. Le modèle s'apparente à celui présenté par Xhaard [*Touvrey-Xhaard, 2006*], à la différence que, pour avoir un modèle le plus prédictif possible, la pression de recul est calculée à partir de la température de surface.

Chapitre II Étude expérimentale du perçage

II.1 Introduction

Ce chapitre présente les résultats expérimentaux de l'étude des impacts créés par des pulses laser sur des lames de Zinc. Dans un premier temps, les caractéristiques des deux sources laser sont décrites. Nous justifions le choix du matériau étudié dans le paragraphe 2. Puis sont présentés les deux méthodes expérimentales choisies permettant d'observer l'évolution temporelle de la forme du capillaire lors du perçage, soit réalisé à l'interface de deux lames de Zinc (montage DODO), soit réalisé à l'interface d'une lame de Zinc et d'une lame de Quartz (montage sandwich).

II.2 Les sources utilisées

Deux types de laser ont été utilisés.

Dans la première partie du travail, pour l'étude du perçage de deux lames de Zinc accolées (Montage DODO), nous avons utilisé un laser Nd:YAG pulsé de marque TRUMPF, de type TruPulse 304 P (Figure II .1), émettant à la longueur d'onde $1,064\ \mu\text{m}$, de puissance moyenne maximale 300 W, de puissance crête maximale de 6 kW, de durée d'impulsion comprise entre 0,3 ms et 20 ms, de qualité de faisceau 16 mm.mrad. La fibre optique associée a un diamètre de $400\ \mu\text{m}$.



Figure II. 1 : Laser TRUMPF 304 P



Figure II. 2 : Laser TRUMPF
TruDisk 6002

Dans le cas du perçage d'une lame de Zinc accolée à une lame de Quartz, nous avons utilisé une source laser à disques Yb :YAG TRUMPF TruDisk 6002 (Figure II.2), de longueur d'onde $1,03, \mu\text{m}$ de puissance maximale 6 kW. Dans les deux cas, la tête optique est montée sur une table de déplacement à trois axes, LASMA 1054 (Figure II.3), pilotée par une commande numérique HEIDENHAIN, de courses maximales des axes 1000 mm, 500 mm, et 400 mm.

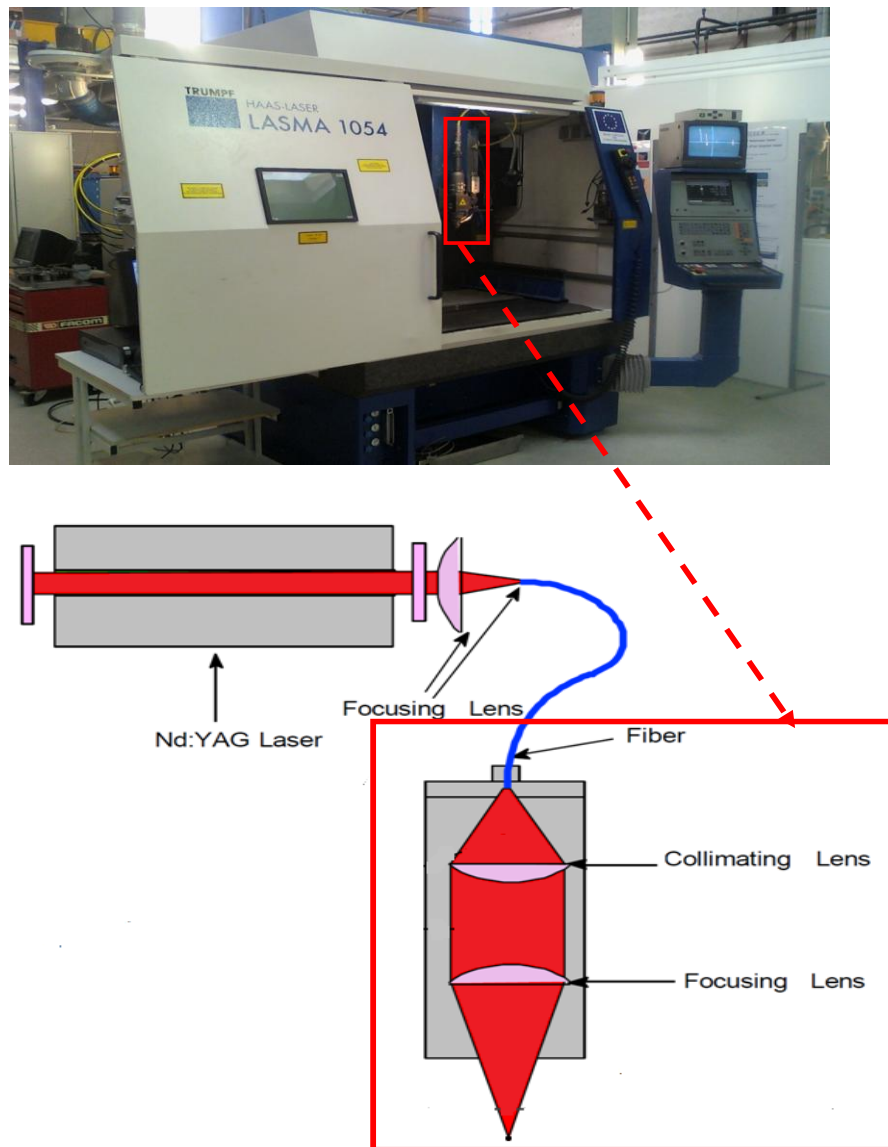


Figure II. 3 : Table de déplacement LASMA 1054 et tête optique

II.3 Les matériaux utilisés

Nous avons choisi d'étudier les impacts sur des lames de Zinc en raison, d'une part, de la parfaite connaissance des propriétés thermophysiques de ce métal, et d'autre part, de son bas point de fusion (692,7 K) et de sa faible température de vaporisation (1180 K). Dans le montage sandwich, nous avons placé une lame de Quartz devant la lame de Zinc. Le Quartz a été choisi en raison de sa température de ramollissement élevée (1943 K), de sa faible conductivité thermique ($3,34 \text{ W.m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$), et de sa très grande transmittivité ($\sim 95 \%$) pour les longueurs d'onde des lasers (1,06 ou 1,03 μm) et le visible. Le quartz n'absorbe donc pas (ou très peu) l'énergie laser, et il est donc possible d'observer la formation du capillaire à travers celui-ci grâce à une caméra rapide.

II.3.1 Propriétés du Zinc

Les propriétés thermiques et optiques du Zinc sont données dans les tableaux n° 1 et 2.

Tableau n° 1 : Propriétés du Zinc [Lanham, 1964].

Masse molaire	$M \text{ (g.mol}^{-1}\text{)}$	65,38
Masse volumique	$\rho_s \text{ (kg.m}^{-3}\text{)}$	7140
	$\rho_l \text{ (kg.m}^{-3}\text{)}$	6570
Conductivité thermique	$k_s \text{ (W.m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}\text{)}$	112,2
	$k_l \text{ (W.m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}\text{)}$	164 (692,5K)
Capacité thermique massique	$c_{ps} \text{ (J.kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}\text{)}$	390
	$c_{pl} \text{ (J.kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}\text{)}$	893
Fusion	$T_f \text{ (K)}$	692,7
	$L_f \text{ (J.kg}^{-1}\text{)}$	$0,113 \cdot 10^6$
Vaporisation	$T_v \text{ (K)}$	1180
	$L_v \text{ (J.kg}^{-1}\text{)}$	$1,762 \cdot 10^6$
Coef. dilatation volumique	$\beta \text{ (K}^{-1}\text{)}$	$30,2 \cdot 10^{-6}$
Viscosité dynamique	$\eta_l \text{ (kg.m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}\text{)}$	$0,727 \cdot 10^{-3}$
Tension de surface	$\sigma \text{ (N.m)}$	0,782

Tableau n° 2 : Propriétés optiques du Zinc

Indice de réfraction	$n = 1,98$	$\chi = 4,2$
----------------------	------------	--------------

Les dimensions des lames de Zinc sont (100 x 50x 1,5) mm³. Elles sont nettoyées à l'alcool.

II.3.2 Propriétés thermiques et optiques du Quartz

Les propriétés physiques du Quartz utilisé (Electrically Fused Quartz Glass EN08 (Standard quartz glass)) sont présentées dans les tableaux n°3 et 4.

Tableau n° 3 : Propriétés thermiques du Quartz

Masse molaire	M (g.mol ⁻¹)	60,08
Masse volumique	ρ (kg.m ⁻³)	2230
Conductivité thermique	k (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	3,34
Capacité thermique massique	c _p (J.kg ⁻¹ .K ⁻¹)	1048
Température de fusion (K)	T _f (K)	1650

Tableau n° 4 : Propriétés optiques du Quartz

Indice de réfraction	n = 1,459	$\chi = 0,03$
----------------------	-----------	---------------

Le spectre de transmission pour une lame d'épaisseur 2 mm est donné sur la figure II .4.

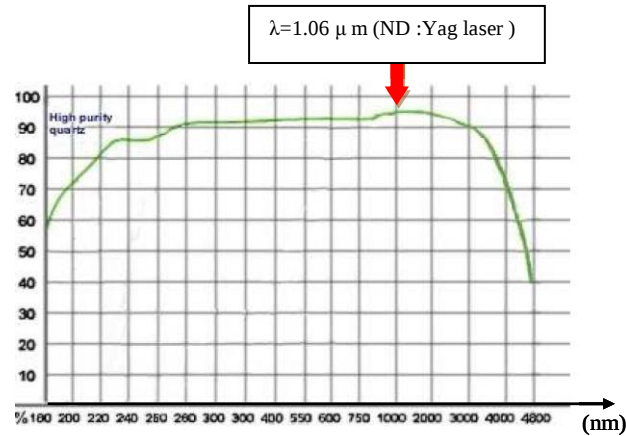


Figure II. 4 : Facteur de transmission du Quartz en fonction de la longueur d'onde pour une épaisseur de 2 mm (GVB GmbH)

II.4 Les deux méthodes expérimentales

Deux types d'expérimentation ont été menés : la méthode dite DODO, décrite dans le paragraphe II.4.1 et la méthode appelée la méthode « Sandwich Quartz – Zinc » s'apparentant à la méthode décrite dans le paragraphe II.4.2 mise en œuvre par Zhang et al. [Zhang, 2008].

II.4.1 La méthode dite DODO (Direct Observation of Drilled hole)

II.4.1.1 Rappel du principe de la méthode

Dans cette méthode, mise au point par M. Schneider [SCHNEIDER, 2006], la pièce est constituée de deux parties. Ces deux parties ont les mêmes dimensions (1,5x50 x100) mm³ et sont nettoyées à l'alcool. Les deux parties sont assemblées, avant de subir un impact laser (Figure II.5).

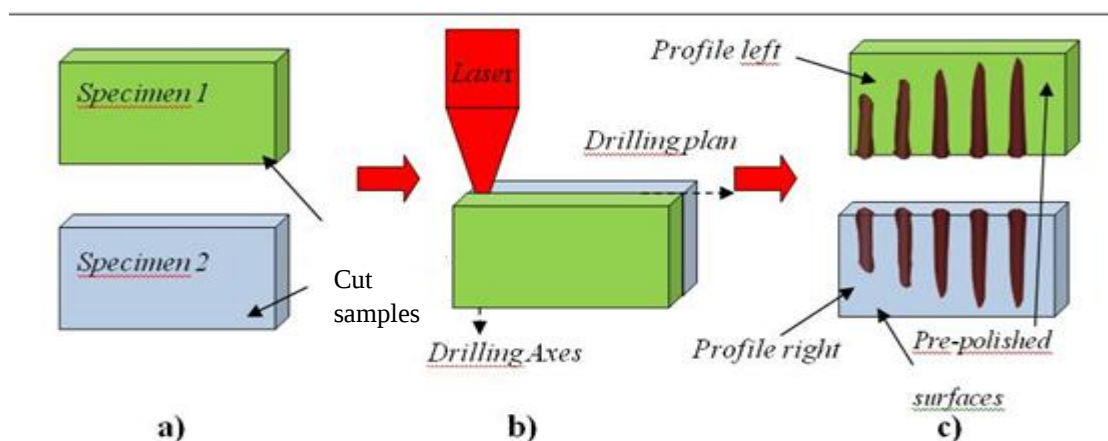


Figure II. 5 : Représentation schématique de la méthode DODO (Direct Observation of Drilled hole) [M. Schneider 2006].

Après l'impact, les deux parties sont séparées, révélant ainsi le capillaire. Divers essais pour diverses puissances et diverses durées d'impulsion ont été réalisés.

Les essais ont été réalisés avec le Laser de type TruPulse 304 P, une fibre de 400 μm , un grandissement de 1 et une défocalisation de 1,5, de manière à obtenir un spot de diamètre 450 μm . Les puissances utilisées varient de 1 à 5 kW. Les durées d'impulsions sont : 0,5 ms, 1 ms, 2 ms, 3 ms, 4 ms, 5 ms, 6 ms, 7 ms, 8 ms, 9 ms et 10 ms.

Pour chaque durée d'impulsion, 4 essais ont été réalisés, dans les mêmes conditions, afin de mettre en évidence la répétabilité des mesures.

II.4.1.2 Essais à puissance crête 1 kW

➤ *Influence de la durée d'impulsion sur la profondeur du capillaire ($P_c = 1 \text{ kW}$)*

La figure suivante (Figure II.6) présente les macrographies du capillaire obtenues pour les différentes durées d'impulsion. Les données figurant en Annexe 1 sur les macrographies obtenues pour quatre essais (notés A, B, C, D).

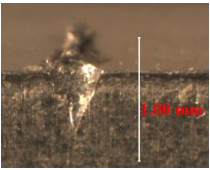
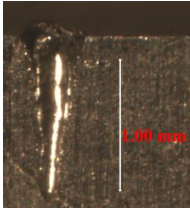
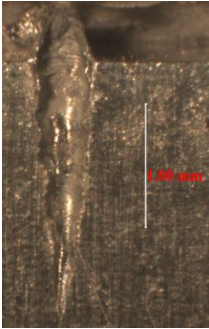
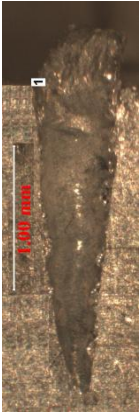
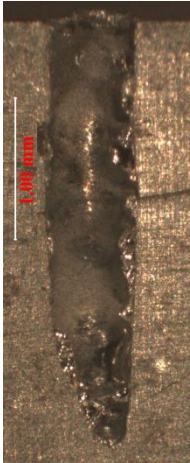
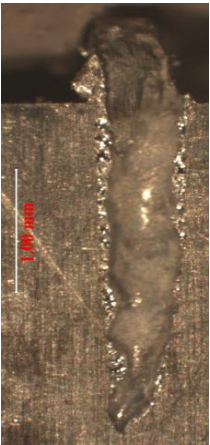
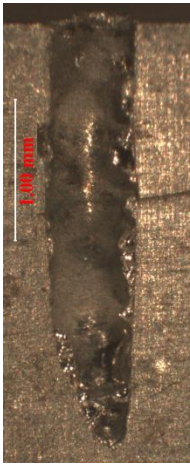
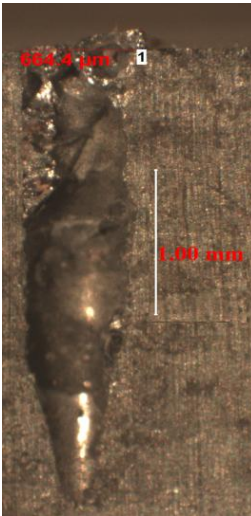
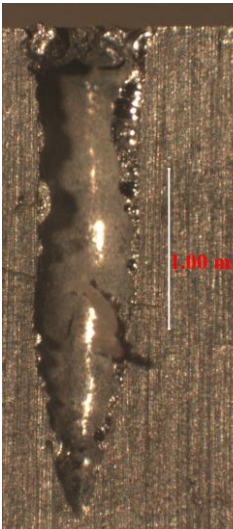
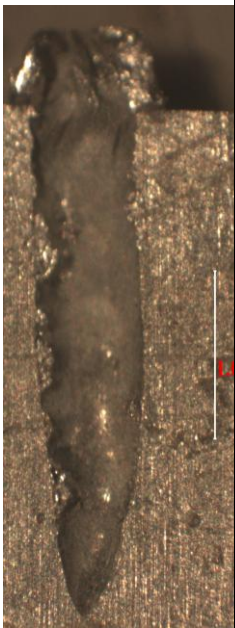
Durée du pulse (ms)				
0,5	1	2	3	4
				
Durée du pulse (ms)				
5	6	7	8	10
				

Figure II. 6 : Macrographies obtenues pour les différentes durées d'impulsion
($P=1kW$).

Les profondeurs moyennes mesurées ont été reportées sur la figure II.7

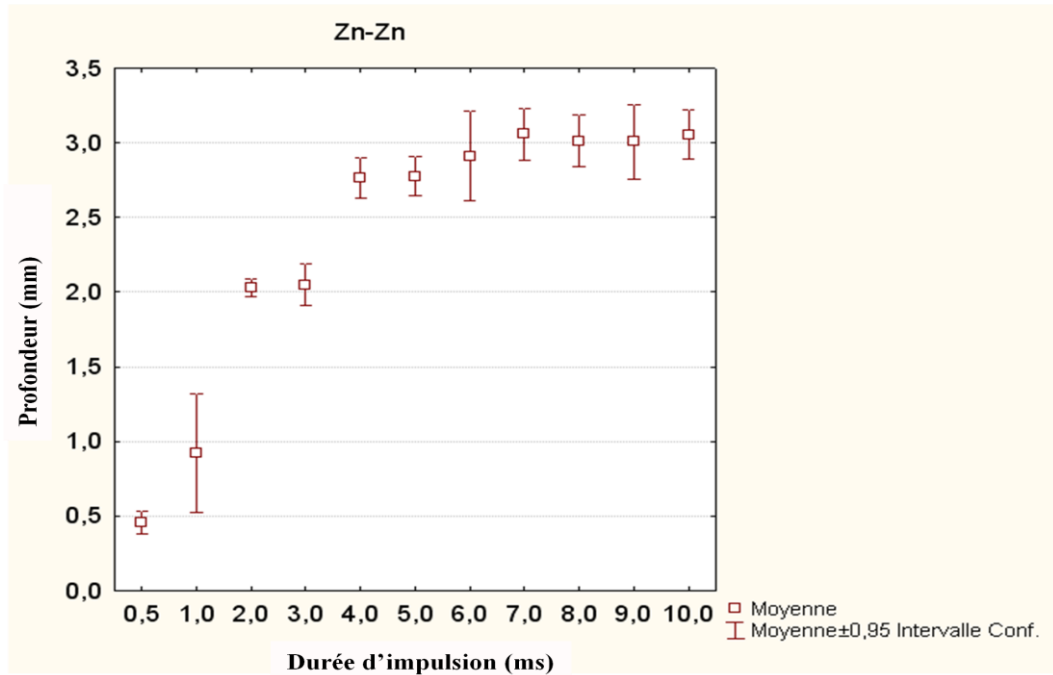


Figure II. 7 : Influence de la durée d'impulsion sur la profondeur du capillaire ($P = 1 \text{ kW}$)

Les incertitudes présentées sur les figures tiennent compte de l'incertitude de répétabilité et de l'incertitude de mesure.

La figure II.8 fournit toutes les valeurs mesurées, ainsi que la courbe de tendance pour les valeurs moyennes intitulées « E ».

Il apparaît nettement deux régimes de vitesse de perçage : en dessous de 4 ms, la vitesse est importante, au dessus de 4 ms, la vitesse de perçage est moins grande. Cependant nous pouvons remarquer que les observations ne nous permettent pas de connaître précisément l'instant de formation du capillaire et son évolution durant la période précédant la première image (c'est-à-dire pendant l'intervalle de temps de 0,5 ms).

Sur la figure II.8, nous avons reporté les géométries caractéristiques pour diverses durées d'impulsion. Nous observons que l'évolution de la forme du capillaire est corrélée à l'évolution de la vitesse de perçage. En effet, en dessous de 4 ms le capillaire présente une forme conique, tandis qu'au dessus de 4 ms, le centre du capillaire semble « gonfler » et le haut du capillaire se rapproche d'une forme cylindrique.

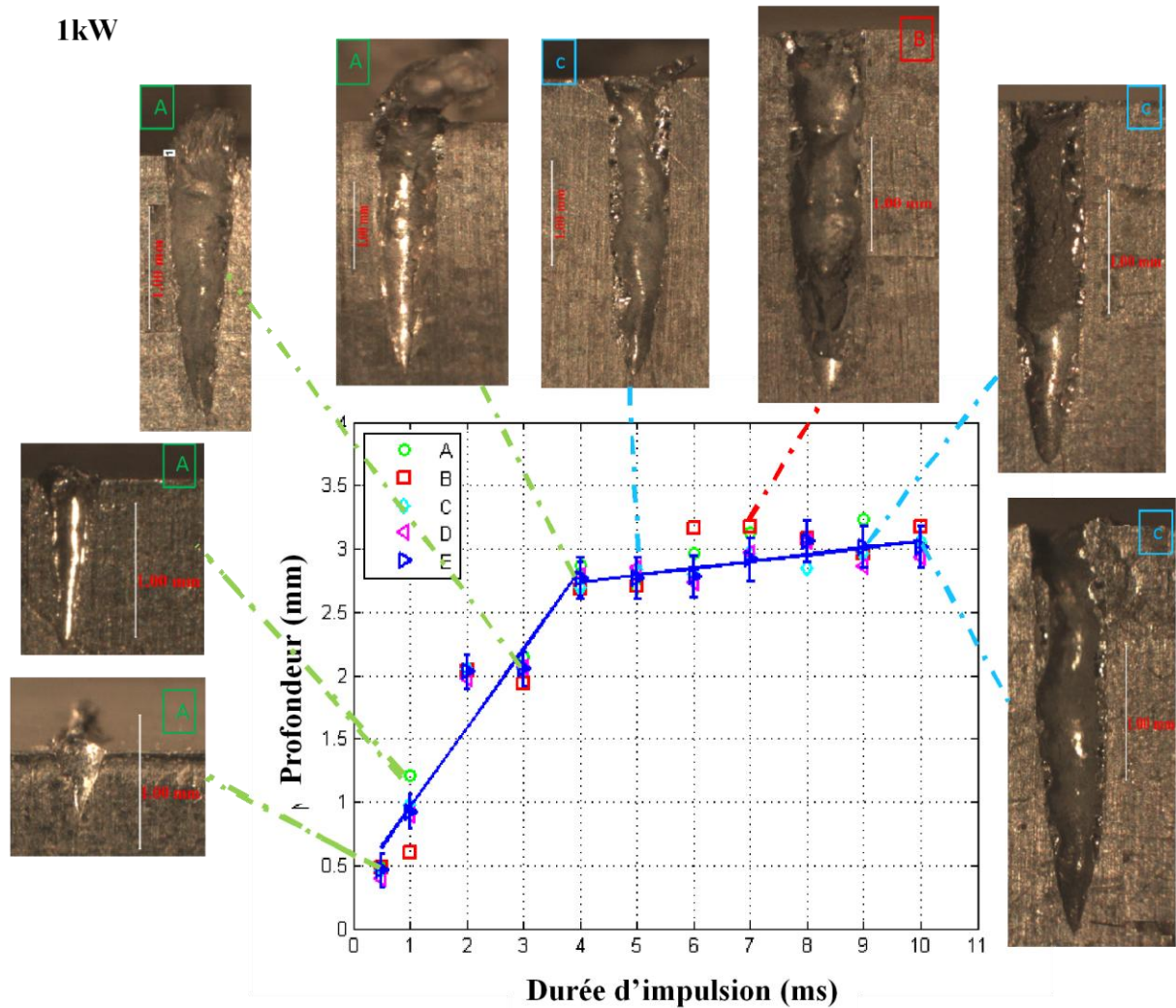


Figure II. 8 : Évolution de la forme et de la profondeur du capillaire pour différentes durées d'impulsion et différentes durées d'impact

➤ **Influence de la durée d'impulsion sur le diamètre du capillaire ($P_c = 1 \text{ kW}$)**

Nous avons aussi étudié l'évolution du diamètre en surface du capillaire pour différentes durées d'impulsion et différentes puissances. L'évolution pour une puissance de 1 kW est présentée sur la figure II.9.

1 kW

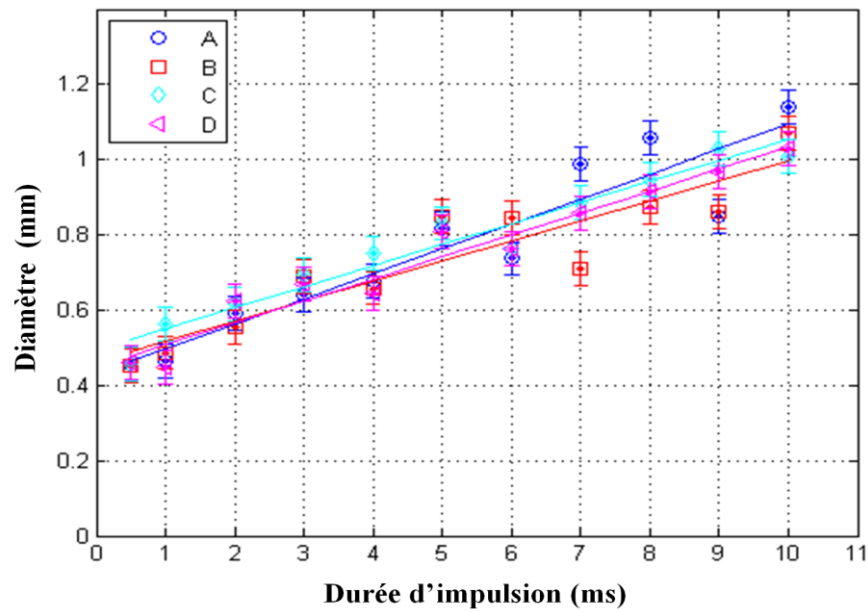


Figure II. 9 : Influence de la durée d'impulsion sur le diamètre du capillaire
($P_c = 1 \text{ kW}$)

Cette figure montre que le diamètre du capillaire augmente de manière linéaire avec la durée d'impulsion.

La figure II.10 présente quelques microscopies caractéristiques de la vue de dessus du capillaire.

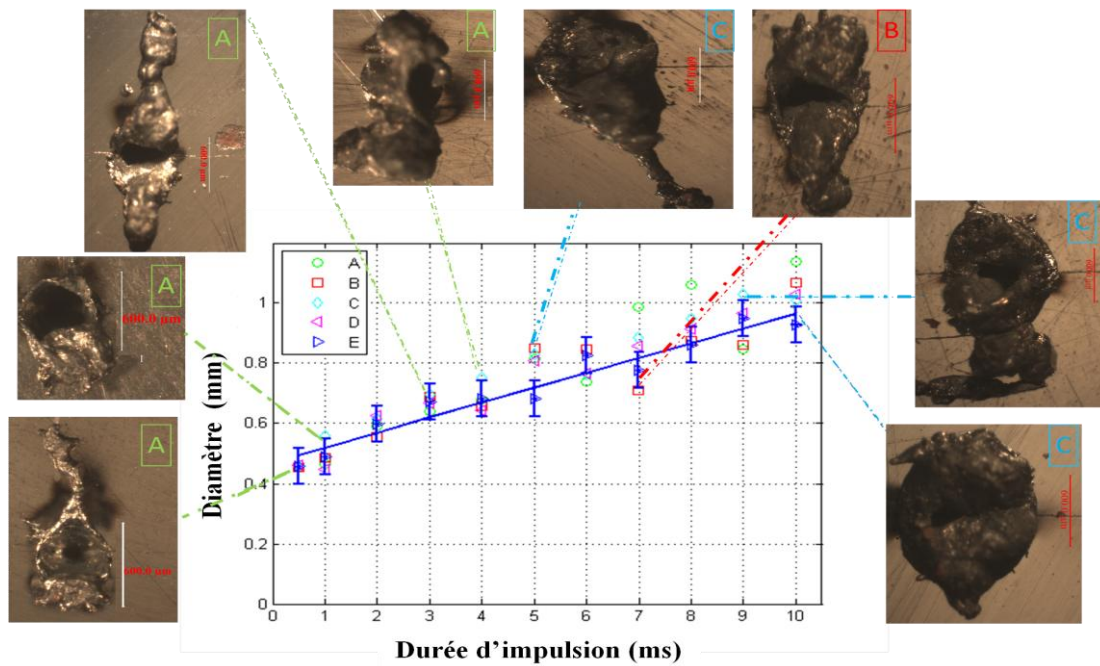


Figure II. 10 : Évolution du diamètre du capillaire pour différentes durées d'impulsion
($P_c = 1 \text{ kW}$)

Nous pouvons observer que le diamètre, ainsi que la quantité de matière éjectée augmentent avec la durée d'impulsion.

Les mêmes observations ont été réalisées pour les puissances de 2, 3, 4 et 5 kW.

II.4.1.3 Essais à puissance crête 2, 3, 4 et 5 kW.

La figure II.11 représente l'influence de la durée d'impulsion sur la profondeur et la forme du capillaire.

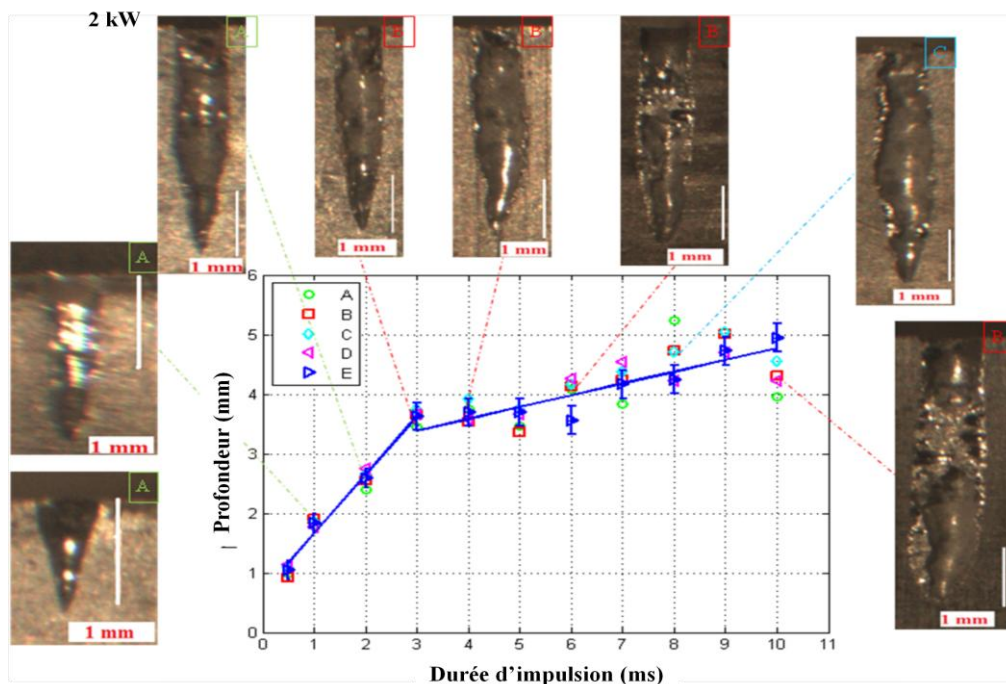


Figure II. 11 : Évolution de la profondeur et de la forme du capillaire pour différentes durées d'impulsion ($P_c = 2 \text{ kW}$)

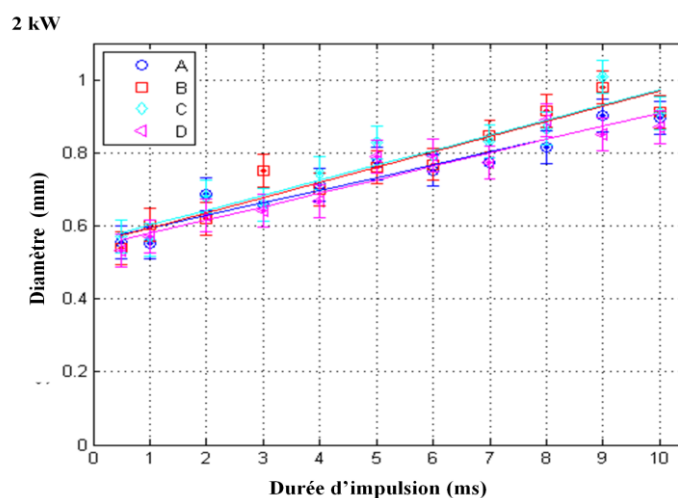


Figure II. 12 : Influence de la durée d'impulsion sur le diamètre du capillaire ($P_c = 2 \text{ kW}$)

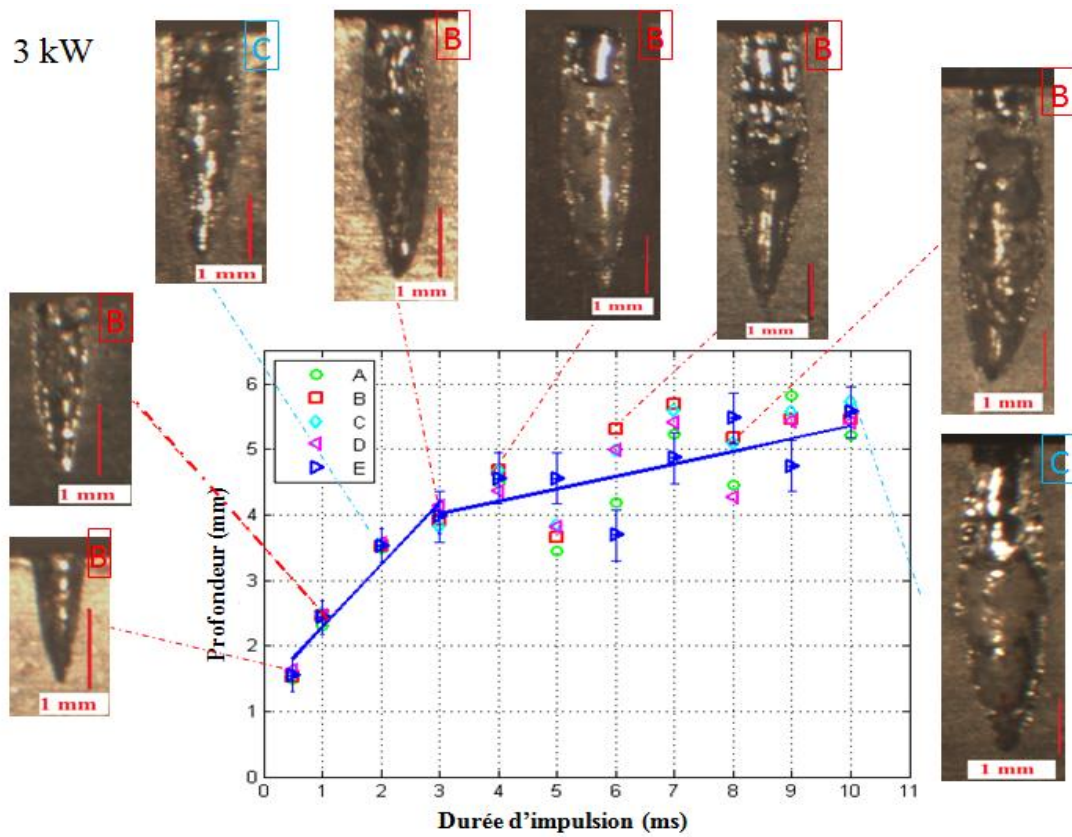


Figure II. 13 : Évolution de la profondeur et de la forme du capillaire pour différentes durées d'impulsion ($P_c = 3$ kW).

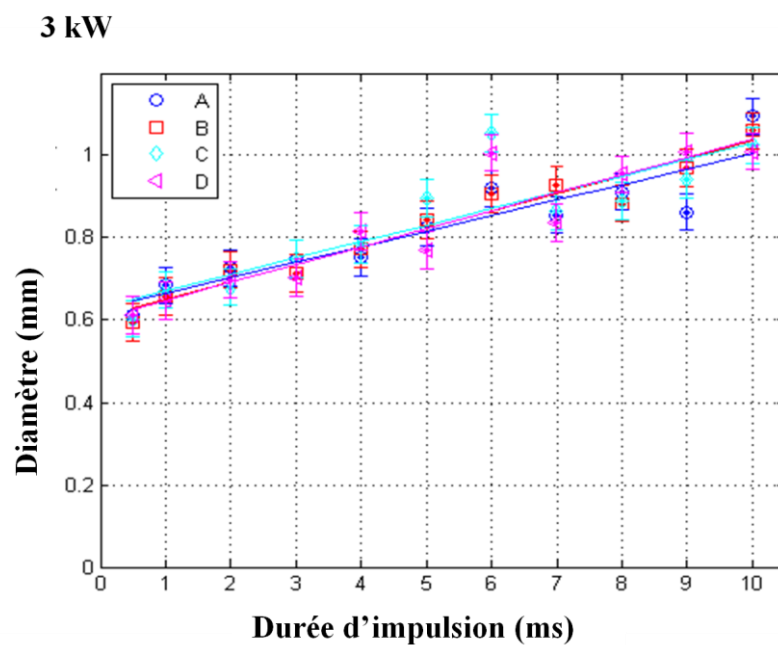


Figure II. 14 : Influence de la durée d'impulsion sur le diamètre du capillaire ($P_c = 3$ kW)

4 kW

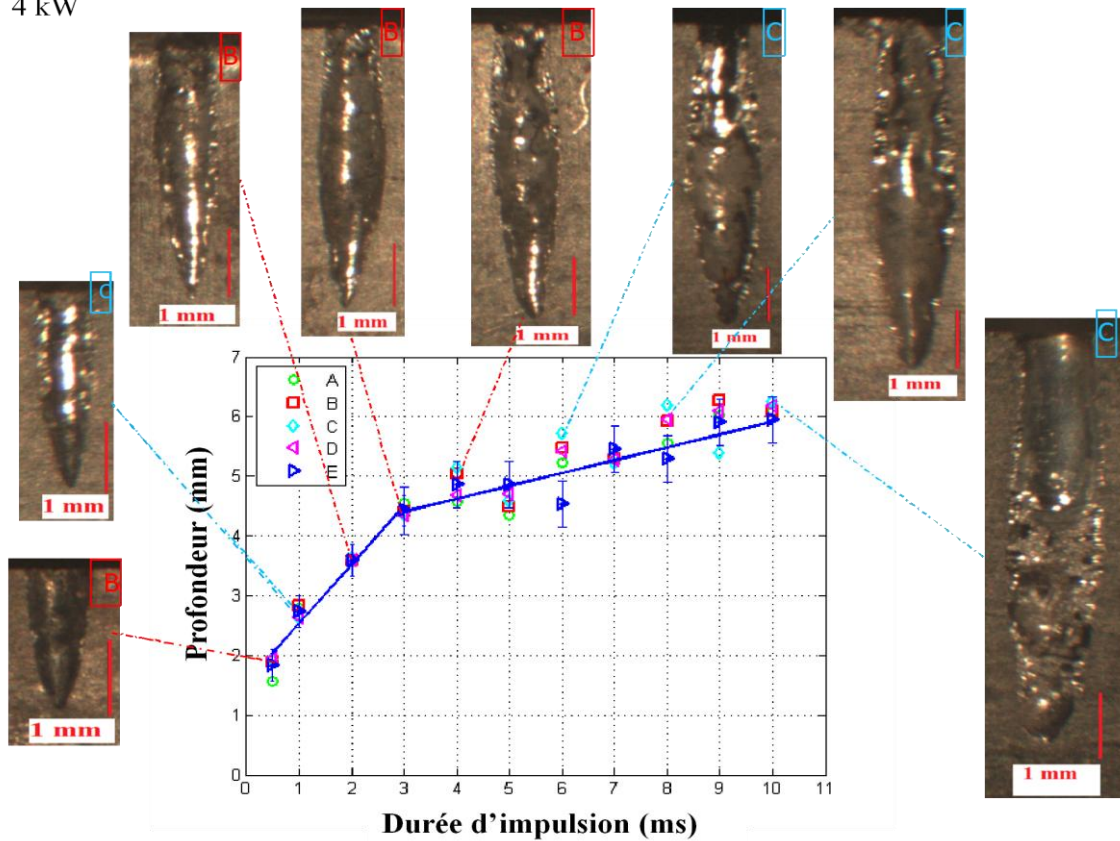


Figure II. 15 : Influence de la durée d'impulsion sur la profondeur et la forme du capillaire ($P_c=4\text{kW}$)

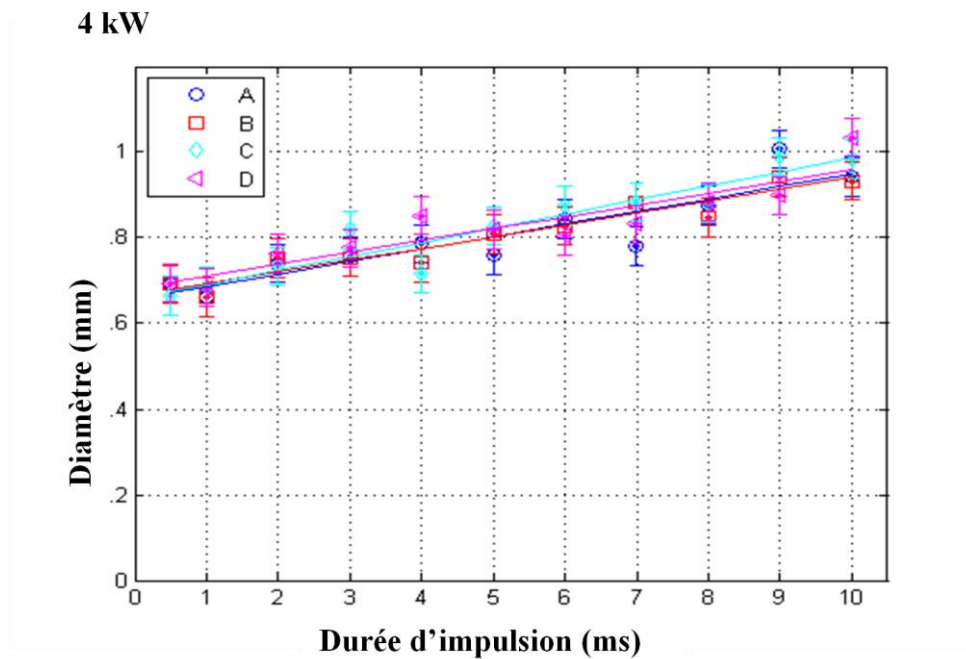


Figure II. 16 : Influence de la durée d'impulsion sur le diamètre du capillaire ($P_c = 4\text{kW}$)

5 kW

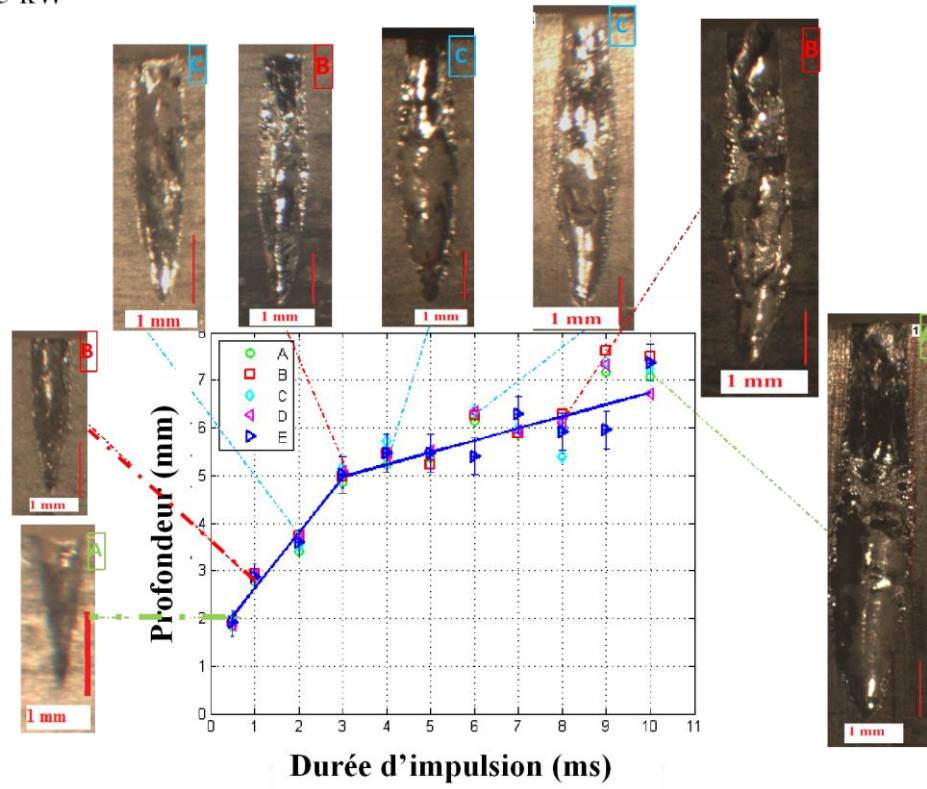


Figure II. 17 : Influence de la durée d'impulsion sur la profondeur et la forme du capillaire ($P_c = 5 \text{ kW}$)

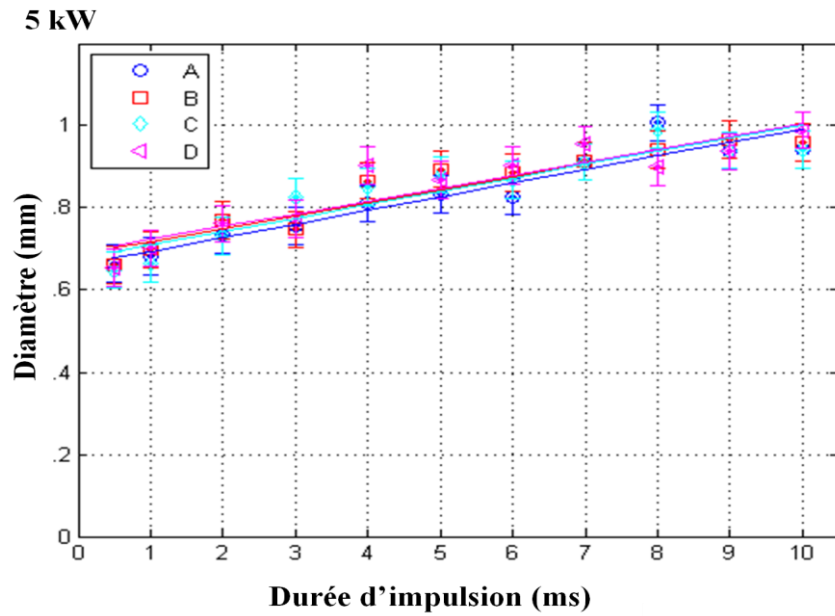


Figure II. 18 : Influence de la durée d'impulsion sur le diamètre du capillaire ($P_c = 5 \text{ kW}$).

II.4.1.4 Analyse des résultats obtenus avec la méthode DODO

➤ Concernant la profondeur de pénétration

Nous pouvons remarquer que la profondeur de pénétration semble varier suivant deux régimes :

- Un premier régime : la profondeur augmente rapidement, pour $P_c = 1\text{kW}$, pour des temps inférieurs à 4 ms et, pour P_c supérieur à 1kW et des temps inférieurs à 3 ms.
- Un second régime : la profondeur augmente moins rapidement (après 4 ms pour la puissance 1 kW et 3 ms pour les autres puissances).

Nous avons regroupé sur la figure II.19 relative au premier régime, et la figure II.20 relative au second régime, les valeurs des profondeurs mesurées en fonction du temps pour les 5 puissances étudiées (d1 : 1 kW, d2 : 2 kW, d3 : 3 kW, d4 : 4 kW, d5 : 5 kW).

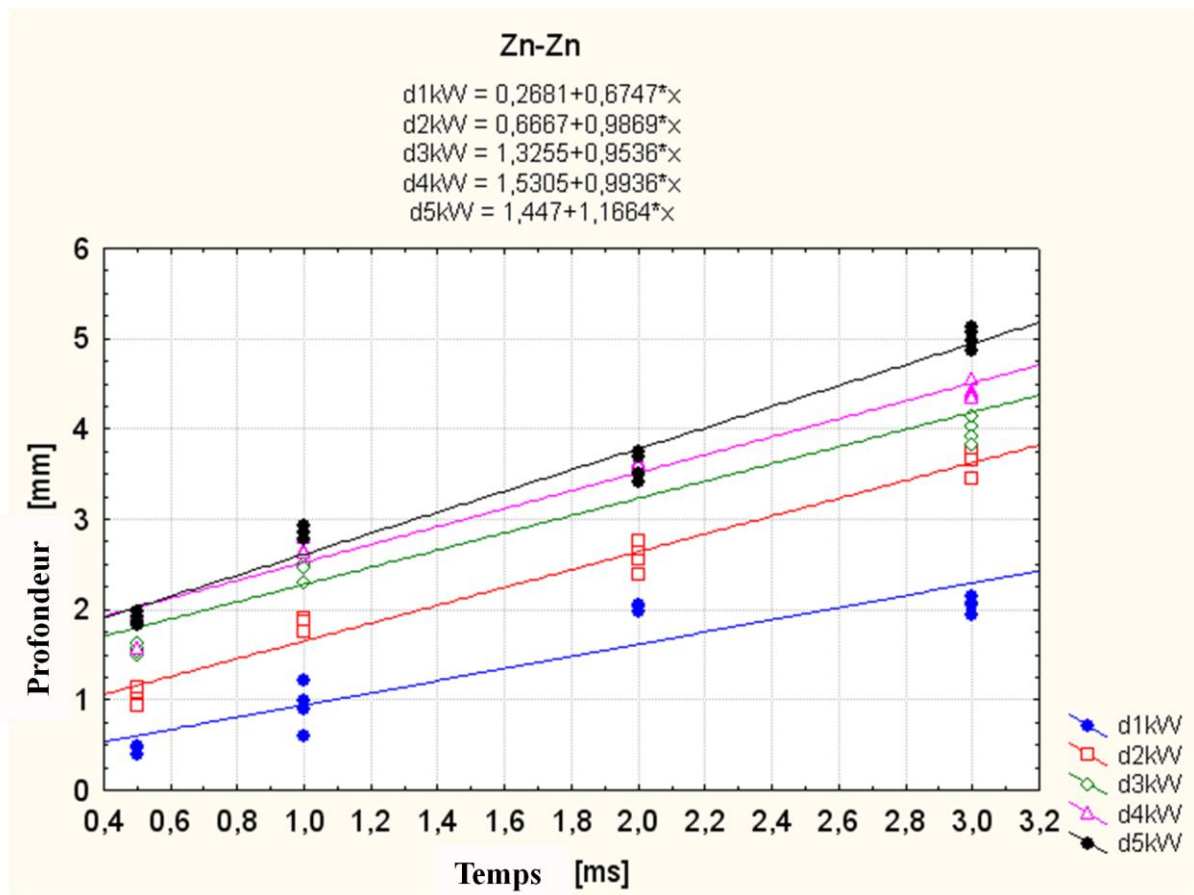


Figure II. 19 : Profondeur en fonction de la puissance pour des durées d'impulsion inférieures à 3,5 ms.

Une interpolation linéaire est donnée pour chaque puissance.

On observe que la vitesse de perçage (la pente de la courbe) augmente légèrement avec la puissance.

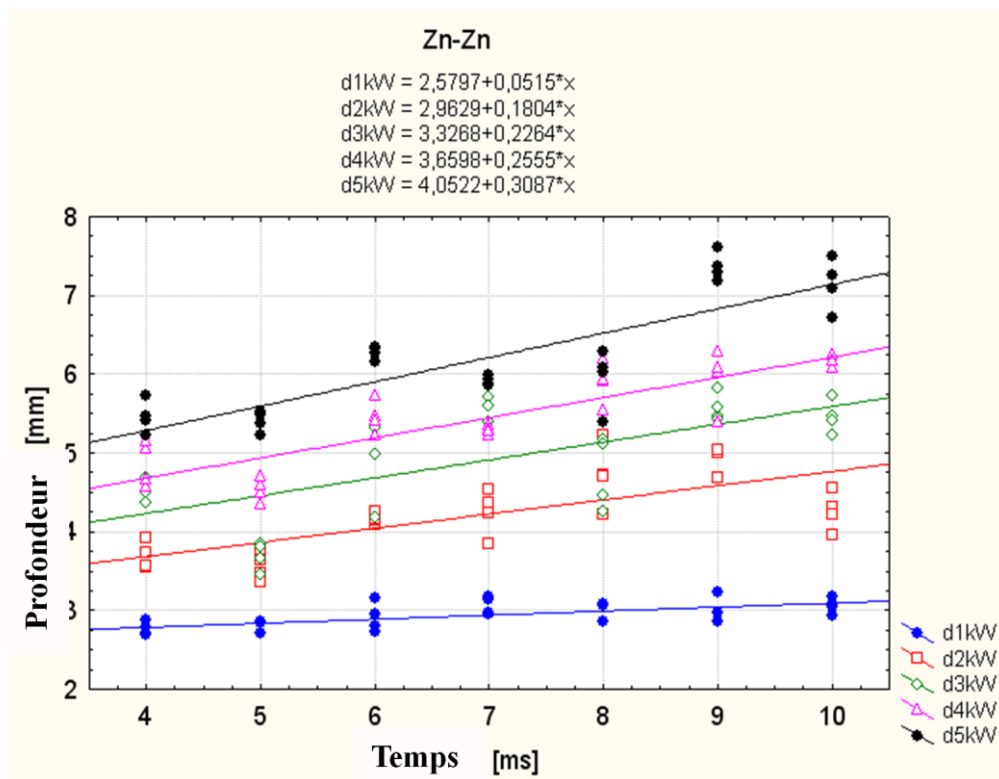


Figure II. 20 : Profondeur en fonction de la puissance pour des durées d'impulsion supérieures à 3,5 ms.

De même que précédemment, on observe que la vitesse de perçage (pente de la courbe) augmente avec la puissance.

➤ Concernant le diamètre du capillaire

Nous avons représenté sur la figure II.21 les différents diamètres obtenus pour toutes les puissances et toutes les durées d'impulsion.

Pour une puissance donnée et pour la durée totale étudiée, on peut considérer que la variation du diamètre du capillaire est linéaire avec la durée d'impulsion, quelle que soit la puissance du laser.

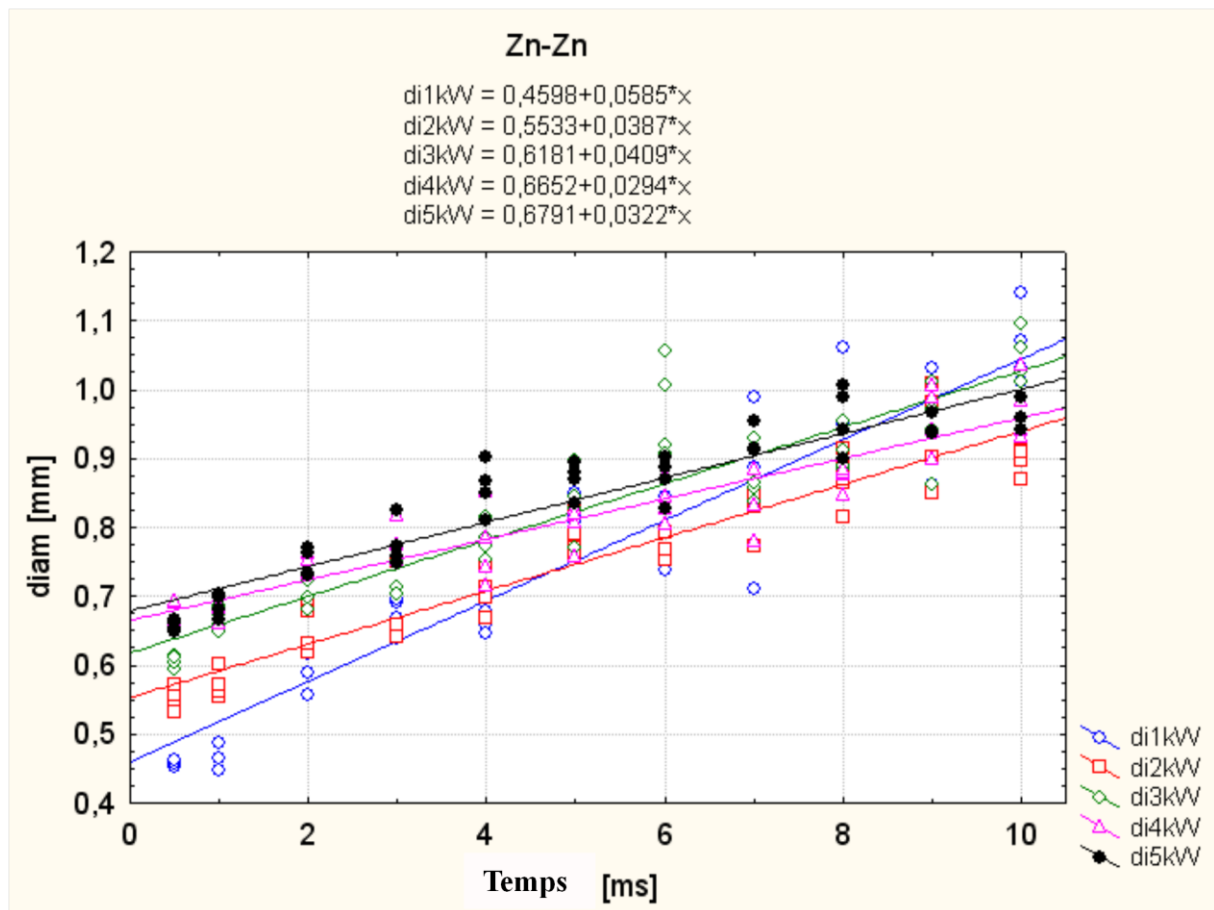


Figure II. 21 : Diamètre en fonction de la puissance pour toutes les puissances et toutes les durées d'impulsion

II.4.2 La seconde méthode expérimentale : la méthode sandwich (ou méthode Zn/Q)

La deuxième méthode permet d'obtenir l'évolution de la forme du capillaire par observation directe, en utilisant une caméra rapide PHANTOM V 4.0.

II.4.2.1 Le dispositif expérimental

Pour ces essais, le capillaire est formé à l'interface d'une lame de Zinc de dimension (100 x 50 x 1.5) mm³, et d'une lame de Quartz, ces deux lames formant un « sandwich » (Figure II.22 et Figure II.23). Elles sont maintenues par un système de bridage.

Le laser utilisé est le laser Yb :YAG de longueur d'onde 1,03 μm de marque TRUMPF, de type 6002, de puissance maximale 6 kW, associé à une fibre optique de sortie de diamètre 600 μm. Le grandissement, de 0,75, permet d'obtenir un spot de diamètre 450 μm.

L'axe du faisceau laser est aligné avec l'interface entre la Zinc et le Quartz. Afin d'éviter de saturer le niveau d'intensité lumineuse relevée par la caméra due au rayonnement du bain, nous avons utilisé des lampes à halogène d'une puissance de 250 W. Les lampes et la caméra rapide sont fixées sur un même banc perpendiculaire à la pièce visée.

Les évolutions de la forme du capillaire ont été obtenues pour des puissances variant entre 1 et 5 kW et des durées de pulses de 10 ms. Aucun gaz d'assistance n'a été utilisé.

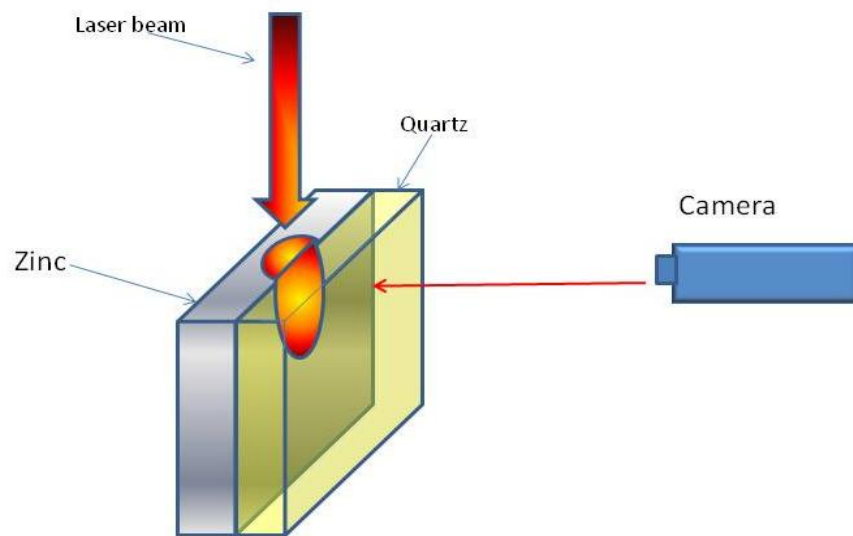
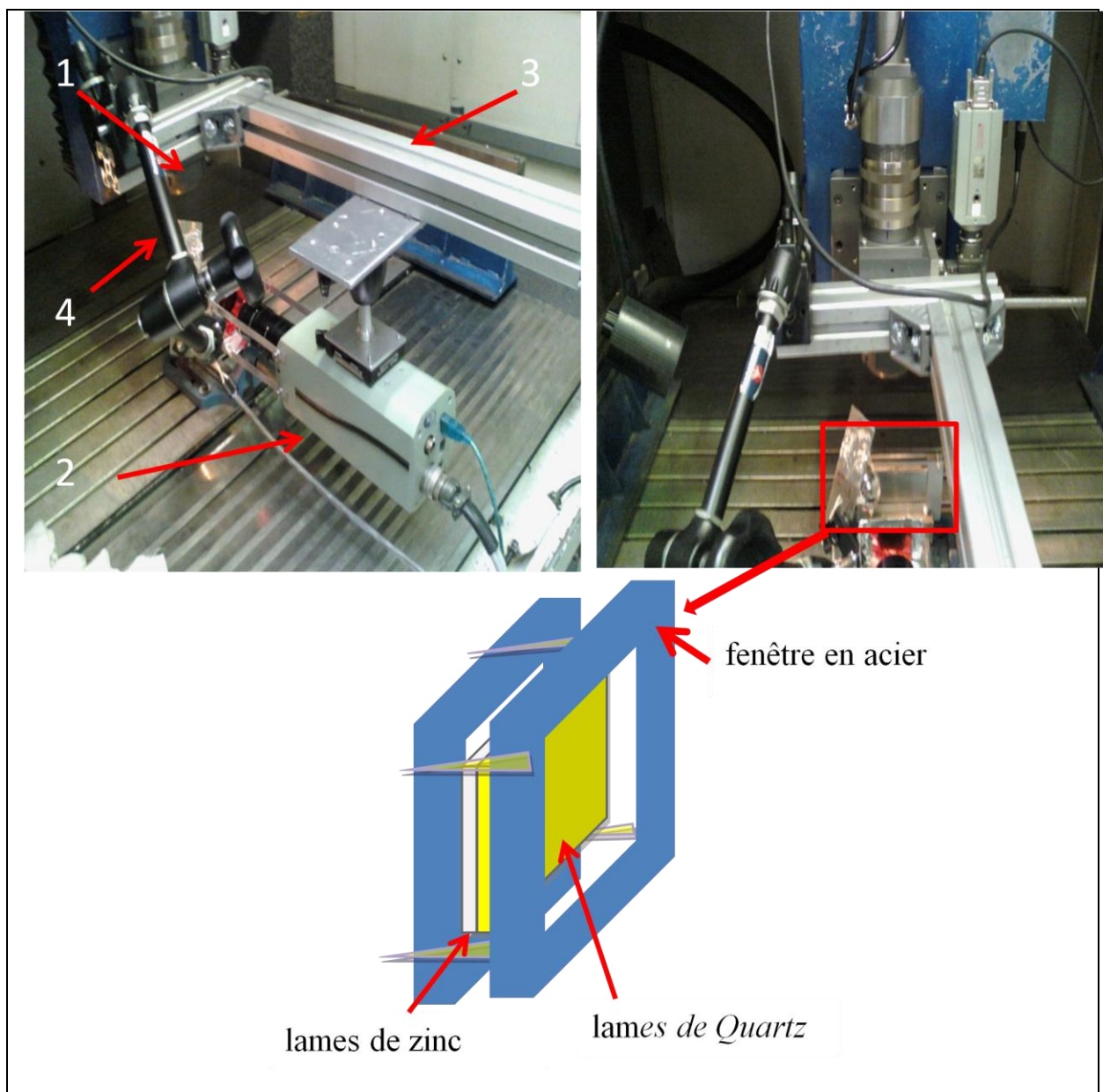


Figure II. 22 : Schéma du montage sandwich Zn/Q.



- 1: Tête optique**
- 2: Caméra haute vitesse (Phantom V4.0)**
- 3: Bras en acier pour fixer la caméra à haute vitesse**
- 4: Bras en acier pour fixer la lampe à halogène.**
- 5: Connexions caméra**

Figure II. 23 : Vues du montage pour la méthode Zn/Q.

II.4.2.2 Caractéristiques de la caméra

Nous avons utilisé une résolution de 256×256 pixels, une fréquence d'acquisition de 3500 images par seconde et un temps d'exposition de $265 \mu\text{s}$. L'intervalle entre deux images est donc de $284,6 \mu\text{s}$. Pour une durée de pulse de 10 ms, nous obtenons donc environ 35 images. Ce nombre d'images nous semble suffisant pour estimer l'évolution de la forme du capillaire pendant la durée du pulse.

II.4.2.3 Influence de la durée d'impulsion pour différentes puissances.

II.4.2.3.a Essais à 1 kW

Dans un premier temps nous avons mesuré la profondeur maximale du capillaire observé par camera rapide par comparaison à l'image obtenue du capillaire après refroidissement à l'aide d'un microscope (Figure II.24). Grâce à cette comparaison, nous pouvons ensuite déterminer la profondeur du capillaire en différents instants du perçage, observé par caméra rapide.

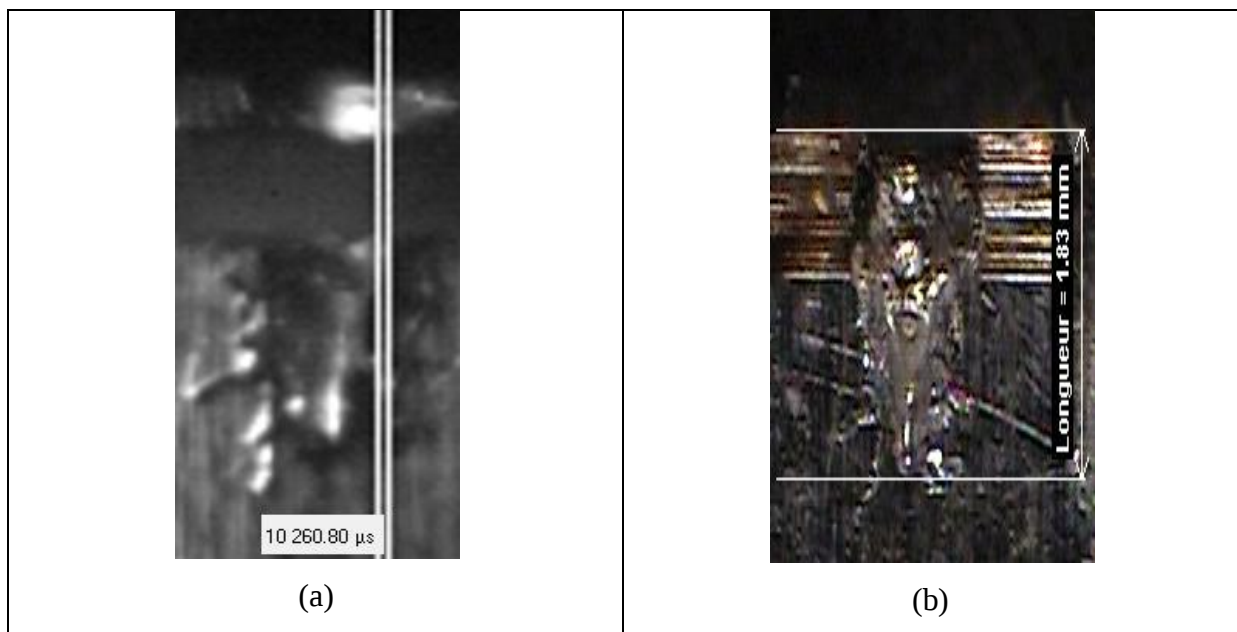


Figure II. 24 : Images du capillaire pour un impact de durée de 10 ms et une puissance laser de 1 kW observées (a) par camera rapide (b) par microscopie.

Des exemples d'images obtenues en différents instants sont présentés sur la Figure II.25.

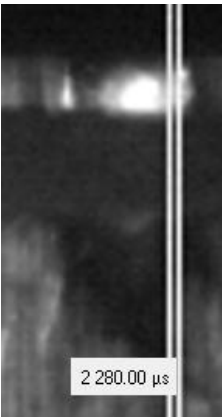
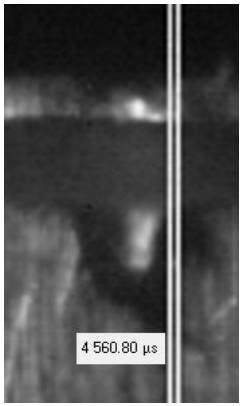
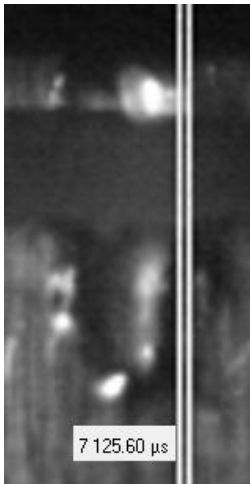
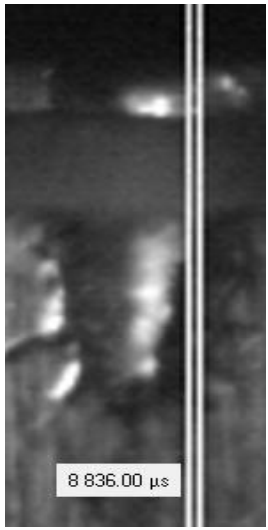
			
Profondeur : 0,48 mm	1,24 mm	1,54 mm	1,7 mm

Figure II. 25 : Images du capillaire en différents instants pendant un impact de durée totale 10 ms et pour une puissance laser de 1 kW.

Nous avons ensuite tracé l'évolution de la profondeur avec le temps. On observe nettement deux régimes de perçage sur la figure II.26.

1 kW

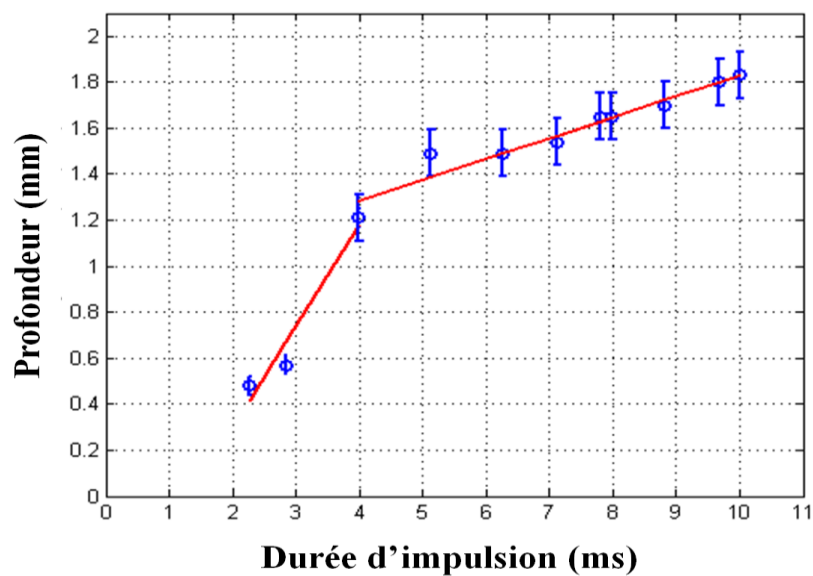


Figure II. 26 : Évolution de la profondeur du capillaire avec le temps, pour $P_c = 1 \text{ kW}$.

II.4.2.3.b Essais à 2 kW

De la même manière que pour la puissance 1kW, nous avons utilisé la longueur maximale du capillaire mesurée par microscopie (Figure II.27) pour calculer la longueur du capillaire en différents instants du perçage.

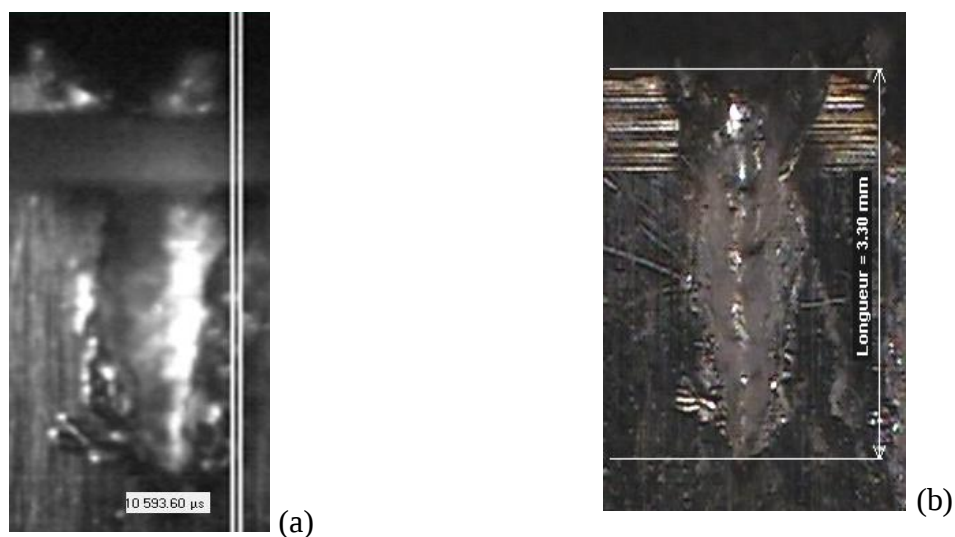


Figure II. 27 : Images du capillaire pour un impact de 10 ms et une puissance laser de 2 kW observées (a) par camera rapide (b) par microscopie.

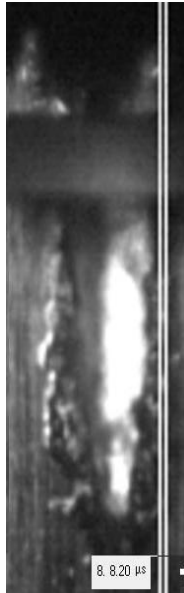
			
Profondeur : 1,35 mm	2,86 mm	3,13 mm	3,14 mm

Figure II. 28 : Images du capillaire en différents instants pendant un impact de durée totale 10 ms et pour une puissance laser de 2 kW.

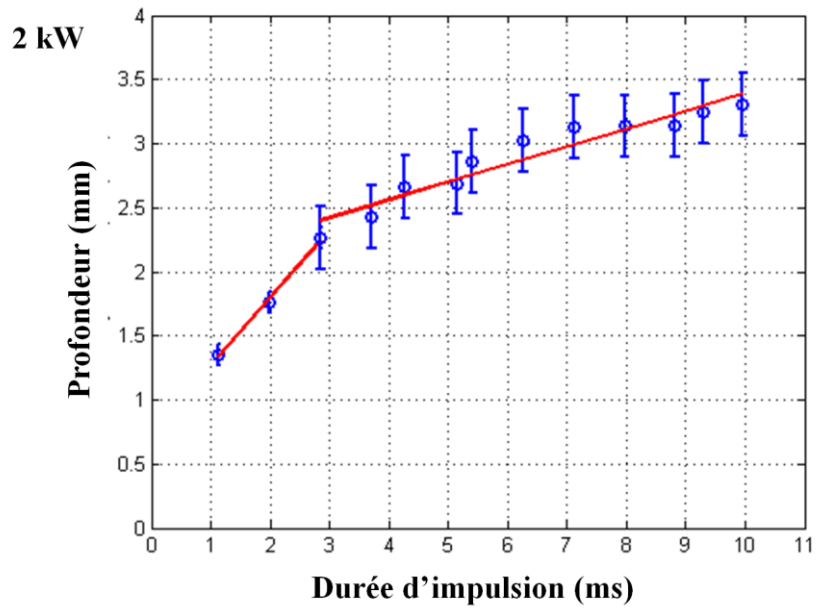


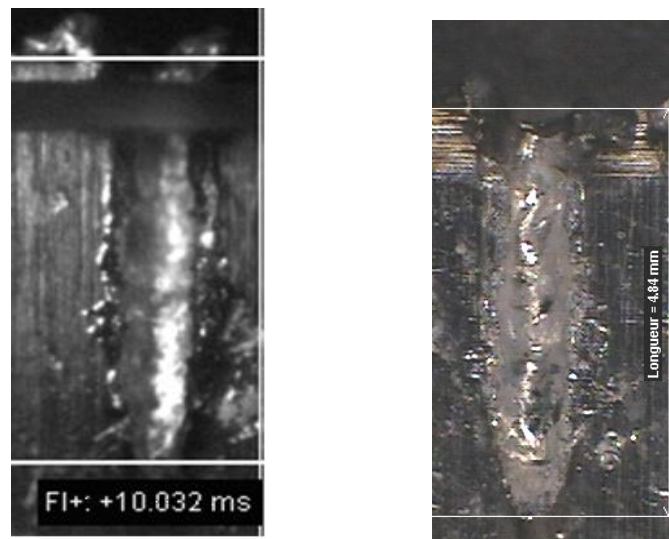
Figure II. 29 : Évolution de la profondeur du capillaire avec le temps, pour $P_c = 2\text{kW}$.

On peut aussi observer ici que la profondeur du capillaire varie suivant deux modes : un premier mode pour des temps inférieurs à 3 ms et un second mode pour des temps supérieurs à 3 ms.

II.4.2.3.c Essais à 3 kW, 4 kW et 5 kW

Les mêmes essais et les mêmes mesures ont été réalisés pour les puissances de 3 kW, 4 kW et 5 kW.

✓ **Puissance laser de 3 kW**



(a)

(b)

Figure II. 30 : Images du capillaire pour un impact de 10 ms et une puissance laser de 3 kW observées (a) par camera rapide (b) par microscopie.

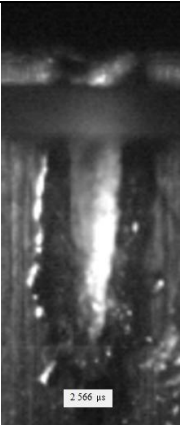
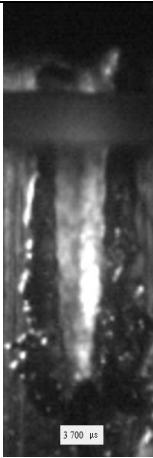
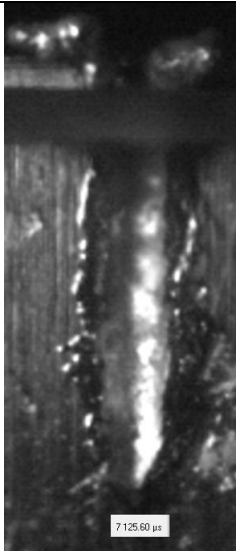
			
Profondeur : 3,05 mm	3,38 mm	3,75 mm	4,55 mm

Figure II. 31 : Images du capillaire en différents instants pendant un impact de durée totale 10 ms et pour une puissance laser de 3 kW.

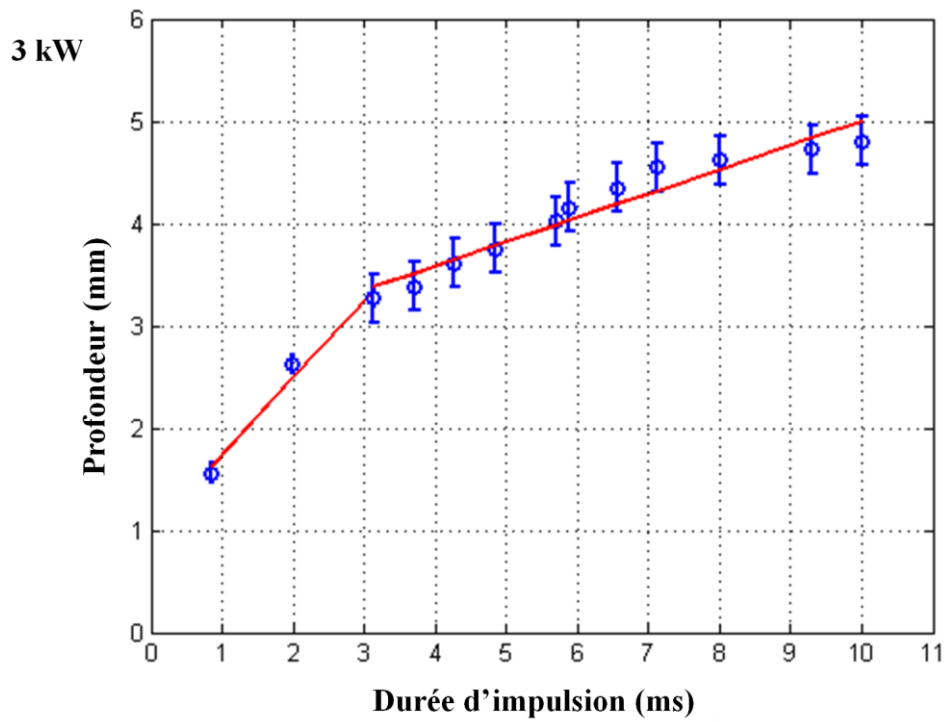


Figure II. 32 : Évolution de la profondeur du capillaire avec le temps, pour $P_c = 3\text{kW}$.

✓ **Puissance laser de 4 kW**



Figure II. 33 : Images du capillaire pour un impact de 10 ms et une puissance laser de 4 kW (observées (a) par camera rapide (b) par microscopie).

			
Profondeur : 1,71 mm	3,22 mm	4,04 mm	4,89 mm

Figure II. 34 : Images du capillaire en différents instants pendant un impact de durée totale de 10 ms et pour une puissance laser de 4 kW.

La figure suivante (II.35) montre l'augmentation rapide de la profondeur du capillaire avant 3 ms, et une augmentation moins rapide après 3ms.

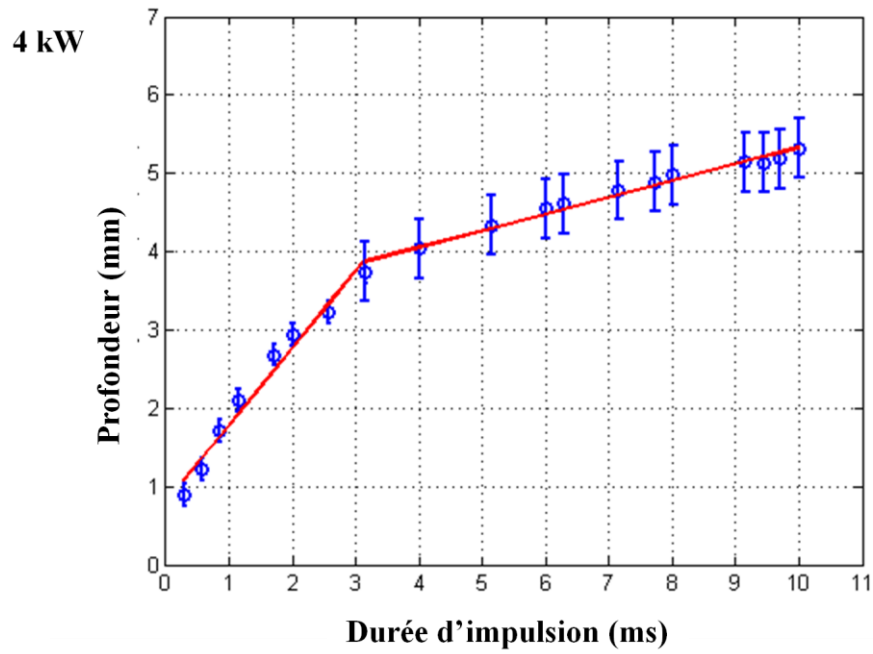


Figure II. 35 : Évolution de la profondeur du capillaire avec le temps, pour $P_c = 4\text{kW}$.

✓ **Puissance laser de 5 kW**

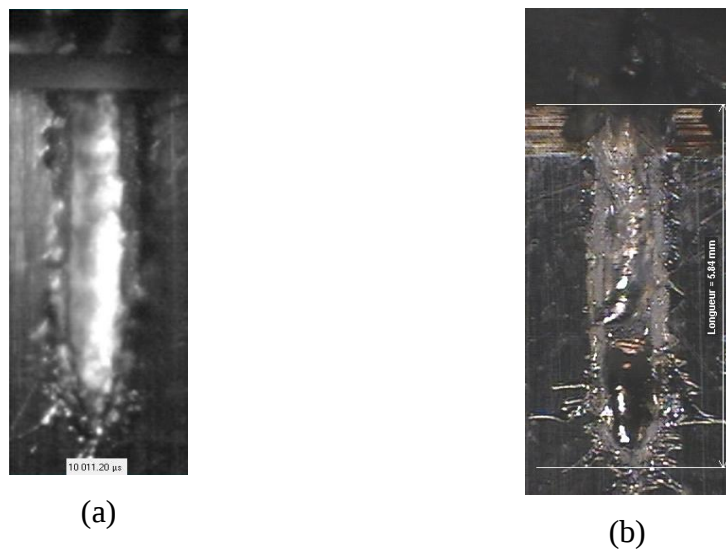


Figure II. 36 : Images du capillaire pour un impact de 10 ms et une puissance laser de 5 kW observées (a) par camera rapide (b) par microscopie.

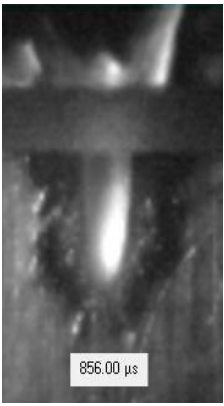
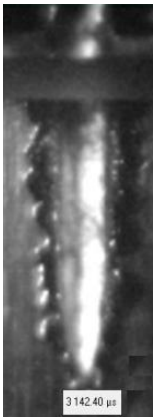
			
Profondeur : 1,9 mm	4,38 mm	5,41 mm	5,77 mm

Figure II. 37 : Images du capillaire en différents instants pendant un impact de durée totale de 10 ms et pour une puissance laser de 5 kW

La figure suivante (II.38) montre l'augmentation rapide de la profondeur du capillaire avant la 3 ms, et moins rapide après 3 ms.

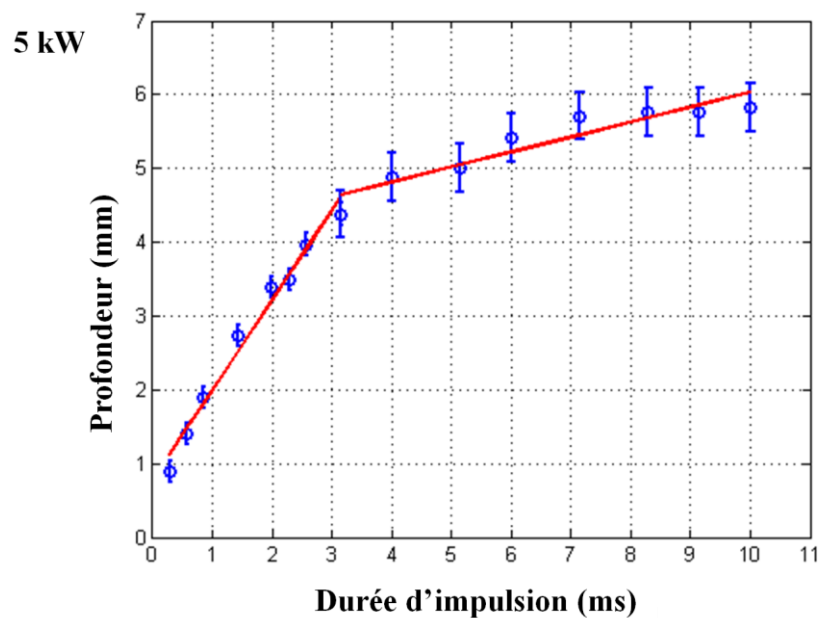


Figure II. 38 : Évolution de la profondeur du capillaire avec le temps, pour $P_c = 5kW$.

II.4.2.4 Analyse des résultats pour les 5 puissances

Nous avons regroupé les valeurs des profondeurs mesurées en fonction du temps pour les 5 puissances étudiées (d1 : 1 kW, d2 : 2 kW, d3 : 3 kW, d4 : 4 kW, d5 : 5 kW). Une interpolation linéaire est donnée pour chaque puissance.

On observe que :

- Les ordonnées à l'origine sont différentes d'une puissance à l'autre. Ceci peut s'expliquer, d'une part, par la difficulté de déterminer expérimentalement le top de départ du perçage, d'autre part, par le fait qu'il est fort probable qu'au début du phénomène de perçage l'évolution ne soit pas linéaire, mais ceci n'a pas pu être décelé lors de nos expériences.
- La vitesse de perçage (la pente de la courbe) augmente avec la puissance.

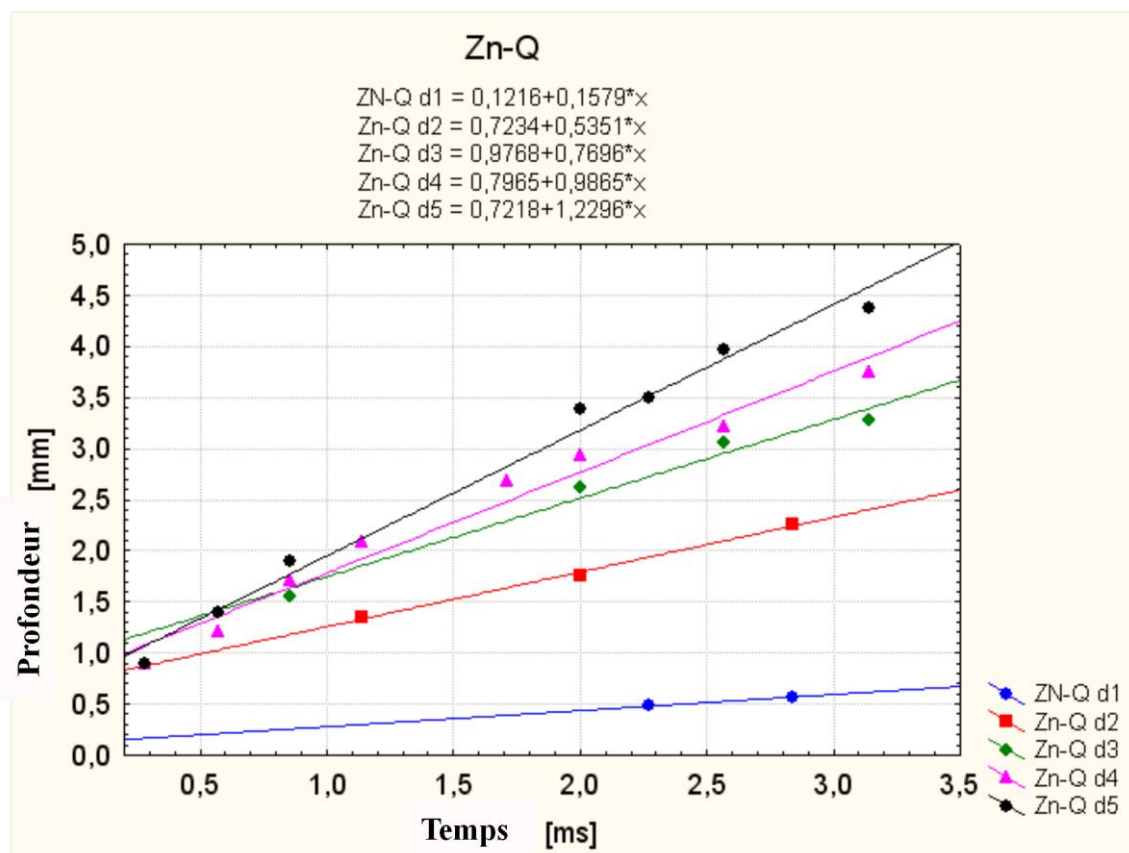


Figure II. 39 : Profondeur en fonction de la puissance pour des temps inférieurs à 3,5 ms.

Nous avons fait le même type de graphique pour les temps supérieurs à 3,5 ms (Figure II.40).

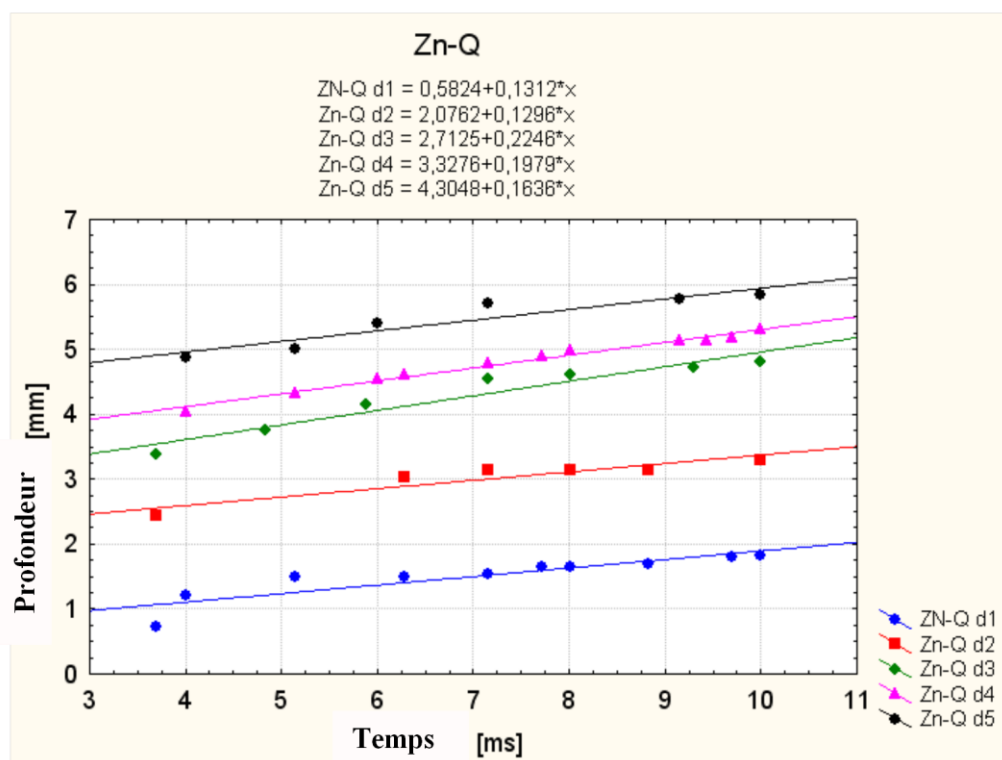


Figure II. 40 : Profondeur en fonction de la puissance pour des temps supérieurs à 3,5 ms.

On ne peut pas déduire ici une forme d'évolution évidente de la vitesse avec la puissance. Aux incertitudes de mesure près, on peut donc dire qu'il semble y avoir peu d'influence de la puissance sur la vitesse de perçage pour des temps supérieurs à 3,5 ms.

II.4.3 Comparaison des résultats obtenus avec les deux méthodes

Nous avons reporté sur la figure II.41 l'évolution de la profondeur en fonction du temps pour les puissances 1 et 5 kW.

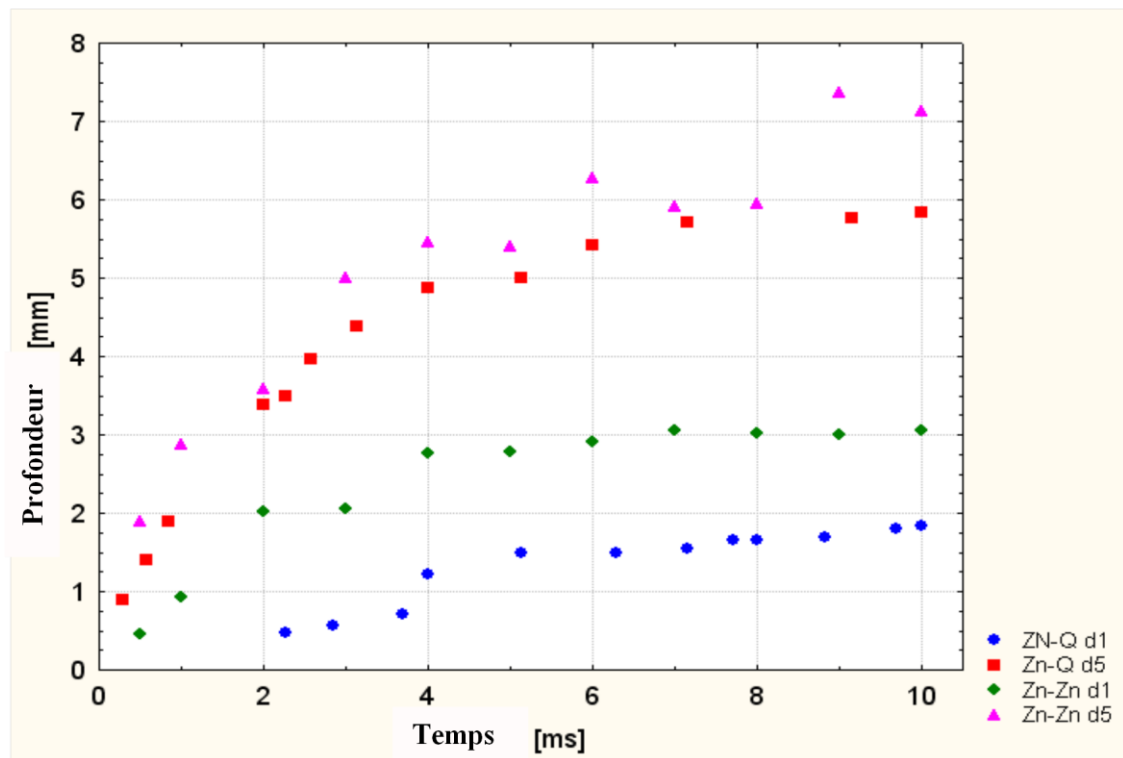
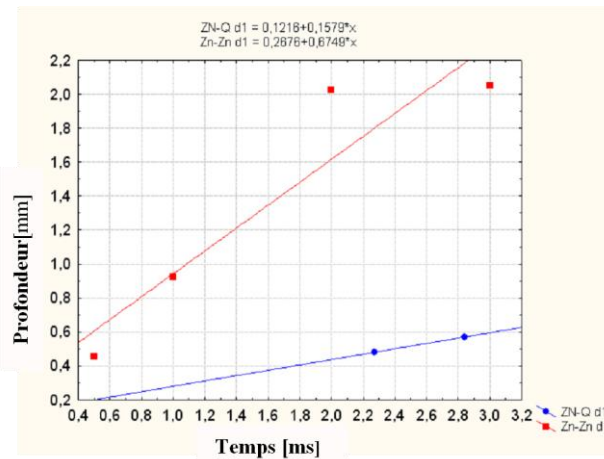


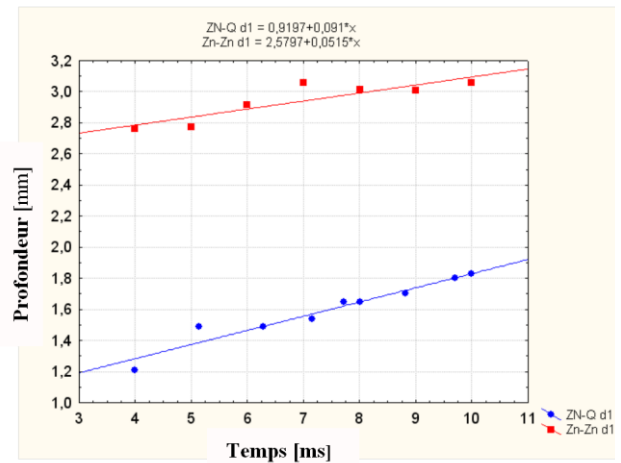
Figure II. 41 : Comparaison de la profondeur pour les puissances de 1 kW et 5 kW et pour les deux montages (Zn-Q : méthode MG, Zn-Zn : méthode DODO).

Il apparaît nettement que la profondeur du capillaire est plus importante dans le cas Zn/Zn que dans le cas Zn/Q, et ceci quelque soit la puissance.

Pour affiner la comparaison, nous avons séparé, pour chaque puissance, les résultats obtenus pour des temps inférieurs à 3,5 ms avec ceux obtenus pour des temps supérieurs à 3,5 ms (Figure II.42).



a)



b)

Figure II. 42 : Comparaison de la profondeur pour 1 kW et pour les deux montages (Zn-Q : méthode Zn-Q , Zn-Zn : méthode DODO) a) pour des temps inférieurs à 3,5 ms, b) pour des temps supérieurs à 3,5 ms

La figure II.42 montre clairement que les profondeurs atteintes sont plus importantes dans le cas Zn/Zn et que la vitesse de perçage diffère beaucoup en fonction du montage. Pour des faibles durées la vitesse de perçage semble plus importante dans le cas Zn/Zn, tandis que pour des durées plus grandes, on observe une tendance inverse.

Les mêmes analyses ont été réalisées pour les puissances de 2 à 5 kW.

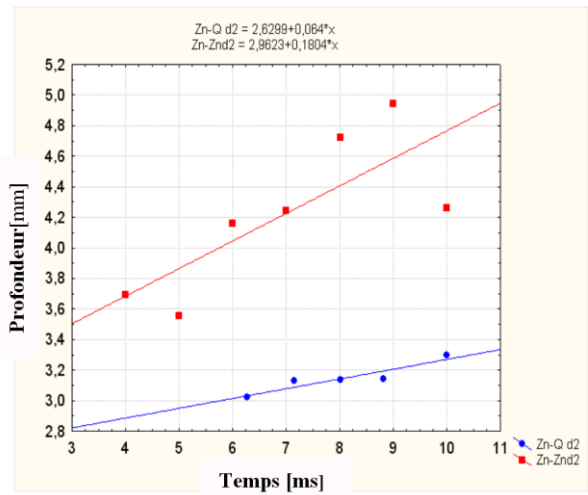
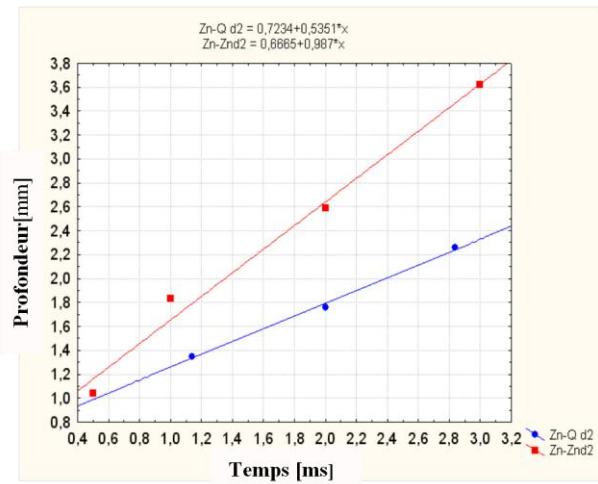


Figure II. 43 : Comparaison de la profondeur pour 2 kW et pour les deux montages

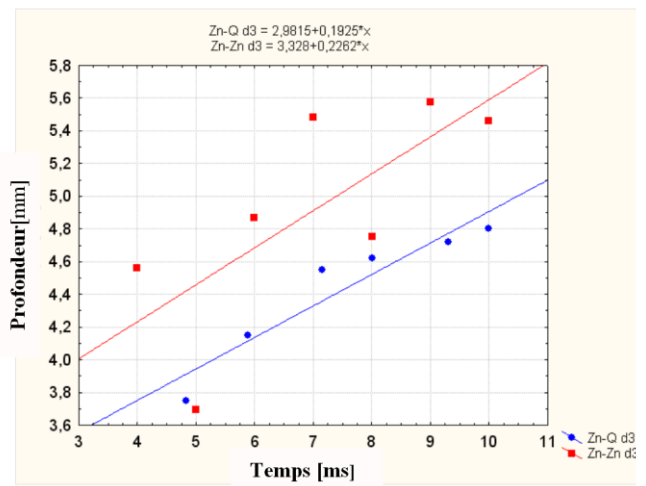
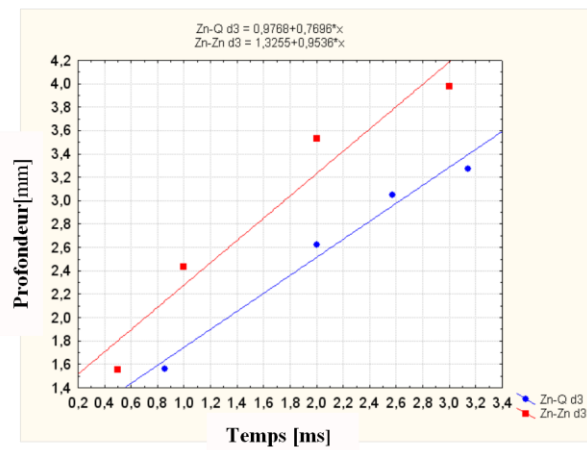


Figure II. 44 : Comparaison de la profondeur pour 3 kW et pour les deux montages

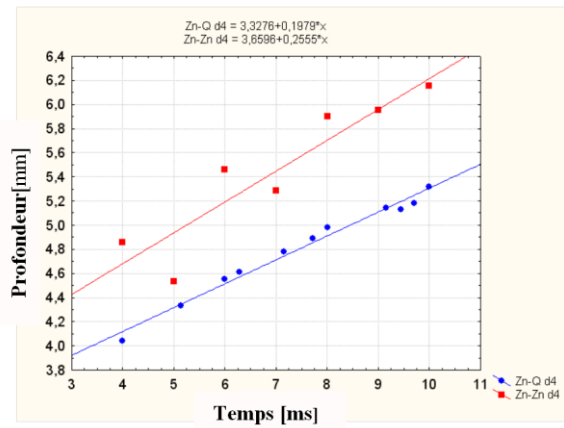
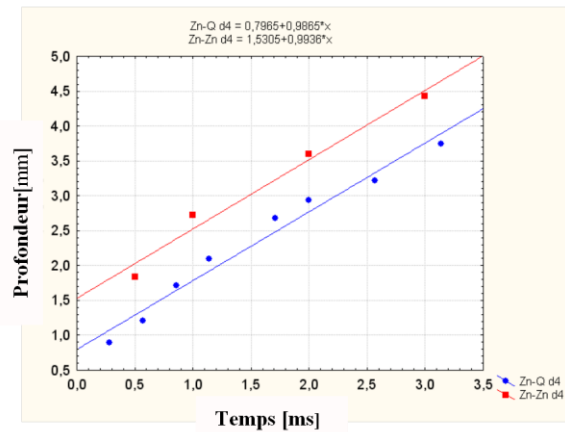


Figure II. 45 : Comparaison de la profondeur pour 4 kW et pour les deux montages

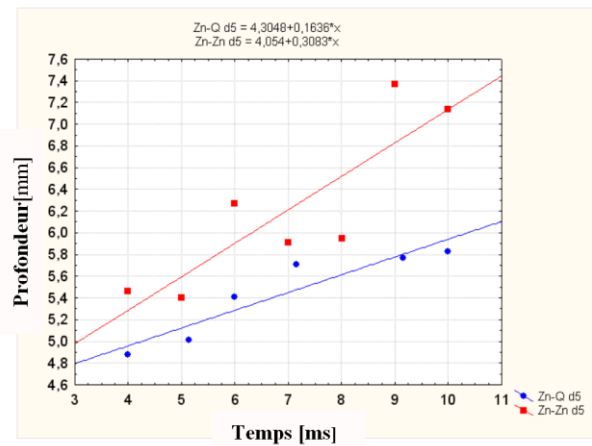
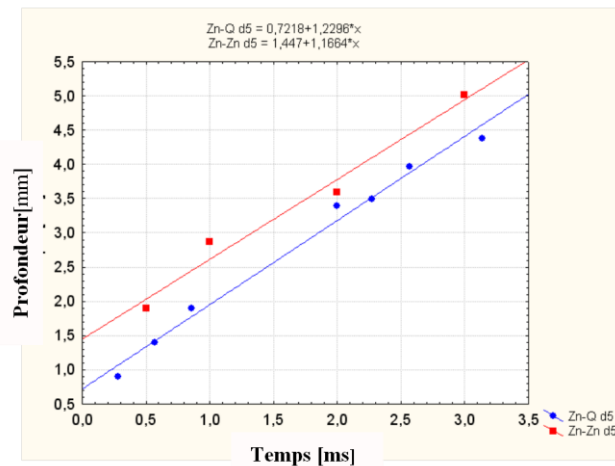


Figure II. 46 : Comparaison de la profondeur pour 5 kW et pour les deux montages

On observe que la profondeur du capillaire est toujours plus grande dans le cas Zn/Zn : ceci peut s'expliquer par l'effet des réflexions multiples. En effet, ce phénomène augmente l'absorption de l'énergie par les parois, qui est donc plus importante dans le cas Zn/Zn que dans le cas Zn/Q, pour lequel ce phénomène ne se produit pas.

Il apparaît que le seuil de variation du mode de perçage est identique, quelque soit le montage utilisé. Ce seuil ne dépend donc pas du phénomène des réflexions multiples qui existe uniquement dans le cas Zn/Zn.

Les évolutions des vitesses de perçage sont présentées sur les figures II.47 et II.48.

L'analyse des courbes montre que, pour des temps inférieurs à 3,5 ms, l'évolution de la vitesse de perçage avec la puissance croît. Dans le cas Zn/Q, cette évolution semble linéaire.

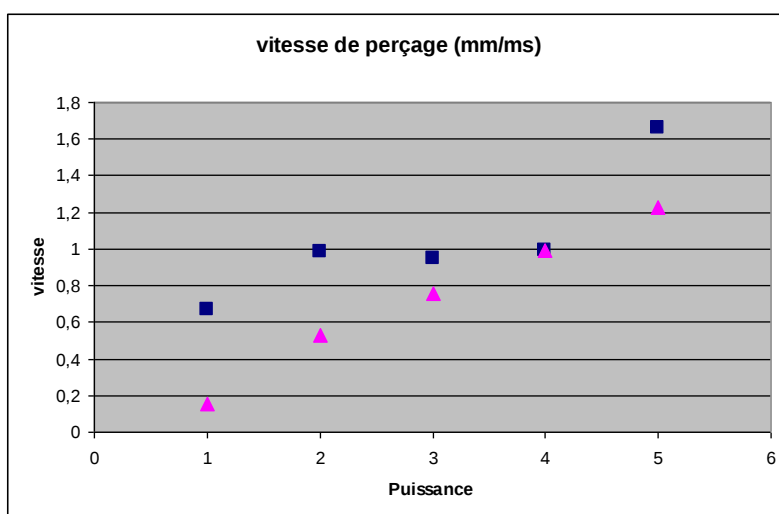


Figure II. 47 : Évolution de la vitesse de perçage pour des temps inférieurs à 3,5 ms
(carrés : montage Zn/Zn, triangles : montage Zn/Q)

On constate que pour des temps supérieurs à 3,5 ms pour le montage Zn/Zn, la vitesse de perçage (Figure II.48) évolue continument avec la puissance, tandis que, pour ces mêmes temps, l'évolution de la vitesse de perçage avec la puissance dans le cas Zn/Q ne semble pas clairement corrélée.

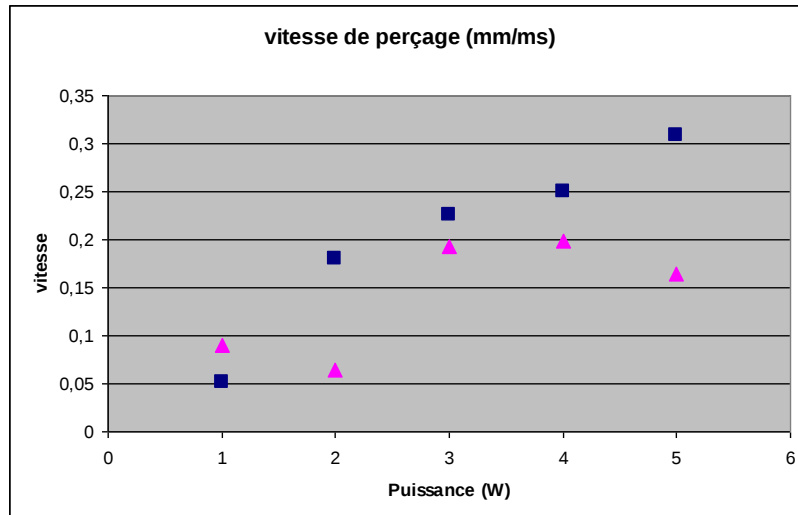
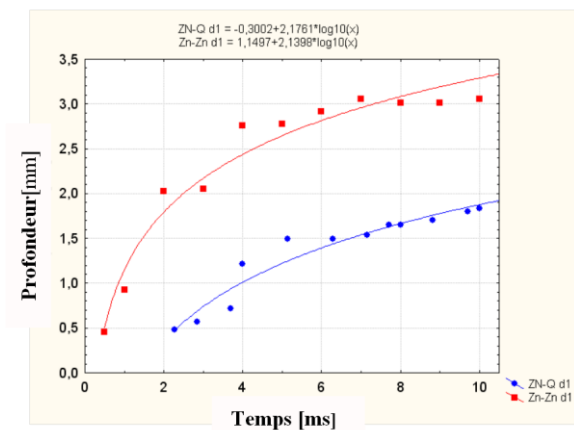
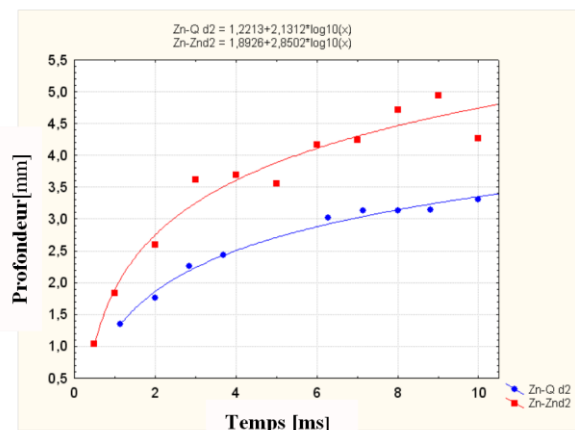


Figure II. 48 : Évolution de la vitesse de perçage pour des temps supérieurs à 3,5 ms
(carrés : montage Zn/Zn, triangles : montage Zn/Q)

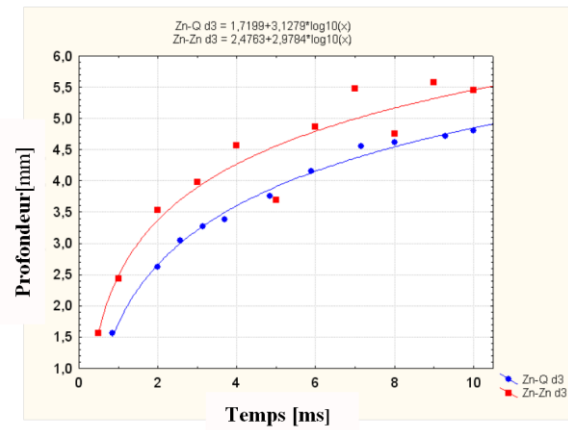
Nous avons testé d'autres formes de lissage des points expérimentaux. Sur les figures suivantes sont représentées les profondeurs en fonction de la puissance pour les 5 puissances étudiées et les deux montages.



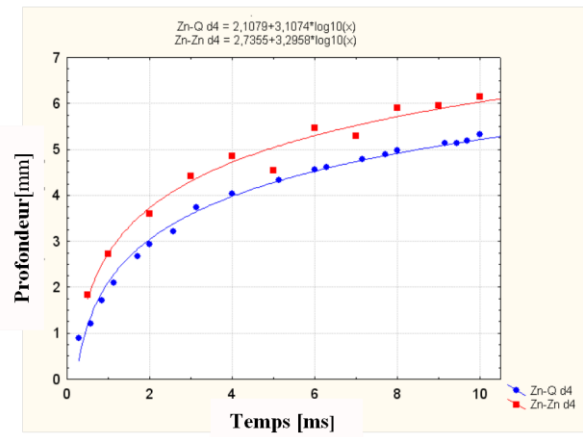
$P_c = 1\text{kW}$



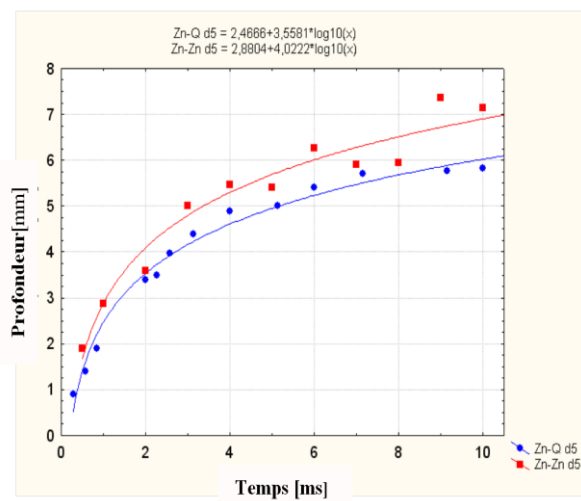
$P_c = 2\text{kW}$



$P_c = 3\text{kW}$



$P_c = 4\text{kW}$



$P_c = 5\text{kW}$

Figure II. 49 : Variation de la profondeur du capillaire en fonction de la durée d'impulsion avec un lissage du type $y = a + b \cdot \log(t)$

Il apparaît que cette représentation logarithmique représente assez bien l'évolution de la profondeur du capillaire. Cependant, nous ne pouvons pas émettre d'interprétation physique de cette loi de variation.

II.5 Conclusion sur l'étude du perçage.

L'évolution de la géométrie du capillaire est obtenue par deux méthodes. Dans le cas de la première méthode (DODO), la pièce est constituée de deux lames de Zinc. Ces deux parties de mêmes dimensions sont assemblées, avant de subir un impact laser. Après le perçage, les deux parties sont séparées, révélant ainsi le capillaire. Cette méthode donne la géométrie du capillaire à la fin de l'impact laser. En effectuant une série d'impacts de durées différentes il est possible de retrouver l'évolution temporelle de la forme du capillaire. La seconde méthode (méthode Zn/Q), basée sur l'observation par caméra rapide, à travers une lame de quartz, du capillaire formé dans une lame de Zinc, donne la possibilité d'observer l'évolution temporelle de la géométrie du capillaire.

Nous avons comparé les évolutions de la profondeur de perçage obtenues pour les deux montages. On observe que la profondeur du capillaire est toujours plus grande dans le cas Zn/Zn que dans le cas Zn/Q : ceci peut s'expliquer par l'effet des réflexions multiples. En effet, ce phénomène augmente l'absorption de l'énergie par les parois, qui est donc plus importante dans le cas Zn/Zn que dans le cas Zn/Q, pour lequel ce phénomène ne se produit pas.

Nous avons observé aussi une modification de la forme du capillaire : celle-ci est conique au début du perçage, s'arrondit avec l'augmentation de la profondeur, puis devient presque cylindrique avec un renflement au centre. Ce renflement est probablement lié à la surpression due au métal vaporisé, dont l'éjection vers le haut du capillaire est difficile : cette vapeur chauffe donc les parois internes du capillaire qui s'élargit.

Il apparaît aussi un seuil de variation de vitesse de perçage identique pour les deux montages. Ce seuil ne dépend pas du phénomène des réflexions multiples qui existe uniquement dans le cas Zn/Zn. On peut supposer, puisque la géométrie du capillaire évolue avec la profondeur, que le dépôt d'énergie ne s'effectue pas de manière identique au cours du perçage, et qu'il y a une localisation prépondérante de l'énergie au fond du capillaire. A début, le métal fondu sort facilement du capillaire, puis avec l'augmentation de la profondeur, le liquide formé au fond du capillaire a plus de difficultés à remonter. Il est donc important de comprendre ces phénomènes, et pour cela de les simuler. C'est pourquoi le Chapitre III est consacré à la simulation du perçage.

Chapitre III Modélisation numérique du perçage

III. 1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre, un modèle numérique est décrit dans le but de mieux comprendre, simuler et quantifier les observations présentées dans le chapitre précédent. Ces observations ont conduit à une idée générale du processus de perçage par laser et aux processus physiques impliqués. Toutefois, dans les expériences, il est généralement difficile de distinguer l'effet réel des différents processus.

Pour la modélisation du processus de perçage, il est nécessaire de déterminer l'énergie déposée en surface. Pour déterminer l'énergie du laser utilisé dans le processus de perçage, il est nécessaire de savoir quelle proportion est absorbée lors de l'interaction. La fraction de l'énergie absorbée du laser dépend de la nature du matériau, de la longueur d'onde du faisceau laser, de l'angle d'incidence, de la polarisation et de la géométrie de l'interface. Pour le perçage en capillaire profond, des réflexions multiples jouent un rôle important, puisque le faisceau va être piégé à l'intérieur du capillaire. Les rayons lumineux se réfléchissent un nombre important de fois à l'intérieur du capillaire, et à chaque réflexion une partie de l'énergie est déposée en surface. Ce processus augmente fortement le rendement de l'interaction, passant d'une absorptivité de 30% pour le zinc à une valeur moyenne proche de 100%. Ce mécanisme de piégeage explique la forte pénétration de l'énergie, mécanisme qui est à la base du soudage profond. L'objectif de la première partie de ce chapitre est de modéliser ce mécanisme d'absorption par réflexions multiples et d'étudier la localisation de cette forte absorption. Expérimentalement, nous avons pu constater que lorsque la durée d'interaction augmente, la profondeur du capillaire tend vers une valeur limite d'où une diminution de la vitesse de perçage. L'énergie transférée au matériau se transforme en chaleur diffusant dans le matériau avec présence de métal liquide et d'un phénomène de vaporisation. Nous allons chercher à quantifier l'importance de la matière vaporisée, l'énergie transférée à la vapeur, l'effet de la pression de recul due à l'éjection de vapeur et l'importance des mouvements liquides résultant de cette pression de recul. L'objectif est finalement de modéliser l'ensemble du processus de perçage, c'est-à-dire en mode statique (sans déplacement du laser).

Les simulations sont appliquées aux deux configurations précédentes, la jonction Zinc-Zinc et Zinc-Quartz.

III.2 MODELISATION DU DEPOT D'ENERGIE PAR REFLEXIONS DE FRESNEL

III.2.1 Réflexions de Fresnel

La portion d'énergie laser absorbée par le matériau augmente fortement lorsqu'il y a formation d'un capillaire suite aux réflexions multiples du faisceau à l'intérieur de celui-ci. Lors d'une simple absorption, l'énergie transférée au matériau dépend simplement du coefficient d'absorption et de l'angle d'incidence. Dans le cas de réflexions multiples, l'étude du processus est plus complexe. Les rayons transfèrent de l'énergie lors de chaque réflexion, ce qui augmente fortement le rendement de l'interaction. La plupart des rayons se propagent vers le fond du capillaire, ce qui augmente la pénétration du faisceau.

Le principe de la méthode de lancer de rayon est de discrétiser le faisceau en un ensemble de rayons. Chaque rayon subit un certain nombre de réflexions à l'intérieur du capillaire. A chaque réflexion une partie de l'énergie est transférée au matériau. On étudie le trajet de chaque rayon et comptabilise l'énergie déposée (figure III.1).

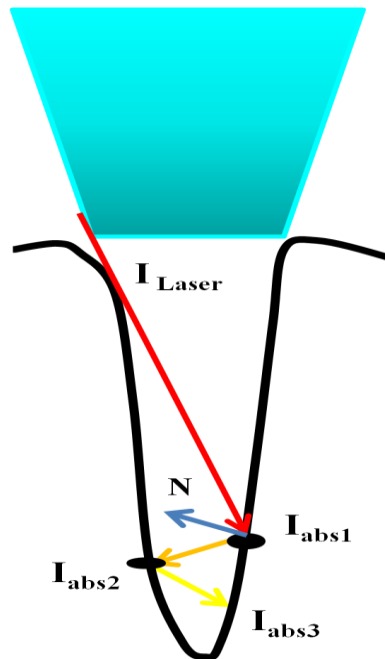


Figure III. 1 : Schéma de la méthodologie de l'effet des réflexion multiples sur le capillaire.

Dans le précédent chapitre, nous avons étudié deux configurations : Zn-Zn et Zn-Quartz. Au début de la pénétration, le profil est de forme conique (Figure III.2). Puis, nous avons observé que ce profil évolue vers une géométrie plus profonde et plus arrondie. Ce profil peut être approximé par une parabole, une ellipse, une loi en puissance, Une question est de savoir si le dépôt d'énergie est sensible à la loi d'approximation choisie.

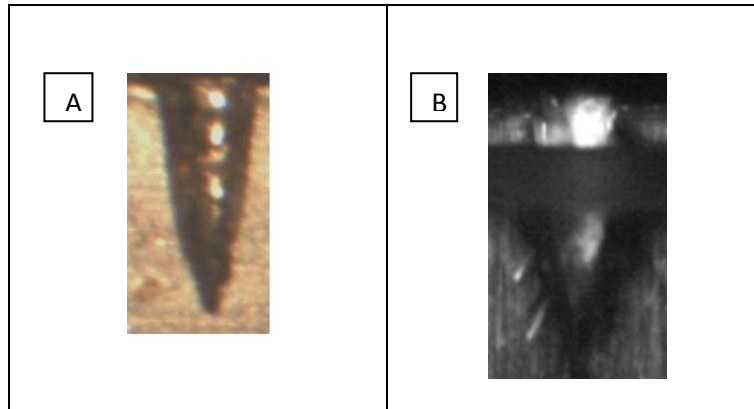


Figure III. 2 : Profil initial du capillaire formé par perçage ($P= 3kW$, $D= 0,45\text{ mm}$)

Dans le cas de la jonction Zinc-Quartz, le mécanisme de dépôt d'énergie est plus simple. Le facteur de réflexion d'une interface vapeur-quartz peut-être supposé faible (pour un indice réel du Quartz de $n= 1,459$, la réflectivité du Quartz est de l'ordre de $\chi= 0,03$). Ainsi, après une réflexion du faisceau à la surface du capillaire, celui-ci continuera sa course dans le quartz. Pour modéliser l'absorption du faisceau par le zinc, il suffit de tenir compte uniquement de la première absorption (Figure III.3).

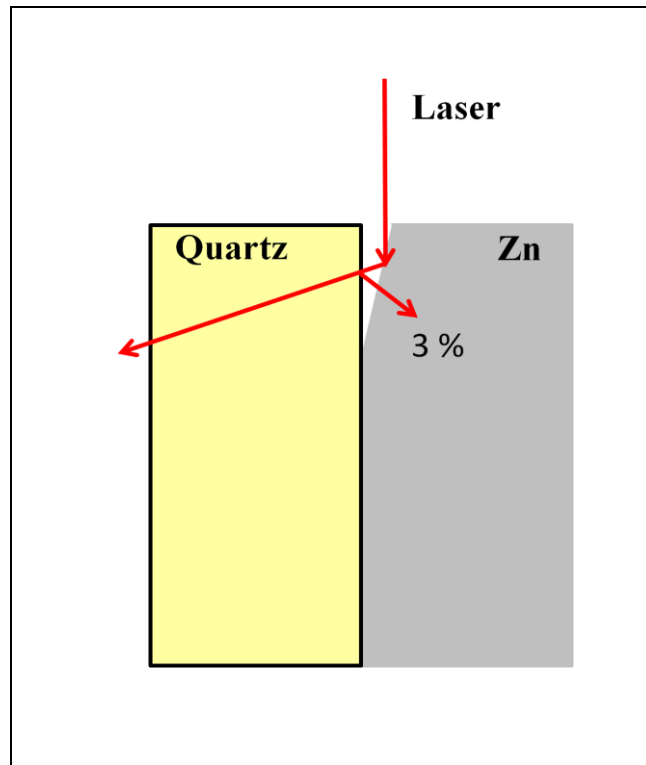


Figure III. 3 : Schéma de l'interaction en présence de quartz.

III.2.2 Loi d'absorption de Fresnel

L'absorptivité d'un matériau dépend de l'angle d'incidence. Alors qu'à l'incidence normale, l'absorption du rayonnement ne dépend pas de la polarisation, pour un angle d'incidence oblique, l'absorptivité dépend aussi de la polarisation de la lumière. L'absorptivité peut être calculée en fonction de l'angle d'incidence θ pour un rayonnement polarisé :

composantes parallèle ($\parallel$) ou perpendiculaire ($\perp$) [Prokhorov ,1990].

L'intensité absorbée peut être calculée par l'équation suivante:

$$I_{\text{abs}} = I(x, z) \alpha_{\text{Fresnel}} \quad (\text{III.1})$$

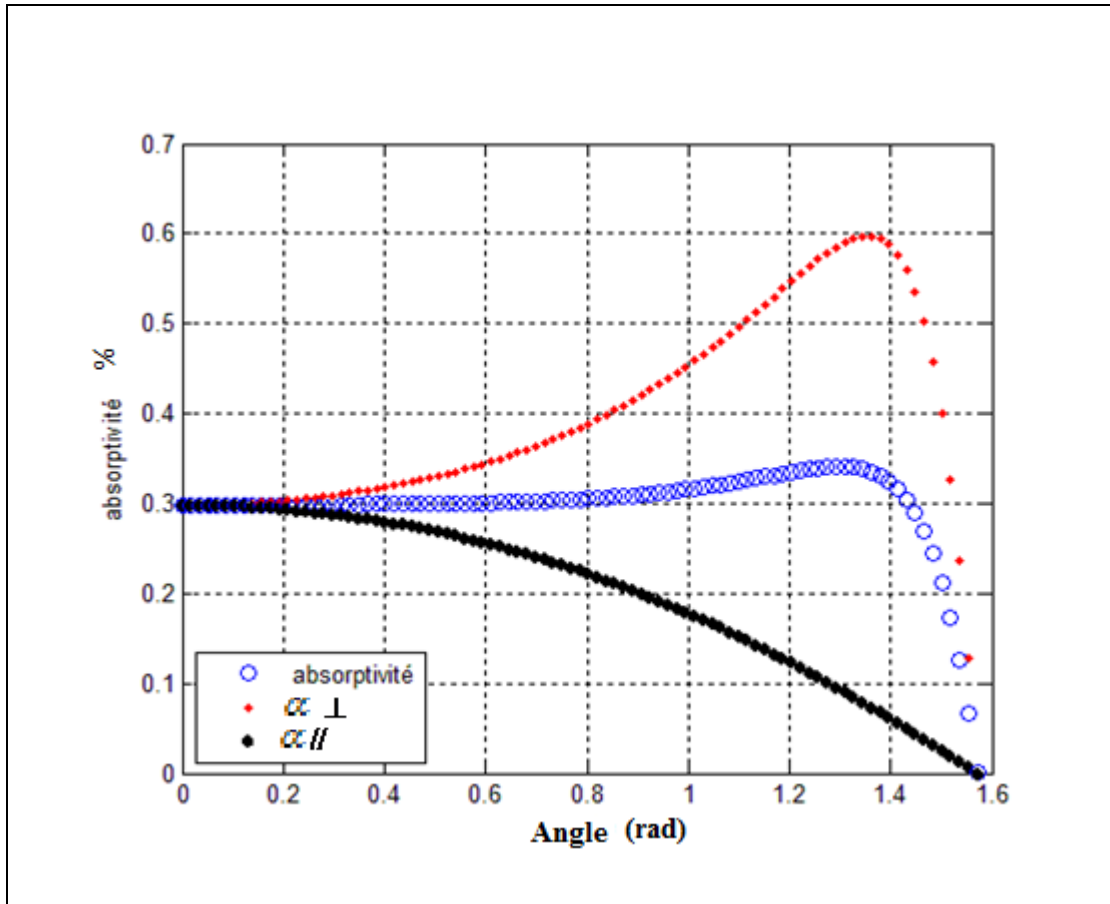


Figure III. 4 Absorptivité du zinc d'après la loi de Fresnel en fonction de l'angle d'incidence.

Si on considère que le faisceau se propage dans l'air (indice $n=1$) et se réfléchit sur un métal, le coefficient d'absorption est calculé à partir de la loi Fresnel par l'équation (III.2). Cependant dans le cas d'un faisceau laser non polarisé et en incidence normale sur la surface métallique, nous pouvons considérer que les rayons sont une superposition de tous les états de polarisation (Figure III.4) (les courbes rouge et noir représentent respectivement la composante perpendiculaire et parallèle). Dans ce cas, le coefficient d'absorption est la somme de deux termes correspondant aux deux polarisations (équations III.3 et III.4) :

$$\alpha_{\text{Fresnel}} = \frac{\alpha_{\perp} + \alpha_{\parallel}}{2} \quad (\text{III.2})$$

où,

$$\alpha_{\perp} = 1 - \frac{(n^2 + \chi^2) \cos^2 \theta_i - 2n \cos \theta_i + 1}{(n^2 + \chi^2) \cos^2 \theta_i + 2n \cos \theta_i + 1} \quad (\text{III.3})$$

$$\alpha_{//} = 1 - \frac{(n^2 + \chi^2) - 2n \cos \theta_i + \cos^2 \theta_i}{(n^2 + \chi^2) + 2n \cos \theta_i + \cos^2 \theta_i} \quad (\text{III.4})$$

θ est l'angle d'incidence du rayon

n est l'indice réel (caractérise la réfraction de l'onde dans le second matériau).

χ est l'indice d'extinction (caractérise l'absorption de l'onde dans le second matériau).

Dans le cas du zinc, nous avons trouvé dans la littérature [Lanham, 1964], pour la longueur d'onde de 1,06 μm , $n = 1,98$ et $\chi = 4,2$. Ces valeurs ont été déterminées par la mesure de la réflectivité de Zinc solide à température ambiante. Il est connu que les indices optiques des métaux varient avec la température [Mattei, 1984]. En effet, pour un métal pur, les parties réelles et imaginaire dépendant de la fréquence de relaxation des électrons de conduction, qui, d'après le modèle de DEBYE, augmente lorsque la température augmente. Par ailleurs le faisceau laser impacte la couche de Zinc liquide présente sur les parois du capillaire. De plus, nous n'avons pas trouvé de mesures des propriétés optiques du Zinc liquide dans la littérature. Les valeurs d'indice prises pour les calculs sont donc à considérer avec précaution.

On peut constater sur la courbe III.4 que jusqu'à un angle d'incidence de 1 radian (50°), l'absorption du zinc est de l'ordre de 30%.

III.2.3 Calcul analytique dans le cas d'un capillaire conique

Dans le cas d'un capillaire conique, on peut étudier géométriquement les différents cas de réflexions multiples en utilisant la loi de Descartes pour la réflexion et en calculant la déviation du rayon après chaque réflexion.

Par exemple, si on considère un cône de demi-angle au sommet α sur lequel un rayon arrive avec une direction parallèle à l'axe du cône :

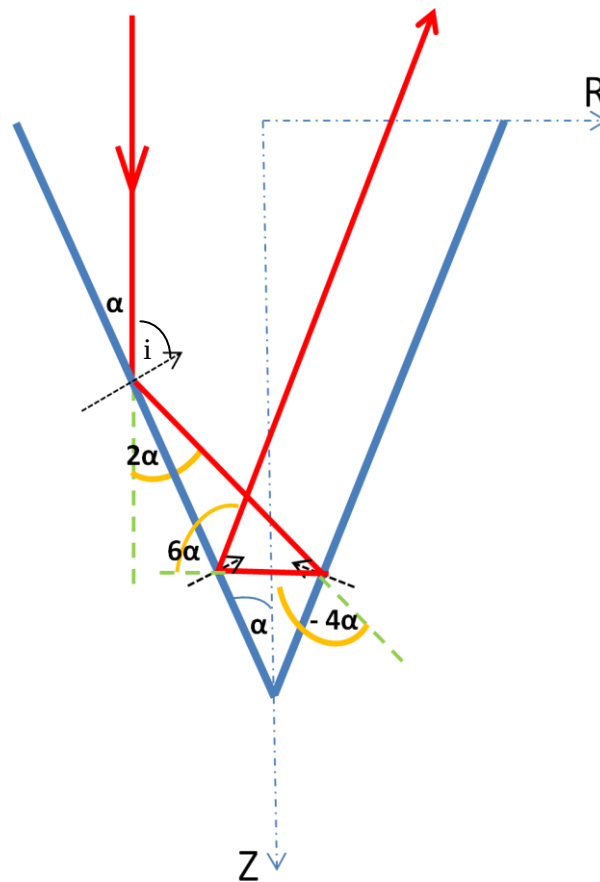


Figure III.5 : Trajectoire d'un rayon dans un capillaire conique de demi-angle (α).

On calcule l'angle d'incidence : $i = 90^\circ - \alpha$

La déviation du rayon après réflexion sera : $D_1 = 2 \alpha$

On itère cette opération pour calculer la déviation lors de chaque réflexion et la somme de ces déviations par rapport au rayon initial (Figure III.5) :

- après 1 réflexion, la déviation du rayon est $D_1 = 2 \alpha$

- après 2 réflexions, la déviation totale du rayon est $D_1 + D_2 = -4\alpha$

- après 3 réflexions, la déviation totale du rayon est $D_1 + D_2 + D_3 = 6\alpha$

Or pour qu'un rayon sorte du capillaire conique de demi-angle α , il faut que la déviation totale soit comprise entre $180^\circ - \alpha$ et $180^\circ + \alpha$

Ainsi le nombre de réflexions dans un capillaire conique dépend du demi-angle du cône et vérifie le critère :

Si $\alpha < \frac{180^\circ}{3} = 60^\circ$, il y a 1 réflexion (absorption simple)

Si $\frac{180^\circ}{3} < \alpha < \frac{180^\circ}{5} = 36^\circ$, il y a 2 réflexions dans le capillaire

Si $\frac{180^\circ}{5} < \alpha < \frac{180^\circ}{7} \approx 25,7^\circ$, il y a 3 réflexions dans le capillaire

si $\frac{180^\circ}{7} < \alpha < \frac{180^\circ}{9} = 20^\circ$, il y a 4 réflexions dans le capillaire ...

On constate donc que, plus le capillaire est étroit plus le nombre de réflexions est important. Cette étude géométrique a aussi permis de valider la simulation numérique (présentée par la suite) sous Matlab des réflexions multiples dans le cas le plus simple.

III.2.4 Algorithme de simulation

Une simulation du dépôt d'énergie par réflexions multiples a été programmée à l'aide du logiciel Matlab en suivant l'algorithme ci-après :

Algorithme de la méthode de lancer de rayon utilisée

1 - Définition de la surface (2D axisymétrique)

- Définition analytique de la surface (Rayon du capillaire R_{surf} , profondeur h_{max})
- Discrétisation en segments

2 - Définition du faisceau

- Faisceau gaussien : relation densité surfacique
- Discrétisation en rayon sur une zone $[-R_{\text{faisceau}}, R_{\text{faisceau}}]$
- Paramètres initiaux du rayon : position initiale, vecteur unitaire de direction, énergie associée au rayon

3 - Pour chaque rayon :

Tant que le rayon n'est pas sorti du capillaire :

- Intersection rayon avec la surface
- Test de présence dans le capillaire
- Calcul de l'angle d'incidence, vecteur normal et tangentiel
- Détermination du vecteur direction du rayon réfléchi
- Calcul de la puissance absorbée par le segment de surface
- Calcul de la puissance réfléchie

4 – Bilan total

- Calcul de la puissance surfacique absorbé par chaque segment
- Calcul de la puissance totale absorbée par le capillaire, puissance perdue et vérification de la conservation de puissance
- Représentation graphique

Discrétisation de la surface du capillaire

Différentes géométries de capillaire peuvent être étudiées. Dans cette étude nous avons défini uniquement la géométrie du capillaire par une relation analytique $z = z(r)$ et dans le cas d'une symétrie axiale : un cône, un paraboloïde ou un ellipsoïde de révolution. Ces géométries sont définies par deux paramètres : le rayon du capillaire R_{surf} , et la profondeur h_{max} . Ces deux grandeurs sont déterminées à partir du profil expérimental (observation directe du capillaire par imagerie ou hypothèse à partir de la coupe métallographique). D'après le caractère axisymétrique, les points sont déterminés par les coordonnées (r, z) . La coordonnées z varie de 0 à h_{max} . La coordonnée r devrait varier de 0 à R_{surf} . Cependant pour des raisons pratiques liées aux réflexions multiples, le profil du capillaire et la discrétisation des rayons du faisceau laser sont définis pour r variant dans l'intervalle $[-R_{\text{surf}}, R_{\text{surf}}]$. Mais il est nécessaire dans ce cas de ne pas compter deux fois la même contribution (pour le calcul de la puissance surfacique, on considère que la coordonnée angulaire varie de 0 à π).

Discrétisation du faisceau laser

Le principe de la méthode de lancer de rayon est de discrétiser le faisceau laser en rayons, auxquels on associe une puissance dépendant du nombre de rayons et de la loi de répartition énergétique du faisceau laser. Ces rayons vont se propager dans le capillaire, puis arrivant sur la surface, une partie de l'énergie est absorbée et le complémentaire est réfléchi vers d'autres points de la surface. On considère la réflexion comme régulière suivant les lois de Descartes. Pour comptabiliser l'énergie absorbée en chaque "point" provenant de la réflexion multiple de différents rayons, nous avons discrétisé la surface en segments. On comptabilise la puissance totale arrivant sur chaque segment et on peut ainsi calculer la puissance surfacique absorbée à partir du calcul de la surface de chaque segment.

Nous avons choisi une discrétisation de la surface basée sur un maillage régulier suivant la coordonnée r . La valeur en z est déterminée à l'aide de la relation analytique $z(r)$. On fait varier r sur l'intervalle $[-R_{\text{surf}}, R_{\text{surf}}]$ avec un pas dr_s . Ainsi, chaque maille centrée en r_i correspond à un segment $[r_i - dr_s/2, r_i + dr_s/2]$.

Le faisceau laser incident est supposé gaussien de puissance totale P_L et de rayon R_{Las}

La densité surfacique de puissance (ou irradiance en W/m^2) est définie par :

$$\varphi(r) = \frac{2 P_L}{\pi R_{Las}^2} \exp\left(\frac{-2 r^2}{R_{Las}^2}\right) \quad (\text{III.5})$$

R_{Las} est défini à $\frac{1}{e^2} = 13,5 \%$ de la densité surfacique maximale (avec $\varphi_{max} = \frac{2 P_L}{\pi R_{Las}^2}$).

On vérifie que la puissance émise dans un cylindre de rayon R_{Las} est :

$$\int_0^{R_L} \varphi(r) 2\pi r dr = \int_0^{R_L} \frac{2 P_L}{\pi R_{Las}^2} \exp\left(\frac{-2 r^2}{R_{Las}^2}\right) 2\pi r dr = \left(1 - \frac{1}{e^2}\right) P_L$$

correspondant à 86,5 % de la puissance

Le faisceau est discrétisé en un nombre important de rayons auxquels on associe une puissance en suivant un maillage régulier suivant la coordonnée r . On fait varier r sur l'intervalle $[-R_{\text{faisc}}, R_{\text{faisc}}]$ où $R_{\text{faisc}} = 0,95 \cdot R_{\text{surf}}$ est choisi légèrement inférieur à R_{surf} et dr_L est le pas.

Un rayon est défini par une position initiale notée $\vec{u}_0(u_{0r}, u_{0z})$ et une direction de propagation correspondant au vecteur unitaire $\vec{v}_0(v_{0r}, v_{0z})$. Initialement le rayon est au-dessus du capillaire ($z > 0$) et dans nos calculs nous avons considéré que le faisceau est constitué de rayons parallèles (zone de Rayleigh, ce qui n'est pas toujours vrai) c'est-à-dire $\vec{v}_0(0, -1)$.

Au niveau de la puissance, un rayon optique correspond à l'ensemble des rayons équidistants de l'axe de symétrie, c'est-à-dire un anneau (tronc de cône ou de paraboloïde) de rayon r et d'épaisseur radiale dr_L .

La puissance émise dans un anneau de rayon r et de largeur dr est :

$$P_{(r)} = \varphi(r) 2\pi r dr \quad (W)$$

Mais le maillage variant de $-R_{\text{faisc}}$ à R_{faisc} , la puissance associée à un rayon correspond à celle d'un demi-anneau :

$$P_{(r)} = \varphi(r) \pi r dr = \frac{2 P_L}{R_{Las}^2} \exp\left(\frac{-2 r^2}{R_{Las}^2}\right) r dr \quad (III.6)$$

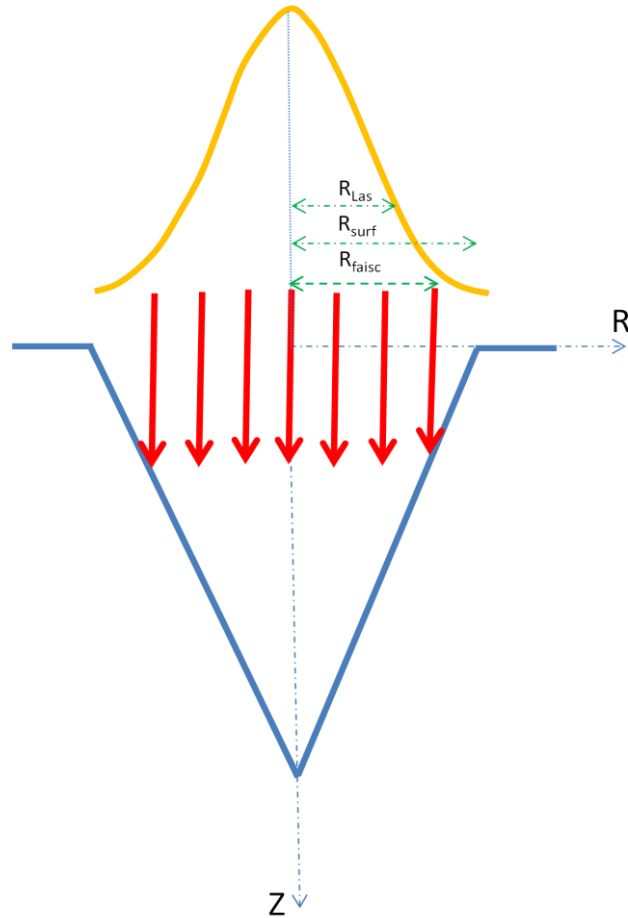


Figure III.6 : Discretisation du faisceau laser.

Intersection du rayon avec la surface

1 – Cas d'un cône de révolution

Dans le cas d'un capillaire conique, la discrétisation est constituée de deux segments $[-R_{\text{surf}}, 0]$ et $[0, R_{\text{surf}}]$.

La méthode utilisée pour rechercher l'intersection du rayon avec la surface consiste à rechercher l'intersection du rayon avec les deux segments. On cherche l'intersection de la droite définie par le vecteur position $\vec{u}_0$ et le vecteur $\vec{v}_0$ avec le segment noté $[P_1, P_2]$.

- Un point de la droite $(\vec{u}_0, \vec{v}_0)$ est paramétré par l'équation : $\vec{u}_0 + t \vec{v}_0$, avec $t > 0$
- Un point du segment $[P_1, P_2]$ est paramétré par l'équation : $\mu P_1 + (1-\mu) P_2$, avec $0 \leq \mu \leq 1$

L'intersection correspond à la solution en (t, μ) de l'équation : $\vec{u}_0 + t \vec{v}_0 = \mu P_1 + (1-\mu) P_2$

On cherche ainsi l'intersection avec les deux segments du modèle de capillaire vérifiant les conditions $t > 0$ (si $t=0$ correspond au point de départ et $t < 0$ à un mauvais sens de propagation) et $0 \leq \mu \leq 1$ (intérieur du segment). Dans l'hypothèse de deux solutions possibles, on choisit le plus petit t positif et non nul

Cette méthode peut s'appliquer à toute géométrie, puisqu'il suffit de décomposer le profil en segment. En particulier, elle aurait pu être utilisée sur un profil issu d'un maillage obtenu à l'aide du logiciel COMSOL.

2 – Cas d'une paraboloïde de révolution

Dans ce cas, le capillaire peut-être décrit analytiquement par l'équation d'une parabole. Si on note $\vec{u}_1(u_{1r}, u_{1z})$ le point d'intersection de la droite $(\vec{u}_0, \vec{v}_0)$ avec la parabole, on a le système :

$$\begin{cases} u_{1r} = u_{0r} + t v_{0r} \\ u_{1z} = u_{0z} + t v_{0z} \\ u_{1z} = h_{\text{max}} \left(\left(\frac{u_{1r}}{R_{\text{Las}}} \right)^2 - 1 \right) \end{cases} \quad (\text{III.7})$$

On a ainsi à résoudre une équation du second degré en t qui peut donner 1 ou 2 solutions. Il faut ajouter certaines conditions :

- sens de propagation positif $t > 0$
- après une réflexion le rayon provient de la surface, donc correspond à la solution $t = 0$

- le capillaire est défini entre $z = 0$ et $z = -h_{\max}$, donc une solution ne vérifiant pas cette condition correspond à un rayon sortant du capillaire. Donc si c'est la seule solution non nulle, ce sera une condition d'arrêt des réflexions multiples.

3 – Cas d'un ellipsoïde de révolution

Dans ce cas, on peut suivre un raisonnement similaire au précédent. Si on note $\mathbf{u}_1 (u_{1r}, u_{1z})$ le point d'intersection de la droite $(\vec{u}_0, \vec{v}_0)$ avec l'ellipsoïde, on a le système :

$$\begin{cases} u_{1r} = u_{0r} + t v_{0r} \\ u_{1z} = u_{0z} + t v_{0z} \\ \left(\frac{u_{1r}}{R_{las}}\right)^2 + \left(\frac{u_{1z}}{h_{max}}\right)^2 = 1 \end{cases} \quad (\text{III.8})$$

On a alors à résoudre une équation du second degré en t . Il faut ajouter certaines conditions :

- sens de propagation positif $t > 0$
- le capillaire est défini entre $z = 0$ et $z = -h_{\max}$.

Réflexion : puissance absorbée et caractéristiques du faisceau réfléchi

Partant du faisceau initial, on cherche l'intersection du rayon avec la surface. Si le point obtenu se trouve à l'intérieur du capillaire, une partie de son énergie est absorbée et le complémentaire est réfléchi suivant les lois de Descartes. Le point d'intersection devient le nouveau point de départ du rayon réfléchi faisant l'objet d'une nouvelle itération. En pratique nous n'avons jamais observé de rayon piégé un nombre infini de fois, mais cela provient des géométries de capillaire utilisées.

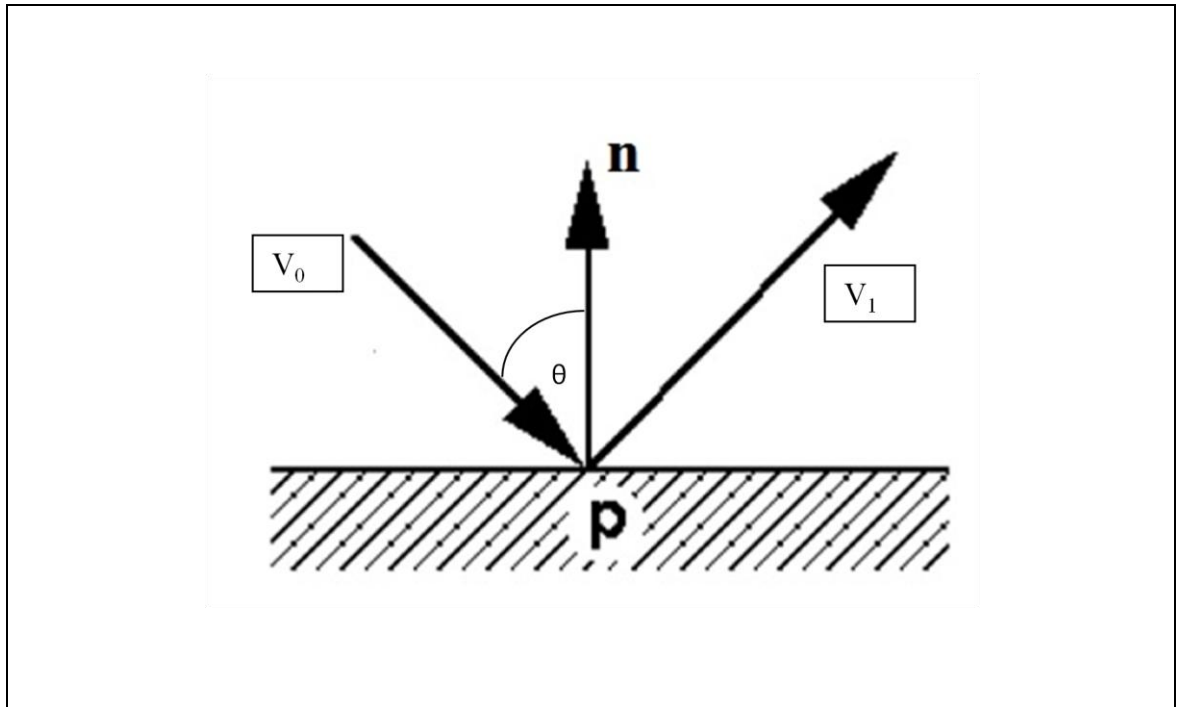


Figure III.7 : Réflexion des rayons incidents

- Caractéristiques du rayon réfléchi

Pour déterminer l'angle d'incidence et la direction de réflexion, il faut définir le vecteur normal et le vecteur tangentiel à la surface (si la symétrie n'est pas de révolution, il y a besoin des deux vecteurs tangentiels).

Dans le cas d'une équation généralisée $g(r,z) = 0$ de la forme du capillaire, le vecteur normal est défini par l'équation de la différentielle :

$$dg = \frac{\partial g}{\partial r} dr + \frac{\partial g}{\partial z} dz = 0$$

Le vecteur normal est $\vec{n} = \left(\frac{\partial g}{\partial r}, \frac{\partial g}{\partial z} \right)$

Donc, pour une relation analytique de la forme $z = f(r)$, on a $\vec{n} = \left(\frac{\partial f}{\partial r}, -1 \right)$

Le vecteur tangent est perpendiculaire $\vec{t} = \left(1, \frac{\partial f}{\partial r} \right)$

Les vecteurs sont choisis comme unitaire, en divisant par la norme.

Si on note $\mathbf{v}_1 (v_{1r}, v_{1z})$ le vecteur direction réfléchi, on a certaines propriétés résultant de la loi de Descartes sur la réflexion et de l'utilisation de vecteurs unitaires :

- l'angle d'incidence est défini à partir du produit scalaire : $\cos(\theta) = |\vec{v}_0 \cdot \vec{n}|$

- loi de la réflexion induit les produits scalaires suivants :
$$\begin{cases} \vec{v}_0 \cdot \vec{n} = \vec{v}_1 \cdot \vec{n} \\ \vec{v}_0 \cdot \vec{t} = \vec{v}_1 \cdot \vec{t} \end{cases}$$

On peut en déduire une propriété,

$$\vec{v}_0 + \vec{v}_1 = ((\vec{v}_0 + \vec{v}_1) \cdot \vec{n}) \cdot \vec{n} + ((\vec{v}_0 + \vec{v}_1) \cdot \vec{t}) \cdot \vec{t} = (2 \vec{v}_0 \cdot \vec{t}) \cdot \vec{t}$$

Le vecteur réfléchi vérifie la relation :

$$\vec{v}_1 = 2 (\vec{v}_0 \cdot \vec{t}) \cdot \vec{t} - \vec{v}_0 \quad (\text{III.9})$$

- **Puissance absorbée**

La puissance absorbée P_1 lors de la réflexion dépend de la puissance incidente P_0 et du coefficient d'absorption $\alpha(\theta)$,

$$P_{\text{abs}} = \alpha(\theta) P_0$$

La puissance réfléchie est alors, $P_1 = (1 - \alpha) P_0$ (III.10)

Ainsi pour chaque réflexion, on peut calculer la position de point d'impact. La surface du capillaire étant discrétisée sous forme de segments, on détermine le numéro du segment où arrive le rayon. On calcule le coefficient d'absorption à partir de l'angle d'incidence ainsi que la puissance absorbée. Un tableau des puissances absorbées est associé à chaque segment. On incrémente ce tableau de la valeur de la puissance absorbée (on ajoute cette valeur à l'élément du tableau correspondant au numéro du segment). Le complémentaire de la puissance absorbée est associé au nouveau rayon réfléchi.

- **Dépôt de puissance le long de l'interface du capillaire**

Pour chaque rayon, on calcule la puissance déposée sur les différents segments lors des réflexions multiples. Lorsque le rayon sort du capillaire, on stocke cette puissance dans une variable appelée puissance non piégée.

On obtient ainsi à la fin, la puissance absorbée sur chaque segment et la puissance non piégée dans le capillaire. On peut vérifier la conservation de l'énergie.

Puis pour chaque surface élémentaire, c'est-à-dire un demi-tronc de cône, on peut en déduire la densité de puissance absorbée comme le rapport de la puissance sur l'aire de l'élément de surface.

III.2.5 Résultats

III.2.5.1 Comparaison de trois géométries de capillaire

Dans cette partie, nous utilisons la procédure de simulation des réflexions multiples présentée précédemment. Trois géométries ont été programmées sous Matlab : conique, parabolique et elliptique. Nous avons utilisé les caractéristiques des capillaires observés expérimentalement par caméra rapide. A partir de ces géométries expérimentales, nous avons caractérisé dans le chapitre II, leur évolution temporelle à l'aide de deux paramètres : la profondeur h et le rayon R du capillaire (tableau III.1). Utilisant ces caractéristiques temporelles $h(t)$ et $R(t)$, nous avons simulé les réflexions multiples pour différentes profondeurs, c'est-à-dire différents instants. Le tableau III.1 présente les résultats obtenus pour les trois géométries. On peut voir l'évolution du rendement d'absorption en fonction des paramètres géométriques (profondeur, rayon et forme du capillaire). Afin de montrer l'évolution de l'inclinaison globale du capillaire, nous présentons, dans le cas d'une géométrie conique, l'évolution temporelle de l'angle du cône.

La figure III.8 présente l'évolution du rendement global d'absorption en fonction de la profondeur dans le cas du perçage du Zinc avec une puissance de 1kW. On peut constater que l'absorption augmente avec la profondeur, donc avec le temps, jusqu'à atteindre une valeur limite et voire même décroître un peu. D'après les observations du chapitre II, on constate que le profil du capillaire évolue d'une géométrie conique pour les faibles profondeurs vers une géométrie proche d'une parabole ou d'une ellipse. L'absorption dépend fortement de la géométrie du capillaire. Pour les géométries conique, parabolique et elliptique, le piégeage maximal est respectivement de 98%, 93% et 65%.

Les figures III.9 et III.10 présentent la densité surfacique de flux absorbée en fonction de la coordonnée radiale. On observe un maximum de la densité surfacique de puissance absorbée $I_{\max}$ au fond du capillaire, dont l'évolution temporelle est présentée sur la figure III.11.

- Dans le cas d'un profil conique, la répartition de flux absorbé a un profil de type "gaussien". Mais ce profil est plus "pointu" qu'une loi Normale. Une analyse statistique telle que la droite d'Henry, montre que c'est une superposition de différentes lois Normales correspondant aux réflexions multiples. L'augmentation de la profondeur entraîne une augmentation des réflexions multiples, une concentration du dépôt d'énergie en profondeur se traduisant par une diminution de la largeur du pic (fig.III.9) et une augmentation jusqu'à un seuil de l'absorption

globale (fig.III.8) et de la valeur centrale de densité de puissance $I_{\max}$ (fig.III.11). La figure III.11 montre des valeurs de densité de puissance $I_{\max}$ qui sont de l'ordre de 1 MW.cm^{-2} .

- Dans le cas d'un profil parabolique ou elliptique, l'énergie est complètement localisée au fond du capillaire. La figure III.10 présente le profil d'absorption pour différentes profondeurs de capillaire dans le cas parabolique. Le profil est similaire dans le cas elliptique. Loin du centre du capillaire, les rayons du faisceau laser arrivent à la surface avec un angle d'incidence important, c'est-à-dire un plus fort facteur de réflexion et un guidage vers la profondeur. En théorie le nombre de réflexions dans le capillaire est limité (un faisceau collimaté dans un miroir parabolique a comme image le foyer de la parabole, donc il n'y a que deux réflexions dans le capillaire, alors que dans la simulation, on en observe un peu plus suite aux erreurs numériques d'arrondi). La figure III.11 montre que les valeurs de densité de puissance $I_{\max}$ sont de l'ordre de 100 MW.cm^{-2} .

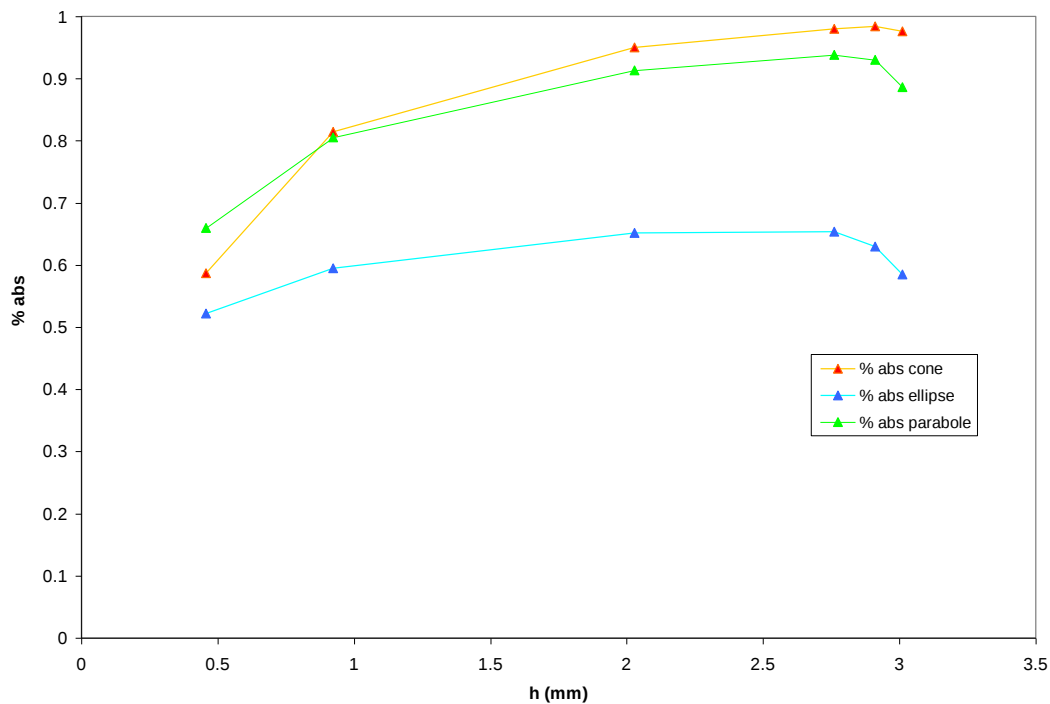


Figure III.8 : Evolution du rendement d'absorption en fonction de la profondeur (perçage du Zinc - 1kW)

t (ms)	h (mm)	R _{surf} (mm)	angle du cône	% absorption		
				cône	parabole	ellipse
0,5	0,4567	0,2285	26,6°	59	66	52
1	0,9237	0,245	14,8°	81	80	59
2	2,0275	0,298	8,4°	95	91	65
4	2,76	0,341	7,0°	98	94	65
6	2,91	0,389	8,6°	98	93	63
8	3,01	0,4746	9,0°	98	89	59

Tableau III.1 Evolution du rendement global d'absorption en fonction des paramètres géométriques

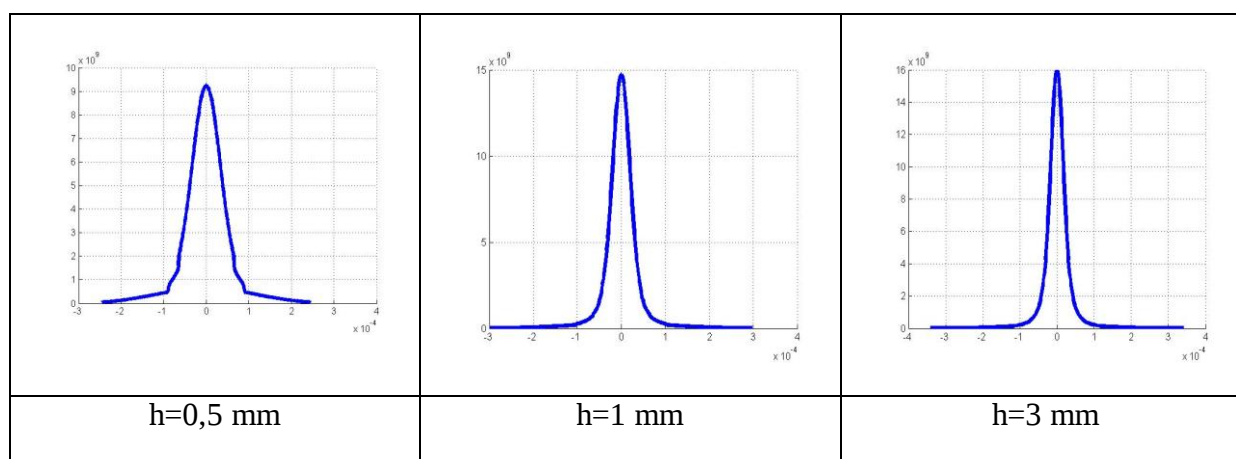


Figure III.9 : Profil radial de densité surfacique de flux absorbée (géométrie conique -1 kW)

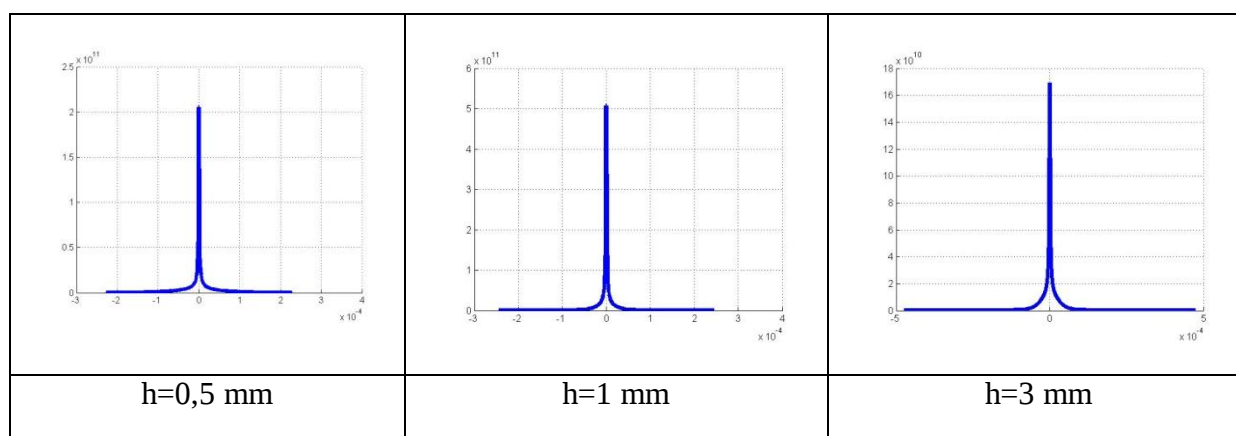


Figure III.10 : Profil radial de densité surfacique de flux absorbée (géométrie parabolique -1 kW)

En analysant l'évolution temporelle du rendement d'absorption (Tableau III.1) on constate que pour toutes les géométries, le rendement est maximum pour une durée d'interaction de l'ordre de 3- 4 ms. Cette valeur correspond au changement de pente observé lors de l'étude

expérimentale. Cependant l'interprétation de cette valeur maximale est complexe. La profondeur augmente, mais le diamètre augmente aussi. A l'instant $t = 4$ ms, on obtient le profil correspondant au maximum de rendement. Mais l'évolution du profil ne peut s'expliquer que par l'étude du déplacement de métal liquide sous l'action du flux d'énergie laser absorbé. Un couplage de ces deux phénomènes (§ III.4) est donc nécessaire.

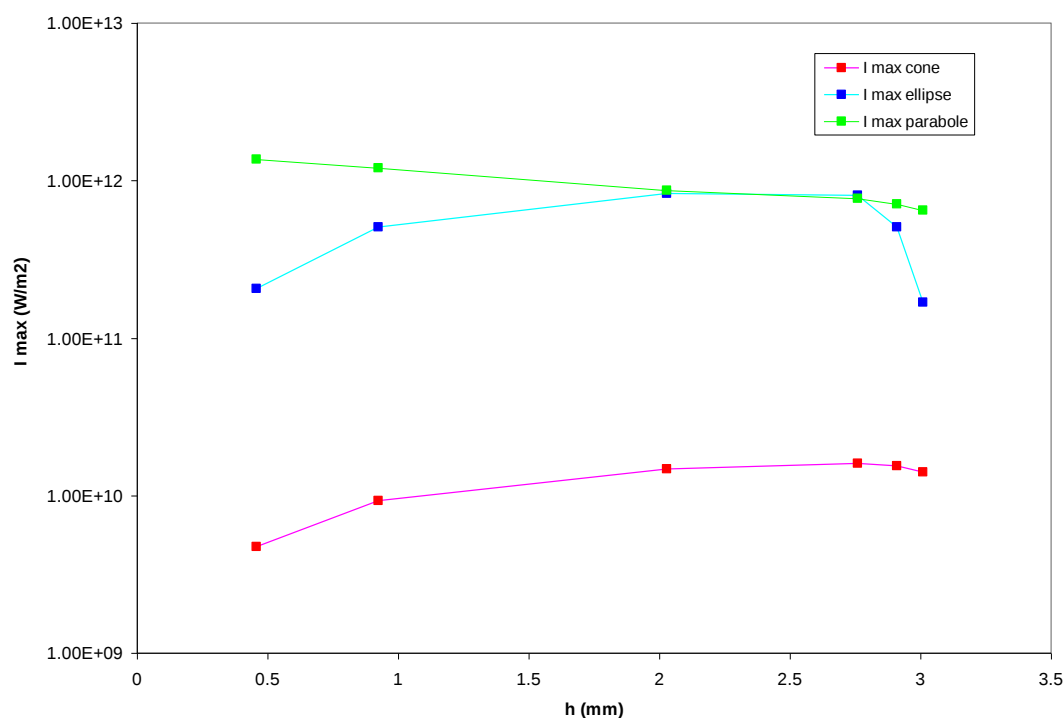


Figure III.11 : Densité surfacique de puissance absorbée I_{max} au fond du capillaire ($P=1kW$)

III.2.5.2 Cas Zinc-Zinc et cas Zinc-Quartz

Deux cas de perçage ont été étudiés expérimentalement : le cas du zinc (ou interface Zinc-Zinc) et le cas de l'interface Zinc-Quartz. Dans ce dernier cas le rayon réfléchi à la surface intérieure du capillaire de Zinc vient intercepter la surface de Quartz. Si on considère que la réflexion sur le Quartz est négligeable, nous sommes dans le cas d'un dépôt de puissance simple (absorption simple).

Les courbes de la figure III.12 présentent une comparaison entre un dépôt simple et un dépôt avec réflexions multiples dans le cas d'une puissance de 5 kW pour différentes géométries. On

constate de nouveau que le rendement d'absorption dépend de la géométrie du capillaire. Le passage d'une absorption simple à celle résultant de réflexions multiples augmente ce rendement d'un facteur 2, dans le cas elliptique, à 4, dans le cas conique.

Les figures III.13 à III.15 montrent la comparaison au niveau des profils. Dans le cas conique, le dépôt est gaussien lors d'une simple absorption. En réalité la puissance absorbée correspond à la projection sur un axe incliné, c'est le produit d'une gaussienne par le sinus de l'angle du cône. On observe bien que les réflexions multiples ont comme effet d'augmenter la proportion de puissance absorbée et d'amplifier la localisation du dépôt d'énergie au fond du capillaire. La figure III.14 présente le profil obtenu dans le cas des deux types d'absorption pour deux profondeurs. Sur la figure III.15, nous avons superposé les deux profils mettant en évidence la forte augmentation de la densité de puissance lors du piégeage au fond du capillaire. La courbe de droite montre cette comparaison en échelle logarithmique. Cet effet de localisation au fond du capillaire (figure III.15) est accentué dans le cas d'un profil parabolique (ou elliptique). L'inclinaison des parois augmentant radialement, le coefficient de projection diminue (l'angle du cône équivalent diminue), c'est-à-dire que l'énergie est répartie sur une surface croissante.

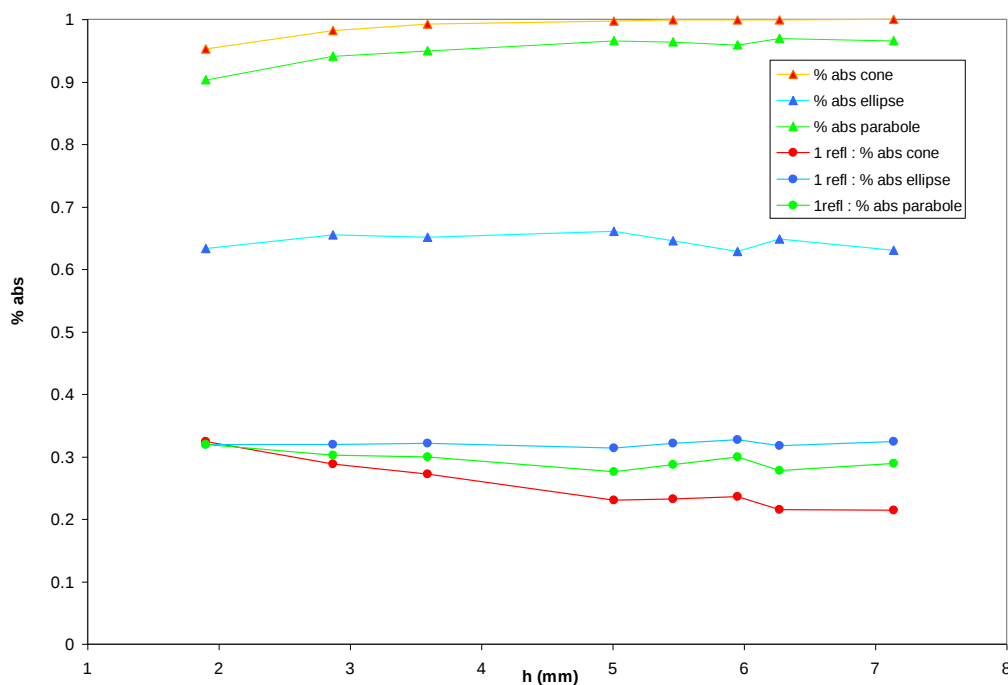


Figure III.12 : Comparaison dépôt simple et par réflexions multiples. Evolution du pourcentage d'absorption en fonction de la profondeur ($P=5kW$)

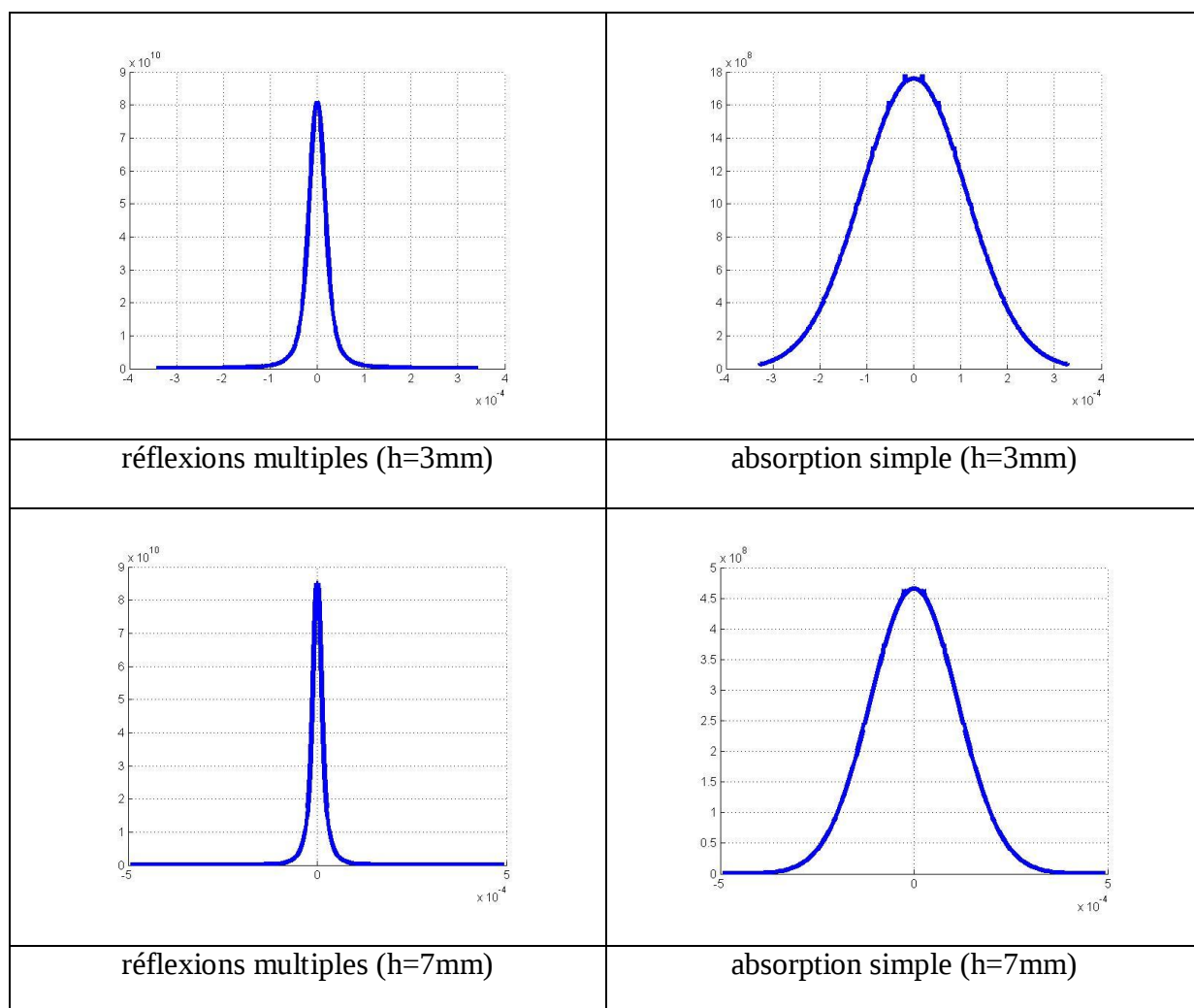


Figure III.13 : Comparaison dépôt simple et par réflexions multiples Profil radial de densité surfacique de flux absorbée (géométrie conique -5 kW)

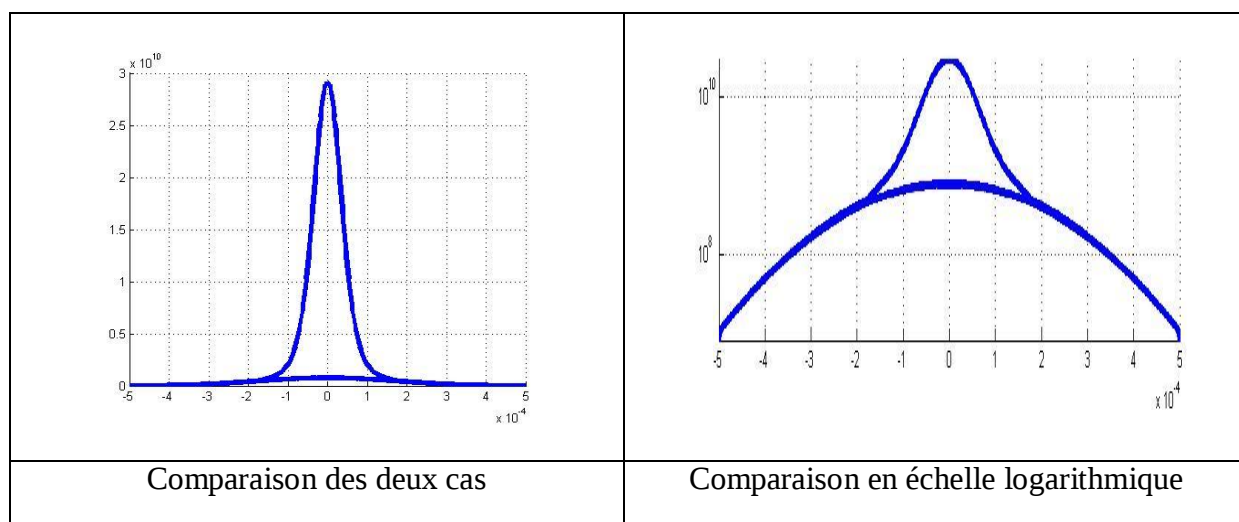


Figure III.14 : Comparaison dépôt simple et en réflexions multiples (h=3mm – profil conique))

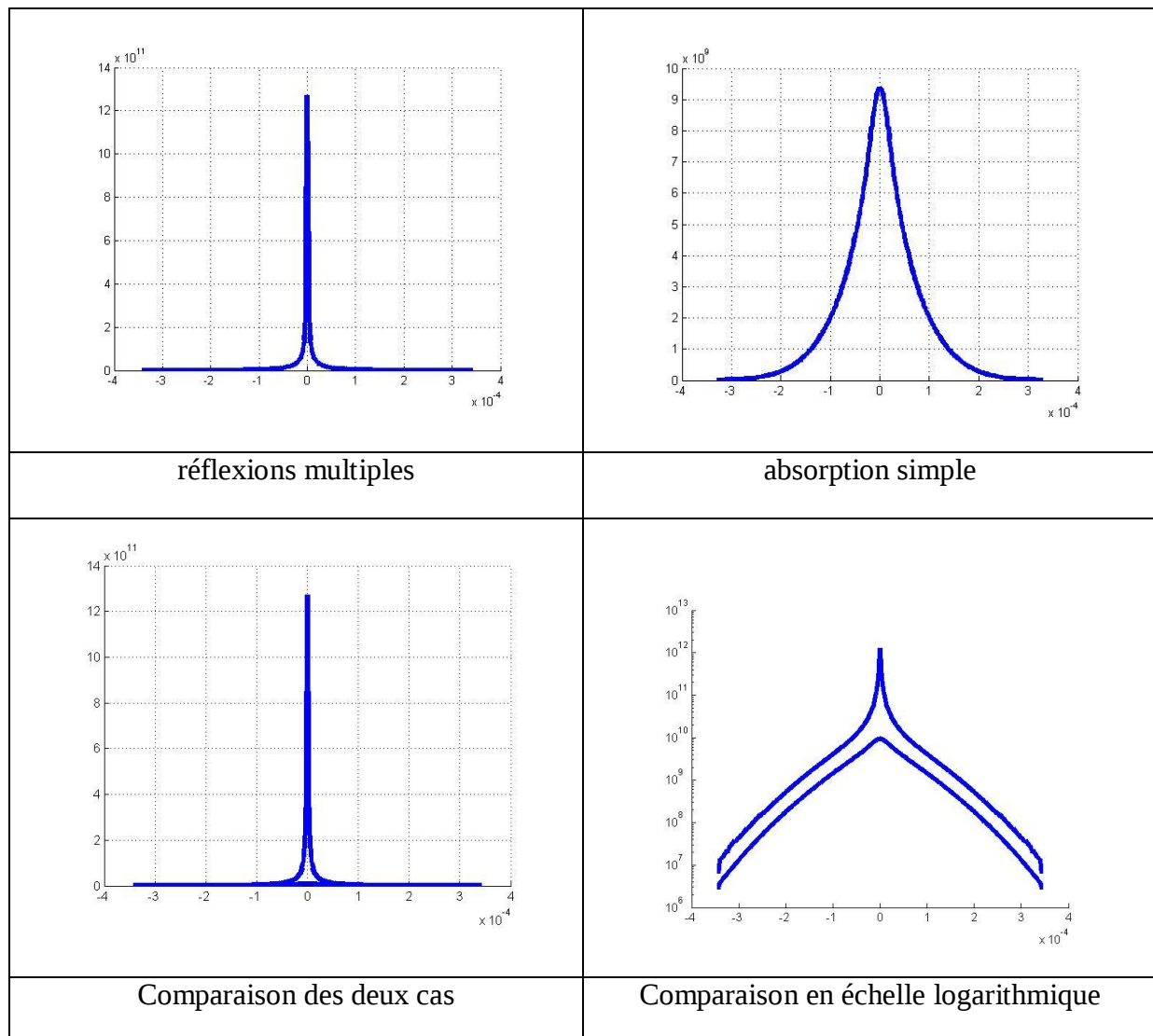


Figure III.15 : Comparaison dépôt simple et par réflexions multiples du Profil radial de densité surfacique de flux absorbée (géométrie parabolique - $h=3\text{mm}$ - 5 kW)

III.2.6 Conclusion

Dans cette partie nous avons modélisé le dépôt de puissance résultant des réflexions successives du faisceau à l'intérieur du capillaire. La modélisation des réflexions multiples est basée sur une méthode de lancer de rayons. Nous discrétisons le faisceau en rayons auxquels on associe une puissance déduite du profil énergétique du faisceau incident. Nous calculons pour chaque rayon sa trajectoire suite aux réflexions multiples de celui-ci sur les parois du capillaire et le dépôt d'énergie à chaque réflexion. Nous en déduisons ainsi la densité surfacique de puissance déposée sur l'ensemble de la paroi du capillaire.

Lors de l'étude expérimentale deux cas ont été étudiés :

- Dans le cas du perçage dans un assemblage zinc-quartz, le dépôt de puissance résulte d'une absorption simple sur la paroi inclinée du capillaire. La densité surfacique de puissance déposée sur la surface du capillaire résulte simplement d'une projection de la répartition d'énergie du faisceau sur la paroi inclinée du capillaire.

- Dans le cas du perçage dans un assemblage Zinc-Zinc, le dépôt de puissance résulte du processus complexe de réflexions multiples. L'analyse effectuée dans cette partie montre que le processus de réflexions multiples induit une augmentation importante du rendement de l'interaction jusqu'à un seuil d'absorption. Lorsque la profondeur du capillaire augmente, le nombre de réflexions augmente entraînant une augmentation de l'absorption globale. Le dépôt de puissance dépend fortement de la géométrie du capillaire : profondeur/diamètre et forme (cône, parabole, ellipse). Lorsque le capillaire est profond (rapport profondeur/diamètre important), on constate une concentration de l'énergie au fond du capillaire. Ce résultat est important pour la suite de ce travail, où nous allons étudier la dynamique d'évolution de la géométrie du capillaire par une simulation couplant transfert thermique et mouvement du métal fondu. Une concentration de puissance en fond de capillaire entraîne une forte vaporisation locale, la formation d'une pression de recul à l'origine de l'éjection latérale du métal fondu qui est conduit vers le haut du capillaire. Cependant le dépôt de puissance étant faible lorsqu'on s'éloigne du centre du capillaire, la matière n'est pas fondue directement sous l'action du faisceau laser. Mais on peut imaginer que la fusion latérale résulte de l'échange d'énergie par convection avec le métal fondu au centre du capillaire et éjecté latéralement. Toute la difficulté de la modélisation va être de prendre en compte ce processus.

III.3 ANALYSE DE L'INFLUENCE DE LA PERTE DE MATIERE PAR VAPORISATION

Afin d'estimer l'importance des pertes de matière par vaporisation, nous avons utilisé le modèle analytique de Semak [Semak, 1997] en le généralisant au cas axisymétrique Figure (III.16). Ce modèle a l'avantage d'être simple et analytique. Le principe est de faire le bilan de masse, d'énergie et de pression sur la couche de liquide fondue. On considère un volume cylindrique élémentaire de rayon R_{Las} et de hauteur δ égale à l'épaisseur de la couche de métal

The diagram illustrates the laser drilling process. A laser beam, represented by a red arrow, is incident on a metal workpiece. The beam has a radius r_l and an intensity distribution $I(r)$. The workpiece is composed of solid metal and a liquid metal layer of thickness δ_m . The drilling velocity is v_d , and the melt ejection velocity is v_m . The diagram shows the formation of a keyhole, the ejection of molten metal, and the resulting vapor jet. Key parameters labeled include beam radius r_l , beam intensity distribution $I(r)$, drilling velocity v_d , melt ejection velocity v_m , and the thickness of the liquid metal layer δ_m . The diagram also shows the recoil pressure and the vapor jet.

Conservation de la masse

Semak approxime la profondeur de la couche liquide par la relation dimensionnelle:

avec, a_s diffusivité du métal solide et a_l diffusivité du métal liquide.

Equation en pression

La vitesse V_m peut être calculée par une équation bilan en pression exprimant que l'éjection latérale du liquide résulte de l'action de la pression de recul P_r :

$$P_r = \frac{\rho_l}{2} V_m^2 \quad (\text{III.13})$$

où la pression de recul est exprimée par :

$$P_r = \frac{A B_0}{\sqrt{T_s}} \exp\left(\frac{-M_a L_v}{R T_s}\right) \quad (\text{III.14})$$

T_s température de vaporisation,

M_a masse atomique

L_v chaleur latente de vaporisation

A et B_0 coefficients dépendant du matériau.

La vitesse du front de vaporisation est donnée par

$$V_v = V_0 \exp\left(\frac{-M_a L_v}{R T_s}\right) \quad (\text{III.15})$$

où, V_0 est la vitesse du son :

$$V_0 = \sqrt{\frac{5}{3} \frac{R T_s}{M_a}} \quad (\text{III.16})$$

Equation bilan en puissance

La puissance absorbée est

$$\Phi_{\text{abs}} = \alpha \varphi_0 \pi R_{Las}^2 \quad (\text{III.17})$$

Cependant une partie de cette puissance est transférée à la matière pour une vaporisation en surface

$$\Phi_{\text{vap}} = \rho_l V_v L_v \pi R_{Las}^2 \quad (\text{III.18})$$

Le complémentaire est transféré au matériau sous forme de conduction et de convection lors de l'éjection latérale de métal fondu. La puissance transférée par conduction est exprimée par Semak sous la forme :

$$\Phi_{\text{cond}} = \rho_s C_{ps} V_d \left(1 + \frac{1}{\sqrt{\frac{a_L + V_d R_{Las}}{a_s}}} \right) (T_f - T_0) \pi R_{Las}^2 \quad (\text{III.19})$$

La puissance transférée par convection est

$$\Phi_{\text{conv}} = \rho_l \left(C_{pl} \left(\frac{T_f + T_s}{2} \right) + L_f \right) V_m 2\pi R_{las} \delta \quad (\text{III.20})$$

Ainsi le bilan des flux de chaleur est

$$\Phi_{\text{abs}} - \Phi_{\text{vap}} = \Phi_{\text{cond}} + \Phi_{\text{conv}} \quad (\text{III.21})$$

A partir de ces différentes expressions, on optimise par la méthode de Newton, la valeur de la température de surface permettant de vérifier l'équation (III.21), puis, on détermine les grandeurs : P_r , V_v , V_d , V_m , Φ_{abs} , Φ_{vap}

Appliquons ce modèle au cas d'un faisceau gaussien de puissance 3 kW et de rayon 0,225 mm. Dans le tableau III.2, nous comparons le cas d'un faisceau absorbé simplement par la surface du capillaire (cas Zinc-Quartz) et un dépôt d'énergie déduit des réflexions multiples.

	Φ_{abs} (MW/cm ²)	T_s (K)	P_r (Pa)	V_m (liquide) (m/s)	V_v (vapeur) (m/s)	V_d (m/s)	% vaporisation $\Phi_{\text{vap}}/\Phi_{\text{abs}}$
absorption simple	3,8	1315	$5,7 \cdot 10^5$	13,2	0,014	1	1,1%
réflexions multiples	100	4117	$4,3 \cdot 10^8$	360	32	30	0,98%

Tableau III.2 Résultat du calcul analytique (3kW, $R_{\text{laser}} = 0,225\text{mm}$)

D'après ces résultats, dans le cas Zn-Quartz la perte de matière par vaporisation est faible. Il n'est pas nécessaire dans un modèle de tenir compte de la perte de masse par vaporisation. Il y a possibilité d'un mouvement du fluide (13mm en 1 ms). Mais ce modèle est basé sur un régime stationnaire de perçage et l'évaluation de l'épaisseur de la couche fondue est basée sur un modèle un peu simpliste (équation en dimension eq(III.12)). Un modèle numérique tenant compte de la thermique et de la mécanique des fluides peut permettre d'obtenir des résultats meilleurs.

Dans le cas du perçage dans le zinc (ou d'une interface Zn-Zn), ces résultats montrent l'importance du mécanisme de perte de matière par vaporisation. Cette perte de matière a été observée lors des essais expérimentaux. Dans la suite de ce travail, nous n'avons pas pu aborder la modélisation de ce mécanisme. Une méthode possible serait soit d'enlever des mailles (ceci n'est pas possible dans le code COMSOL), soit de les neutraliser en leur donnant d'autres propriétés (par exemple en modélisant non pas le métal, mais le système constitué du métal et de la vapeur. On peut utiliser dans ce cas une méthode Level Set ou Phase Field [Tomashchuk, 2010]). Dans la suite, nous allons présenter une modélisation numérique ne tenant compte que du mouvement de liquide sous l'action de la pression de recul. Le but d'une telle modélisation est d'utiliser ce modèle pour le soudage, dans lequel cette perte de matière n'est pas observée.

III.4 MODELE NUMERIQUE DE LA PHASE DE PERCAGE SOUS COMSOL

L'objectif de base de cette simulation est de partir d'une géométrie de capillaire observée expérimentalement à un instant donné et de prédire la nouvelle géométrie à un instant ultérieur afin de comparer avec l'observation réalisée à ce nouvel instant. Dans cette partie, nous allons présenter les outils permettant cette simulation, la méthodologie utilisée, les résultats et difficultés rencontrées. Nous ne sommes pas arrivés au bout de cette simulation, mais pouvons tirer des conséquences sur la méthode utilisée.

Le tableau III.3 regroupe les propriétés physiques des deux matériaux utilisés dans le cadre de ces simulations.

		Zinc	Quartz
Masse molaire	$M \text{ (g.mol}^{-1}\text{)}$	65,38	60,08
Masse volumique	$\rho_s \text{ (kg.m}^{-3}\text{)}$	7140	2230
	$\rho_l \text{ (kg.m}^{-3}\text{)}$	6570	
Conductivité thermique	$k_s \text{ (W.m}^{-1}\text{.K}^{-1}\text{)}$	112,2	3,34
	$k_l \text{ (W.m}^{-1}\text{.K}^{-1}\text{)}$	164 (692,5K)	
Capacité thermique massique	$c_{ps} \text{ (J.kg}^{-1}\text{.K}^{-1}\text{)}$	390	1048
	$c_{pl} \text{ (J.kg}^{-1}\text{.K}^{-1}\text{)}$	893	
Fusion	$T_f \text{ (K)}$	692,7	1650
	$L_f \text{ (J.kg}^{-1}\text{)}$	$0,113 \cdot 10^6$	
Vaporisation	$T_v \text{ (K)}$	1180	
	$L_v \text{ (J.kg}^{-1}\text{)}$	$1,762 \cdot 10^6$	

Coef. dilatation volumique	β (K ⁻¹)	30,2 10 ⁻⁶	
Viscosité dynamique	η_l (kg.m ⁻¹ .s ⁻¹)	0,727 10 ⁻³	
Tension surface	σ (N.m)	0,782	

Tableau III.3 : Nomenclature et propriétés du Zinc et Quartz (les variations de ces caractéristiques en fonction de la température n'étant pas connues, les valeurs, constantes, de la littérature, sont prises).

III.4.1 Logiciel COMSOL

III.4.1.1 Introduction

Les différentes modélisations numériques de ce travail ont été réalisées à l'aide du logiciel COMSOL MULTIPHYSICS 3.5, basé sur la méthode des éléments finis.

Ce logiciel est constitué de modules qui contiennent les équations prédéfinies pour les différents problèmes physiques ainsi qu'un choix de conditions aux limites : la modélisation du transfert de la chaleur et du transfert de la matière. L'avantage majeur de COMSOL MULTIPHYSICS est la possibilité de réaliser le couplage entre plusieurs phénomènes physiques de nature différente.

La création d'un modèle numérique sous COMSOL consiste en quelques étapes. L'étape préalable est la création de la géométrie et le choix du maillage. Il y a possibilité de travailler en 1D, 2D ou 3D et en coordonnées cylindriques (ou axisymétriques). Les simulations réalisées en 2D pourront parfois remplacer celles en 3D en cas de présence de symétrie dans un système et utilisent moins de ressources de l'ordinateur. Les modèles 3D peuvent apporter une solution plus complexe et réaliste pour la simulation des systèmes asymétriques, mais parfois avec une perte de précision. Le maillage détermine la qualité de discrétisation du système modélisé, autrement dit, la taille des mailles locales détermine la précision de la résolution numérique. Pour les modèles complexes nous devons parfois chercher le compromis entre la précision de calcul et le temps nécessaire pour le calcul, qui est proportionnelle à la quantité des mailles, et l'utilisation de la mémoire opérative de l'ordinateur.

La deuxième étape consiste en un choix des modules de travail, l'introduction des constantes et des relations usuelles, la définition des propriétés physiques des matériaux et le choix des conditions initiales et conditions aux limites. Dans notre cas nous avons utilisé les modules de transfert de chaleur et le module de la dynamique de fluides non compressibles.

L'étape de résolution consiste en un choix du schéma de résolution, le choix du solveur et la tolérance d'approximation du calcul et l'exécution du calcul. Le schéma de résolution peut contenir le couplage des variables, l'utilisation des résultats de calculs précédents et est défini par la nature du problème à résoudre. Le choix de solveur est déterminé par les propriétés du système (linéaire ou non-linéaire, stationnaire ou temporel) et les capacités de l'ordinateur (les solveurs itératifs ou directs). Nous avons utilisé deux types de solveurs : le solveur stationnaire ou le temporel direct UMFPACK.

L'étape de post-traitement consiste en l'extraction des résultats de modélisation sous forme d'image ou graphique et la validation. Il permet d'exploiter les résultats (visualisation de champs de vitesses, de températures, ...).

III.4.1.2 Transfert thermique

Le module de transfert thermique est basé sur l'équation de diffusion de la chaleur. Les processus de transfert d'énergie au sein du capillaire sont complexes (réflexions multiples, suppression, absorption du faisceau par les vapeurs, ...) et ont une importance sur la géométrie du capillaire et la dynamique du fluide au voisinage de celui-ci. La source de chaleur apportée par le faisceau laser peut être prise en compte en tant que condition limite soit sous la forme d'une source équivalente définie par l'isotherme de vaporisation T_v , soit par un modèle géométrique de capillaire (cône, parabole, ...) dont les dimensions correspondent aux valeurs mesurées (chapitre II) soumis à une puissance surfacique déduite de la modélisation du dépôt d'énergie.

Le calcul du champ de température permet ensuite de définir les limites de la zone fondue.

Equation de diffusion de la chaleur

Le modèle mathématique pour le transfert de chaleur par conduction est l'équation de la chaleur :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{\nabla}(-k \vec{\nabla} T) = 0 \quad (\text{III.22})$$

Les variables et les quantités de cette équation sont:

T est la température,

ρ est la densité,

C_p est la capacité thermique massique à pression constante.

k est la conductivité thermique.

Dans le cas du métal fondu, pour faire le couplage avec le champ de vitesse, il faut ajouter un terme de convection. L'équation devient:

$$\rho \left(C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} T \right) + \vec{\nabla} \cdot (-k \vec{\nabla} T) = 0 \quad (\text{III.23})$$

Où $\vec{u}$ est le champ de vitesse. Ce champ peut être fourni comme une expression mathématique ou être calculé dans le cadre du couplage avec l'équation de la dynamique des fluides incompressibles de Navier-Stokes.

Conditions limites

Les conditions limites peuvent être de différents types :

- Condition de flux : une densité surfacique de puissance est imposée en surface. Cette condition correspond au cas d'un dépôt d'énergie provenant d'une source laser dans le cas d'une simple absorption ou celui d'un dépôt par réflexions multiples :

$$\vec{n} \cdot (-k \vec{\nabla} T) = \varphi \quad (\text{III.24})$$

- Condition en température : on impose une température en surface

- Echange d'énergie par convection et rayonnement : cette condition correspond au cas des surfaces libres non exposées au flux laser

$$\vec{n} \cdot (-k \vec{\nabla} T) = h (T - T_0) + \epsilon \sigma (T^4 - T_0^4) \quad (\text{III.25})$$

III.4.1.3 Prise en compte des changements de phase

Les simulations ont été réalisées pour les deux configurations : assemblage Zinc-Zinc et assemblage Zinc-Quartz. Dans ces deux cas, nous avons défini deux domaines géométriques parallélépipédiques (à 2 ou 3 dimensions) dont les propriétés thermophysiques correspondent aux deux matériaux respectifs.

Nous avons considéré que les propriétés de chaque matériau ne dépendent pas de la température, mais dépendent de la phase (solide ou liquide). Afin de ne pas provoquer d'oscillations numériques dues à un changement brusque de ces propriétés, nous utilisons une fonction de COMSOL, notée flc2hs correspondant à une fonction d'Heaviside continue et deux fois dérivables. Cette fonction permet de faire varier continument les propriétés thermo physiques (la conductivité thermique k , la masse volumique ρ , la capacité thermique massique C_p et la viscosité ν) d'une valeur a_s à l'état solide à sa valeur a_l à l'état liquide sur un intervalle de température ΔT centré sur la température de fusion. Ceci est programmé sous la forme :

$$a = a_s + (a_l - a_s) \cdot \text{flc2hs}(T - T_f, \Delta T) \quad (\text{III.26})$$

L'énergie de changement de phase est prise en compte par l'intermédiaire de la chaleur latente de fusion. La formulation de la chaleur latente L_f combiné avec la fonction Heaviside, est introduite via l'expression décrivant la capacité thermique, où la contribution de la chaleur latente à travers l'intervalle de fusion est contrôlée par la fonction delta de Dirac :

$$C_p = C_{pS} + (C_{pL} - C_{pS}) \cdot \text{flc2hs}(T - T_f, dT) + L_f \cdot \frac{\exp\left(-\frac{(T - T_f)^2}{(dT)^2}\right)}{\sqrt{\pi}(dT)}. \quad (\text{III.27})$$

III.4.1.4 Dynamique des fluides

Le module de dynamique des fluides non compressibles permet de modéliser le mouvement du métal liquide autour du capillaire et calculer le champ de vitesses et le déplacement du liquide. Ces mouvements induisent un transfert d'énergie par convection, nécessitant un couplage avec la thermique. La condition limite en surface de capillaire est calculée à partir de l'équation reliant la pression de recul avec la température de surface. Cette surpression génère un déplacement du fluide depuis la zone de concentration du flux de chaleur jusqu'à la surface du métal. A ce mouvement vient s'ajouter l'effet hydrostatique (poussée

d'Archimède), l'effet thermocapillaire (négligeable dans le cas du perçage) et l'action de la tension de surface à l'interface liquide-milieu ambiant (non pris en compte dans ce travail).

Equation de Navier-Stokes

Le métal fondu peut être considéré comme un liquide incompressible newtonien dont l'écoulement est décrit par les équations de Navier-Stokes. En commençant par l'équilibre dynamique en termes de contraintes, les équations généralisées en termes de propriétés de transport et de gradients de vitesse sont :

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot [\eta (\vec{\nabla} \vec{u} + (\vec{\nabla} \vec{u})^T)] + \rho (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} + \vec{\nabla} p &= \vec{F} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{u} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{III.28})$$

La première équation est l'équation de transport dynamique, et le second est l'équation de continuité de la masse pour les fluides incompressibles. La poussée hydrostatique est décrite par l'approximation de Boussinesq :

$$\vec{F} = -g \cdot \rho \cdot \beta \cdot (T - T_f) \quad (\text{III.29})$$

Les variables et les paramètres suivants apparaissent dans les équations:

- η viscosité dynamique
- ρ masse volumique
- u champ de vitesse
- p pression
- β coefficient de dilatation thermique
- T_f température de fusion

Conditions limites

Les conditions limites peuvent être de différents types.

Si on note le tenseur des contraintes $[\sigma]$, composée d'un terme de viscosité $[\sigma']$ et un terme diagonal de pression P

$$[\sigma] = \eta \left[(\vec{\nabla} \vec{u}) + (\vec{\nabla} \vec{u})^t \right] - P [I]$$

$$[\sigma'] = \eta \left[(\vec{\nabla} \vec{u}) + (\vec{\nabla} \vec{u})^t \right]$$

- Condition de glissement total : $\vec{t} \cdot [\sigma] \cdot \vec{n} = 0$ et $\vec{n} \cdot \vec{u} = 0$
- Condition de non glissement : $\vec{u} = \vec{0}$
- Condition de contrainte normale en pression : $[\sigma'] \cdot \vec{n} = \vec{0}$ et $P = P_r$

III.4.2 Principe de la simulation

L'idée directrice de cette simulation est de prédire l'évolution de la géométrie du capillaire au cours du temps. Partant de la connaissance de la géométrie du capillaire observée expérimentalement à un instant donné, nous souhaitons prédire la nouvelle géométrie à un instant ultérieur afin de comparer avec l'observation réalisée à ce nouvel instant.

L'observation par caméra du capillaire dans le cas Zinc-Quartz permet de caractériser les dimensions de celui-ci à un instant donné : diamètre, profondeur et allure générale (cône ou profil arrondi). Mais cette connaissance ne suffit pas pour caractériser le système à cet instant. Il manque la connaissance du champ de température et de vitesse du métal liquide. Pour simuler le déplacement de métal fondu, il faut déjà qu'il y ait une couche liquide et un mécanisme de piston à l'origine de l'éjection latérale de métal liquide (pression de recul). La méthode est de procéder en plusieurs étapes :

- une première étape est de déterminer le champ de température à partir de la géométrie du capillaire et de la loi de dépôt de puissance. On obtient ainsi les limites de la zone fondue et la température de surface permettant de calculer la pression de recul.
- une seconde étape est d'utiliser cette condition initiale de température pour calculer le champ de vitesse
- on peut alors débiter la simulation temporelle de l'évolution du système, en couplant thermique, mécanique des fluides et déformation du système.

Les deux premières étapes d'initialisation du système peuvent être traitées suivant deux points de vue :

- Un calcul stationnaire, c'est-à-dire des équations ne dépendant pas du temps : dans ce cas, cela signifie que le flux de chaleur apporté par le laser est intégralement compensé par les pertes d'énergie par convection/rayonnement. Cette solution n'est pas satisfaisante physiquement, mais est souvent utilisée pour définir une condition initiale à un calcul temporel.

- Un calcul temporel: dans ce cas, en fixant la géométrie et la condition limite de flux en surface du capillaire à un instant donné, on résout pendant une courte période les équations de thermique et de mécanique des fluides, afin d'obtenir la condition initiale du futur calcul temporel où géométrie du capillaire et dépôt d'énergie peuvent évoluer. Ceci veut donc dire que le résultat obtenu à la fin de ces deux premières étapes représente le système à l'instant initial.

III.4.3 Etude du cas Zinc-Quartz

L'assemblage d'une lame de Zinc avec une lame de Quartz nous a permis d'observer par caméra l'évolution de la géométrie du capillaire. Nous nous sommes intéressés dans cette partie à la modélisation du champ de température et de vitesse induit par l'interaction du faisceau laser dans ce capillaire. L'intérêt de débiter la modélisation par le cas Zinc-Quartz réside aussi dans la simplicité de la loi de dépôt de puissance, puisqu'il n'y a pas de réflexions multiples. Nous sommes dans le cas d'une absorption simple sur une surface courbée.

Comme présentée précédemment, la méthode de résolution est basée sur trois étapes. La première étape consiste en un calcul thermique temporel sur une durée de 0,5 ms permettant de créer le champ thermique dans le système, ainsi que les dimensions de la zone fondue. Le maillage a été ensuite adapté aux dimensions de cette zone fondue. Une seconde étape est composée d'une résolution stationnaire de l'équation de Navier-Stokes afin de générer le champ de vitesse dans le système à partir du champ de température et du calcul de la pression de recul. A l'issue de cette étape, nous obtenons la condition initiale permettant de débiter un calcul temporel couplant thermique et dynamique du métal fondu.

La géométrie du modèle est présentée sur la figure III.17a. Elle est composée de 2 domaines parallélépipédiques correspondant aux deux matériaux. Nous supposons que l'interaction laser ne se fait que dans le zinc. Le capillaire est modélisé par un demi-ellipsoïde de révolution.

Au voisinage de la source de chaleur, le gradient de température est important. Nous avons défini un sous-domaine cylindrique autour de cette source de chaleur dans laquelle le maillage est plus fin. Lorsque l'on prendra en compte les mouvements fluides, ce sous domaine contiendra la zone liquide. Le maillage est présenté sur la figure III.17b.

Cette modélisation thermique est appliquée dans le cas d'un modèle de perçage à l'interface Zinc-Quartz pour une puissance de 3 kW et un rayon de faisceau de 0,225 mm.

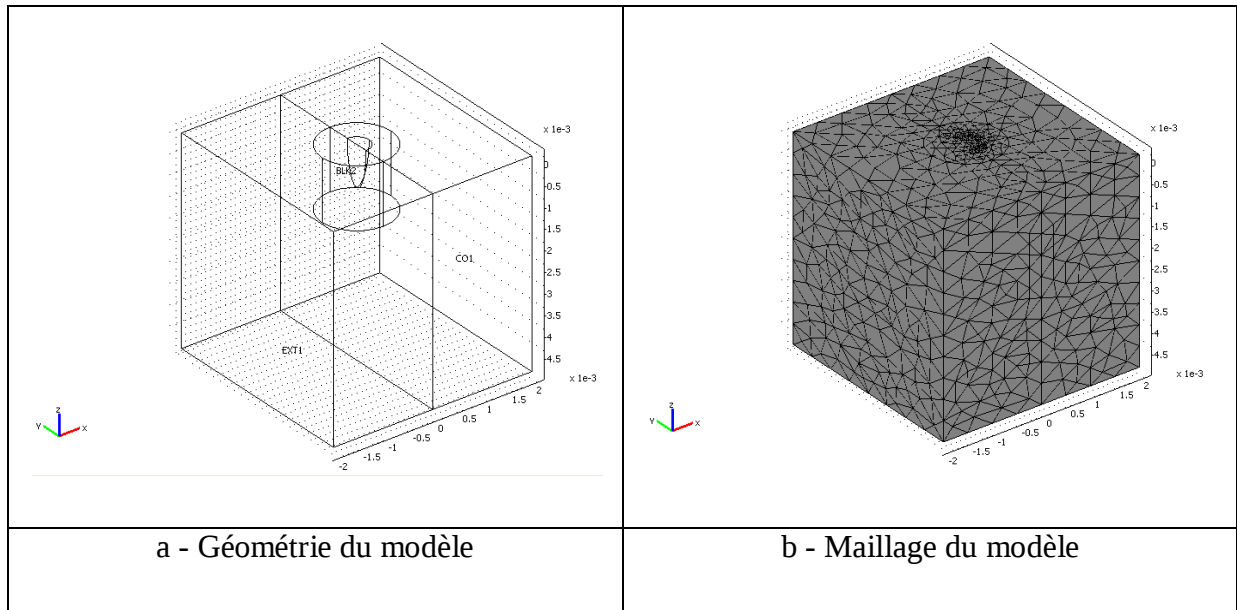


Figure III.17 : Géométrie et maillage (cas de l'interface Zinc-Quartz)

III.4.3.1 Modèle thermique

Le transfert thermique est modélisé dans une première étape par l'équation de la chaleur sans terme convectif (III.22).

Conditions aux limites

On considère que le faisceau laser est uniquement absorbé par la partie métallique. La source de chaleur est représentée par un flux surfacique (W/m²)

$$\varphi_{abs} = \alpha \frac{2P}{\pi r_{Las}^2} \exp \left(-2 \frac{r^2}{r_{Las}^2} \right) \quad (III.30)$$

Cependant afin de tenir compte de la chaleur perdue par vaporisation, il faut retrancher la quantité (équation III.18)

$$\varphi_{vap} = \rho_l L_v V_v = \rho_l L_v \sqrt{\frac{5 R T}{3 M}} \exp\left(-\frac{M L_v}{R T}\right) \quad si \ T > T_l \quad (III.31)$$

Comme on l'a vu précédemment, à l'intérieur du capillaire, la densité surfacique de flux correspond à la projection du flux sur la surface. La densité totale de flux est alors

$$\varphi = \varphi_{abs} \cdot n_z - \varphi_{vap} \quad (III.32)$$

$\vec{n}$ est le vecteur normal à la surface du capillaire déterminé dans COMSOL. La composante suivant z représente la projection suivant l'axe de propagation du rayon laser.

La face de capillaire en contact avec la lame de quartz est soumise à une condition limite de type convection avec la vapeur présente dans le capillaire considérée à la température T_v .

Les autres faces sont soumises à une condition limite de type convection avec le milieu ambiant.

Après résolution, on obtient la répartition de température dans la pièce (figure III.18).

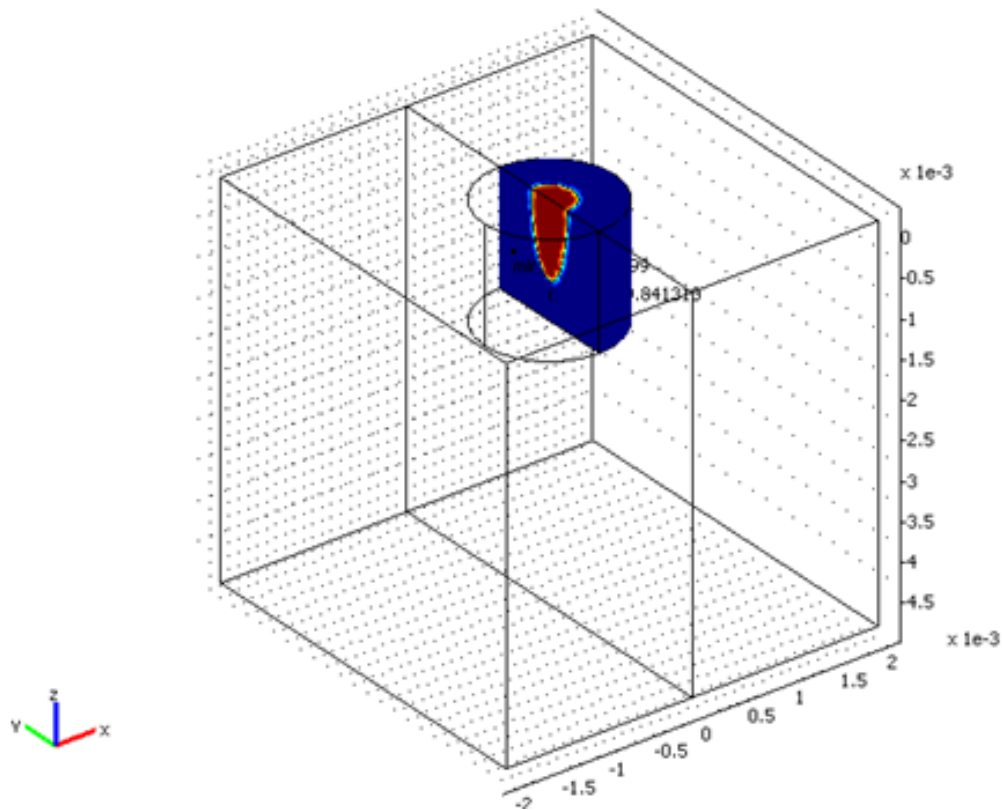


Figure III.18 : Calcul thermique : répartition de température dans le Zinc (3kW, $R_{laser} = 0,225\text{mm}$) (la zone bleue est solide et la zone magenta est à une température supérieure à T_v)

III.4.3.2 Prise en compte du mouvement fluide

Dans une seconde étape, nous avons utilisé le champ de température comme condition initiale d'un calcul stationnaire de l'équation de Navier-Stokes (équ. III.28 sans terme temporel) afin de déterminer les conditions initiales du champ de température. Puis, utilisant les champs de température et de vitesse obtenus, nous avons couplé l'équation de la chaleur (équ.III.23) et l'équation de Navier-Stokes (équ.III.28). Un maillage très fin a été utilisé afin de permettre la convergence du système. Cependant l'utilisation d'un nombre de mailles important induit un temps de calcul long et le besoin d'une place mémoire importante.

Le calcul est réalisé dans le cas d'un capillaire obtenu par un faisceau de 3kW, pour une profondeur de 1 mm, sur un intervalle de temps de 4,5 ms.

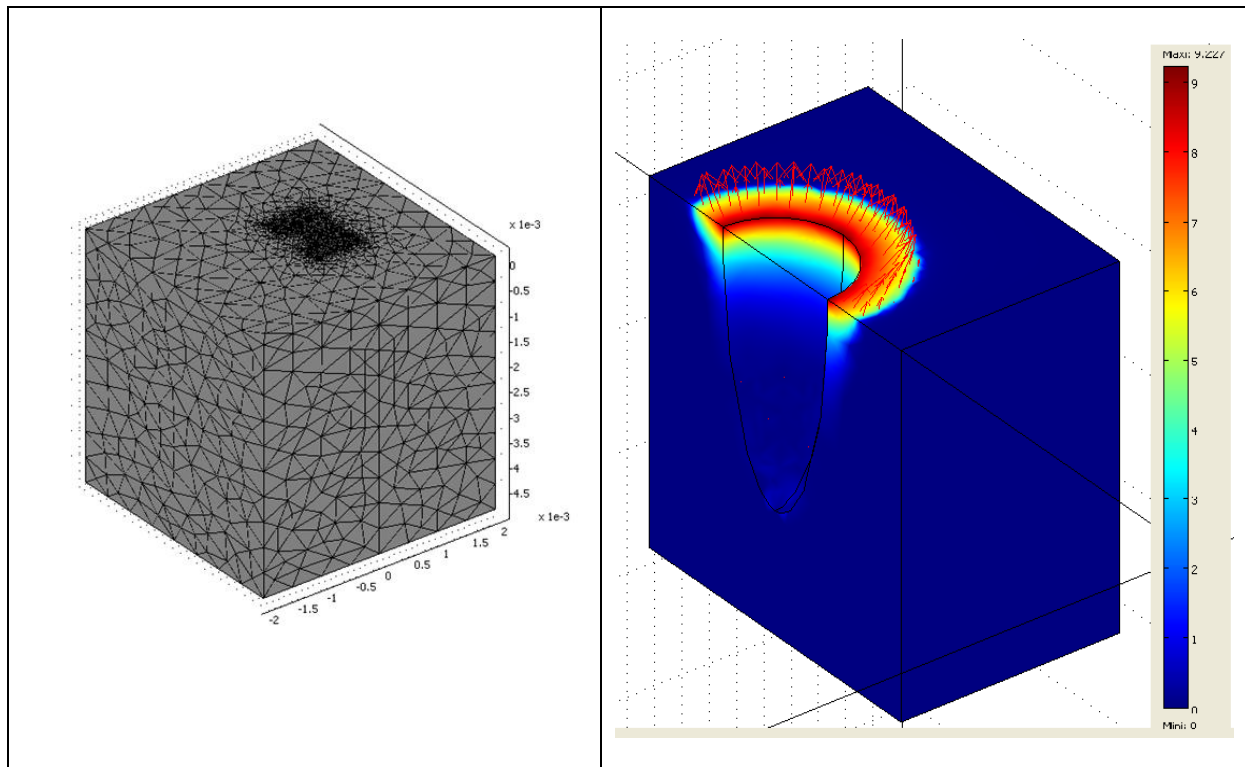


Figure III.19 : Couplage thermique-mouvement du fluide : maillage et champ de vitesses ($3kW$, $R_{Laser} = 0,225mm$)).

La figure III.19 présente le maillage utilisé et le champ de vitesse du fluide obtenu. Le faisceau induit une forte surpression au fond du capillaire ; le métal liquide est éjecté vers la surface et on constate que la vitesse est maximale en haut à la sortie du capillaire. La valeur maximale de la vitesse du fluide est l'ordre de 9 m/s. En comparant avec le modèle analytique (III.3), on obtient une vitesse maximale d'éjection latérale du métal fondu du même ordre de grandeur.

III.4.3.3 Influence de la vaporisation

Le tableau III.4 présente les résultats pour différentes profondeurs de capillaire. Afin de montrer l'importance de la prise en compte de l'inclinaison des parois du capillaire dans le calcul thermique, nous présentons une comparaison des résultats obtenus pour une densité surfacique égale à celle du laser sur une surface plane et la densité obtenue par projection à l'intérieur du capillaire. Le faisceau arrivant sur une paroi inclinée est soumis à une densité de puissance plus faible, donc une élévation de température plus faible.

Afin d'estimer l'importance de la vitesse de perçage due à la vaporisation (équ.III.15), nous avons calculé une grandeur moyenne à partir de l'analyse des températures de surface obtenues à la fin du calcul. A partir du champ de température, on calcule la densité de puissance perdue par vaporisation (équ.III.31). Puis en faisant une moyenne sur la surface du capillaire (tenant compte de la symétrie axiale), on obtient :

$$\bar{V}_v = \frac{\int \frac{\phi_{vap}}{\rho_l L_v} ds}{\int ds} \quad (III.33)$$

		h = 0,5 mm	h = 1 mm	h = 2 mm	h = 4 mm
Puissance laser sur une surface plane	T _{max} (K)	2128	2129	2129	2100
	V _v moyen (m.s ⁻¹)	0,19	0,17	0,16	0,16
Puissance laser sur une surface inclinée	T _{max} (K)	2120	2090	1989	1841
	V _v moyen (m.s ⁻¹)	0,075	0,032	0,011	0,003

Tableau III.4 Températures maximales et vitesses moyennes de vaporisation calculées à l'aide de la simulation numérique

On trouve des valeurs du même ordre de grandeur que l'estimation obtenue à partir du modèle de Semak (tableau III.2) : d'après le modèle de Semak $V_v = 0,014 \text{ m.s}^{-1}$, alors que la simulation donne V_v moyen variant entre 0,003 et 0,075 m.s⁻¹. On constate aussi que cette vitesse a tendance à décroître avec l'augmentation de la profondeur. Lorsque la profondeur augmente, la densité de puissance tend vers une limite et on a concentration du flux en profondeur, qui accroît ponctuellement le phénomène de vaporisation, mais on a une diminution de la température moyenne à la surface du capillaire. Ceci entraîne une diminution de la pression de recul moyenne et de la vitesse de perçage.

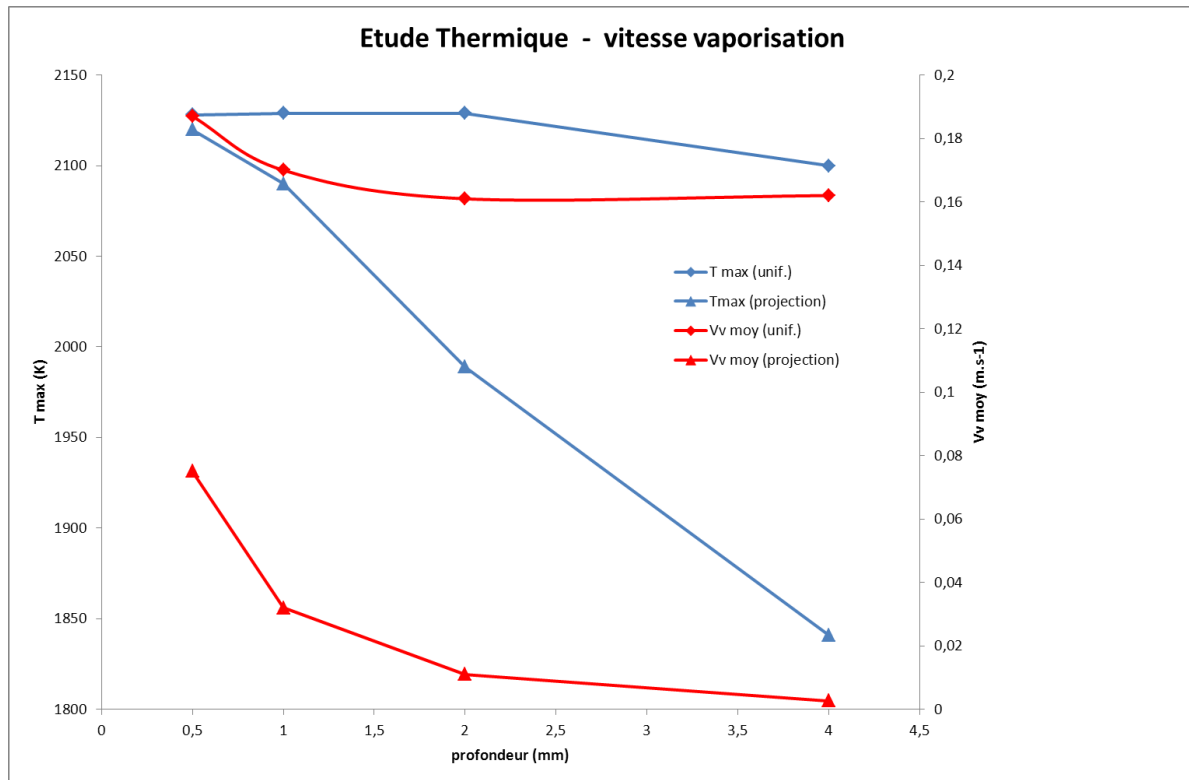


Figure III.20 : Température maximale et moyenne de la vitesse de vaporisation

III.4.4 Etude du cas Zinc-Zinc

III.4.4.1 Principe de modélisation

Dans ce travail, l'objectif est de modéliser la déformation du capillaire au cours du temps. Le but est de reproduire le mécanisme de perçage observé expérimentalement. Cette déformation est induite par la pression de recul résultant du départ de la vapeur créée lors de l'irradiation. Cependant, la zone liquide étant limitée (faible durée d'interaction et fort gradient de température) et la pression de recul importante (surtout au fond du capillaire où est localisé le dépôt d'énergie), le métal liquide va être déplacé vers la surface, provoquant une déformation de celle-ci et la formation d'un bourrelet. Afin de simuler ce déplacement et cette déformation de surface, nous utilisons une fonction de Comsol calculant le déplacement des coordonnées des mailles en fonction de la vitesse. Mais, dans le cas de grand déplacement, ceci ne suffit pas puisqu'il faut corrélérer le champ thermique et les déplacements ; c'est pourquoi nous avons utilisé la méthode ALE.

III.4.4.2 Géométrie

La géométrie de la forme initiale du capillaire est présentée sur la Figure III.21. Nous supposons que la forme initiale est conique, le diamètre de la surface conique est égal à celui du faisceau laser (0,45 mm) et nous supposons que la profondeur est 0,5 mm. Le but de ce modèle est de reproduire l'évolution observée expérimentalement.

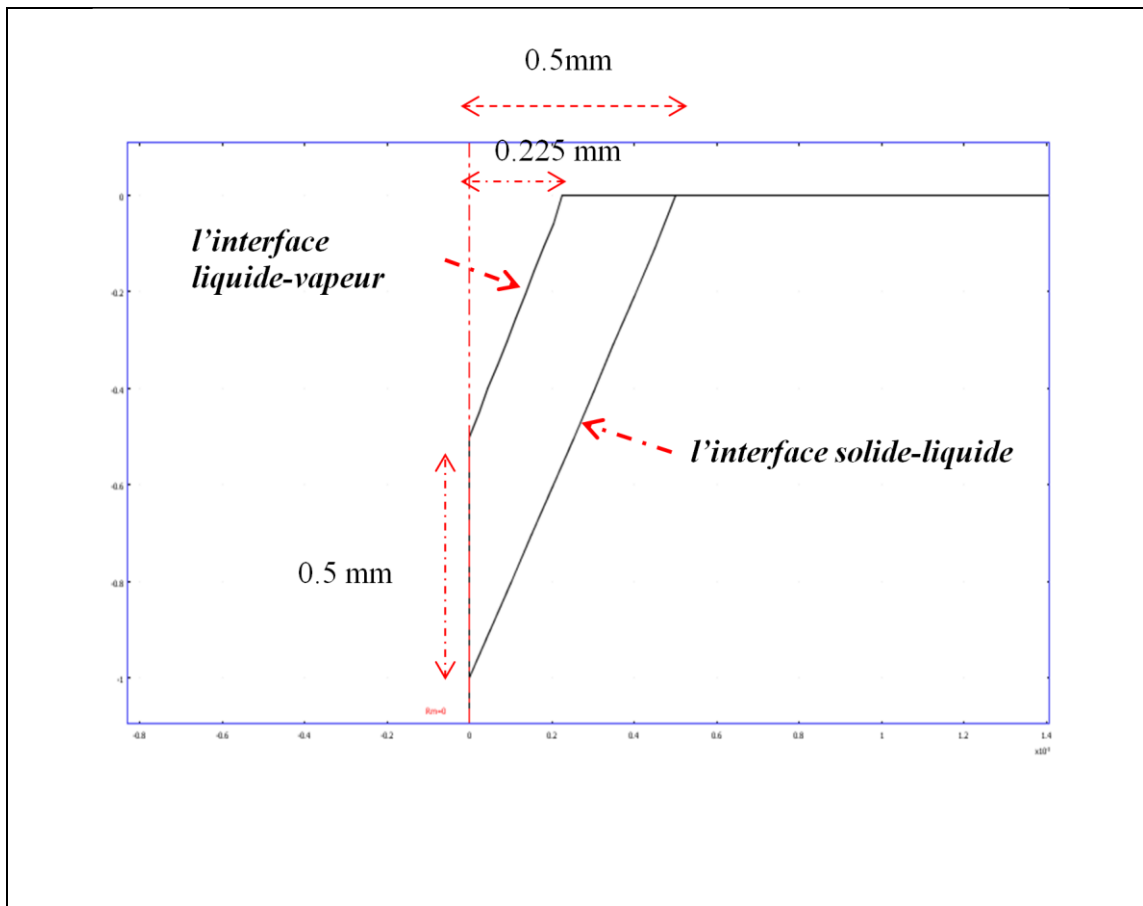


Figure III.21 : Géométrie de la forme initiale du capillaire

III.4.4.3 Maillage

La figure III. 22 montre le maillage triangulaire utilisé. Il contient 410 éléments avec 238 nœuds. Cela conduit à un degré de liberté de 6503.

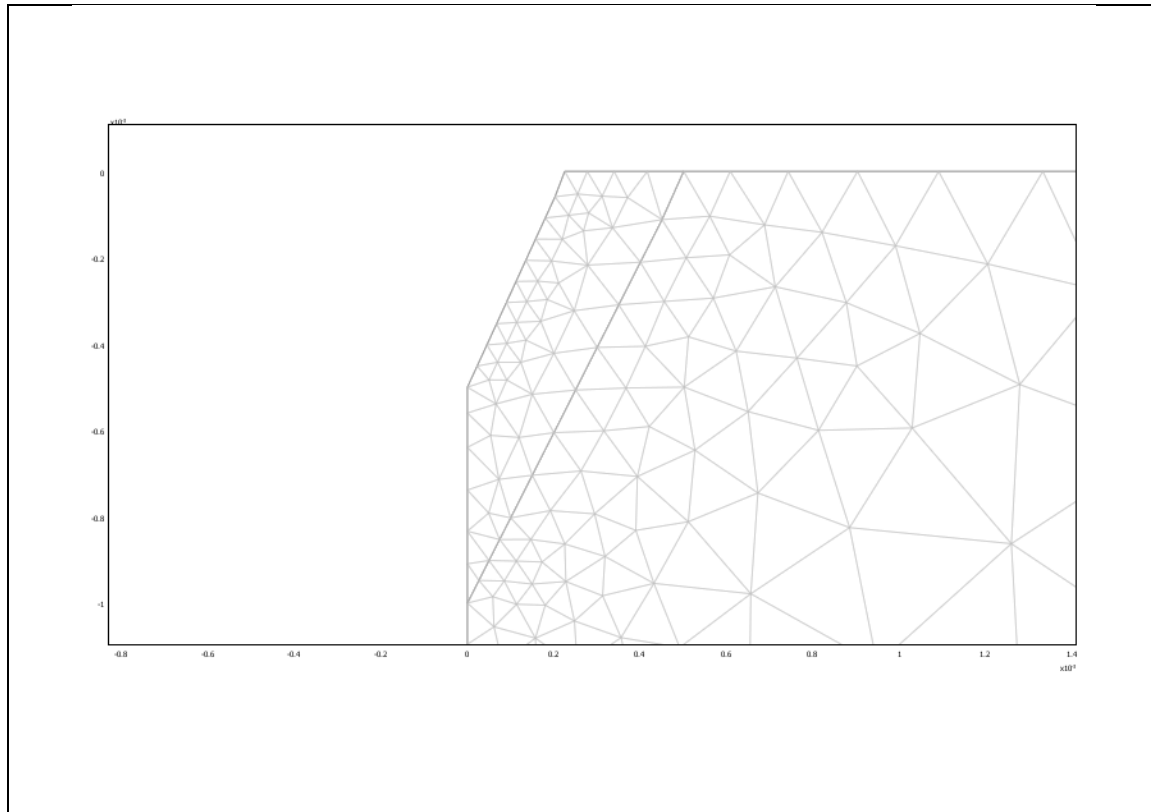


Figure III.22 : Géométrie du modèle 2D en symétrie axiale avec le maillage imposé.

III.4.4.4 Le transfert de chaleur

Le modèle mathématique pour le transfert de chaleur par conduction est l'équation de la chaleur avec terme de convection (III.23)

$$\rho \left(C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} T \right) + \vec{\nabla} \cdot (-k \vec{\nabla} T) = 0$$

Les équations sont résolues en coordonnées cylindriques en mode axisymétrique. Le transfert de chaleur est calculé dans le domaine Π_{s-m} et le domaine solide Π_s . Les conditions aux limites sont données sur la Figure III.23.

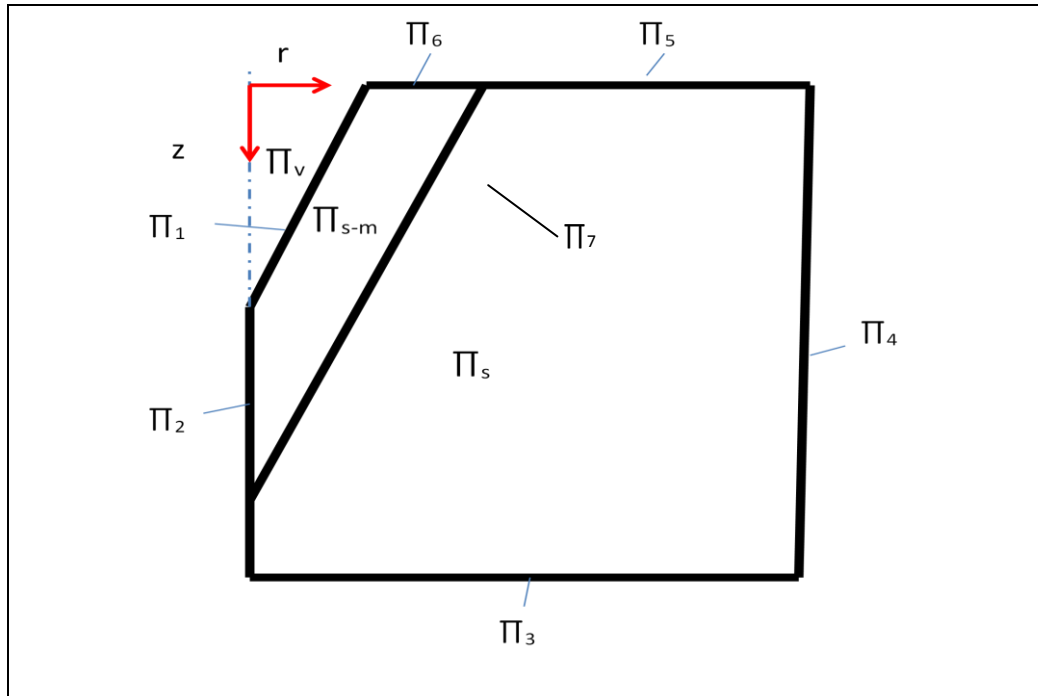


Figure III.23 : Les conditions aux limites pour le transfert de chaleur.

- ✓ La frontière Π_1 est irradiée par le flux surfacique calculé par réflexions multiples

$$\varphi = \varphi_{abs} \cdot n_z - \varphi_{vap}$$

- ✓ La frontière Π_6 est soumise à l'irradiation laser et à des échanges par convection-rayonnement avec le milieu extérieur de température T_0

$$-\vec{n}(-k\vec{\nabla}T) = \varphi_{abs} - \varphi_{vap} + h(T_0 - T)$$

- ✓ La frontière Π_2 représente une symétrie axiale :
- ✓ Les frontières Π_3 et Π_4 sont à la température ambiante.

$$T = T_0$$

- ✓ La frontière Π_5 est soumise à des échanges par convection-rayonnement avec le milieu extérieur de température T_0
- ✓ La frontière Π_7 correspond à une condition de continuité. Cela signifie que le flux de chaleur dans la direction normale est continu à travers la frontière. C'est la condition à la limite par défaut sur les frontières intérieures.

III.4.4.5 Aspect hydrodynamique

Le mouvement du métal liquide est modélisé par l'équation de Navier-Stokes (éq.28) :

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} - \nabla \cdot [\eta (\nabla \vec{u} + (\nabla \vec{u})^T)] + \rho (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} + \nabla p = \vec{F}$$

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0$$

Le tableau (III.5) donne les conditions limites référencées sur la figure III.20.

Frontière	condition
Π_1	Condition de contrainte normale due à l'effet de la pression de recul (éq. 14)
Π_2	symétrie axiale -condition de glissement
Π_3, Π_4	condition de non glissement
Π_5, Π_6	condition de contrainte normale nulle
Π_7	continuité

Tableau III.5 Conditions limites de la dynamique du métal fondu

III.4.4.6 Modélisation 2D avec déformation de surface ALE

III.4.4.6.1 Fondements maillage déformé

La méthode du maillage mobile ou maillage déformé [Hirt,1927] peut être utilisée pour les systèmes dont les limites se déplacent en fonction d'un paramètre défini. Le maillage ne se recrée pas pour chaque configuration des limites, mais les nœuds de maillage sont perturbés, ce qui provoque le déplacement des limites. La technique pour le déplacement du maillage - *Arbitrary Lagrangian-Eulerian* (ALE) - est un cas spécial d'une méthode *Lagrangian*. Le déplacement du maillage suit le mouvement du matériau physique. Cette méthode est souvent utilisée dans la mécanique des solides, où le déplacement est relativement petit. Quand le mouvement du matériau se complique, par exemple, en cas de mouvement de fluides, la méthode *Lagrangian* n'est plus appropriée. Pour de tels modèles, la méthode *Eulerian*, où le maillage reste fixe, est souvent appliquée. ALE est une méthode

intermédiaire entre les méthodes *Lagrangian* et *Eulerian*, et elle combine leurs meilleures propriétés : elle permet de déplacer les limites sans avoir à déplacer le maillage. L'inconvénient de la méthode ALE est un temps de calcul très long.

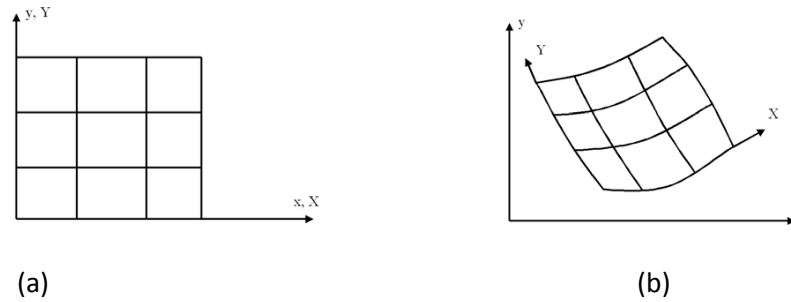


Figure III.24 : Illustration du principe de maillage mobile : système original sous $t = 0$ (a) ; système avec un maillage déformé après un certain temps t (b).

III.4.4.6.2 Les conditions aux limites pour la déformation de la surface

Des conditions aux limites spécifiques ont été imposées dans les différentes frontières repérées sur la figure (III.23).

- ✓ Les frontières Π_1, Π_6 correspondent à la surface libre du matériau. Dans ce cas, à cause du déplacement libre imposé au maillage, il est nécessaire de contraindre la composante normale de la vitesse de déplacement du maillage à être égale à la composante normale de la vitesse du déplacement du matériau. $\vec{u} \cdot \vec{n} = n_r \cdot u + n_z \cdot v$

Cette condition est imposée dans le système de coordonnées tangentielle et normale du maillage déformé.

- ✓ La frontière Π_2, Π_4 ont la contrainte de ne pas se déplacer dans la direction r .
- ✓ Les frontières Π_3, Π_5 restent fixes.

III.4.4.7 Démarche de calcul

Dans le paragraphe III.2, nous avons montré que, lors de la phase de perçage de zinc, le dépôt de puissance résulte d'un processus de réflexions multiples, dont la conséquence est une augmentation du rendement d'absorption et une concentration de l'énergie en fond de capillaire. Dans cette partie, nous avons suivi une démarche similaire à la modélisation de l'interface Zinc-Quartz. Nous partons d'une géométrie déduite de l'observation post-mortem de l'interface Zinc-Zinc (méthode DODO). Le but est de simuler l'évolution temporelle du système. La méthode de résolution est basée sur deux étapes (Figure III.25).

- Il est nécessaire dans une première étape, de créer ce qui sera la condition initiale du calcul. Nous partons d'une géométrie et d'une condition initiale en température et champ de vitesses inconnues. Nous débutons le calcul avec une géométrie conique de profondeur et diamètre définis. La température est uniforme et le matériau est solide. Lors de cette étape correspondant à un intervalle de temps variant de 0 à 0,05 ms, nous résolvons le problème temporel couplé de thermique et dynamique du métal fondu. A la suite de cette étape un gradient de température, une couche liquide et un mouvement ce liquide s'établissent.

- Puis, utilisant les champs de température et de vitesse obtenu, nous résolvons simultanément l'équation de la chaleur, les équations de Navier-Stokes et les équations de la méthode ALE.

L'étape d'initialisation permet de générer la couche de métal fondu et les mouvements de ce liquide. Mais, nous avons pu constater que lorsque l'on impose directement en surface du capillaire une répartition de densité de puissance obtenue dans le paragraphe III.2.5 en tenant compte des réflexions multiples, la solution numérique diverge. En effet, la localisation de l'énergie en profondeur crée une zone liquide localisée en profondeur qui ne peut pas se déplacer vers le haut du capillaire ; donc, le liquide ne peut pas transférer de l'énergie par convection sur les bords du capillaire, mécanisme à la base de l'élargissement de la zone fondue. C'est pourquoi dans ce travail nous avons cherché un compromis permettant d'initier le calcul. Une condition limite de flux en surface du capillaire est définie de façon similaire aux équations (III.30) à (III.32). Nous utilisons une loi gaussienne déduite de la répartition d'énergie du faisceau, mais en prenant un coefficient d'absorption égal à la valeur de

rendement obtenue lors de l'étude des réflexions multiples. La pression de recul, calculée à partir de la température de surface (eq.III.14), engendre le déplacement du métal fondu.

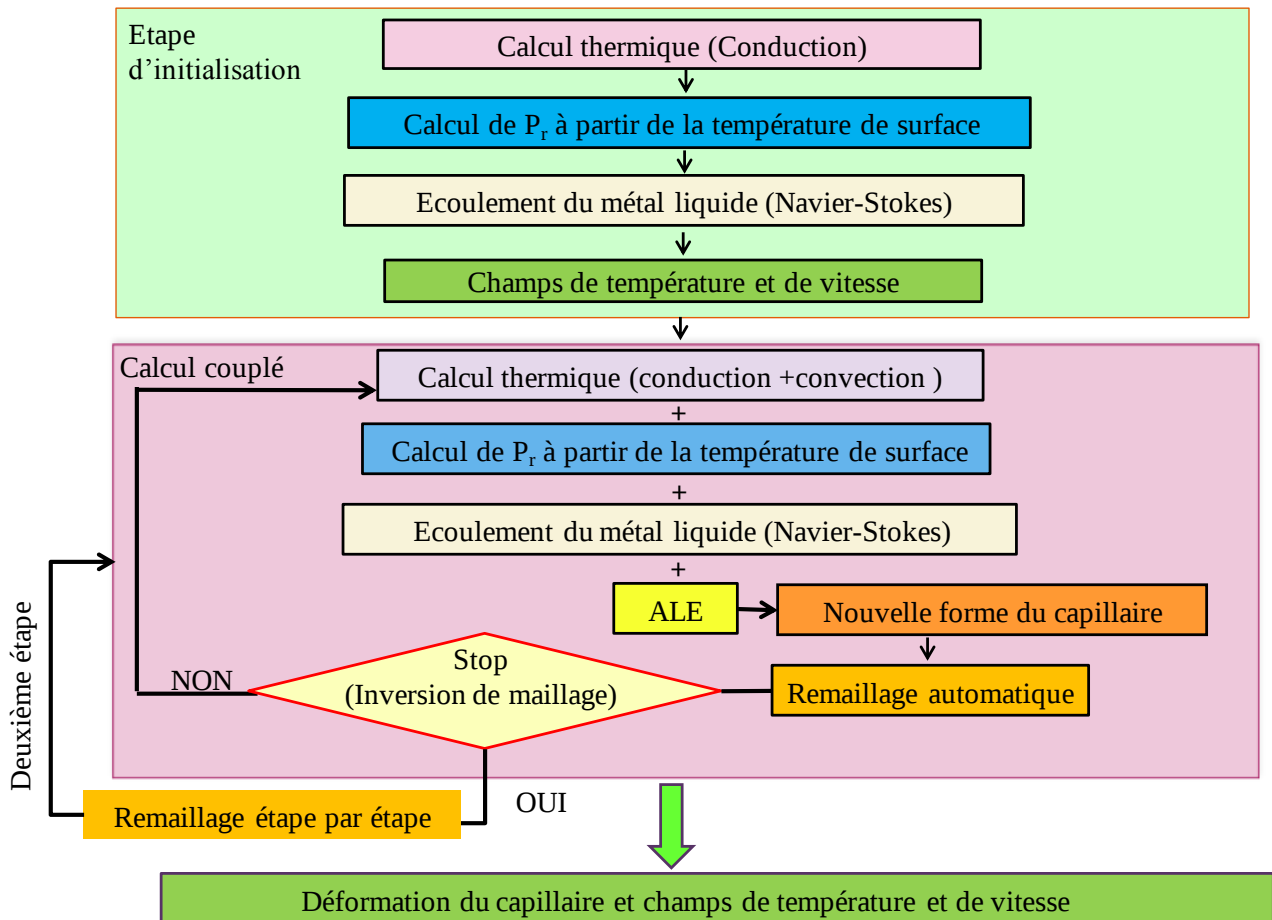
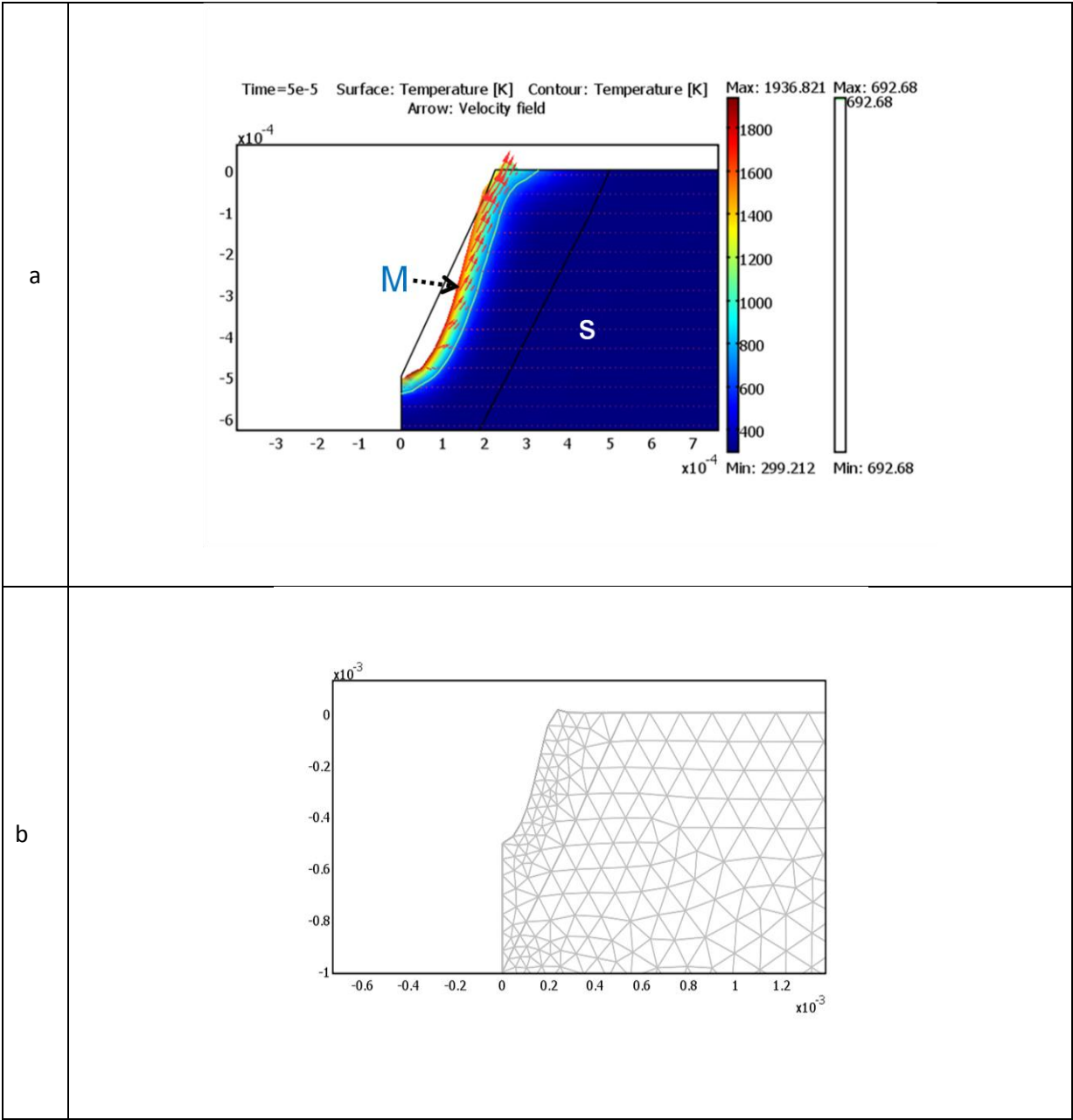
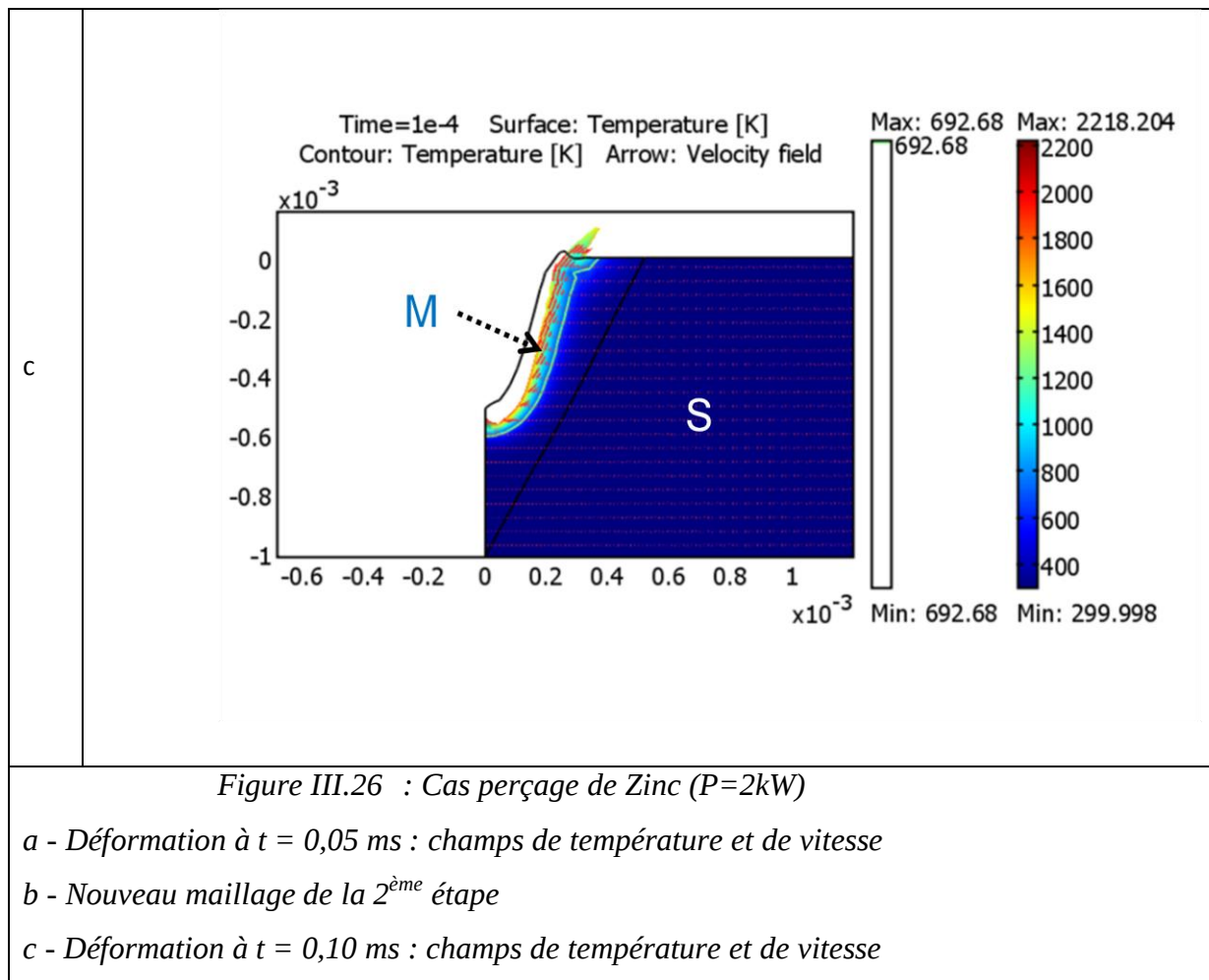


Figure III.25 : *Algorithme de la méthode de démarche de calcul dans l'étude du cas Zinc-Zinc.*

Le résultat d'un calcul lors de l'irradiation laser est indiqué sur la Figure III.26. La première étape d'initialisation du système correspond à l'intervalle de temps 0 à 0,05 ms. la seconde étape de calcul d'évolution du système correspond à l'intervalle 0,05 ms à 0,1 ms. On peut voir le champ de température calculée et le champ de vitesse dans le matériau à 0,05 ms et 0,1 ms après le début du calcul. La figure III.26.b montre l'étape intermédiaire entre les deux étapes, où nous créons une nouvelle géométrie du maillage, et nous utilisons cette nouvelle géométrie comme une géométrie initiale pour la seconde étape. La température est représentée par des isothermes et le champ de vitesse est représenté par des flèches. La température ambiante $T(t = 0)$, de 300 K, a été prise comme température initiale dans les calculs. Les domaines solide et fondu, respectivement S et M, sont présentés sur la figure III.26. Peu de temps après le début du calcul, une couche fondue est formée, et la température

de surface dépasse la température de vaporisation. Sur les Figures (III.26), l'isotherme à la température de fusion de 692,68 K est représentée en trait rouge. La température maximale à la surface après 0,1 ms est égale à 2218 K. Cette forte température en surface résulte de la forte concentration d'énergie en fond de capillaire. Cela provoque une importante pression de recul induisant une éjection latérale de métal liquide qui chauffe les bords du capillaire par convection du métal liquide. Le champ de vitesses est représenté par des vecteurs.





III.4.4.8 Résultats et discussion

Une série de calculs a été réalisée pour étudier l'influence des paramètres les plus importants impliqués dans le processus de perçage. Cette section donne un aperçu des résultats de ces calculs. Dans une première partie, nous présentons l'influence de la durée d'impulsion, puis dans une seconde partie, nous présentons l'influence de la puissance sur le mécanisme de perçage.

III.4.4.8.1 Influence de la durée d'impulsion

Pour étudier l'évolution temporelle du processus de perçage, les calculs ont été effectués avec une puissance de 2kW. Nous avons étudié l'évolution temporelle de la pression de recul, de la température et de la vitesse du liquide sur une période de 0,1 ms. Nous avons eu des difficultés pour faire des calculs sur une plus longue durée (1ms avec la puissance 1kW, 2kW) car il apparaît des problèmes de maillage inversé (Figure (III.27)). C'est-à-dire que la surface d'une maille tend vers 0 ou devient négative (par exemple un point qui était à gauche dans la maille se retrouve à droite des autres points). Ce problème peut être responsable de l'arrêt du solveur, après un certain temps, et c'est la raison principale pour laquelle nous n'avons pas pu faire un calcul sur une durée supérieure 0,1 ms.

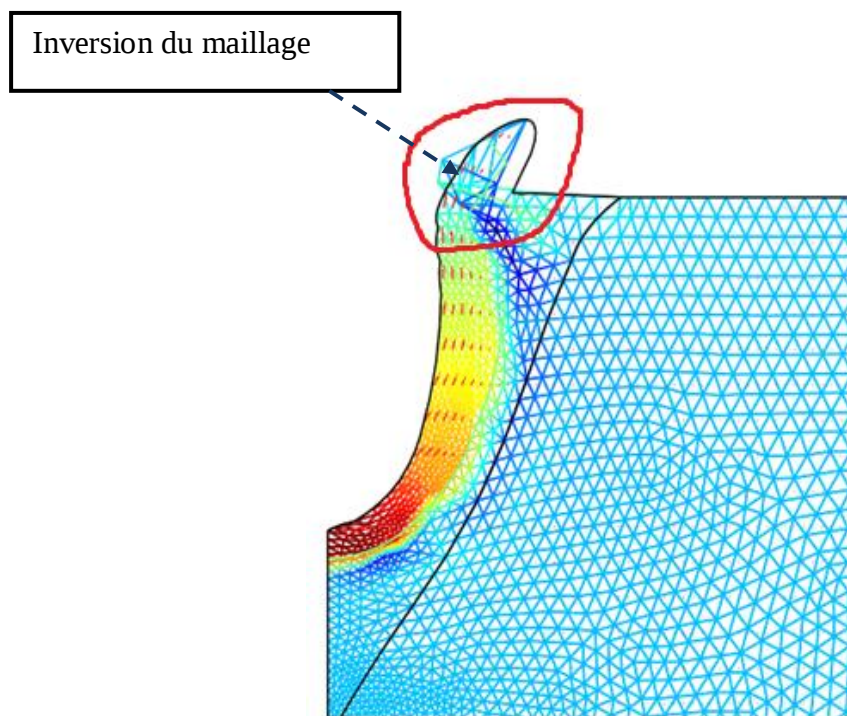


Figure III.27 : Présentation du problème d'inversion du maillage.

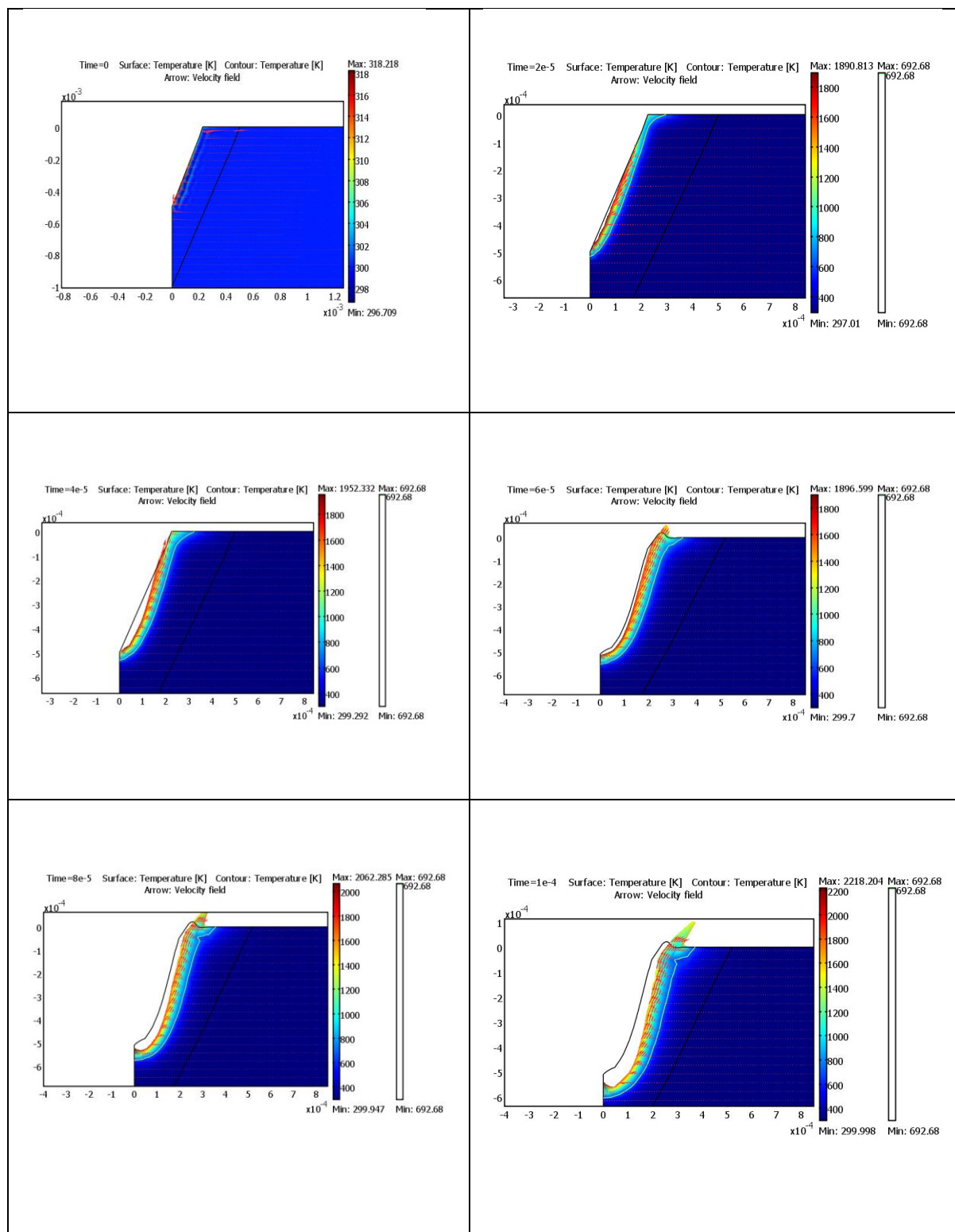


Figure III.28 : Evolution temporelle de la surface et du champ de températures (niveau de gris) et des vitesses de déplacement du liquide (flèches) sous l'action de la pression de recul (puissance laser 2 kW)

La figure III.28 présente l'évolution temporelle de la géométrie des capillaires, du champ de température et de vitesse du métal fondu.

Initialement nous partons d'une géométrie conique et un champ de température uniforme. Dans la phase d'initialisation (jusqu'à 0,05 ms), on observe la formation de la couche liquide et la déformation du capillaire tendant vers une forme arrondie au fond.

Entre 0,05 et 0,10 ms on observe une éjection latérale du métal liquide formant un bourrelet et une augmentation de la profondeur du capillaire. La figure III.29 permet de voir en détail l'évolution de la forme du capillaire et de la zone fondue à deux instants $t=0,06$ et $0,08$ ms. On constate un élargissement de la zone fondue et une augmentation de la profondeur du capillaire.

La figure III.30 présente l'évolution radiale du champ de température (A), de la pression de recul (B) et du champ de vitesse (C) à différents instants du calcul.

Les séries de courbes A1, B1 et C1 correspondent à la phase d'initialisation ($t = 0 - 0,05$ ms). On voit une augmentation de ces grandeurs. La température maximale se trouve très proche de l'axe de symétrie (environ 0,01 mm), mais pas sur cet axe, ce qui peut être expliqué par les artefacts du calcul numérique. La distance entre le point ayant la température maximale et l'axe de symétrie est de l'ordre de grandeur de la dimension d'une maille. La surface du capillaire arrive rapidement ($< 0,01$ ms) à la température de vaporisation (1180 K). On peut observer aussi que la température de la surface du capillaire augmente rapidement avec le temps et atteint rapidement une température d'équilibre. La température diminue quand on s'éloigne de l'axe de symétrie.

Les courbes A2, B2, C2 correspondent à la phase d'évolution de la géométrie. On observe que la température évolue peu en moyenne. Mais la température au voisinage de l'axe de symétrie augmente pour donner un résultat plus réaliste : à $t = 0,08$ ms la température est maximale au centre, c'est à dire au point où la densité de puissance est maximale.

La vitesse est maximale en périphérie du capillaire (région de rayon 0,1 à 0,2 mm) et continue à augmenter au cours du temps. Dès que la température est supérieure à T_v , une pression de recul se forme au fond du capillaire, entraînant une éjection du métal fondu vers la périphérie, augmentant la zone fondue latéralement par convection. Le liquide arrive en haut du capillaire avec une vitesse maximale et forme un bourrelet de métal liquide.

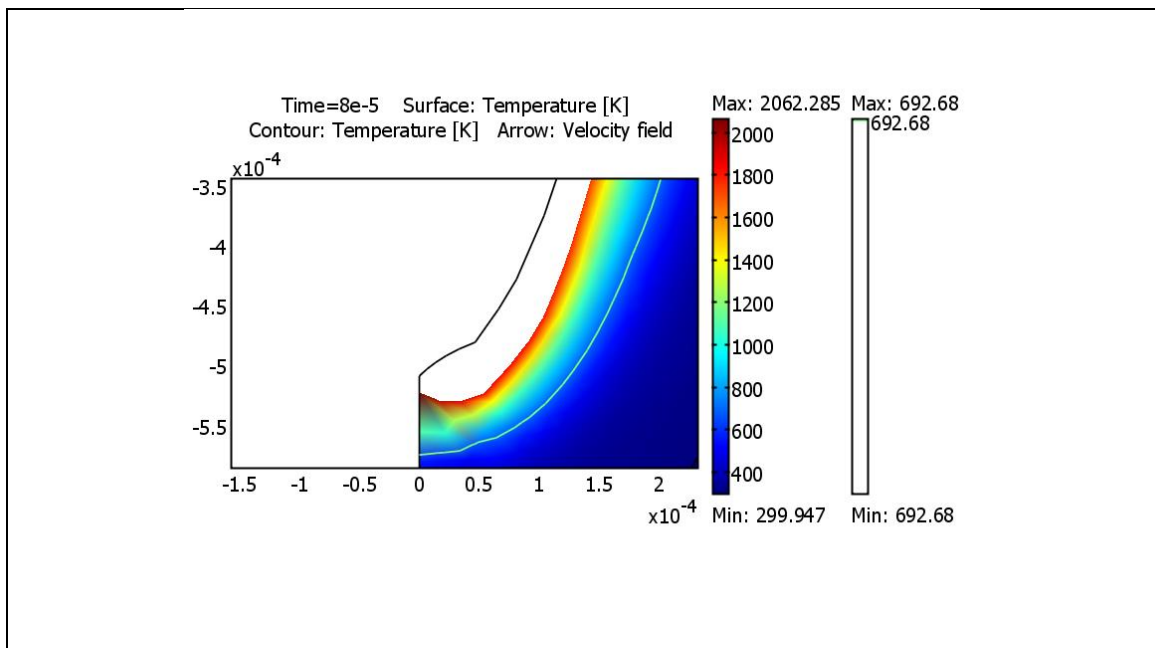
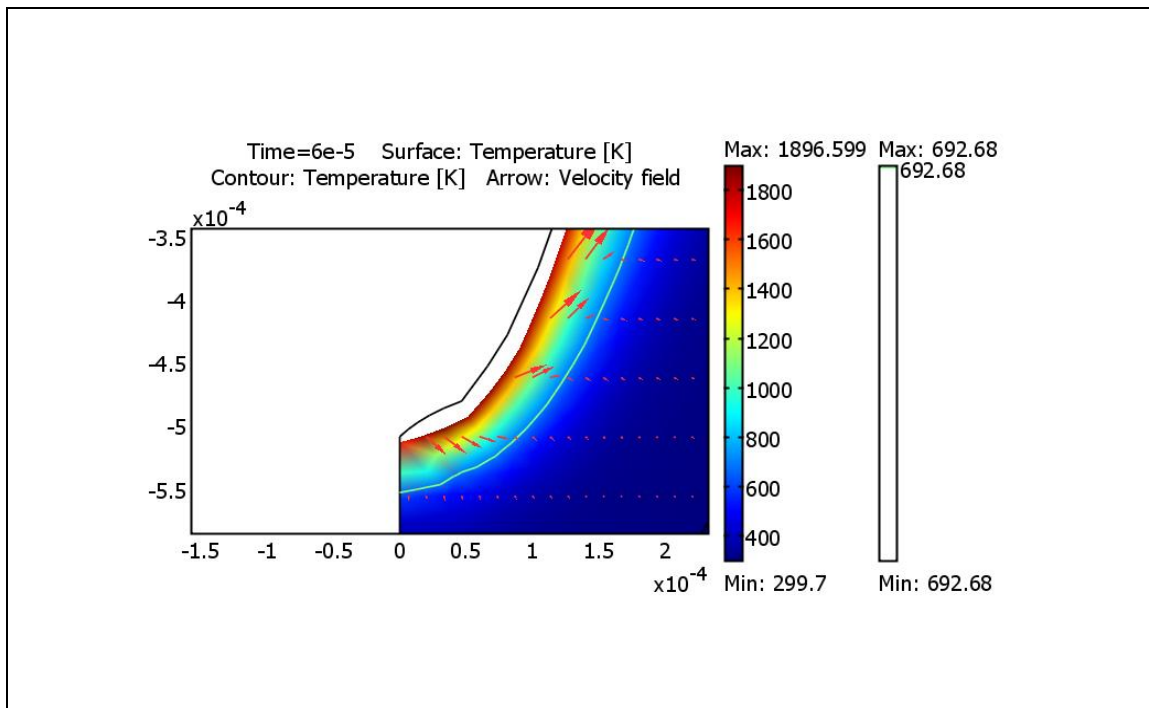


Figure III.29 : Evolution de la géométrie du capillaire à $t=0,06\text{ms}$ et $t=0,08\text{ms}$ ($P=2\text{kW}$)

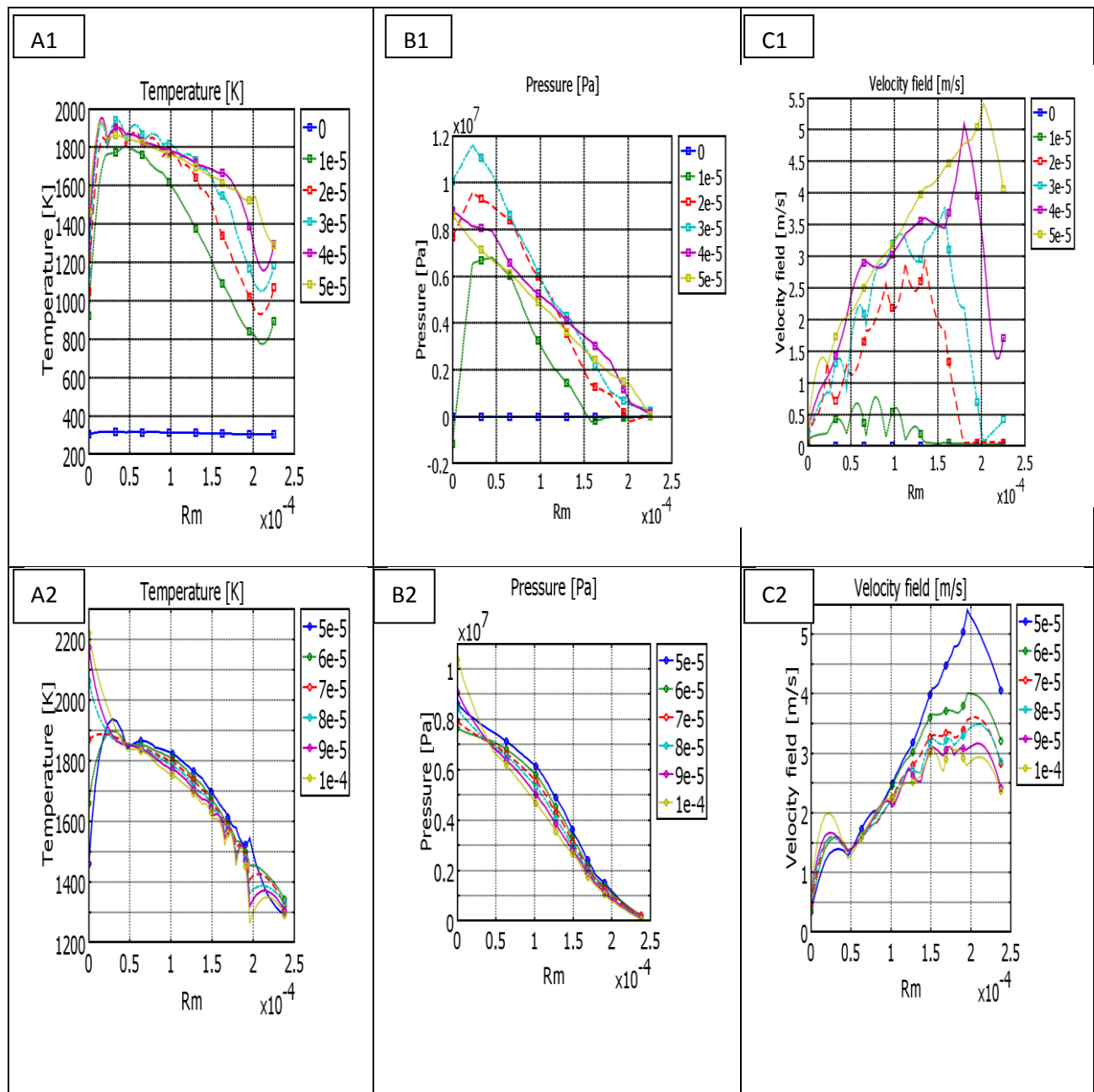


Figure III.30 : Influence de la durée d'impulsion sur

- la température du surface : A1 (de 0 à 0,05 ms), A2 (de 0,05 à 0,1 ms).
- la pression de recul en surface : B1 (de 0 à 0,05 ms), B2 (de 0,05 à 0,1 ms).
- la vitesse du liquide : C1 (de 0 à 0,05 ms), C2 (de 0,05 à 0,1 ms).

III.4.4.8.2 influence de la puissance laser

Les figures III.31 à III.33 présentent une comparaison des résultats pour différentes puissances de faisceau.

La figure III.31 présente l'évolution temporelle de la température maximale pour différentes puissances. Dans chaque cas on constate que la température augmente dans la phase d'initialisation, puis tend vers un seuil. D'après la relation III.32, la puissance transférée au matériau est limitée par l'énergie perdue par vaporisation. Lorsque la température de surface augmente, l'énergie perdue augmente. Ce phénomène est à l'origine du seuil de température de surface. Lorsque la puissance du laser augmente, le seuil en température est plus important.

Les figures III.32 et III.33 présentent respectivement l'évolution temporelle de la pression de recul maximale et de la vitesse maximale d'éjection du métal liquide. La pression de recul augmente avec la température, et donc avec la puissance. L'évolution de la vitesse est corrélée avec l'évolution de la pression de recul qui est l'origine du déplacement. L'évolution de la pression de recul et de la vitesse d'éjection est de même constituée de deux phases : une augmentation de ces deux grandeurs, puis l'évolution vers une valeur limite. Cependant, pour savoir si on atteint une asymptote, il serait nécessaire de poursuivre le calcul sur une durée plus longue. De même que l'on a constaté une légère augmentation de la température seuil lorsque la puissance laser augmente, on constate une augmentation de vitesses maximale ; mais, elles restent du même ordre de grandeur.

Dans tous les cas, la vitesse maximale du liquide se situe en haut du capillaire, on observe une évolution temporelle de la déformation de la surface, avec une augmentation de la profondeur du capillaire et la formation d'un bourrelet sur le bord.

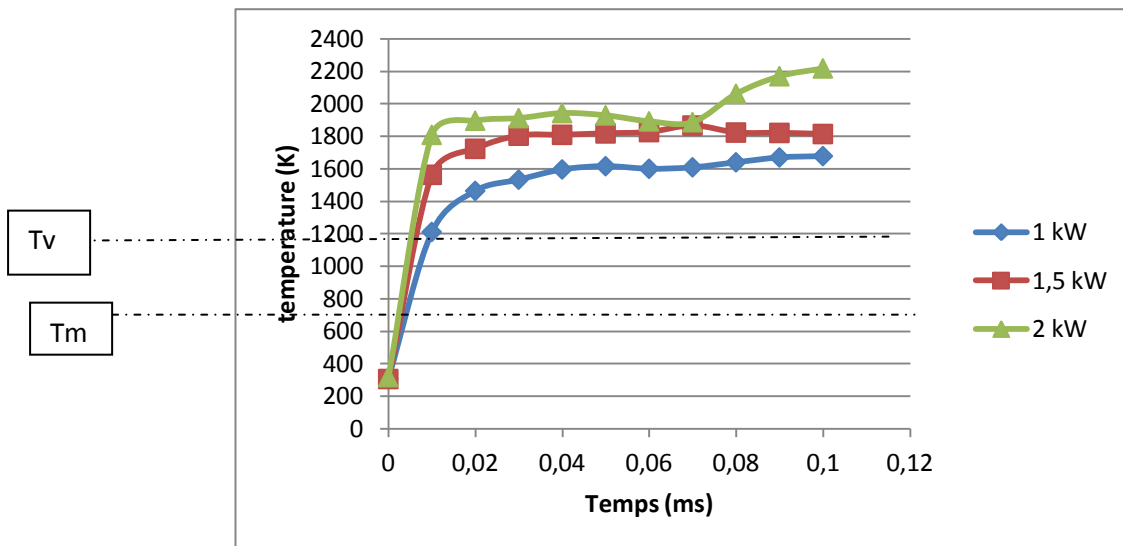


Figure III.31 : La température maximale calculée en fonction du temps pour différentes puissances.

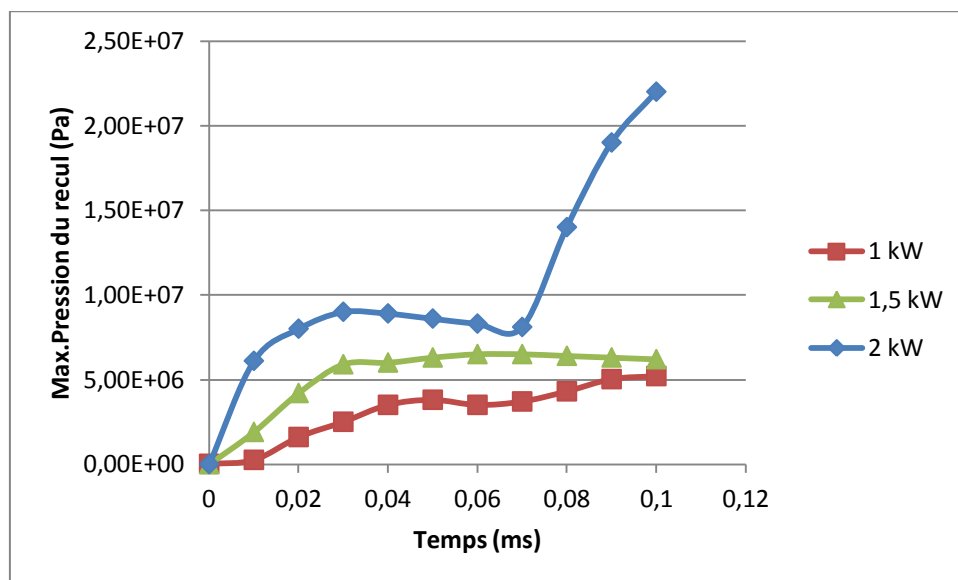


Figure III.32 : La pression de recul calculé en fonction du temps pour différentes puissances.

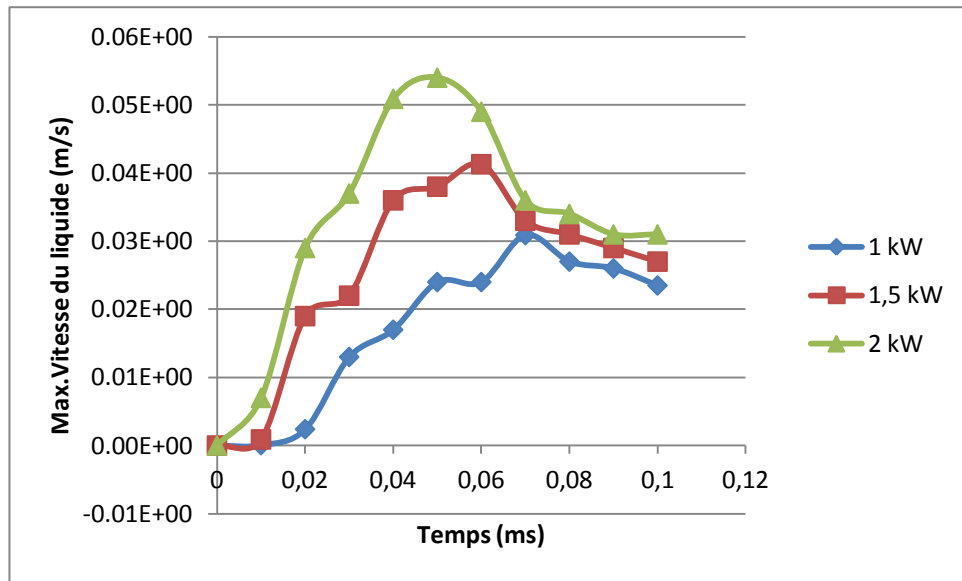


Figure III.33 : Vitesse maximale calculée en fonction du temps pour différentes puissances.

III.5 Conclusion sur la modélisation du perçage

Dans ce travail, nous avons étudié dans un premier temps le dépôt de puissance à l'intérieur d'un capillaire. Le mécanisme de dépôt se fait par réflexions multiples des rayons lumineux et une absorption gouvernée par la loi de Fresnel. Partant d'une répartition gaussienne de la puissance surfacique du faisceau laser, nous présentons le profil de densité surfacique de puissance absorbée aux différents points de la surface du capillaire, ainsi que le rendement énergétique de l'interaction. Nous avons appliqué cette simulation au cas du perçage du zinc. Lorsque la profondeur du capillaire augmente, on observe une concentration en profondeur du dépôt d'énergie et une augmentation du rendement jusqu'à atteindre une valeur limite. Plusieurs géométries ont été testées, montrant que le dépôt dépend de la géométrie (cône, parabole) et pas uniquement des dimensions du capillaire. La valeur maximale de la densité surfacique de puissance absorbée est plus grande dans le cas d'une géométrie arrondie (parabole) comparée au cas conique. Dans le cas du perçage à l'interface Zinc-Quartz, le mécanisme est plus simple suite au faible facteur de réflexion du Quartz. Dans ce cas, on a une absorption simple, mais sur une surface courbe, la densité surfacique de puissance correspond à une projection sur la surface de la densité de puissance gaussienne du faisceau laser.

L'utilisation d'un modèle analytique de perçage, modèle de Semak, a permis d'estimer l'importance de la perte d'énergie et de matière lors du processus de perçage. Dans le cas d'une absorption simple, on constate que la vaporisation est négligeable. Il n'est donc pas nécessaire dans ce modèle de tenir compte de la perte de masse par vaporisation. Mais lors d'un piégeage de l'énergie par réflexion multiples, la densité de puissance est telle que dans la zone de localisation, on a une perte de puissance par vaporisation et donc une perte de matière. Mais comme il a été montré la zone de forte densité de puissance est très localisée. Cependant cette concentration de puissance est à l'origine d'une forte pression de recul à la base du déplacement du métal fondu.

Ainsi, dans une seconde partie, nous nous sommes intéressés à la modélisation du mécanisme d'éjection latérale de métal fondu. Une simulation a été réalisée en utilisant le logiciel Comsol Multiphysics. Dans ce modèle, nous couplons l'équation thermique et l'équation de Navier Stokes. Le déplacement du métal fondu résulte du calcul de la pression de recul due à la localisation de l'énergie en fond de capillaire. Le déplacement de ce métal liquide crée un élargissement de la zone fondue par échange d'énergie par convection entre le liquide déplacé et la zone solide. Ce métal fondu est déplacé rapidement vers le haut du capillaire forme un bourrelet en surface. La prise en compte du déplacement de matière induisant une forte déformation se fait en utilisant la méthode ALE. Cependant, cette déformation est tellement importante qu'il est nécessaire d'effectuer très souvent un remaillage pour éviter les problèmes d'inversion de mailles.

L'objectif initial de ce travail de simulation était de modéliser les processus observés expérimentalement dans le chapitre II. La méthodologie est, connaissant la géométrie du capillaire à un instant donné, d'en déduire la nouvelle géométrie à un instant ultérieur. Cependant, bien que l'observation directe par caméra ou indirecte par la méthode DODO nous permette de définir la géométrie du capillaire, nous n'avons aucune information sur le champ de température et de vitesse à cet instant. Donc le calcul se fait en deux étapes : une étape préliminaire permet, à partir de la forme du capillaire, de calculer le dépôt d'énergie, le champ de température, puis la pression de recul pour en déduire le champ de vitesse dans le métal liquide. Ces données constituent les conditions initiales et aux limites d'un calcul d'évolution du système permettant de simuler le mécanisme de perçage en profondeur et l'éjection de liquide vers la surface du trou. Cependant les résultats montrent une tendance. Mais du fait du fort champ de vitesses et d'une forte déformation, les problèmes de déformation de maillage

ne nous ont pas permis de mener le calcul sur une durée suffisamment importante pour faire une comparaison avec l'observation.

Dans ce travail nous avons utilisé une procédure de remaillage automatique permettant de minimiser les problèmes dus aux déformations des mailles en découpant ces mailles en éléments plus petits et plus réguliers. Cependant cette méthode ne permet pas de supprimer le problème d'inversion de maille. Pour résoudre cela il est nécessaire d'optimiser les paramètres de remaillage et donc minimiser la durée de calcul entre deux remaillages.

L'idée de base de notre travail était de faire varier le dépôt avec le temps dans cette simulation. Nous avons eu du mal à faire le premier pas de temps. Mais après résolution des problèmes de déformation de maillage, l'idée est de faire évoluer la loi de dépôt de puissance avec l'évolution de la géométrie du capillaire. Pour cela il faut faire un couplage entre la simulation des réflexions multiples et de la loi de dépôt de puissance dans un capillaire à un instant donné (sous Matlab) et les calculs couplés du champ thermique, du champ de vitesse, de la déformation de surface et le remaillage (sous Comsol). Le transfert des données est possible, c'est-à-dire le transfert de la géométrie du Comsol vers Matlab et le transfert de la loi de puissance de Matlab vers Comsol.

Dans la démarche adoptée, nous avons utilisé une étape d'initialisation, à partir de la géométrie, des champs de température et de vitesse. Une meilleure méthode serait de partir de la géométrie initiale du problème, c'est-à-dire une surface plane. Ainsi on peut modéliser dans un premier temps le chauffage, la formation de liquide, puis le début de la vaporisation et de l'action de la pression de recul. Ensuite, nous avons les bonnes conditions initiales pour débiter un calcul itératif d'évolution du perçage avec déplacement de matière et déformation. Mais avant cela, il est nécessaire de mettre au point le calcul couplant réflexions multiples sous Matlab et déformation sous Comsol.

Chapitre IV Étude du soudage

IV.1 Introduction

Ce chapitre présente les résultats expérimentaux et numériques de l'interaction d'un faisceau laser en mode continu sur une interface Zn/Zn et sur une interface Zn/Q. A partir du montage utilisé pour la visualisation du perçage, nous pouvons étudier l'évolution de la forme du capillaire pendant l'opération pour plusieurs puissances de laser et plusieurs vitesses de soudage. Dans le cas du soudage Zn/Zn, il est impossible d'avoir des informations sur la forme du capillaire, puisque le métal liquide remplit le capillaire au fur et à mesure de l'avancée du faisceau. En revanche, nous pouvons obtenir des informations sur la forme de la zone fondue que nous pouvons comparer à la forme de celle obtenue lors du soudage Zn/Q.

IV.2 Soudage « Zn/Quartz » -visualisation du capillaire

IV.2.1 Dispositif expérimental

Pour cette étude la source laser Yb:YAG TRUMPF TruDisk 6002, décrite dans le chapitre précédent, a été utilisée. La fibre associée à un diamètre de 200 μm et le grandissement est de 1. Le diamètre du spot au niveau de la surface visée est donc de 200 μm . Le montage est présenté sur la figure IV.1.

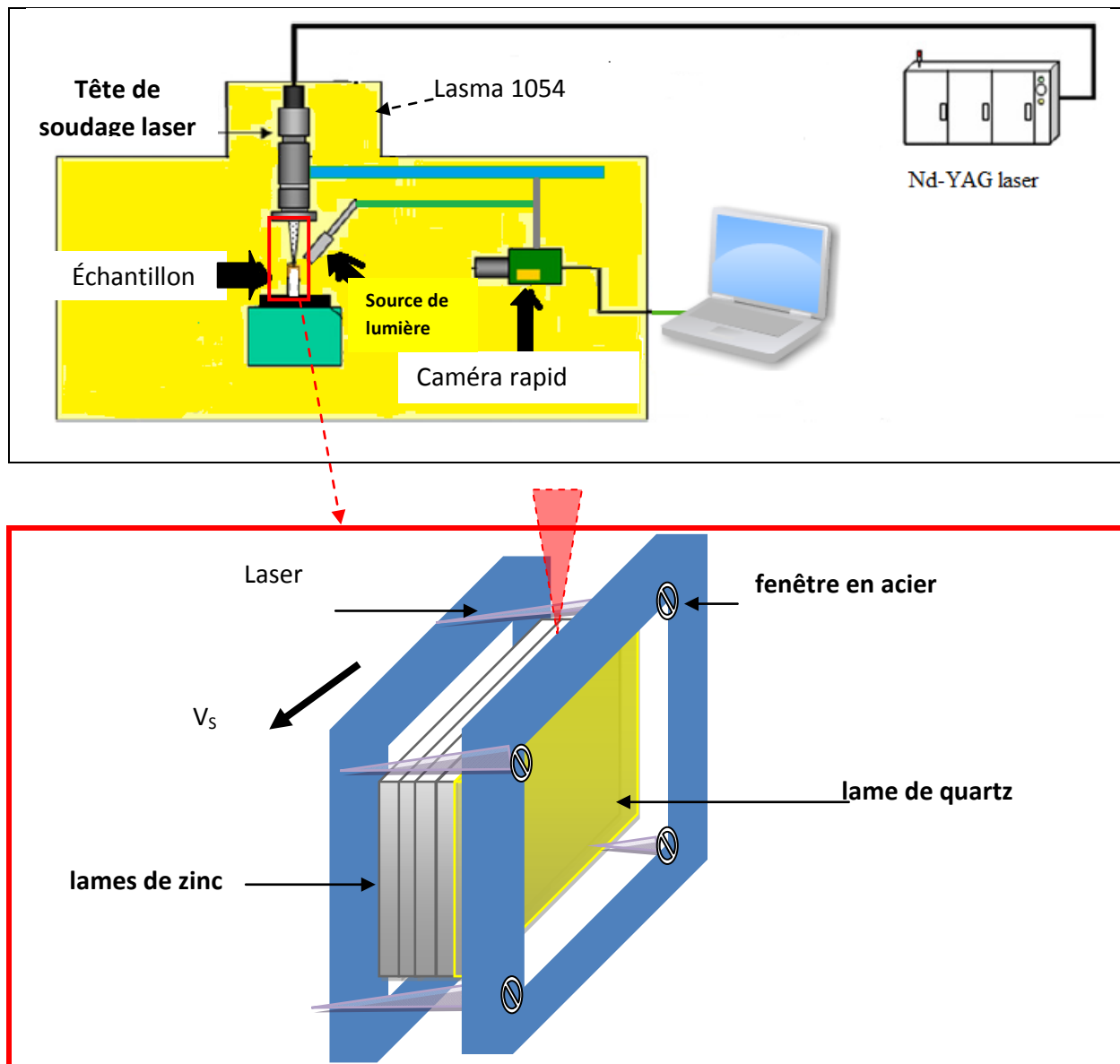


Figure IV.1 : Schéma du montage expérimental pour l'observation du capillaire

Nous avons utilisé la caméra rapide de type PHANTOM v4.0, dont pour les caractéristiques d'acquisition nous avons choisi une résolution de 512 x 256 pixels , une fréquence d'acquisition de 1000 images par seconde, un temps d'exposition de 221 μ s. L'intervalle entre deux images est donc de 1 ms. Pour une durée de pulse de 1 s, nous obtenons donc environ 1000 images. Ce nombre d'images est suffisant pour estimer l'évolution de la forme du capillaire pendant la durée du soudage.

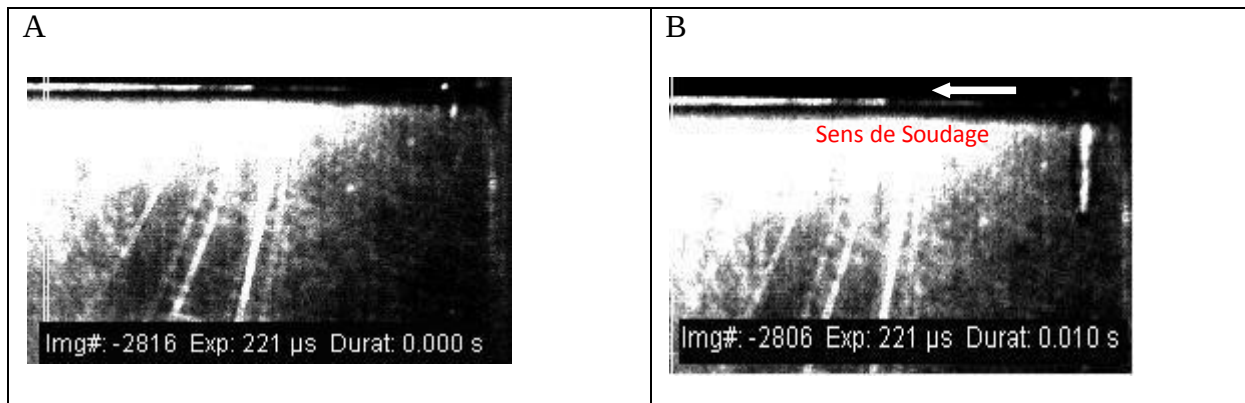
IV.2.2 Observations de capillaire

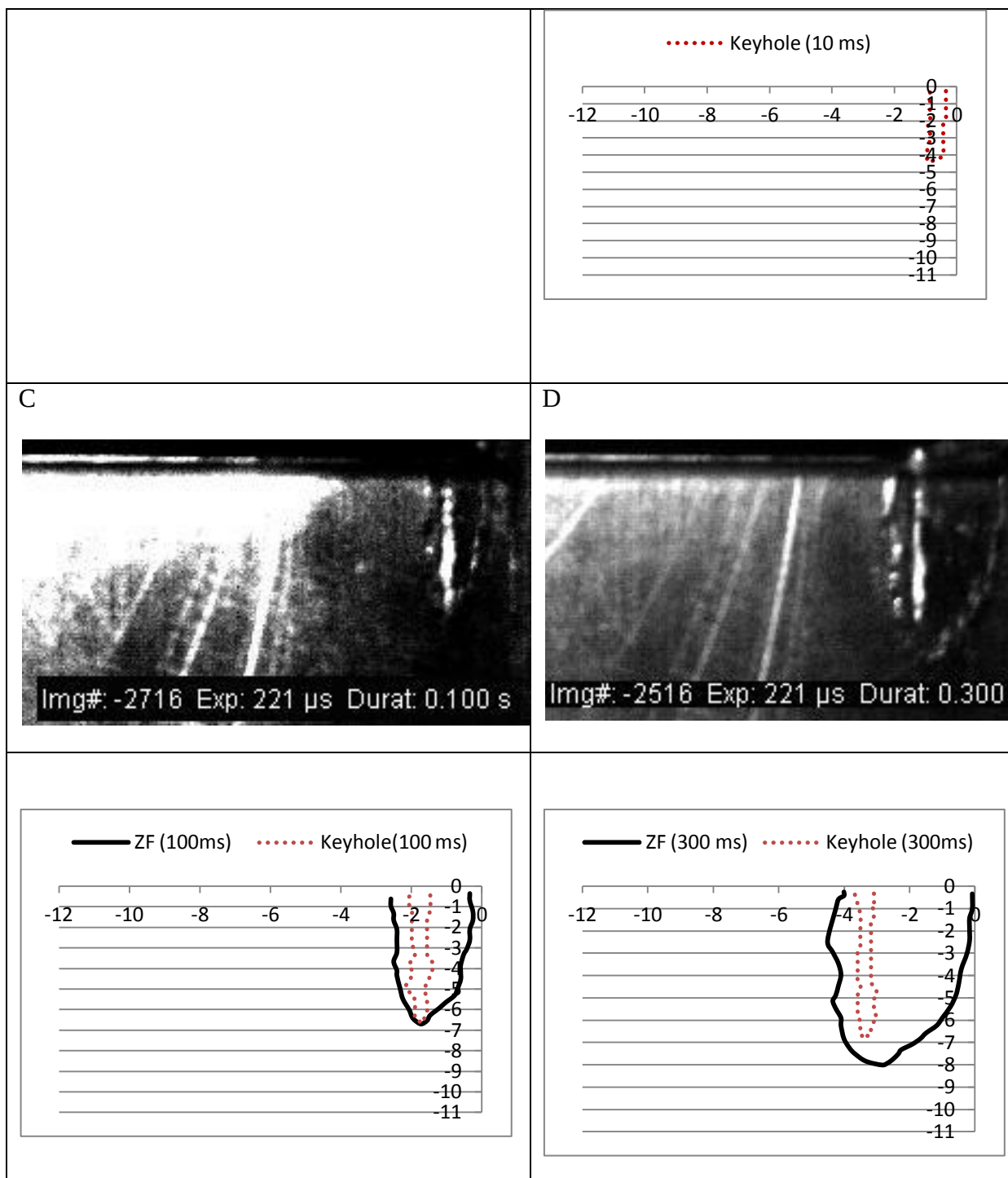
Nous présentons dans ce paragraphe les essais réalisés à 2 kW, et à trois vitesses de soudage. Des essais ont aussi été réalisés à 3 kW et sont présentés dans l'annexe 2. La caméra rapide utilisée (décrite dans le chapitre II) permet d'observer directement la forme du capillaire.

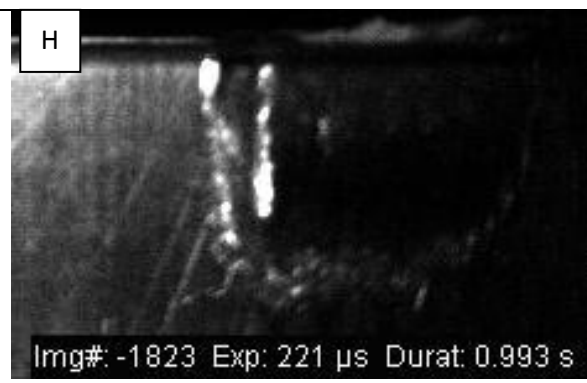
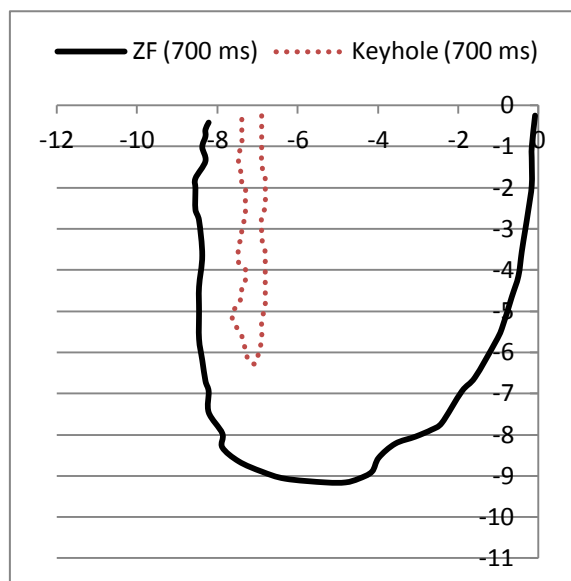
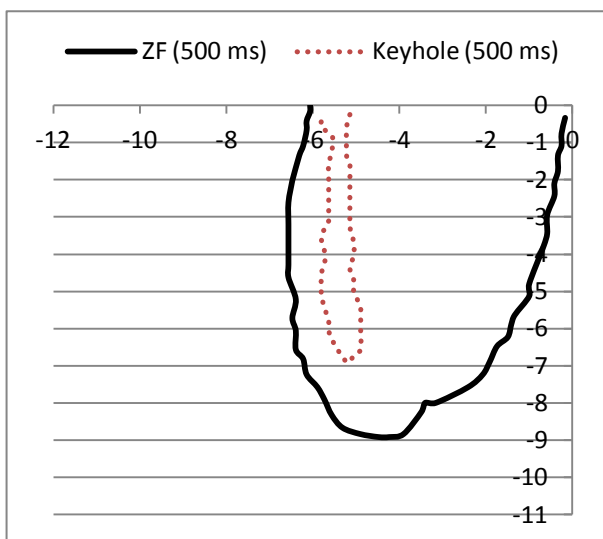
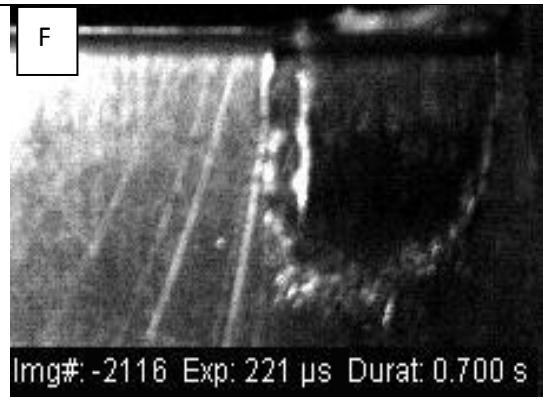
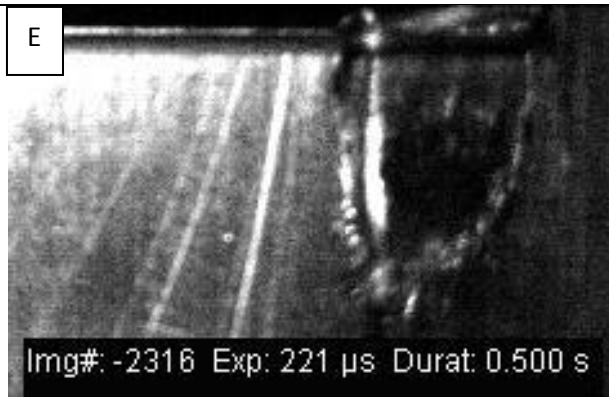
IV.2.2.1 Vitesse de soudage 10 mm.s⁻¹

Les figures IV.2 montrent les images obtenues en différents instants du soudage avec la puissance 2 kW et une vitesse de 10 mm.s⁻¹.

- L'image (A) montre l'interface avant l'interaction du laser.
- Les images de (B) à (H) montrent l'évolution des formes du capillaire et de la zone fondue.
- L'image (H) est à 1 ms avant la fin de soudage.
- L'image (I) se situe au moment de l'arrêt du laser. Cette image montre la fermeture du capillaire et la solidification de la zone fondue. Le remplissage du capillaire s'effectue grâce à l'écoulement du métal fondu se trouvant vers l'arrière. La durée de solidification est inférieure à la résolution temporelle de l'acquisition des images (soit 1 ms).







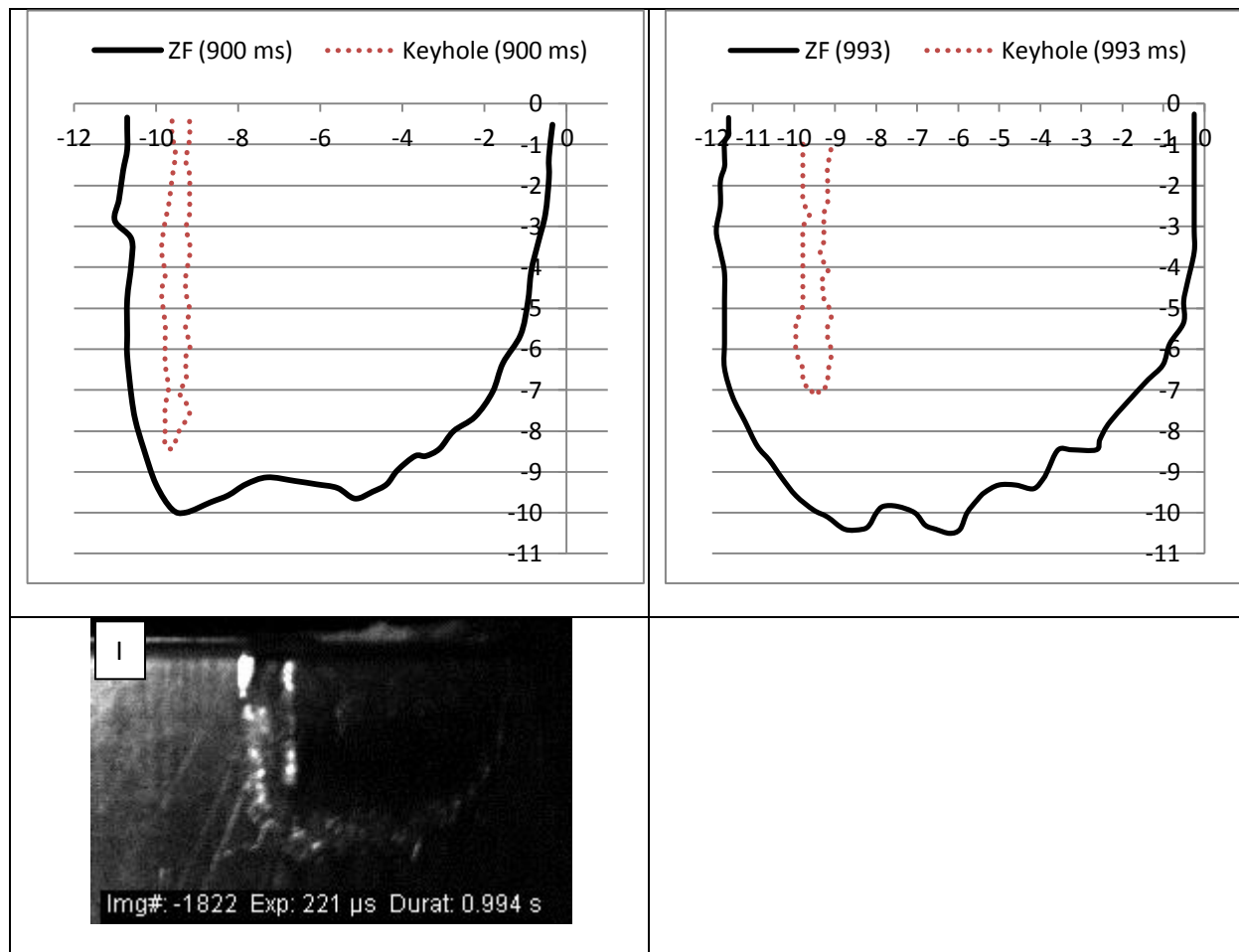


Figure IV.2 : Séquences d'images vidéo des profils du capillaire et de la zone fondue obtenues (Puissance 2 kW, Vitesse de soudage : 10 mm.s⁻¹) : (A) 0 ms, (B) 10 ms, (C) 100 ms, (D) 300 ms, (E) 500 ms, (F) 700 ms, (G) 900 ms, (H) 993 ms, (I) 994 ms.

Sur les figures IV.2 on observe que les deux parois – avant et arrière – du capillaire sont pratiquement verticales, leur inclinaison subit peu de fluctuations.

La largeur du capillaire est toujours plus grande que le diamètre de la source laser.

On calcule la valeur de la profondeur de la zone fondue comme le maximum de la profondeur à l'aplomb du capillaire comme indiqué sur la figure (IV.3).

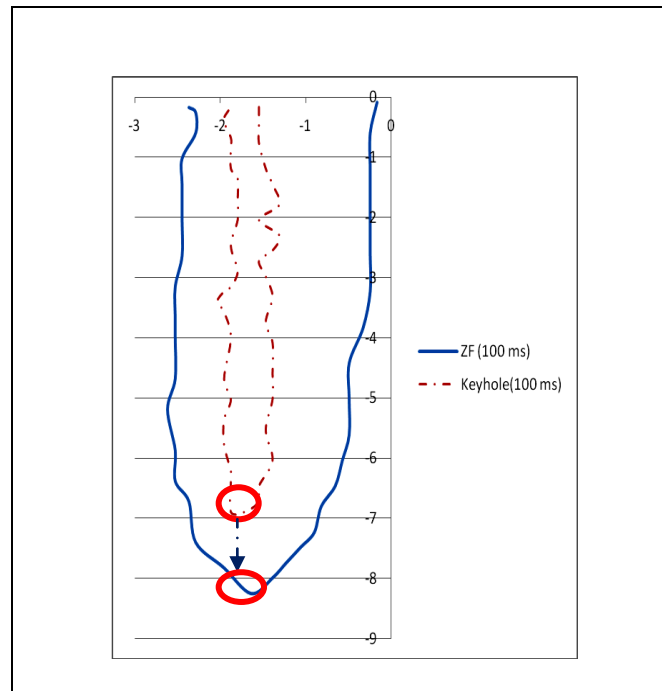


Figure IV.3 : Détermination des valeurs des profondeurs du capillaire et de la zone fondue.

L'incertitude de mesure est liée à celle de la mesure d'un pixel (estimée à 0,1 mm) ainsi qu'à celle de la détermination du pixel du bas et du haut du capillaire (ou de la zone fondue). Elle peut donc être estimée à 0,2 mm. Par la suite, nous donnerons les valeurs des mesures en arrondissant au dixième de mm.

L'évolution de la profondeur du capillaire est donnée dans le tableau IV.1 :

Temps (ms)	10	100	300	500	700	900	993
Profondeur (mm)	4,4	6,6	6,7	6,7	6,4	8,5	7,1

Tableau IV. 1 : Évolution de la profondeur du capillaire (puissance laser = 2 kW, vitesse de soudage : 10 mm.s⁻¹)

L'évolution de la zone fondue est présentée dans le Tableau IV. 2

Temps (ms)	100	300	500	700	900	993
Profondeur (mm)	6,6	7,8	8,7	8,9	9,9	10

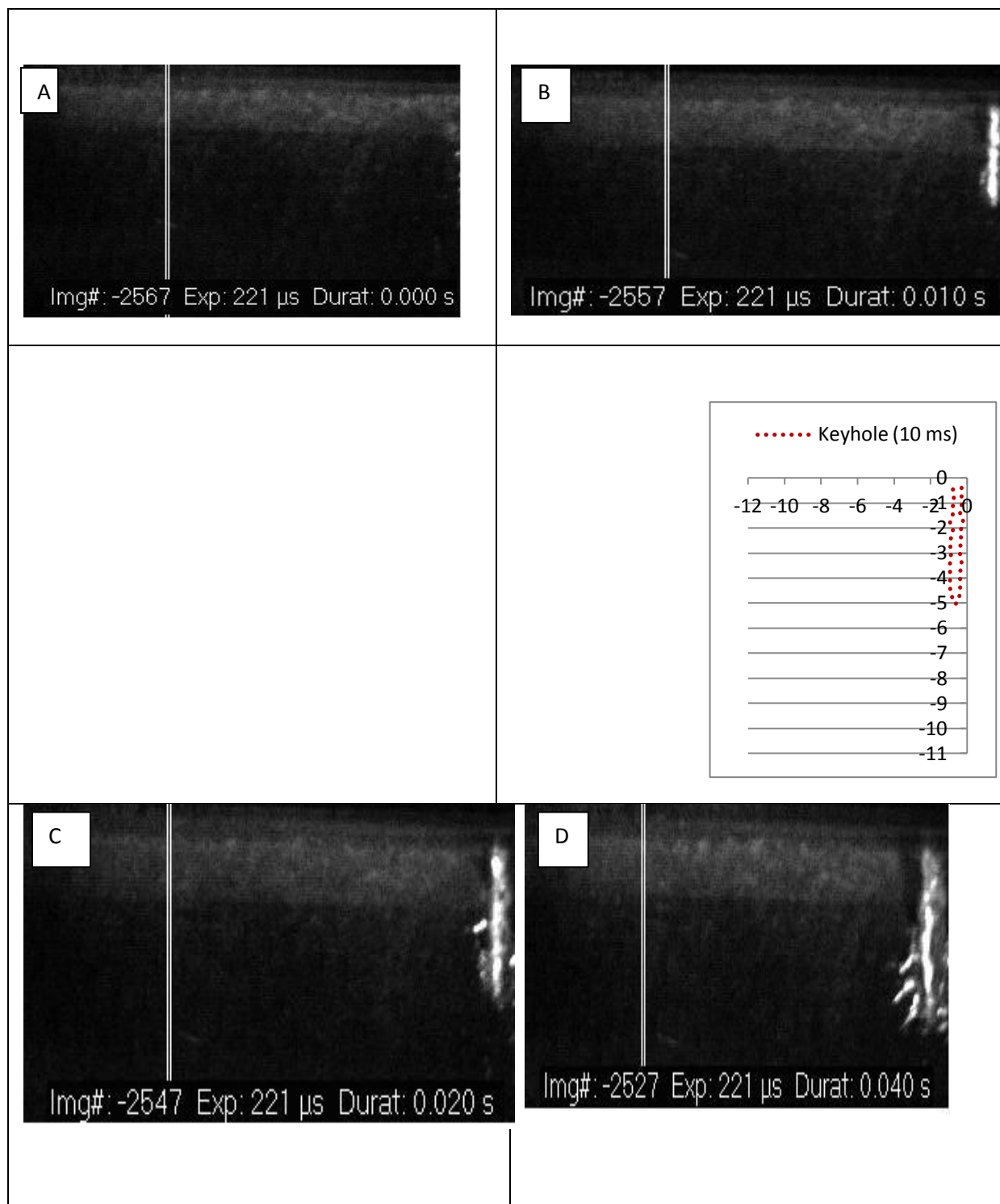
Tableau IV. 2 : Évolution de la profondeur de la zone fondue (puissance laser = 2 kW, vitesse de soudage : 10 mm.s⁻¹)

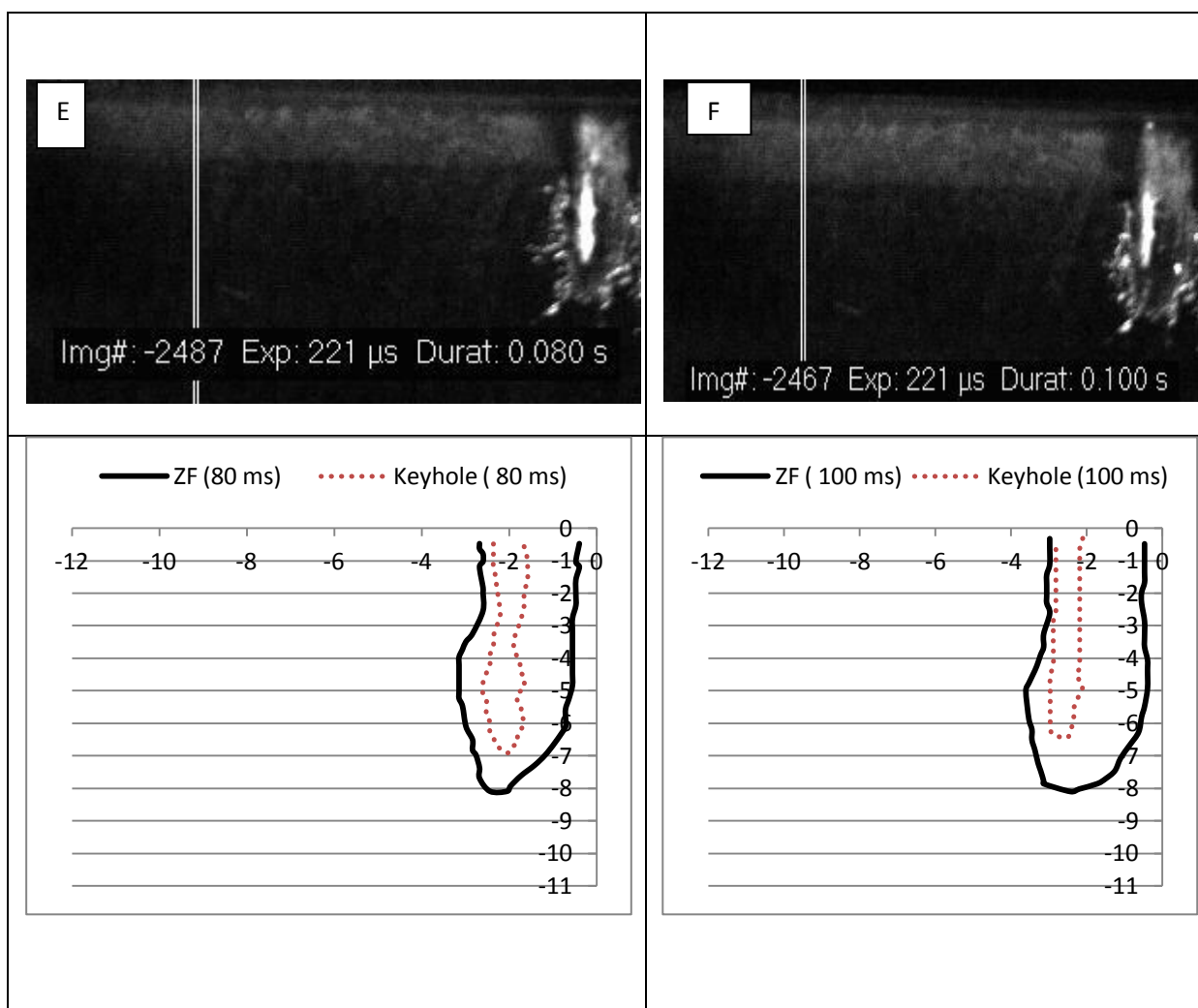
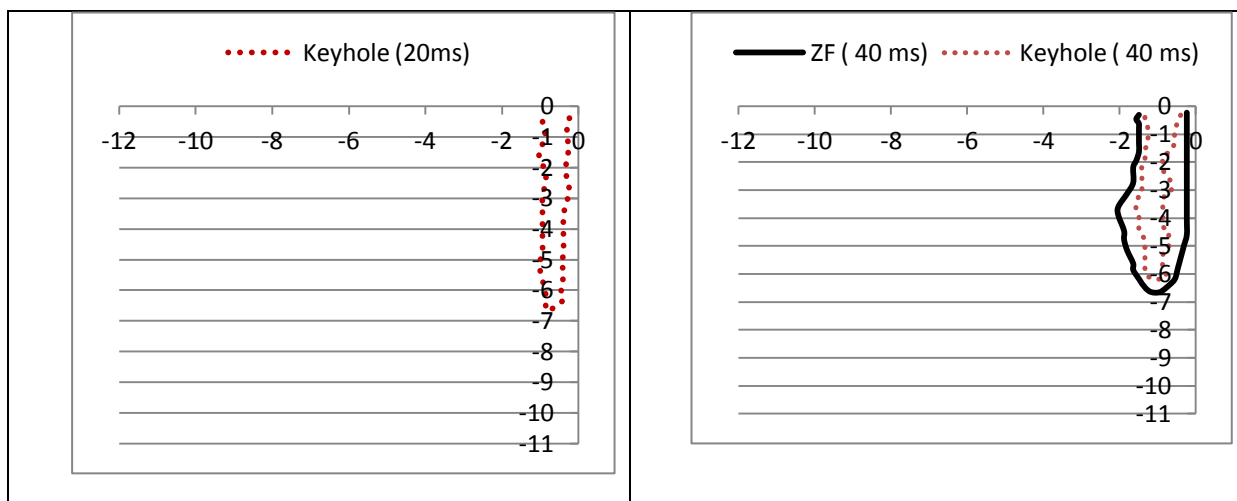
IV.2.2.2 Vitesse de soudage 20 mm.s⁻¹

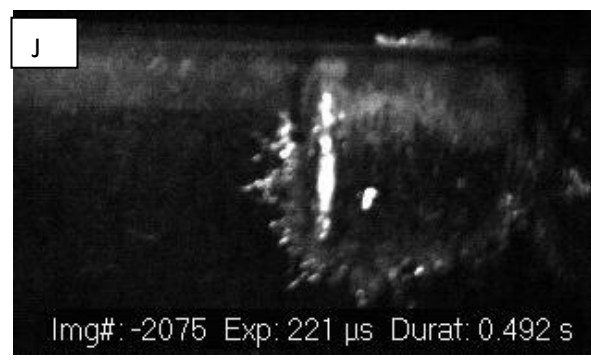
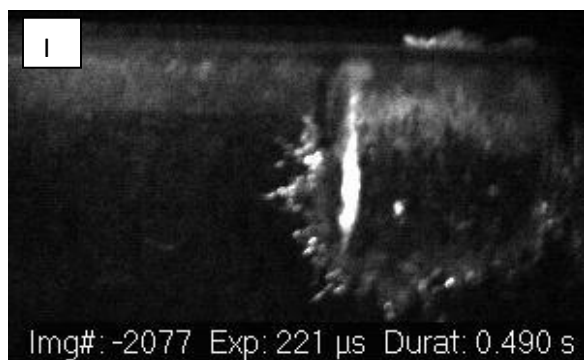
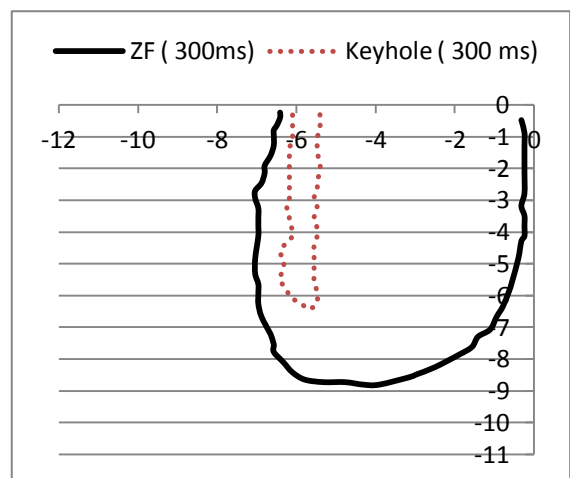
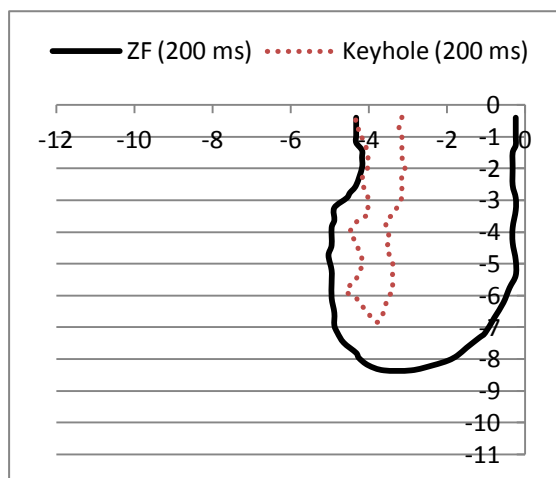
Les figures IV.4 montrent les images obtenues en différents instants du soudage avec la puissance 2kW et la vitesse de 20 mm.s⁻¹.

- L'image (A) montre l'interface avant l'interaction du laser
- Les images de (B) à (J) montrent l'évolution de la forme du capillaire et de la zone fondue.
- L'image (J) est à 1 ms avant l'arrêt du laser.

L'image (K) est située au moment de l'arrêt du laser. On peut voir sur cette image (K) la fermeture et la solidification de capillaire, le remplissage du capillaire se fait de la même manière que pour les paramètres opératoires précédents.







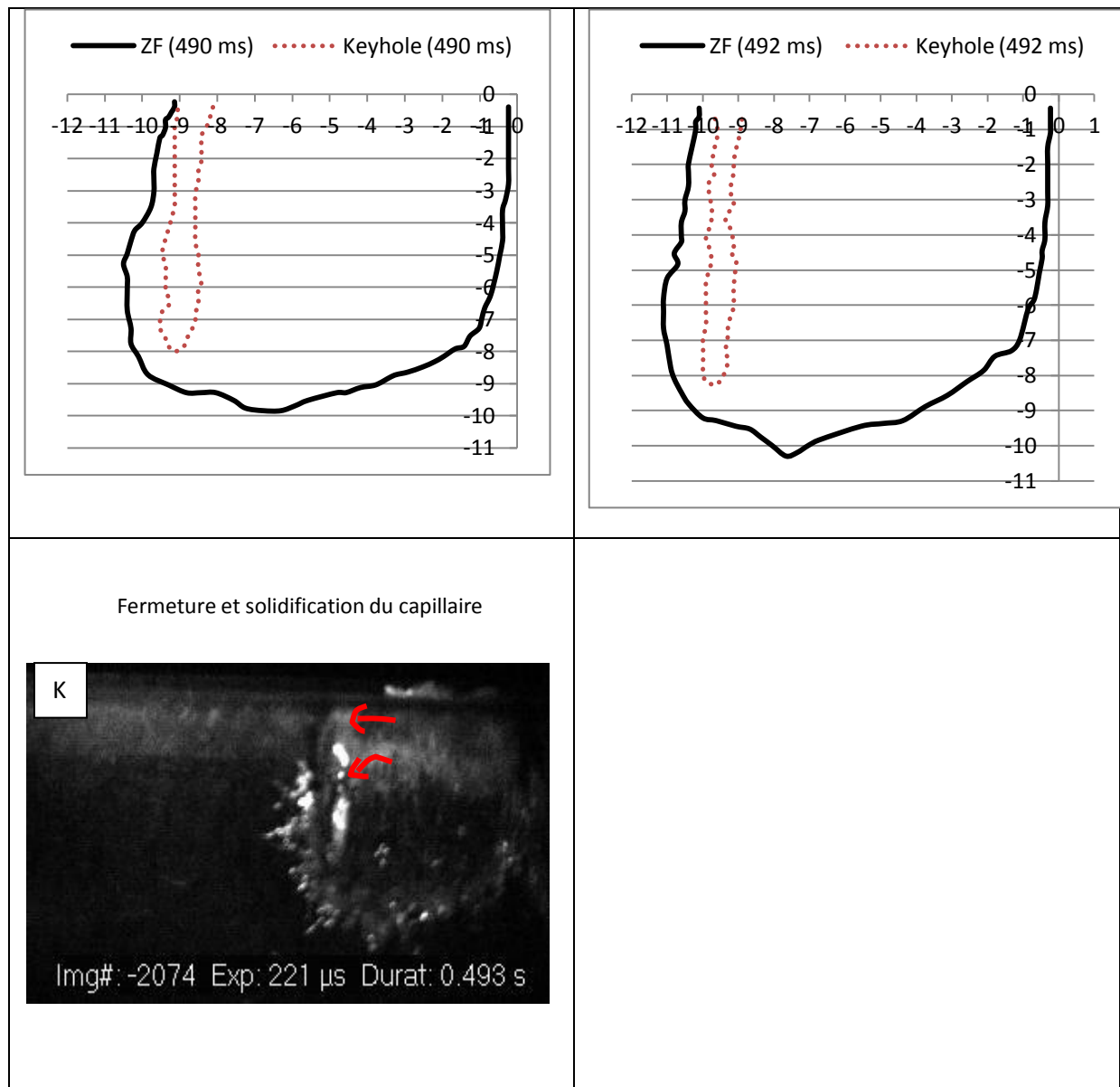


Figure IV.4 : Séquences d'images du capillaire et de la zone fondue (puissance 2 kW, vitesse de soudage 20 mm.s^{-1}) : (A) 0 ms, (B) 10 ms, (C) 20 ms, (D) 40 ms, (E) 80 ms, (F) 100 ms, (G) 200 ms, (H) 300 ms, (I) 490 ms, (J) 492 ms, (K) 493 ms.

Sur les figures IV.4, on peut observer aussi que les deux parois –avant et arrière – du capillaire sont verticales avec peu de fluctuations et que la largeur du capillaire est toujours plus grande que le diamètre du faisceau laser à la surface de l'échantillon.

L'évolution de la profondeur du capillaire est représentée dans le tableau IV.3.

Temps (ms)	10	20	40	80	100	200	300	490	492
Profondeur (mm)	5,0	6,7	6,2	6,9	6,4	6,7	6,2	8,0	8,4

Tableau IV. 3 : Évolution de la profondeur du capillaire (puissance laser = 2 kW, vitesse de soudage : 20 mm.s⁻¹)

L'évolution de la profondeur de la zone fondue est présentée dans le tableau IV.4.

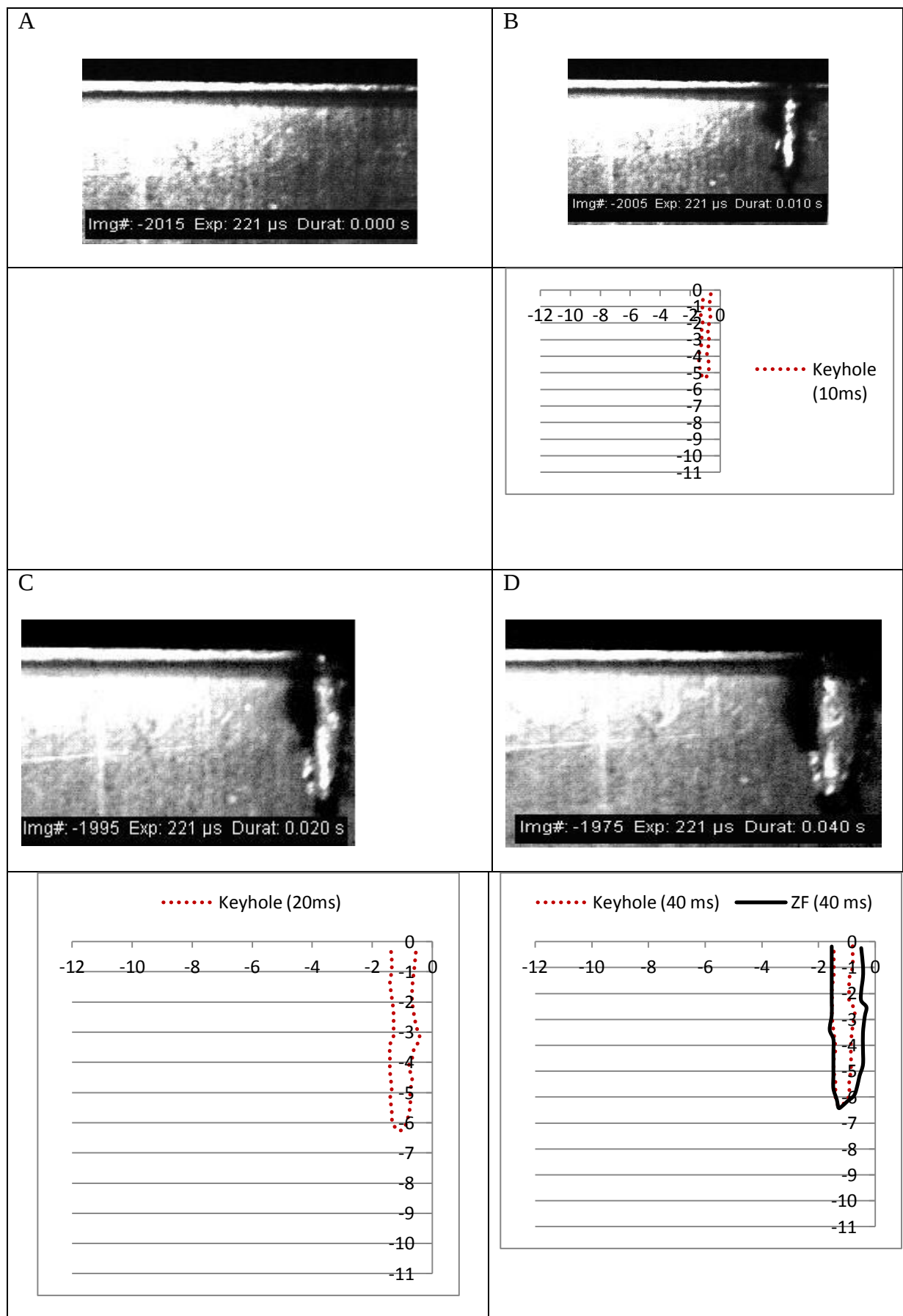
Temps (ms)	40	80	100	200	300	490	492
Profondeur (mm)	6,7	7,9	8,1	8,2	8,6	9	9,3

Tableau IV. 4 : Évolution de la profondeur de la zone fondue

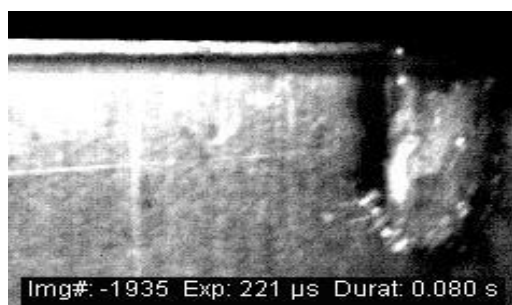
IV.2.2.3 Vitesse de soudage 30 mm.s⁻¹

Les figures IV.5 montrent les images obtenues à différents instants du soudage pour P=2 kW et une vitesse de 30 mm.s⁻¹.

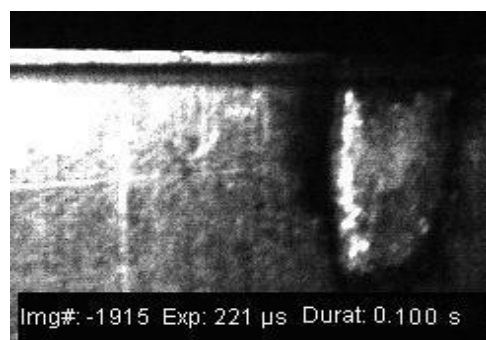
- L'image (A) montre l'interface avant l'interaction du laser.
- Les images de (B) à (I) montrent l'évolution des formes du capillaire et de la zone fondue.
- L'image (I) est à 1 ms avant l'arrêt du laser.
- L'image (J) est effectuée à l'arrêt du laser.



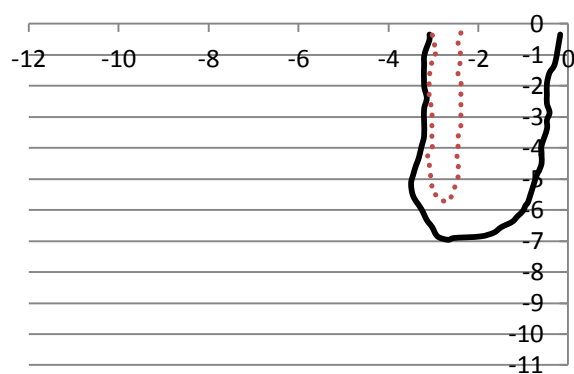
E



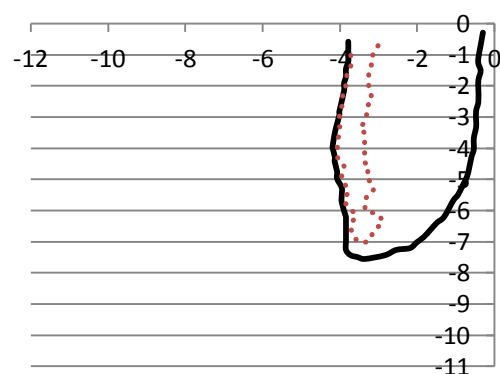
F



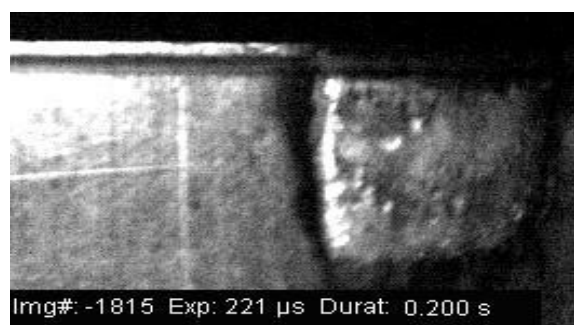
— ZF (80 ms) Keyhole (80 ms)



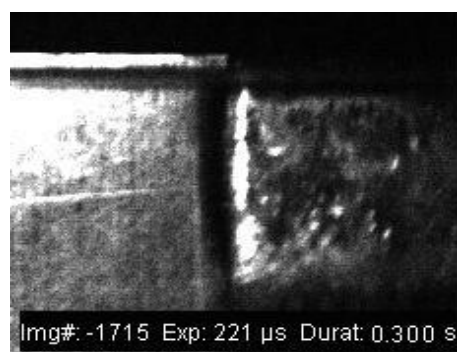
— ZF (100 ms) Keyhole (100 ms)



G



H



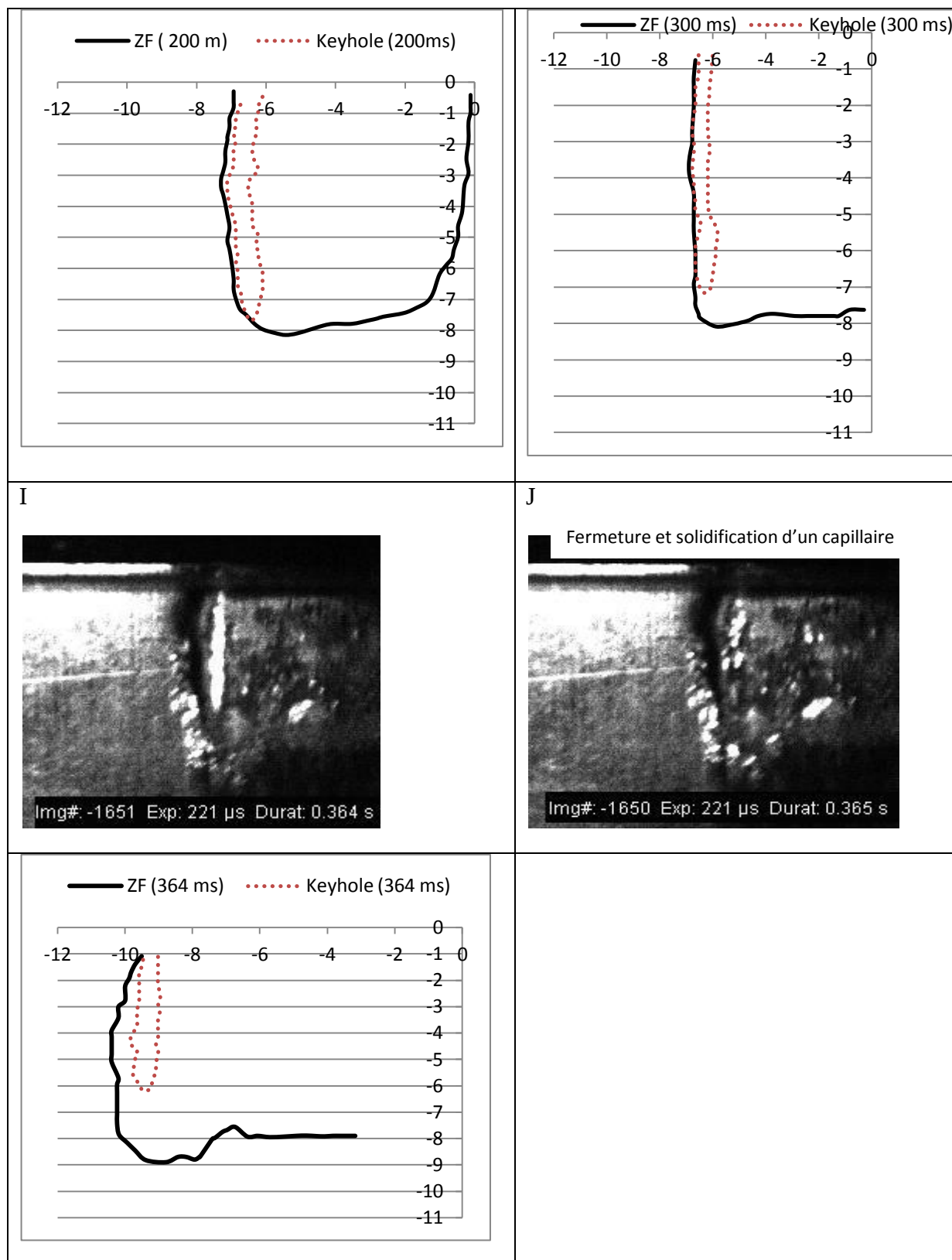


Figure IV.5 : Images des profils du capillaire et de la zone fondue (puissance laser = 2 kW, vitesse de soudage = 30 mm.s^{-1}) : (A) 0 ms, (B) 10 ms, (C) 20 ms, (D) 40 ms, (E) 80 ms, (F) 10 ms, (G) 200 ms, (H) 300 ms, (I) 364 ms, (J) 365 ms.

L'évolution de la profondeur du capillaire est présentée dans le tableau IV.5.

Temps (ms)	10	20	40	80	100	200	300	364
Profondeur (mm)	5,3	6,3	6,4	5,7	7	7,7	7,2	6

Tableau IV. 5 : Évolution de la profondeur du capillaire (puissance laser = 2 kW, vitesse de soudage : 30 mm.s⁻¹)

La profondeur de la zone fondue est indiquée dans le tableau IV.6 :

Temps (ms)	80	100	200	300	364
Profondeur (mm)	7,0	7,5	7,8	8	8,8

Tableau IV. 6 : Évolution de la profondeur de la zone fondue (puissance laser = 2 kW, vitesse de soudage : 30 mm.s⁻¹)

Les données figurant en Annexe 2 sur les images obtenues pour la puissance 3 kW permettent d'observer, pour seulement quelques images, des inclinaisons des parois du capillaire : ces inclinaisons sont pratiquement parallèles pour l'avant et l'arrière du capillaire : une inclinaison vers l'avant pour le haut du capillaire et une inclinaison vers l'arrière pour le bas du capillaire. Ce phénomène n'est pas reproductible, puisqu'on ne voit cette inclinaison pas sur d'autres images. On peut dire qu'il n'existe pas de régime établi d'inclinaison du capillaire pour les conditions opératoires utilisées, que ce soit pour la puissance 2 kW ou la puissance 3 kW.

IV.2.3 Évolution de la profondeur du capillaire et du bain fondu

Nous avons regroupé sur la figure IV.6 les évolutions des profondeurs du capillaire et de la zone fondue pour P =2 kW.

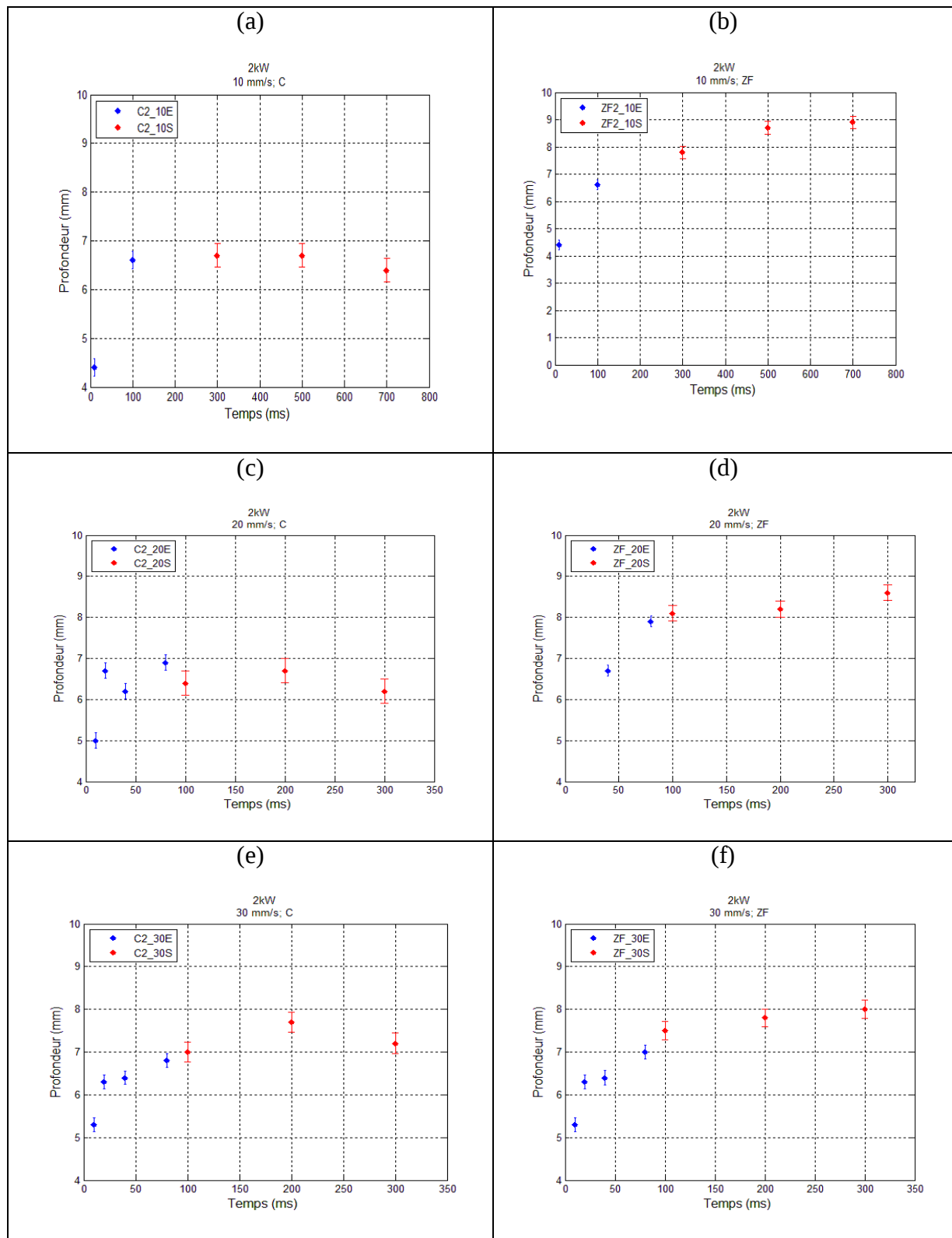


Figure IV.6 : Évolution des profondeurs du capillaire et de la zone fondue (2 kW)
 (a), (c) et (e) : C : profondeur du capillaire,
 ((b) (d) et (f) ZF : profondeur de la zone fondue, les barres d'incertitude
 représentent l'incertitude de mesure estimée à 0,2 mm))

On observe qu'il existe un régime en dessous duquel la profondeur du capillaire évolue rapidement. A partir d'environ 100 ms la profondeur semble fluctuer autour d'une valeur moyenne assez proche pour les 3 vitesses, compte-tenu des incertitudes de mesure (représentées par les barres) de l'ordre de 6,5 mm pour 10 et 20 mm.s⁻¹ et de 7,5 mm pour 30 mm.s⁻¹.

Ce même type de variation est observable pour la profondeur du bain fondu, avec une évolution plus lisse après 100 ms.

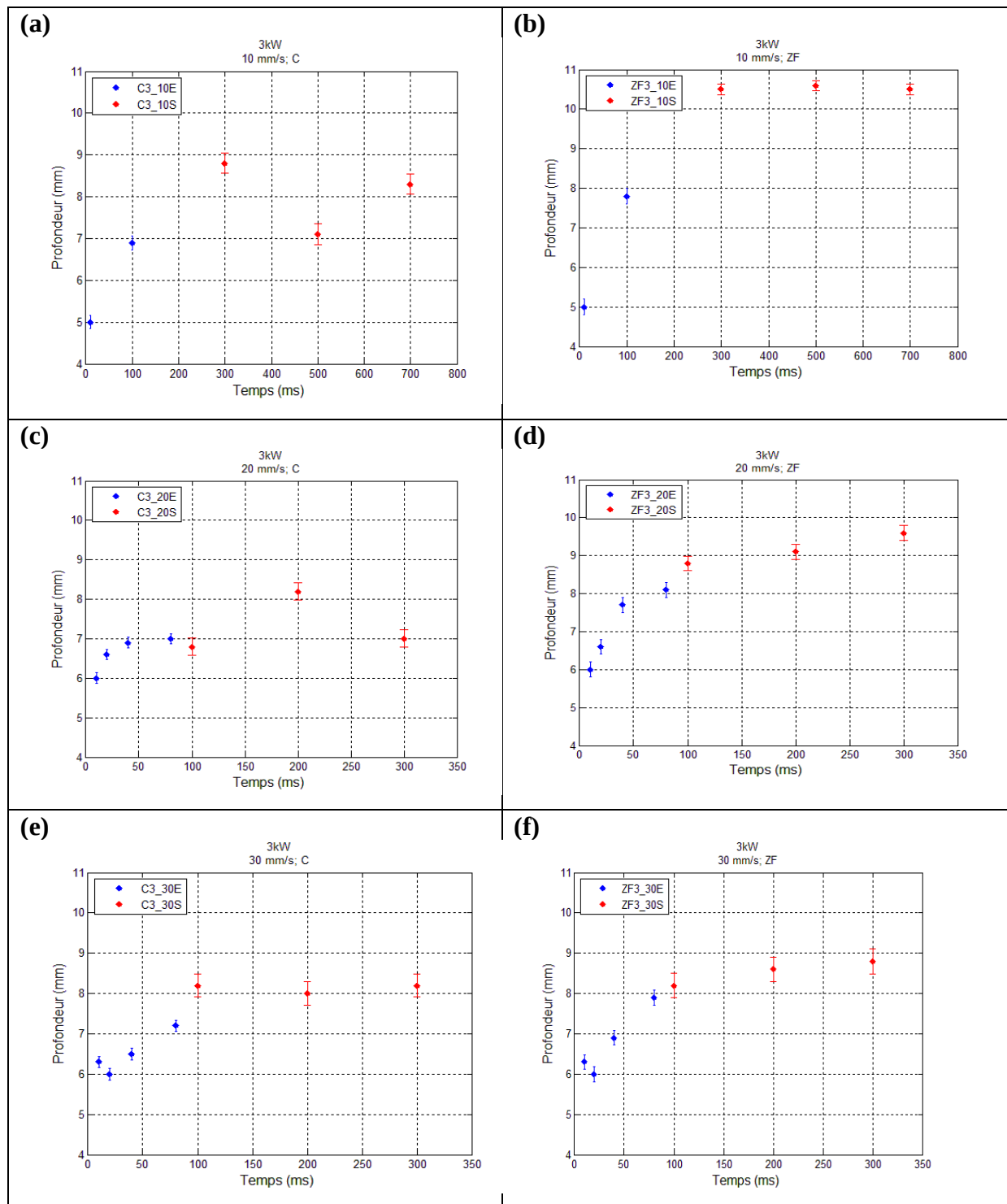


Figure IV.7 : Évolution des profondeurs du capillaire et de la zone fondue (3kW)

(a), (c) et (e) : C : profondeur du capillaire

((b) (d) et (f) ZF : profondeur de la zone fondue

Les mêmes observations peuvent être faites pour la puissance de 3 kW (Figure IV.7) : une montée rapide des profondeurs du capillaire et de la zone fondue, puis un régime présenter des fluctuations pour le capillaire, et assez stable pour la zone fondue.

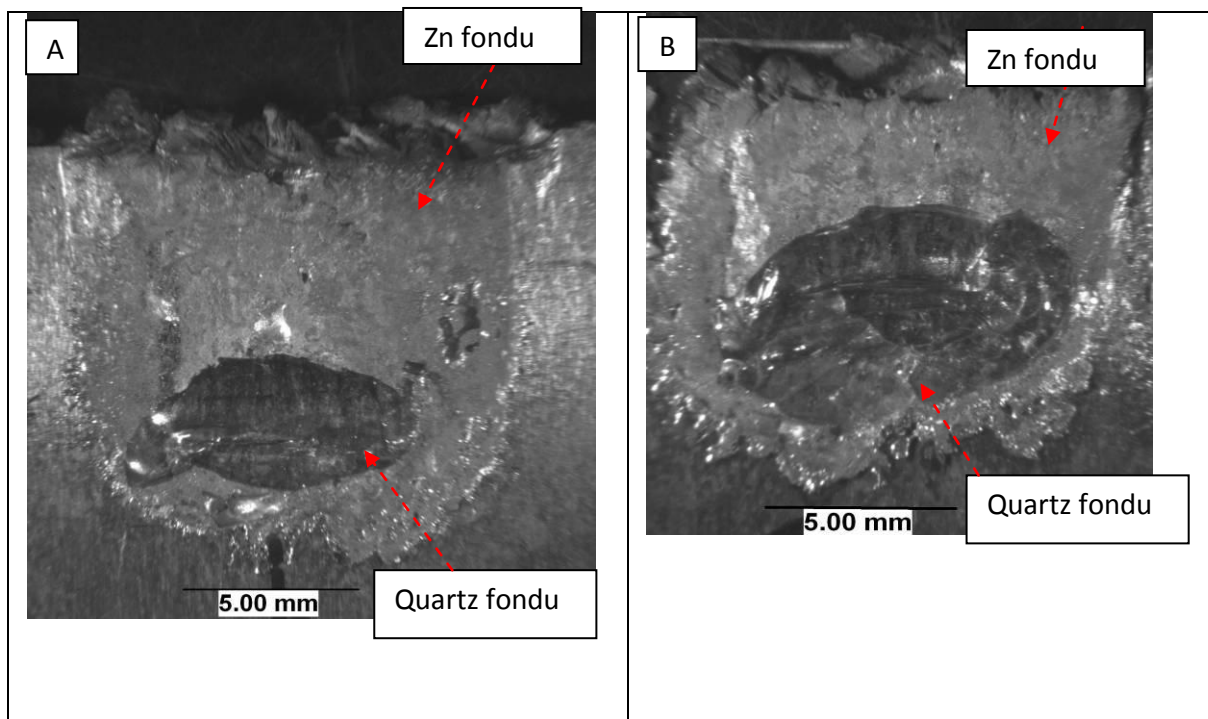
IV.2.4 Les observations macrographiques post-mortem

IV.2.4.1 *Étude des formes dans le sens longitudinal*

Après la séparation entre le zinc et de quartz, nous obtenons la section longitudinale directement, sans traitement.

Ces observations nous permettent, de confirmer les observations obtenues par caméra rapide.

Les figures IV.8 montrent des coupes longitudinales pour 3 kW et les trois vitesses explorées. On observe des inclusions de Quartz. La température de ramollissement du Quartz EN08NB étant 1943 K et la température de vaporisation de Zinc étant 1180 K, nous pouvons affirmer qu'il existe une région dont la température a atteint au moins 1180 K, et une région (limitée par des pointillés, figure IV.9) où la température a atteint au moins 1943 K



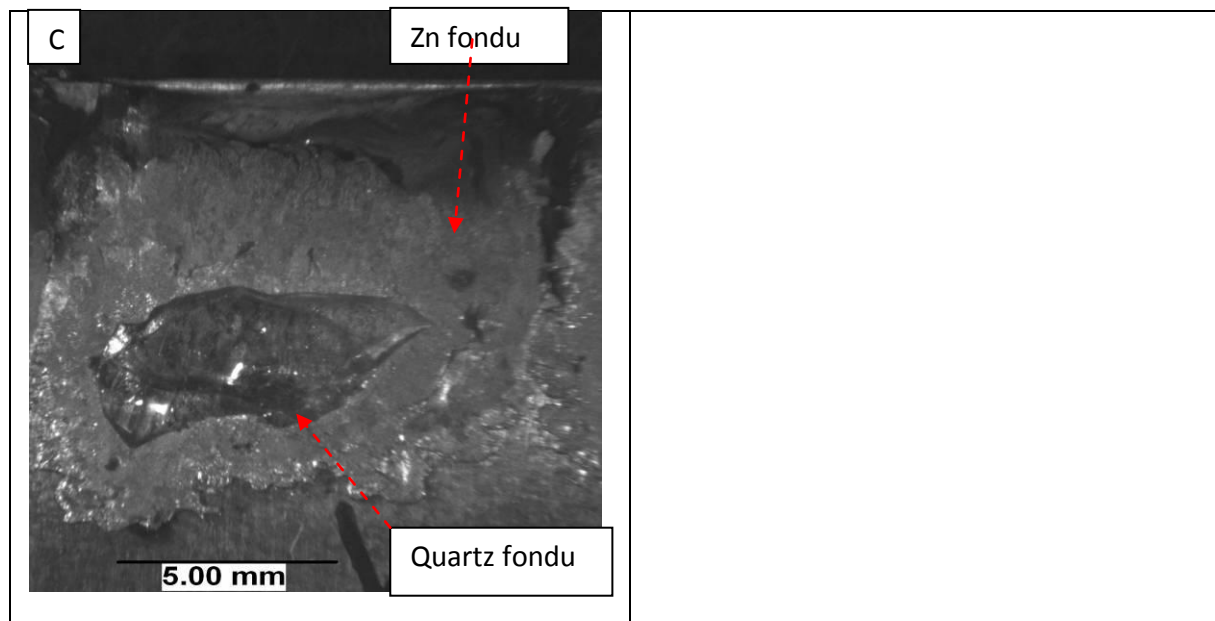


Figure IV.8 : Coupe longitudinale du soudage Zinc /Quartz (3kW, vitesses de soudage : (A) 10 mm.s^{-1} , (B) 20 mm.s^{-1} , (C) 30 mm.s^{-1}).

Des coupes présentées sur la figure (IV.9) nous déduisons les formes des bains fondus.

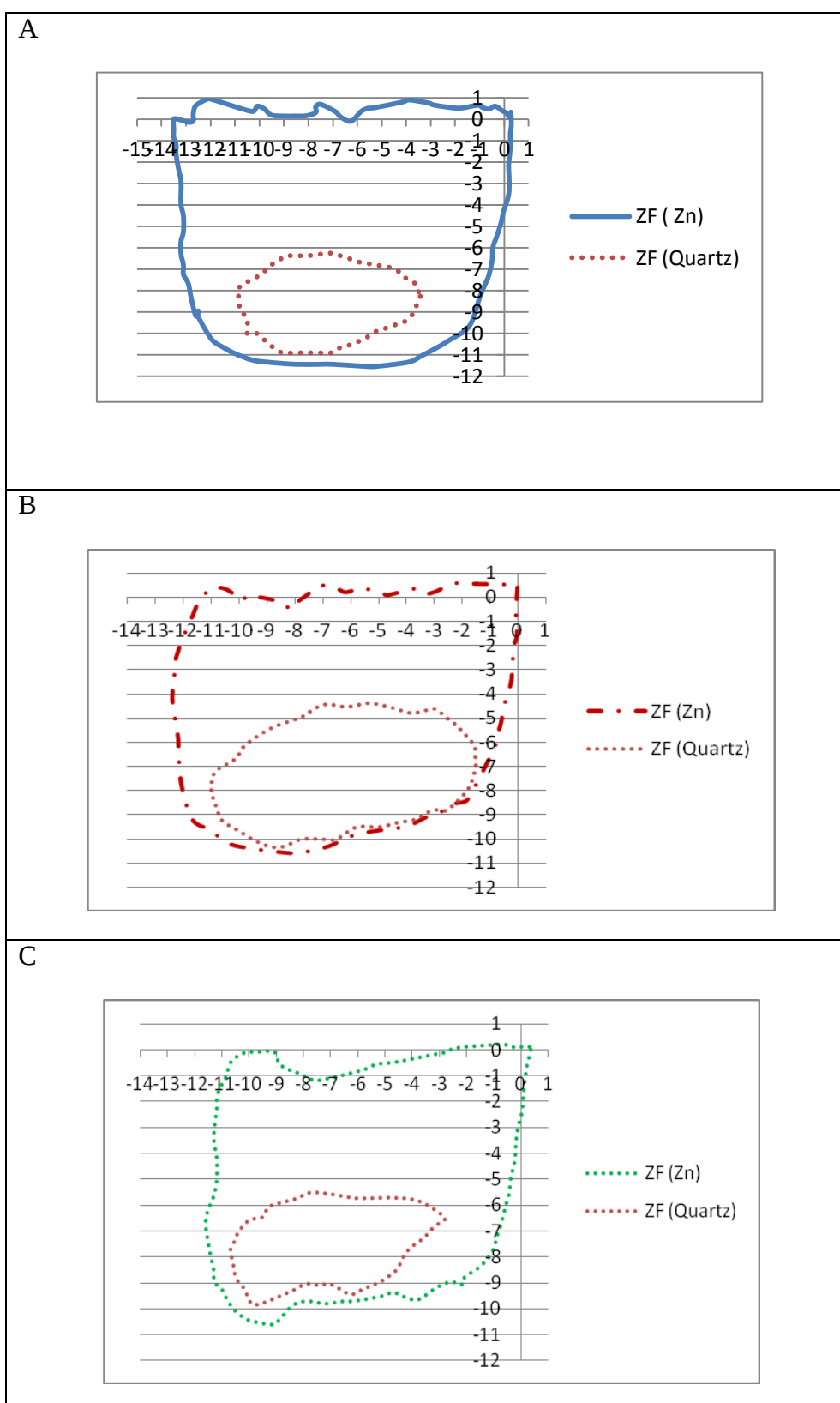


Figure IV.9 : Zones fondues obtenues avec le montage Zn/Quartz pour 3 kW : vitesses : (A) 10 mm.s^{-1} , (B) 20 mm.s^{-1} , (C) 30 mm.s^{-1}

La figure IV.10 réunit les trois formes de zone fondue sur le même graphique.

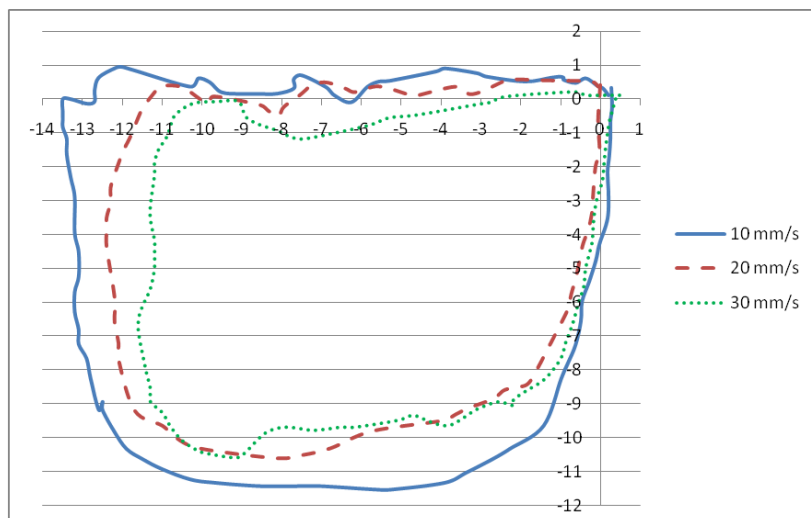


Figure IV.10 : Comparaison des coupes longitudinales obtenues pour 3 kW et les vitesses : 10, 20, 30 mm.s⁻¹.

Les figures IV.11 présentent des macrographies longitudinales pour 2kW et les trois vitesses de soudage. On voit nettement aussi sur ces macrographies des inclusions de quartz fondu.

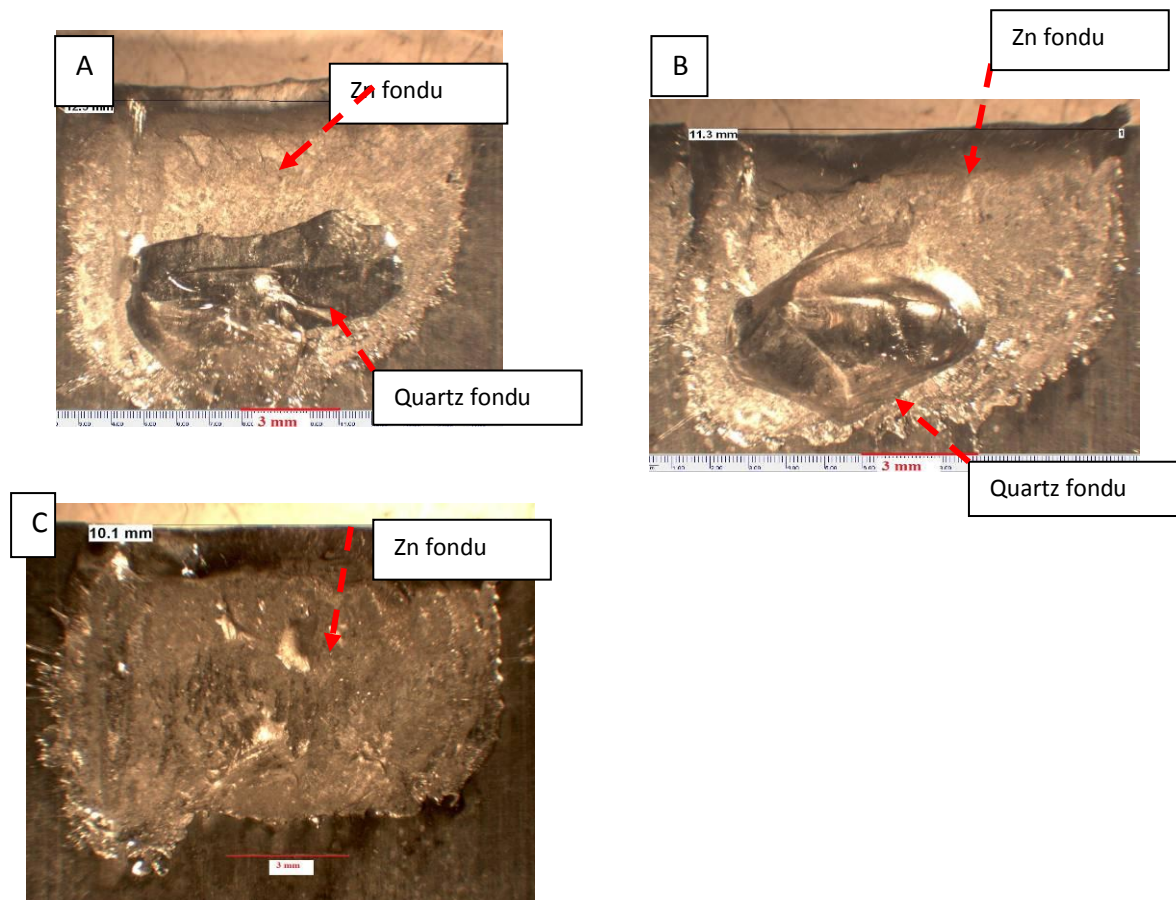


Figure IV.11 : Coupes longitudinales du soudage Zinc /Quartz pour 2kW : (A) 10 mm.s⁻¹, (B) 20 mm.s⁻¹, (C) 30 mm.s⁻¹.

Les figures IV.12 montrent les formes des zones fondues obtenues avec le montage Zinc-Quartz pour 2 kW et différentes vitesses de soudage (10, 20 mm.s⁻¹). A la vitesse de soudage 30 mm.s⁻¹ nous n'avons pas observé de Quartz fondu.

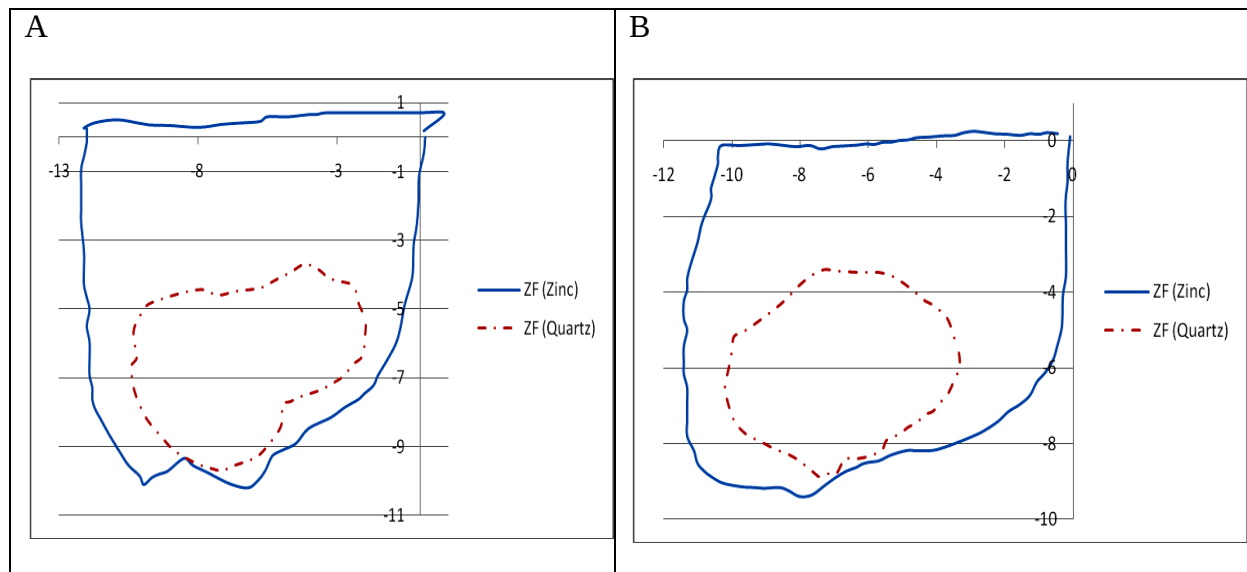


Figure IV.12 : Comparaison des zones fondues obtenues avec le montage Zinc-Quartz pour 2 kW ((A) : 10 et (B) : 20 mm.s⁻¹).

On peut aussi en déduire, comme dans le cas de la puissance de 3 kW, qu'il existe deux zones dont les températures minimales atteintes diffèrent : une région dont la température a atteint au moins 1180 K, et une région (limitée par des pointillés) où la température a atteint au moins 1943 K.

Nous avons réuni sur la figure IV.13 les formes des zones fondues.

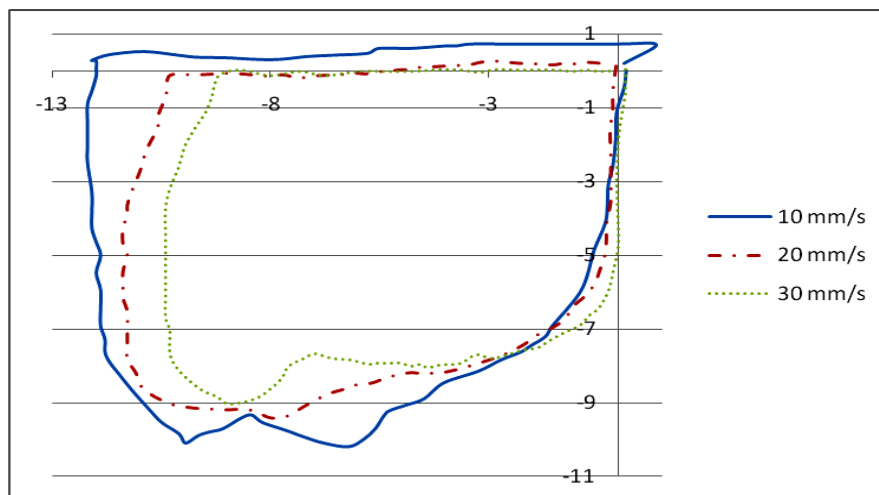


Figure IV.13 : Comparaison des coupes longitudinales obtenues avec le montage Zinc-Quartz pour 2 kW (10, 20, 30 mm.s⁻¹).

IV.2.4.2 Étude des formes du bain dans le sens transverse

Des coupes transverses au milieu du cordon ont été réalisées.

La découpe de l'échantillon à l'aide d'une tronçonneuse de précision est effectuée perpendiculairement au cordon de soudure (Figure IV.14). Les coupes transverses ont été réalisées au milieu du cordon de soudure. Le polissage se fait en plusieurs étapes : on effectue tout d'abord un prépolissage à l'aide de disques abrasifs avec un écoulement d'eau pour éviter l'échauffement (3 à 5 minutes) puis on réalise le polissage de finition à l'aide de pâte diamantée en deux étapes : 9 et 3 μm .

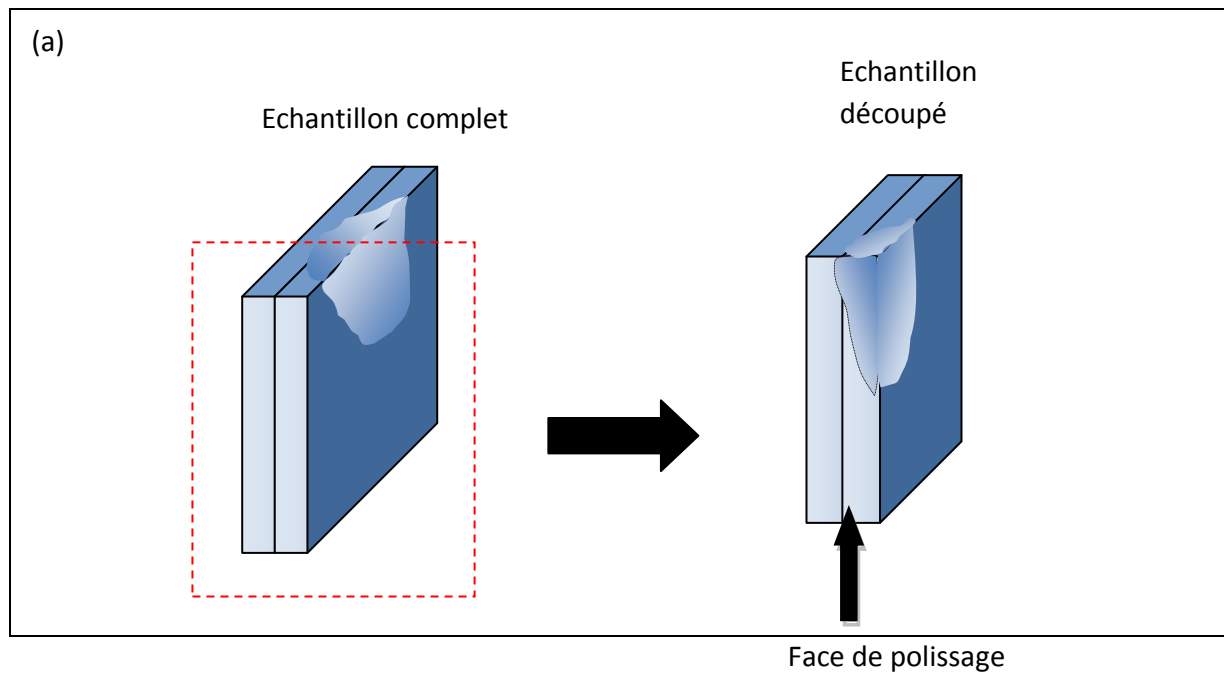


Figure IV.14 : Schéma de la découpe de l'échantillon avant le polissage : Zinc-Quartz

Une attaque chimique au Nital (solution d'éthanol contenant 1,5 % en volume d'acide Nitrique) de 5 à 10 secondes est effectuée pour observer des différences de relief ou de coloration entre les différents constituants ou entre des orientations différentes de cristaux d'une même phase. Suite à cette attaque, les coupes macrographiques sont photographiées à l'aide d'une loupe binoculaire équipée d'un dispositif numérique d'acquisition d'images. Les observations macroscopiques permettent de visualiser la zone fondue.

Les figures IV.15 montrent les coupes macrographiques transverses et longitudinales obtenues pour 2 kW et pour les 3 vitesses de soudage (10, 20, 30 mm.s⁻¹).

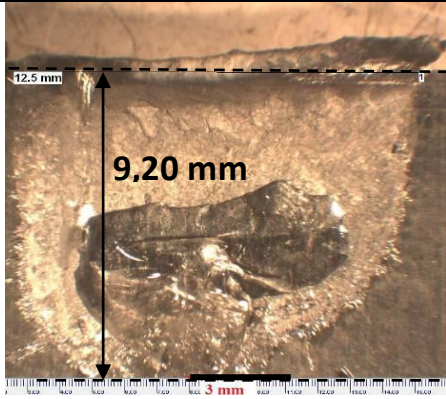
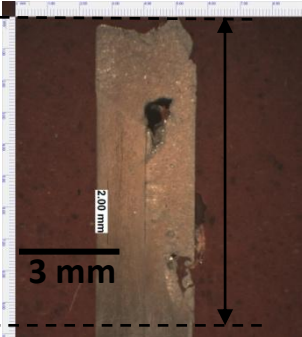
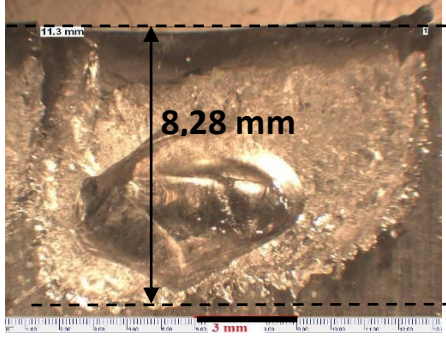
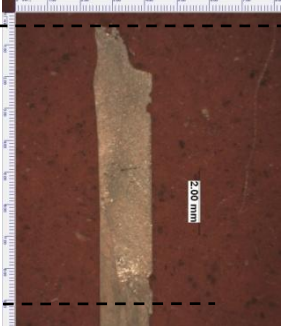
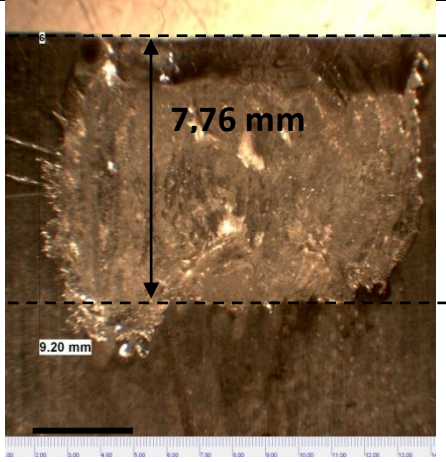
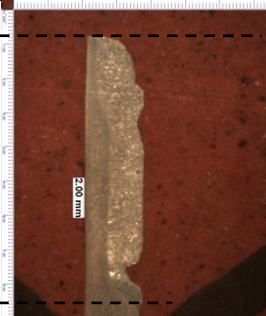
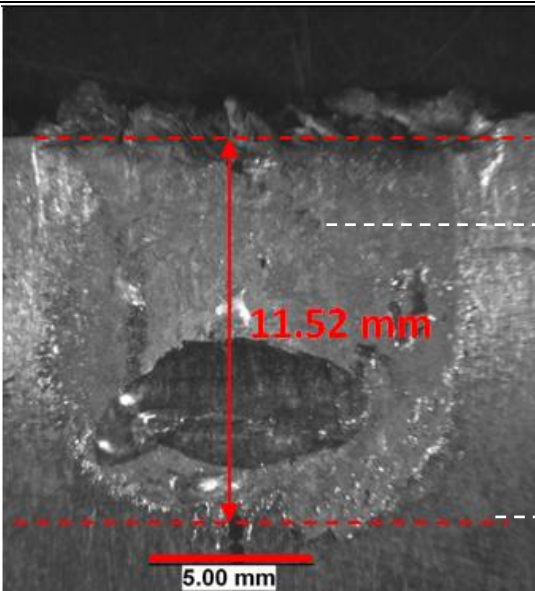
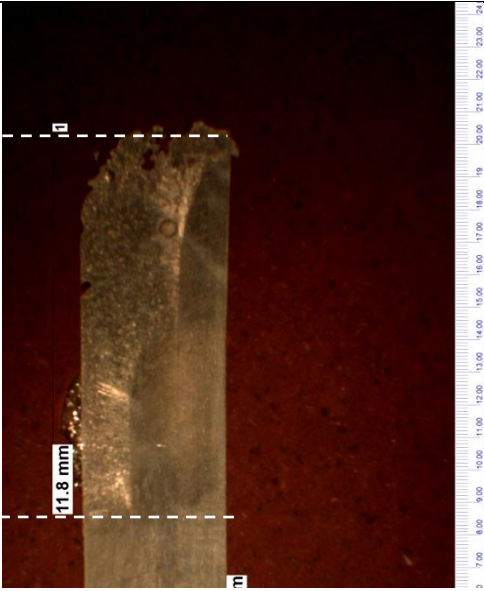
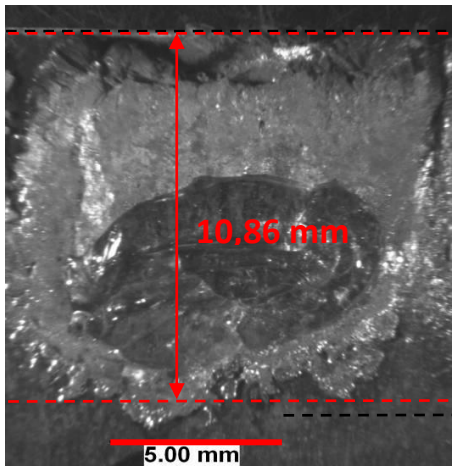
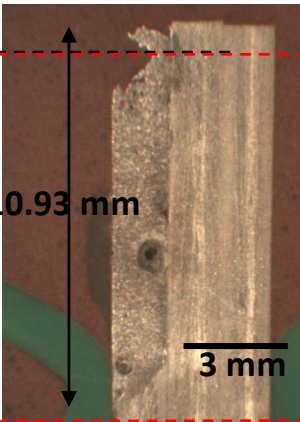
	Zn-Quartz longitudinale	Zn-Quartz transversale
10 mm.s-1		
20 mm.s-1		
30 mm.s-1		

Figure IV.15 : Estimation de la profondeur du bain de fusion à partir des coupes transverses et longitudinales pour la puissance de 2 kW et les 3 vitesses de soudage

Sur la Figure IV.16, nous avons comparé la profondeur moyenne de la zone fondue (sans tenir compte de la fin du soudage) et la coupe transverse prise au milieu du cordon. Des différences peuvent apparaître du fait que la profondeur de la zone fondue n'est pas uniforme sur toute la longueur.

A partir de l'observation de ces coupes nous constatons que la profondeur diminue lorsque la vitesse augmente : en effet, la profondeur diminue lorsque la quantité d'énergie déposée est moindre.

Nous avons effectué les mêmes comparaisons pour la puissance de 3 kW.

	Zn-Quartz longitudinale	Zn-Quartz transversale
10 mm.s ⁻¹		
20 mm.s ⁻¹		

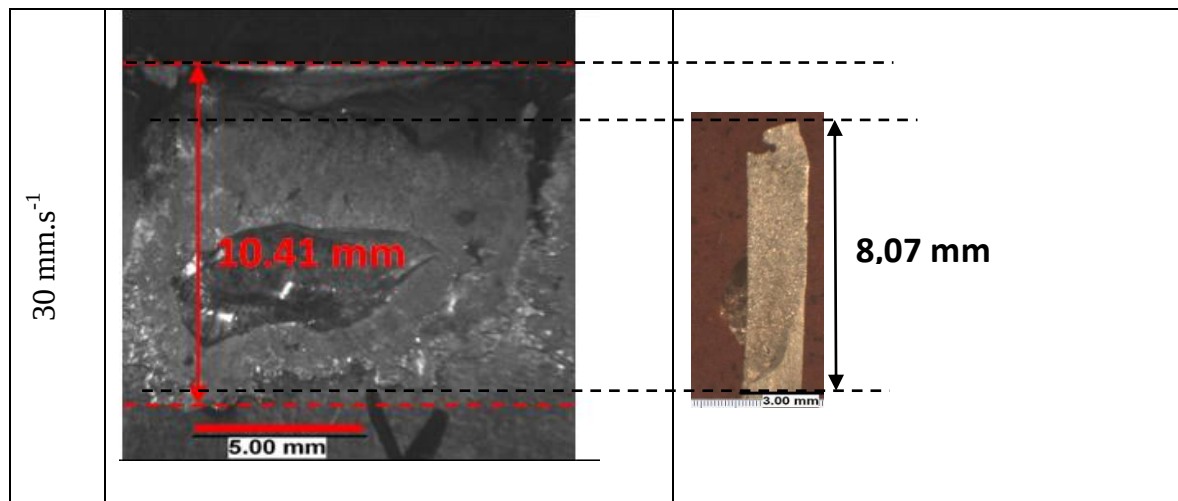


Figure IV.16 : Estimation de la profondeur du bain de fusion à partir des coupes transverses et longitudinales pour la puissance de 3 kW et les 3 vitesses de soudage

Nous observons

- que : Pour cette puissance aussi la profondeur de la zone fondue diminue lorsque la vitesse augmente.
- Les profondeurs sont plus importantes que dans le cas d'une puissance de 2 kW, ce qui se conçoit bien, puisque la quantité d'énergie apportée est plus importante.
- Pour 30 mm.s^{-1} , la coupe longitudinale montre un manque de matière vers le haut, ce qui justifie la différence de hauteur apparente entre la profondeur de la zone fondue vue sur la coupe longitudinale et celle vue sur la coupe transverse.

IV.3 Étude expérimentale du cordon de soudure Zn/Zn par observations macrographiques

IV.3.1 Montage expérimental

Pour l'étude du soudage Zn/Zn, nous utilisons le montage expérimental décrit par la figure IV.17. Quatre lames de Zinc, d'épaisseur 1,5 mm sont serrées les unes aux autres (nous n'avons pas trouvé dans le commerce de lame d'épaisseur supérieure). Le faisceau laser impacte l'interface entre les deux lames du milieu. Les mêmes paramètres opératoires que ceux du paragraphe 1 sont ici utilisés.

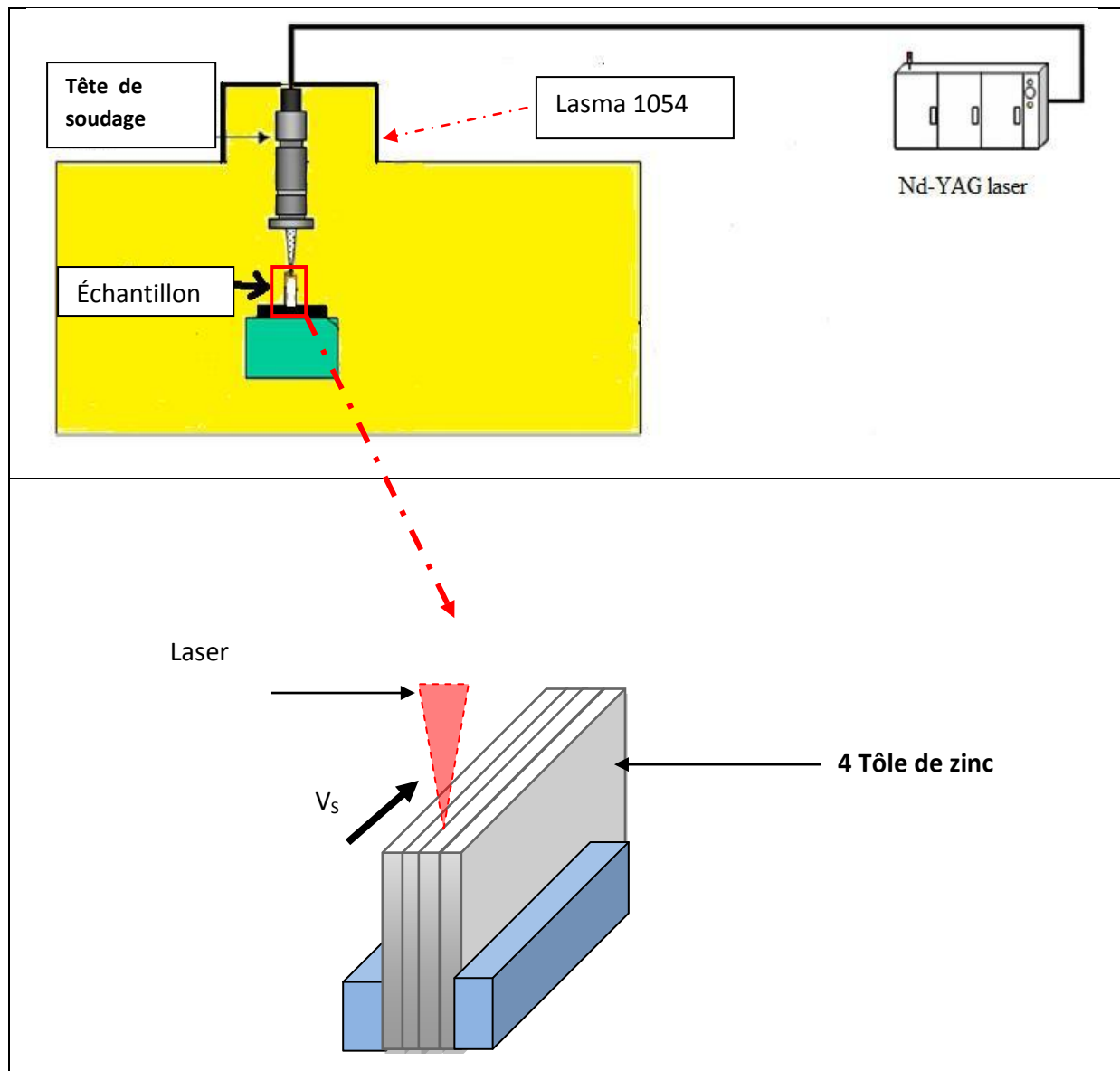


Figure IV.17 : Schéma du dispositif expérimental pour l'étude du soudage Zinc-Zinc.

IV.3.2 Forme de la zone fondue dans le sens longitudinal

Les observations macrographiques sont faites pour les puissances 2kW et 3 kW.

La figure IV.18 montre les coupes longitudinales obtenues avec le montage Zinc /Zinc à 3kW pour différentes vitesses de soudage : (a) 10 mm.s^{-1} , (b) 20 mm.s^{-1} , (c) 30 mm.s^{-1} .

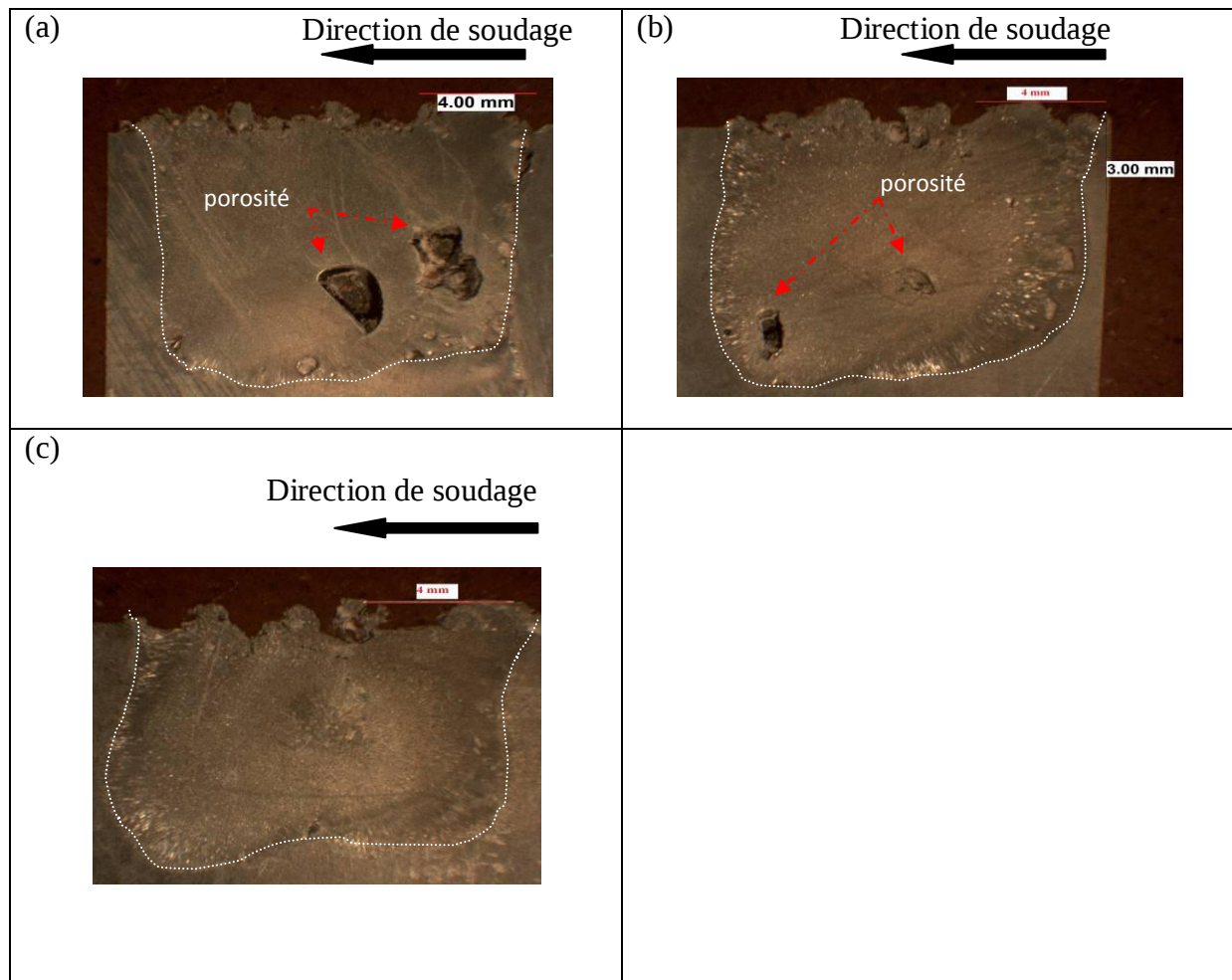


Figure IV.18 : Coupes longitudinales, puissance 3kW, vitesses de soudage : (a) 10 mm.s^{-1} , (b) 20 mm.s^{-1} , (c) 30 mm.s^{-1} .

Ces coupes font apparaître des porosités.

L'exploitation de ces coupes, en ce qui concerne la profondeur de la zone fondue, est délicate à réaliser. En effet, comme il a été rappelé par M. Schneider [Schneider, 2007] l'erreur engendrée par ce type de méthode sur l'évaluation de la profondeur de la zone fondue peut être importante. Nous avons préféré exploiter les coupes transverses pour estimer les profondeurs de zone fondue.

IV.3.3 Forme de la zone fondue dans le sens transverse

La figure IV.19 montre les coupes macrographiques transverses obtenues avec le montage Zinc-Zinc pour 2 kW et les vitesses de soudage 10 et 30 mm.s^{-1} .

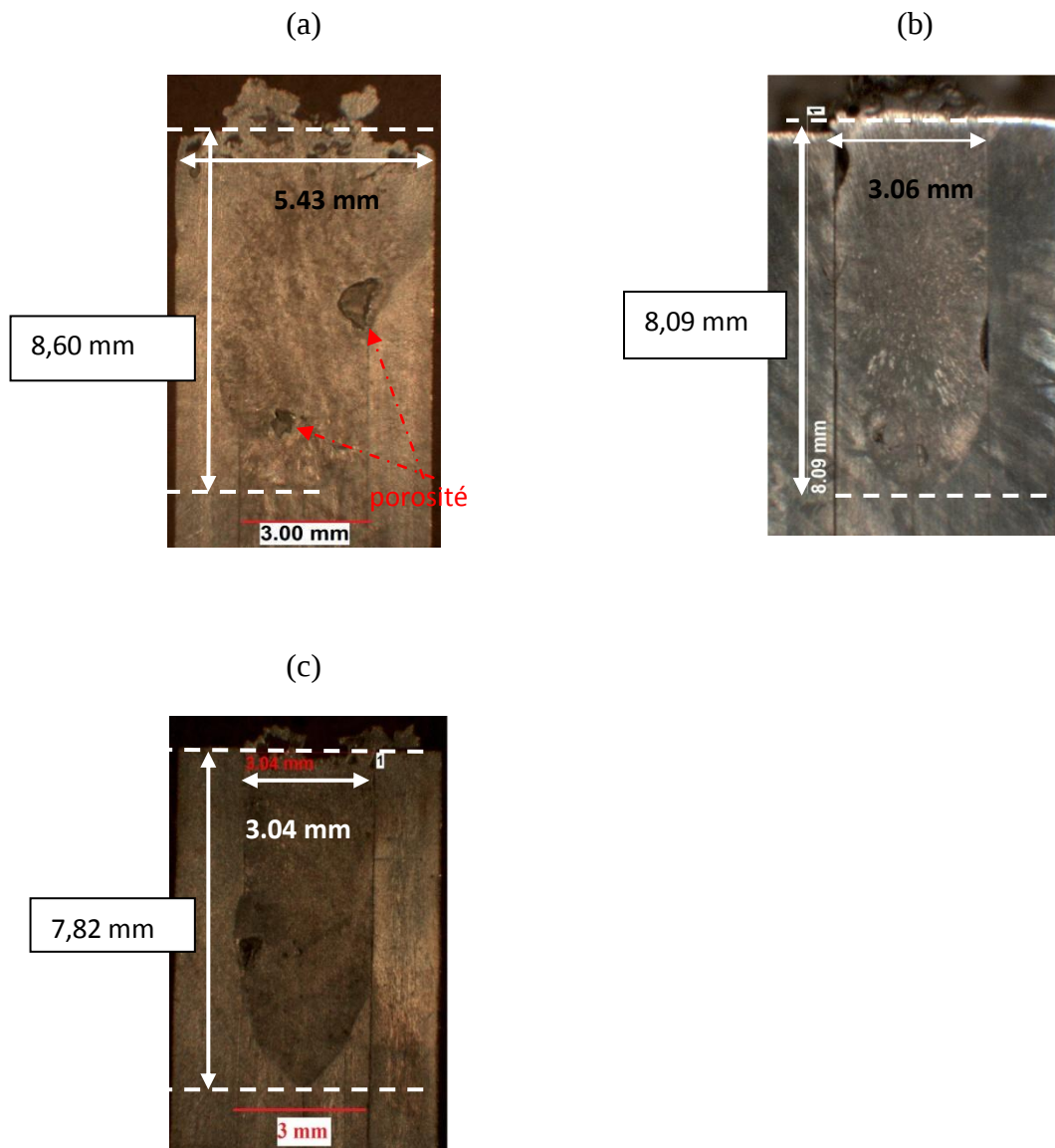


Figure IV.19 : Coupes macrographiques transverses, puissance 2 kW et différentes vitesses de soudage : (a) 10 mm.s⁻¹, (b) 20 mm.s⁻¹, (c) 30 mm.s⁻¹.

Nous constatons que la profondeur du bain fondu diminue lorsque la vitesse augmente.

Nous observons que, pour les vitesses de 10 mm.s⁻¹ et 20 mm.s⁻¹, l'effet des interfaces intervient sur la forme du bain fondu. En revanche, pour la vitesse de 30 mm.s⁻¹, la demi-largeur du bain fondu est inférieure à l'épaisseur d'une lame. Seule cette macrographie est exploitable pour obtenir de informations sur le bain fondu crée par le soudage de deux lames de Zinc.

La figure suivante (IV.20) présente les coupes transverse obtenues pour P= 3 kW.

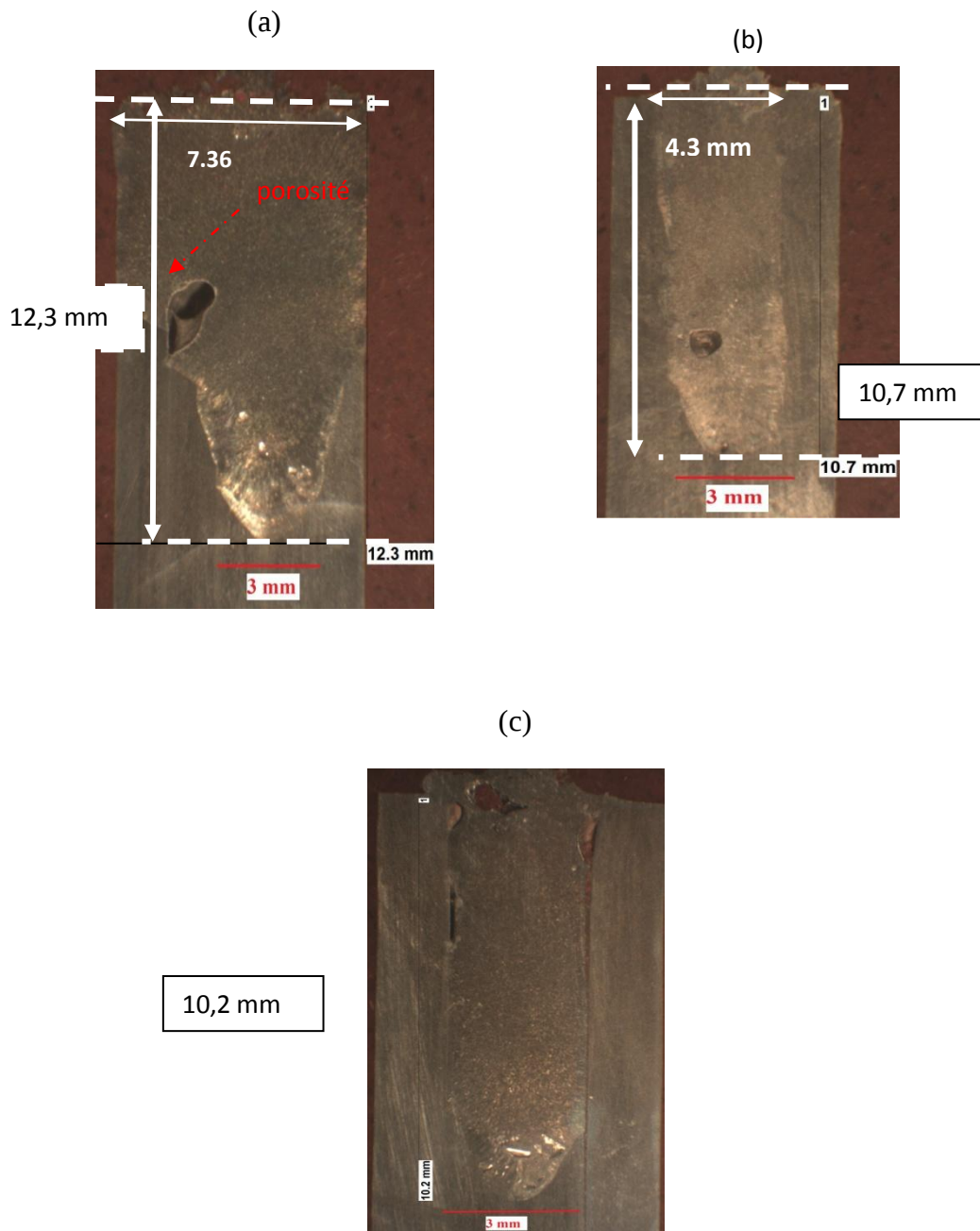


Figure IV.20 : Coupes macrographiques transverses, puissance 3 kW et différentes vitesses de soudage : (a) 10 mm.s^{-1} , (b) 20 mm.s^{-1} , (c) 30 mm.s^{-1} .

Comme dans le cas précédent, la profondeur du bain fondu augmente lorsque la vitesse diminue. Nous observons ici que pour les trois vitesses, l'interface joue un rôle certain sur la forme du bain fondu.

IV.4 Comparaison des formes des zones fondues obtenues dans les deux cas

La figure suivante (IV.21) permet de comparer les coupes transverses pour $P = 2 \text{ kW}$, et $v = 30 \text{ mm/s}$ dans le cas du soudage Zn/Quartz et dans le cas du soudage Zn/Zn.

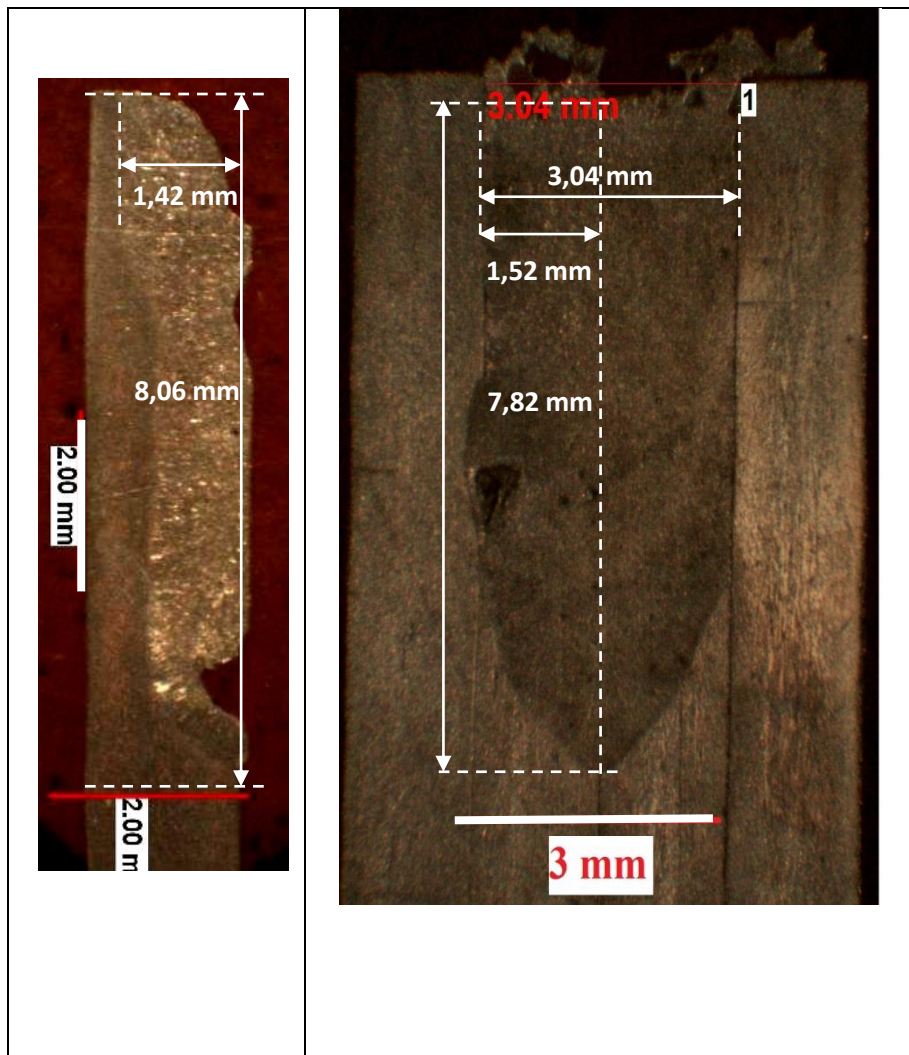


Figure IV.21 : Comparaison des macrographies transverses dans les cas Zn/Quartz (à gauche) et Zn/Zn (à droite) ($P = 2 \text{ kW}$, $v = 30 \text{ mm.s}^{-1}$)

Nous constatons que la profondeur de la zone fondue dans le cas Zn/Quartz est de 8,06 mm. La profondeur de la zone fondue dans le cas Zn/Zn est de 7,82 mm. La différence entre les deux profondeurs est de 0,24 mm.

Les incertitudes sur les mesures sont liées

- aux erreurs sur la distance de focalisation (de l'ordre de 0,1 mm)
- aux erreurs sur l'horizontalité des deux plaques et du décalage entre ces plaques (les mesures ont donné une erreur maximale de l'ordre de 0,2 mm).

De ces erreurs nous pouvons déduire une estimation de l'incertitude composée élargie de l'ordre de 0,25 mm.

L'écart entre les deux profondeurs de zone fondue est donc du même ordre de grandeur que l'incertitude.

On ne peut donc pas conclure qu'il existe une différence notable entre les zones fondues obtenues dans le cas des soudages Zn/Zn et Zn/Quartz pour une puissance de 2 kW et une vitesse de 30 mm.s⁻¹.

IV.5 Simulation numérique du soudage et conclusion

IV.5.1 Hypothèses

Afin de modéliser le soudage nous avons supposé la géométrie du capillaire connue a priori et choisi pour celle-ci un cylindre de diamètre 200 µm dans le cas du soudage Zn-Zn et un demi-cylindre dans le cas du soudage Zn-quartz. En effet, le quartz étant transparent à la longueur d'onde du laser, le capillaire ne se forme pas dans ce matériau.

Ayant constaté sur les coupes longitudinales (Figures IV.8) des inclusions de Quartz. Nous avons supposé que les parois du capillaire atteignent une température proche du point de fusion du Quartz (1943 K). La hauteur du cylindre a été considérée identique à la profondeur du capillaire trouvée expérimentalement pour le soudage Zn/Quartz. Nous avons choisi de simuler le cas $P = 2 \text{ kW}$ et $v = 30 \text{ mm.s}^{-1}$, car il s'agit du seul cas où la fusion n'a pas atteint les interfaces entre les plaques de Zinc intérieures et extérieures.

Nous avons simulé uniquement les transferts thermiques, nous n'avons pas pris en compte les phénomènes hydrodynamiques.

IV.5.2 Résolution du problème et conclusion

Le logiciel utilisé COMSOL Multiphysics permet de résoudre l'équation de chaleur en régime quasi-stationnaire :

$$\vec{\nabla} \cdot (-k \cdot \vec{\nabla} T) = -\rho \cdot C_p \cdot \vec{V}_s \cdot \vec{\nabla} T$$

où V_s est la vitesse de soudage.

La profondeur du capillaire est prise égale à celle trouvée expérimentalement c'est-à-dire 7,5 mm.

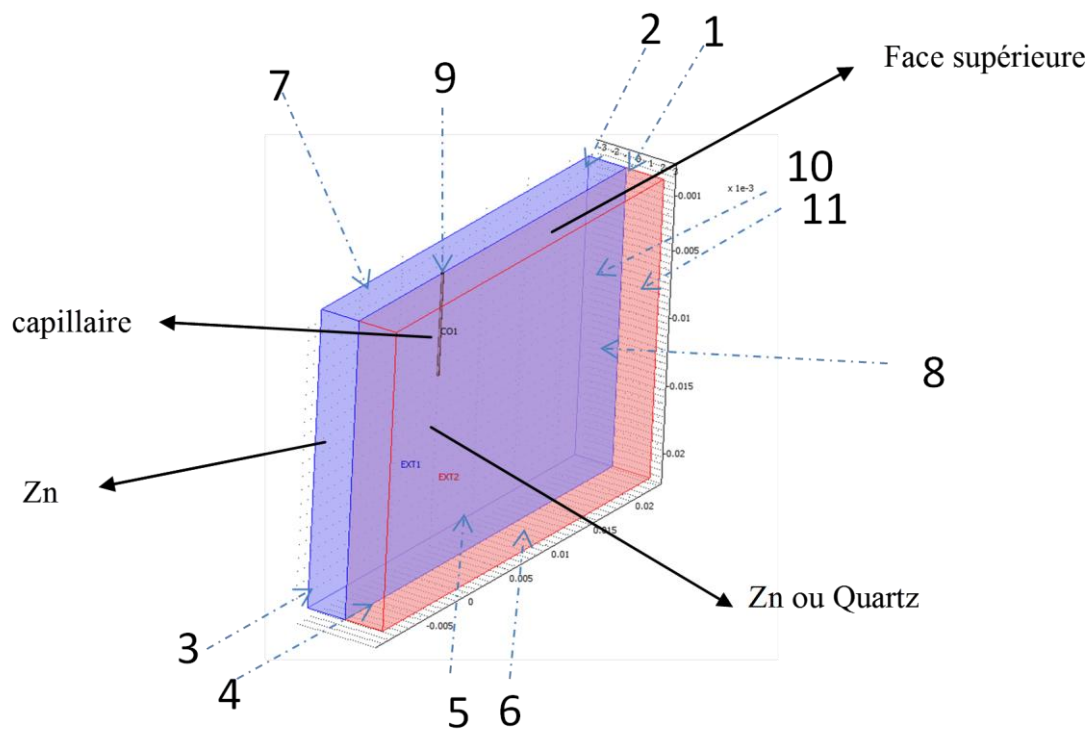


Figure IV.22 : Représentation de la géométrie de la pièce

Les conditions aux limites (Figure IV.22) sont les suivantes :

- ✓ température imposée sur les parois du capillaire (face 9) : $T = 1943 \text{ K}$.

- ✓ condition d'échange par convection-rayonnement sur les faces supérieures (1 et 2),

$$\vec{n} \cdot (-k \vec{\nabla} T) = h (T_0 - T)$$
- ✓ température ambiante (loin de la zone chaude) sur les faces 3-8 et 10-11: $T_0 = 300 \text{ K}$;

En appliquant la profondeur du capillaire identique pour les simulations Zn/Zn et Zn/quartz, nous retrouvons les isothermes de fusion représentées sur la figure IV.23. Nous constatons que les valeurs obtenues pour ces profondeurs sont très proches.

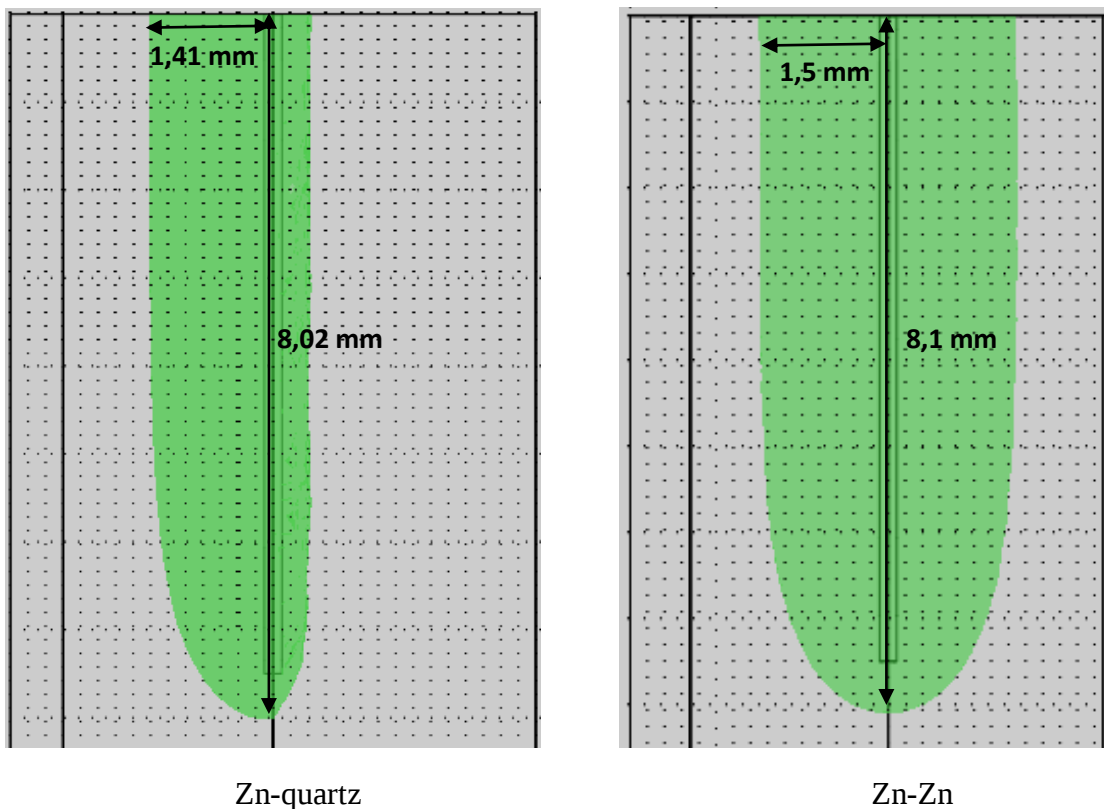


Figure IV.23 : Profils transversaux de l'isotherme de fusion du Zn issus des simulations du soudage continu à 30 mm.s^{-1} dans le cas Zn-quartz (à gauche) et Zn-Zn (à droite).

Le Tableau (IV.7) permet de comparer la largeur et la pénétration simulées et expérimentales.

Mesures (mm)	Macrographie		Simulation		Erreur relative %	
	Zn/Qz	Zn/Zn	Zn/Qz	Zn/Zn	Zn/Qz	ZnZn
Profondeur de la zone fondue	8,06	7,82	8,02	8,10	0,5	-3,6
Largeur maximale entre le bord de la zone fondue dans Zn et le plan de joint	1,42	1,52	1,41	1,50	0,7	1,3

Tableau IV. 7 : Comparaison des mesures et des isothermes de fusion pour Zn/Quartz et Zn-Zn

Nous constatons qu'un modèle simple, modélisant uniquement les transferts thermiques par conduction permet de bien simuler la forme de la zone fondue pour les couples Zn/Zn et Zn-quartz. En effet, les erreurs relatives sur la forme de la zone fondue ne dépassent les 4%.

Nous pouvons donc, pour les conditions opératoires étudiées, faire les conclusions suivantes :

- la température atteinte sur les parois ou au voisinage immédiat des parois du capillaire est probablement proche de 1943 K ;
- la présence du quartz réduit quelque peu la demi-largeur de la zone fondue et n'influe pratiquement pas sur la pénétration ;
- les mouvements de convection (l'écoulement autour du capillaire, l'éjection de la matière, les effets de la tension superficielle etc.) qui ne sont pas considérés dans cette modélisation, n'ont pas un effet visible sur la forme de la zone liquide.
- la présence d'une lame de quartz ne modifie pas la pénétration du capillaire : il peut être imaginé comme la moitié du capillaire formé lors du soudage homogène, ce qui justifie l'utilisation des résultats obtenus lors des visualisations par camera au travers du quartz pour l'approximation du comportement du capillaire pour le soudage homogène.

IV.6 Perspectives sur l'étude du soudage

Il est souhaitable de poursuivre l'étude et de la conforter (ou non) par l'étude d'autres puissances et d'autres vitesses. En effet, nous n'avons pu simuler qu'un nombre restreint d'essais. Nous avons été confrontés à l'influence de la résistance de contact entre les lames. Il aurait été aussi possible de simuler les transferts thermiques aux interfaces, cependant il est certain que la quantification des résistances thermiques de contact est très délicate : celle-ci

dépend de l'état de surface des lames, ainsi que de la pression exercée sur celles-ci. Cependant, dans le montage rien n'a été prévu pour mesurer la pression entre les lames.

Une autre solution serait d'utiliser des lames de Zinc d'épaisseurs différentes (plus larges) afin que le bain de fusion ne soit pas perturbé par les résistances thermiques de contact aux interfaces.

Enfin, il serait envisageable d'opérer à des vitesses plus grandes, pour le montage Zn/Zn et Zn/Q pour avoir des bains de fusion moins larges, puisque nous avons mis en évidence que la largeur du bain de fusion est d'autant plus petite que la vitesse est importante.

Une étude plus fine de l'effet des mouvements du bain liquide pourrait être aussi réalisée. En effet, les coupes transverses (par exemple sur la Figure IV.19) montrent l'existence de forts mouvements du bain liquide et donc une déformation importante de la surface. Ces déformations peuvent être modélisées à l'aide du logiciel multiphysique COMSOL. Dans le cas de déformations importantes la méthode ALE n'est pas adaptée. Un modèle à deux milieux a été créé : le métal et le milieu extérieur, et la méthode phase-field [Tomashchuk, 2010], qui permet de tenir compte de la tension de surface, est utilisée. Des essais de simulation ont été réalisés, mais nous ne sommes pas encore en mesure de donner des résultats significatifs.

Conclusion et perspectives

Bien que le laser soit utilisé depuis longtemps pour souder, percer, découper, traiter des surfaces, la compréhension des phénomènes intervenant lors de ces procédés n'est pas encore parfaitement maîtrisée et reste un sujet de recherche d'actualité. En particulier, dans les cas du perçage et du soudage profonds, la formation et l'évolution du capillaire engendrent de nombreux phénomènes couplés et la simulation complète de tous ces phénomènes n'est à ce jour, pas encore réalisée. L'objet de cette thèse est de contribuer à la compréhension de ces phénomènes.

La première étape consiste nécessairement à observer la forme du capillaire et l'évolution de cette forme. Nous avons choisi de mettre en œuvre les procédés de perçage et de soudage sur un matériau dont les propriétés thermiques et optiques sont assez bien connues (le Zinc) et qui de plus, présente des températures de fusion et de vaporisation basses.

Dans le cas du perçage, nous avons fait le choix d'utiliser la méthode DODO, relativement simple à mettre en œuvre. Cette méthode permet de visualiser le capillaire après perçage, pour différentes durées d'impacts obtenus lors du soudage de deux plaques de Zinc, en s'affranchissant de la difficulté de trouver la position exacte du fond du capillaire, inévitable lorsque l'on procède sur du matériau massif, par macrographies après découpe de l'échantillon. Nous avons voulu, de plus, observer le capillaire au cours du perçage. Le Zinc étant opaque, nous avons fait le choix d'accoler une lame de Quartz à une lame de Zinc et d'observer, grâce à une caméra rapide, l'évolution du capillaire. Les conditions expérimentales étant différentes le capillaire obtenu ainsi n'est pas identique à celui obtenu lors du perçage Zinc-Zinc. Cependant, l'intérêt de cette méthode est de mettre en évidence l'effet des réflexions multiples sur le capillaire. Nous avons effectivement constaté que la profondeur du capillaire est toujours plus grande dans le cas Zn/Zn que dans le cas Zn/Quartz : ceci peut s'expliquer par l'effet des réflexions multiples. En effet, ce phénomène augmente l'absorption de l'énergie par les parois, plus importante dans le cas Zn/Zn que dans le cas Zn/Q, pour lequel ce phénomène ne se produit pas. Nous avons aussi observé une modification de la forme du capillaire : celle-ci est conique au début du perçage, s'arrondit avec l'augmentation de la profondeur, puis devient presque cylindrique avec un renflement au centre. Il apparaît aussi un seuil de variation de vitesse de perçage.

Lorsque le capillaire est peu profond, l'absorption est spatialement homogène et la distribution d'énergie est similaire à celle du faisceau. La fusion du matériau provient du chauffage direct, et le métal fondu sort facilement du capillaire sous l'action de la pression de recul. Nous avons montré que, au fur et à mesure que la profondeur du capillaire augmente le phénomène de réflexions multiples provoque une localisation prépondérante de l'énergie au fond du capillaire. Le chauffage au fond du capillaire crée une couche de liquide évacuée sur les parois du capillaire. Ce liquide chauffe les parois et provoque la fusion par convection.

Nous avons mis en œuvre une simulation couplant la thermique, l'hydrodynamique du bain de fusion et le déplacement du liquide sous l'action de la pression de recul. Lorsque dans cette simulation, on ne tient compte que du dépôt d'énergie localisé au fond du capillaire, le modèle ne peut pas fonctionner. C'est pourquoi il a été nécessaire de faire un précalcul où on simule artificiellement la fusion de l'ensemble de la paroi permettant ainsi le déplacement du liquide jusqu'en haut et l'établissement de ce chauffage par convection. Dans ce cas, on observe la formation d'un bourrelet important au bord du trou. Cette déformation est tellement importante qu'il est nécessaire d'effectuer très souvent un remaillage pour éviter les problèmes d'inversion de mailles. Pour résoudre ce problème, il serait nécessaire d'optimiser les paramètres de remaillage automatique. Nous avons réalisé ce calcul dans le cas d'une profondeur peu importante par rapport à celles observées. On peut faire l'hypothèse que lorsque le capillaire est beaucoup plus profond, le liquide formé au fond du capillaire a plus de difficultés à remonter. Ce qui est probablement la cause du changement de régime de vitesse de perçage.

Dans la démarche adoptée, nous avons utilisé une étape d'initialisation, à partir de la géométrie, du champ de température et de vitesse. Une meilleure méthode serait de partir de la géométrie initiale du problème, c'est-à-dire une surface plane. Ainsi, on peut modéliser dans un premier temps le chauffage, la formation de liquide, puis le début de la vaporisation et de l'action de la pression de recul. Ensuite, nous avons les bonnes conditions initiales pour débiter un calcul itératif d'évolution du perçage avec déplacement de matière et déformation. Mais, avant cela, il est nécessaire de mettre au point le calcul couplant réflexions multiples sous Matlab et déformation sous Comsol.

Nous avons observé expérimentalement, d'une part une perte de matière, et d'autre part, un renflement du capillaire que l'on peut supposer provenir de la difficulté qu'a la vapeur à être

évacuée hors du capillaire. Dans ce travail, nous n'avons pas pu aborder la modélisation de ces mécanismes. Une méthode possible serait d'utiliser une méthode level set ou phase field [Tomashchuk, 2010] qui tient compte de la présence de trois phases : le métal solide, le métal liquide et le gaz.

Nous avons étudié la formation du capillaire durant le soudage laser, c'est-à-dire avec déplacement de la source. A partir des techniques mises en œuvre pour l'étude du perçage nous avons obtenu l'évolution de la forme du capillaire pendant le procédé uniquement dans le cas du soudage Zn/Quartz. Dans le cas du soudage Zn/Zn, il est impossible d'accéder à la forme du capillaire, puisque le métal liquide remplit le capillaire au fur et à mesure de l'avancée du faisceau. En revanche, nous avons pu comparer la forme de la zone fondue à celle obtenue lors du soudage Zn/Q. Nous avons réalisé une simulation relativement simple en supposant la géométrie et la température du capillaire connues a priori. Nous avons constaté qu'un modèle simple, modélisant uniquement les transferts thermiques par conduction, permet de bien simuler la forme de la zone fondue pour les couples Zn/Zn et Zn/Quartz. En effet, les erreurs relatives sur la forme de la zone fondue ne dépassent pas 4%. Cependant cette étude a été réalisée sur un nombre restreint d'essais. Il est souhaitable de la poursuivre pour d'autres paramètres opératoires et d'autres épaisseurs. De plus, en choisissant des épaisseurs d'échantillon plus importantes, nous supprimerons l'influence des résistances thermiques de contact qui sont difficiles à modéliser.

Par la suite, une étude plus fine de l'effet des mouvements du bain liquide pourrait être aussi réalisée. En effet, les coupes transverses montrent l'existence de forts mouvements du bain liquide et donc une déformation importante de la surface, comme dans le cas du perçage. Lorsque le modèle mis en œuvre pour le perçage sera abouti, il sera possible de l'adapter au cas du soudage et d'utiliser les informations expérimentales obtenues grâce à la méthode sandwich.

Bibliographie

- [Arata1, 1976] **Arata Y, et al.** ‘Dynamic behavior of laser welding and cutting’. Proceeding of the Seventh International Conference on Electron and Ion Beam Science and Technology, 1976. p. 111–28.
- [Arata2, 1985] **Arata Y, et al.** ‘Fundamental phenomena in high power CO2 laser welding’ (Report I). Trans JWRI 1985; 14(1):5–11.
- [Arata3, 1985] **Arata Y, et al.**, Fundamental phenomena in high power CO2 laser welding (Report II). Trans JWRI 1985; 14(2):17–22.
- [Beck, 1989] **M. Beck, F. Dausinger, H. Hügel**, ‘Modelling of laser deep welding processes » Ed. H. Bergman, European Scientific Laser workshop on mathematical simulation, Lisbon, p 201-216, Sept 1989.
- [Beck, 1992] **Beck, M., P. Berger and H Hügel (1992).** ‘Modelling of keyhole/melt interaction in laser deep penetration welding’. *Proceeding of ECLAT '92*, pp. 693–698.
- [Chouf K, 2002] **Chouf K , Fabbro R ,** ‘Etude du comportement du capillaire en régime de soudage laser fort pénétration ‘, thèse (2002).
- [Dumord, 1996] **Dumord, E., J.M. Jouvard and D. Grevey (1996).** ‘Keyhole modeling during CW Nd:YAG laser welding’. *Proceedings of SPIE*, 2789, pp. 213–220.
- [Fabbro1, 2000] **Fabbro R, Chouf K.** ‘ Keyhole modelling during laser welding’ .J Appl Phys 2000;87:4075 -83.
- [Fabbro2, 2000] **Fabbro R, Chouf K.** ‘Dynamical discretion of the keyhole in deep penetration laser welding’. J. Laser Appl 2000; 12:142-8.
- [Fuerschbach, 1995] **Fuerschbach ,O.Mac Callum**, ‘Variation of laser energy transfert efficiency with weld pool depth’, ICALEO’95 (1995).
- [Fujinaga, 2000] **S. Fujinaga, H. Takenaka, T. Narikiyo, S. Katayama, and A. Matsunawa.** Direct observation of keyhole behavior during pulse modulated high-power Nd:YAG laser irradiation. J. Phys. D 33, 492 (2000).
- [GVB] http://www.g-v-b.de/File/q_plates_e.pdf
- [Hirt, 1974] **Hirt, C.W., AMSDEN, A.A., AND COOK, J.L.,** J. Comp. Phys., 14 (1974) 227

- [Jin, 2002]** **Xiangzhong Jin, Lijun Li and Yi Zhang** , ‘A study of Fresnel absorption and reflection in the keyhole in deep penetration laser welding’. *J.Phys.D:Appl.Phys.*35 (2002) 2304-2310.
- [Jin, 2004]** **Xiangzhong Jin, Lijun Li**, An experimental study on the keyhole shapes in laser deep penetration welding, *Optics and Lasers in Engineering* 41 (2004) 779–790.
- [Jouvard, 2001]** **J M Jouvard, K Girard and O Perret**, ‘Keyhole formation and power deposition in Nd:YAG laser spot welding’ *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34** (2001) 2894–2901 .
- [Jouvard, HDR]** **J M Jouvard**, ‘Etude de l’interaction laser-matière lors de processus de soudage par laser Nd:YAG ‘Document de synthèse -HDR 2000 .
- [Jung-Ho Cho, 2006]** **Jung-Ho Cho and Suck-Joo Na**, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39** (2006) 5372–5378.
- [Kaplan, 1994]** **Kaplan, A. (1994)**. ‘A model of deep penetration laser welding based on Calculation of the keyhole profile’. *Journal of physics D: Applied Physics*, 27, pp. 1805–1814.
- [Kaplan, 2002]** **A. Kaplan, Masami Mizutani¹, Seiji Katayama, and Akira Matsunawa**, Unbounded keyhole collapse and bubble formation during pulsed laser interaction with liquid zinc , *J. Phys. D: Appl. Phys.* **35** (2002) 1218–1228.
- [Ki H, 2001]** **Ki H, Mohanty P S and Majumder J** , 2001 ‘Modelling of high-density laser-material interaction using fast level set method ‘*J. Phys. D: Appl. Phys.* **34** 364–72.
- [Ki H1, 2002]** **Ki H, Mohanty P S and Majumder J** , 2002 ‘Multiple reflections and its influence on keyhole evolution’. *J. Laser Appl.* **14** 39–45.
- [Ki H2, 2002]** **Ki H, Mohanty P S and Majumder J**, 2002 ‘Modelling of laser keyhole welding: part I. mathematical modelling, numerical methodology, role of recoil pressure, multiple reflections, and free surface evolution *Metall. Mater. Trans. A* **33A** 1817–30.
- [Ki H3, 2002]** **Ki H, Mohanty P S and Majumder J** , 2002 ‘Modelling of laser keyhole welding: part II. Simulation of keyhole evolution, velocity, temperature profile, and experimental verification ‘ *Metall. Mater. Trans. A* **33A** 1831–42.
- [Klemens, 1976]** **Klemens, P.G. (1976)**. ‘Heat balances and flow conditions for electron beam and laser welding’. *Journal of Applied Physics*, 47(5), pp. 2165–2174.

- [Kroos, 1993] **Kroos, J., U. Kratzke and G. Simon (1993).** ‘Towards a self-consistent model of the keyhole in penetration laser beam welding’. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 26, pp. 474–480.
- [Landau, 1980] **Landau L D and Lifshitz E M** 1980 *Statistical Physics, Part I* (Oxford: Pergamon).
- [Lanham, 1964] **A P Lenham and D M Treherne** 1964 *Proc. Phys. Soc.* **83** 1059
- [Mattei, 1984] **S. Mattei, P. Masclet and P. Hervé.** *Infrared Phys.*, **29** (1989), pp. 991–994
- [Matsunawa, 2001] **A Matsunawa, N Seto , J D Kim , M Mizutani and S Katayama ,** ‘Observation of Keyhole and Molten Pool Behaviour in High Power Laser ‘ , *Welding Trans. JWRI* , Vol. 30,(2001), No.1
- [Mazumber,1980] **J. Mazumber & W.M. Steen,** ‘Heat transfer model for CW laser material processing ‘ , *Journal of Applied Physics*, vol. 51, 2, 941, 1980.
- [Pierron, 2006] **N.Pierron , S.Mattei , P.Sallamand ,** ‘ Transferts thermiques lors d’assemblages par laser de feuilles minces :approche numérique et expérimental’,2006.
- [Paradis, 2005] **G. Paradis,** *Monographies techniques du DFTN : Soudage par laser*, CEA Valduc, 2005.
- [Pascal, 1999] **Pascal G, Nore D, Girard K, Perret O and Naudy Ph** 1999. ‘Analysis of induced effects in matter during pulsed Nd:YAG laser welding by flash radiography *Quantitative Non-Destructive Evaluation* ‘., *AIP Conf. Proc.* **509** (Montréal, July 1999) pp 1349–56.
- [Perret O, 2001] **Perret O, Bizouard M, Naudy Ph, Pascal G, Nore D, Horde Y and Delaisse Y** 2001 Characterization of the keyhole formed during pulse Nd:YAG laser interaction with a Ti–6Al–4V metallic target *J. Appl. Phys.* **90** 27–30.
- [Rai, 2007] **R Rai, JW Elmer, T A Palmer and T DebRoy,** *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40** (2007) 5753–5766.
- [Rosenthal, 1946] **D.Rosenthal ,** ‘the theory of moving Source of heat and its application to metal treatments’. *Trans.ASME*.Vol.48, November 1946, pp 849-866.
- [Semak, 1997] **Semak, V., and A. Matsunawa,** 1997, ‘The role of recoil pressure in energy balance during laser materials processing,’ *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 30:2541-2552.
- [Semak, 1999] **V. V.Semak, W.D. Bragg, B.Damkroger, and S. Kepka,** *J. Phys. D* **61, 64.** Printed in the UK, *Appl. Phys.* **32** (1999).
- [Schneider, 2006] **M Schneider, R Fabbro, L Berthe** ‘Perçage profond par laser : analyse des processus physiques’, thèse de l’Université Paris 6, 2006.

[Schneider, 2007] M. Schneider, M. Muleer, R. Fabbro, L. Berthe, JLMN-Journal of Micro/Nano-engineering Vol. 2, No.2, 2007.

[Tomashchuk, 2010] I.Tomashchuk ,P.Sallamand , J. M. Jouvard , ‘Assemblage hétérogène cuivre-inox et TA6V-inox par faisceaux de haute énergie : compréhension et modélisation des phénomènes physico-chimiques’ . thèse (2010).

[Touvrey-Xhaard, 2006] C. Touvrey-Xhaard, M. Medale ,R. Fabbro, ‘Etude thermohydraulique de soudage impulsif de l’alliage TA6V’. Thèse (2006).

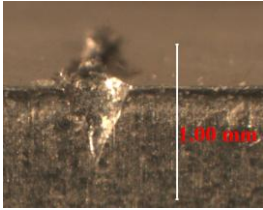
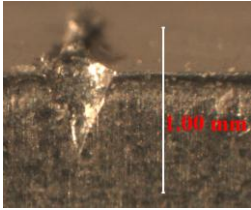
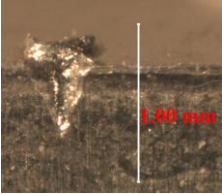
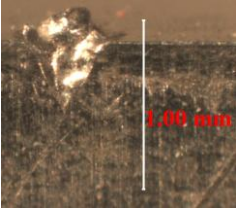
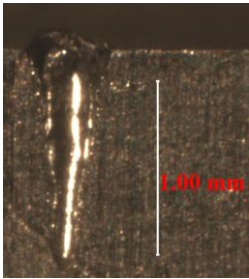
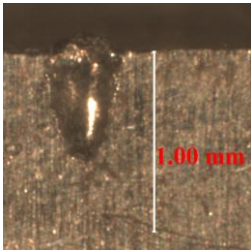
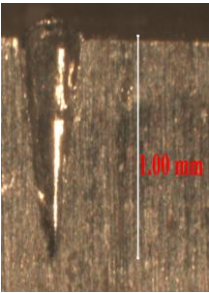
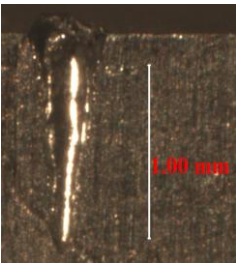
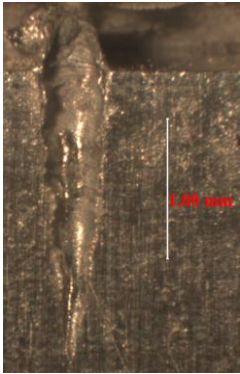
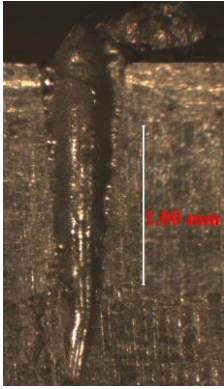
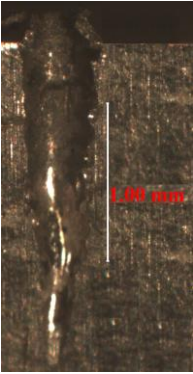
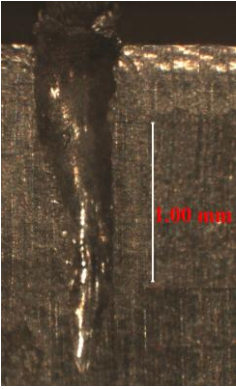
[W.S.Chang, 2002] W.S.Chang, S.J.Na, ‘A Study on Heat Source Equations for the Prediction of Weld Shape and Thermal Deformation in Laser Microwelding’. Journal of Materials Processing Technology 120 (2002) 208.

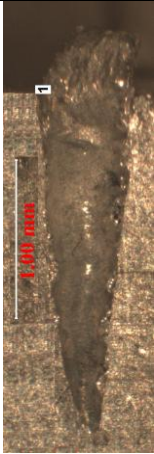
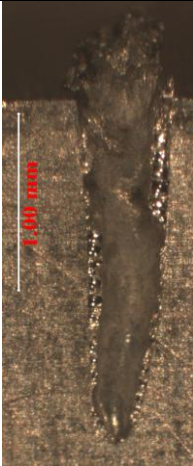
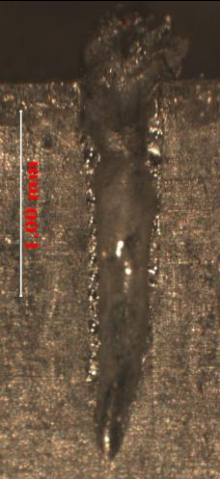
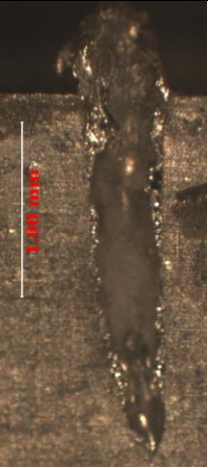
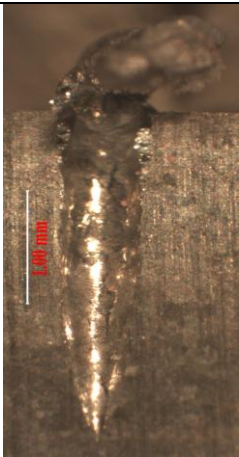
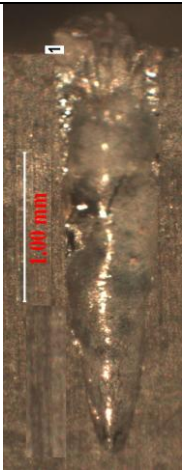
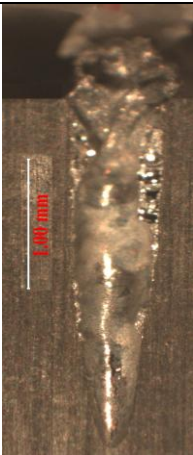
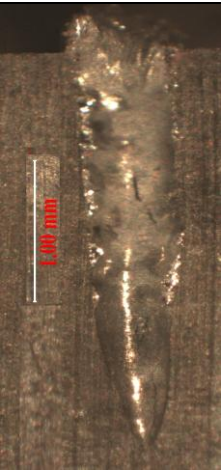
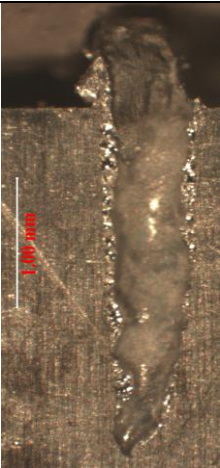
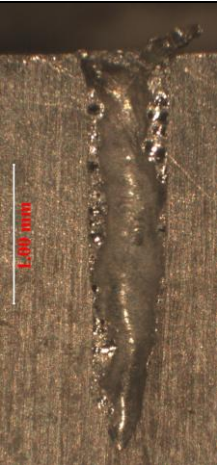
[Zacharia, 1990] Zacharia T., David S.A., Vitek J.M. and DebRoy T. (1990), ‘Modeling the effect of surface active elements on weld pool fluid flow, heat transfer, and geometry’, in David S.A. and Vitek T.M. (eds), Proceedings of the 2nd International Conference on Trends in Welding Research, Gatlinburg TN, May 14–19, 1989, Materials Park Ohio USA, ASM International.

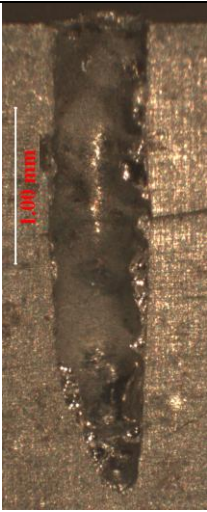
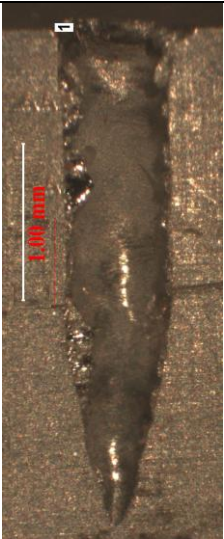
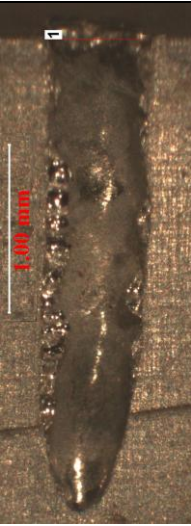
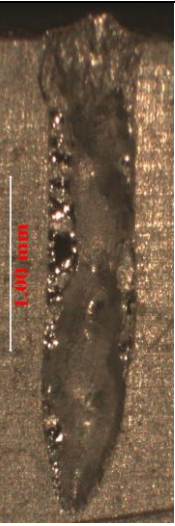
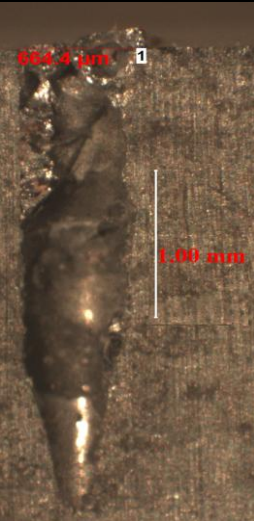
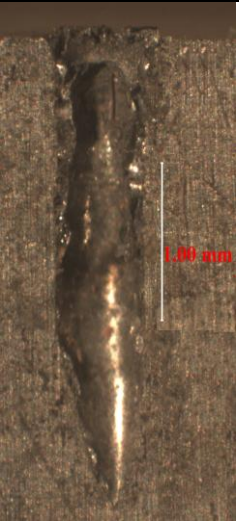
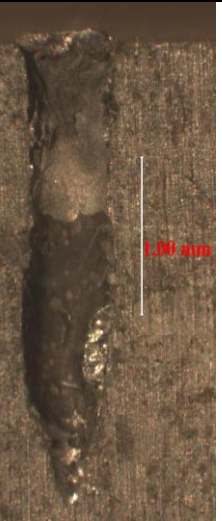
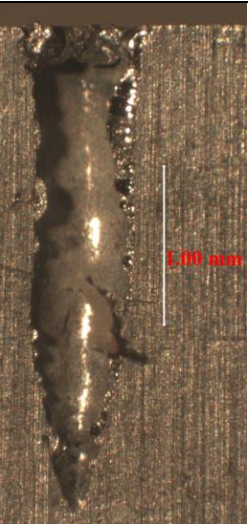
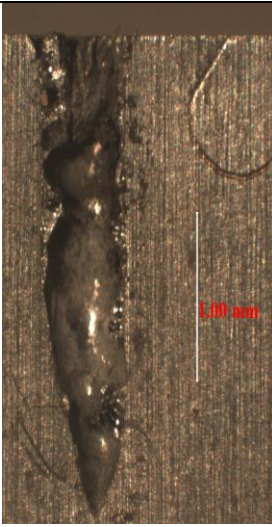
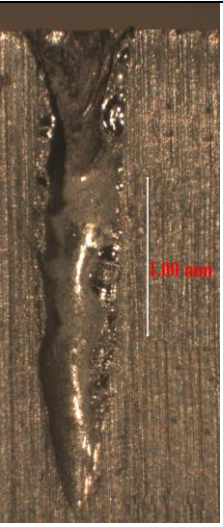
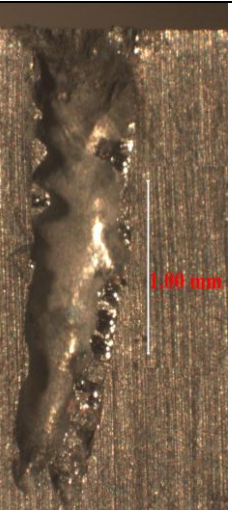
[Zhang ,2008] Y. Zhang et al. ‘A novel “sandwich” method for observation of the keyhole in deep penetration laser welding’. Optics and Lasers in Engineering 46 (2008) 133–139.A

Annexe 1 : Macrographies obtenues pour les différentes durées d'impulsion, puissance crête (1kW)

La figure suivante (Figure A1) présente les macrographies du capillaire obtenues pour les différentes durées d'impulsion pour les quatre essais (A, B, C, D).

<i>Durée du pulse</i>	<i>A</i>	<i>B</i>	<i>C</i>	<i>D</i>
<i>0,5 ms</i>				
<i>1ms</i>				
<i>2ms</i>				

3 ms				
4 ms				
5 ms				

6 ms				
7 ms				
8 ms				

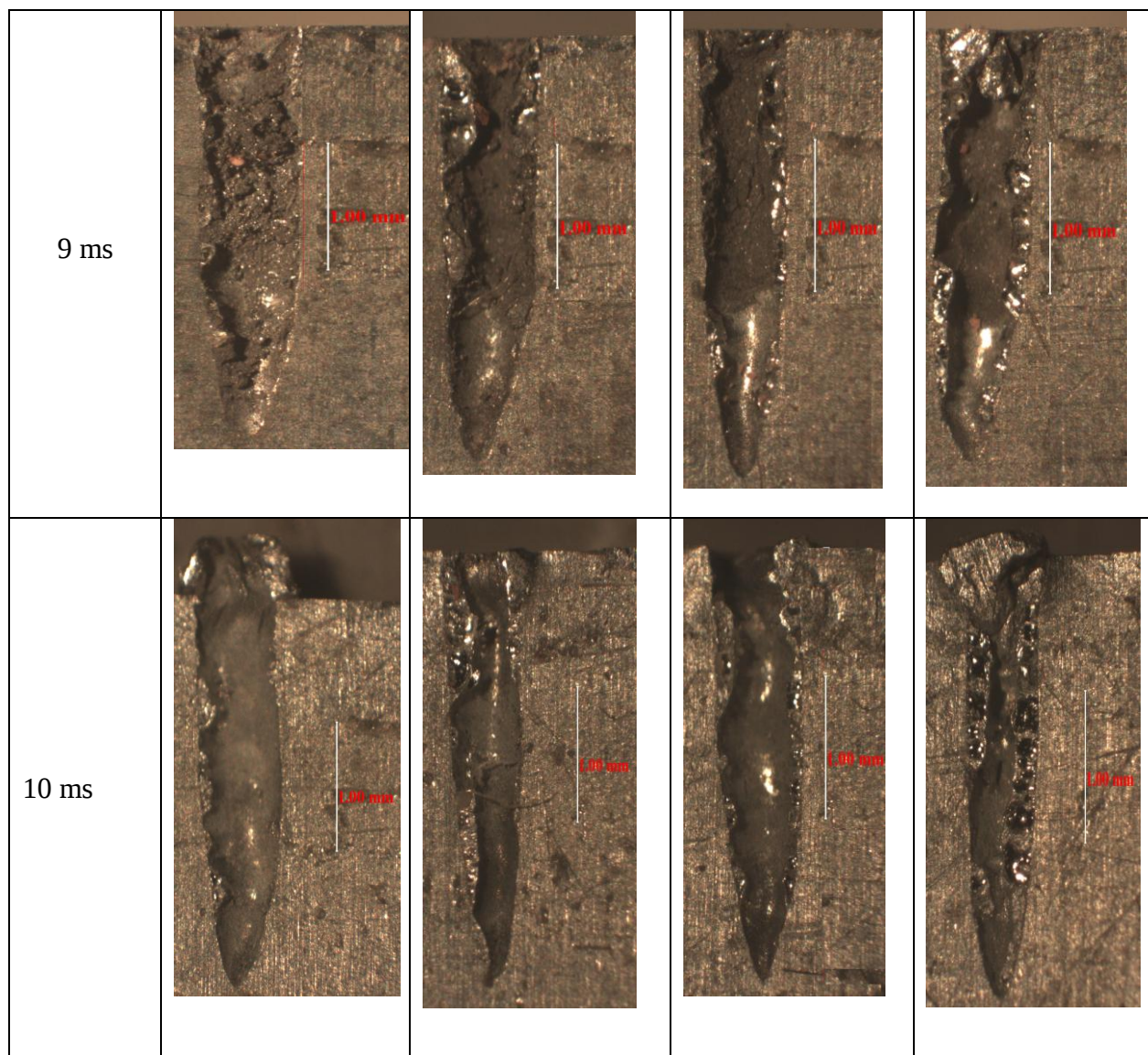


Figure A1 : Macrographies obtenues pour les différentes durées d'impulsion ($P_c=1\text{kW}$).

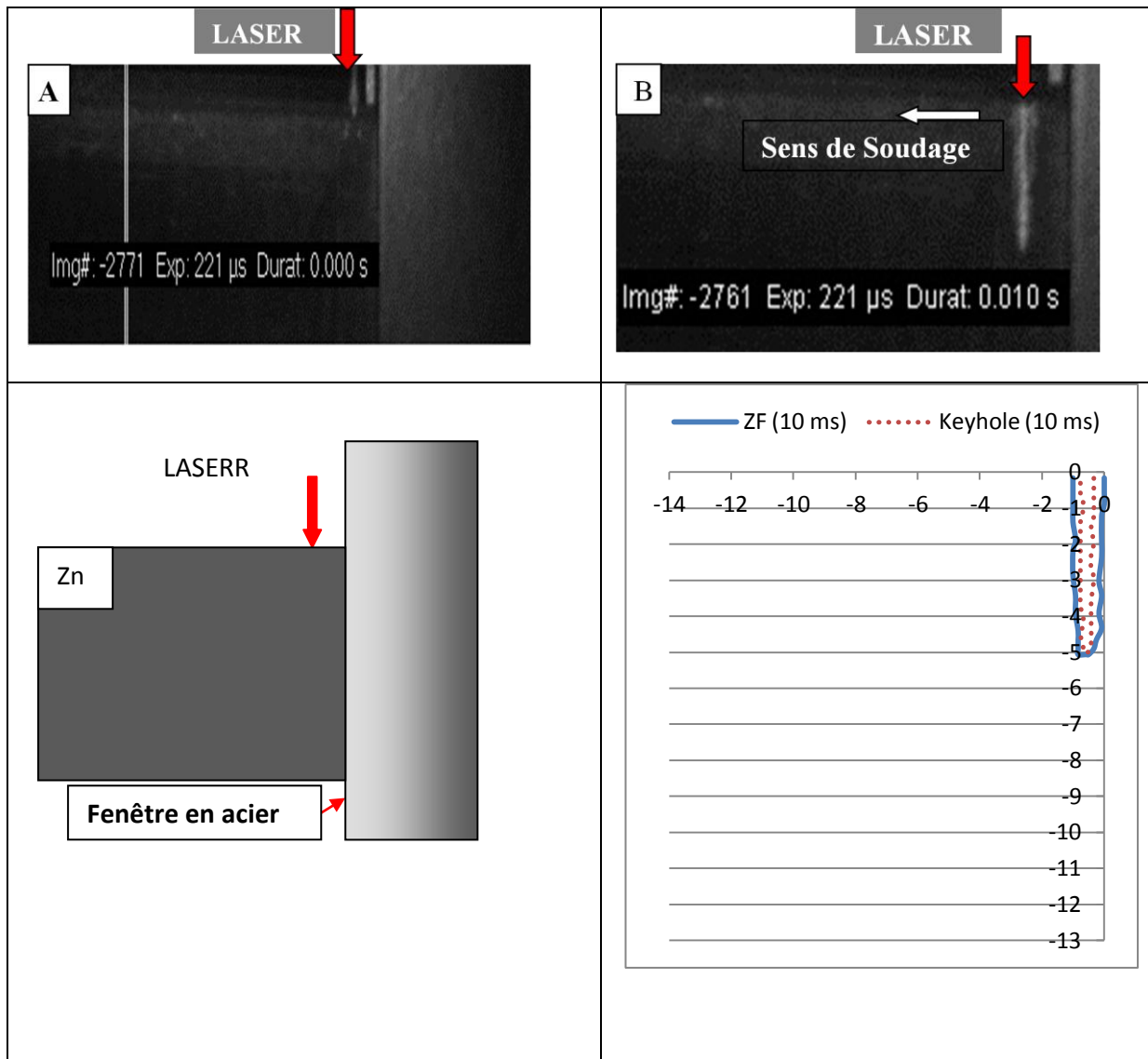
Annexe 2 : Observations de capillaire Soudage Zn/Q

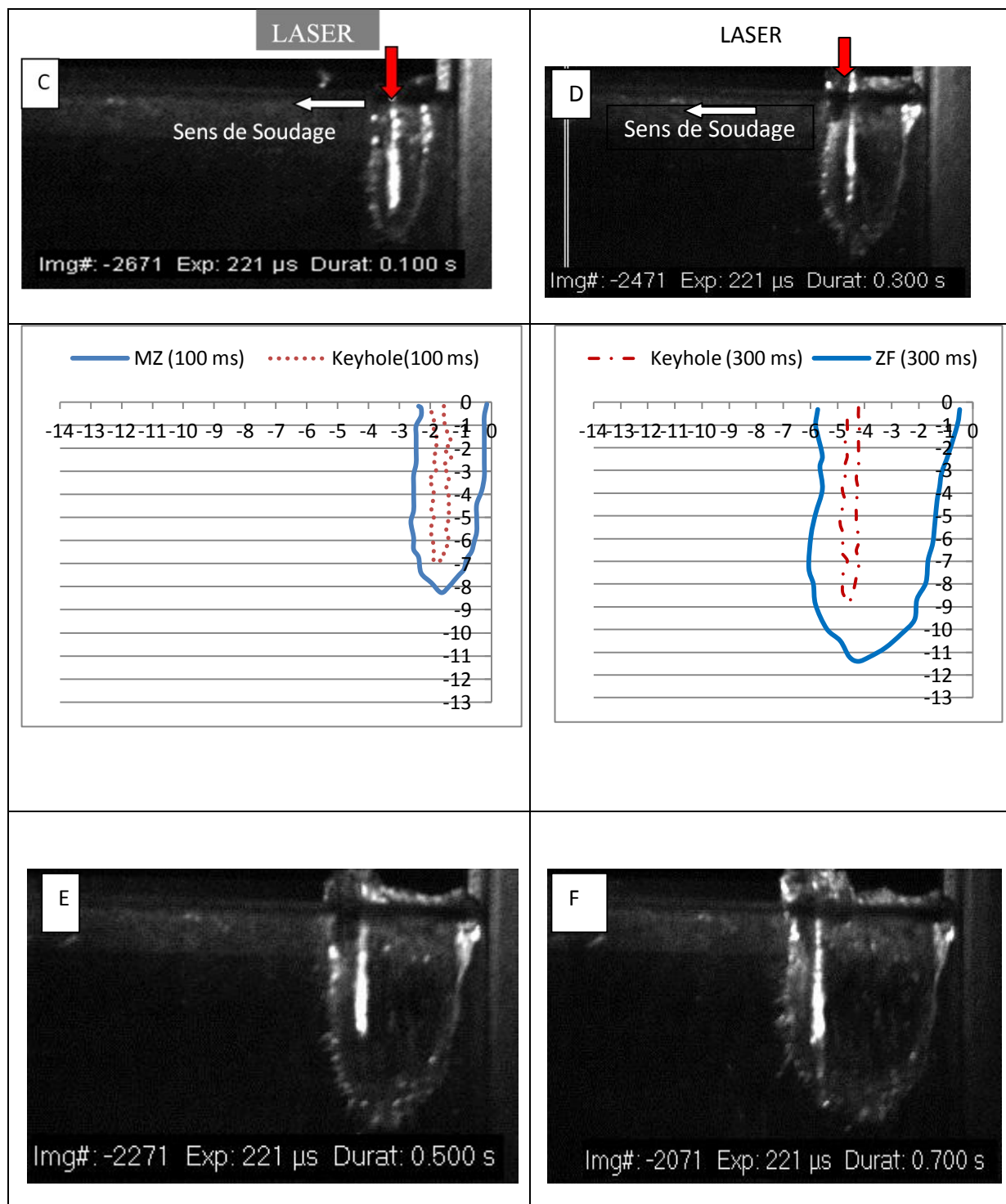
Nous présentons dans cette annexe les essais de soudage Zn/Q réalisés à 3 kW, et à trois vitesses de soudage.

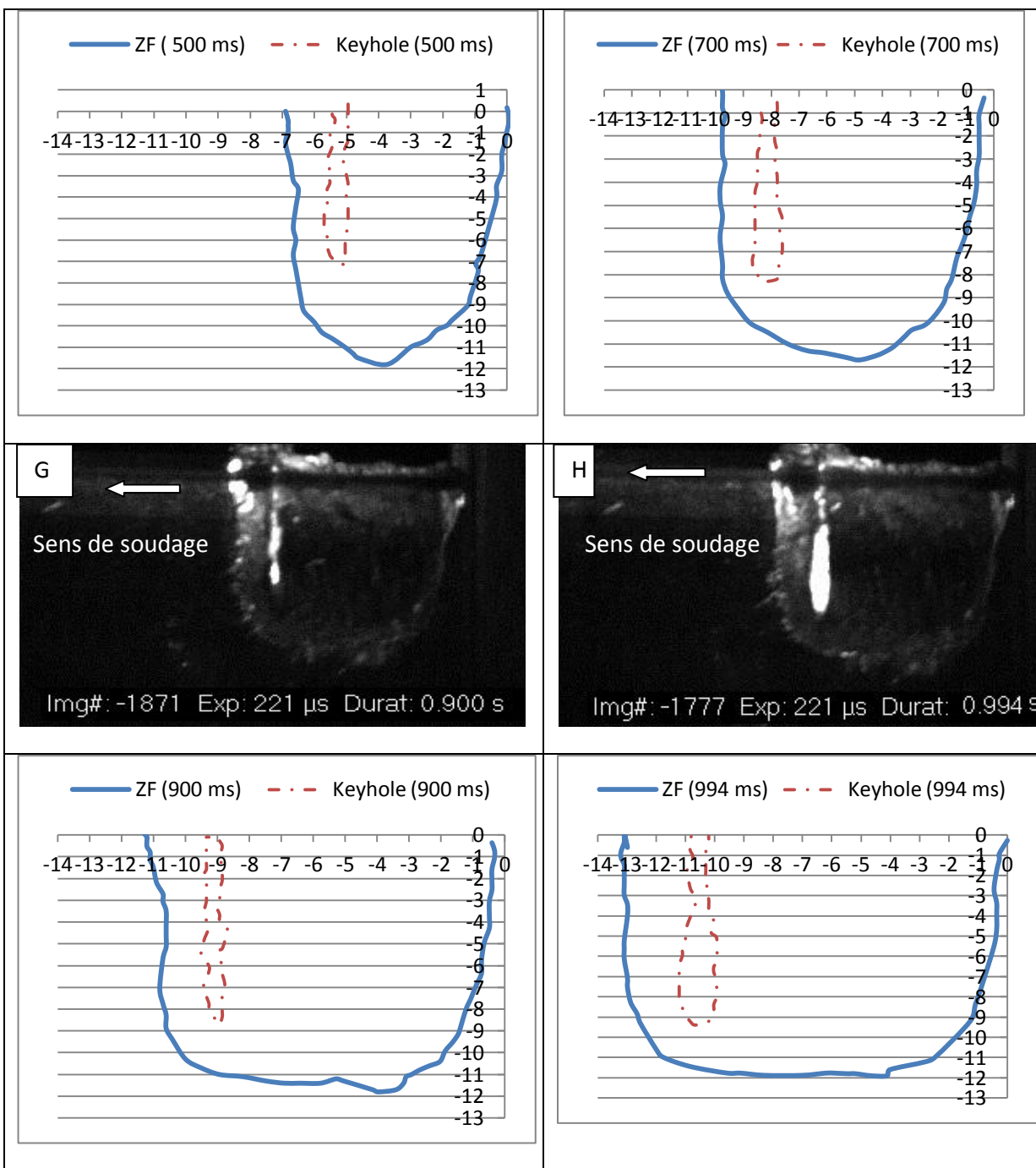
A2.1 Essais à la vitesse 10 mm.s^{-1}

Quelques images observées sont présentées sur la figure A2.1

L'évolution des formes du capillaire et de la zone fondue est aussi présentée sur cette figure.







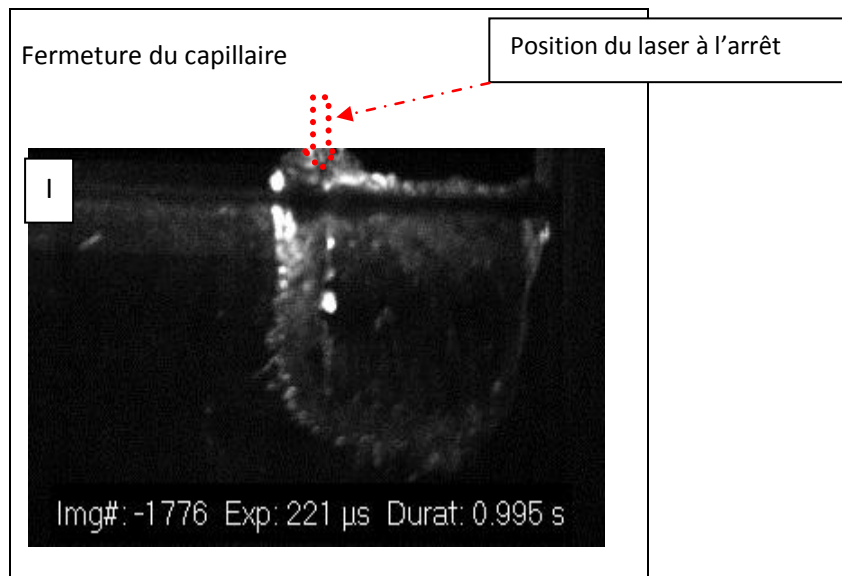


Figure A2.1 Images des profils du capillaire et de la zone fondue, puissance laser = 3 kW, vitesse de soudage : 10 mm.s^{-1} : temps : (A) 0 ms, (B) 10 ms, (C) 100 ms, (D) 300 ms, (E) 500 ms, (F) 700 ms, (G) 900ms, (H) 994 ms, (I) 995 ms.

L'image (A) montre la pièce avant l'interaction avec le laser.

Les images (B) à (G) montrent l'évolution du capillaire et de la zone fondue.

L'image (H) est prise à la fin du soudage.

L'image I montre la fermeture du capillaire et la solidification de la zone fondue. Le remplissage du capillaire s'effectue grâce à l'écoulement du métal fondu se trouvant vers l'arrière. La durée de solidification est inférieure à la résolution temporelle de l'acquisition des images (soit 1 ms).

On remarque que :

- les deux parois – avant et arrière – du capillaire sont pratiquement verticales, il existe quelques fluctuations.
- la largeur du capillaire est toujours plus grande que le diamètre de la tache laser à la surface des échantillons.

La profondeur du capillaire change au cours du temps. Le capillaire n'atteint pas une profondeur maximale constante ; on observe, en effet, des fluctuations de cette profondeur. Les différentes valeurs de la profondeur du capillaire sont reportées dans le tableau A2.1 :

Temps (ms)	10	100	300	500	700	900	994
Profondeur (mm)	5,0	6,9	8,8	7,1	8,3	8,4	9,4

Tableau A2. 1 : Évolution de la profondeur du capillaire (puissance laser = 3 kW, vitesse de soudage : 10 mm.s⁻¹)

Le maximum de profondeur de la zone fondue au début de l'interaction est le même que celui du capillaire, par exemple, à 10 ms, les profondeurs de la zone fondue et du capillaire sont de 5,0 mm. L'évolution de la profondeur de la zone fondue est donné dans le Tableau A2.2.

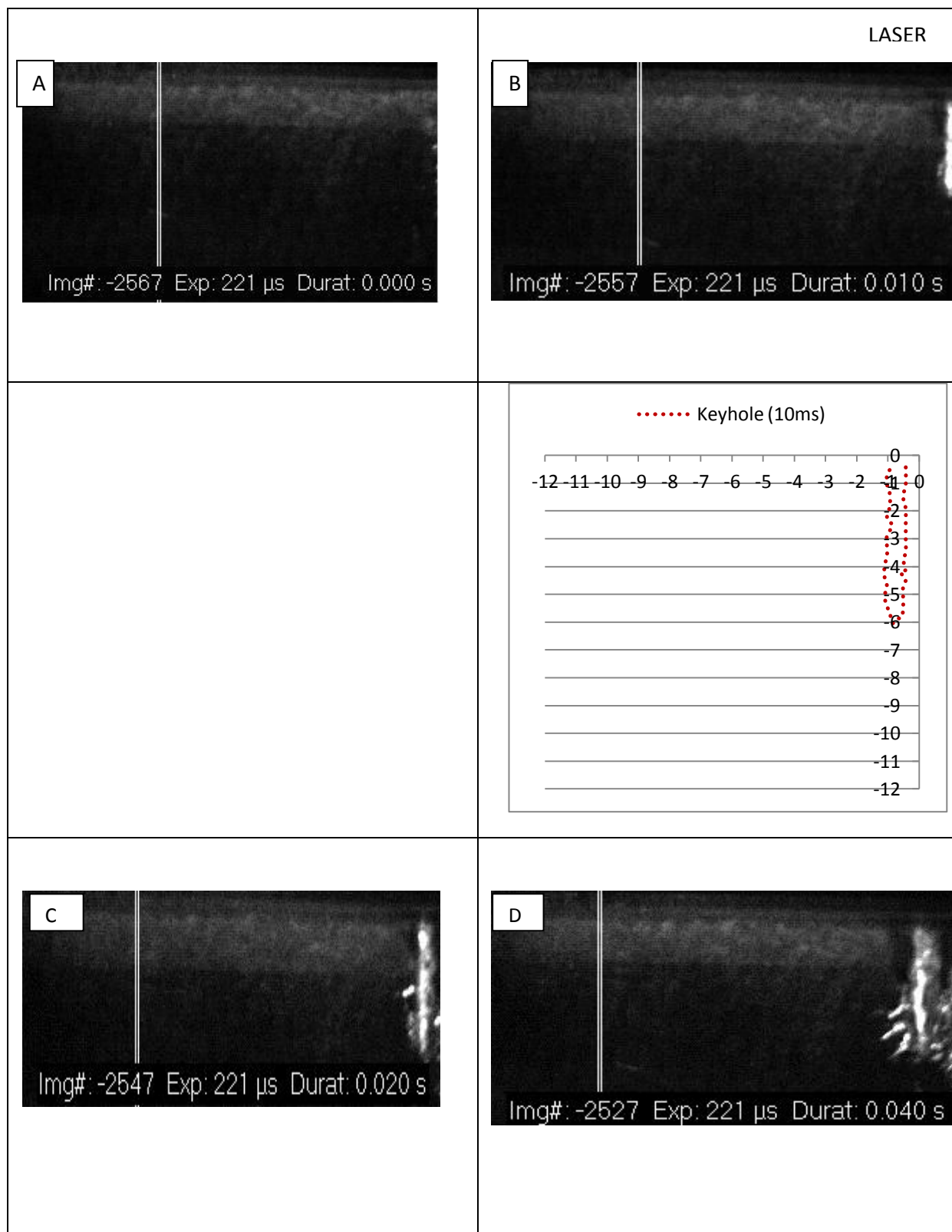
Temps (ms)	10	100	300	500	700	900	994
Profondeur (mm)	5,0	7,8	10,5	10,6	10,5	11,0	10,4

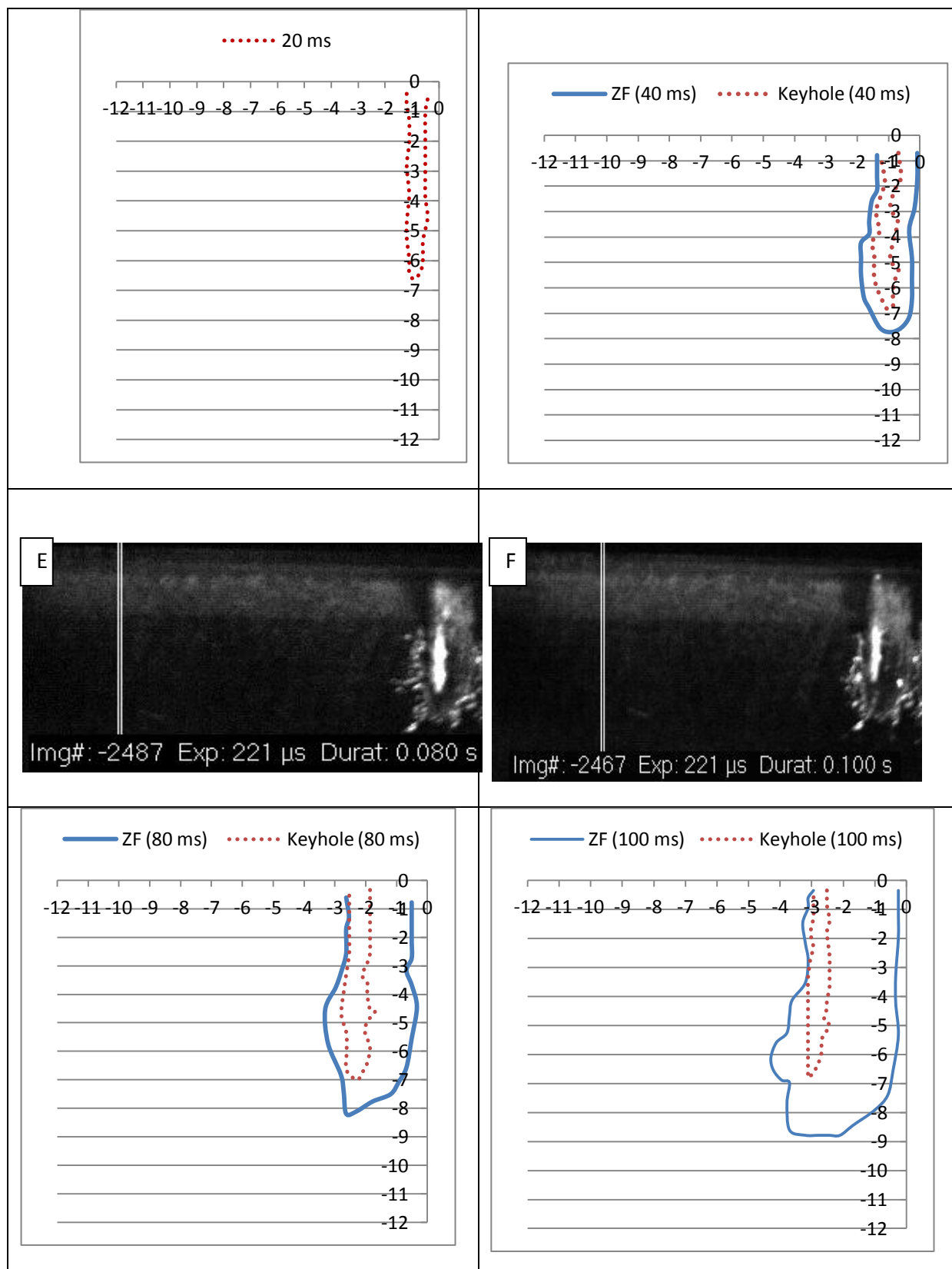
Tableau A2. 2 : Évolution de la profondeur de la zone fondue (puissance laser = 3 kW, vitesse de soudage : 10 mm.s⁻¹)

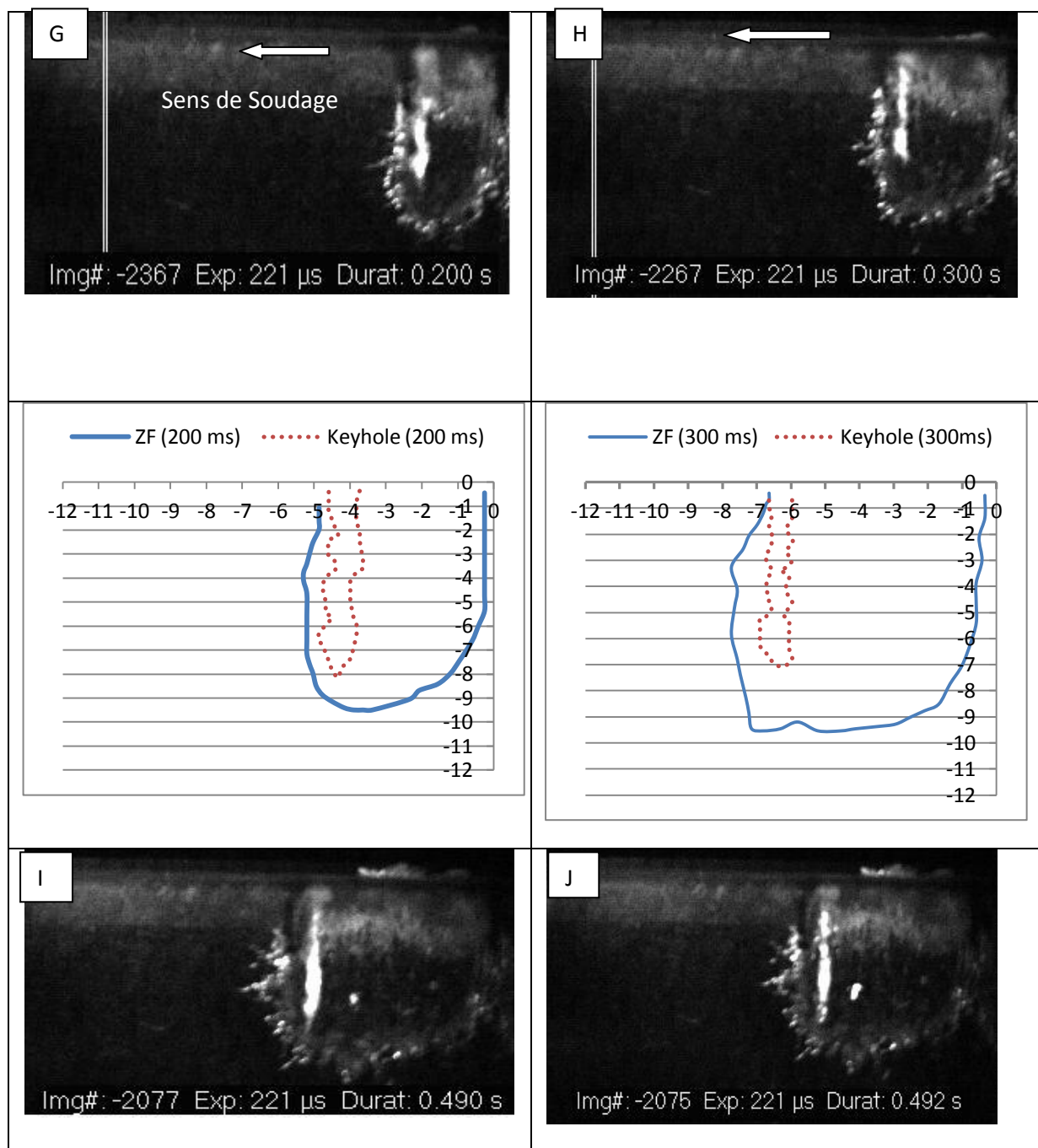
A2.2 Vitesse de soudage 20 mm.s⁻¹

La figure A2.2 montre les images obtenues en différents instants du soudage pour une puissance de 3kW et une vitesse de 20 mm.s⁻¹.

- L'image (A) montre la surface avant l'interaction.
- Les images de (B) à (J) montrent l'évolution des formes du capillaire et de la zone fondue.
- L'image (J) est prise à la fin du soudage.
- L'image (K) est prise après la fermeture de la zone fondue







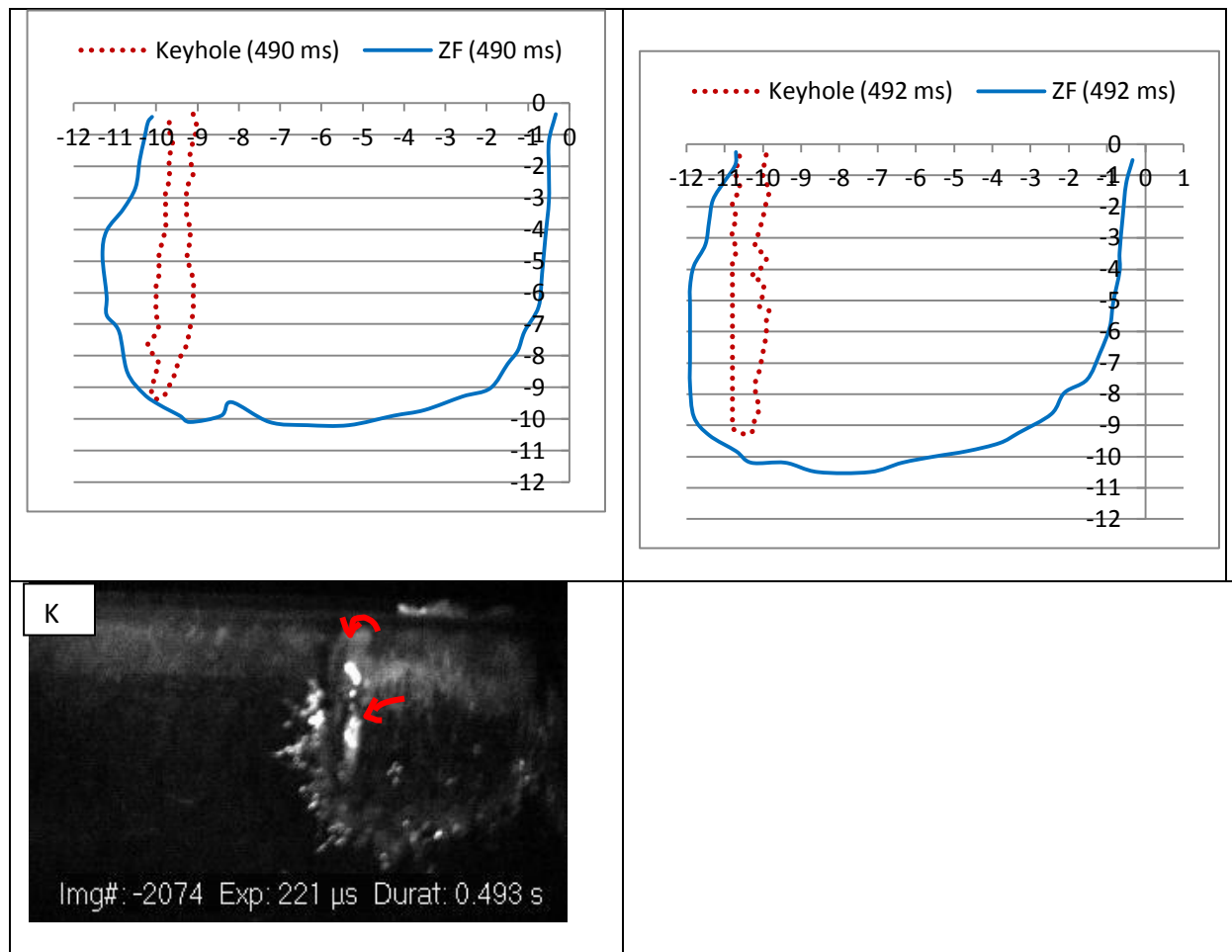


Figure A2.2 Séquences d'images des profils du capillaire et de la zone fondue, puissance laser 3 kW, vitesse de soudage 20 mm.s^{-1} : (A) 0 ms, (B) 10 ms ,(C) 20 ms ,(D) 40 ms, (E) 80 ms,(F) 100 ms ,(G) 200 ms (H) 300 ms,(I) 300 ms, (J) 490 ms , (K) 492ms.

Sur les figures A2.2 on observe les mêmes types d'évolution que sur les figures A2.1 : les deux parois du capillaire sont pratiquement verticales et la largeur du capillaire est toujours plus grande que le diamètre de la tache laser à la surface de l'échantillon.

La profondeur de pénétration du capillaire et de la zone fondue sont données dans les Tableaux A2.3 et A2.4 :

Temps (ms)	10	20	40	80	100	200	300	490	492
Profondeur (mm)	6,0	6,6	6,9	7,0	6,8	8,2	7,0	9,4	9,2

Tableau A2. 3 : Évolution de la profondeur du capillaire (puissance laser = 3 kW, vitesse de soudage : 20 mm.s⁻¹)

Temps (ms)	10	20	40	80	100	200	300	490	492
Profondeur (mm)	6,0	6,6	7,7	8,1	8,8	9,1	9,6	9,6	9,8

Tableau A2. 4 : Évolution de la profondeur de la zone fondue (puissance laser = 3 kW, vitesse de soudage : 20 mm.s⁻¹)

A2.3 Vitesse de soudage 30 mm.s⁻¹.

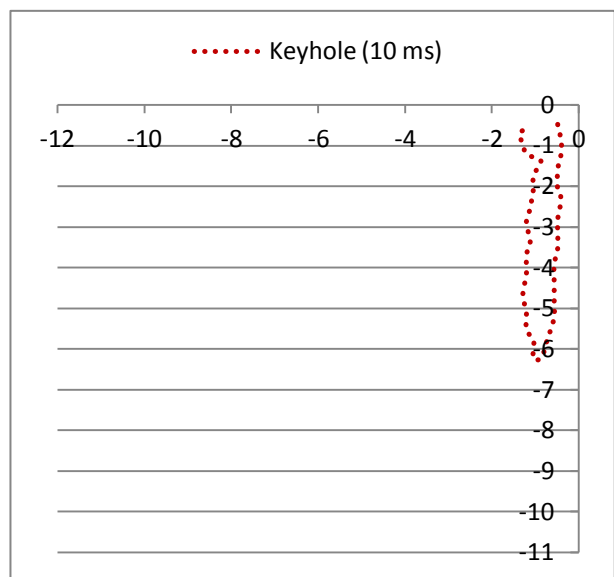
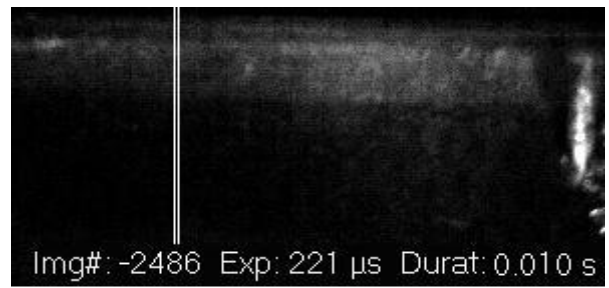
Les figures A2.3 montrent les images obtenues en différents instants du soudage à la puissance 3kW et une vitesse de soudage 30 mm.s⁻¹.

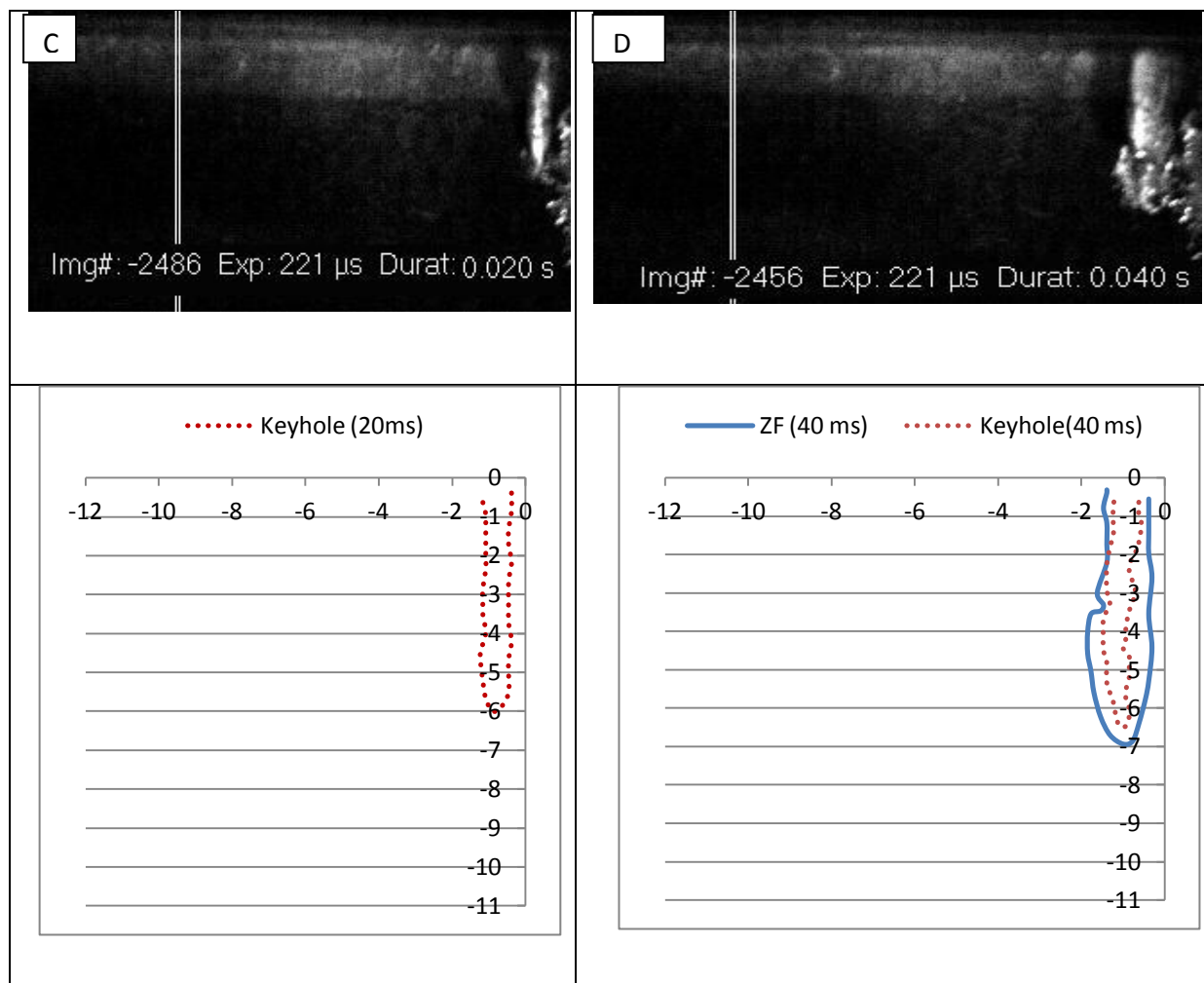
- L'image (A) montre l'interface avant l'action du laser
- Les images de (B) à (J) montrent l'évolution de la forme du capillaire et celle de la zone fondue.
- L'image (J) est réalisée 1 ms avant l'arrêt du laser.
- L'image (K) correspond à l'arrêt du laser.

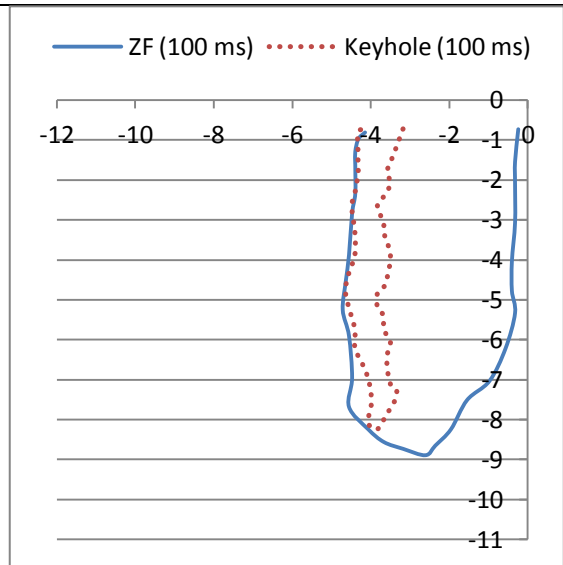
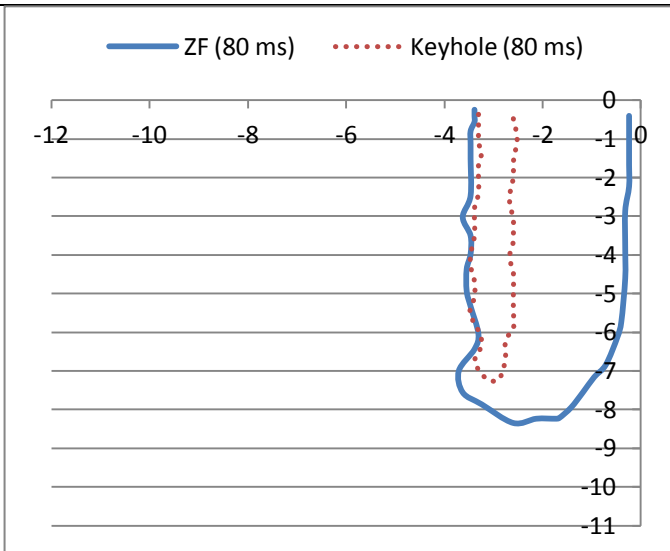
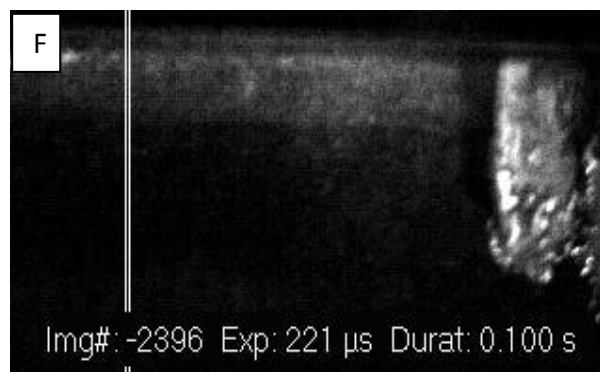
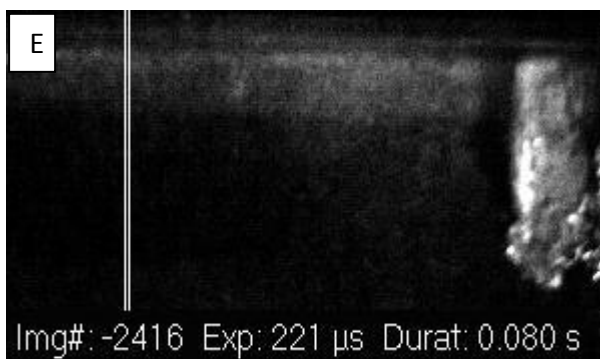
A

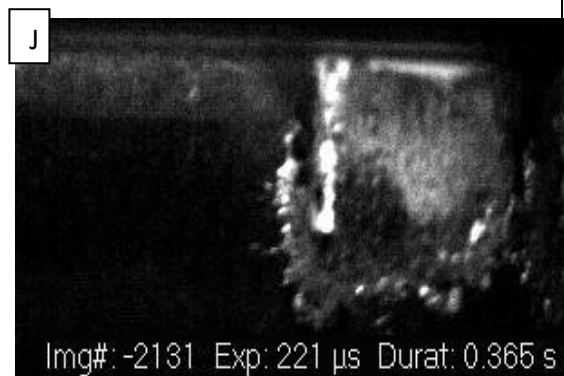
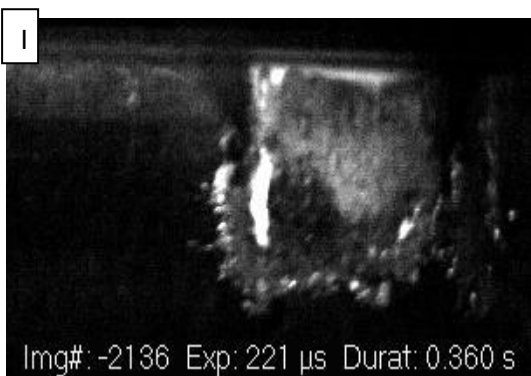
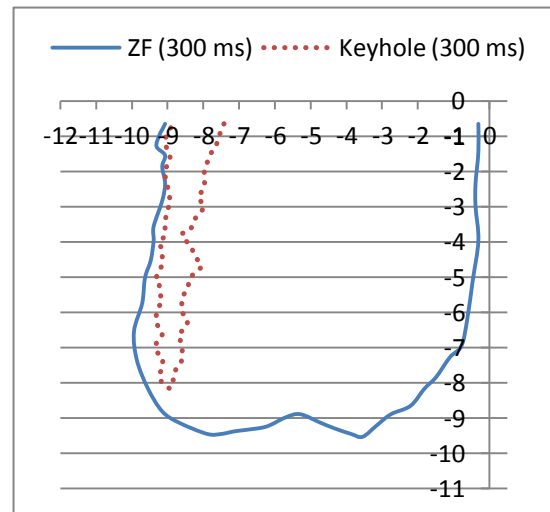
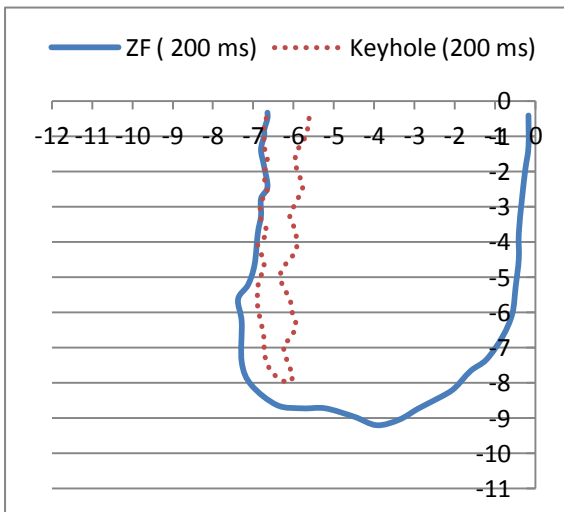
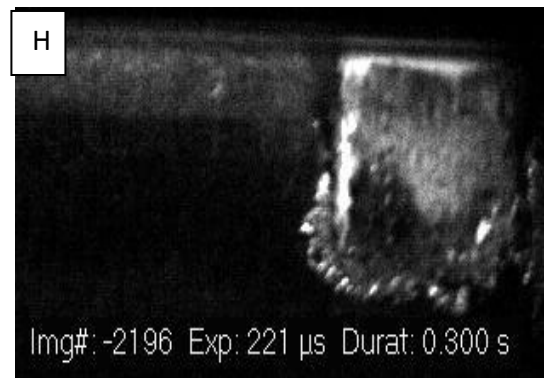
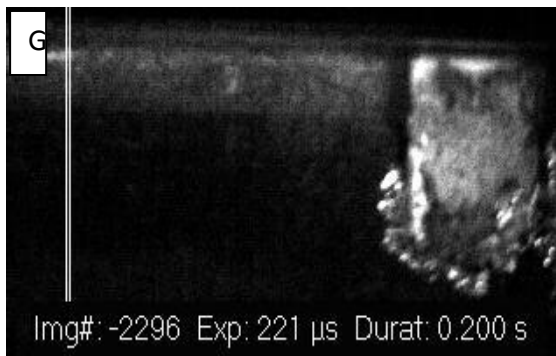


B









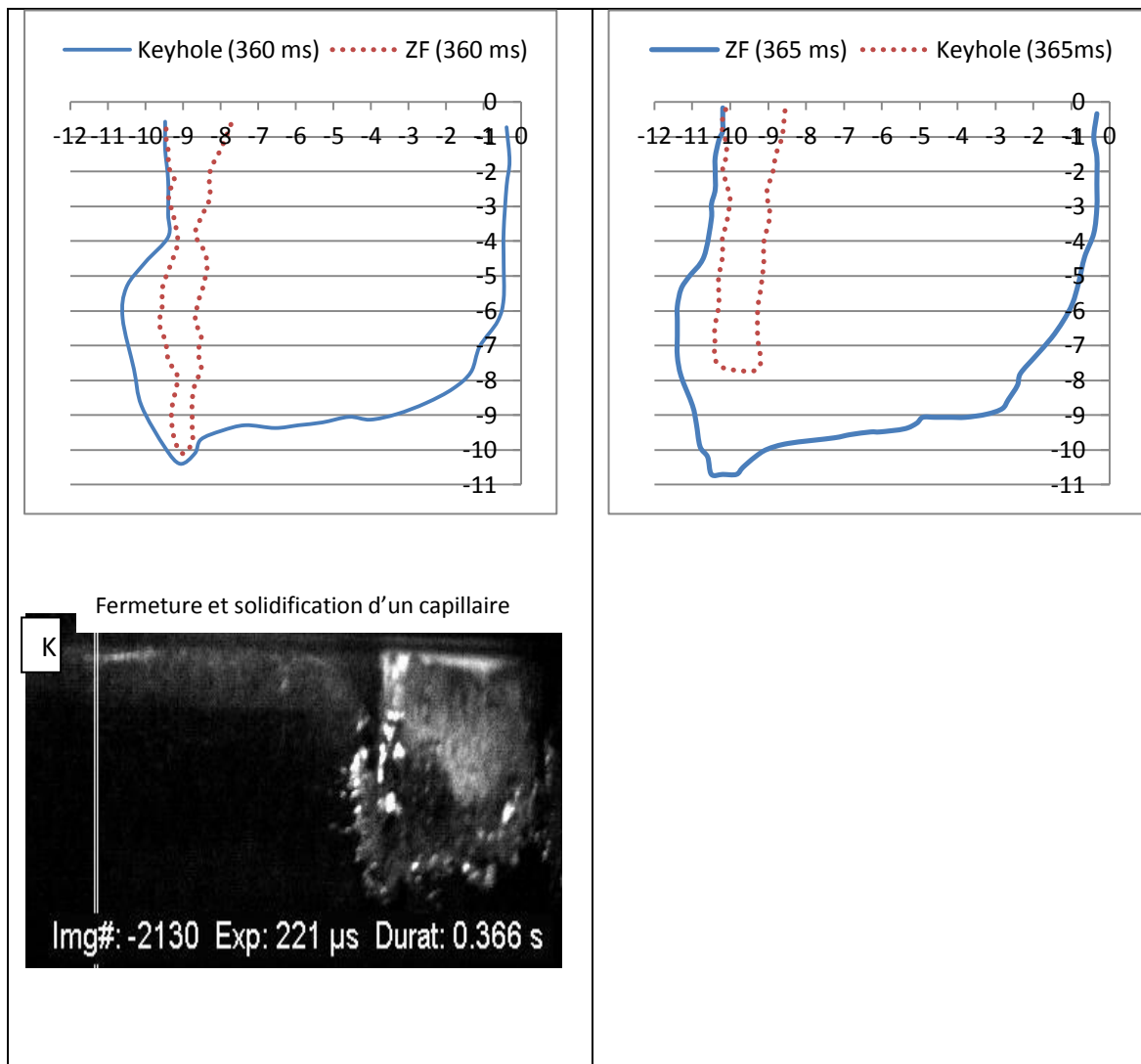


Figure A2.3 Séquences d'images vidéo des profils du capillaire et de la zone fondue obtenues, puissance laser = 3 kW, vitesse de soudage = 30 mm.s^{-1} : (A) 0 ms, (B) 10 ms, (C) 20 ms, (D) 40 ms, (E) 80 ms, (F) 100 ms, (G) 200 ms, (H) 300 ms, (I) 360 ms, (J) 365 ms, (K) 366 ms

On peut observer (Tableau n°A2.5) l'évolution de la profondeur du capillaire.

Temps (ms)	10	20	40	80	100	200	300	360	365
Profondeur (mm)	6,3	6,0	6,5	7,2	8,2	8,0	8,2	10,1	7,7

Tableau A2. 5 : Évolution de la profondeur du capillaire (puissance laser = 3 kW, vitesse de soudage : 30 mm.s⁻¹)

- On observe, pour les temps 40 et 100 ms, des inclinaisons des parois du capillaire : ces inclinaisons sont pratiquement parallèles pour l'avant et l'arrière du capillaire : une inclinaison vers l'avant pour le haut du capillaire et une inclinaison vers l'arrière pour le bas du capillaire. Ce phénomène n'est pas reproductible, puisqu'on ne la voit pas sur d'autres images. On peut dire qu'il n'existe pas de régime établi d'inclinaison du capillaire pour les conditions opératoires utilisées.
- Les maxima de profondeur de la zone fondue et du capillaire au début de l'interaction sont proches : pour exemple, ces profondeurs à 10 ms sont de 6,3 mm et de 6 mm à 20 ms.

L'évolution de la profondeur de la zone fondue est présentée dans le tableau A2.6 :

Temps (ms)	40	80	100	200	300	360	365
Profondeur (mm)	6,9	7,9	8,2	8,6	8,8	10,1	10,7

Tableau A2. 6 : Évolution de la profondeur de la zone fondue

On remarque que la largeur du capillaire est toujours plus que grande que le diamètre de la source laser à la surface de l'échantillon.

Résumé

L'objectif de ce travail est d'étudier expérimentalement la formation du capillaire durant le perçage et le soudage par faisceau laser, et de développer une simulation numérique permettant de reproduire la dynamique de formation et d'évolution du capillaire. Nous avons fait le choix d'utiliser comme matériau test le Zinc, en raison de ses propriétés thermodynamiques. Afin de simplifier le problème, nous avons étudié dans un premier temps le mécanisme de perçage. Deux méthodes expérimentales ont été utilisées pour caractériser l'évolution de la géométrie du capillaire : La méthode DODO (Direct Observation of Drilled hOle) permet de visualiser le capillaire après perçage pour différentes durées et la méthode Zn-Quartz permet d'observer directement son évolution temporelle par camera rapide à travers une lame de quartz.

Puis nous avons utilisé cette évolution pour mettre au point une simulation du mécanisme de perçage. Après avoir étudié le dépôt de puissance à l'intérieur d'un capillaire en tenant compte des réflexions multiples et estimé l'importance de la perte d'énergie et de matière lors du processus, nous avons développé une simulation en utilisant le logiciel Comsol Multiphysics couplant l'équation thermique, l'équation de Navier Stokes et prenant en compte le déplacement du métal fondu sous l'action de la pression de recul. Dans ce cas, on observe la formation d'un bourrelet important au bord du trou et une augmentation de la profondeur du capillaire.

Ensuite nous avons étudié la formation du capillaire durant le soudage laser, c'est-à-dire avec déplacement de la source. A partir des techniques mises en œuvre pour l'étude du perçage nous avons obtenu l'évolution de la forme du capillaire dans le cas du soudage Zn/Quartz. Nous avons réalisé une simulation relativement simple en supposant la géométrie et la température du capillaire connues a priori. Nous avons constaté qu'un modèle simple, modélisant uniquement les transferts thermiques par conduction, permet de bien simuler la forme de la zone fondue pour les couples Zn/Zn et Zn-quartz.

Mots-clés : soudage, capillaire, camera rapide, visualisation du perçage, Comsol Multiphysics

Abstract

The aim of the present work is to study experimentally the formation of the capillary during the drilling and welding by laser beam and to develop the numerical simulation which allows following the dynamics and the evolution of the keyhole. The zinc was chosen as a test material because its thermodynamical properties are well known. To simplify the problem, in the first place the drilling mechanism was studied. Two experimental methods were used to characterize the evolution of the keyhole: the Direct Observation of Drilled Hole method, which allows the visualization of the keyhole after the application of laser pulses of different durations, and Zn-Quartz method, which allows the direct observation of keyhole evolution with CCD camera through the layer of quartz.

Then, the information on keyhole evolution was used to develop the simulation of drilling mechanism. After studying the beam power deposition inside the capillary with taking in account the multiple photon reflections, and after estimation of the energy and matter loss during the process, we developed the simulation with FEM software COMSOL Multiphysics, which contains coupled heat transfer, fluid flow and free surface problem allowing considering the effect of recoil pressure on liquid phase ejection. We could observe the formation of an important bolster surrounding the keyhole and the increase of keyhole depth with time.

Next, we studied the formation of the keyhole during the laser welding, in other words, during the displacement of the heat source. Using the same technique that was developed for laser drilling, we have obtained the information on keyhole evolution during zinc-quartz welding. We have created the simple simulation, where keyhole temperature and profile were considered as known a priori. We have stated that this model, which takes in account only conduction heat transfer problem, allows to reproduce well the shape of the melted zone both for zinc-zinc and zinc-quartz couples.

Keywords: welding, Keyhole, CCD camera, drilling visualization, Comsol Multiphysics.