



HAL
open science

Perçage profond par laser : Analyse des processus physiques

Matthieu R. A. Schneider

► **To cite this version:**

Matthieu R. A. Schneider. Perçage profond par laser : Analyse des processus physiques. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2006. Français. NNT : . tel-00271589

HAL Id: tel-00271589

<https://theses.hal.science/tel-00271589>

Submitted on 9 Apr 2008

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

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

THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE PARIS VI

Spécialité :

Physique et Technologie des Grands Instruments

Présentée par :

Matthieu SCHNEIDER

Pour l'obtention du Grade de :

Docteur de l'Université Paris 6

Sujet de Thèse :

**PERÇAGE PROFOND PAR LASER :
ANALYSE DES PROCESSUS PHYSIQUES**

Thèse dirigée par :

Rémy Fabbro et Laurent Berthe

Soutenue le 18 décembre 2006

Devant la commission d'examen composée de :

A. M. CAZABAT	Présidente	Professeur de l'Université P6, UMR 8550
M. SENTIS	Rapporteur	Directeur de Recherches au CNRS, UMR 6182
M. JEANDIN	Rapporteur	Maître de Recherche à l'ENSMP, UMR 7633
R. FABBRO	Directeur de thèse	Directeur de Recherches au CNRS, UPR 1578
L. BERTHE	Responsable de thèse	Chargé de Recherches au CNRS, UPR 1578
J. M. WEULERSSE	Examineur	Assistant scientifique au CEA, DEN\DANS\DPC\SCP
C. TURRINI	Invité	Technicien supérieur d'études Snecma Moteurs, CCIU

*A mes parents,
A ma famille,
A mes amis.*

Remerciements

Je remercie chaleureusement les membres du jury et les encadrants.

Je tiens à remercier Anne Marie Cazabat pour avoir présidé le jury de ma thèse et pour avoir lu avec attention ce manuscrit.

Je remercie Marc Sentis et Michel Jeandin pour avoir rapporté ce document et y avoir investi tant de temps et de considérations, pour leurs questions et leurs discussions lors de la soutenance.

Je remercie également Jean Marc Weulersse d'avoir fait parti de ce jury et de ces commentaires.

Je tiens également à remercier Claude Turrini pour sa bienveillance, sa franchise, son suivi et sa mise en valeur de l'ensemble de ces travaux pendant 3 ans et dans le jury.

Je remercie Rémy Fabbro pour avoir dirigé ces travaux scientifiques avec rigueur et passion, pour nos nombreuses et inoubliables conversations, pour m'avoir fait profiter de ses expériences et de ses voyages. La vision physique d'un étudiant s'en est trouvée bouleversée.

Je remercie Laurent Berthe pour avoir dirigé l'équipe perçage et moi-même à travers bien des tempêtes techniques et humaines, pour avoir su maintenir ce projet à flot et l'amener à bon port. Ses qualités humaines m'ont permis d'effectuer ce voyage éclairé d'une certaine sérénité.

Je remercie Philippe Elias pour avoir autorisé et financé ces travaux qui ont permis d'installer la plate-forme perçage du GERAILP.

Je témoigne toute mon affection à l'ensemble de l'équipe perçage.

Je remercie Maryse Muller pour toutes nos expériences, pour son travail, sa rigueur, son efficacité, son regard critique et pour nos conversations physiques et méta-physiques.

Je remercie Mariette Nivard et Laetitia Landais, les « ptites dames », pour leurs humanités, leurs jovialités, nos discussions enjouées et pour les travaux qu'elles ont réalisés avec joie et gentillesse au cours de ces trois années.

Et aux badauds de la thématique (travailleurs acharnés dans la leur, bien entendu)

Je remercie Frédéric Coste pour m'avoir tant appris expérimentalement : à brancher, à serrer, à arranger sans ranger, à relier, à râler, à ronchonner.

Je remercie l'inventeur du Bart système, Eric Bartnicky, pour m'avoir fait partager son système D, son humour, sa vision.

Je remercie Gilles Chapuis, Pascal Kramer et Serge Henry pour leurs assistances mécaniques et techniques, pour tous leurs conseils, pour avoir mis à disposition un savoir hérité et pour leurs conversations, leur humour.

Je remercie Patrice Peyre pour son esprit, son vocabulaire souvent décisif, sa sensibilité. Longtemps restera le souvenir de ce gourmet affamé, se rabattant sur le tout venant au pays du soleil levant.

Je remercie Pascal Aubry pour sa jovialité, son humour, son regard scientifique, pour avoir orchestré avec minutie ce voyage dans l'état ensoleillé.

Remerciements

Je remercie David Stuart pour sa sagesse, son oreille, son amitié, sa disponibilité, nos conversations environnées et alimentées.

Je remercie Nadine Coulon pour son humour, son humour et son rire chaleureux et communicatif, sa présence en retenue, ses conseils avisés et son organisation si pratique.

Je remercie Medhi Guiraud pour m'avoir fait réaliser tant de câblage et de mesure de débit, mais surtout pour m'avoir permis d'accéder à une caméra rapide pour la première fois au laboratoire et ainsi d'avoir été l'amorce de tant de travaux.

Je remercie Corinne Dupuis, Thierry Malot, Kevin Verdier pour leur oxygène et leurs ambiances musicales, leurs chaleurs, leurs encouragements. Pour avoir su écouter les râles émis de mon bureau lors des différents intermèdes informatiques de fin de thèse.

Je remercie les doctorants du GIP GERAILP, Cédric Mass, Cyril Bolis, Marc Bellanger et Sonia Slimani pour leurs soutiens, leur amitié, leurs lumières et souhaite bon courage à celle qui reste.

Et d'un point de vue plus personnel

Je remercie mes amis de très longue date qui ont su m'épauler tout au long de cette fascinante aventure, en désordre et dans l'ordre : Sylvain, Farhad, Juliette, Maria, Laurent, Alexandre, Cyril, Romain, Xavier, Pierre, Jean Christophe, Alexandre, Denis, Nicolas, Magali, Adrian, Morgane, Cyril, Nacer, Yonsuk, Alexandre, Stéphane,...

Et tous les autres, oubliés d'une liste forcément non-exhaustive.

Enfin je remercie ma famille, si présente, pour leurs soutiens inconditionnels au cours de toutes ces années.

Table des matières

REMERCIEMENTS.....	5
TABLE DES MATIERES	7
NOMENCLATURE	13
1. AVANT-PROPOS & INTRODUCTION.....	15
2. CONTEXTE	19
2.1. BREF RAPPEL HISTORIQUE ET QUELQUES APPLICATIONS	20
2.2. ENJEUX INDUSTRIELS	20
2.3. MICRO-PERÇAGE : MOYENS ET AVANTAGES	21
2.3.1. PERÇAGE CONVENTIONNEL	21
2.3.2. AUTRES PROCEDES DE PERÇAGE.....	22
2.3.2.1. Par électroérosion (EDM)	22
2.3.2.2. Par faisceau d'électrons.....	22
2.3.2.3. Par laser	23
2.4. CONCLUSION.....	25
3. PHENOMENOLOGIE & ETAT DE L'ART	27
3.1. PHENOMENOLOGIE ELEMENTAIRE	28
3.1.1. UNE QUESTION DE TEMPERATURE	28
3.1.2. PARTIE LIQUIDE	29
3.1.3. PARTIE GAZEUSE	30
3.2. ETAT DE L'ART.....	32
3.2.1. ENVIRONNEMENT, LASER ET ABSORPTION	32
3.2.1.1. Environnement gazeux.....	32
3.2.1.2. La source laser.....	33
3.2.1.3. Absorption.....	33
3.2.2. UNE PHASE LIQUIDE	34
3.2.2.1. Couche liquide et Scories.....	34
3.2.2.2. Modèle.....	35
3.2.3. UNE PHASE GAZEUSE.....	35
3.2.3.1. Pression de recul.....	35
3.2.3.2. Modèle.....	36
3.2.4. CONCLUSION	36
3.3. MODELE DU PISTON	37
3.3.1. BILAN DE MASSE	38
3.3.2. BILAN DE PUISSANCE.....	40
3.3.3. FORCE ET FAIBLESSE DU MODELE.....	42

4. PARAMETRES DU PROCEDE & CARACTERISATION DES OUTILS.....	43
4.1. PARAMETRES DU PROCEDE.....	44
4.2. METHODES D'ANALYSE	45
4.2.1. LA RADIOGRAPHIE X.....	45
4.2.2. LA COUPE METALLOGRAPHIQUE.....	46
4.2.3. LA METHODE DODO.....	49
4.2.4. DISCUSSION DES METHODES D'ANALYSE.....	50
4.3. DESCRIPTION DU MONTAGE EXPERIMENTAL.....	51
4.3.1. CARACTERISATION DE LA SOURCE LASER HL201P.....	51
4.3.1.1. Profil spatial et reproductibilité.....	52
4.3.1.2. Profil temporel et reproductibilité.....	54
4.3.1.3. Limite de gamme opératoire.....	55
4.3.2. CARACTERISATION DE LA SPHERE INTEGRANTE.....	57
4.3.3. CARACTERISATION DU GAZ D'ASSISTANCE.....	57
4.3.3.1. introduction.....	57
4.3.3.2. Rappel théorique.....	58
4.3.3.3. Montages expérimentaux.....	59
4.3.3.4. Résultats des caractérisations.....	60
4.3.3.5. Premières conclusions sur le gaz d'assistance.....	63
4.4. CONDITIONS EXPERIMENTALES STANDARDS	63
4.5. RESUME :	64
5. ETUDE DU PROCESSUS D'ABSORPTION AU COURS DU PERÇAGE	67
5.1. PROBLEME PHYSIQUE ET ETAT DE L'ART	68
5.2. PROTOCOLE ET MONTAGE EXPERIMENTAL	69
5.2.1. MONTAGE EXPERIMENTAL.....	69
5.2.2. PROTOCOLE EXPERIMENTAL.....	70
5.3. RESULTATS ET DISCUSSION	71
5.3.1. REFLECTIVITE.....	71
5.3.2. DISCUSSION.....	72
5.3.2.1. Phénomènes responsables de l'absorption.....	72
5.3.2.2. Description.....	75
5.4. CONCLUSION ET QUESTIONS OUVERTES	76
6. ETUDE DU PERÇAGE DES CIBLES DE FAIBLE EPAISSEUR	79
6.1. PROBLEME PHYSIQUE ET ETAT DE L'ART	80
6.2. PROTOCOLE ET MONTAGE EXPERIMENTAL	80
6.2.1. PROTOCOLE EXPERIMENTAL.....	80
6.2.2. MONTAGE EXPERIMENTAL.....	81
6.3. RESULTATS ET DISCUSSIONS	81
6.3.1. GAZ D'ASSISTANCE.....	81
6.3.1.1. Gaz d'assistance passif : N ₂	81
6.3.1.2. Gaz d'assistance actif : O ₂	82
6.3.1.3. Discussion : actif ou passif.....	83
6.3.2. GAZ D'ASSISTANCE OU GAZ DE COUVERTURE.....	84
6.4. CONCLUSION ET QUESTIONS OUVERTES	85

7. ETUDE DE LA TRANSMISSION DU RAYONNEMENT A TRAVERS UN PERÇAGE DEBOUCHANT..... 87

7.1. PROBLEME PHYSIQUE ET ETAT DE L'ART	88
7.2. PROTOCOLE ET MONTAGE EXPERIMENTAL	88
7.2.1. PROTOCOLE EXPERIMENTAL :	88
7.2.2. MONTAGE EXPERIMENTAL :	89
7.3. RESULTATS ET DISCUSSION	89
7.3.1. TRANSMISSION	89
7.3.2. DISCUSSION.....	90
7.3.2.1. Détermination de la distance de première réflexion.....	90
7.3.2.2. Détermination de la profondeur maximale.....	91
7.4. CONCLUSION ET QUESTIONS OUVERTES	93

8. ETUDE DES PHENOMENES HYDRODYNAMIQUES AU COURS DU PERÇAGE

8.1. PROBLEME PHYSIQUE ET ETAT DE L'ART	96
8.2. PROTOCOLE ET MONTAGE EXPERIMENTAL	97
8.2.1. MONTAGE EXPERIMENTAL :	97
8.2.2. PROTOCOLE EXPERIMENTAL :	97
8.3. RESULTATS ET DISCUSSIONS	98
8.3.1. HYDRODYNAMIQUE DES PERÇAGES	98
8.3.1.1. L'éjection liquide	98
8.3.1.2. La vapeur.....	99
8.3.2. DU GAZ ? ENFIN UNE REPONSE.....	105
8.3.2.1. Perçage débouchant.....	106
8.3.3. QUELQUES MATERIAUX.....	108
8.3.3.1. Epaisseur percée lors d'un perçage d'aluminium	108
8.3.3.2. Dépôt en surface et évolution au cours d'un perçage d'Acier revêtu de Zircône	109
8.3.3.3. Détente de vapeur lors du perçage d'un composite.....	112
8.3.4. PERÇAGE A 45°.....	113
8.4. CONCLUSION ET QUESTIONS OUVERTES	114

9. ETUDE DE L'EVOLUTION DE LA GEOMETRIE DES PERÇAGES..... 117

9.1. PROBLEME PHYSIQUE ET ETAT DE L'ART	118
9.2. PROTOCOLE ET MONTAGE EXPERIMENTAL	118
9.2.1. PROTOCOLE EXPERIMENTAL.....	118
9.2.2. MONTAGE EXPERIMENTAL	119
9.3. RESULTATS ET DISCUSSIONS	119
9.3.1. PROFIL MONO-IMPULSION	119
9.3.1.1. Profil.....	119
9.3.1.2. Diamètre	120
9.3.1.3. Profondeur	120
9.3.1.4. Discussion	121
9.3.2. PROFIL MULTI-IMPULSIONS	122
9.3.2.1. Profil.....	122
9.3.2.2. Diamètre	123

9.3.2.3. Profondeur	123
9.3.2.4. Discussion	124
9.3.3. ETUDE DU DECOLLEMENT DES ZONES FONDUES	126
9.3.3.1. Profil	126
9.3.3.2. Diamètre	127
9.3.3.3. Profondeur	127
9.3.3.4. Discussion	127
9.4. CONCLUSION ET QUESTIONS OUVERTES	128
<u>10. CONCLUSION & PERSPECTIVES</u>	<u>131</u>
10.1. CONCLUSION	132
10.2. PERSPECTIVES	135
10.2.1. DEMAIN ?	135
10.2.2. ET APRES ?	136
<u>11. ANNEXE 1 : ETUDE DE L'HYDRODYNAMIQUE DU GAZ A TRAVERS UNE TUYERE DE LAVAL.....</u>	<u>139</u>
11.1. INTRODUCTION	140
11.2. COMPORTEMENT HYDRODYNAMIQUE AU PASSAGE D'UNE TUYERE	140
11.2.1. ECOULEMENT DANS UNE TUYERE	140
11.2.1.1. Equations générales	140
11.2.1.2. Existence d'une onde de choc	142
11.2.1.3. Nature de l'écoulement à travers une tuyère	143
11.3. TUYERE A DIVERGENT LIBRE	145
11.4. CONCLUSION	148
<u>12. ANNEXE 2 : RESUME DES RESULTATS SUIVANT UN CLASSEMENT PROCEDE</u>	<u>149</u>
12.1. INTRODUCTION	150
12.2. LES PARAMETRES OPERATOIRES.....	150
12.2.1. LASER	150
12.2.1.1. Caractérisation.....	150
12.2.1.2. Modélisation.....	152
12.2.2. ENVIRONNEMENT	152
12.3. PROCEDE	153
12.3.1. ABSORPTION	153
12.3.1.1. Mesure.....	153
12.3.1.2. Loi d'échelle.....	154
12.3.2. HYDRODYNAMIQUE AU COURS DU PERÇAGE PAR LASER	154
12.3.2.1. Partie Liquide	155
12.3.2.2. Partie gazeuse.....	155
12.3.3. GEOMETRIE INTERNE.....	156
12.4. DIAGNOSTIC POST-OPERATOIRE	157
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	<u>159</u>

PUBLICATIONS.....163

Nomenclature

A	: coefficient d'absorption (%)
a	: coefficient d'ajustement (S.U)
B	: distance surface cible/sortie buse (mm)
B_0	: constante de vaporisation ($\text{g.cm}^{-1}.\text{s}^{-2}$)
C	: conicité du perçage
C_p	: capacité calorifique ($\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$)
δ	: dispersion statistique (S.U)
E_p	: épaisseur de la cible (mm)
f	: distance focale (mm)
G	: grossissement (S.U)
$I(z)$: intensité laser ou densité de puissance en fonction de la position sur l'axe optique (MW.cm^{-2})
I_0	: intensité laser ou densité de puissance en surface de la cible (MW.cm^{-2})
K	: conductivité ($\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$)
k_b	: constante de Boltzmann (J.K^{-1})
L_v	: chaleur latente de vaporisation (J.kg^{-1})
M_a	: masse molaire (g)
m_l	: masse liquide (g)
m_s	: masse solide (g)
n_e	: densité électronique (m^{-3})
$P_{\text{crête}}$: puissance crête de l'impulsion (W)
P	: puissance moyenne du laser (W)
P_{amb}	: pression ambiante (bar)
P_{col}	: pression au col (bar)
P_{cond}	: puissance transmise par conduction (W)
P_{conv}	: puissance transmise par convection (W)
P_{phase}	: puissance consommée par le changement de phase(W)
P_r	: pression en réservoir (bar)
P_{sat}	: pression de saturation (bar)
P_{stat}	: pression statique (bar)
P_{surf}	: pression sur la surface de la pièce (bar)
P_{vap}	: pression de vapeur (bar)
q	: flux de chaleur (W.m^{-2})

Nomenclature

R	: coefficient de réflexion (%)
R	: constante des gaz parfaits ($\text{J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$)
R_B	: rayon de sortie de buse (mm)
R_l	: rayon du laser en surface (mm)
$R_l(z)$: rayon du laser en fonction de la position sur l'axe optique (mm)
R_T	: rayon du perçage (mm)
T	: température (K)
V	: vitesse d'éjection (liquide & gaz) (m.s^{-1})
V_d	: vitesse de perçage (avancée du front liquide) (m.s^{-1})
V_{dm}	: contribution de la phase liquide à la vitesse de perçage (m.s^{-1})
V_{dv}	: contribution de la phase vapeur à la vitesse de perçage (m.s^{-1})
V_l	: vitesse de déplacement du laser (m.s^{-1})
V_m	: vitesse d'éjection de la partie liquide (m.s^{-1})
V_v	: vitesse de détente de la vapeur métallique (m.s^{-1})
U	: tension (V)
Z	: distance plan focal/surface pièce (mm)
z	: profondeur percée (mm)
$z_{1\text{ère ref}}$: profondeur de première réflexion sur les parois du perçage (mm)
z_{max}	: profondeur maximale atteinte (mm)
δ	: épaisseur de la couche liquide (μm)
τ	: durée d'impulsion (ms)
α	: angle (rad)
β	: angle (rad)
ε	: erreur de position
ϕ_e	: diamètre d'entrée du perçage (mm)
ϕ_s	: diamètre de sortie du perçage (mm)
μ	: viscosité de la couche liquide ($\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$)
ν	: fréquence (Hz)
θ	: angle d'incidence avec la surface de la cible (rad)
θ_i	: ouverture numérique (rad)
ρ	: masse volumique (kg.m^{-3})
σ	: tension superficielle (N.m^{-1})
τ_d	: temps de perçage (ms)

1. Avant-propos & Introduction

Le perçage est un procédé d'usinage essentiel dans l'industrie du travail des métaux. Cette opération concerne des diamètres dont la limite inférieure peut descendre jusqu'à quelques dizaines de micromètres sur des profondeurs allant jusqu'à plusieurs centimètres.

Les techniques dites classiques de micro-perçage par foret permettent par arrachement mécanique d'usiner la matière. Elles sont utilisées intensivement depuis plus de cinquante ans. Toutefois, elles ne peuvent répondre à tous les impératifs de coûts en temps et de moyens liés à l'environnement industriel. Le temps nécessaire à un perçage et l'usure de l'outil sont deux contraintes à l'emploi de ces méthodes. Il n'est pas rare dans ces conditions d'avoir recours à d'autres procédés tel que le perçage par laser en régime de percussion. Ce régime correspond à des durées d'impulsions de l'ordre de la milliseconde et des densités de puissance équivalentes de quelques dizaines de MW.cm^{-2} .

Les sources lasers ont ces dernières années, profité d'une amélioration de leur stabilité et reproductibilité. La stabilité de la source permet de découpler les variables lasers des variables procédés. Cette maîtrise laisse envisager qu'une étude dédiée portant sur les phénomènes physiques responsables de l'usinage puisse être menée à terme. Car, bien que le perçage par laser soit l'une des premières applications industrielles trouvées au laser, sa compréhension physique en est restée aux balbutiements, empêtrée dans des imbroglios souvent hérités de procédés voisins telle que la découpe par laser.

Des approches numériques ont été réalisées pour comprendre et justifier les phénomènes mis en jeu. Toutefois, les différentes modélisations du phénomène ne permettent pas de prédire un profil de perçage en fonction des paramètres opératoires. Leur utilisation est complexe et les grandeurs calculées sont souvent invérifiables expérimentalement, comme la température de surface de la couche liquide par exemple.

Toutes ces considérations brouillent la lisibilité du phénomène, le rendant inabordable pour les non-spécialistes. Les conclusions publiées peuvent même sembler contradictoires sur certains aspects, comme ceux du gaz d'assistance.

Le nombre de paramètres opératoires à identifier est de l'ordre de la vingtaine, souvent inter-corrélés. L'intensité des phénomènes physiques engendrés par l'irradiation laser exige de prendre en compte des hypothèses rapprochant le modèle des limites de validité. Toutes ces considérations rendent ce procédé très complexe. Par exemple, les régimes hydrodynamiques observés au cours de cette thèse sont supersoniques, l'absorption et les profils des perçages sont évolutifs en fonction des paramètres laser.

Cette thèse se propose :

- d'étudier les différents phénomènes inhérents au perçage par laser et à son environnement, hydrodynamique notamment,
- de déterminer la géométrie des perçages obtenus à partir des paramètres opératoires.

Au cours de ces travaux, un diagnostic innovant des perçages, appelé méthode DODO (Direct Observation of Drilled hOle), a été développé au GERAILP.

Ce travail expérimental est un premier pas dans la compréhension des phénomènes physiques mis en jeu dans le perçage par laser. Pour la première fois une étude a pu être dédiée au perçage par laser en s'affranchissant complètement de la stabilité de la source. Les tendances observées sont propres au procédé et non à la variation de la source laser. Les résultats obtenus portent sur des aspects du procédé très différents comme :

- L'absorption globale d'un perçage et les phénomènes physiques responsables de leurs variations,
- L'hydrodynamique en régime d'écoulement supersonique et les modifications engendrées sur la morphologie des perçages,
- L'influence de l'environnement et la validité des méthodes d'analyses.

L'ensemble de ces données forme une solide base expérimentale qui dans un avenir proche pourra alimenter une approche numérique du procédé.

Pour des raisons liées au contexte décrit précédemment, cette thèse se présente en deux grandes parties.

La **première partie** se compose en trois chapitres. Un premier chapitre décrit le contexte dans lequel s'inscrit le perçage par laser à travers un historique des applications, une description des enjeux industriels et une liste comparative des différents moyens d'usinage. Par la suite seul le perçage laser est considéré. Le deuxième chapitre traite de la description physique du perçage par un séquençage chronologique afin d'identifier la configuration du système au cours du procédé. Ce séquençage est recoupé avec la bibliographie. Le troisième chapitre comprend une description sur l'accessibilité des paramètres de perçage. En effet, comme pour l'avancée des sources lasers, il est primordial de bien identifier les variables et de connaître leurs interdépendances.

La **deuxième partie** se compose de cinq chapitres et regroupe les différentes expérimentations qui ont apporté des réponses originales et interprétables sur le phénomène de perçage. Les trois premiers chapitres concernent la propagation du rayonnement au cours du procédé. Le premier chapitre porte sur l'absorption du laser, le second traite du perçage de cibles de faible épaisseur et le troisième aborde la transmission à travers un perçage. Le quatrième chapitre décrit les phénomènes hydrodynamiques engendrés par l'irradiation. Enfin le dernier chapitre présente les différents profils de perçage obtenus en fonction de la puissance crête du laser. Donc, chaque chapitre correspond à une expérience spécifique qui peut se lire de façon indépendante. Le plan des chapitres est redondant, il suit le cheminement effectué. Ce plan est composé de quatre titres : le questionnement à travers l'énoncé du problème physique et l'état de l'art, le montage expérimental associé et le protocole suivi, les résultats obtenus et leurs discussions, et enfin la conclusion et les questions soulevées.

Enfin le chapitre intitulé 10 Conclusion & Perspective, résume l'approche et les résultats expérimentaux obtenus au cours de cette thèse, afin d'ouvrir sur des recherches futures à plus ou moins long terme.

En annexe de cette thèse se trouve une Etude de l'hydrodynamique du gaz à travers une tuyère de Laval. Cette annexe concerne la compréhension physique des phénomènes hydrodynamiques qui ont lieu au cours du perçage. Toutefois son contenu est uniquement théorique et ne cadre pas avec la couleur expérimentale de ces travaux. C'est pourquoi cette partie figure en annexe.

Une seconde annexe résume les résultats suivant un classement plus vertical. Cette partie récapitule les résultats des parties précédentes à travers le procédé de perçage par laser cette fois-ci, et non plus suivant des points spécifiques de ce procédé.

Ce plan est choisi afin de permettre à des non-spécialistes ou des ingénieurs généralistes de pouvoir facilement obtenir des informations précises sur le procédé de perçage par laser.

En espérant que cette thèse apporte des réponses claires aux chercheurs comme aux ingénieurs qui la consultent.

2. Contexte

Sommaire

<u>2.1. BREF RAPPEL HISTORIQUE ET QUELQUES APPLICATIONS.....</u>	<u>20</u>
<u>2.2. ENJEUX INDUSTRIELS.....</u>	<u>20</u>
<u>2.3. MICRO-PERÇAGE : MOYENS ET AVANTAGES</u>	<u>21</u>
2.3.1. PERÇAGE CONVENTIONNEL.....	21
2.3.2. AUTRES PROCEDES DE PERÇAGE	22
2.3.2.1. PAR ELECTROEROSION (EDM)	22
2.3.2.2. PAR FAISCEAU D'ELECTRONS	22
2.3.2.3. PAR LASER	23
<u>2.4. CONCLUSION.....</u>	<u>25</u>

2.1. Bref rappel historique et quelques applications

Le laser repose sur le principe physique de l'émission stimulée (ou émission induite) décrit par Albert Einstein dès 1917. Ce n'est qu'en 1953 que le premier maser (maser au gaz ammoniac) est conçu par J. P. Gordon, H. J. Zeiger et Ch. H. Townes à Columbia. Au cours des six années suivantes, de nombreux scientifiques tels N. G. Basov, A. M. Prokhorov, A. L. Schawlow et Ch. H. Townes contribuent à adapter ces théories aux longueurs d'ondes du visible.

En 1960, Théodore Maiman obtient pour la première fois une émission laser au moyen d'un cristal de rubis. Un an plus tard, Ali Javan met au point un laser au gaz (hélium et néon) puis en 1966, Peter Sorokin construit le premier laser à liquide[1].

L'une des toutes premières applications lasers industrielles, réalisées en 1965, consistait à usiner un perçage de 4,7mm de diamètre et de 2 mm de profondeur dans du diamant. Cette opération était réalisée en 15 min alors qu'un perçage mécanique prenait 24 h. [2]

En 1967, Peter Houlcroft découpe 2,5 mm d'acier inoxydable à une vitesse de 1m/min, sous di-oxygène avec un laser CO₂ de 300 W [3] et conçoit la première tête de découpe.

Dans la même période en 1963 des chercheurs américains tels White et Anderholm montrent qu'il est possible de générer une onde choc à l'intérieur d'un métal suite à une irradiation laser impulsionnelle. Les pressions exercées sont de l'ordre de 1 GPa.

Bien que les procédés soient démontrés, il faut attendre leurs associations à des machines adaptées pour qu'ils soient implantés en milieu industriel. Ces conditions sont remplies à la fin des années 70. Et les premières plates-formes industrielles sont implantées en France dès les années 80 [4].

Parallèlement d'autres sources de procédé se développent pour les mêmes applications. Ainsi en 1956 J. Stohr du CEA en France et K. Steigerwald de Zeiss en Allemagne décrivent des applications industrielles de soudage et de perçage utilisant un faisceau d'électrons.

L'électroérosion, dont le phénomène est constaté en 1770 par Priesley [5], n'a fait l'objet d'applications qu'en 1943 par B.R et N.I Lazarenko qui mirent au point la première technique d'usinage de métaux par étincelage. La première machine industrielle est présentée à Milan en 1955.

2.2. Enjeux industriels

En aéronautique, certaines pièces de turbine sont soumises à des températures extrêmes dépassant les 2000 K en sortie de chambre à combustion. Les cycles thermiques imposés en accélèrent le vieillissement et donc celui des moteurs. Dans ces conditions les pièces exposées doivent être isolées thermiquement. C'est pourquoi elles sont constituées d'alliages très conducteurs revêtues d'une barrière thermique afin de limiter le transfert de chaleur [6, 7, 8, 9, 10]. Elles sont également percées de nombreuses cavités afin d'y faire circuler aux abords un gaz froid qui sert de couverture thermique. Ce point est crucial car les turbines ont un rendement qui dépend directement de leur température en chambre de combustion. En conséquence, améliorer la protection thermique des pièces permet d'augmenter le rendement du moteur.

Toutefois certains problèmes persistent concernant les perçages notamment. La reproductibilité et la qualité de ces derniers sont souvent la cause d'une perte de production. La compréhension des raisons de ces variations est brouillée par l'éventail des configurations à adopter sur une même pièce. En effet, les perçages sont réalisés sous angle et les pièces sont profilées en fonction de l'écoulement dans lequel elles sont placées. En conséquence la géométrie locale du procédé est très variable.

A cela s'ajoutent des critères de qualité difficiles à respecter sur le perçage de pièces revêtues de barrière thermique. A l'heure actuelle les pièces percées par laser, sont usinées sans leur revêtement final.

2.3. Micro-perçage : Moyens et avantages

Le perçage est un moyen d'usinage de la matière, il consiste à retirer de la matière pour pratiquer un trou. Pour réaliser des perçages de diamètres inférieurs au millimètre, plusieurs procédés existent, classés en deux grandes catégories : le perçage dit conventionnel qui est le plus pratiqué dans les ateliers et le perçage dit exotique qui malgré sa désignation représente une part conséquente de ce type d'usinage.

2.3.1. Perçage conventionnel

Le perçage conventionnel ou mécanique est réalisé par un outil coupant, généralement un foret. Cette technique nécessite une vitesse de coupe de quelques dizaines de mètres par seconde.

Les avantages et inconvénients de cette méthode sont donnés par la Figure 2-1.

Avantages	Inconvénient
Très faible conicité des perçages Perçage de petits diamètres jusqu'à 100 μm Usinage d'une grande gamme de matériaux	Usure d'outil Emploi d'un lubrifiant Conception d'outils Difficulté pour percer de petits diamètres Difficulté de positionnement Géométrie simple
Rapport d'aspect typique de 1,5 :1	
Vitesse de perçage : 1,5 m.s^{-1}	

Figure 2-1 : Avantages et inconvénients du perçage conventionnel.

Il existe une grande variété de forets et de machines-outils associées. Chaque matériau et chaque type de perçage nécessitent l'étude amont d'un outil adapté.

L'avantage majeur de ce procédé est que les perçages obtenus mécaniquement sont d'une très faible conicité. Bien que ce procédé soit le plus usité, il possède certaines limites de capacité de réalisation notamment pour des diamètres inférieurs au millimètre. La réduction du diamètre :

- impose d'augmenter la vitesse de rotation pour maintenir la vitesse de coupe,
- fragilise l'outil par rapport au couple appliqué.

2.3.2. Autres procédés de perçage

Le perçage non conventionnel regroupe plusieurs procédés dont les principes sont tous très différents et présentent chacun leurs avantages et inconvénients [11].

2.3.2.1. Par électroérosion (EDM)

L'EDM permet de 'sculpter' un perçage par une succession de décharges électriques. Une électrode et la matière à usiner sont immergées dans un diélectrique. L'électrode polarisée est approchée de la matière, Figure 2-3 a). Lorsque la tension de claquage du gap passe sous la tension de polarisation, une étincelle est créée, Figure 2-3b), provoquant localement la fonte (c) et l'éjection de la matière, Figure 2-3 d).

Les avantages et inconvénients de cette méthode sont donnés par la Figure 2-2.

Avantages	Inconvénient
Très faible conicité des perçages	Usure d'outil
Perçage de petits diamètres jusqu'à 40 μm	Conception d'outils pour chaque type de perçage
Difficulté d'alignement	Temps d'installation long
Perçage sous angle	Coût d'utilisation élevé
Géométrie complexe	Rugosité interne
Usinage de matériaux conducteurs	
Rapport d'aspect typique de 20 :1	
Vitesse de perçage : 0,1 mm.s^{-1}	

Figure 2-2 : Avantage et inconvénient du perçage par laser.

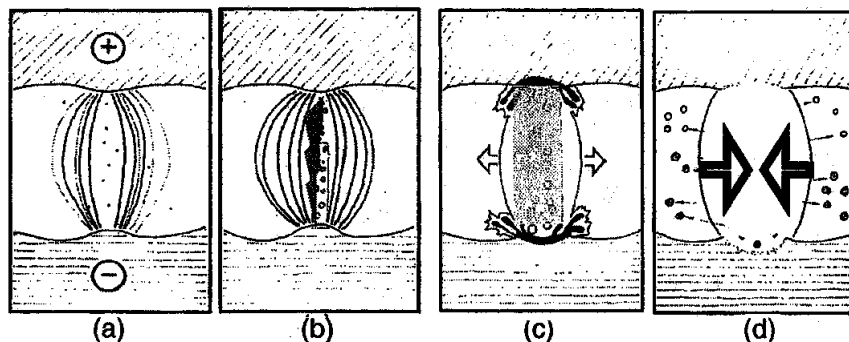


Figure 2-3 : Représentation de principe du perçage par électroérosion [12].

L'EDM permet de réaliser un perçage alésé, dans la tolérance de la rugosité. Un autre point fort est son faible coût machine. Toutefois ce procédé nécessite pour chaque géométrie de perçage, l'étude et la conception amont d'un outil adapté. Au cours du processus l'électrode est érodée et doit être régulièrement renouvelée. De plus, la vitesse de perçage par EDM est faible comparée aux vitesses des autres procédés. Enfin dans le cas du perçage des super-alliages de Nickel, des micro-fissures sont observées principalement sous kérosène, ainsi qu'un appauvrissement et une oxydation du chrome sous eau dé-ionisée [13].

2.3.2.2. Par faisceau d'électrons

Le perçage par faisceau d'électrons nécessite d'opérer sous vide. Un faisceau d'électrons est focalisé sur une cible conductrice, voir Figure 2-4 a). Le faisceau d'électrons va fusionner un canal de matière, jusqu'à atteindre un matériau sous-jacent, voir Figure 2-4 c). Ce dernier se vaporise violemment et remonte le capillaire, entraînant avec lui le bain liquide, voir Figure 2-4 d).

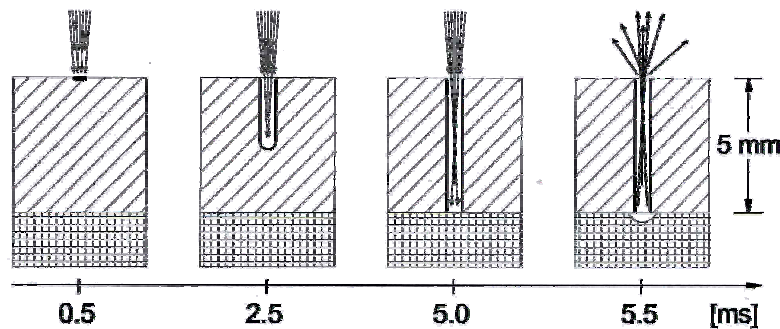


Figure 2-4 : Représentation de principe du perçage par faisceau d'électron [14]

Les avantages et inconvénients de cette méthode sont donnés par la Figure 2-5.

Avantages	Inconvénient
Pas de contact avec la pièce Pas d'outil Peu d'usure Haute cadence de production Perçage de petits diamètres jusqu'à 100 μm Positionnement précis et rapide Perçage sous angle Géométrie complexe	Temps d'installation long Coût d'utilisation élevé Usinage de matériaux conducteurs Usinage sous vide
Rapport d'aspect typique de 20 :1	
Vitesse de perçage : 1 m.s^{-1}	

Figure 2-5 : Avantages et inconvénients du perçage par faisceau d'électrons.

Le perçage par faisceau d'électrons profite d'une très grande capacité de perçage par seconde. Toutefois, son temps d'installation et la contrainte de travailler sous vide réduisent considérablement ce point fort.

2.3.2.3. Par laser

Dans le principe, le laser est focalisé à la surface d'une cible absorbante. La matière irradiée est chauffée, fondue et vaporisée, éjectant le bain liquide au cours du perçage, voir Figure 2-6

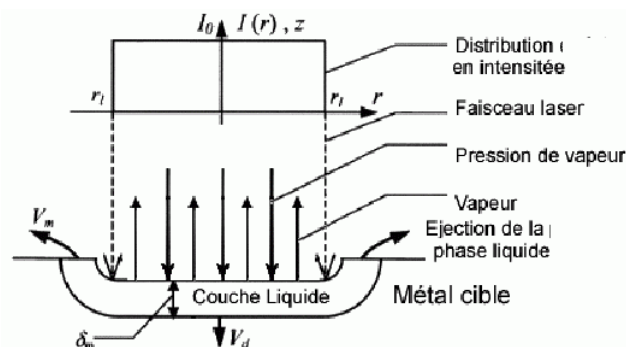


Figure 2-6 : Représentation de principe du perçage par laser.

Les avantages et inconvénients de cette méthode sont donnés par la Figure 2-7.

Utiliser ce procédé pour une application sous-entend plusieurs choix dans l'éventail des sources présentes sur le marché [15]. Une source se choisit en fonction de sa longueur d'onde et du matériau à usiner. En effet, les lasers de puissance possèdent des longueurs d'onde allant de l'UV ($0,243 \mu\text{m}$) à l'infrarouge lointain ($10,6 \mu\text{m}$), voir Figure 2-8. Le choix

de la source se fait en fonction du coefficient d'absorption du matériau à usiner. Une source excimère est généralement utilisée pour usiner des plastiques. Une source YAG ou CO₂ est choisie pour travailler des métaux, des granites, des céramiques...

Avantages	Inconvénient
Pas de contact avec la pièce Pas d'outil Peu d'usure Perçage de petits diamètres jusqu'à 10 μm Positionnement précis et rapide Haute cadence de production Perçage sous angle Géométrie complexe Usinage de matériaux durs	Limite en profondeur Déposition de matière en surface Coût d'investissement élevé Qualité des surfaces
Rapport d'aspect typique de 10 :1	
Vitesse de perçage : 2 à 6 m.s ⁻¹	

Figure 2-7 : Avantages et inconvénients du perçage par laser.

L'ordre de grandeur des diamètres et la profondeur des perçages, les états de surface, l'épaisseur de la couche liquide et la vitesse d'exécution vont déterminer au premier ordre la puissance, la durée de l'impulsion et la cadence. Ces paramètres sont couplés via la qualité et l'énergie du faisceau. Ainsi un perçage dont le diamètre fait quelques dizaines de microns impose une durée d'impulsion de quelques nanosecondes

Toutes les combinaisons entre ces différents paramètres ne sont pas accessibles aujourd'hui. Par exemple, réaliser un perçage de 400 μm de diamètre et de 1 mm de profondeur demande 250 ms avec un laser milliseconde de 200 W mais prend 1,5 min pour un diamètre de 40 μm avec un laser nanoseconde 10W de puissance moyenne. Tout est question d'équilibre entre les dimensions de l'usinage et la durée de l'impulsion, les critères qualités, et la cadence de travail.

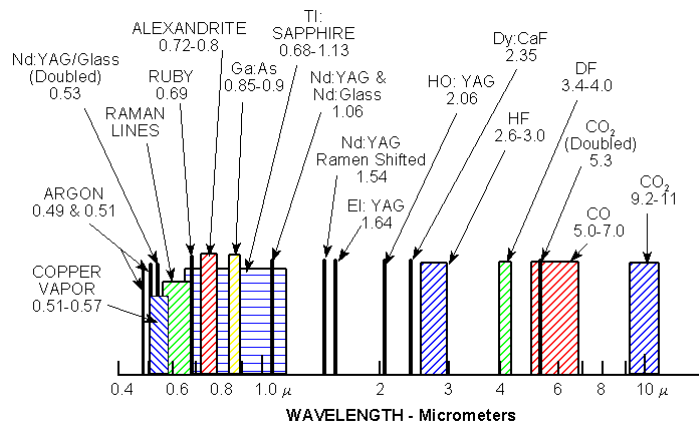


Figure 2-8 : Longueur d'onde de quelques lasers [16].

Les dimensions du perçage à pratiquer sont un critère orientant le choix de la source. En effet, certaines applications nécessitent de combiner plusieurs sources afin de profiter des avantages de chacune. La compagnie DMG/Sauer utilise ainsi deux sources pour usiner des perçages profilés pour des applications en aéronautique. Un laser milliseconde pratique un perçage de quelques millimètres puis une source nanoseconde usine le diamètre d'entrée.

2.4. Conclusion

Ce chapitre présente les différentes techniques utilisées pour usiner un perçage. Il ressort de cet état de l'art que le perçage par laser est le procédé dont le temps d'exécution est le plus court. Il était donc impensable, au début de ces travaux, que la technique EDM puisse remplacer le laser, principalement en terme de productivité.

Pourtant, à l'heure actuelle, pour certaines applications, l'EDM tend à supplanter le perçage laser pour plusieurs raisons. D'un point de vue utilisateur, les machines intégrant une source EDM sont directement fournies par les constructeurs de la source afin de donner une solution clé en main. Ce qui n'est pas le cas dans le monde du laser où la machine et la source sont conçues séparément. Une fois assemblées, l'optimisation du procédé se fait alors sur l'ensemble et non sur la maîtrise et la compréhension du procédé.

Une raison fondamentale, sous-jacente à la précédente, porte sur l'état de connaissance du procédé. Les techniques de perçage par laser sont utilisées depuis 41 ans, mais n'ont pas ou peu fait l'objet d'études dédiées. Les connaissances sont empiriques ou héritées de la découpe par laser, comme le présente le chapitre 3 Phénoménologie & Etat de l'art. Une volonté de compréhension du procédé de perçage par laser n'a jamais clairement abouti. L'absence de discernement qui en résulte, laisse à penser que le perçage par laser est un procédé rapide mais fluctuant. Il nécessite alors une série de contrôles supplémentaires, allongeant le temps de production. Cette augmentation annule le gain obtenu sur le choix du procédé.

En conséquence, pour inverser cette tendance, il est donc nécessaire de revenir sur le procédé laser afin de répondre aux difficultés qui en limitent maintenant l'utilisation. C'est l'un des objectifs de cette thèse.

3. Phénoménologie & Etat de l'art

Sommaire

<u>2.1. PHENOMENOLOGIE ELEMENTAIRE</u>	<u>28</u>
2.1.1. UNE QUESTION DE TEMPERATURE	28
2.1.2. PARTIE LIQUIDE	29
2.1.3. PARTIE GAZEUSE	30
<u>2.2. ETAT DE L'ART</u>	<u>32</u>
2.2.1. ENVIRONNEMENT, LASER ET ABSORPTION.....	32
2.2.1.1. ENVIRONNEMENT GAZEUX	32
2.2.1.2. LA SOURCE LASER	33
2.2.1.3. ABSORPTION	33
2.2.2. UNE PHASE LIQUIDE.....	34
2.2.2.1. COUCHE LIQUIDE ET SCORIES.....	34
2.2.2.2. MODELE	35
2.2.3. UNE PHASE GAZEUSE	35
2.2.3.1. PRESSION DE REcul	35
2.2.3.2. MODELE	36
2.2.4. CONCLUSION.....	36
<u>2.3. MODELE DU PISTON</u>	<u>37</u>
2.3.1. BILAN DE MASSE	38
2.3.2. BILAN DE PUISSANCE	40
2.3.3. FORCE ET FAIBLESSE DU MODELE.....	42

Au cours de ce chapitre d'introduction le phénomène physique du perçage laser par percussion est décrit chronologiquement pour en simplifier la compréhension. L'objectif est de poser un vocabulaire, d'aborder les phénomènes élémentaires dans le cadre du perçage par laser et de donner des ordres de grandeurs. Une deuxième partie dresse l'état de l'art sur le perçage par laser en régime de percussion. Celui-ci est découpé selon les thématiques des articles, empiriques ou théoriques qui concernent des points particuliers du procédé, et non son ensemble. Enfin, la dernière partie de ce chapitre reprend en détails un modèle dit du piston, décrivant le fonctionnement du perçage par laser.

La partie suivante est donc découpée chronologiquement. La première section concerne l'intensité absorbée et le chauffage du solide. La deuxième aborde les phénomènes propres à la phase liquide. La dernière section traite de la phase vapeur.

3.1. Phénoménologie élémentaire

3.1.1. Une question de température

La source d'énergie du procédé est le faisceau laser. Il est focalisé sur une cible métallique afin de réduire la surface irradiée pour atteindre une intensité sur cible de l'ordre de 10 MW.cm^{-2} dans le cadre du perçage percussif.

Dans cette approche l'impulsion laser, d'une durée de l'ordre de la milliseconde, est considérée comme un créneau temporel avec une distribution d'intensité spatiale uniforme dite en "top-hat", sans ouverture numérique. De façon réaliste, les lasers ne peuvent que s'approcher de ces considérations spatiales et temporelles. Les fronts de montées et de descentes temporels de l'impulsion sont imposés par l'électronique de puissance du laser et la durée de vie des niveaux excités. Le profil spatial uniforme est approché par une super-gaussienne ou un faisceau homogénéisé. Ce faisceau est toujours focalisé par une lentille et donc a une ouverture numérique.

De façon générale, l'onde laser est focalisée sur une cible métallique. Elle est partiellement absorbée à sa surface (pour le proche IR : $\alpha \approx 10^9 \text{ m}^{-1}$). L'épaisseur de peau est de l'ordre de quelques dizaines d'Angström et le coefficient d'absorption des métaux varie de quelques pour-cent à environ 40 % pour ces longueurs d'onde, à l'état solide. L'énergie apportée par le laser chauffe la matière. L'élévation de température engendrée dans le matériau suit la loi de Fourier :

$$\nabla T_0 = -\frac{I_{abs}}{K}$$

Où ∇T_0 est le gradient de température en surface opposé à la normale, I_{abs} l'intensité incidente absorbée, et K la conductivité thermique du solide irradié.

La température de surface s'élève proportionnellement à l'intensité absorbée. Il est donc primordial de connaître le facteur d'absorption (A) afin de quantifier le transfert d'énergie pendant l'interaction laser-matière. Ce coefficient est bien déterminé pour tous types de matériaux à l'état solide. Il dépend de la longueur d'onde, de l'état de surface (géométrie locale), de sa température et de sa phase. Toutefois l'incertitude relative associée à ce coefficient est importante pour des températures proches de celle de vaporisation.

D'après [17] : Pour du Fer poli-miroir $A=35\%$

L'équation qui décrit la variation de la température au cours du temps est l'équation de transport appliquée à la température et au matériau cible:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{U} \cdot \vec{\nabla} T = \nabla(\kappa \nabla T)$$

Où T est la température, U la vitesse de convection, κ la diffusivité thermique, ρ la masse volumique, C_p la capacité calorifique.

Il peut être utile d'expliciter cette équation en considérant un bilan énergétique en température. La variation temporelle de la température est égale aux pertes par diffusion ($\nabla(\kappa \nabla T)$), par convection ($\vec{U} \cdot \vec{\nabla} T$) et à l'apport d'énergie.

Il apparaît très clairement que si au départ le dépôt d'énergie est local, la matière va le disperser via l'équation de transport. La longueur caractéristique de diffusion de la chaleur dans le solide est donnée par la formule suivante :

$$\delta = 2\sqrt{\kappa\tau}$$

Où τ est le temps caractéristique de diffusion ou temps de perçage, κ la diffusivité thermique et δ la distance caractéristique du parcours de l'énergie. Cette estimation est exacte pour un modèle 1D sans convection.

$$A.N : \text{pour le fer } (\kappa = 2,35 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}) \text{ et pour } \tau = 10^{-3} \text{ s} : \delta = 307 \text{ } \mu\text{m}.$$

Cet ordre de grandeur surestime largement les zones affectées thermiquement. Il permet de fixer une borne supérieure aux différentes considérations thermiques.

En effet, la dispersion tend à chauffer le contour de la zone du dépôt et engendre des modifications de l'agencement de la matière : dépendance vis-à-vis de la cinétique globale de l'échauffement, contraintes thermiques, réactions possibles avec l'environnement gazeux sur des distances de l'ordre de δ . Tous ces effets collatéraux peuvent être plus ou moins indésirables car ils dégradent localement les propriétés mécaniques du matériau. Il est donc essentiel de disposer d'un dépôt contrôlé pour les maîtriser.

Les intensités mises en jeu sont de l'ordre de la dizaine de $\text{MW} \cdot \text{cm}^{-2}$. En utilisant la résolution analytique à une dimension de l'équation de la chaleur il vient une estimation de la température au centre de la tache pour des temps très courts.

$$\Delta T = \frac{2AI_0}{K} \sqrt{\frac{\kappa\tau}{\pi}}$$

où ΔT est l'élévation de la température, I_0 l'intensité incidente, A le coefficient d'absorption, K la conductivité linéique, κ la diffusivité thermique, τ la durée d'impulsion.

$$A.N : \text{pour le fer } (K = 82 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}) \text{ et pour } I_0 = 10 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}, \tau = 5 \cdot 10^{-6} \text{ s avec } A = 0,4: \\ \Delta T = 4000 \text{ K}.$$

Ces approximations montrent que les températures estimées au 1^{er} ordre sont bien supérieures à la température de vaporisation du matériau. En conséquence, au cours du processus de perçage, il y a donc une partie liquide et une partie gazeuse à considérer.

3.1.2. Partie Liquide

La partie liquéfiée de la cible va être directement responsable de la qualité du perçage. Une mauvaise éjection par effet de piston du bain liquide peut notamment obstruer la cavité, engendrer des décollements, être responsable de la présence de gouttelettes en périphérie du perçage formé. De façon générale, le bain liquide resolidifié en fin de perçage, appelé zone fondue, permet de retrouver des indices sur sa dynamique et sa géométrie.

Au cours du perçage, l'épaisseur du bain liquide est déterminée par deux phénomènes. Premièrement, le bain liquide subit les variations de pression de surface entre la zone centrale irradiée et les abords du bain. Cette différence de pression engendre un mouvement convectif qui emporte le bain liquide hors de la zone irradiée. Sous l'effet de cette pression, l'épaisseur du bain liquide diminue.

Deuxièmement, l'énergie apportée en surface diffuse à travers le bain liquide et fond la partie solide en contact. La propagation de cette isotherme de fusion augmente l'épaisseur du bain liquide. C'est donc l'addition de ces deux effets qui détermine cette épaisseur.

Pour du Fer sous Argon les épaisseurs moyennes obtenues sont inférieures à 10 μm , voir chapitre 9 Etude de l'évolution de la géométrie des perçages.

La vitesse d'éjection des gouttelettes est de l'ordre de 40 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ voir chapitre 8 Etude des phénomènes hydrodynamiques au cours du perçage.

Il est à noter que le bain liquide est éjecté pour pratiquer le perçage d'une pièce par la face d'entrée du laser. La matière ne peut s'échapper que par cet orifice tant que le perçage est non débouchant ou borgne, contrairement au soudage où ce bain est conservé et à la découpe où celui-ci est éjecté par la face arrière.

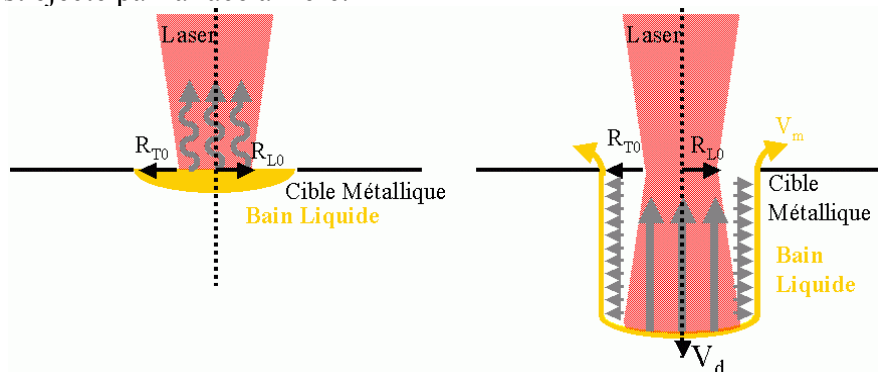


Figure 3-1 : Représentation schématique de l'éjection du bain liquide.

3.1.3. Partie gazeuse

La pression de vapeur saturante est la pression à laquelle la phase gazeuse est en équilibre avec sa phase liquide ou solide. C'est aussi la pression maximale de sa vapeur "sèche" (c'est-à-dire sans phase liquide). Elle dépend exclusivement de la température. Pour une température égale à la température dite de vaporisation du corps, la pression de vapeur saturante est égale à 1 bar ($P_{\text{sat}}(T_{\text{vap}})=1 \text{ bar}$). Dans ces conditions, le flux de vaporisation et le flux de condensation sont opposés et égaux, ($\phi_{\text{vap}}=\phi_{\text{cond}}$).

Il y a donc 3 pressions à prendre en considération : la pression ambiante (P_{amb}), la pression de vapeur du matériau (P_{vap}) et la pression de vapeur saturante (P_{sat}). Suivant les différences entre ces pressions, les phénomènes physiques engendrés sont très différents. La liste suivante classe ces phénomènes par ordre décroissant de la température de surface associée.

$P_{\text{sat}} > P_{\text{vap}} > P_{\text{amb}}$: vaporisation. La pression environnante repousse l'atmosphère ambiante. Le flux de condensation est minimum. La température de surface est très supérieure à celle de vaporisation, ($T_{\text{surf}} \gg T_{\text{vap}}$). L'écoulement est au mieux sonique. Ce cas est traité dans l'annexe "Etude d'une tuyère à divergent libre".

$P_{\text{sat}} > P_{\text{amb}} > P_{\text{vap}}$: vaporisation. La matière vaporisée diffuse dans l'atmosphère. La pression de vapeur est une pression partielle. La pression environnante, qui est la somme des pressions partielle et ambiante, est inférieure à la pression de vapeur saturante, le flux de

vaporisation est supérieur à celui de condensation. La température de surface est supérieure à celle de vaporisation, ($T_{surf} > T_{vap}$). L'écoulement est sub-sonique.

$P_{amb} > P_{sat} > P_{vap}$: évaporation. La pression partielle de vapeur est inférieure à la pression saturante. La pression ambiante, supérieure aux deux précédentes, engendre un flux de condensation non négligeable par rapport à celui de vaporisation. Le retour à l'équilibre des pressions se fait plus lentement que précédemment.

$P_{sat} = P_{vap}$: équilibre. Le flux d'évaporation est égal et opposé à celui de condensation, le bilan est nul. La température de surface est égale à celle de vaporisation, ($T_{surf} = T_{vap}$).

$P_{vap} > P_{sat}$: liquéfaction, condensation. La pression partielle de vapeur est supérieure à la pression saturante, le flux de condensation domine celui de vaporisation. La température de surface est inférieure à celle de vaporisation, ($T_{surf} < T_{vap}$).

Au cours du perçage, pour une intensité laser de l'ordre de la dizaine de $MW.cm^{-2}$, la zone irradiée chauffe en quelques dizaines de microsecondes et atteint une température à la surface supérieure à la température de vaporisation. La pression de vapeur saturante correspondante est très supérieure à la pression atmosphérique ambiante. Le flux de vaporisation est maximum ; sa détente exerce une pression de recul sur le bain liquide le chassant sur les côtés. Ce mécanisme est comparable dans son principe à l'enfoncement d'un piston. Le phénomène d'évaporation est la clé de voûte du procédé de perçage par laser, il pilote tous les effets dynamiques engendrés au cours du procédé. La détente se fait de façon normale à la surface irradiée.

La vapeur métallique est considérée comme un gaz parfait monoatomique compressible. L'équilibre thermodynamique local est atteint. Le comportement de l'écoulement de vapeur métallique est décrit dans le chapitre 8 Etude des phénomènes hydrodynamiques au cours du perçage.

Il existe deux lois équivalentes, déduites de la relation de Clausius Clapeyron, décrivant l'évolution de la pression de vapeur saturante en fonction de la température de surface. La première est issue de l'intégration directe de la formule de Clausius-Clapeyron.

$$\frac{dP_{sat}}{P_{sat}} = \frac{M_a L_v}{R} \frac{dT}{T^2}$$

$$P_{sat 2} = P_{sat 1} e^{\frac{M_a L_v}{R} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right)}$$

Avec M_a la masse molaire, L_v la chaleur latente de vaporisation, R la constante des gaz parfaits, $P_{sat i}$ et T_i respectivement les pressions de saturation et les températures dans l'état i .

Pour du Fer à 4000 K : $P_2 = 40$ bars

La seconde est une forme modifiée, donnée par Anisimov [35]

$$P_{sat} = \frac{B_0}{\sqrt{T_{surf}}} e^{-\frac{U}{T_{surf}}} \quad \text{avec} \quad U = \frac{M_a L_v}{N_a k_b}$$

Avec B_0 la constante de vaporisation ($B_{0 fer} = 3,9 \cdot 10^{13} \text{ g.cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$), M_a la masse atomique, L_v la chaleur latente d'évaporation, N_a le nombre d'Avogadro et k_b la constante de Boltzmann, T_{surf} la température de surface.

Pour du Fer à 4000 K : $P_{sat} = 36$ bars

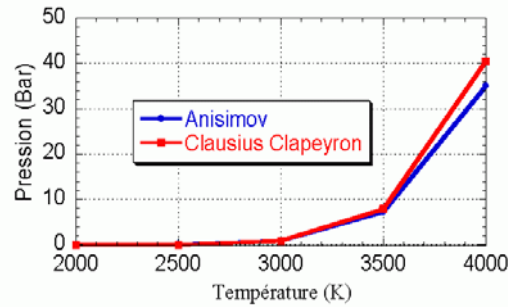


Figure 3-2 : Pression de vapeur en fonction de la température. Modèle d'Anisimov et de Clausius-Clapeyron.

3.2. Etat de l'art

Le perçage par laser est une application étudiée depuis près de 40 ans et pourtant la compréhension actuelle du phénomène est assez générale et ne permet pas de décrire correctement les géométries obtenues.

L'état bibliographique sur le perçage peut être scindé en deux grandes parties : une partie expérimentale et une autre de modélisation. La partie modélisation peut porter sur l'ensemble du procédé ou sur un des phénomènes qui le compose.

Dans ces conditions cette partie est également découpée en fonction des phénomènes physiques étudiés qui participent au perçage laser. La première partie porte sur les phénomènes en amont du procédé, sur la caractérisation de l'environnement opératoire et de la source laser pour finir par une bibliographie sur l'absorption dans le régime considéré. La seconde décrit un état bibliographique sur l'étude expérimentale et la modélisation de la partie liquide. La dernière porte sur la vaporisation, son expérimentation et sa modélisation.

3.2.1. Environnement, Laser et absorption

Les articles expérimentaux tentent de mettre en relation les résultats obtenus avec les paramètres opératoires du procédé. Le perçage par laser est un phénomène principalement piloté par la température du matériau cible qu'il est impossible de déduire des paramètres lasers. De plus, d'autres paramètres opératoires liés à l'environnement peuvent influencer le résultat obtenu. C'est pourquoi il est primordial de les contrôler afin d'obtenir la meilleure reproductibilité possible et d'effectuer une étude dédiée au procédé.

3.2.1.1. Environnement gazeux

Une absence récurrente d'informations sur l'environnement expérimental est présente dans les articles portant sur les applications laser. Les configurations nécessitent pourtant une description complète pour être reproduites et comprises.

Un gaz d'assistance est régulièrement employé dans les applications de perçage et pourtant sa caractérisation est systématiquement omise. Les grandeurs fournies sont généralement un débit, la nature du gaz et une pression en ligne ou dans le réservoir de la tête laser. Pourtant des études complètes furent menées dans le cadre de la découpe laser notamment par J. Fieret et al [18]. Dans cet article il décrit les différentes natures d'écoulements gazeux possibles en sortie de buse. Il donne les grandeurs caractéristiques à maîtriser pour avoir une connaissance complète de l'écoulement en fonction de la buse

utilisée. Cette méthode est reprise pour notre application dans le chapitre 4 Paramètres du procédé & caractérisation des outils.

Numériquement, l'étude des écoulements d'un gaz compressible est découplée des phénomènes de perçage par laser. L'écoulement est modélisé seul ou en présence d'un perçage déjà réalisé. H. Sezer et al [19] montrent l'effet de la combinaison des écoulements gazeux. Lors de la collision du gaz d'assistance avec le jet de vapeur métallique issu du perçage, l'écoulement qui en résulte, engendre par friction une tension de cisaillement responsable des décollements de barrière thermique.

3.2.1.2. La source laser

Sur ce point, l'état bibliographique révèle une carence fondamentale. Très peu d'articles présentent la caractérisation de la source laser. Les critères de reproductibilité de distribution spatiale et temporelle sont rarement mentionnés et cela même si le sujet de l'article porte sur une statistique des perçages réalisés. En conséquence l'étude ne porte plus exclusivement sur les phénomènes internes au perçage laser mais englobe les instabilités de la source et du phénomène de perçage.

Les grandeurs fournies sont généralement l'intensité, le diamètre du faisceau dans le plan focal, la position de celui-ci par rapport à la surface de la cible et au mieux le profil temporel de l'impulsion. Une caractérisation complète de la source utilisée dans le cadre de cette thèse, est réalisée dans le chapitre 4 Paramètres du procédé & caractérisation des outils.

Numériquement, le faisceau laser est modélisé de trois façons. La méthode la plus simple est de décrire un faisceau incident avec un profil d'intensité uniforme ou gaussien et d'ajuster le coefficient d'absorption. Ce modèle décrit l'enveloppe du faisceau mais ne peut retranscrire les effets 2 D tels que les phénomènes d'absorption par multi-réflexions. Une méthode plus lourde consiste à compléter la description précédente par des aspects de tracé de rayon. Chaque rayon est considéré indépendamment et son déplacement est suivi dans un repère spatial. Cette méthode permet de décrire l'évolution de la distribution interne au faisceau. Une troisième méthode est de déterminer expérimentalement cette distribution spatiale dans une caustique et de l'ajuster en fonction de la position considérée.

3.2.1.3. Absorption

De façon générale, le coefficient d'absorption pris est celui de la matière solide avec une surface polie miroir pour la longueur d'onde considérée (35% pour du Fer à $\lambda = 1 \mu\text{m}$). Toutefois le perçage par laser modifie la géométrie du procédé et l'état de la matière, allant jusqu'à l'évaporer. Dans ces conditions le coefficient d'absorption choisi semble être une approximation minimaliste. C'est pourquoi cette grandeur devient souvent une variable ajustée dans les différents modèles.

La difficulté lors de mesures du coefficient d'absorption intrinsèque consiste à s'affranchir des phénomènes additionnels. En effet le coefficient d'absorption intrinsèque de la matière varie en fonction de l'indice optique du matériau, de sa température et de l'angle d'incidence. A cette variation s'ajoutent plusieurs autres phénomènes. Les modifications de la géométrie peuvent engendrer un phénomène de multi-réflexions. Les changements d'état solide-liquide-vapeur font également varier la valeur du coefficient d'absorption intrinsèque.

A travers les applications lasers il est possible d'estimer cette grandeur. L'article de R. Fabbro et al [20] mesurent le coefficient d'absorption à travers un capillaire de soudage en s'assurant de n'avoir qu'une réflexion à l'intérieur de celui-ci. Les valeurs trouvées sont comprises entre 60 et 80 %.

H. Ki et al [21], ont construit un modèle d'éléments finis à 2 dimensions, dans lequel ils trouvent un coefficient d'absorption global également de 80% pour une cavité. Dans leur modèle, la valeur de ce coefficient est justifiée par un phénomène de multi-réflexions.

F. Dausinger et al [1] reviennent sur le modèle de Drude et y injectent des considérations de physique du solide. L'absorption se fait par des transitions électroniques inter ou intra-bande. Lors du changement de phase solide-liquide un réarrangement électronique a lieu au sein du matériau supprimant les transitions inter-bandes. Ce réarrangement peut accroître ou diminuer l'absorptivité en fonction de la longueur d'onde. Dausinger montre que, pour une longueur d'onde de 1 μm , une baisse de 7 % est attendue pour du Fer. Expérimentalement, C. Touvrey-Xhaard et al [22] trouvent des variations d'absorption lors de la fusion de l'ordre de 5 % sur du Titane. Cette baisse est faible, comparée aux hausses possibles dans le procédé. En effet un phénomène de double réflexion pour la totalité du faisceau correspondrait à une absorptivité de 87% pour du fer.

Faisons ici un bref rappel. Le coefficient d'absorption globale est donc compris entre 35 et 80 % d'après les différents auteurs. Cette variation est pour l'instant expliquée par un phénomène de multi-réflexions. Ce coefficient peut donc varier du simple au double suivant l'auteur.

3.2.2. Une phase liquide

La phase liquide peut être décrite expérimentalement par la mesure de son épaisseur, par sa forme qui traduit le profil du perçage, ou encore par l'étude de scories présentes sur les faces d'entrées et de sorties du perçage ou observées en caméra rapide. Elle peut également être modélisée numériquement pour simuler le phénomène de perçage à travers les équations de transport. Le mécanisme d'éjection liquide et gazeux est décrit dans le chapitre 8 Etude des phénomènes hydrodynamiques au cours du perçage.

3.2.2.1. Couche liquide et Scories

D. Low et al [23, 24] regroupent dans leurs publications, un important travail sur les épaisseurs de la couche liquide, les éjections et le dépôt de scories en fonction des paramètres lasers. Low pèse ses éprouvettes avant et après perçage, récupère les scories éjectées en fin de perçage, afin de mesurer la quantité de matière éjectée. Il conclut qu'il est préférable d'amorcer un perçage avec une première impulsion courte ($< 1 \text{ ms}$) de faible intensité ($< 0,6 \text{ MW.cm}^{-2}$) afin de limiter le dépôt de scories en entrée, puis de percer à l'aide d'une impulsion longue ($> 4 \text{ ms}$).

K. Voisey et al [25] étudient l'influence des paramètres opératoires sur la fissuration et la tenue de la barrière thermique. Les fissurations sont principalement présentes sur les interfaces de la sous-couche. Voisey décrit la qualité des perçages à l'aide de critères matériau en fonction de la nature du gaz utilisé et de ses paramètres.

G. Ng et al [26, 27] construisent un modèle statistique sur un ensemble de 1890 perçages. 35 perçages sont réalisés avec les mêmes paramètres. Ng montre que son modèle permet d'associer les paramètres expérimentaux au perçage souhaité. Seule la stabilité des perçages obtenus pour une campagne expérimentale est donnée. La dispersion se stabilise pour un ensemble de 35 perçages avec une valeur de 16 %. Ng Toutefois les dispersions obtenues sur les diamètres des perçages sont de l'ordre de 10 %. La stabilité de la source laser n'est pas étudiée. Il semble donc que cette dispersion soit due à la configuration expérimentale et non au procédé uniquement.

3.2.2.2. Modèle

V. Semak et al [2] décrivent un modèle élémentaire d'enfoncement par effet piston 1D pour le soudage. Avec un simple bilan de puissance et de matière V. Semak retrouve les températures atteintes par le matériau et les vitesses d'éjection et de perçage. Toutefois ce modèle fonctionne avec les hypothèses restreignantes suivantes : un profil d'impulsion uniforme, un régime stationnaire. Ce modèle est décrit en détail dans la partie 3.3 Modèle du piston. Une nouvelle hypothèse est ajoutée au modèle afin de retrouver le profil des perçages obtenus dans le chapitre 9 Etude de l'évolution de la géométrie des perçages

Low et al [28] reprennent ce modèle et l'appliquent au perçage sous oxygène. Dans cette description l'oxygène réalise un apport d'énergie au procédé. Des mesures expérimentales complètent l'article. Low retrouve les valeurs prédites pour un flux absorbé de 1 MW.cm^{-2} . Des expérimentations de même nature sont menées dans cette thèse au chapitre 6 Etude du perçage des cibles de faible épaisseur. Dans ce chapitre il est montré que l'effet du gaz est supprimé sur les perçages réalisés à des flux supérieurs à 10 MW.cm^{-2} . Le modèle du piston est repris et modifié dans le chapitre 9 Etude de l'évolution de la géométrie des perçages.

J. Batteh et al [29] ont une approche plus complexe du phénomène en 2D axisymétrique. Batteh considère les équations complètes de transport thermique et cinétique en fonction des domaines de la phase solide-liquide. Il permet de décrire l'évolution en fonction de la puissance crête, de l'épaisseur de la couche liquide et de la vitesse de perçage. Toutefois, les approximations faites pour résoudre ce système dégradent fortement la qualité du modèle et les grandeurs obtenues sont très supérieures à celles déterminées expérimentalement. De plus ce modèle est validé à l'aide de résultats expérimentaux issus d'une publication datant de 1965.

R. K. Ganesh et al [30, 31] couplent le formalisme de Batteh et celui de Semak dans un code complet qui comprend les changements de phases. Dans ses deux articles, l'un numérique et l'autre expérimental, il montre l'évolution du champ de température et de vitesse pour des temps de la centaine de microsecondes et des intensités absorbées maximales de $5,4 \text{ MW.cm}^{-2}$. Dans ces articles, Ganesh reprend l'ensemble des modèles précédents établis pour le perçage par laser et les compare.

3.2.3. Une phase gazeuse

La couche liquide est éjectée au cours du perçage par une pression dite de recul. Cette pression est engendrée par l'évaporation de la cible. Ce phénomène est la "clef de voûte" du perçage percussif. Une description qualitative de cette phase est abordée dans la partie "Etude de l'hydrodynamique au cours du perçage". Les différentes approches numériques du bain liquide considèrent en général une surface de pression uniforme qui appuie sur un liquide et l'éjecte sur les côtés, c'est le modèle du piston. La valeur de cette pression est alors une grandeur plus ou moins ajustable. La gamme d'ajustement est donnée par la relation de Clausius Clapeyron donnée dans la partie phénoménologie. Il est possible d'avoir une approche plus rigoureuse pour décrire cet écoulement, en considérant les fonctions de distribution de Boltzmann. Toutefois, ce système n'est pas soluble sans des approximations sévères : omission de la couche de Knudsen, coefficient de rétro-diffusion trop élevé.

3.2.3.1. Pression de recul

L. Kuznetsov [32] réalise en 1993 à l'aide d'un piézo-électrique des mesures de la pression de recul exercée par la vaporisation de la cible. Ces mesures concernent des

intensités de quelques $\text{MW}\cdot\text{cm}^{-2}$. La Figure 3-3 retrace les valeurs mesurées dans les unités conventionnelles. Kuznetsov réalise une étude de la pression de recul pour différents matériaux en fonction de l'intensité de l'angle d'incidence et de la pression ambiante. Il montre également que la pression de recul diminue lorsque la pression ambiante augmente.

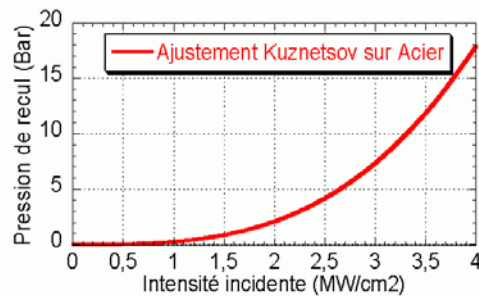


Figure 3-3 : Ajustement des mesures réalisé par Kuznetsov dans les unités actuelles

R. Fabbro et al [33] défléchissent le jet de vapeur métallique à l'aide d'un jet contrôlé. Fabbro en déduit l'impulsion puis la pression de recul exercée sur le bain liquide. Ces mesures vont jusqu'à une intensité de $1,4 \text{ MW}\cdot\text{cm}^{-2}$ et il trouve des valeurs correspondantes à celles de Kuznetsov sur acier. Des mesures complémentaires montrent que l'écoulement devient sonique pour une pression de recul de l'ordre de 2 à 3 bars.

3.2.3.2. Modèle

S. I. Anisimov [34, 35] calcule pour la première fois la pression exercée par ablation laser sous vide. A partir des fonctions de distribution de Boltzmann, Anisimov calcule la pression de vaporisation exercée sur la cible. En tenant compte de la largeur de distribution il montre que la pression exercée est égale à un facteur A_p fois la pression de saturation. Ce coefficient de recombinaison est compris entre 0,55 et 1 en fonction de la vitesse du flux d'émission de vapeurs. Toutefois, il accorde son modèle sur un coefficient de retro-diffusion trop important.

C. J. Knight [36] reprend ces considérations sous pression ambiante. Knight montre qu'il est possible d'obtenir un écoulement supersonique pour une évaporation d'aluminium dont la température de surface est de 4800 K.

X. Chen et al [37] construisent un modèle à partir d'une distribution de Boltzmann sans tenir compte des couches de Knudsen. Chen le vérifie avec les résultats expérimentaux de Kuznetsov. Il ajuste son modèle sur un coefficient de réflexion qui varie de 0,6 à 0,37 pour des flux inférieurs à $3,4 \text{ MW}\cdot\text{cm}^{-2}$. Le modèle permet de retrouver les mesures expérimentales réalisées sous une pression ambiante de 1 et 10^5 Pa.

3.2.4. Conclusion

Cette bibliographie est certes succincte mais donne les grandes lignes de l'état de la recherche dans le domaine du perçage laser. Pour une description plus théorique concernant le processus d'évaporation le lecteur se référera au travail de synthèse de C. Mas [38]. Chaque modèle énoncé possède des limites qui ne le rendent que spécifiquement applicable : soit pour des flux faibles de quelque $\text{MW}\cdot\text{cm}^{-2}$, soit pour une combinaison source-procédé.

La description physique du perçage n'a pas de résolution analytique ou numérique à ce jour. Les phénomènes rencontrés dans l'interaction laser-matière sont nombreux et complexes. Les approches théoriques atteignent leurs limites actuelles dans cette configuration. La description de l'absorption et la dynamique dans la zone d'une irradiation

d'une dizaine de MW.cm⁻² est inaccessible. Cette carence empêche de relier la température de surface avec les paramètres lasers. Cette température est la grandeur fondamentale sur laquelle reposent tous les modèles. Dans ces conditions, l'approche utilisée consiste à observer et décrire les entrées et sorties d'une "boîte noire", puis de vérifier si au premier ordre, pour le cas de modèle simple et compréhensible, tel que le modèle de Semak, les tendances peuvent être retrouvées.

La Figure 3-4 montre au cours de quelle partie expérimentale certaines problématiques rencontrées sont abordées.

	Description des paramètres du procédé et caractérisation des différents outils	Etude du processus d'absorption au cours du perçage	Etude du perçage des cibles de faible épaisseur	Etude de la transmission du rayonnement à travers un perçage débouchant	Etude de l'hydrodynamique au cours du perçage	Etude de l'évolution de la géométrie des perçages
Gaz	✓	✓	✓		✓	✓
Absorption		✓		✓		✓
Liquide		✓	✓		✓	✓
Vapeur					✓	✓
Morphologie			✓			✓

Figure 3-4 : Tableau faisant correspondre les problématiques abordées dans cette partie et dans l'approche expérimentale.

3.3. Modèle du piston

Le perçage par laser souffre d'un héritage issu de la découpe par laser. Les sources de plus faible puissance, utilisées en découpe, sont plus stables et le procédé moins sensible car ne reposant pas uniquement sur le laser. La maîtrise et l'emploi de ce procédé plus courant ont abouti à la transposition d'un savoir sur le perçage par laser. Cet héritage brouille les conceptions et complexifie les modèles. Ainsi certaines approches sont calquées sur des modèles de découpe alors que ces deux procédés sont conceptuellement très différents.

De façon simple, le principe de la découpe est de fondre un matériau. Un gaz d'assistance emporte la partie liquide par la face arrière. Le perçage par laser, quant à lui, utilise un gaz de couverture (voir "Etude de l'hydrodynamique au cours du perçage") et la vaporisation induite par l'irradiation de la cible engendre un mouvement convectif de la phase liquide, l'éjectant par la face avant.

De plus un amalgame est souvent fait entre le perçage par trépanation et le perçage par percussion. Le perçage dit par trépanation est en tout point assimilable à une découpe circulaire, alors que le perçage par percussion consiste en l'usinage d'une cavité débouchante ou non, dans la matière.

Toutes ces dénominations sont sources de confusion et engendrent des considérations erronées qui n'ont pas lieu d'être : Ainsi en est-il des questions relatives à l'utilité du gaz d'assistance au cours du perçage par percussion.

Ces considérations ne sont pas les seules responsables d'une mauvaise approche du phénomène. Le perçage par laser est un processus physique violent. Les effets thermodynamiques engendrés par l'irradiation laser sont complexes aussi bien théoriquement qu'expérimentalement et difficilement quantifiables.

Toutefois un modèle développé par Semak et Matsunawa a permis de décrire simplement le phénomène d'enfoncement de l'interface irradiée. Ce modèle se propose d'estimer la vitesse de perçage en fonction de l'intensité absorbée dans une approximation 1D. Il peut être comparé aux perçages de faibles épaisseurs.

Ce modèle considère une cellule élémentaire avec l'hypothèse qu'un état stationnaire est atteint [39]. Il s'agit de faire un bilan macroscopique de puissance et de masse sur ce volume.

Pour un dépôt d'intensité constante, un régime stationnaire peut être atteint. La température de surface (interface gaz-liquide) est constante.

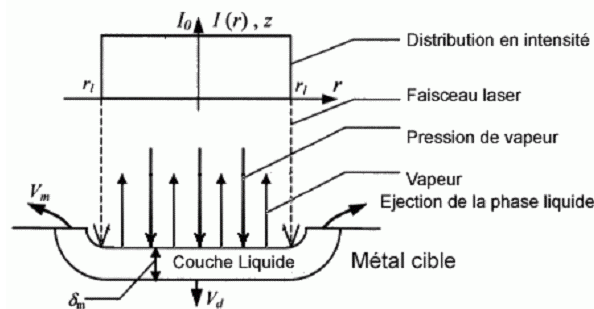


Figure 3-5 : Schéma d'amorce du perçage.

Où I_0 est l'intensité laser, r_l le rayon du faisceau dans le plan focal, V_m est la vitesse d'éjection latérale de la phase liquide, V_d est la vitesse de pénétration de l'interface solide-liquide (vitesse de perçage), δ_m est l'épaisseur de la couche liquide.

Le système a une épaisseur de couche liquide dont la température en surface est constante. La pression exercée sur l'interface gaz-liquide par évaporation est constante car elle ne dépend que de cette température de surface d'après les considérations précédentes.

3.3.1. Bilan de masse

L'interface va s'enfoncer dans la matière à vitesse et à épaisseur de couche liquide constantes puisque le régime stationnaire est atteint. Le bilan de masse sur la seule cellule élémentaire de la couche liquide est :

$$\frac{dm_s}{dt} = \frac{dm_v}{dt} + \frac{dm_m}{dt}$$

Où dm_s/dt est la variation de la masse liquide due à la propagation de l'interface solide-liquide, dm_v/dt la variation due à la matière qui s'est vaporisée en surface, et dm_m/dt est la variation engendrée par l'éjection de la matière sur les côtés.

D'après la Figure 3-5 cette équation peut se réécrire sous la forme :

$$\pi r_l^2 \rho_s V_d = \pi r_l^2 \rho_m V_v + 2 \pi r_l \delta_m \rho_m V_m$$

$$V_d = \frac{\rho_m}{\rho_s} V_v + \frac{2 \rho_m \delta_m}{r_l \rho_s} V_m$$

$$V_d = V_{dv} + V_{dm}$$

Où ρ_i est la masse volumique, les indices m et s correspondent respectivement à la phase liquide et solide, r_l est le rayon de la tache laser.

Sur cette équation apparaissent les deux composantes de la vitesse de perçage : celle due à la vitesse d'éjection de la phase liquide (V_{dm}) et celle due à la vitesse de vaporisation (V_{dv}). Cette dernière représente l'avancée du front par unité de temps due à la vaporisation de la matière liquide.

Dans l'état stationnaire considéré par ce modèle, un équilibre de propagation est établi entre l'avancée du front de liquéfaction qui tend à augmenter l'épaisseur de la couche liquide et celle du front de surface qui tend à la réduire. Au cours du perçage, l'épaisseur liquide est donc constante.

En faisant l'approximation que l'épaisseur caractéristique de la couche liquide est égale au rapport de la diffusivité par la vitesse de perçage (cas d'un écoulement thermique stationnaire) :

$$\delta_m = \frac{K_m}{V_d}$$

Il vient :

$$V_d = \frac{\rho_m}{2\rho_s} V_v \left[1 + \sqrt{1 + 8 \frac{\rho_s K_m V_m}{\rho_m r_l V_v^2}} \right]$$

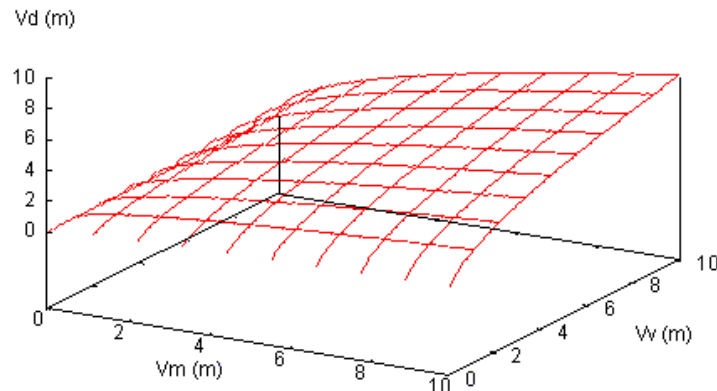


Figure 3-6 : Représentation de la vitesse de perçage V_d , en fonction de celles d'éjection liquide et de vaporisation, V_m et V_v , pour un rayon de faisceau de 100 mm sur du fer.

La vitesse de perçage augmente plus rapidement avec la vitesse d'évaporation qu'avec celle d'éjection. Ceci s'explique par le fait que la pression qui comprime la couche est reliée à cette vitesse d'évaporation. L'augmentation de cette vitesse va réduire l'épaisseur de la couche liquide et permettre de liquéfier et d'éjecter plus facilement la matière.

La vitesse du front de vaporisation peut être calculée par :

$$V_v = V_0 e^{-\frac{M_a L_a}{N_a k_b T_{surf}}}$$

Où V_0 est la vitesse du son du milieu liquide.

A.N pour du fer à 5000 K : $V_v = 1350 \text{ m.s}^{-1}$

Et celle d'éjection du liquide à l'aide de l'équation de Bernoulli :

$$V_m = \sqrt{\frac{2P_{sat}}{\rho_m}}$$

3.3.2. Bilan de puissance

En réalisant maintenant un bilan de puissance sur un volume fermé ne comprenant pas de source interne. Et en appliquant la relation de conservation de l'énergie, il vient :

$$P_{\text{gain}} = P_{\text{perte}}$$

Le gain est dû uniquement au laser et vaut en puissance :

$$P_{\text{laser}} = I_{\text{abs}} \pi r_l^2$$

Les pertes sont dues à la conduction, à la convection, et à la chaleur latente de changement de phase.

La diffusion s'effectue de façon perpendiculaire aux isothermes, donc à l'interface solide-liquide (isotherme de fusion). La chaleur diffusée dans l'axe de perçage "préchauffe" le milieu et n'est donc pas assimilable à une perte. Par contre la chaleur diffusée dans le plan orthogonal ne pourra être récupérée.

L'équation de Fourier donne :

$$q = -K \nabla T_0$$

La puissance de conduction est définie comme étant :

$$P_{\text{cond}} = -K_s \nabla T \pi r_l^2$$

Seule la diffusion perpendiculaire à l'axe de perçage engendre une perte. Donc il faut décomposer le gradient en deux opérateurs : l'un perpendiculaire et l'autre parallèle à l'axe de perçage. Il vient :

$$P_{\text{cond}} = -K_s \pi r_l^2 \nabla_{\perp} T$$

$$P_{\text{cond}} = -K_s \nabla_{\perp} T \pi r_l^2 \approx \frac{\rho_s C_s (T_m - T_0) V_d \pi r_l^2}{\sqrt{\frac{\kappa_m}{\kappa_s} + \frac{V_d}{\kappa_s} \eta}}$$

Les pertes par convection sont dues au flux de matière éjectée sur les bords :

$$P_{\text{conv}} = 2 \pi r_l \rho_m (C_m \bar{T} + L_m) V_m \delta_m$$

Où \bar{T} est la température moyenne de la couche liquide $\bar{T} = T_m + \alpha_c (T_s - T_m)$, $\alpha_c \in [0.55, 1]$.

Enfin les pertes dues aux changements de phase aux interfaces liquide-vapeur et solide-liquide :

$$P_{\text{phase}} = [\rho_m V_v L_v + \rho_s C_s (T_m - T_0) V_d] \pi r_l^2$$

au final le bilan de puissance s'écrit :

$$P_{\text{laser}} = P_{\text{vap}} + P_{\text{conv}} + P_{\text{cond}} + P_{\text{phase}}$$

en isolant l'intensité absorbée, il vient :

$$I_{\text{abs}} = 2 \rho_m (C_m \bar{T} + L_m) \frac{V_m \kappa_m}{V_d \eta} + \rho_s C_s (T_m - T_0) V_d \left(1 + \frac{1}{\sqrt{\frac{\kappa_m}{\kappa_s} + \frac{V_d}{\kappa_s} \eta}} \right) + \rho_m V_v L_v$$

Grâce à ce modèle et à partir de quelques conditions expérimentales qui vérifient au mieux les hypothèses de départ, il est possible d'estimer les différentes vitesses de perçage en fonction de l'intensité absorbée par le matériau.

A l'aide des équations de ce chapitre certaines grandeurs peuvent être tracées. La variable déterminante du système d'équations est la température de surface du bain liquide. Elle détermine avec les paramètres thermiques du système toutes les autres grandeurs. Il est donc possible de représenter la température en fonction de l'intensité absorbée.

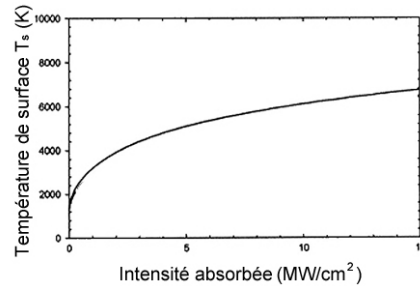


Figure 3-7 : Température de surface à l'équilibre en fonction de l'intensité absorbée.

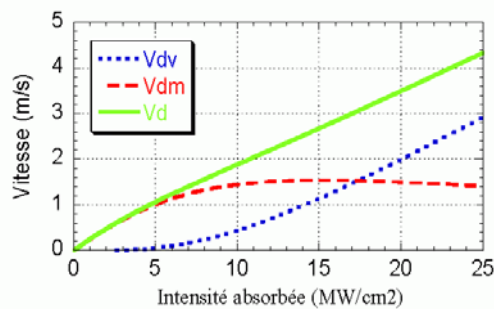


Figure 3-8 : Vitesse de perçage en fonction de l'intensité absorbée. En vert la vitesse de perçage théorique, en rouge la vitesse d'éjection liquide et en bleu la contribution de l'évaporation.

La Figure 3-8 montre l'évolution de la vitesse de perçage et de ses composantes en fonction de l'intensité absorbée.

Il est possible de distinguer deux régimes de perçage : l'un convectif où la matière est essentiellement éjectée sous forme liquide, à basse intensité ; l'autre ablatif où la matière est majoritairement vaporisée. Le domaine où la part d'éjection liquide ne peut être négligée est appelé perçage par percussion.

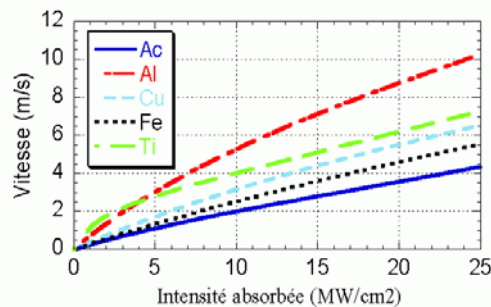


Figure 3-9 : Vitesse de perçage pour différents matériaux.

Les vitesses de perçage peuvent varier significativement en fonction de la nature des matériaux. Ainsi pour une intensité de 10 MW.cm⁻² absorbée, la vitesse de perçage de ce modèle varie entre 2 m.s⁻¹ pour un acier et 5,5 m.s⁻¹ pour un aluminium.

3.3.3. Force et faiblesse du modèle

Le modèle présenté permet de décrire de manière générale les principes du perçage en régime de percussion. Il met en évidence l'imbrication des mécanismes élémentaires aux intensités considérées. Il permet de définir à partir de ces mécanismes, un ensemble de solutions possibles en fonction des paramètres thermiques des matériaux.

Toutefois, ce modèle est à une dimension et ne permet donc pas de décrire un profil de perçage. L'unique grandeur mesurable expérimentalement est la vitesse de perçage. Les approximations faites dans les hypothèses du modèle ne peuvent être validées dans le cas de perçage dont l'épaisseur dépasse sensiblement la profondeur de champ.

4. Paramètres du procédé & caractérisation des outils

Sommaire

3.1. PARAMETRES DU PROCEDE.....	44
3.2. METHODES D'ANALYSE	45
3.2.1. LA RADIOGRAPHIE X	45
3.2.2. LA COUPE METALLOGRAPHIQUE.....	46
3.2.3. LA METHODE DODO	49
3.2.4. DISCUSSION DES METHODES D'ANALYSE	50
3.3. DESCRIPTION DU MONTAGE EXPERIMENTAL.....	51
3.3.1. CARACTERISATION DE LA SOURCE LASER HL201P	51
3.3.1.1. PROFIL SPATIAL ET REPRODUCTIBILITE	52
3.3.1.2. PROFIL TEMPOREL ET REPRODUCTIBILITE.....	54
3.3.1.3. LIMITE DE GAMME OPERATOIRE	55
3.3.1.3.1. Du laser	55
3.3.1.3.2. De l'analyseur	56
3.3.2. CARACTERISATION DE LA SPHERE INTEGRANTE	57
3.3.3. CARACTERISATION DU GAZ D'ASSISTANCE.....	57
3.3.3.1. INTRODUCTION	57
3.3.3.2. RAPPEL THEORIQUE.....	58
3.3.3.3. MONTAGES EXPERIMENTAUX.....	59
3.3.3.4. RESULTATS DES CARACTERISATIONS	60
3.3.3.4.1. Ecoulement en régime de nœuds de Prandtl	60
3.3.3.4.2. Ecoulement en régime de disque de Mach.....	62
3.3.3.5. PREMIERES CONCLUSIONS SUR LE GAZ D'ASSISTANCE.....	63
3.4. CONDITIONS EXPERIMENTALES STANDARDS	63
3.5. RESUME :	64

L'objectif de cette partie est d'éclaircir le panorama des grandeurs physiques associées au perçage. Dans un premier temps l'accessibilité des grandeurs est définie et classée en plusieurs catégories. Puis, afin d'accéder à ces grandeurs sont présentées les méthodes d'analyse, le montage expérimental et l'appareillage associé.

L'une des difficultés rencontrées au cours de ce projet a été d'accéder à des grandeurs caractérisant les perçages réalisés. D'un point de vue industriel, la qualité de l'usinage influe directement sur la durée de vie des pièces et leur efficacité au sein du moteur ; elle est déterminée par 3 points :

- L'état externe (état de surface, dépôt de scories, rugosité, diamètres d'entrée et de sortie).
- La morphologie interne (conicité, forme, diamètre, profondeur,...)
- Et la structure de la zone affectée thermiquement (épaisseur de la couche liquide, fissuration, décollement).

4.1. Paramètres du procédé

Trions les grandeurs à prendre en compte lors du perçage laser. Un classement peut être fait naturellement, en deux familles. Certaines grandeurs sont "accessibles" et peuvent à leur tour être classées en deux sous-catégories : celles à l'origine du phénomène, appelées paramètres opératoires, qu'il est possible d'ajuster, et celles résultant d'une mesure effectuée pendant ou après le procédé.

		Grandeurs accessibles	Grandeurs intrinsèques
Paramètre	Laser	P : puissance laser (W) τ : durée d'impulsion (ms) ν : fréquence (Hz) R_l : rayon du laser en surface (μm) θ_l : ouverture numérique (rad) V_l : vitesse de déplacement du laser (m.s^{-1})	ρ : masse volumique (kg.m^{-3}) C_p : capacité calorifique ($\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$) K : conductivité ($\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) L : chaleur latente (J.kg^{-1}) μ : viscosité de la couche liquide ($\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$) σ : tension superficielle (N.m^{-1}) T : température (K) P_{vap} : pression de vapeur (bar)
	Géométrie	E_p : épaisseur de la cible (mm) R_B : rayon de sortie de buse (mm) Z : distance plan focal/surface pièce (mm) B : distance surface cible/sortie buse (mm) θ : angle d'incidence avec la surface de la cible	
	Gaz	P_r : pression en réservoir (bar) P_{surf} : pression sur la surface de la pièce (bar)	
Mesure	Rapidité	τ_d : temps de perçage (ms) V_d : vitesse de perçage (avancée du front liquide) (m.s^{-1})	R : coefficient de réflexion (%) V : vitesse d'éjection (liquide & gaz) (m.s^{-1})
	Qualité	δ : épaisseur de la couche liquide (μm) ϕ_e : diamètre d'entrée du perçage (mm) ϕ_s : diamètre de sortie du perçage (mm) C : conicité du perçage	

Figure 4-1 : Tableau des grandeurs du procédé de perçage laser. Les grandeurs intrinsèques placées en mesures sont des grandeurs mesurées lors d'expérimentations particulières.

Par ailleurs, des paramètres "intrinsèques" au matériau interviennent directement au cours du procédé, mais sont généralement difficilement quantifiables et non constants. Toutefois, deux de ces grandeurs intrinsèques sont mesurables par des expérimentations spécifiques. Il s'agit de l'absorption du rayonnement et de la vitesse d'éjection. L'absorption

du rayonnement est déduite des mesures de réflectivité réalisées dans le chapitre 5 Etude du processus d'absorption au cours du perçage. L'ordre de grandeur de la vitesse d'éjection liquide est mesurée dans le chapitre 8 Etude des phénomènes hydrodynamiques au cours du perçage.

L'étape décisive vers une compréhension et un éventuel contrôle du procédé est de pouvoir identifier et déterminer de façon précise toutes ces grandeurs. Pour ce faire, il est nécessaire d'avoir à disposition des méthodes d'observation et de mesures fiables.

Le tableau Figure 4-2 résume les différentes méthodes qui permettent d'accéder aux grandeurs précédentes. La Caractérisation est une expérimentation spécifique qui ne peut être faite lors de sessions de perçage. Le Réglage est une opération effectuée avant les sessions de perçage.

		Grandeurs accessibles	Grandeurs intrinsèques
Paramètre	Laser	Caractérisation (Photodiode + Analyseur de faisceau)	Caractérisation
	Géométrie	Réglage	
	Gaz	Caractérisation (Tube de Pitot)	
Mesure	Rapidité	Analyses complémentaires (Photodiode)	Caractérisation
	Qualité	Analyses complémentaires (Optique ou Rayon X)	

Figure 4-2 : Méthode d'analyse et appareillage en fonction des types de grandeurs.

La catégorie « Analyses complémentaires » comprend deux types d'opérations : le traitement de données et les mesures à effectuer sur l'échantillon. Les diamètres externes du perçage peuvent être mesurés à l'aide d'un microscope. Cependant, accéder à la morphologie interne et la microstructure de la ZAT nécessite une destruction de la pièce (coupe & polissage) ou un appareillage complexe (radiographie X). Ces méthodes ont leurs avantages et leurs inconvénients qui sont décrits ci-dessous.

4.2. Méthodes d'analyse

4.2.1. La radiographie X

La radiographie X est la seule méthode d'analyse interne non destructive. Elle est basée sur le principe d'ombroscopie décrite par la Figure 4-3. 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.

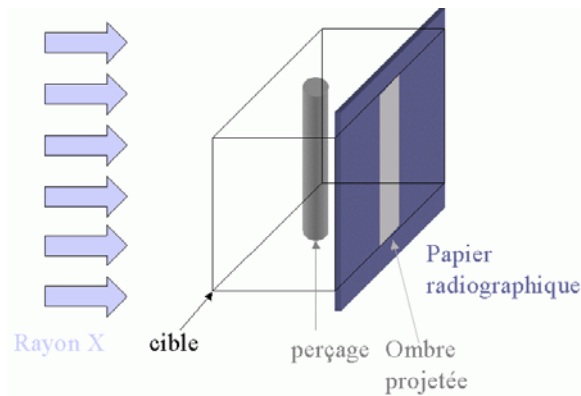


Figure 4-3 : Schéma de la radiographie X.

Cette méthode a ses limites. La résolution spatiale est donnée par le grain du papier qui est au mieux de 100 μm . Le contraste de l'image dépend fortement du temps d'exposition et du rapport dimension de la cavité observée sur épaisseur de la cible. Ce rapport et cette résolution limitent fortement la taille des objets pouvant être observés par cette méthode. Un perçage réalisé à l'aide d'une impulsion à l'échelle de la milliseconde, a un diamètre interne de l'ordre de 400 μm . Mais une fissure, dont la dimension est autour de la dizaine de microns, est difficilement détectable par cette méthode.

Outre ces problèmes de technologie une incertitude réside toujours dans le positionnement du plan d'analyse (le papier photographique) par rapport à l'axe de perçage et au faisceau X incident. En supposant que le faisceau X incident et le plan d'analyse soient perpendiculaires entre eux, si l'axe de perçage fait un angle avec le plan d'analyse les distances mesurées seront erronées via le cosinus de cet angle. Cette méthode présente donc l'avantage d'être non destructive mais d'une précision limitée. En conséquence elle ne peut que déterminer la morphologie interne du perçage.

Pour l'illustrer, la Figure 4-4 présente un exemple d'une image de radiographies X où quatre perçages apparaissent verticalement. La forme générale, la profondeur et la conicité peuvent être mesurées par cette méthode dans les limites de résolution de l'image.

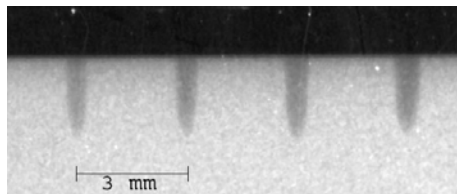


Figure 4-4 : Radiographie X de quatre perçages.

4.2.2. La coupe métallographique

Cette méthode d'analyse est destructive. L'échantillon est coupé puis poli jusqu'à ce que le plan de polissage soit positionné sur l'axe de perçage. Enfin, à l'aide d'une attaque chimique, il est possible de visualiser le grain du métal et la couche liquide. Cette méthode permet de mesurer toutes les caractéristiques du perçage à l'échelle millimétrique (morphologie interne) mais également à l'échelle micrométrique (structure interne, grain, fissuration, épaisseur de la couche liquide,...).

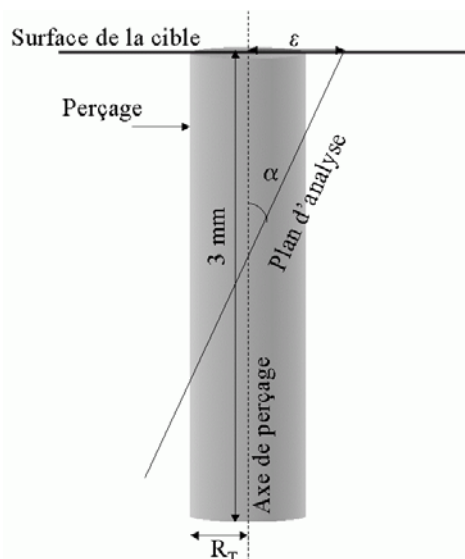


Figure 4-5 : Schéma de principe montrant les différents types d'erreurs possibles sur une coupe métallographique.

Toutefois, la procédure est longue et ne permet qu'une analyse 2D du fait de l'utilisation de résine d'enrobage. De plus, elle n'assure pas que l'axe de perçage soit bien contenu dans le plan d'analyse. Il existe donc deux types de décalage représentés dans la Figure 4-6 :

- Une erreur de positionnement : l'axe de perçage ne coupe pas le plan d'analyse. Voir Figure 4-6.a .
- Une erreur d'inclinaison : l'axe de perçage fait un angle avec le plan d'analyse. Voir Figure 4-6.b, angle β .

De plus, une éprouvette peut contenir plusieurs perçages. Le plan de perçage est alors défini comme étant le plan contenant les axes de perçage. Dans cette configuration il y a donc une nouvelle source d'erreurs possibles, donnée par l'angle α que fait le plan de perçage par rapport au plan d'analyse. Ces trois erreurs sont combinées lors de l'analyse d'un perçage.

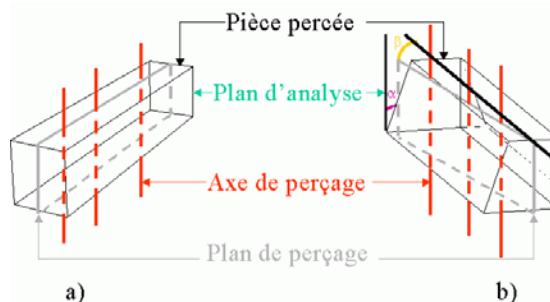


Figure 4-6 : Schéma illustrant les différents plans à faire coïncider pour garantir la validité d'une coupe métallographique.

a) Décalage entre le plan d'analyse et le plan de perçage,

b) Inclinaison entre le plan d'analyse et le plan de perçage.

La Figure 4-6 présente une vue schématique des inconvénients rencontrés lors d'une analyse métallographique.

Ces erreurs relatives au positionnement et à l'inclinaison sont quantifiées en supposant les perçages parfaitement cylindriques de rayon R_T et de profondeur 3 mm. L'origine des repères est prise à l'intersection de l'axe de perçage avec la surface de la cible. Le plan

d'analyse est supposé positionné, dans un premier temps, devant le plan de perçage, voir Figure 4-7. Par des considérations simples de géométrie, il vient :

$$\frac{\Delta R}{R_T}(z) = 1 - \sqrt{1 - (R_{asp} \times \tan(\alpha) + \varepsilon_0)^2} \quad \text{avec} \quad R_{asp} = \frac{z}{R_T}.$$

Où ΔR est l'erreur de mesure, ε l'erreur de positionnement au niveau du diamètre d'entrée, et ε_0 son erreur relative par rapport au rayon du perçage R_T , R_{asp} est le rapport d'aspect défini par le rapport profondeur sur rayon du perçage et α l'angle entre l'axe de perçage et le plan d'analyse.

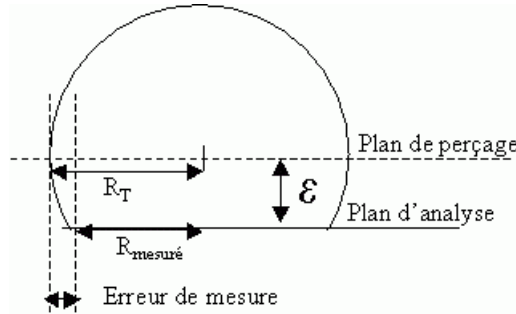


Figure 4-7 : Erreur de positionnement par rapport à l'axe de perçage.

A l'aide de cette formule il est possible de retrouver le profil des perçages en profondeur pour différentes valeurs de ε_0 , α et R_{asp} .

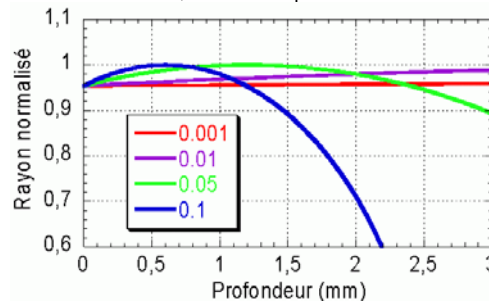


Figure 4-8 : Rayon normalisé en fonction de la profondeur avec $\varepsilon_0=0,3$, $R_T=0,2$ mm pour différents α .

Le profil à 0,001 rad est fidèle au rayon du perçage corrigé du décalage relatif. Pour des angles supérieurs, les mesures faites sont de plus en plus erronées. Pour 0,01 rad le rayon varie de 5% avec un profil divergent. Pour 0,05 rad le rayon varie de 10 % avec un profil en tonneau. Et pour 0,1 rad le rayon varie de 100% avec une mesure de profondeur erronée.

Si le décalage se fait de l'autre côté de l'axe de perçage, voir Figure 4-9. La Figure 4-10 est obtenue avec la même approche.

Le profil à 0,001 rad est fidèle au rayon du perçage corrigé du décalage relatif. Pour 0,01 rad le rayon varie de 5 % avec un profil convergent. Pour 0,05 et 0,1 rad le rayon varie de 100 % avec une mesure de profondeur erronée.

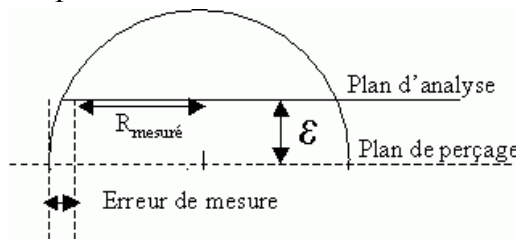


Figure 4-9 : Erreur de positionnement par rapport à l'axe de perçage.

Enfin, cette méthode ne permet qu'une analyse locale dans le plan de polissage caractérisant la microstructure. Mais, du fait de l'utilisation de résine d'enrobage, elle ne permet pas d'accéder à la face interne du perçage.

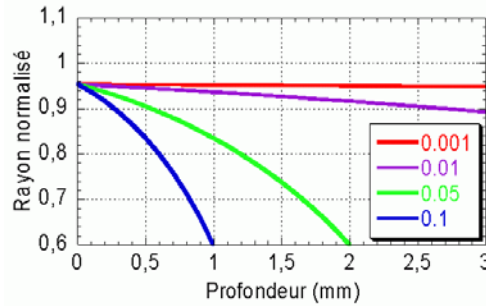


Figure 4-10 : Rayon normalisé en fonction de la profondeur avec $\varepsilon_0 = -0,3$, $R_T = 0,2$ mm.

En conclusion, cette méthode permet une caractérisation fine des perçages à l'échelle micrométrique (microstructure, épaisseur de la couche liquide,...) mais peut engendrer des erreurs importantes sur des mesures à l'échelle millimétrique (diamètre, profondeur,...).

4.2.3. La Méthode DODO

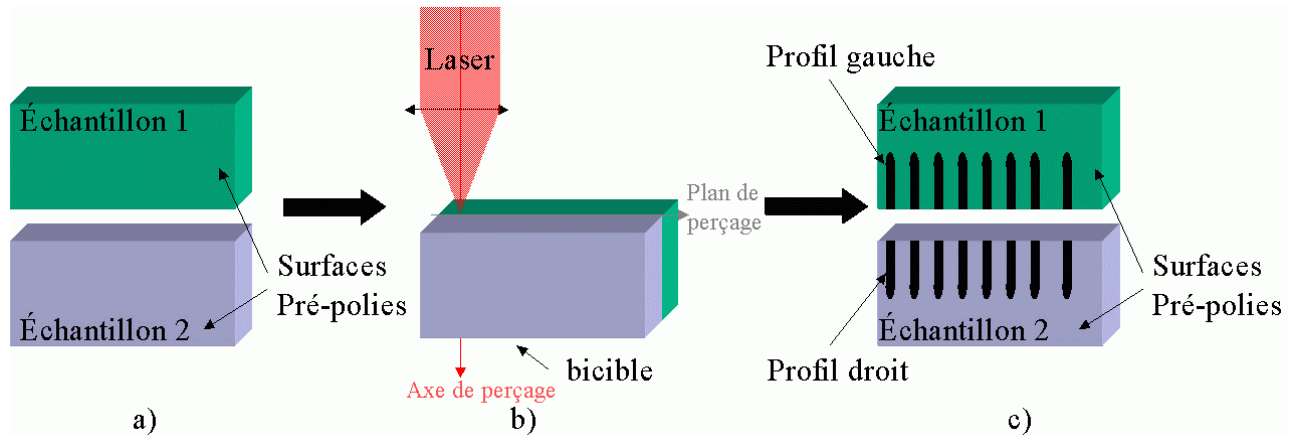


Figure 4-11 : Schéma de principe de la méthode DODO (Direct Observation of Drilled hOle).

La méthode est très simple. La cible est composée de deux parties. Une face de chaque partie est polie (Figure 4-11-a) ce qui prépare et dresse les surfaces. Les deux parties sont assemblées pour être percées (Figure 4-11-b). Après perçage, les deux faces sont séparées, révélant l'intérieur des cavités (Figure 4-11-c). Le succès et la fiabilité de la méthode sont garantis par la qualité des échantillons et non plus par le savoir-faire de l'opérateur.

Cette méthode profite de deux moyens de contrôle. Si les deux cibles ne s'ajustent pas parfaitement sur les surfaces pré-polies, la présence de métal en fusion injecté à l'interface révèle le défaut de préparation et permet d'écarter tout ou partie de la série.

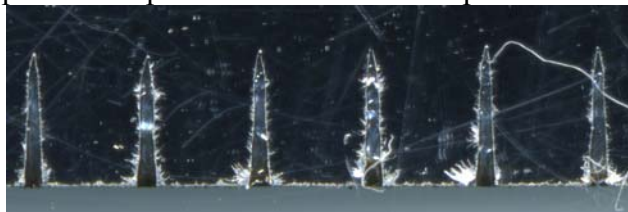


Figure 4-12 : Image illustrant l'autocontrôle par injection obtenue en cas défaut de manipulation.

Et, comme cette méthode ne nécessite pas l'emploi de résine, l'intérieur du perçage est directement accessible et visible en trois dimensions. Si l'axe de perçage de chaque trou n'est pas contenu dans le plan d'analyse, les deux profils obtenus ne seront pas symétriques.

Concernant l'observation de la couche liquide, cette visualisation 3D permet d'observer l'état de surface interne au perçage, c'est-à-dire l'interface de la couche liquide entre la matière resolidifiée et la cavité percée. L'épaisseur de la couche liquide est également accessible mais l'observation de sa granulométrie nécessitera une opération supplémentaire de polissage, la couche liquide étant brisée à l'ouverture des deux éprouvettes. Enfin, en cas de décollement, voir Figure 4-13, les contraintes appliquées lors de l'ouverture sont telles qu'elles dissocient les superpositions de couche liquide ; ce qui a un double avantage. Premièrement, si décollement il y a, celui-ci sera instantanément visible alors que par une analyse de coupe métallographique le plan d'analyse doit impérativement couper une zone de décollement pour l'observer. Et deuxièmement avec la méthode DODO la face arrière de la couche liquide disjointe, qui adhère aux parois du premier perçage, devient accessible lors d'un décollement.

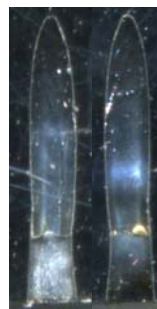


Figure 4-13 : Image illustrant le décollement de couche liquide.

4.2.4. Discussion des méthodes d'analyse

Les deux diagnostics le plus souvent utilisés présentent des avantages mais dépendent fortement de la dextérité de l'opérateur. Ce degré de liberté dans l'analyse rend les résultats quelque peu subjectifs et nécessite des contrôles supplémentaires afin de s'assurer du résultat. Toutefois cette surcharge dans les protocoles ralentit l'exploitation des résultats.

La radiographie X permet un contrôle non destructif mais le contraste de l'image est laissé à la discrétion de l'opérateur. Cette fluctuation dans le contraste amoindrit les détails observés.

	RX	CM	DODO
Rapidité	+	-	++
Rayon	-	-	++
Couche liquide	-	++	+
Conicité	-	--	++
Granularité	X	++	+
Fissuration	-	+	++
Décollement	X	+	++
Vue interne	X	X	++
Sur site	++	X	X
Pièce	++	X	X
Eprouvette	++	++	++

Figure 4-14 : Tableau récapitulatif des 3 méthodes. RX : Rayon X, CM Coupe Métallographique, DODO Direct Observation of Drilled hOle. X = impossibilité.

La coupe métallographique permet une analyse locale très précise de la microstructure mais la position du plan d'analyse dépend de la dextérité de l'opérateur. Le décalage et l'angle pouvant en résulter ne faussent pas les mesures à l'échelle microniques mais faussent les mesures millimétriques.

La méthode DODO permet une analyse globale et rapide de la morphologie des perçages. La position du plan d'analyse est assurée par la procédure. Les différents moyens de contrôle de la méthode permettent de valider l'éprouvette. Cette méthode ne permet pas d'observer la microstructure de la couche liquide sans opérations supplémentaires.

La Figure 4-14 résume les avantages et inconvénients des trois méthodes d'analyse internes.

4.3. Description du montage expérimental

Dans cette partie les différents moyens expérimentaux utilisés au cours de ces trois ans sont caractérisés à l'aide d'appareils de mesures. Ces appareils de mesures sont appelés diagnostics. Ils permettent de contrôler la dérive temporelle des moyens mis à disposition et donc de découpler les fluctuations éventuelles de nos mesures de celles des outils utilisés.

Cette caractérisation représente un premier résultat, une première étape vers un contrôle et une compréhension du procédé de perçage par laser. Comme il en a été question au cours de la bibliographie, cette étape fondamentale est généralement oubliée lors des différentes publications sur le sujet.

Une première étape consiste à caractériser la source laser à l'aide d'un analyseur de faisceau, puis à contrôler la sensibilité de cet analyseur en fonction de la position de l'axe du laser. Une deuxième étape a pour objectif de vérifier la stabilité des sphères intégrantes utilisées. Une dernière caractérisation porte sur le gaz d'assistance.

4.3.1. Caractérisation de la source laser HL201P

Le HL201P est un laser Nd:YAG relaxé de chez Trumpf possédant des propriétés innovantes et très utiles : tout d'abord une distribution d'intensité circulaire et uniforme dans le plan focal, une reproductibilité en énergie et en durée d'impulsion et une position relative du plan focal fixe quels que soient les paramètres du laser. En particulier la position du plan focal est indépendante de la puissance moyenne de sortie. Les principales caractéristiques sont résumées dans le tableau suivant.

Puissance crête	1 à 18 kW
Puissance moyenne	201 W
Durée d'impulsion	0,08 à 1 ms
Fréquence	<1 kHz
Longueur d'onde	1064 nm

Figure 4-15 : Tableau récapitulatif des caractéristiques du HL201P fournies par le constructeur.

Il permet de générer des impulsions de puissance et de durée variables dans un même train d'impulsions.

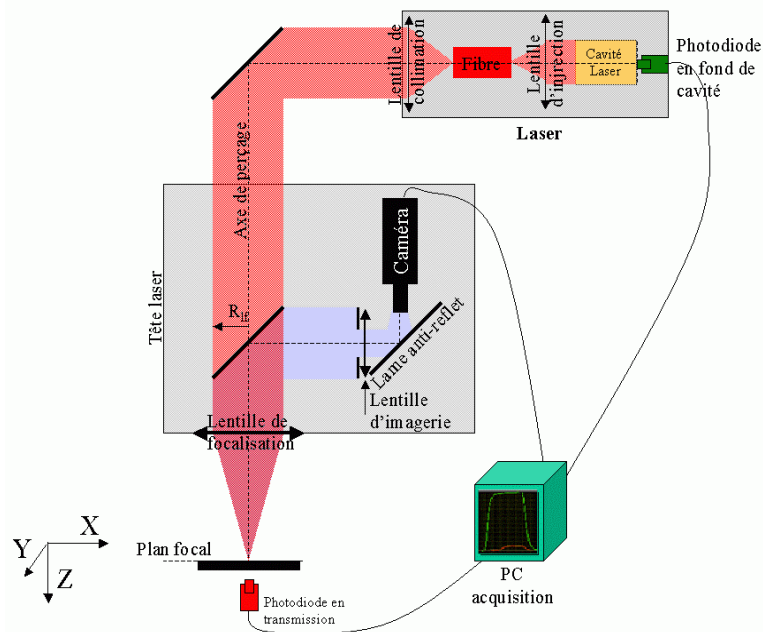


Figure 4-16 : Schéma de principe de la tête et de la source laser ainsi que du montage expérimental.

La tête laser, voir Figure 4-16, est composée d'une lame anti-reflet permettant une visualisation axiale, et d'une lentille de focalisation de 200 mm. La circularité et l'homogénéité du dépôt sont assurées par un principe optique. En sortie de cavité, le laser est injecté dans une fibre qui homogénéise spatialement le faisceau. L'image de la sortie de fibre est réalisée sur la cible par deux lentilles montées en champ infini. Le grossissement est donné par le rapport des distances focales.

$$G = \frac{f_{foc}}{f_{coll}}$$

Caractériser une source laser de puissance nécessite de mesurer sa puissance, sa distribution spatiale et temporelle, ainsi que leur reproductibilité. A l'aide d'un analyseur de faisceau conçu au laboratoire, toutes les caractéristiques du laser sont testées. Le profil temporel est donné par une photodiode FND 100 et la distribution d'intensité par une caméra CCD. L'étude statistique est faite sur un ensemble de 30 tirs. Pour pallier toutes dérives temporelles le laser est caractérisé chaque année.

4.3.1.1. Profil spatial et reproductibilité

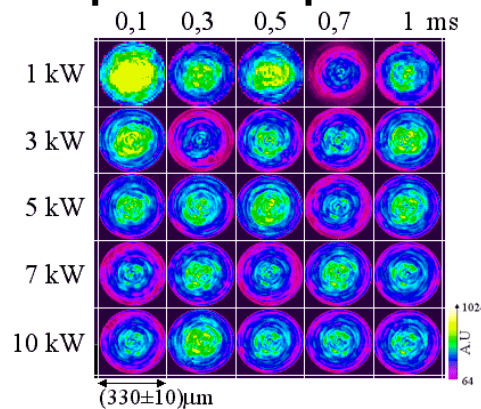


Figure 4-17 : Distribution d'intensité en fonction de la puissance crête et de la durée d'impulsion.

Le Figure 4-17 présente la distribution spatiale obtenue sur la camera CDD pour différentes puissances et durées d'impulsion. Le faisceau est bien circulaire comme attendu et présente un profil spatial uniforme. Son diamètre est constant en fonction de ces deux paramètres et est égal à $R_{L0}=(330\pm 10)\ \mu\text{m}$. Les différences de couleurs sont dues aux densités neutres placées sur le chemin optique pour protéger la camera. Vu le nombre de combinaisons entre les paramètres du laser, seule la caractérisation des impulsions de puissance crête 10 kW est présentée dans ce chapitre.

La Figure 4-18 présente une caustique réalisée avec des impulsions 10 kW de puissance crête et 1 ms de durée d'impulsion. La lentille de focalisation a une distance focale de 200 mm. Il apparaît que la distribution d'intensité dans le plan focal est uniforme et circulaire. Le diamètre du faisceau dans ce plan est de $D_{L0}=(330\pm 10)\ \mu\text{m}$. Avec la défocalisation, le centre du profil spatial chute en amplitude et les contours s'étendent. Le profil évolue aux abords du plan focal d'une distribution uniforme, présentant une discontinuité spatiale, vers un profil en trapèze, aux bords moins abrupts.

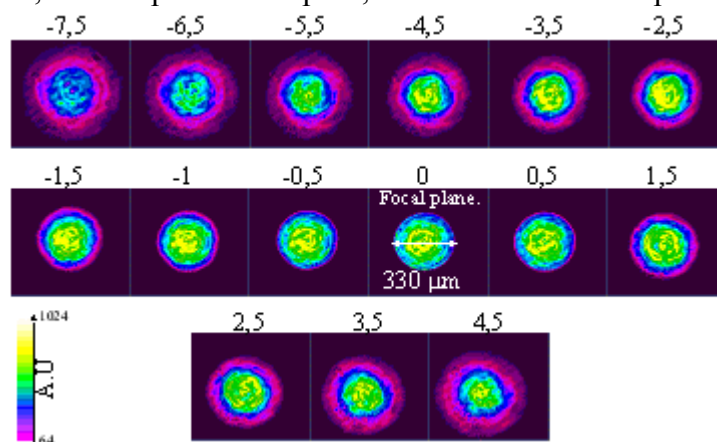


Figure 4-18 : Caustique réalisée pour une puissance crête de 10 kW.

En assimilant l'enveloppe du faisceau à l'ouverture numérique définie par :

$$\tan(\alpha) = \frac{R_{Lf} - R_{L0}}{f} \text{ avec } R_{Lf} = 6 \text{ mm}$$

où α est l'ouverture numérique, R_{L0} est le rayon du faisceau au plan focal, R_{Lf} le rayon du faisceau sur la lentille de focalisation et f la distance focale de cette lentille.

Il devient possible d'estimer le diamètre du faisceau en fonction de la défocalisation. Il vient :

$$R_L(z) = R_{L0} + \frac{z}{f} \times (R_{Lf} - R_{L0})$$

Où, $R_L(z)$ le rayon du faisceau en fonction de la défocalisation z .

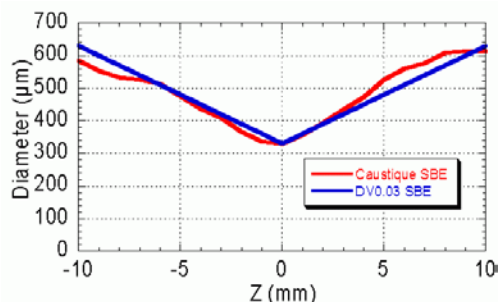


Figure 4-19 : Diamètre du faisceau en fonction de la défocalisation. Valeurs obtenues sur la caustique et par le modèle.

La Figure 4-19 montre la correspondance entre la formule et les mesures. Ce modèle décrit correctement l'évolution du diamètre du faisceau sur 10 mm de part et d'autre du plan focal dans une tolérance de 50 µm. Etant donné, la simplicité des hypothèses du modèle et l'écart obtenu avec les mesures, ce modèle est conservé par la suite pour calculer le rayon du faisceau en fonction de la distance au plan focal.

La reproductibilité du laser est représentée dans la Figure 4-20 pour des impulsions de 10 kW 1ms. La distribution spatiale est constante pour chaque impulsion.

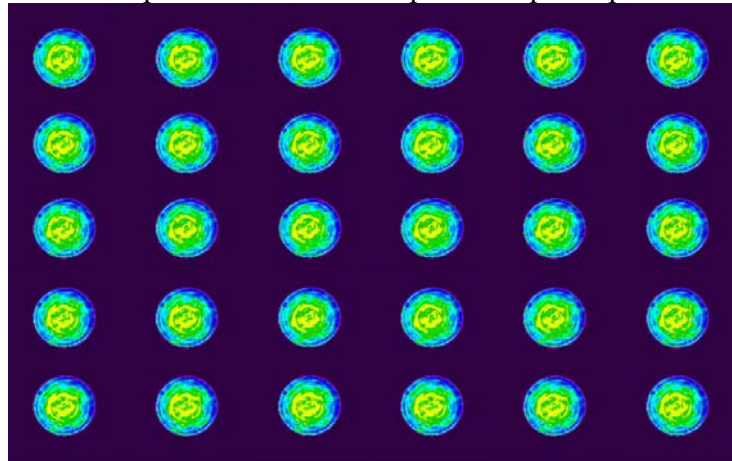


Figure 4-20 : Reproductibilité à 10 kW.

4.3.1.2. Profil temporel et reproductibilité

Le Figure 4-21 représente le profil temporel d'une impulsion laser. La largeur à mi-hauteur correspond à la durée d'impulsion demandée. Le profil est un créneau avec un front de montée égal à celui de descente et valant $\tau_{montée} = \tau_{descente} = 100\mu s$.

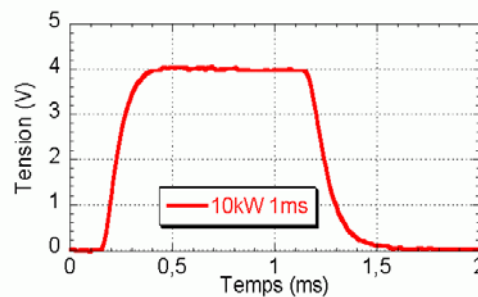


Figure 4-21 : Profil temporel d'une impulsion laser de 10 kW et 1ms.

L'étude statistique a été menée sur un échantillon de 30 tirs à paramètres constants pour caractériser le laser. La Figure 4-22 présente les résultats de dispersion obtenus pour différentes durées d'impulsions. La dispersion est définie par

$$\delta = \frac{\sigma}{\mu}$$

où σ est l'écart type et μ est la moyenne.

La dispersion temporelle est supérieure à 2 % pour les durées d'impulsions inférieures à 0,5 ms. Au-delà, elle décroît pour atteindre 1 % à 1 ms. La dispersion en énergie est beaucoup plus faible, elle décroît de 1% à 0,1 ms jusqu'à devenir proche de 0 à 1ms.

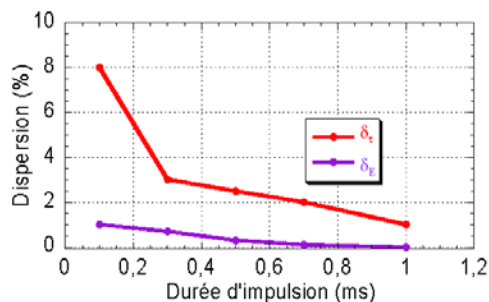


Figure 4-22 : Dispersion en énergie et en temps pour différentes durées d'impulsions.

4.3.1.3. Limite de gamme opératoire

4.3.1.3.1. Du laser

Pour de courtes durées d'impulsions et de fortes puissances demandées par l'utilisateur, le HL201P délivre des impulsions plus longues et moins intenses. Cette tendance s'accroît dans les extrêmes. La Figure 4-23 montre un profil temporel d'une impulsion de 18 kW et 0,1 ms.

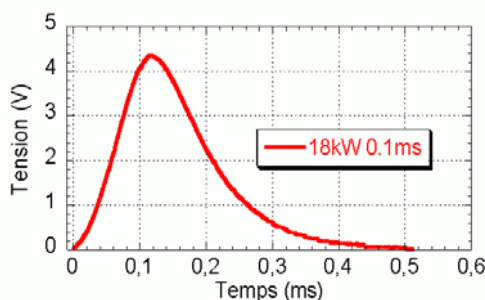


Figure 4-23 : Profil temporel d'une impulsion de 18 kW et 0,1 ms.

Sur la Figure 4-23 la durée d'impulsion à mi-hauteur est 0,15 ms au lieu de 0,1 ms demandée. Les photodiodes fonctionnant en régime linéaire, la tension maximale est proportionnelle à la puissance crête. La tension maximale du profil est de 4,2 V ce qui correspond à une puissance crête de 10,5 kW au lieu des 18 kW demandés. Le HL201P ne permet donc pas de délivrer des impulsions courtes de fortes puissances. Les fronts de montée et de descente ($\tau_{\text{montée+descente}}=200\mu\text{s}$) sont trop longs par rapport à la durée d'impulsion ($\tau_{\text{impulsion}} = 100 \mu\text{s}$).

Pour ces paramètres laser : 18 kW et 0,5 ms, l'impulsion délivrée retrouve un profil temporel correspondant aux paramètres demandés. Les durées d'impulsion étudiées sont bornées entre 0,5 et 1 ms de façon à profiter d'un profil temporel en créneau et d'une dispersion de l'ordre de 1 % quelle que soit la durée d'impulsion.

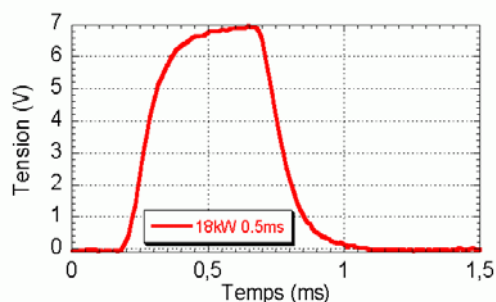


Figure 4-24 : Profil temporel d'une impulsion de 18 kW et 0,5 ms.

Par la suite les grandeurs étudiées sont données en fonction des paramètres laser plutôt que des paramètres physiques tels que l'intensité. Par commodité, la Figure 4-25 fournit la correspondance entre la puissance crête et l'intensité incidente au plan focal.

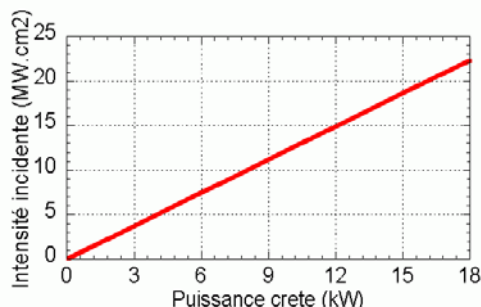


Figure 4-25 : Intensité incidente au foyer (I_0) en fonction de la puissance crête.

Il est également possible de calculer la décroissance de l'intensité incidente en fonction de la profondeur ou de la défocalisation. Dans ce calcul il ne s'agit que de l'intensité incidente directe, les différents phénomènes de refocalisation éventuels ne sont pas pris en compte.

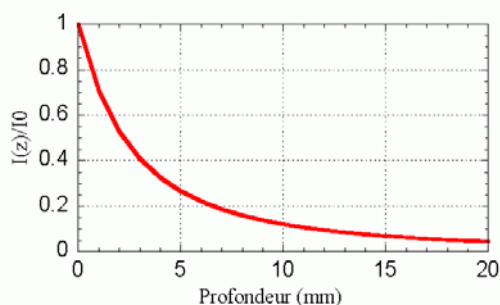


Figure 4-26 : Rapport des intensités en fonction de la profondeur.

4.3.1.3.2. De l'analyseur

La question de la sensibilité par rapport au décentrage sur la lentille de focalisation se pose afin de vérifier que toute la chaîne optique est bien stable. Le tableau représente les acquisitions obtenues grâce à l'analyseur de faisceau. Le décentrage est représenté selon l'axe X pour 3 réglages de focalisation ($Z=-8, 0, 4$ mm).

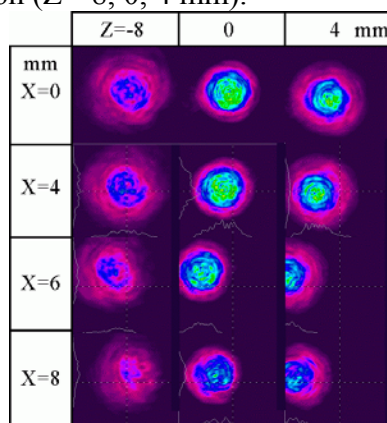


Figure 4-27 : Décentrage sur la lentille de focalisation (X) pour différentes défocalisations (Z).

Les modifications induites par un décentrage inférieur à 4 mm sont négligeables. Sur l'amplitude de défocalisation étudiée, la symétrie du faisceau est conservée et le déplacement

correspondant est d'une cinquantaine de microns. Pour des décentrages supérieurs à 4 mm le faisceau perd sa symétrie axiale au cours de la caustique et le déplacement engendré est de l'ordre du rayon de la tache focale.

4.3.2. Caractérisation de la sphère intégrante

Pour analyser une impulsion laser il faut remplir deux conditions :

- le temps de réponse du détecteur doit être très inférieur à la durée d'impulsion.
- l'intensité laser doit être faible pour ne pas détériorer le détecteur.

Devant le détecteur est disposé une sphère intégrante recouverte de BaSO₄ diffusant dont le coefficient de réflexion est de 97 % à 1064 nm. Le principe d'une sphère intégrante est d'homogénéiser spatialement le faisceau laser de façon à ce que l'intensité sur les parois de la sphère soit constante.

Le détecteur utilisé est une photodiode FND100 polarisée à 12 V et dont le temps de réponse est d'environ 10 ns. Elle est désignée par le terme photodiode de transmission. Des densités absorbantes neutres sont utilisées pour étalonner la photodiode de transmission sur celle disposée en cavité. Une relation linéaire est obtenue entre la puissance incidente et la tension de réponse des deux photodiodes.

$$U_v(V) = 0.4P(kW)$$

Les courbes de mesure correspondantes sont données par la Figure 4-28, ci-dessous.

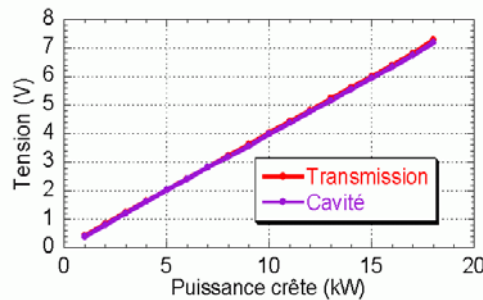


Figure 4-28 : Tension des photodiodes en fonction de la puissance crête incidente.

Au fur et à mesure des expériences, les différentes configurations adoptées sont détaillées en fonction de la problématique étudiée.

4.3.3. Caractérisation du gaz d'assistance

4.3.3.1. introduction

Il est de tradition d'appliquer un gaz d'assistance au cours du procédé. Ceci afin de protéger les optiques de remontées de métal en fusion et de faciliter le perçage par l'addition d'une pression en surface. Le gaz d'assistance est appliqué sur la zone irradiée à l'aide d'une buse coaxiale convergente.

A ce stade quelques questions se posent naturellement. En effet, une buse de perçage à un diamètre de l'ordre du millimètre, à comparer au diamètre d'une cavité percée par percussion qui est sensiblement inférieur (300 à 800 μm). De plus, il est à noter que les mouvements convectifs sont soumis aux différences de pression et non à la valeur de cette grandeur. En conséquence, par quels moyens le gaz pourrait-il avoir une influence sur la partie interne du perçage ? Et aux vues des dizaines de bars exercées par les pressions de vapeurs métalliques comment se comportent les jets l'un par rapport à l'autre ? Ces considérations

sont reprises dans les chapitres : 6 Etude du perçage des cibles de faible épaisseur et 8 Etude des phénomènes hydrodynamiques au cours du perçage. Suite à ces questions il apparaît essentiel de caractériser finement l'écoulement du gaz d'assistance.

4.3.3.2. Rappel théorique

Un rappel théorique montre qu'en considérant un réservoir statique alimentant en gaz une tuyère convergente [40, 41] un seuil de pression sépare deux régimes d'écoulement. Pour une pression en réservoir (P_{res}) supérieure à ce seuil, de l'ordre de 2 bars, voir Figure 4-29, l'écoulement du gaz devient supersonique dans un environnement sous pression ambiante (P_{amb}).

	Monoatomique	Diatomique
Critère Supersonique (bar)		
$\frac{P_{res}}{P_{amb}} > \left(\frac{2}{1+\gamma}\right)^{\frac{\gamma}{1-\gamma}}$	$\frac{P_{res}}{P_{amb}} > 2,05$	$\frac{P_{res}}{P_{amb}} > 1,89$

Figure 4-29 : Rapport des pressions définissant le seuil de passage en régime supersonique.

Dans le cas considéré le gaz est accéléré à travers une tuyère convergente. Lorsque la pression en réservoir dépasse 2 bars, l'écoulement devient supersonique. A la sortie du convergent la vitesse locale est sonique et la pression est supérieure à la pression ambiante. Cette différence de pression est responsable d'une détente radiale de l'écoulement à la sortie du convergent. La partie divergente d'une tuyère, nécessaire au passage en régime supersonique est formée, dans ce cas, par cette détente radiale. Le divergent se crée dans l'atmosphère ambiante, la variation de section et de longueur sont directement fonction de la pression et de la vitesse de sortie du convergent. Ce type de tuyère est désigné par la suite sous l'appellation tuyère à divergent libre. Une discussion plus complète du sujet est traitée dans l'annexe "Etude d'une tuyère à divergent libre". Le nombre de Mach en sortie d'une tuyère s'exprime par :

$$M_s^2 = \frac{2}{\gamma-1} \left(1 - \left(\frac{P_{res}}{P_{amb}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right)$$

Supposons l'existence d'une onde choc, la relation de passage en pression de ce choc est donnée par :

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2\gamma M_1^2 - 1}{\gamma + 1}$$

Où les indices 1 et 2 désignent les domaines en amont et en aval de l'onde de choc, P_i la pression, M_1 le nombre de Mach dans le domaine 1.

En combinant ces deux dernières équations, il vient°:

	Monoatomique	Diatomique
Critère apparition onde de choc (bar)		
$\frac{P_{res}}{P_{amb}} > \left(1 - \frac{1-\gamma^2}{2\gamma} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$	$\frac{P_{res}}{P_{amb}} > 2,91$	$\frac{P_{res}}{P_{amb}} > 2,80$

Figure 4-30 : Rapport des pressions définissant le seuil d'apparition d'onde de choc dans un écoulement supersonique.

En conséquence, pour une pression en réservoir supérieure à 2,91 bars, des ondes de choc peuvent s'établir à l'intérieur de l'écoulement de gaz monoatomique. La densité et la vitesse ne sont pas uniformes à l'intérieur du jet pour des pressions en réservoir de cette valeur.

4.3.3.3. Montages expérimentaux

Sur le montage, la tête laser fait office de réservoir statique et les buses utilisées sont toutes des convergentes.

Pour caractériser ces écoulements supersoniques et ces ondes de chocs, il existe deux grandes familles de montages expérimentaux. La famille des dispositifs mécaniques de type « tube de mesure » ou « ailes » qui permettent de relever des mesures quantitatives, mais perturbent l'écoulement par la présence de l'instrument de mesure. Et la famille des dispositifs optiques qui comprend des méthodes interférentielles, d'ombroscopie et de strioscopie. Leurs avantages comparés aux méthodes précédentes est qu'elles ne modifient pas l'écoulement puisqu'il n'y a pas d'appareil de mesure dans celui-ci.

Parmi ces trois méthodes, seule la méthode de strioscopie est suffisamment précise pour visualiser la présence d'onde de choc dans l'écoulement sous forme d'image en deux dimensions, mais ne permet pas de mesures quantifiables, Figure 4-33.

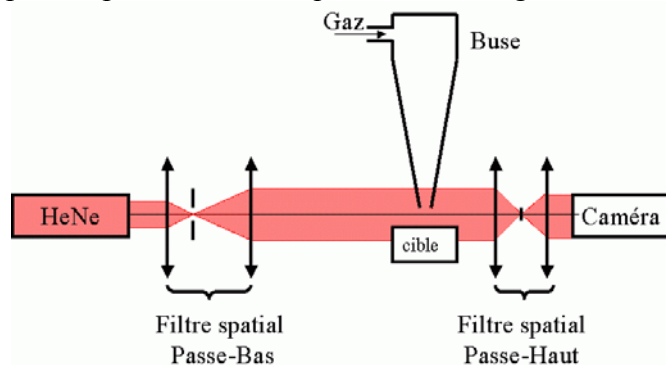


Figure 4-31 : Schéma de principe du banc de strioscopie.

La Figure 4-31 représente le schéma de principe de méthode de strioscopie. Un faisceau issu d'une source laser, ici un HeNe, passe à travers un filtre spatial passe-bas ne laissant passer que le premier ordre du faisceau. À l'autre bout du chemin optique, le filtre complémentaire est installé de sorte qu'en l'absence de discontinuité, le faisceau épuré est arrêté par le second filtre. En présence d'objet et de variation de masse volumique du milieu, une partie du faisceau est déviée et forme des ordres supérieurs. Ces ordres ne seront pas arrêtés par le second filtre et formeront une image sur la caméra permettant de visualiser en surbrillance tous les contours des objets et les variations de densité du fluide.

Ce type de montage permet donc de visualiser la position de faibles variations de densité au sein d'un écoulement sans le perturber, mais ne permet pas d'autres mesures, c'est donc un montage qualitatif. Pour mesurer la pression d'arrêt exercée sur la cible par le gaz d'assistance, un tube de Pitot est utilisé.

La position de cet appareillage dans l'écoulement se substituera à celui de la cible. La perturbation de l'écoulement provoquée par la présence de la cible est équivalente à celle engendrée par l'instrument de mesure. L'ouverture de la cavité, permettant de réaliser une mesure, est un perçage réalisé à l'aide du laser HL201P, ceci afin de relever dans les conditions équivalentes la pression d'arrêt, voir Figure 4-32.

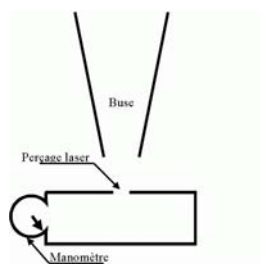


Figure 4-32 : Schéma de principe du tube de Pitot.

4.3.3.4. Résultats des caractérisations

Les travaux de Fieret et al [42, 43] montrent l'influence de la forme de la buse sur la structure de l'écoulement. Pour chaque buse une structure interne au jet est associée et dépend de la pression statique en réservoir. La structure de l'écoulement est constituée d'ondes de choc stationnaires de 2 types. Des ondes de chocs obliques appelées nœuds de Prandtl sont des structures triangulaires qui sont issues des imperfections de la buse. Des ondes de choc normales appelées disque de Mach sont des structures plates positionnées sur les nœuds de Prandtl. Les disques de Mach sont le résultat d'une détente radiale trop importante. Ils apparaissent dans l'écoulement pour une pression en réservoir supérieure au critère supersonique. L'ensemble de ces travaux et des méthodes utilisées sont repris pour caractériser nos buses. La nature de ces écoulements est plus amplement discutée dans le chapitre 11 Annexe 1 : Etude de l'hydrodynamique du gaz à travers une tuyère de Laval.

4.3.3.4.1. Ecoulement en régime de nœuds de Prandtl

La Figure 4-33 illustre, par strioscopie pour l'une de nos buses, la structure interne à l'écoulement en fonction de la pression en réservoir de 0 à 5,6 bars. La sortie de la buse apparaît en haut de l'image et le sens de l'écoulement est dirigé vers le bas.

Une structure d'onde de choc apparaît clairement pour une pression en réservoir mesurée de 2 bars. Il est à noter que la pression mesurée est une pression relative. Il faut donc la corriger de la pression ambiante pour retrouver les valeurs seuils données par la théorie. Par la suite cette dénomination de pression en réservoir est conservée pour désigner la pression relative mesurée en réservoir. Le contraste de chaque image est ajusté en fonction de la saturation de la caméra. La position des nœuds de Prandtl dans l'écoulement varie en fonction de la pression en réservoir.

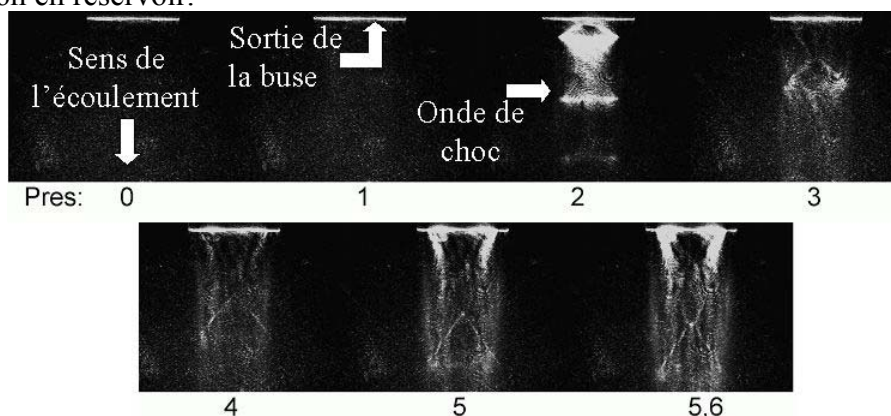


Figure 4-33 : Image de strioscopie pour différentes pressions en réservoir. Structure interne au jet libre avec présence de nœuds de Prandtl.

La présence d'une cible dans l'écoulement le modifie également. La Figure 4-34 illustre la position des ondes de choc dans l'écoulement avec présence d'une cible en fonction

de la distance de travail. La surface de la cible est représentée par le trait en surbrillance en bas de l'image. Les modifications induites par la présence de la cible sont très localisées.

Une onde de choc de surface apparaît sur les images. En amont de celle-ci le jet est supersonique et correspond à l'écoulement sans cible. En aval le jet est subsonique. La distance entre l'onde de choc de surface et la surface de la cible est fixe. Au fur et à mesure de l'éloignement de la buse, l'écoulement en amont de l'onde de surface retrouve toutes les structures internes propres au jet sans cible. Les nœuds de Prandtl émergent de l'onde de surface voir Figure 4-34, 5 et 7 mm.

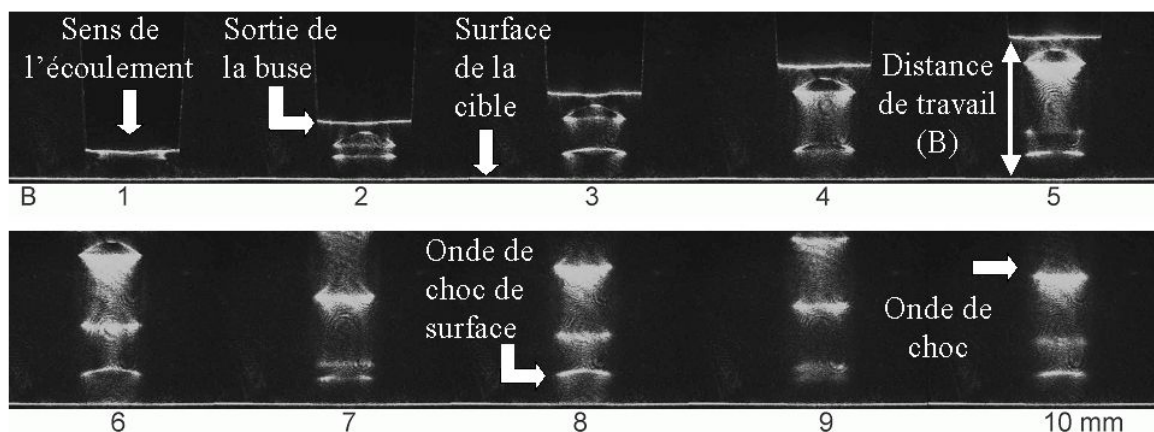


Figure 4-34 : Image de strioscopie pour différentes distances de travail (B) pour une pression en réservoir de 2 bars. Structure interne au jet avec présence de nœuds de Prandtl.

La Figure 4-35 obtenue à l'aide du tube de Pitot représente la pression d'arrêt sur l'axe de la buse en fonction de la distance de travail. Pour des distances correspondant à l'émergence d'un nœud de Prandtl de l'onde de surface, la pression d'arrêt correspondant à cette transition varie fortement avec une amplitude allant jusqu'à 40 %. Par exemple, elle est de 1,8 bars à 3,5 mm et de 3 bars à 4,5 mm pour un gaz de di-oxygène. Donc suivant la distance de travail la pression d'arrêt exercée peut varier considérablement pour une même pression en réservoir et inversement.

La Figure 4-36 illustre la forme générale du champ de pression en régime de nœuds de Prandtl. L'alignement de l'axe de la buse avec le faisceau laser est un réglage sensible qui fait varier la pression d'arrêt au point considéré.

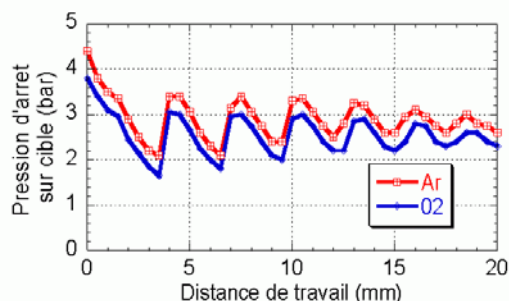


Figure 4-35 : Pression d'arrêt sur l'axe en fonction de la distance de travail pour une pression en réservoir de 3,5 bars.

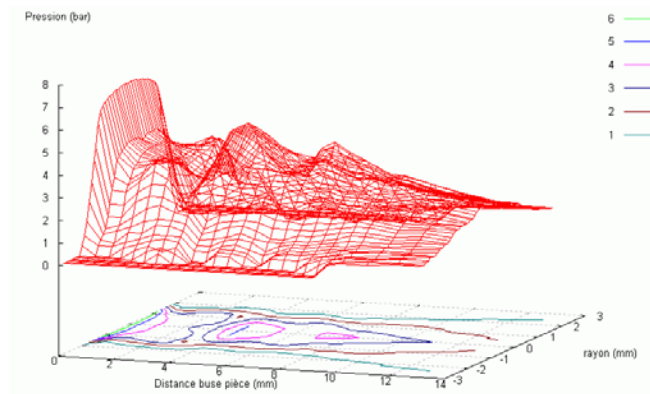


Figure 4-36 : Champ de pression obtenu, à l'aide du tube de Pitot en régime de nœud de Prandtl pour une pression en réservoir de 6,2 bars.

4.3.3.4.2. Ecoulement en régime de disque de Mach

Pour des pressions en réservoir supérieures et avec une buse inadaptée, des ondes de chocs normales apparaissent dans l'écoulement au sommet des nœuds de Prandtl et sont appelées Disque de Mach, voir Figure 4-37.

La Figure 4-38 représente la pression d'arrêt sur cible en régime de disque de Mach. Cette pression varie différemment du régime précédent en fonction de la distance de travail. Derrière un disque de Mach elle est de l'ordre de 1 bar quelle que soit la pression en réservoir. Pour des distances de travail supérieures deux comportements sont possibles :

- la pression augmente puis oscille autour d'une valeur moyenne, voir Figure 4-39 a,
- la pression n'augmente pas et reste de l'ordre de 1 bar, Figure 4-39 b.

De même dans ce régime, l'alignement de l'axe de la buse avec le faisceau laser est un réglage déterminant.

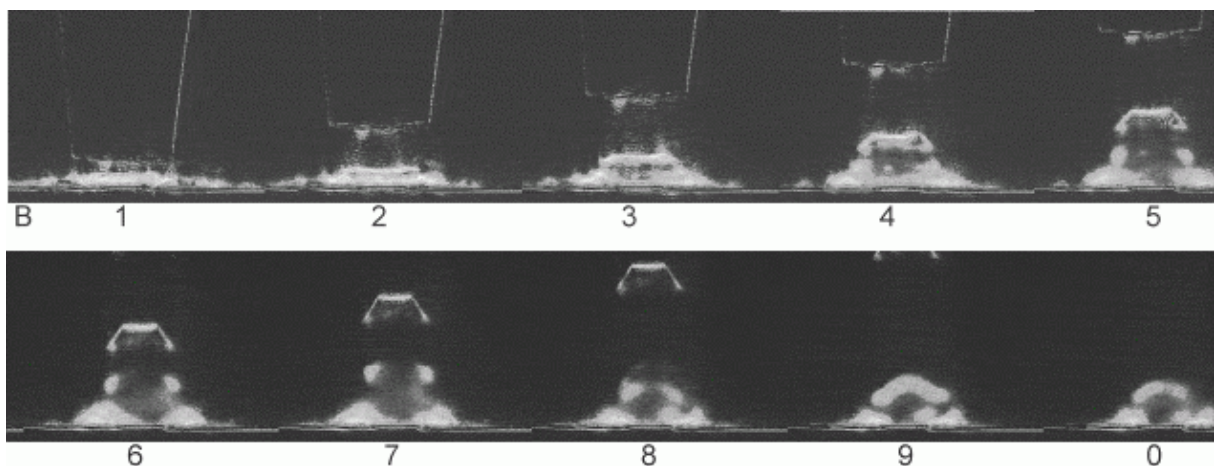


Figure 4-37 : Image de strioscopie pour différentes distances de travail (B) pour une pression en réservoir de 7 bars. Structure interne au jet avec présence de disque de Mach.

La Figure 4-38 représente la pression d'arrêt sur cible en régime de disque de Mach.

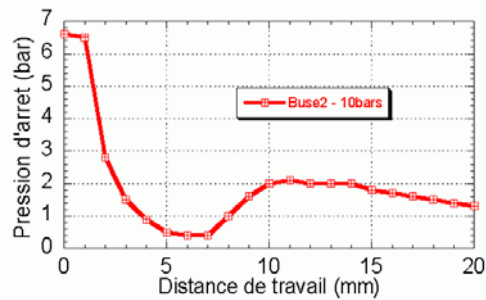


Figure 4-38 : Pression d'arrêt sur l'axe en fonction de la distance de travail pour une pression en réservoir de 5,6 bars.

4.3.3.5. Premières conclusions sur le gaz d'assistance

Par conséquent, pour une buse donnée, les paramètres déterminants pour contrôler l'influence de gaz d'assistance sont la distance buse pièce et la pression en réservoir. Ces deux paramètres déterminent entièrement l'écoulement et la pression d'arrêt sur cible. Le rôle de la pression d'arrêt reste à démontrer. Son rôle précis lors du perçage est abordé dans les chapitres 6 Etude du perçage des cibles de faible épaisseur et 8 Etude des phénomènes hydrodynamiques au cours du perçage.

Toutefois, comme le gaz d'assistance a également pour rôle de protéger les optiques de remontées éventuelles (métal en fusion, fumées,...) la distance de travail la plus grande reste la plus appropriée.

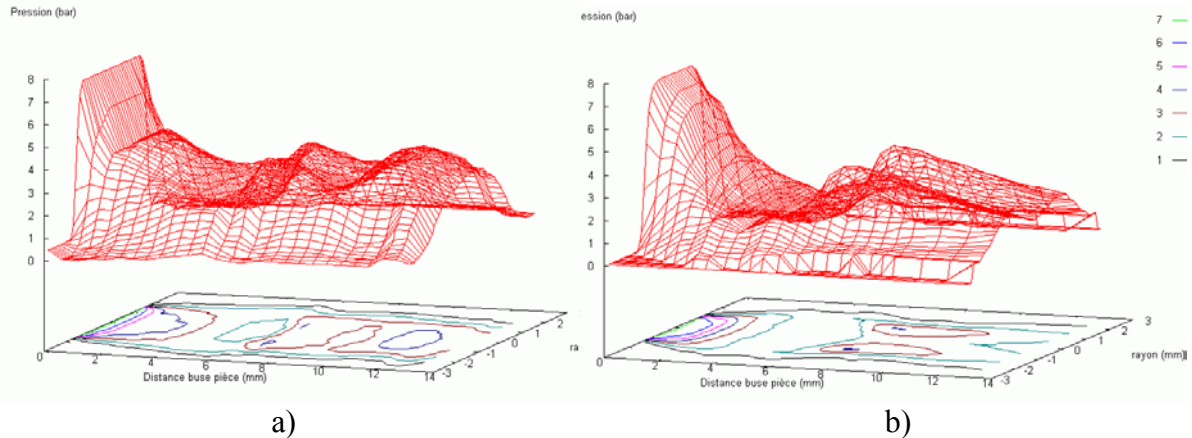


Figure 4-39 : Champ de pression obtenu à l'aide du tube de Pitot en régime de disque de Mach pour 2 buses pour une pression en réservoir de 5,6 bars. Présence de disque de Mach dans l'écoulement.

4.4. Conditions expérimentales standards

De façon générale, afin de simplifier la compréhension des études ultérieures les paramètres expérimentaux utilisés par défaut sont donnés ici :

- la puissance crête est toujours définie,
- la durée d'impulsion est définie par défaut à 1ms.

- la position du plan focal est confondue avec la surface de la cible et constitue la référence en Z ($z=0$).
- le gaz est de l'argon, utilisé comme gaz de couverture ; il n'applique qu'une faible pression à la surface de la cible (B Ar 0bbb).
- Le perçage s'effectue en incidence normale.

4.5. Résumé :

Laser	
Distance focale (f_{foc})	200 mm
Puissance crête ($P_{crête}$)	1 à 18 kW
Durée d'impulsion (τ)	0,5 à 1 ms
Intensité dans le plan focal (I_0)	4 à 22 MW.cm ⁻²
Dispersion en énergie (δ_E)	<1%
Dispersion en temps (δ_τ)	<1%
Rayon au plan focal (R_{f0})	(330±10)µm
Evolution du rayon en profondeur ($R_L(z)$)	$R_{L0} + \frac{z}{f} \times (R_{Lf} - R_{L0})$

Figure 4-40 : Tableau récapitulatif des grandeurs laser.

Photodiode+ sphère intégrante	
Evolution de la tension ($U_v(V)$) avec la puissance crête	$0.4P_{crête}(kW)$

Figure 4-41 : Tableau récapitulatif des photodiodes.

Paramètres par défaut	
Focalisation en surface (z)	0 mm
Distance buse pièce (B)	6 mm
Nature du gaz	Ar
Pression en ligne	3,2 bars
Pression en réservoir (P_{res})	0,8 bar
Pression sur pièce	<0,5 bar
Angle d'incidence par rapport à la normale (θ)	0 rad

Figure 4-42 : Tableau récapitulatif des paramètres par défaut.

Concernant les buses coaxiales, il est primordial de les caractériser spécifiquement pour contrôler la pression d'arrêt exercée sur la surface de la cible. Chaque type de buse a son propre champ de pression en fonction de la pression en réservoir. Les grandeurs sensibles à contrôler sont l'angle de la buse avec l'axe optique ainsi que la distance de travail. L'angle entre l'axe optique et celui de la buse doit être le plus faible possible, voire nul. Ceci permet d'obtenir un champs de pression symétrique par rapport à l'axe optique. La distance de travail peut être plus importante qu'il n'est généralement admis. La Figure 4-43 représente la pression d'arrêt pour les trois natures d'écoulement. En régime de nœuds de Prandtl la

pression d'arrêt exercée sur l'axe est de l'ordre de 3 bars pour une distance de travail comprise entre 8 et 20 mm. Enfin, augmenter la distance de travail permet de protéger plus efficacement les optiques du laser.

L'écoulement du gaz devient supersonique pour une pression en réservoir de 2,05 bars, donc pour une pression relative de 1 bar. Des ondes de chocs peuvent se former à l'intérieur de l'écoulement dès 2,91 bars de pression statique donc 1,91 bars de pression relative.

Gaz		Monoatomique	Diatomique
Critère supersonique	$\frac{P_{res}}{P_{amb}} > \left(\frac{2}{1+\gamma} \right)^{\left(\frac{\gamma}{1-\gamma} \right)}$	2,05	1,89
Critère d'apparition des ondes de choc	$\frac{P_{res}}{P_{amb}} > \left(1 - \frac{1-\gamma^2}{2\gamma} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$	2,91	2,80

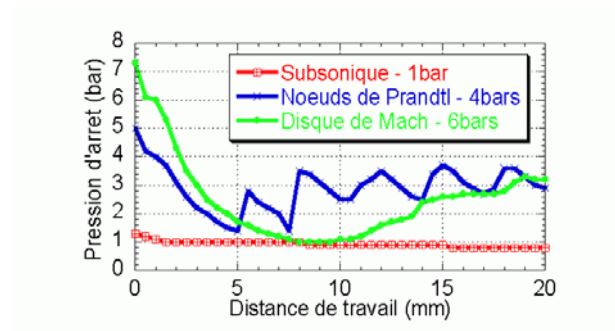


Figure 4-43 : Pression d'arrêt sur cible sur l'axe de la buse pour les trois régimes.

5. Etude du processus d'absorption au cours du perçage

Sommaire

<u>5.1. PROBLEME PHYSIQUE ET ETAT DE L'ART</u>	68
<u>5.2. PROTOCOLE ET MONTAGE EXPERIMENTAL</u>	69
5.2.1. MONTAGE EXPERIMENTAL	69
5.2.2. PROTOCOLE EXPERIMENTAL	70
<u>5.3. RESULTATS ET DISCUSSION</u>	71
5.3.1. REFLECTIVITE	71
5.3.2. DISCUSSION	72
5.3.2.1. PHENOMENES RESPONSABLES DE L' ABSORPTION	72
5.3.2.1.1. Absorption intrinsèque	72
5.3.2.1.2. Plasma	72
5.3.2.1.2.1. Vapeur au-dessus de la région irradiée	72
5.3.2.1.2.2. Zone de transition liquide/vapeur	73
5.3.2.1.3. Réflexions et multi-réflexions	74
5.3.2.2. DESCRIPTION	75
<u>5.4. CONCLUSION ET QUESTIONS OUVERTES</u>	76

5.1. Problème physique et état de l'art

Ce chapitre concerne l'absorption au cours du perçage. L'objet principal est d'estimer le coefficient d'absorption totale du phénomène de perçage par laser. Les coefficients d'absorption généralement admis sont ceux correspondant à une cible dont la surface est polie miroir et l'état est solide. Toutefois, le procédé de perçage par laser est à géométrie évolutive et la matière irradiée n'est plus dans l'état solide.

Le protocole et le montage expérimental utilisés, sont décrits dans une première partie. La méthode de mesure est appliquée au procédé de perçage afin de mesurer le coefficient de réflectivité dans les conditions expérimentales et d'en déduire l'absorption totale. La deuxième partie présente et discute les résultats obtenus pour des perçages mono-impulsion et les phénomènes responsables des variations observées. La grandeur mesurée est la réflectivité au cours du perçage en fonction de la puissance crête. Les mesures montrent que celle-ci tend vers 20 % pour des puissances crêtes élevées, quelle que soit la nature du matériau. Un modèle empirique permet de retrouver les valeurs mesurées. La dernière partie reprend l'ensemble des résultats, à travers un tableau récapitulatif, et conclut sur les différentes considérations du chapitre.

Dans les différentes tables, l'absorptivité est très précisément mesurée pour un matériau solide dont la surface est polie miroir. Toutefois, pour des métaux en fusion celle-ci est difficile à mesurer car au-dessus de la température de vaporisation le matériau commence à s'évaporer. Cette évaporation est responsable d'une augmentation de la longueur de Knudsen [1] et donc de la présence d'atome chaud dans un volume. Il devient alors délicat de la considérer comme une réflexion spéculaire à l'interface.

Malgré tout, déterminer le coefficient d'absorption est une question fondamentale en physique. Cette grandeur fait partie des entrées indispensables aux simulations numériques et aide à la compréhension du phénomène.

Trois effets peuvent être cumulés lors de mesures d'absorptivité effectuées sur des surfaces non préparées.

Le premier est l'absorptivité intrinsèque aux propriétés de la matière (A) qui dépend de son indice optique. Le travail de thèse de C. Mas [38] reprend le modèle de Drude. Ce modèle décrit les électrons comme un gaz de particules classiques à l'intérieur du solide. Cette description combinée aux lois de l'électromagnétisme permet de retrouver les indices optiques complexes du matériau. L'absorptivité intrinsèque est alors décrite par la moyenne des coefficients de Fresnel selon :

$$A = \frac{1}{2}(A_s + A_p) = 1 - \frac{1}{2} \frac{(n^2 + k^2)\cos^2(\theta) - 2n\cos(\theta) + 1}{(n^2 + k^2)\cos^2(\theta) + 2n\cos(\theta) + 1} - \frac{1}{2} \frac{(n^2 + k^2) - 2n\cos(\theta) + \cos^2(\theta)}{(n^2 + k^2) + 2n\cos(\theta) + \cos^2(\theta)}$$

Avec A coefficient d'absorption moyen, A_s et A_p les coefficients d'absorption pour les deux polarisations, n et k les indices optiques complexes du matériau et θ l'angle d'incidence par rapport à la normale de la surface.

Les métaux possédant des indices optiques très supérieurs à 1, cette formule peut être ramenée à :

$$A = \frac{2n(1 + \cos^2(\theta))}{(n^2 + k^2)\cos(\theta)}$$

La Figure 5-1 donne les coefficients de réflectivité (R) de quelques éléments en incidence normale.

	Ag	Au	Cu	Al	Ta	Mg	Pt	Ni	Pd	Fe	W	Co	C
R(%)	99,4	98,6	98,5	94	78	74	73	72	72	65	62	67	27

Figure 5-1 : Tableau des réflectivités de quelques métaux à 1000 nm.

Toutefois dans cette approche, la cible est un matériau de température et de phase constantes. Cette description théorique ne peut être appliquée aux procédés à haut flux tel que le perçage. Au cours du perçage la cible va atteindre une température très supérieure à la température de vaporisation en 50 μ s (voir partie "Etude des phénomènes hydrodynamiques au cours du perçage") entraînant une variation de l'absorption au cours du temps pouvant être due à la présence d'un gaz ionisé ou à l'augmentation de l'absorption intrinsèque. A cela s'ajoute une modification de la géométrie, l'interface liquide/vapeur s'enfonce dans la matière ; cette déformation géométrique de l'interface peut être la cause de multi-réflexions.

Le second effet est une absorption de l'énergie laser par la vapeur métallique ionisée. Dans le cas de gaz ionisés traversés par une onde électromagnétique, ceux-ci peuvent se comporter comme des milieux fortement absorbants voire réfléchissants (absorption par Bremsstrahlung Inverse [44]).

Le troisième est un effet géométrique qui modifie la mesure. Il dépend de la planéité de la surface irradiée. En effet, la mesure est effectuée sur une surface et non en un point. Si cette surface est polie miroir, la mesure n'est pas affectée par cet effet, la réflexion est spéculaire et ne subit pas de diffusion. Si la surface est rugueuse la mesure est diminuée par des effets de multi-réflexions et de diffusions.

Mesurer l'absorptivité au cours du perçage nécessite donc de prendre en compte ces trois phénomènes. C'est pourquoi les mesures de ce chapitre sont réalisées de façon globale sur des perçages débouchants, en considérant l'ensemble des phénomènes. Le but est de déterminer l'énergie fournie au système pour percer.

5.2. Protocole et montage expérimental

5.2.1. Montage expérimental

Pour suivre la variation temporelle, la sphère intégrante calibrée est utilisée, voir Figure 5-2. Pour récupérer la réflexion spéculaire sans modifier le coefficient d'absorption, la cible est inclinée à 30°. Cette méthode ne nécessite pas de préparation d'échantillons. La surface irradiée devient liquide quel que soit l'état de surface initial. Au cours du perçage, les parois sont recouvertes de matière liquide.

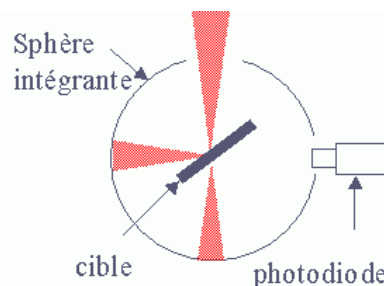


Figure 5-2 : Montage expérimental pièce inclinée à 30°.

5.2.2. Protocole expérimental

Les mesures réalisées dans cette partie utilisent de façon ingénieuse le procédé de perçage par laser pour contourner quelques difficultés concernant l'étalon. Il faut suivre deux impératifs.

Premièrement, l'étalonnage de la sphère intégrante doit être fait avec une cible placée à l'intérieur. En effet, la présence d'un corps absorbant à l'intérieur de la sphère modifie la mesure et donc son absence fausse la mesure étalon. Pour être exactement dans les conditions expérimentales de prise de mesure, l'idéal est de réaliser cet étalon pendant la mesure (même impulsion laser, même configuration expérimentale, même échantillon).

Deuxièmement, l'idée est de mesurer l'absorption du système. Vu les déformations géométriques de l'interface, à considérer, il faut s'affranchir d'une éventuelle réflexion sur les parois lors de l'enfoncement pour ne mesurer que l'absorption sur le fond de la cavité. En conséquence, les éprouvettes doivent être d'une épaisseur suffisamment faible. Dans le chapitre 7 Etude de la transmission du rayonnement à travers un perçage débouchant, il est montré qu'une cible de 1 mm d'épaisseur transmet sans réflexion sur les parois, plus de 95% de la puissance incidente.

Cette configuration permet alors de considérer qu'après chaque ouverture du perçage, la transmission est totale et donc qu'il est possible de réaliser un étalonnage propre à chaque expérience. De cette façon, l'étalonnage tient compte des modifications subies par la sphère intégrante au fur et à mesure des perçages.

Les signaux enregistrés sont typiquement de la forme représentée sur la Figure 5-3. La courbe en rouge représente le signal normalisé en cavité laser et donc le profil temporel de l'impulsion laser, celle en bleu le signal de la photodiode de la sphère normalisée.

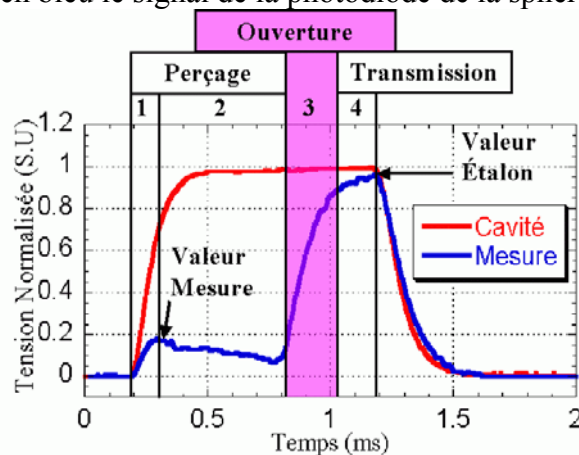


Figure 5-3 : Forme des signaux normalisés définition de la mesure.

La courbe Mesure peut être découpée en quatre parties, voir Figure 5-3. Dans la première partie (1), en même temps que le signal Cavité, le signal Mesure croît pour atteindre un maximum de 0,19. La réflectivité est définie dans ce cas par le rapport de la valeur des deux signaux à cet instant. Physiquement, le laser est partiellement absorbé par la cible, et le système photodiode-sphère intégrante n'enregistre que la réflexion. La matière s'échauffe, se liquéfie et commence à se vaporiser.

Dans la deuxième partie (2), le signal Mesure décroît de 0,17 par ms en raison de l'enfoncement de la surface irradiée dans l'échantillon. L'écart entre la valeur du maximum et

la valeur correspondant au plateau de l'impulsion est de 0,03. Cet écart est faible devant l'incertitude de la mesure et sa valeur. En conséquence, la mesure est prise sur le premier maximum de la courbe pour maximiser la réflectivité au cours du perçage.

Dans la troisième partie (3), le signal remonte jusqu'à 0,9. Ce qui correspond à l'ouverture du perçage et à la transmission du rayonnement à travers la cavité.

Enfin dans la dernière partie (4), le système photodiode-sphère intégrante enregistre, cette fois-ci, la transmission. L'étalon est alors pris sur le second maximum situé après le perçage. La réflectivité est donc donnée par le rapport des deux maxima.

Les matériaux étudiés sont un acier XES (Fe, C 0,05%), un aluminium 6016 (Al, Mg 1%), une base cobalt KCN22W (Co 38%, Cr 22%, Ni 22%, W 15%) et un monocristal de Nickel AM1 (Ni 63,8%, Cr 7,8%, Ta 7,9%, Co 6,5%, W 5,7%, Al 5,2%).

L'étude statistique est faite pour chaque matériau sur un échantillon d'un perçage, pour des puissances crêtes de 1 à 18 kW par pas de 1 kW. Chaque perçage est réalisé à l'aide d'une impulsion. Les recoupements sont faits entre les puissances crêtes pour un même matériau.

5.3. Résultats et discussion

5.3.1. Réflectivité

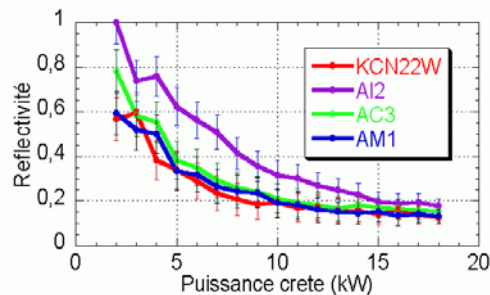


Figure 5-4 : Réflectivité en fonction de la puissance crête.

La Figure 5-4 présente les courbes de réflectivité en fonction de la puissance crête pour plusieurs matériaux.

Elles présentent des variations de réflectivité pour les faibles puissances crêtes, 3 et 4 kW. Ces variations sont dues aux changements d'état du matériau. La surface irradiée est à l'état brut ; sa réflectivité est inférieure ou égale à la réflectivité d'une cible solide polie à 1 μ m. En augmentant la puissance crête des impulsions, la surface fond et son état de surface devient équivalent à celui d'un poli miroir. Le coefficient de réflexion augmente et la mesure obtenue donne la valeur intrinsèque, aux incertitudes près.

En continuant d'augmenter la puissance crête des impulsions, les courbes continuent de décroître pour tous les matériaux jusqu'à atteindre des valeurs de réflectivité comprises entre 0,15 et 0,2 pour 18 kW, quelle que soit la nature de la cible.

Ces valeurs sont très faibles comparées aux valeurs théoriques connues, voir Figure 5-1. Toutefois elles recoupent les valeurs de réflectivité de tous les matériaux étudiés à faible flux (2 kW) ainsi que les valeurs mesurées en régime de soudage par Rémy Fabbro et Sonia Slimani [45]. Au vu des configurations optiques, les mesures de cet article sont à comparer avec les valeurs trouvées pour 6 et 8 kW sur de l'acier. Fabbro mesure une réflectivité de 20 à 40 %.

5.3.2. Discussion

5.3.2.1. Phénomènes responsables de l'absorption

Ces valeurs de réflectivité sont très faibles par rapport à celles attendues. Il faut donc chercher les raisons possibles à de telles valeurs. Reprenons les quatre phénomènes possibles.

5.3.2.1.1. Absorption intrinsèque

L'absorption intrinsèque est fonction de la température et donc de la puissance crête. Elle peut être responsable d'une part de la chute globale de la réflectivité. Mais la variation est trop importante pour être considérée comme la seule explication possible. En effet, d'après Dausinger et al le changement de phase engendre une variation de l'ordre de 5% pour du Fer, [17]. Alors que dans le cas présent, la réflectivité chute de 50 % pour une augmentation de 6 kW de la puissance crête. Il est certain que ce phénomène participe à l'augmentation de l'absorption mais ne peut être l'effet dominant.

5.3.2.1.2. Plasma

Enfin, la part d'absorption due au plasma est la contribution la plus délicate, car des trois phénomènes, celui-ci représente une perte qui est à considérer sur deux échelles.

En effet, le gaz peut être présent sur des distances traversées par le faisceau, relativement importantes. Si l'absorption a lieu au cours de la traversée du gaz, l'énergie apportée par le laser est perdue pour le procédé.

5.3.2.1.2.1. Vapeur au-dessus de la région irradiée

A. Marhle et al [46] ont repris dans leur article l'équation de Eggert-Saha pour calculer le coefficient d'absorption linéique en fonction de la température. Il y est montré que les coefficients d'absorption du plasma sont faibles à la longueur d'onde YAG pour des températures inférieures 10000 K, voir Figure 5-5.

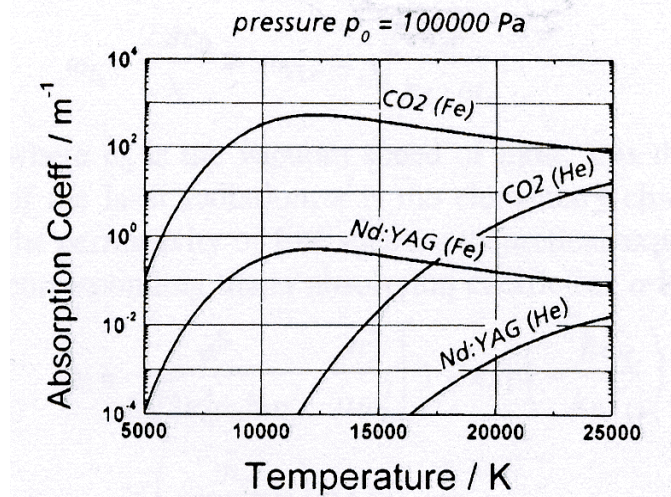


Figure 5-5 : Figures tirées de l'article de A. Marhle et al, illustrant le coefficient d'absorption linéique à la longueur d'onde Nd:YAG.

En reprenant la loi expérimentale de Beer-Lambert Bouguer :

$$\frac{I_1}{I_0} = e^{-\alpha \Delta X}$$

avec $\frac{I_1}{I_0}$ rapport des intensités, α coefficient linéique d'absorption (m) et ΔX l'épaisseur traversée (m).

En considérant une diminution d'intensité de 1% et pour un coefficient d'absorption linéique de $0,1 \text{ m}^{-1}$, l'épaisseur traversée correspondante est de 0,1 m. Ces échelles ne peuvent être prises en considération dans notre cas. En effet, la vapeur métallique est chaude et sous pression aux abords de la zone irradiée et à l'intérieur du perçage. En dehors de cette zone de quelques centimètres, tout au plus, la vapeur se détend et se refroidit. Ces phénomènes la rendent moins absorbante. C'est pourquoi, ce phénomène macroscopique d'absorption par le gaz ionisé est faible.

5.3.2.1.2.2. Zone de transition liquide/vapeur

Plus localement, la vapeur métallique près de l'interface liquide-vapeur renferme des variations de densité et de température qui sont importantes. Dans cette zone il est difficile de se prononcer sur son épaisseur L , la valeur du coefficient d'absorption et sur le coefficient d'échange thermique avec la phase liquide.

La clé du problème est d'estimer la distance L sur la Figure 5-6, et la vitesse de la matière dans ce domaine. Ce domaine est dit "noir" car il est le siège de l'absorption. Il est nécessaire d'envisager les deux phénomènes responsables d'une perte d'intensité dans cette zone. La contribution de ces deux effets dépend de la distance L .

L'absorption le long du profil de densité électronique entre la vapeur et la densité critique proche du liquide. La densité électronique n'atteint pas la densité critique avant le domaine liquide d'après [4]. Toutefois un gradient existe entre la densité électronique du gaz et celle du liquide. La part d'absorption due à ce phénomène est fonction de la distance à considérer.

La diffusion de la matière évaporée. La matière dans ce domaine n'a pas de phase déterminée. Il est composé de matière gazeuse et de micro-gouttelettes liquides. De plus, ce domaine peut être une région de surfusion, d'après les travaux de Labuntsov [47]. Un faisceau laser traversant cette matière serait diffusée augmentant la surface irradiée en fonction de la distance L considérée.

Expérimentalement, deux observations peuvent être faites. Premièrement, dans la configuration expérimentale, la surface des cibles est inclinée de 30° . En conséquence, lors de l'enfoncement de l'interface, la détente de la vapeur métallique se redresse sur l'axe optique faisant varier l'épaisseur de matière traversée. Cette variation serait responsable d'une chute de signal en fonction du gradient de densité et de la longueur L , lors de l'enfoncement. Or, la variation du signal observée n'est pas significative, 0,17 par ms. Deuxièmement, les diamètres des perçages sont constants en fonction de l'épaisseur pour une même impulsion de puissance crête supérieure à 5 kW, voir le chapitre 9 Etude de l'évolution de la géométrie des perçages. Une augmentation de la puissance absorbée par le panache de vapeur engendrerait une diminution de la puissance déposée. En conséquence le diamètre du perçage diminuerait puisque celui-ci varie linéairement avec la puissance crête.

L'ensemble de ces observations expérimentales laisse à supposer que cette distance L est faible. Dans tous les cas, le peu de données disponibles ne permet pas de trancher clairement sur l'importance de l'absorption induite par ce domaine.

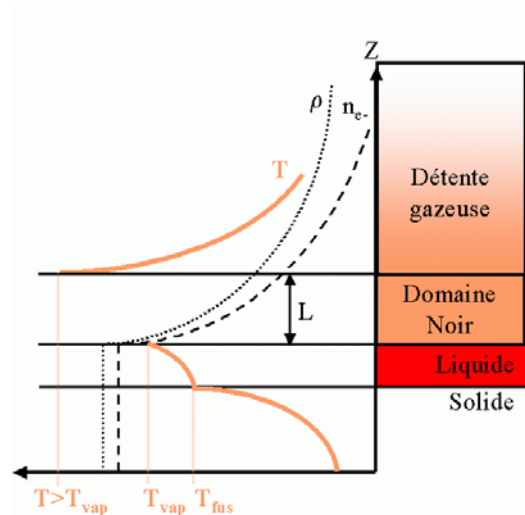


Figure 5-6 : Schéma de principe des zones à considérer dans la détente du gaz. T est la température, ρ la masse volumique, n_e la densité de porteurs.

5.3.2.1.3. Réflexions et multi-réflexions

La configuration géométrique doit être considérée sur deux échelles. Une échelle macroscopique sur les profils de fond de perçages, et une échelle microscopique au niveau de l'interface liquide-vapeur.

Au niveau microscopique l'interface gaz-liquide est mise en mouvement et subit une accélération, Celle-ci engendre une force opposée sur l'interface. Lorsqu'un fluide léger (vapeur) est présent sur un fluide lourd (liquide), le gradient de densité est en sens opposé à la force exercée par l'accélération, voir Figure 5-7.

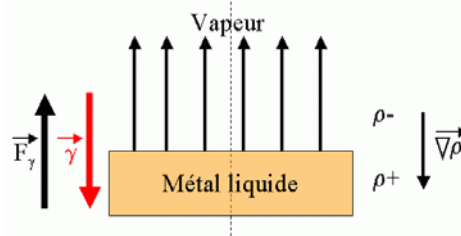


Figure 5-7 : Schéma de principe d'une configuration favorable au développement d'instabilité Rayleigh Taylor.

Cette configuration est propice au développement d'instabilités de type Rayleigh-Taylor. Si ces instabilités illustrées par la Figure 5-8, se développent, la surface gaz-liquide ne peut plus être considérée comme plane. L'ensemble du faisceau est piégé géométriquement dans des canaux et subit alors plusieurs réflexions.

Toutefois, cette configuration ne dure que le temps d'installation du régime stationnaire. Une fois celui-ci établi la force appliquée par l'accélération est supprimée et les instabilités se rétractent. De plus une force opposée est exercée par l'évaporation du gaz, celle-ci est à comparer à celle de l'accélération. En conséquence, ce phénomène est probable en début de perçage.

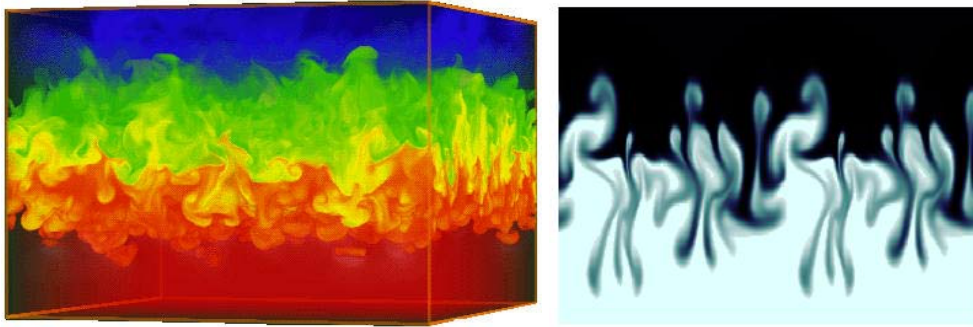


Figure 5-8 : Illustration d'instabilités Rayleigh Taylor.

Simulation 3D d'instabilités RT (Los Alamos Nationale Institute)

Simulation 2D fluide lourd sur fluide léger dans un champ de pesanteur [48].

Au niveau macroscopique, il est nécessaire de connaître le profil des perçages pour justifier de l'existence d'un phénomène de multi-réflexions à cette échelle. Dans le chapitre 8 Etude des phénomènes hydrodynamiques au cours du perçage, il est montré que :

- Le diamètre des perçages est supérieur au diamètre du faisceau laser à une profondeur de 1 mm. En conséquence, une réflexion partielle sur les parois est impossible à cette profondeur. Le phénomène de multi-réflexions ne peut donc avoir lieu qu'au fond du perçage.
- Deux types de profils distincts peuvent être obtenus. Le premier est conique et est appelé : profil en V. Le second a un fond incurvé et est appelé : profil en U. Les deux géométries à considérer amènent à la conclusion que le phénomène de multi-réflexions est évident au fond du perçage.

5.3.2.2. Description

Au regard de la décroissance des courbes expérimentales en fonction de la puissance crête pour les différents matériaux, il est facile de constater que la réflectivité décroît de façon inversement proportionnelle à la puissance crête.

Pour les basses puissances le coefficient doit être égal au coefficient d'une cible solide polie à 1 μ m. En supposant la continuité de la réflectivité au point de changement de phase, il est possible de définir une courbe de réflectivité:

$$R = \text{Min}(R_0, R_i) \text{ avec } R_0 = \text{cst} \text{ et } \frac{R_i}{R_l} = \frac{P_l}{P_i}$$

Où R_0 est le coefficient de réflectivité d'un poli à 1 μ m, R_i et P_i sont les coordonnées d'un point de la courbe correspondante. R_l et P_l sont les coordonnées d'un point cherché.

Il apparaît que ce modèle trivial, nécessitant deux points de mesure, décrit 'au rasoir' les courbes obtenues. La réflectivité est donc une fonction linéaire de $\frac{1}{P_{\text{crête}}}$

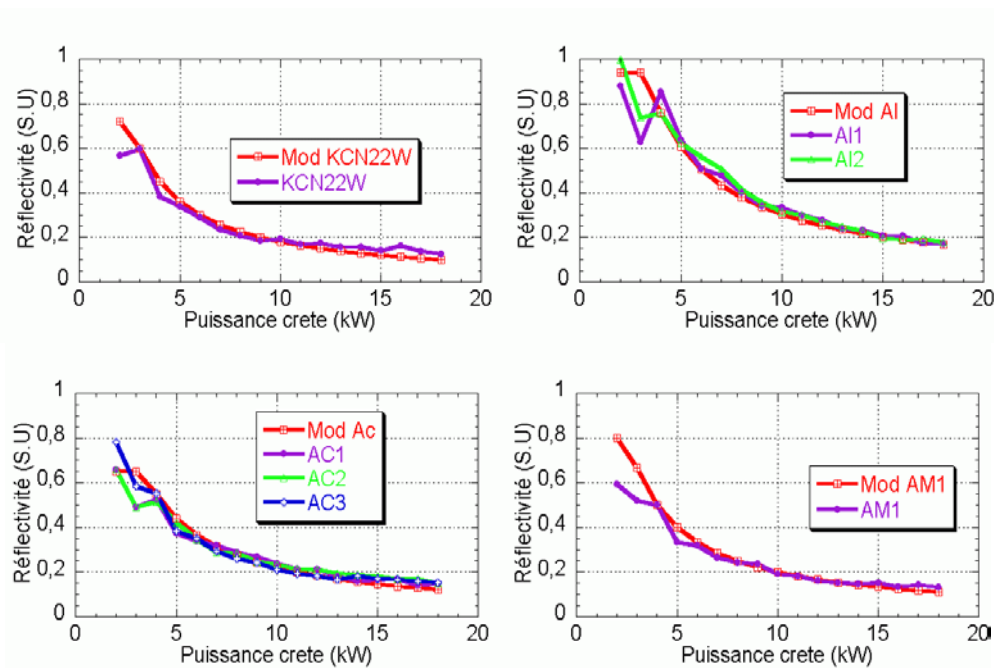


Figure 5-9 : Comparaison des valeurs du modèle avec les valeurs expérimentales.

La Figure 5-10 regroupe les courbes du modèle pour différents matériaux.

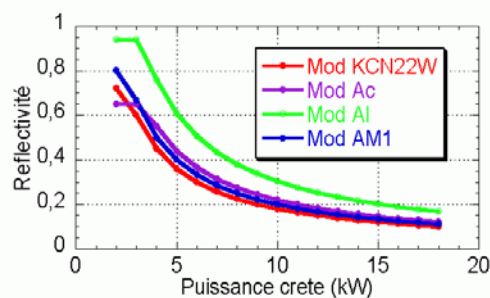


Figure 5-10 : Réflectivité donnée par le modèle pour 4 matériaux.

5.4. Conclusion et questions ouvertes

Ces mesures ont permis de quantifier pour la première fois l'énergie transmise au système pour engendrer le phénomène de perçage. La Figure 5-11 résume les principaux résultats. La réflectivité globale d'un perçage est comprise entre 0,15 et 0,2 pour une puissance crête supérieure à 15 kW quelle que soit la nature de la matière irradiée. Une constatation expérimentale permet de retrouver ces valeurs en considérant une réflectivité linéaire en fonction de $1/P_{\text{crête}}$. Une discussion sur les différents phénomènes responsables de l'absorption permet de les classer par ordre de probabilité.

Toutefois ces mesures ne permettent pas de conclure sur la part exacte de chaque phénomène dans la chute de réflectivité. La question de la transparence de la vapeur métallique est délicate, il est à considérer que celle-ci subit des variations de densité et de température, importantes près de l'interface liquide-vapeur. Dans cette zone absorbante appelée "domaine noir", il est difficile de se prononcer sur la valeur du coefficient d'absorption et d'échange thermique avec la phase liquide. Néanmoins, le phénomène de multi-réflexions au fond du perçage, explique physiquement les valeurs expérimentales très élevées du coefficient d'absorption. Devant la simplicité de cette considération et les géométries des perçages, cette hypothèse est retenue préférentiellement.

Réfectivité globale du perçage	
Réfectivité en fonction de la puissance crête	$R = \text{Min}(R_0, R_i)$ avec $R_0 = \text{Cst}$ et $\frac{R_i}{R_l} = \frac{P_l}{P_i}$
Réfectivité à haut flux pour des métaux	$0.15 < R < 0.2$
Classement des phénomènes d'absorption par ordre décroissant de probabilité	Multi-réflexions macroscopiques
	Développement d'instabilités Rayleigh-Taylor
	Vapeur métallique (plasma) à courte distance
	Dépendance de l'Absorption intrinsèque avec la température

Figure 5-11 : Tableau récapitulatif.

6. Etude du perçage des cibles de faible épaisseur

Sommaire

<u>6.1. PROBLEME PHYSIQUE ET ETAT DE L'ART</u>	<u>80</u>
<u>6.2. PROTOCOLE ET MONTAGE EXPERIMENTAL</u>	<u>80</u>
6.2.1. PROTOCOLE EXPERIMENTAL	80
6.2.2. MONTAGE EXPERIMENTAL.....	81
<u>6.3. RESULTATS ET DISCUSSIONS</u>	<u>81</u>
6.3.1. GAZ D'ASSISTANCE	81
6.3.1.1. GAZ D'ASSISTANCE PASSIF : N ₂	81
6.3.1.2. GAZ D'ASSISTANCE ACTIF : O ₂	82
6.3.1.3. DISCUSSION : ACTIF OU PASSIF	83
6.3.2. GAZ D'ASSISTANCE OU GAZ DE COUVERTURE.....	84
<u>6.4. CONCLUSION ET QUESTIONS OUVERTES</u>	<u>85</u>

6.1. Problème physique et état de l'art

Ce chapitre concerne le perçage débouchant d'une cible métallique d'épaisseur de 0,9 mm. L'objectif principal est de mettre en évidence le rôle du gaz d'assistance au cours du perçage.

Comme il est précisé dans le chapitre 4 Paramètres du procédé & caractérisation des outils, l'influence du gaz est un point obscur dans la dynamique du perçage. Son utilisation est héritée de la découpe et pourtant ces deux procédés sont très différents.

Le perçage percussionnel est un procédé à géométrie semi-confinée c'est-à-dire qu'il est non débouchant pendant la majeure partie de l'interaction laser-matière. Au moment où il devient débouchant l'interaction s'arrête. Dans une configuration de découpe, la saignée est débouchante, l'utilisation du gaz se comprend facilement dans cette configuration. La pression d'arrêt exercée par le gaz d'assistance engendre un mouvement convectif qui par friction entraîne le bain liquide à travers la face arrière de la cible.

Mais dans le cas d'un perçage effectué avec une impulsion, quel pourrait être l'effet du gaz sur un perçage non débouchant, dans un premier temps, qui deviendrait par la suite débouchant en fin de perçage ? Il est clair qu'au moment où le perçage débouche, la configuration de la découpe est retrouvée. Et dans ce cas le gaz n'aurait un rôle à jouer qu'en fin de perçage.

Le protocole et le montage expérimental sont décrits dans une première partie. Les conditions opératoires ainsi que l'ensemble statistique considéré sont décrits en détails. La deuxième partie présente et discute les résultats obtenus pour des perçages mono-impulsion. Les grandeurs observées sont les diamètres d'entrée, de sortie et la vitesse de perçage. Une évolution des diamètres de sortie est observée en fonction de la puissance crête. L'emploi du gaz ne paraît plus justifié pour des perçages réalisés à plus de 12 kW de puissance crête. La nature du gaz quant à elle, peut dégrader la qualité des perçages obtenus. Enfin, les vitesses de perçage sont comparées au modèle de Semak et Matsunawa. La dernière partie reprend l'ensemble des résultats, à travers un tableau récapitulatif, et conclut sur les différentes considérations du chapitre.

L'état de l'art sur la question est principalement résumé dans les travaux de D. K. Y. Low et al [28]. Dans cet article, Low considère que le gaz de di-oxygène pénètre à l'intérieur du perçage pour produire une réaction exothermique au contact avec la vapeur métallique réalisant un apport d'énergie au procédé, exactement comme dans une configuration de découpe. Il reprend le modèle Semak et Matsunawa [39] pour introduire la contribution des réactions chimiques dans le bilan de puissance.

6.2. Protocole et montage expérimental

6.2.1. Protocole expérimental

Les grandeurs observées et utilisées pour cette étude sont la vitesse de perçage et les diamètres d'entrée et de sortie des perçages.

L'effet du gaz sur les perçages est mis en évidence par deux comparaisons. La première consiste à observer les différences de géométrie externe obtenues avec un gaz d'assistance passif (di-azote) et un actif (di-oxygène) par des moyens optiques post-procédés. Ces deux gaz exercent une pression d'arrêt sur la surface de la cible. La seconde consiste à

mesurer les diamètres d'entrée et de sortie ainsi que les vitesses de perçage obtenues avec un gaz d'assistance et un gaz de couverture. Ce dernier n'exerce qu'une faible pression sur la surface de la cible.

L'étude statistique est faite sur un échantillon de 30 perçages, pour des puissances crêtes de 5 à 18 kW ($P_{\text{crête}}$), et des durées d'impulsions de 0,5 ou 1 ms (τ), pour des pressions de 0 à 6 bars en réservoir (P_{res}). Chaque perçage est percé en une impulsion. Les cibles sont des bases Cobalt KCN22W d'épaisseur 0,9 mm et les perçages sont débouchants.

6.2.2. Montage expérimental

L'étude est réalisée au moyen de deux photodiodes. La Figure 6-1 représente une vue schématique du montage expérimental.

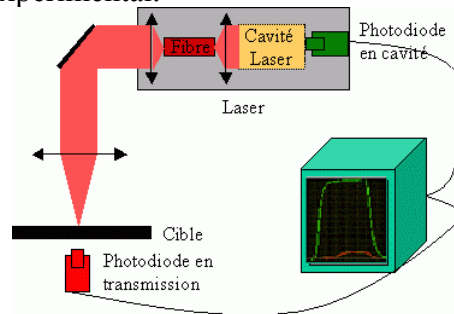


Figure 6-1 : Schéma du montage expérimental.

La vitesse de perçage est calculée en divisant l'épaisseur (e) de la cible par le retard entre les deux signaux des photodiodes cavité et transmission ($\Delta\tau$), voir Figure 6-2.

$$V_d = \frac{e}{\Delta\tau}$$

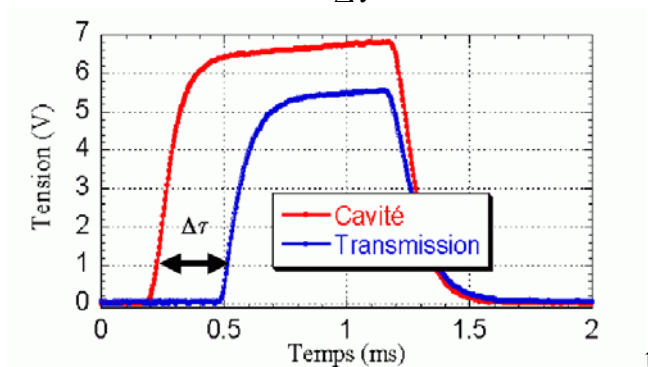


Figure 6-2 : Forme des signaux collectés.

Les diamètres sont observés et mesurés par des moyens optiques.

6.3. Résultats et discussions

6.3.1. Gaz d'assistance

6.3.1.1. Gaz d'assistance passif : N_2

La Figure 6-3 fait correspondre les faces d'entrée et de sortie des perçages obtenus en fonction de deux paramètres laser, puissance crête et durée d'impulsion sous N_2 .

Il apparaît que le diamètre d'entrée est indépendant de la durée d'impulsion, voir Figure 6-3 b,c) et d,e). Ce diamètre atteint sa dimension pour des temps plus courts que 0,5 ms. Les perçages de durée d'impulsion 1 ms montrent que le diamètre d'entrée augmente avec la puissance crête. Ces deux points sont discutés plus précisément dans la partie Profil des perçages.

Le diamètre de sortie est fonction de la durée d'impulsion, Figure 6-3 b et c) et d et e). En toute logique, percer une cible d'une épaisseur donnée nécessite de pratiquer un perçage dont la profondeur équivalente en pleine masse soit supérieure à l'épaisseur de la cible. Comme le perçage pratiqué ici est débouchant, il faut considérer un temps d'ouverture qui s'ajoute au temps de perçage. L'épaisseur finie des cibles représente une discontinuité brutale. En reprenant la forme des signaux collectés sur la Figure 6-2, il apparaît que ce temps est de l'ordre de 0,3 ms sur le signal de la photodiode de Transmission. Le diamètre de sortie est toujours plus petit que le diamètre d'entrée et augmente avec la puissance crête.

P(kW)	5	10	10	13	13	16	18
τ (ms)	1	0,5	1	0,5	1	1	1
Entrée							
Sortie							
	a)	b)	c)	d)	e)	f)	g)

Figure 6-3 : Influence de la puissance crête et de la durée d'impulsion sur le diamètre des perçages sous gaz d'assistance : azote à 4 bars.

6.3.1.2. Gaz d'assistance actif : O₂

La Figure 6-4 illustre l'effet de la pression d'un gaz d'assistance d'oxygène sur la géométrie des perçages. Le perçage à 0 bar, Figure 6-4 a), est obtenu sans l'utilisation de la buse coaxiale. La sécurité des lentilles est assurée par un cross jet. Dans ce cas l'environnement gazeux est enrichi en oxygène.

P _{res} (bar)	0	1	2	3	4	5	6
Entrée							
Sortie							
	a)	b)	c)	d)	e)	f)	g)

Figure 6-4 : Influence de la pression d'oxygène pour 16 kW de puissance crête et 1 ms de durée d'impulsion.

Le diamètre d'entrée augmente avec la pression. L'oxygène en présence d'acier chaud réalise une réaction chimique exothermique, qui apporte une énergie supplémentaire en surface et élargit le diamètre par diffusion radiale.

Le diamètre de sortie augmente également avec la pression d'oxygène. La quantité de matière resolidifiée en sortie diminue avec l'augmentation de la pression, ce qui augmente le diamètre de sortie. L'effet mis en évidence ici, est une augmentation de l'efficacité d'évacuation de la matière liquide par le gaz lors de l'ouverture du perçage.

6.3.1.3. Discussion : actif ou passif

L'effet du di-oxygène décrit précédemment est particulièrement localisé sur les diamètres d'entrée.

Comparons maintenant les vitesses de perçage et les diamètres de sortie en fonction de la puissance crête, voir Figure 6-5. Les courbes rouge et bleue sont respectivement obtenues sous di-oxygène et di-azote, à pression constante, 4 bars en réservoir.

Il apparaît que la vitesse de perçage est indépendante de la nature du gaz utilisé, Figure 6-5 a). Les diamètres de sortie, quant à eux, sont sensiblement plus petits pour des perçages réalisés sous di-oxygène, 20 à 25% en moyenne, Figure 6-5 b).

La stabilité des vitesses de perçage en fonction de la nature du gaz d'assistance permet de conclure que celui-ci ne pénètre pas à l'intérieur du perçage avant qu'il ne soit débouchant.

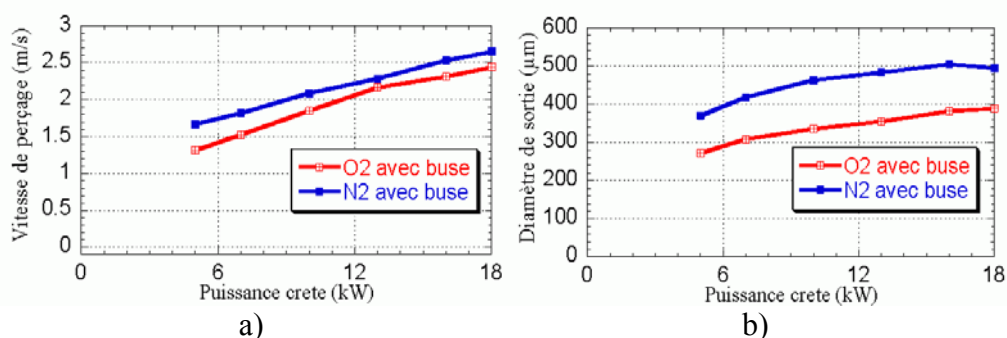


Figure 6-5 : Vitesse de perçage et diamètre de sortie en fonction de la puissance crête.

Enfin, sur la Figure 6-3 et la Figure 6-4, il est à noter la présence de plusieurs gouttelettes de tailles différentes, disposées de manières symétriques en fonction de leur nombre. Le nombre de gouttes n'est pas constant à iso-paramètres. Sur la Figure 6-4 a), pour 0 bar, sans pression en surface, les gouttelettes sont absentes. Elles semblent indépendantes de la puissance crête, mais sont très sensibles à la présence d'un gaz d'assistance.

Les instabilités de Kelvin-Helmoltz se développent lorsqu'un gaz glisse sur un liquide visqueux. L'utilisation d'un gaz d'assistance en écoulement supersonique crée une onde de choc en surface comme il est montré dans le chapitre 4 Paramètres du procédé & caractérisation des outils. La présence de cette onde de choc perturbe l'écoulement de la vapeur métallique ce qui modifie la pression de vapeur exercée dans la cavité. Ces perturbations de pression statique engendrent des fluctuations du bain liquide. La moindre oscillation du liquide est amplifiée par l'entraînement du gaz. Cette configuration développe de petites vagues qui apparaissent en fin de perçage comme des gouttelettes resolidifiées. Leur disposition symétrique en fonction de leur nombre sur la périphérie du diamètre de sortie peut être justifiée par une excitation des modes du système constitué par la couche liquide.

En comparant les diamètres de sortie Figure 6-3 f) et Figure 6-4 e) réalisés à mêmes paramètres, il apparaît que le liquide est moins présent dans le cas d'un gaz d'assistance passif. L'hypothèse mise en avant ici, est qu'au contact du di-oxygène les propriétés physiques de la couche liquide sont modifiées et sa viscosité augmente. En conséquence celle-ci est évacuée plus difficilement. Les tailles des gouttelettes, présentes sur ces deux images,

laissent également supposer que la viscosité a augmenté. En effet, une viscosité supérieure freine le développement des instabilités de type Kelvin-Helmoltz.

6.3.2. Gaz d'assistance ou Gaz de couverture

Au vu des résultats sur l'influence des gaz d'assistance de natures différentes une question se pose sur son utilité dans le procédé.

Comme il en a été question au début de cette partie, l'utilité du gaz est directement compréhensible lors de l'ouverture du perçage. La pression d'arrêt, engendrée sur la surface, est la source d'un mouvement convectif qui éjecte le bain liquide par la face arrière. Lors de l'ouverture du perçage la matière liquide change de sens d'éjection, ce point est discuté dans le chapitre 8 Etude des phénomènes hydrodynamiques au cours du perçage.

La Figure 6-6 représente les vitesses de perçage avec et sans gaz d'assistance en fonction de la puissance crête. Dans ces expérimentations le gaz neutre employé est de l'argon. Il apparaît que la vitesse de perçage est indépendante de l'utilisation d'un gaz d'assistance.

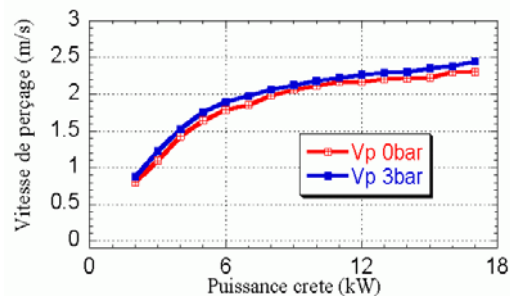


Figure 6-6 : Vitesse de perçage en fonction de la puissance crête pour des perçages réalisés Avec et Sans gaz d'assistance.

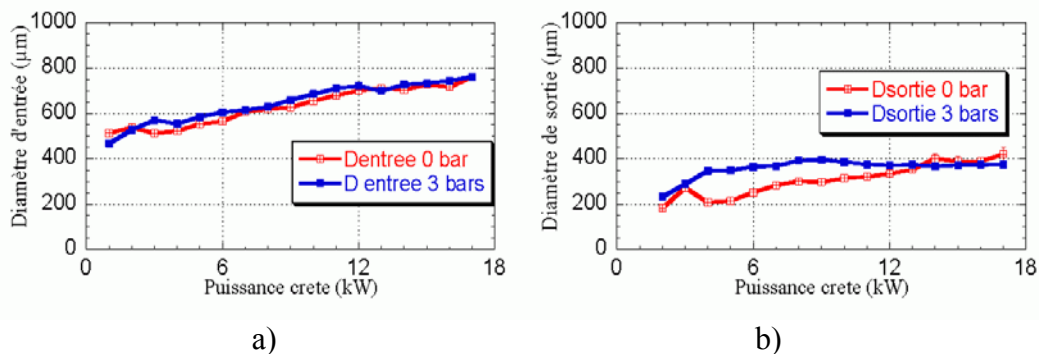


Figure 6-7 : Diamètre d'entrée et de sortie des perçages en fonction de la puissance réalisés Avec et Sans gaz d'assistance.

La Figure 6-7 représente l'évolution des diamètres d'entrée (a) et de sortie (b) en fonction de la puissance crête avec et sans l'utilisation d'un gaz d'assistance.

Le diamètre d'entrée, Figure 6-7 a), est également indépendant de l'utilisation d'un gaz d'assistance.

Le diamètre de sortie, Figure 6-7 b), est modifié pour des puissances crêtes inférieures à 12 kW, suivant l'emploi ou non d'un gaz d'assistance. Le diamètre de sortie sans gaz d'assistance croît en fonction de la puissance crête. Tandis que ceux obtenus sous gaz d'assistance plafonnent à 400 µm dès 6 kW. Les deux courbes se coupent à 12 kW. En conséquence les diamètres de sorties ne sont plus sensibles à l'emploi d'un gaz d'assistance

pour des puissances crêtes élevées ; ici 12kW. Ceci peut s'expliquer en considérant la pression des vapeurs métalliques à l'intérieur du perçage. Au-delà d'une valeur seuil la pression est telle lors de l'ouverture que le bain liquide est éjecté de la cavité avant que le gaz d'assistance n'y pénètre.

6.4. Conclusion et questions ouvertes

Le gaz d'assistance n'a pas un effet déterminant sur la vitesse de perçage. Il est surtout très utile pour évacuer le bain liquide par la face arrière en fin de perçage, et donc pour "nettoyer" le perçage. Toutefois son emploi provoque des gouttelettes en périphérie du diamètre de sortie. Une hypothèse serait qu'elles soient issues d'instabilités de type Kelvin-Helmoltz durant le perçage et que leurs dispositions dépendent des modes de résonances excités dans la couche liquide.

Les grandeurs observées sont indépendantes de la nature du gaz d'assistance. Ceci permet de conclure que ce dernier ne pénètre pas à l'intérieur du perçage avant qu'il ne soit débouchant. A partir de cet instant l'écoulement de matière liquide change de sens et se fait par la face arrière. L'emploi d'un gaz d'assistance actif modifie les propriétés physiques du bain liquide.

La Figure 6-8 résume les principales observations de cette partie.

	Gaz de couverture	Gaz d'assistance	
		Neutre	Actif
Diamètre d'entrée	Croît avec $P_{crête}$		Croît avec $P_{crête}$ et P_{res}
Diamètre de sortie	Croît avec $P_{crête}$	Plafonne dès 6kW	Croît avec $P_{crête}$ et P_{res}
gouttelette	×	✓	✓

Figure 6-8 : Tableau récapitulatif sur l'emploi et la nature du gaz d'assistance ✓ = oui, × = non.

7. Etude de la transmission du rayonnement à travers un perçage débouchant

Sommaire

<u>7.1. PROBLEME PHYSIQUE ET ETAT DE L'ART</u>	<u>88</u>
<u>7.2. PROTOCOLE ET MONTAGE EXPERIMENTAL</u>	<u>88</u>
7.2.1. PROTOCOLE EXPERIMENTAL :	88
7.2.2. MONTAGE EXPERIMENTAL :	89
<u>7.3. RESULTATS ET DISCUSSION</u>	<u>89</u>
7.3.1. TRANSMISSION	89
7.3.2. DISCUSSION	90
7.3.2.1. DETERMINATION DE LA DISTANCE DE PREMIERE REFLEXION	90
7.3.2.2. DETERMINATION DE LA PROFONDEUR MAXIMALE	91
<u>7.4. CONCLUSION ET QUESTIONS OUVERTES</u>	<u>93</u>

7.1. Problème physique et état de l'art

Ce chapitre concerne l'étude de la puissance transmise à travers un perçage de profondeur variable. Deux problématiques sont associées à cette étude. L'une est liée au procédé et concerne la protection d'objet situé en aval du perçage sur l'axe optique. L'autre, plus physique, a pour objectif de mieux connaître la propagation du faisceau laser dans un perçage ainsi que la puissance crête associée.

La chute de transmission du rayonnement à travers un perçage débouchant, est expliquée par l'augmentation du diamètre du faisceau en fonction de l'ouverture numérique. Au-delà d'une certaine profondeur le faisceau a un diamètre supérieur à celui du perçage et subit une ou plusieurs réflexions partielles sur les parois du perçage.

Ce phénomène de multi-réflexions sur les parois internes du perçage est le principal processus physique expliquant deux observations. La première est l'écart entre les mesures et les coefficients d'absorption attendus. La seconde est la profondeur des perçages obtenue qui est supérieure à la profondeur de champ du laser [49]. Ces considérations ont conduit à la supposition qu'au cours de l'enfoncement dans la matière, un phénomène de refocalisation avait lieu.

Le protocole et le montage expérimental sont décrits dans une première partie. Les conditions opératoires ainsi que l'ensemble statistique considéré sont décrits en détails. La deuxième partie présente et discute les résultats obtenus pour des perçages mono-impulsion. La grandeur observée est la transmission de la puissance crête à travers le perçage en fonction de l'épaisseur. Une comparaison entre un modèle simple et les mesures permet de conclure que la chute de transmission est imputable à la réflexion partielle sur les parois du perçage. Ces mesures permettent d'estimer un seuil de perçage en fonction de la profondeur qui est voisin de 1 MW.cm^{-2} . La dernière partie reprend l'ensemble des résultats, à travers un tableau récapitulatif, et conclut sur les différentes considérations du chapitre.

Cette problématique reposant essentiellement sur l'application industrielle n'a fait l'objet à notre connaissance d'aucune publication, donc pour cette problématique l'état de l'art est inexistant.

7.2. Protocole et montage expérimental

7.2.1. Protocole expérimental :

Dans cette partie les perçages sont débouchants et sont réalisés avec un nombre d'impulsions variables suivant l'épaisseur de la cible. Une fois le perçage réalisé, la transmission est mesurée sur les impulsions suivantes. Le nombre d'impulsions total, perçage et mesure, est de 20 impulsions. L'étalon est pris entre chaque échantillon d'épaisseur différente.

Les mesures sont réalisées sur un échantillon de 10 perçages, pour des puissances crêtes de 1 à 18 kW par pas de 1 kW. Les cibles sont en acier standard 316L et ont des épaisseurs variant de 1 à 20 mm par pas de 1 mm.

7.2.2. Montage expérimental :

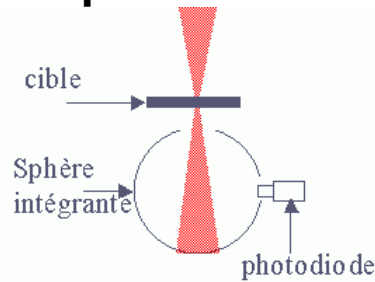


Figure 7-1 : Schéma représentant le montage expérimental pour les mesures de transmission.

Le montage expérimental comporte une sphère intégrante calibrée, disposée sous la cible d'épaisseur variable.

7.3. Résultats et discussion

7.3.1. Transmission

La Figure 7-2 représente les transmissions normalisées, en fonction de l'épaisseur de la cible, pour différentes puissances crêtes.

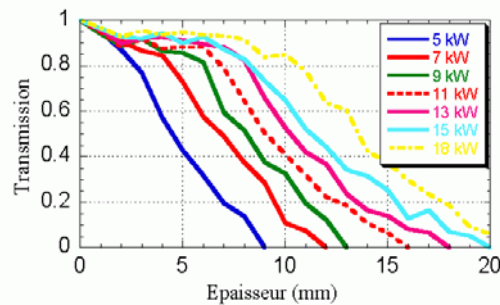


Figure 7-2 : Transmission en fonction de l'épaisseur de la cible pour différentes puissances crêtes.

Les courbes peuvent être découpées en 2 parties. La première partie, où la courbe décline faiblement jusqu'à une certaine épaisseur. La seconde, où la décroissance devient plus importante. Par exemple, à 11 kW la transmission est supérieure à 95 % jusqu'à 6 mm puis décroît de 10 % par millimètre jusqu'à devenir nulle. L'intersection de ces deux parties est appelée : point de changement de pente. La Figure 7-3 schématise les courbes de transmission.

La position de ce point et la valeur de l'épaisseur maximale traversée sont fonction de la puissance crête. Vu la faible décroissance de la première partie celle-ci est considérée comme constante. Cette faible variation peut facilement être imputée à un diamètre de sortie très légèrement plus faible que le diamètre du laser à la profondeur correspondante.

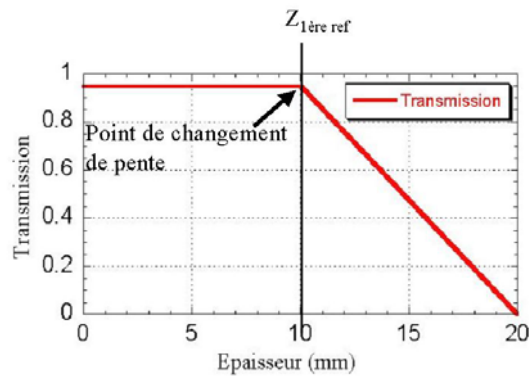


Figure 7-3 : Schéma des courbes de transmission.

7.3.2. Discussion

7.3.2.1. Détermination de la distance de première réflexion

La position du point de changement de pente dépend de la puissance crête. Il est possible de l'expliquer à partir de considérations concernant la propagation du faisceau et le diamètre des perçages. En effet, il a été montré dans le chapitre 4 Paramètres du procédé & caractérisation des outils, qu'au premier ordre le rayon du faisceau laser pouvait être décrit par :

$$R_L(z) = R_{l0} + \frac{z}{f} \times (R_{lf} - R_{l0})$$

Des mesures présentées dans le chapitre 9 Etude de l'évolution de la géométrie des perçages, montrent également que le rayon d'entrée, au-dessus d'un seuil en intensité, est constant en fonction de la profondeur mais dépend de la puissance crête de l'impulsion selon, pour du 316L :

$$R_T(P) = a \times P + R_{l0} \text{ avec } a_{316L} = 0.0135 \text{ mm.kW}^{-1}$$

Dans ces considérations, la position $Z_{1\text{ère ref}}$, où le faisceau commence partiellement à se réfléchir sur la paroi ($R_T(P) = R_L(Z_{1\text{ère ref}})$), est donc donnée par la distance de première réflexion :

$$Z_{1\text{er ref}} = \frac{afP}{(R_{lf} - R_{l0})}$$

La Figure 7-4 regroupe la position de la première réflexion et les positions des points de changement de pente en fonction de la puissance crête. La courbe continue décrivant les positions de la première réflexion coïncide avec les points de changement de pente de la Figure 7-2. Les différences de position sont dues au pas de discrétisation de notre échantillonnage, l'épaisseur des échantillons varie tous les millimètres.

Le phénomène physique responsable de la diminution de la transmission est donc la réflexion partielle sur les parois du perçage. Sur la Figure 7-2 représentant la transmission, la perte de signal est de $(10 \pm 3)\%$ par mm.

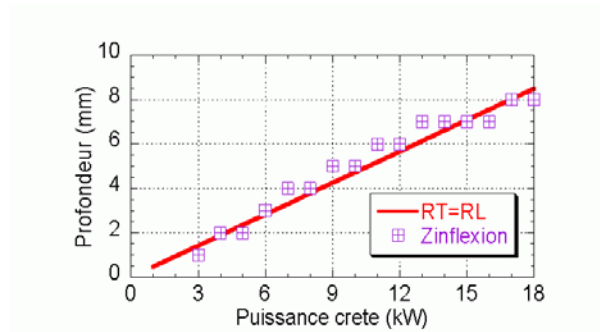


Figure 7-4 : Position du point de changement de pente et de la première réflexion du faisceau laser sur les parois du perçage en fonction de la puissance crête.

En calculant l'intensité incidente pour la profondeur de première réflexion, il vient :

$$I_{z_{1erref}} = \frac{P}{\pi R_L^2 (z_{1ere\ ref})^2}$$

$$I_{z_{1erref}} = \frac{P}{\pi (aP + R_0)^2}$$

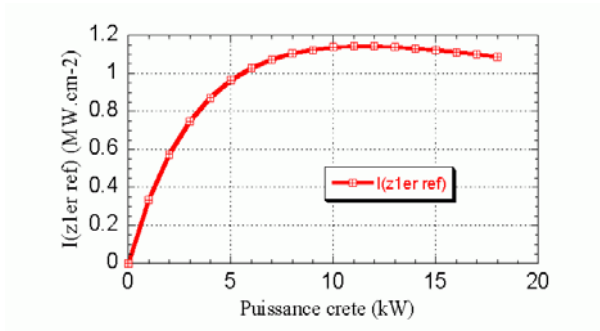


Figure 7-5 : Intensité correspondante à la profondeur de première réflexion en fonction de la puissance crête.

La fonction est maximale pour

$$\frac{dI}{dP} = 0 \Leftrightarrow P = \frac{R_0}{a} \text{ pour le HL201P } P_{\max} = 12 \text{ kW}$$

et la pente maximale est atteint à :

$$\frac{d^2I}{dP^2} = 0 \Leftrightarrow P = \frac{R_0}{2a} \text{ pour le HL201P } P_{\text{variation pente max}} = 6 \text{ kW}$$

A partir de 5 kW l'intensité incidente à la profondeur de première réflexion est comprise entre 1 et 1,2 MW.cm⁻² quelle que soit la puissance crête incidente. Ce calcul permet de placer une borne supérieure pour l'intensité moyenne au-delà de la profondeur de première réflexion.

7.3.2.2. Détermination de la profondeur maximale

Avec la même approche, il est possible de calculer l'intensité seuil du perçage, c'est-à-dire l'intensité correspondant à une profondeur donnée pour laquelle le perçage ne débouche plus. En supposant le coefficient de réflexion nul, l'intensité est donnée par :

$$I_{\text{seuil}} = \frac{P}{\pi R_L^2 (z_{\max})^2}$$

En prenant z_{\max} , la profondeur pour laquelle le perçage ne débouche plus ($T = 0 \%$) et z_{\min} la profondeur pour laquelle le perçage est encore débouchant ($z_{\min} = z_{\max} - 1$, $T > 0 \%$), il est possible d'estimer l'intensité du seuil de perçage. La Figure 7-6 représente l'intensité seuil en fonction de la puissance crête. La puissance crête est directement reliée à la profondeur maximale, voir Figure 7-2.

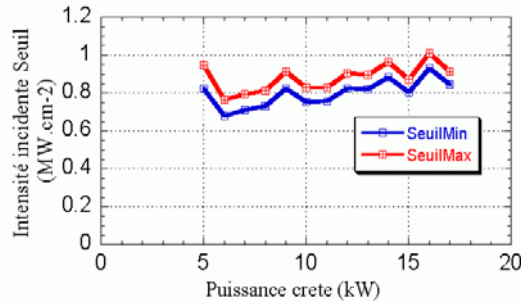


Figure 7-6 : Fourchette d'intensité seuil en fonction de la puissance crête à la profondeur maximale.

Sur la Figure 7-6, le seuil de perçage en profondeur est de l'ordre de $0,9 \text{ MW.cm}^{-2}$ et varie peu en fonction de la puissance crête. Cet ordre de grandeur correspond au seuil de perçage de 1 MW.cm^{-2} , mesuré par Low et al [28]. Ce calcul permet de placer une borne inférieure pour l'intensité moyenne, correspondant à un seuil de perçage effectif.

La très faible croissance de l'intensité seuil observée peut être attribuée à l'augmentation de la profondeur. La matière liquide doit alors, avoir une vitesse d'éjection plus importante afin de sortir de la cavité ce qui nécessite une température plus élevée et donc une intensité plus importante. Cette intensité peut être approchée au premier ordre par l'ajustement de ces courbes, il vient:

$$I_{\text{seuil}} = \frac{0.4}{18} P_{\text{crête}} + 0.6$$

Avec I_{seuil} en MW.cm^{-2} et $P_{\text{crête}}$ en kW.

En inversant la formule précédente il vient :

$$z_{\max} = \frac{f}{R_{L_f} - R_{L_0}} \left(\sqrt{\frac{P}{I_{\text{seuil}} \pi}} - R_{L_0} \right)$$

Où P est la puissance crête, R_{L_f} le rayon du faisceau laser sur la lentille de focalisation, R_{L_0} le rayon au plan focal, f la distance de focale de la lentille de focalisation.

La Figure 7-7 représente le graphique correspondant à cette formule.

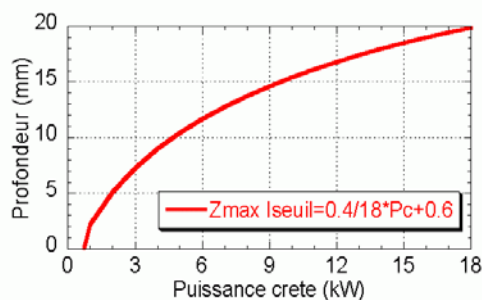


Figure 7-7 : Profondeur maximale atteinte en 20 impulsions en fonction de la puissance crête, pour une intensité seuil de $0,9 \text{ MW.cm}^{-2}$.

7.4. Conclusion et questions ouvertes

La puissance crête transmise à travers un perçage décroît à cause des réflexions partielles du faisceau sur les parois du perçage. L'ajustement des diamètres et le modèle géométrique décrivant l'enveloppe du laser permettent de calculer la profondeur de première réflexion. L'accord entre les mesures et le modèle valide cette description. En poursuivant, un seuil de perçage effectif peut être défini autour de 1 MW.cm^{-2} .

De ces deux considérations il est possible de calculer la valeur de la transmission en fonction de l'épaisseur.

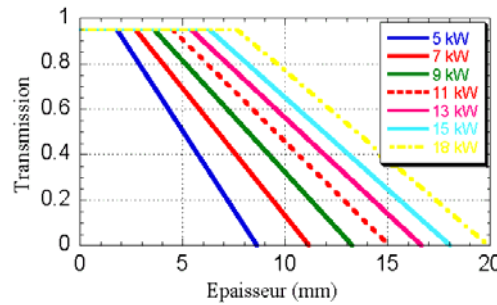


Figure 7-8 : Graphique issu de la description semi-empirique de la transmission du faisceau à travers un perçage.

L'intensité moyenne au-delà de la distance de première réflexion est comprise entre $0,7$ et $1,2 \text{ MW.cm}^{-2}$ quelle que soit la puissance crête incidente.

Cause de chute de puissance crête	Réflexion sur les parois
Profondeur de première réflexion	$z_{1er\ ref} = \frac{afP}{(R_{Lf} - R_{L0})}$
Profondeur maximale atteinte	$z_{max} = \frac{f}{R_{Lf} - R_{L0}} \left(\sqrt{\frac{P}{I_{seuil}\pi}} - R_{L0} \right)$
Seuil de Perçage	$I_{seuil} = \frac{0.2}{18} P_{crête} + 0.7 \sim 0.9 \text{ MW.cm}^{-2}$
Intensité maximale de première réflexion	$I_{z_{1erref}} = \frac{P}{\pi(aP + R_{L0})^2} < 1.2 \text{ MW.cm}^{-2}$

Figure 7-9 : Tableau récapitulatif.

Ces mesures laissent encore des questions en suspens. Quel est le mécanisme exact de transmission du rayonnement à travers un perçage, s'agit-il d'un écrantage du faisceau ? Dans ce cas le coefficient de réflexion serait nul et la transmission serait déterminée par le rapport du diamètre de sortie sur le diamètre du faisceau. S'agit-il d'une réflexion partielle ? Ces deux approches ont permis de construire des modèles qui n'ont pas donné de résultats utilisables.

La situation réelle est plus complexe, ces approches ne tiennent pas compte de l'évolution du profil des perçages avec la profondeur. Ce point spécifique est traité dans le chapitre Etude de l'évolution de la géométrie des perçages. Les profils obtenus dans cette étude montrent que les géométries à considérer sont plus complexes. De plus, la distribution du laser ne peut plus être approchée par un profil uniforme, de façon rigoureuse. Il faut donc considérer la géométrie des perçages, d'un côté, et la distribution du faisceau en fonction de

l'épaisseur, de l'autre. Ce modèle ne peut plus être décrit de façon simple, comme les précédentes considérations de ce chapitre. Toutefois l'écart entre les mesures et les valeurs calculées est très satisfaisant vu la simplicité des concepts abordés.

8. Etude des phénomènes hydrodynamiques au cours du perçage

Sommaire

8.1. PROBLEME PHYSIQUE ET ETAT DE L'ART	96
8.2. PROTOCOLE ET MONTAGE EXPERIMENTAL	97
8.2.1. MONTAGE EXPERIMENTAL :	97
8.2.2. PROTOCOLE EXPERIMENTAL :	97
8.3. RESULTATS ET DISCUSSIONS	98
8.3.1. HYDRODYNAMIQUE DES PERÇAGES	98
8.3.1.1. L'EJECTION LIQUIDE	98
8.3.1.1.1. Résultats	98
8.3.1.1.2. Discussions	99
8.3.1.2. LA VAPEUR	99
8.3.1.2.1. Existence d'une onde de choc	99
8.3.1.2.1.1. Résultats	99
8.3.1.2.1.2. Discussion	100
8.3.1.2.2. Dimensions de l'onde de choc en fonction de la puissance crête	103
8.3.2. DU GAZ ? ENFIN UNE REPONSE	105
8.3.2.1. PERÇAGE DEBOUCHANT	106
8.3.3. QUELQUES MATERIAUX	108
8.3.3.1. EPAISSEUR PERCEE LORS D'UN PERÇAGE D'ALUMINIUM	108
8.3.3.2. DEPOT EN SURFACE ET EVOLUTION AU COURS D'UN PERÇAGE D'ACIER REVETU DE ZIRCONE	109
8.3.3.3. DETENTE DE VAPEUR LORS DU PERÇAGE D'UN COMPOSITE	112
8.3.4. PERÇAGE A 45°	113
8.4. CONCLUSION ET QUESTIONS OUVERTES	114

8.1. Problème physique et état de l'art

Au cours du perçage deux écoulements se font face. Le premier est le gaz d'assistance ou de couverture. Sa pression et son débit peuvent être réglés par l'utilisateur ; c'est un paramètre accessible. Le second est la vapeur métallique qui se détend lors du perçage. La question posée dans cette partie concerne principalement les phénomènes hydrodynamiques associés au procédé de perçage et leur dépendance par rapport aux paramètres opératoires notamment l'emploi ou non d'un gaz d'assistance.

L'étude de ces écoulements est d'autant plus complexe que ce processus a une géométrie évolutive. En effet, lorsque le perçage est borgne il paraît légitime de se demander dans quelle mesure le gaz agit sur le processus et la qualité du perçage et lorsque celui-ci devient débouchant, en quoi la pression appliquée influe sur son ouverture.

Une première partie décrit le protocole et le montage expérimental réalisé avec une caméra ayant une cadence d'acquisition de 100 000 images par seconde. La deuxième partie présente et discute les résultats obtenus sur les phénomènes hydrodynamiques du bain liquide éjecté et de la vapeur métallique. Les grandeurs mesurées sont la vitesse d'éjection des gouttelettes, la vitesse de détente de la vapeur métallique, la hauteur et la largeur des ondes de choc présentes dans l'écoulement de vapeur métallique. La visualisation des phénomènes hydrodynamiques permet de fournir une réponse claire aux considérations portant sur le gaz d'assistance. Celui-ci empêche la détente libre de la vapeur métallique et est responsable d'un dépôt en surface de la pièce. Enfin les phénomènes hydrodynamiques sont observés sur des matériaux de différentes natures et leurs valeurs sont comparées à celles obtenues pour des perçages d'acier. La dernière partie reprend l'ensemble des résultats, à travers un tableau récapitulatif, et conclut sur les différentes considérations du chapitre.

L'état de l'art portant sur les caractéristiques physiques du gaz d'assistance est principalement résumé dans les travaux de J. Fieret et al [42]. Il est discuté dans le chapitre 4 Paramètres du procédé & caractérisation des outils. En résumé, Fieret montre que pour une pression en réservoir supérieure à 2 bars l'écoulement devient supersonique et présente des ondes de choc stationnaires. Leur structure et leur position sont dépendantes de la pression en réservoir et de la forme de l'orifice de sortie de la buse. Par ailleurs, des observations du jet de gaz d'assistance avec un montage de stioscopie ont montré que la présence d'une cible dans l'écoulement engendre une onde de choc en surface à 1 mm de la surface dans la gamme de pression en réservoir utilisée, 2 à 7 bars.

Pour le perçage par laser, les considérations portant sur l'interaction entre le panache de vapeur métallique et le gaz d'assistance sont résumées dans les travaux de D. K. Y. Low et al [50]. Ils montrent qu'en reprenant le modèle de Semak et Matsunawa décrit dans la partie 3.3 Modèle du piston, et en tenant compte de la réaction exothermique de l'oxydation du Fer, Low obtient des résultats correspondants aux valeurs expérimentales pour des flux de quelques MW.cm^{-2} .

Des expérimentations utilisant une caméra rapide sont effectuées en 2001 par le même auteur [51]. Les vidéos montrent la quantité de matière lumineuse éjectée par la face avant. Toutefois, Low n'utilise pas de sources d'éclairage externes, ni de jeu de densité adapté et observe donc une détente de la vapeur et non la matière liquide éjectée. Par ailleurs, la fréquence d'acquisition (9000 Hz) n'est pas suffisante pour observer la dynamique du phénomène pour des impulsions dans la gamme ms.

En 1998, P. W. French et al [52] utilisent une camera rapide de fréquence 40,000 Hz pour visualiser les phénomènes hydrodynamiques au cours du perçage. Les valeurs de vitesse

d'éjection liquide que French observe sont identiques à celles présentées dans ce chapitre. Il décrit les mécanismes d'éjection du liquide au cours du perçage. Ces travaux portent également sur l'emploi d'oxygène comme un gaz d'assistance. French pose clairement la question sur son utilité dans ce procédé, sans conclure. Toutefois, bien qu'une part importante de ces travaux portent sur l'hydrodynamique de la phase vapeur, French n'observe pas d'onde de choc dans l'écoulement car les images présentées sont saturées.

L'existence d'une détente de vapeur supersonique est prouvée pour la première fois en 2005, sur la base des résultats présentés dans ce chapitre, [53, 54]. Ces observations réalisées avec une caméra ayant une cadence d'acquisition de 100 000 Images/s, ont permis de visualiser la formation d'onde de choc dans la détente de vapeur métallique ainsi que l'influence du gaz d'assistance. Dans ces travaux il est montré que le gaz d'assistance ne peut pénétrer à l'intérieur du perçage. Son influence consiste uniquement, sur un perçage non débouchant, à augmenter la pression de surface de la cible. Ces travaux ont obtenu le prix du meilleur poster au congrès international ICALEO 2005 à Miami, USA.

8.2. Protocole et montage expérimental

8.2.1. Montage expérimental :

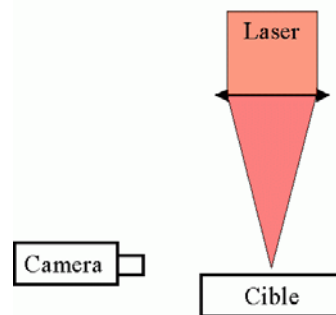


Figure 8-1 : Schéma représentant le montage expérimental de visualisation en caméra rapide.

La Figure 8-1 rappelle le schéma de principe de l'expérience de visualisation par caméra rapide. Une caméra rapide est placée dans le plan de la cible. Au cours de ces expériences, il s'est avéré que l'écoulement de vapeur métallique est suffisamment lumineux pour éclairer convenablement la scène de perçage. Dans ces conditions, aucun éclairage additionnel n'est apporté.

Les matériaux utilisés dans cette étude sont un acier doux, E24, une base cobalt utilisée dans l'aéronautique, KCN22W, un acier revêtu d'une barrière thermique en zircon, un composé organique et un monocristal de nickel AM1.

8.2.2. Protocole expérimental :

Les films sont réalisés à 100 000 images par seconde avec un temps d'obturation de 1 μ s pour trois ou quatre ouvertures successives de diaphragme suivant l'intensité lumineuse, à conditions expérimentales identiques.

Les tableaux retraçant les séquences enregistrées sont, dans la mesure du possible, construits avec un même film (c'est-à-dire dans les mêmes conditions d'obturation de la caméra). Toutefois, certains perçages nécessitent, pour mieux suivre l'action, de juxtaposer

des images réalisées avec différentes ouvertures de diaphragme. En conséquence, les tableaux suivants peuvent être construits à l'aide de plusieurs films, réalisés avec différentes ouvertures.

La synchronisation entre les films est réalisée sur la détente du panache et l'éjection métallique. Cette synchronisation est précise à 10 μs près entre les images. Par ailleurs, la synchronisation avec le laser est considérée à partir de la première image pour laquelle une luminosité apparaît. Sur les images, le laser arrive par le haut et la surface de la cible est située en bas. Le temps écoulé, à partir de l'apparition de la première luminosité, est inscrit sous l'image en microseconde.

8.3. Résultats et discussions

8.3.1. Hydrodynamique des perçages

La Figure 8-2 représente un tableau d'images d'un perçage réalisé à 16 kW et 1ms, sans gaz d'assistance.

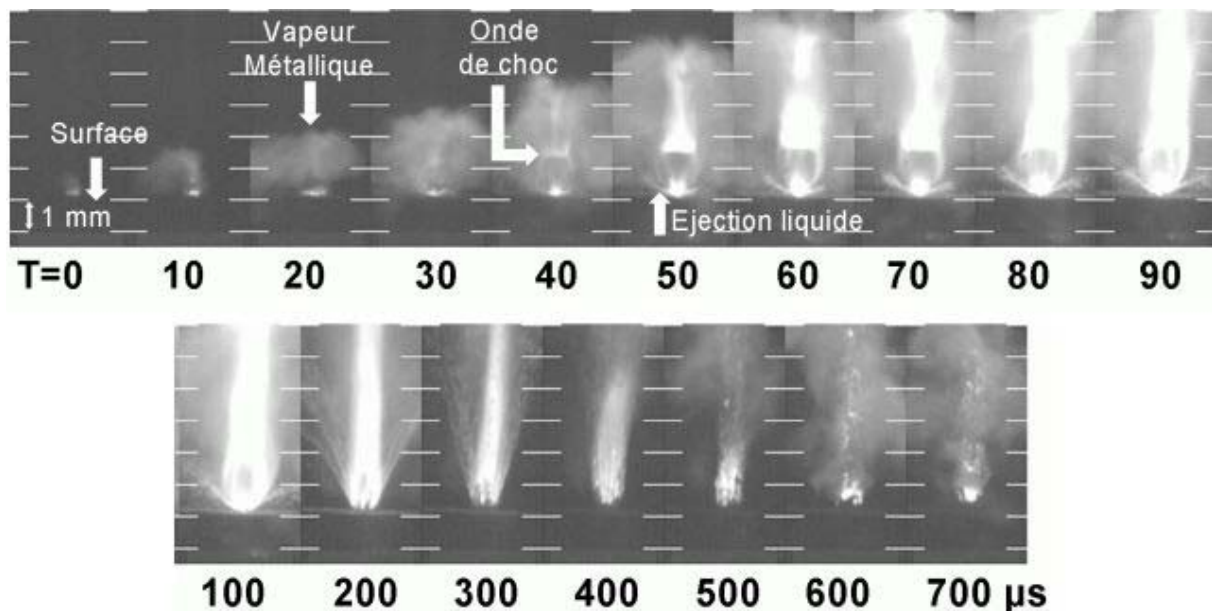


Figure 8-2 : Séquence d'un perçage de 16kW sans gaz d'assistance sur KCN22W.

Vitesse de détente	Vitesse d'éjection liquide	Temps d'apparition onde de choc	Distance onde de choc	Vitesse de redressement
100 m.s^{-1}	30 m.s^{-1}	30 μs	1,5 mm	4 $\text{mrad}.\mu\text{s}^{-1}$

Figure 8-3 : Ordres de grandeur des paramètres hydrodynamiques d'un perçage sur KCN22W.

8.3.1.1. L'éjection liquide

8.3.1.1.1. Résultats

Sur la Figure 8-2, la séquence peut être décomposée en trois parties. Premièrement, de 0 à 30 μs , seule la vapeur métallique se détend.

Deuxièmement, de 40 μs à 100 μs , l'éjection de matière liquide change de direction. A 40 μs elle commence horizontalement, puis se redresse au fur et à mesure de l'enfoncement à la vitesse de 4 $\text{mrad}.\mu\text{s}^{-1}$.

Troisièmement, au-delà de 100 μs , l'éjection termine de se redresser. Elle devient verticale à 400 μs . Il apparaît que la matière liquide est toujours extérieure au jet de vapeur métallique. La trajectoire des scories est entièrement dirigée par la détente de la vapeur métallique.

8.3.1.1.2. Discussions

Le redressement de l'éjection liquide, observé dans les parties deux et trois, s'explique simplement par l'évolution de la géométrie au cours du perçage. Initialement la géométrie de la cible est plane, le gaz se détend perpendiculairement par rapport à la surface et éjecte le liquide horizontalement. Par la suite, l'interface s'enfonce dans la matière modifiant la géométrie. Les parois du perçage guident l'éjection liquide qui devient de plus en plus verticale.

La couche liquide est éjectée et suit la détente radiale du jet de vapeur, voir Figure 8-2. La Figure 8-4 illustre le schéma de principe de la détente de vapeur. La pression statique à l'entrée du perçage est supérieure à la pression ambiante. En conséquence lorsque le jet pénètre dans l'atmosphère ambiante il subit une détente afin d'équilibrer les pressions. Cette détente augmente la surface d'écoulement et forme naturellement un divergent.

L'épaisseur de la couche métallique peut être estimée inférieure à 10 μm , en recoupant avec les épaisseurs mesurées dans le chapitre 9 Etude de l'évolution de la géométrie des perçages.

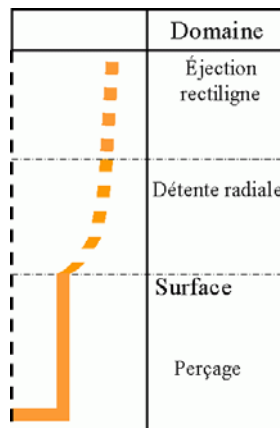


Figure 8-4 : Domaine d'éjection de la matière liquide.

8.3.1.2. La vapeur

L'observation et la discussion suivantes s'intéressent à la vapeur métallique.

8.3.1.2.1. Existence d'une onde de choc

8.3.1.2.1.1. Résultats

Sur la Figure 8-2, la séquence peut être découpée selon les trois parties précédentes. Premièrement, de 0 à 30 μs la vapeur métallique se détend à une vitesse de l'ordre de 100 $\text{m}.\text{s}^{-1}$ dans l'atmosphère ambiante.

Deuxièmement, de 40 μs à 100 μs une structure stationnaire se forme dans l'écoulement. L'onde de choc est visible à partir de 40 μs . Il apparaît que la position de cette

onde par rapport à la surface de la cible varie peu dans cette partie. La variation de luminosité est due aux variations de densité et de température au passage de l'onde de choc.

Troisièmement, au-delà de 100 μs les dimensions de la structure dans l'écoulement, hauteur et largeur, se réduisent jusqu'à disparaître à 400 μs. La vapeur est de moins en moins visible.

8.3.1.2.1.2. Discussion

La présence d'une onde de choc dans un écoulement de gaz compressible permet de déduire que l'écoulement de vapeur est supersonique. Le critère pour obtenir ce régime est rappelé dans la Figure 8-5. P_{res} est la pression en réservoir et P_{amb} est la pression en sortie.

	Monoatomique	Diatomique
Critère Apparition onde de choc (bar)		
$\frac{P_{res}}{P_{amb}} > \left(1 - \frac{1-\gamma^2}{2\gamma}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$	$\frac{P_{res}}{P_{amb}} > 2,91$	$\frac{P_{res}}{P_{amb}} > 2,80$

Figure 8-5 : Rapport des Pressions définissant le seuil d'apparition d'onde de choc dans un écoulement supersonique.

La Figure 8-6 rappelle les différentes structures observées à l'intérieur de l'écoulement en fonction de la distance de travail. Ces résultats sont présentés dans le chapitre 4 Paramètres du procédé & caractérisation des outils.

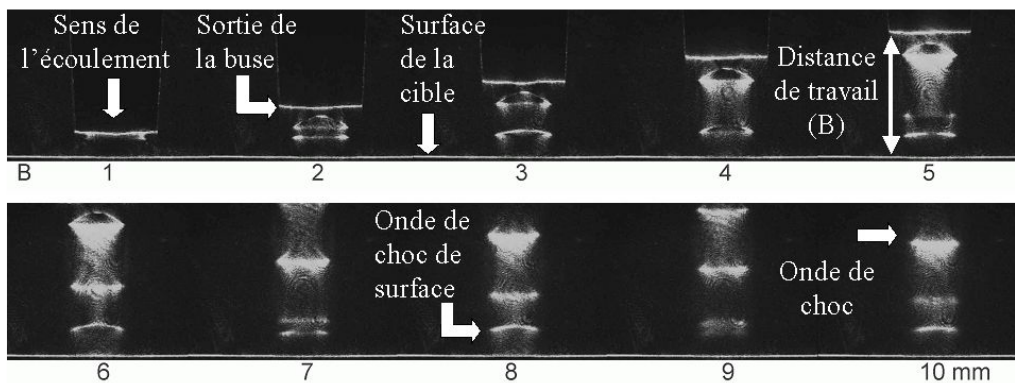


Figure 8-6 : Image de strioscopie pour différentes distances de travail (B) pour une pression en réservoir de 2 bars. Structure interne au jet avec présence de nœuds de Prandtl.

La Figure 8-7 rappelle les différentes structures possibles à l'intérieur de l'écoulement en fonction cette fois-ci, de la pression en réservoir.

La Figure 8-8 présente l'analogie entre l'écoulement dans une tuyère (ou buse) et la détente de la vapeur métallique.

Dans le cas d'un convergent de type buse, la vitesse du gaz est nulle dans le réservoir, sonique au col et devient supersonique en aval. L'accélération est provoquée par l'équilibrage des pressions statique et ambiante. La détente radiale qui en résulte augmente la surface de l'écoulement et donc sa vitesse.

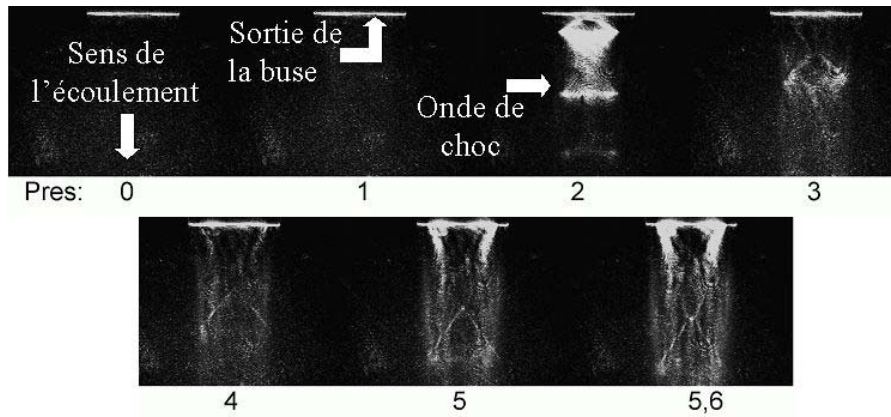


Figure 8-7 : Image de strioscopie pour différentes pressions en réservoir. Structure interne au jet avec présence de nœuds de Prandtl.

Dans le cas d'une détente supersonique de vapeur métallique, les observations montrent que la détente est supersonique dans la partie divergente du jet à l'extérieur du perçage. Ainsi au "col équivalent", il est possible de faire deux déductions. Premièrement, la pression statique au col est supérieure à la pression ambiante. Deuxièmement, la vitesse du gaz est égale à la vitesse sonique locale.

Domaine	Buse	Vapeur	Domaine	Variables
Détente radiale			Détente radiale	P_{amb}
col			$V=c^*$	
Buse			Zone d'accélération	
			surface	$V=0$
Réservoir			Liquide	$P_{res}^{stat}=P_{sat}$

Figure 8-8 : Schéma de principe de l'analogie entre une détente de vapeur métallique et un convergent.

En admettant que la pression du réservoir est donnée par la pression de vapeur saturante locale, il vient

$$P_{res}=P_{sat}$$

Avec l'hypothèse que la vapeur proche de la surface est une vapeur saturée. La pression statique est donnée par la loi de Clausius-Clapeyron :

$$\frac{P_{sat}}{P_0}=e^{\frac{M_a L_v}{RT_{vap}}\left(1-\frac{T_{vap}}{T_{surf}}\right)}$$

En utilisant le critère supersonique défini précédemment, il est possible de déterminer la température de surface correspondant à l'apparition d'un écoulement supersonique :

$$\frac{P_{sat}}{P_{amb}}=\left(\frac{2}{1+\gamma}\right)^{\frac{\gamma}{1-\gamma}}=\frac{P_0}{P_{amb}}e^{\frac{M_a L_v}{RT_{vap}}\left(1-\frac{T_{vap}}{T_{surf}}\right)}$$

$$T_{surf}^{sonique} = \frac{T_{vap}}{1 - \frac{RT_{vap}}{M_a L_v} \left[\ln\left(\frac{P_{amb}}{P_0}\right) + \left(\frac{\gamma}{1-\gamma}\right) \ln\left(\frac{2}{\gamma+1}\right) \right]}$$

Avec P_0 la pression correspondant à la température de vaporisation (1 bar), P_{amb} la pression appliquée sur la surface de la cible, R la constante des gaz parfaits.

La pression ambiante est dans ce cas la pression qui s'exerce aux abords du perçage. C'est dans cette zone que va se former le divergent, voir 11 Annexe 1 : Etude de l'hydrodynamique du gaz à travers une tuyère de Laval. La pression ambiante est égale à la pression d'arrêt du gaz d'assistance ou à la pression atmosphérique. Cette pression est différente de la pression de la surface irradiée, qui est égale à la pression de saturation.

Une seconde analogie avec le critère d'apparition des ondes de choc après la zone divergente, décrit dans le chapitre 4 Paramètres du procédé & caractérisation des outils donne :

$$\frac{P_{sat}}{P_{amb}} = \left(1 - \frac{1-\gamma^2}{2\gamma}\right)^{\left(\frac{\gamma}{\gamma-1}\right)} = \frac{P_0}{P_{amb}} e^{\frac{M_a L_v}{R} \left(1 - \frac{T_{surf}}{T_{vap}}\right)}$$

$$T_{surf}^{ondede choc} = \frac{T_{vap}}{1 - \frac{RT_{vap}}{M_a L_v} \left[\ln\left(\frac{P_{amb}}{P_0}\right) + \left(\frac{\gamma}{\gamma-1}\right) \ln\left(1 - \frac{1-\gamma^2}{2\gamma}\right) \right]}$$

Cette formule permet d'estimer alors la température de surface lors du passage en régime supersonique en fonction de la pression ambiante appliquée sur la surface de la cible.

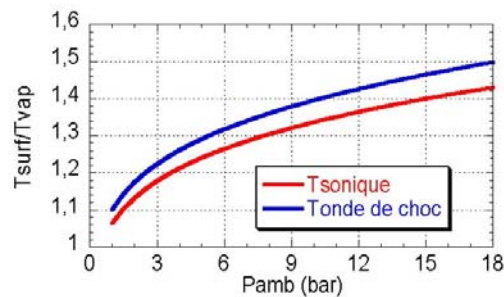


Figure 8-9 : Evolution du rapport T_{surf}/T_{vap} en fonction de la pression de surface.

Pour des métaux le terme $M_a L_v / (kT_{vap})$ est compris entre 10 et 12 [55]. La pression appliquée en surface dans le cas d'un perçage sans gaz d'assistance est de 1 bar. Cette équation peut donc être approchée pour un gaz monoatomique par :

$$T_{surf}^{sonique} = 1.04 \times T_{vap} \quad \text{et} \quad T_{surf}^{ondede choc} = 1.1 \times T_{vap}$$

Ces formules permettent d'estimer la température de surface de la matière irradiée au moment du passage en régime supersonique de la détente de vapeur métallique et de l'apparition des ondes de choc dans l'écoulement. L'apparition des ondes de choc est un phénomène visible sur les films présentés. Il apparaît qu'à cet instant la température de surface est supérieure de 10 % à celle de vaporisation.

La Figure 8-10 présente les valeurs calculées pour différents matériaux.

	Fe	Ni	Al	C
L_v (J.g ⁻¹)	6340	6453	10520	29650
T_{vap} (K)	3200	3187	2793	5080
Ma (g)	56	59	27	12
$T_{surf}^{sonique}$ (K)	3300	3300	2900	5500
$T_{surf}^{ondechoc}$ (K)	3500	3500	3100	5800
C_{surf} (m.s ⁻¹)	900	850	1200	2400

Figure 8-10 : Tableau des grandeurs hydrodynamiques à la surface irradiée.

Ainsi, l'écoulement de la vapeur métallique est clairement supersonique et le processus de perçage peut être considéré comme le réservoir de cette vapeur.

8.3.1.2.2. Dimensions de l'onde de choc en fonction de la puissance crête

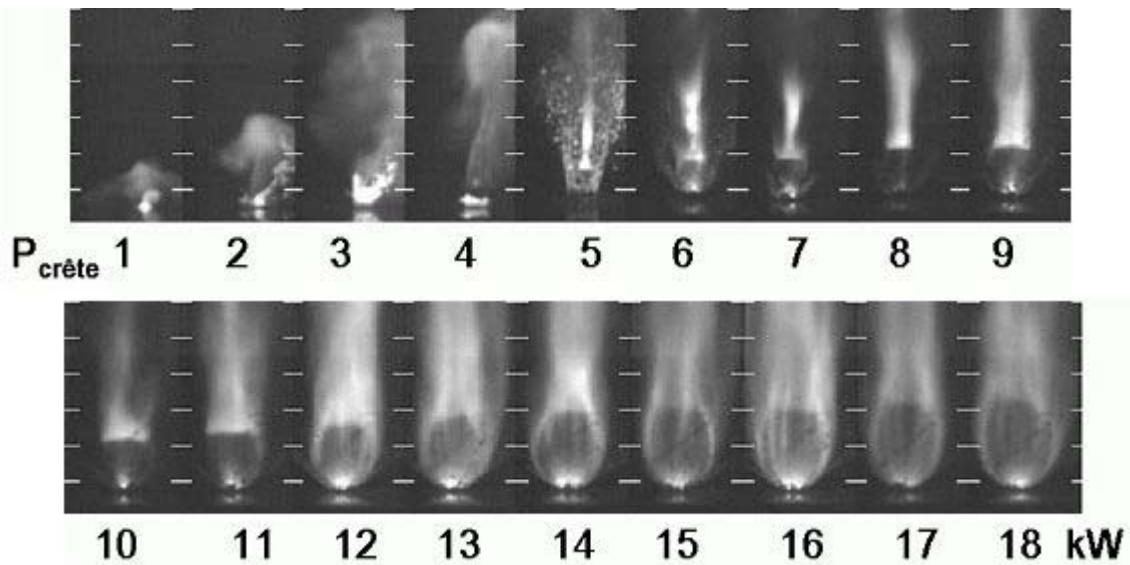


Figure 8-11 : Visualisation du phénomène de perçage en fonction de la puissance crête sur une cible d'acier doux sans gaz d'assistance.

La Figure 8-11 représente l'évolution de la structure interne de la vapeur en fonction de la puissance crête. A partir de 4 kW une onde de choc stationnaire apparaît dans l'écoulement. La hauteur et la largeur de cette onde de choc augmentent avec la puissance crête. La hauteur est de 0,5 mm à 4 kW et de 3 mm à 18 kW. Les dimensions sont rassemblées dans la Figure 8-12.

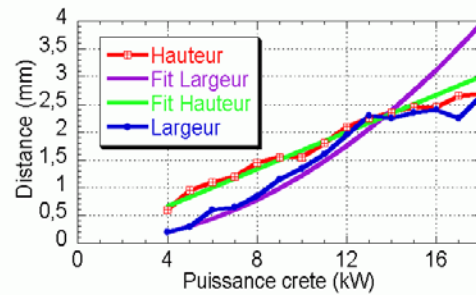


Figure 8-12 : Hauteur et Distance des ondes de chocs par rapport à la surface de la cible en fonction de la puissance crête.

Sur la Figure 8-12, il apparaît clairement que la hauteur de cette onde de choc dépend linéairement de la puissance crête. La Figure 8-7 présente des images de strioscopie permettant de relever la position des nœuds de Prandtl dans le cas d'un écoulement issu d'une buse convergente pour différentes pressions en réservoir. En mesurant cette distance en fonction de la pression en réservoir il apparaît que celle-ci dépend aussi linéairement de la pression en réservoir, voir la Figure 8-13.

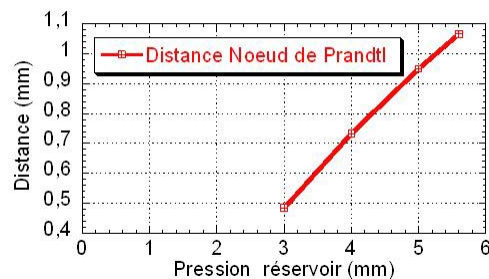


Figure 8-13 : Distance des Nœuds de Prandtl en fonction de la pression en réservoir

La position des nœuds de Prandtl dans le panache de vapeur, est également dépendante de la géométrie de l'écoulement à la surface de la cible, de son diamètre notamment. Toutefois, les images de la Figure 8-11 correspondent au début du perçage. L'éjection n'a pas encore commencé. En conséquence, le diamètre de l'écoulement est supposé constant et la pression de surface qui par analogie correspond à la pression en réservoir, est supposée alors dépendre linéairement de la puissance crête.

Pour des puissances crêtes inférieures à 13 kW, la largeur de l'onde de choc dépend, quant à elle, du carré de la puissance crête, d'après la Figure 8-12. Pour des puissances supérieures, son évolution suit celle de la hauteur.

8.3.2. Du gaz ? Enfin une réponse

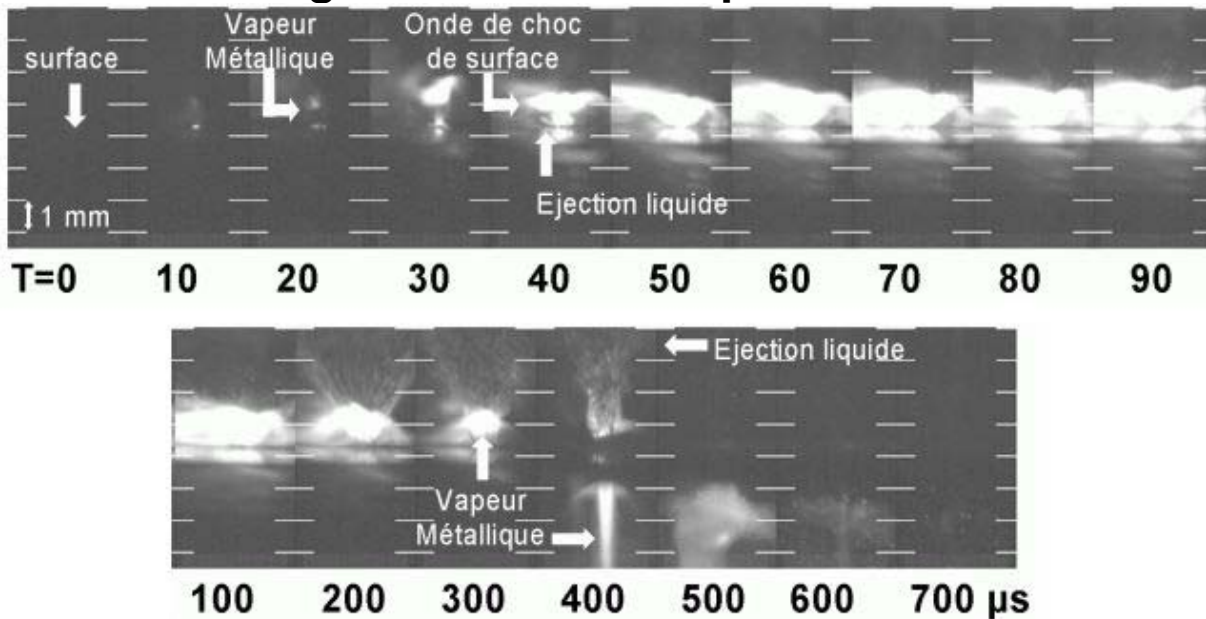


Figure 8-14 : Séquence d'un perçage de 16kW avec gaz d'assistance d'Argon sur KCN22W. Une pression d'arrêt de 3 bars est exercée sur la cible, la distance de travail est de 6 mm.

La Figure 8-14 représente un perçage réalisé avec un gaz d'assistance exerçant une pression d'arrêt de 3 bars sur la cible, tout autre paramètre étant identique par ailleurs à ceux de la Figure 8-2.

La détente de la vapeur métallique n'excède pas un millimètre au-dessus de la cible, contre plusieurs millimètres sans gaz d'assistance. En recoupant avec la Figure 8-6, il paraît évident que l'onde de choc de surface induit une barrière empêchant la détente dans cette direction. La vapeur ne peut s'échapper que par les bords.

En ce qui concerne l'éjection liquide, celle-ci, une fois orientée par les parois du perçage, est peu affectée par la présence d'une onde de choc, voir Figure 8-14 à partir de 200 μ s. Toutefois, les gouttelettes sont éjectées avec une vitesse opposée à l'écoulement du gaz d'assistance. Elles vont donc subir une décélération due à la force de traînée. Une partie d'entre elles est donc redirigée vers la surface sur laquelle elles se solidifient. Ce dépôt dégrade fortement la qualité du perçage au niveau de la face d'entrée, voir Figure 8-15.

De plus, l'emploi du gaz exerçant une faible pression d'arrêt en surface, élargit la détente radiale de la vapeur en l'empêchant de se détendre verticalement. Le liquide éjecté est orienté par cette détente à la sortie du perçage, en conséquence l'éjection horizontale se fait sur une distance plus importante favorisant un dépôt aux abords du perçage.

La Figure 8-15 illustre cette remarque. Les perçages présentés sont réalisés avec et sans gaz d'assistance pour les mêmes paramètres opératoires. L'emploi d'un gaz d'assistance est donc une source de dégradation de la qualité des perçages en face avant. L'état de surface à l'entrée des perçages est de meilleure qualité sans gaz d'assistance, il ne présente pas de dépôt sur la face d'entrée.

Ces résultats changent la conception des phénomènes physiques intervenant au cours du perçage. La détente de vapeur se fait en régime supersonique, en conséquence le gaz d'assistance ne peut remonter cet écoulement de vapeur pour apporter une contribution sous quelque forme que ce soit au cours d'un perçage par laser non débouchant.

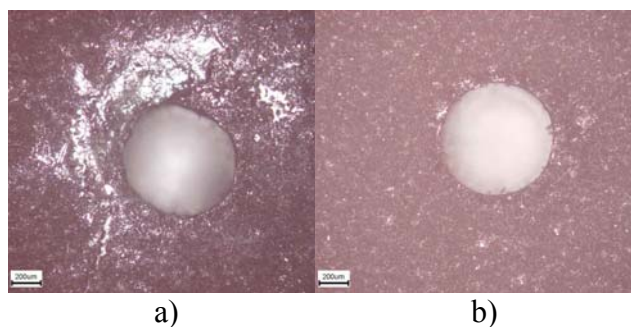


Figure 8-15 : Images de perçages obtenus avec (a) et sans (b) gaz d'assistance à iso-paramètres 16kW 1ms.

8.3.2.1. Perçage débouchant

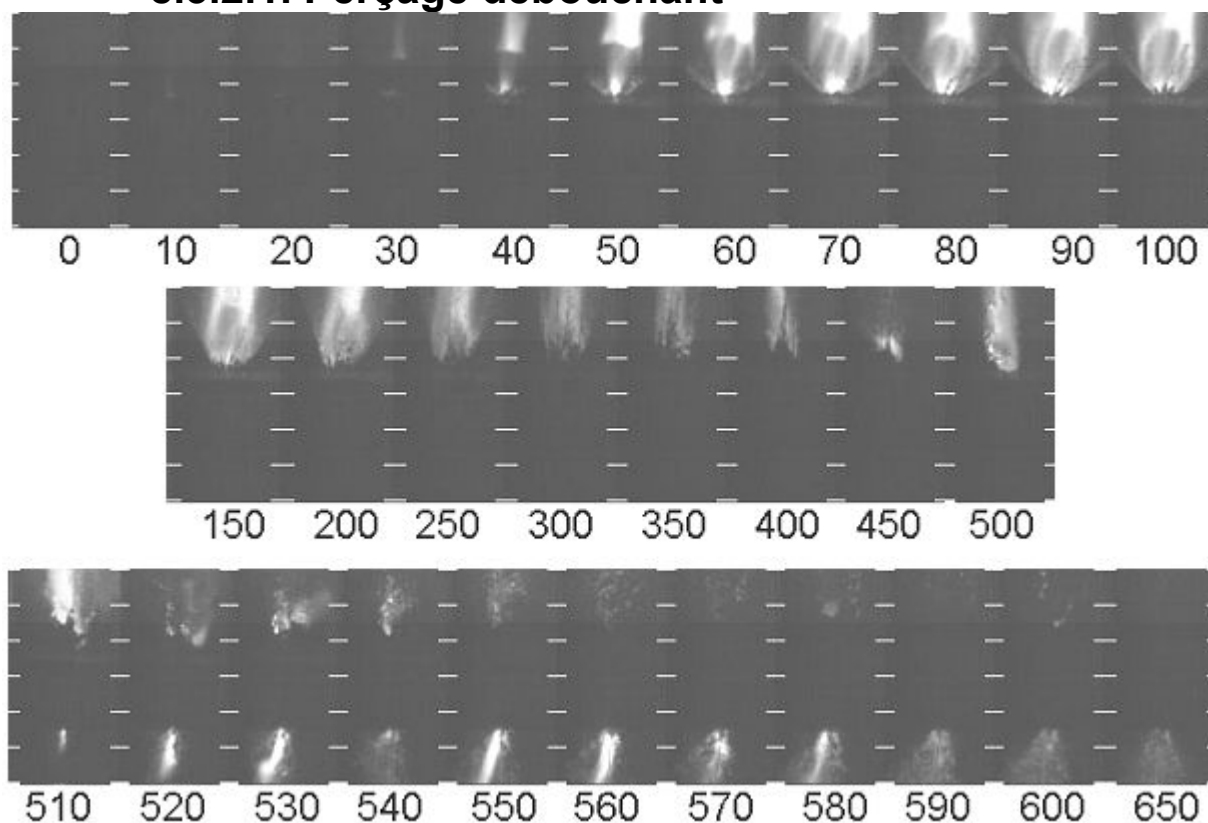


Figure 8-16 : Séquence d'un perçage débouchant de 12 kW sans gaz d'assistance sur AM1.

La Figure 8-16 présente l'observation d'un perçage débouchant réalisé sur un monocristal d'AM1, à 12 kW.

Les grandeurs observées sont égales à celles du KCN22W et sont présentées sur la Figure 8-17.

Vitesse de détente	Vitesse d'éjection liquide	Temps d'apparition onde de choc	Distance onde de choc	Vitesse de redressement
100 m.s ⁻¹	40 m.s ⁻¹	30 µs	1,5 mm	4 mrad.µs ⁻¹

Figure 8-17 : Ordres de grandeur des paramètres hydrodynamiques d'un perçage sur AM1 en face avant.

Les mécanismes d'ouverture du perçage sont illustrés sur la Figure 8-18. L'ouverture se déroule également en trois étapes.

Jusqu'à l'ouverture du perçage, 500 μs , la détente de la vapeur métallique et l'éjection de la phase liquide se font à travers l'ouverture supérieure, voir Figure 8-18 a). Cette étape correspond à un perçage borgne déjà décrit.

A l'ouverture du perçage, correspondant à un temps de 510 μs de la Figure 8-17. Sur cette image, une luminosité apparaît sur la face arrière de la cible. Pendant 100 μs la matière liquide et la vapeur sont éjectées à travers les deux orifices, voir Figure 8-18 b). La détente de la vapeur métallique s'effectue à travers les deux orifices. Ce mouvement convectif est dû aux différences de pression interne et externe à la cavité. La vitesse d'éjection liquide, qui initialement était dirigée vers l'entrée du perçage est homogène au sein de la cavité, voir Figure 8-18 a), doit maintenant être considérée en deux domaines. Un domaine désigné par l'appellation "corps de perçage" dans lequel l'éjection liquide est toujours orientée vers le haut. Le second, désigné par "fond de perçage", dans lequel l'éjection liquide est orientée vers la face arrière.

La dernière étape, dans laquelle l'éjection liquide s'effectue uniquement par la face arrière correspond aux temps supérieurs à 650 μs de la Figure 8-17 et au cas c) de la Figure 8-18.

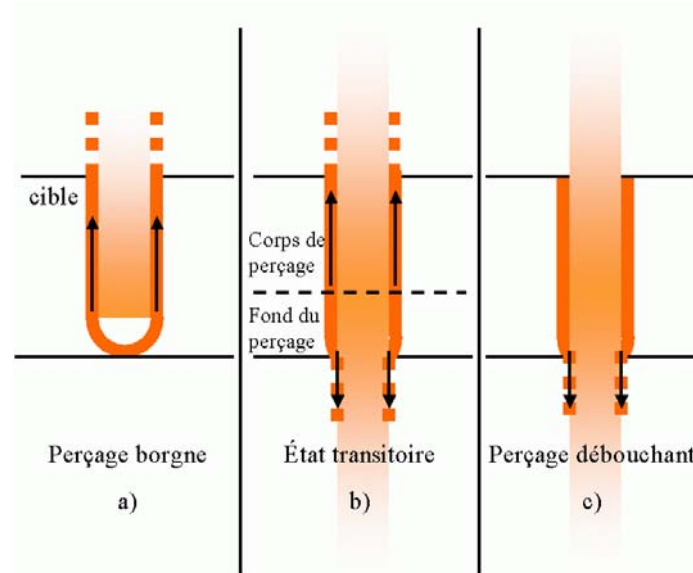


Figure 8-18 : Tableau illustrant les mécanismes d'ouverture du perçage.

La vapeur métallique se détend par la face arrière à une vitesse de 100 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. L'éjection de la vapeur s'effectue sur un intervalle de temps de 100 μs . L'éjection du liquide par la face avant du perçage n'est plus visible 100 μs après l'ouverture. Il est à noter que ces grandeurs en face de sortie sont du même ordre que celles relevées au cours du perçage en face d'entrée.

Vitesse de détente	Temps de perçage	Temps de disparition de la vapeur métallique	Temps d'éjection par face arrière	Vitesse de redressement
100 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	500 μs	100 μs	>150 μs	4 $\text{mrad}\cdot\mu\text{s}^{-1}$

Figure 8-19 : Ordres de grandeur des paramètres hydrodynamiques d'un perçage sur AM1 en face arrière.

8.3.3. Quelques matériaux

8.3.3.1. Epaisseur percée lors d'un perçage d'aluminium

La Figure 8-20 présente l'observation d'un perçage borgne réalisé sur un aluminium de la série 6000, à 18 kW.

La hauteur et la largeur de l'onde de choc sont inférieures à celles obtenues sur l'acier doux à même puissance crête (1 mm sur Al, 3 mm sur acier à 18 kW).

Ces observations permettent de déduire que la pression de vapeur saturante obtenue lors d'un perçage d'aluminium est inférieure à celle obtenue sur de l'acier. Cette pression ne dépend que du rapport $T_{\text{surf}}/T_{\text{vap}}$ pour les métaux. Donc la température de surface obtenue lors d'un perçage d'aluminium est inférieure à celle obtenue lors d'un perçage d'acier.

Toutefois, les gammes de température à considérer sont très étroites du fait de la dépendance exponentielle de la pression de saturation avec la température de surface. En conséquence, un faible écart entre les températures de surface d'aluminium et d'acier peut induire une variation de pression de saturation importante.

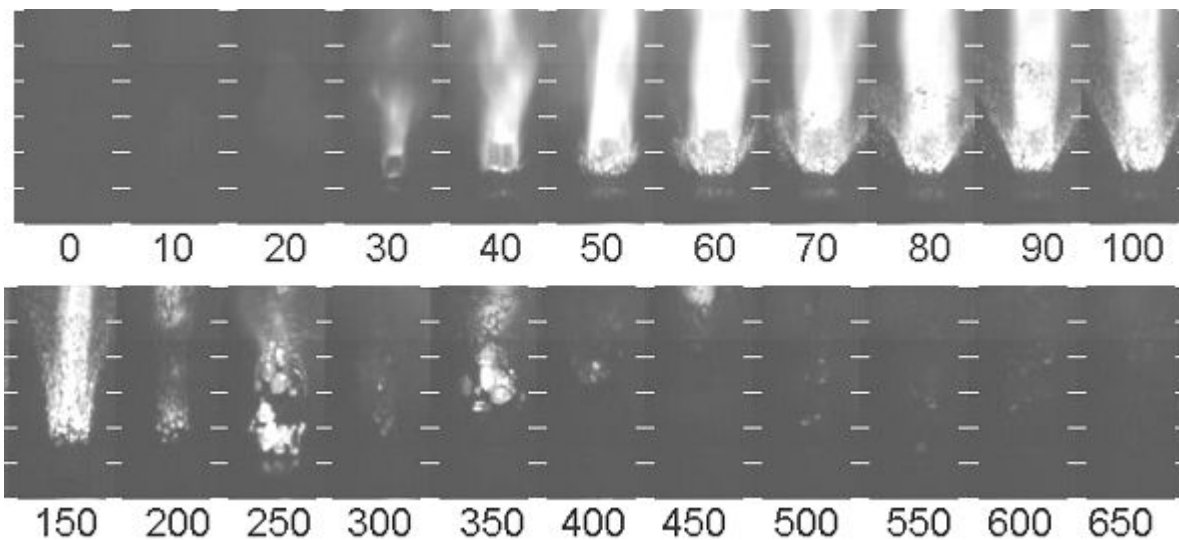


Figure 8-20 : Séquence d'un perçage borgne de 18 kW sans gaz d'assistance sur Al 6000.

La vitesse de redressement est 3 fois supérieure à celle de l'acier, $12 \text{ mrad} \cdot \mu\text{s}^{-1}$. Cette vitesse est liée à la vitesse de perçage du matériau. En effet, le modèle du piston, voir 3.3 Modèle du piston, montre que la vitesse de perçage de l'aluminium est 3 fois supérieure à celle de l'acier en raison des différences de propriétés des matériaux, notamment la masse volumique. L'enfoncement dans la matière, et par conséquent le redressement des écoulements, est donc plus rapide.

A titre d'exemple, la figure Figure 8-21 montre un perçage réalisé à 18 kW 1 ms sur aluminium. Le perçage a une profondeur de 7 mm contre 3 mm pour l'acier.



a) b)

Figure 8-21 : Tableau comparatif des perçages réalisés sur Aluminium (a) et Acier (b) à 18 kW 1 ms.

Vitesse de détente	Vitesse d'éjection liquide	Temps d'apparition onde de choc	Distance onde de choc	Vitesse de redressement
100 m.s^{-1}	100 m.s^{-1}	$30 \mu\text{s}$	1 mm	$12 \text{ mrad}.\mu\text{s}^{-1}$

Figure 8-22 : Ordres de grandeur des paramètres hydrodynamiques d'un perçage sur Aluminium.

8.3.3.2. Dépôt en surface et évolution au cours d'un perçage d'Acier revêtu de Zircone

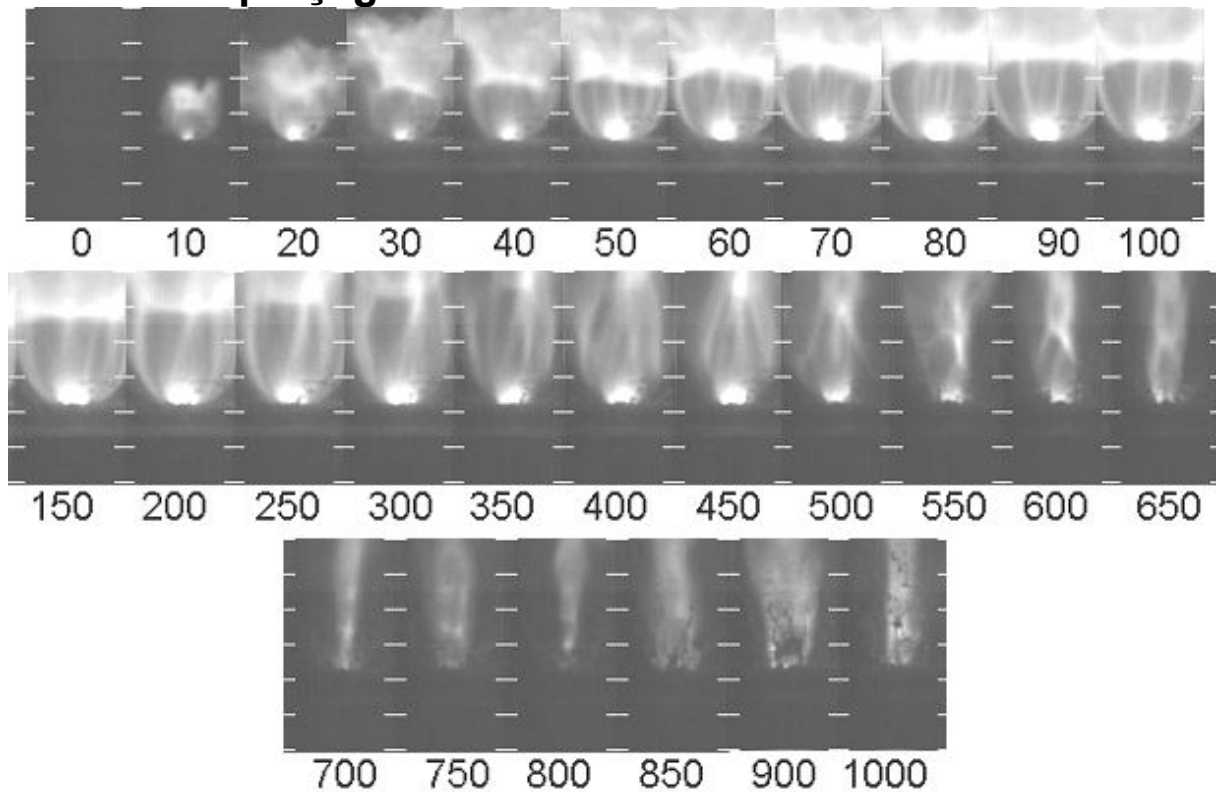


Figure 8-23 : Séquence d'un perçage de 18 kW sans gaz d'assistance sur Barrière thermique.

La Figure 8-23 illustre un perçage d'une cible d'acier revêtu d'une épaisseur de zircon, à 18 kW. La Figure 8-24 représente la configuration géométrique adoptée pour ce perçage.

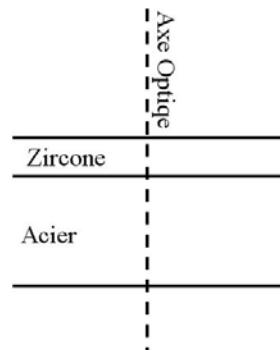


Figure 8-24 : Configuration géométrique du perçage de barrière thermique.

La hauteur et la largeur de l'onde de choc sont, ici, très différentes de celles rencontrées précédemment. Sur cette séquence, la détente de la vapeur métallique est extrêmement violente. La dimension de cette détente en largeur est supérieure à 3 mm et déborde du champ de la caméra. L'éjection liquide qui est orientée par cette détente comme vu dans la partie 8.3.1.1, ne peut se redresser et est donc peu visible sur les vidéos. Comme elle reste horizontale pendant plus de 800 μ s, elle est directement responsable du dépôt de matière liquide aux abords immédiats du perçage, voir Figure 8-25.

Cette détente dépend de la pression statique exercée sur la surface de la cible, voir Figure 8-26.

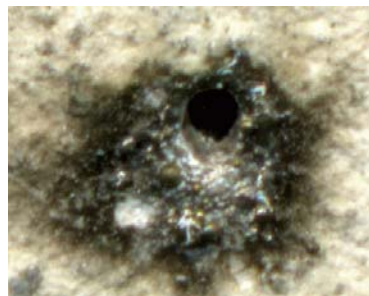


Figure 8-25 : Image d'un perçage d'acier revêtu de zircon à 18 kW.

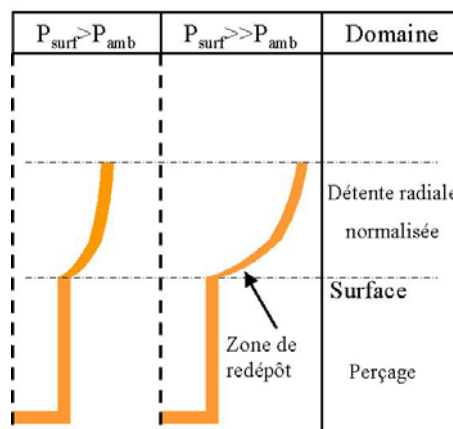


Figure 8-26 : Schéma de principe du dépôt de matière liquide aux abords du diamètre d'entrée.

Vitesse de détente	Vitesse d'éjection liquide	Temps d'apparition onde de choc	Distance onde de choc	Vitesse de redressement
100 m.s ⁻¹		10 μs	2,5 mm	

Figure 8-27 : Ordres de grandeur des paramètres hydrodynamiques d'un perçage sur Acier revêtu d'une barrière de zircon.

La séquence de perçage d'un acier revêtu peut encore une fois, être découpée en trois parties. La première partie de 0 à 150 μs correspond au perçage de la zircon. Pendant cette étape la structure de l'onde de choc est stable

Pendant la deuxième partie, de 150 à 500 μs, la structure de l'onde de choc évolue. La largeur de l'onde de choc est moins importante, passant de 3 à 0,5 mm. La hauteur augmente passant de 2,5 à 3,5 mm au temps 450 μs. Puis cette dimension diminue jusqu'à 1 mm. Cette étape correspond au perçage du domaine séparant la zircon de l'acier. L'évolution traduit la discontinuité des paramètres thermophysiques entre les matériaux.

Enfin, pour des temps supérieurs à 550 μs, le perçage correspond au perçage de l'acier. L'écoulement de vapeur métallique est redevenu stable.

Ces observations amènent trois conclusions, illustrées par la Figure 8-28. Premièrement, l'importance de la détente radiale lors du perçage de la zircon permet de conclure que la pression statique de l'écoulement en surface de la cible est supérieure pour un perçage de zircon que pour un perçage d'acier.

Deuxièmement, l'observation de l'augmentation de la distance de l'onde permet de supposer que la vitesse de la vapeur métallique pour un acier dans la partie observée est supérieure à celle d'une vapeur de zircon à même température.

Troisièmement, la température de surface et le flux de zircon vaporisée sont supérieurs à ceux des métaux précédents. La température atteinte lors de l'usinage de la zircon affecte le perçage de l'acier.

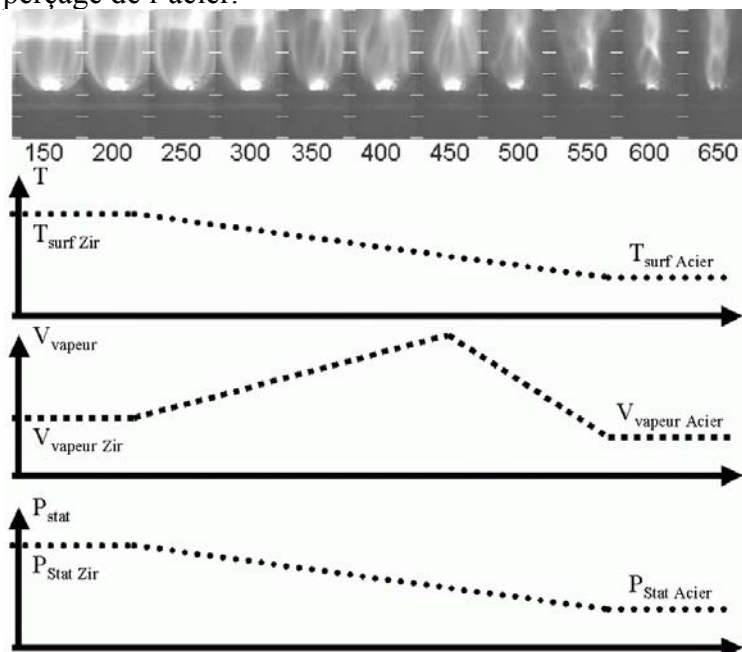


Figure 8-28 : Illustration des 3 conclusions du perçage sur Barrière Thermique.

8.3.3.3. Détente de vapeur lors du perçage d'un composite

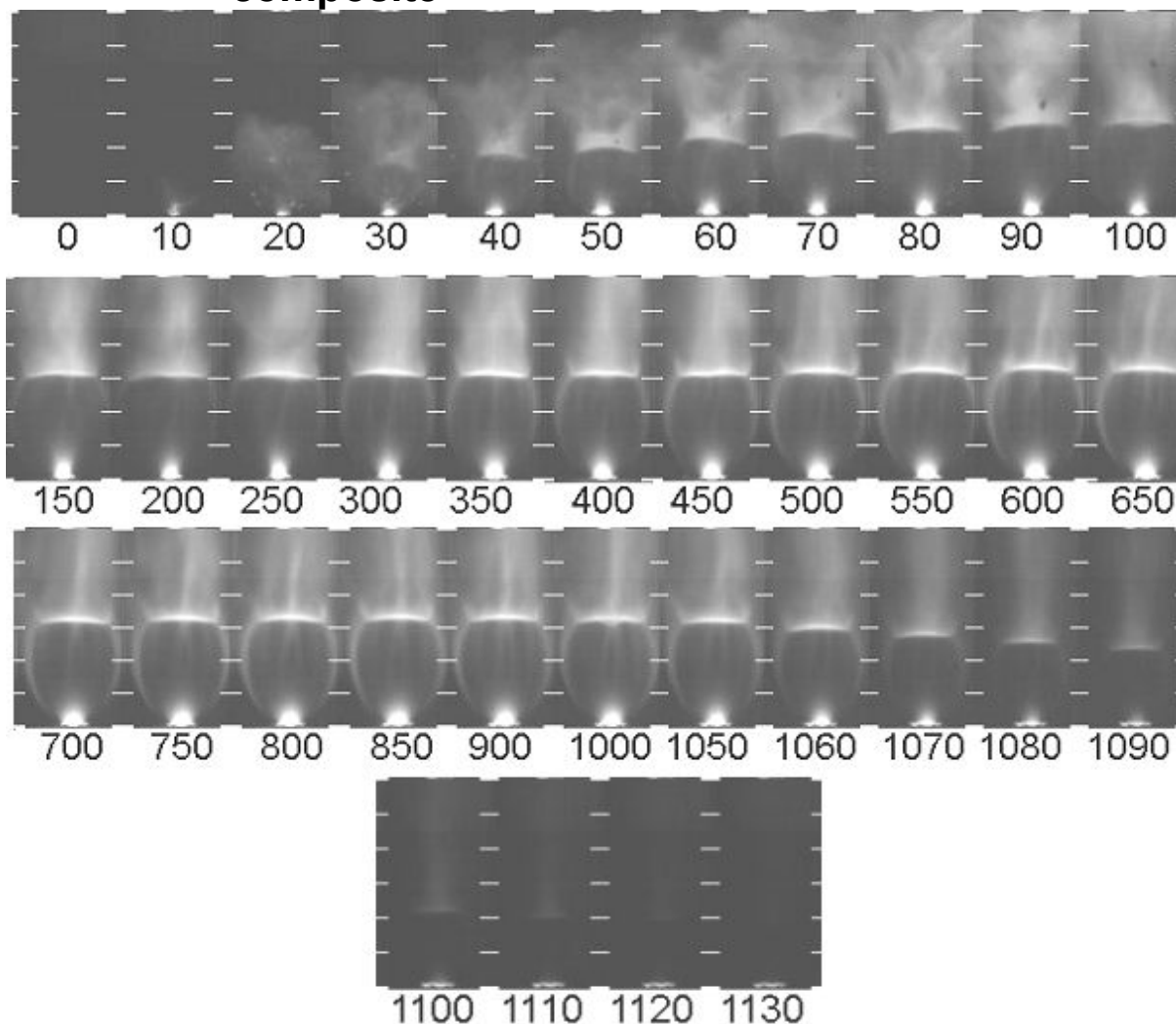


Figure 8-29 : Séquence d'un perçage de 16 kW sans gaz d'assistance sur Composite.

La Figure 8-29 illustre un perçage non débouchant à 16 kW d'une cible composée de fibre de carbone et de résine époxy, appelée composite.

Sur cette séquence la partie liquide est complètement absente. L'ensemble de la matière irradiée est vaporisé. Sur ce matériau le perçage se fait en régime d'ablation. Cette séquence illustre l'état stationnaire de la détente lors du perçage. Cette stationnarité prouve la stabilité de la réponse du phénomène global (propagation du faisceau à travers la vapeur, variation en fonction de l'enfoncement). Les vitesses de perçage sont comparables à celles de l'acier, de l'ordre de 2 m.s^{-1} .

Vitesse de détente	Vitesse d'éjection liquide	Temps d'apparition onde de choc	Distance onde de choc	Vitesse de redressement
100 m.s^{-1}		$30 \mu\text{s}$	3 mm	

Figure 8-30 : Ordres de grandeur des paramètres hydrodynamiques d'un perçage sur composite.

8.3.4. Perçage à 45°

La Figure 8-31 illustre un perçage incliné de 45° d'une cible en KCN22W. Dans cette géométrie, la détente supersonique de la vapeur métallique se fait normalement à la surface. Elle n'est plus dans l'axe du faisceau.

L'éjection métallique se fait aussi perpendiculairement à la surface de la cible, voir Figure 8-31 pour 150 μ s. A la suite de l'enfoncement, les parois du perçage redressent l'éjection le long de l'axe optique dès 450 μ s.

L'emploi du gaz d'assistance dans cette configuration est illustré par la Figure 8-32. Il apparaît que le gaz d'assistance entraîne la vapeur métallique vers la gauche de l'image. La matière liquide, quant à elle, n'est pas affectée dans le champ d'observation par la présence du gaz.

Ces configurations utilisées en milieu industriel protègent plus efficacement les optiques du laser des remontées de métal en fusion. Pour cette étude une géométrie en incidence normale du faisceau a été choisie afin de simplifier d'éventuels phénomènes dus à la géométrie. Toutefois il apparaît sur cette séquence que les phénomènes observés sont identiques dans les deux configurations.

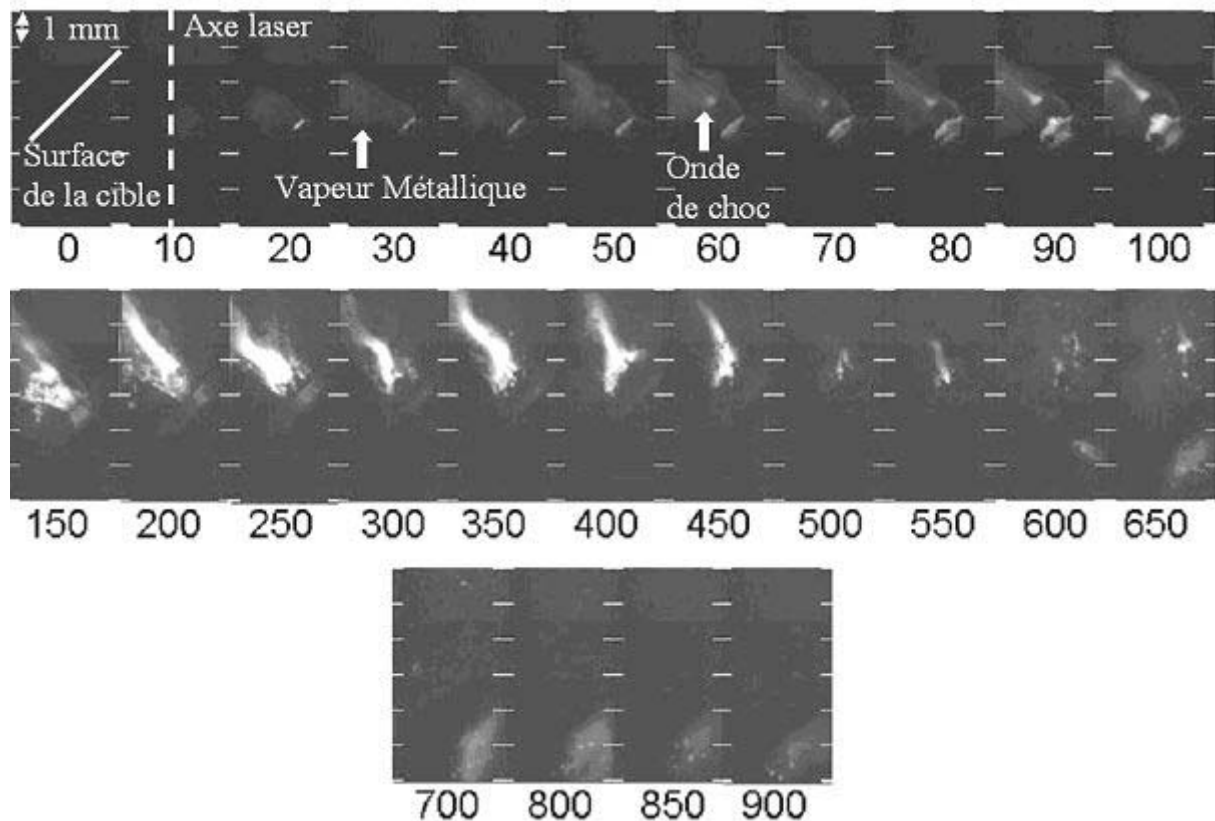


Figure 8-31 : Séquence d'un perçage de 6 kW sans gaz d'assistance sur KCN22W inclinasion de 45° entre la surface et le faisceau laser.

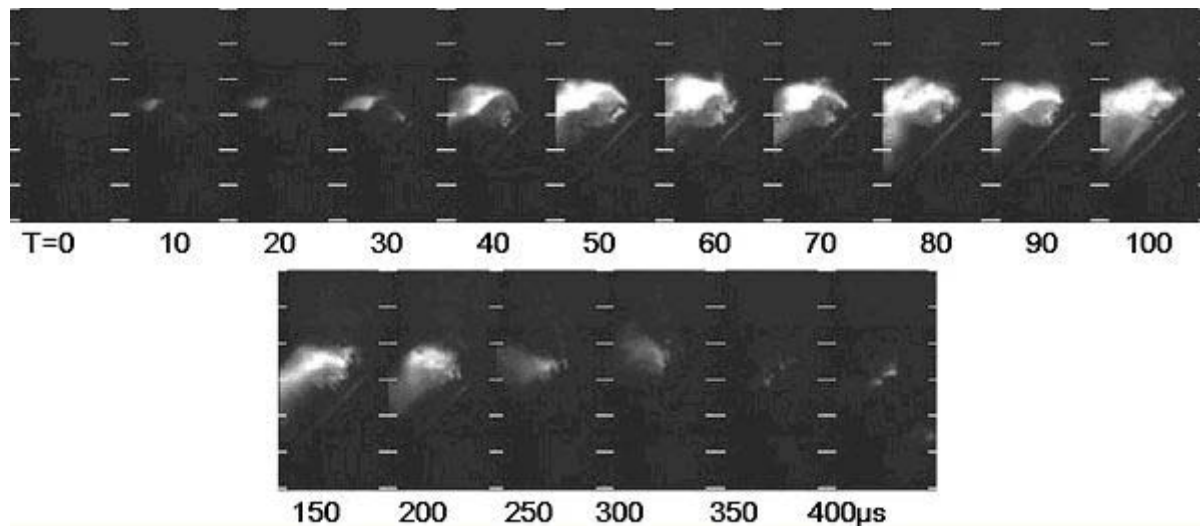


Figure 8-32 : Séquence d'un perçage de 6 kW avec gaz d'assistance sur KCN22W inclinaison de 45° entre la surface et le faisceau laser. Une pression statique de 2 bars est exercée sur la surface de la cible, la distance de travail est de 6 mm.

8.4. Conclusion et questions ouvertes

Dans ce chapitre les principales conclusions sont résumées dans la Figure 8-33. Les ordres de grandeurs sont regroupés dans la Figure 8-34.

Vapeur	Détente supersonique Présence d'ondes de choc stationnaires
Onde de choc	La hauteur de l'onde de choc varie linéairement au 1 ^{er} ordre avec $P_{\text{crête}}$ La largeur de l'onde de choc évolue comme le carrée de $P_{\text{crête}}$
Ejection métallique	L'éjection métallique suit la courbe d'iso-pression, le long de la détente radiale. Le sens de l'éjection métallique s'inverse lors de l'ouverture du perçage.
T_{surf} au passage en régime supersonique	$T_{\text{surf}}^{\text{sonique}} = \frac{T_{\text{vap}}}{1 - \frac{RT_{\text{vap}}}{mL_v} \left[\ln\left(\frac{P_{\text{amb}}}{P_0}\right) + \left(\frac{\gamma}{1-\gamma}\right) \ln\left(\frac{2}{\gamma+1}\right) \right]}$
T_{surf} à l'apparition des ondes de choc	$T_{\text{surf}}^{\text{onde de choc}} = \frac{T_{\text{vap}}}{1 - \frac{RT_{\text{vap}}}{mL_v} \left[\ln\left(\frac{P_{\text{amb}}}{P_0}\right) + \left(\frac{\gamma}{\gamma-1}\right) \ln\left(1 - \frac{1-\gamma^2}{2\gamma}\right) \right]}$

Figure 8-33 : Résumé des considérations hydrodynamiques sur le perçage.

	Vitesse de détente (m.s ⁻¹)	Vitesse d'éjection liquide (m.s ⁻¹)	Temps d'apparition onde de choc (μs)	Distance onde de choc (mm)	Vitesse de redressement (mrad.μs ⁻¹)	Puissance crête (kW)
KCN22W	100	30	30	1,5	4	16
Acier doux	100	30	30	2	4	16
Al6000	100	100	30	1	12	18
AM1	100	40	30	1,5	4	12
Barrière Thermique	100		10	2,5		18
Composite	100		30	3		16

Figure 8-34 : Tableau récapitulatif des ordres de grandeur des paramètres hydrodynamiques d'un perçage sur différents matériaux.

Ces considérations sont essentiellement qualitatives et permettent d'approcher la température de surface au passage en régime supersonique. Toutefois, pouvoir estimer la température en cours de perçage nécessite une compréhension plus profonde des écoulements supersoniques et de l'interaction laser-matière dans ce régime. Ce domaine est encore inaccessible puisque interne au perçage. Les seules grandeurs observables sont la position des ondes de choc dans le jet de vapeur et leurs structures. La compréhension ne peut venir que des observations faites sur ces structures afin d'en déduire les phénomènes internes au perçage. En l'état actuel de nos connaissances, les domaines de validités des modèles explicites s'arrêtent au passage en régime supersonique. Au-delà, l'emploi d'un code de calcul numérique est nécessaire pour estimer les grandeurs physiques caractéristiques. La mise en place d'une telle étude dédiée aux écoulements supersoniques reste à faire pour améliorer cette compréhension.

Une conclusion de ce chapitre porte sur l'emploi du gaz dit d'assistance. Celui-ci ne peut intervenir au cours d'un perçage non débouchant, la pression au sein de la cavité est suffisamment importante pour engendrer un écoulement supersonique. En conséquence aucune perturbation, ni matière, ne peut remonter l'écoulement de vapeur métallique. Le gaz sert à protéger les optiques des éjections métalliques et des fumées. Lors de l'ouverture du perçage et seulement après celle-ci, le gaz peut pénétrer à l'intérieur de la cavité et aider à l'éjection de la phase liquide par la face arrière. Toutefois, dans le chapitre 6 Etude du perçage des cibles de faible épaisseur, il est montré que pour des puissances crêtes supérieures à 12 kW l'emploi d'un gaz n'influence pas les diamètres de sortie des perçages.

9. Etude de l'évolution de la géométrie des perçages

Sommaire

<u>9.1. PROBLEME PHYSIQUE ET ETAT DE L'ART</u>	118
<u>9.2. PROTOCOLE ET MONTAGE EXPERIMENTAL</u>	118
9.2.1. PROTOCOLE EXPERIMENTAL	118
9.2.2. MONTAGE EXPERIMENTAL.....	119
<u>9.3. RESULTATS ET DISCUSSIONS</u>	119
9.3.1. PROFIL MONO-IMPULSION	119
9.3.1.1. PROFIL.....	119
9.3.1.2. DIAMETRE	120
9.3.1.3. PROFONDEUR	120
9.3.1.4. DISCUSSION.....	121
9.3.2. PROFIL MULTI-IMPULSIONS	122
9.3.2.1. PROFIL.....	122
9.3.2.2. DIAMETRE	123
9.3.2.3. PROFONDEUR	123
9.3.2.4. DISCUSSION.....	124
9.3.2.4.1. Profondeur percée en fonction du nombre d'impulsions	124
9.3.2.4.2. Détermination des domaines de profils.....	125
9.3.3. ETUDE DU DECOLLEMENT DES ZONES FONDUES.....	126
9.3.3.1. PROFIL.....	126
9.3.3.2. DIAMETRE	127
9.3.3.3. PROFONDEUR	127
9.3.3.4. DISCUSSION.....	127
<u>9.4. CONCLUSION ET QUESTIONS OUVERTES</u>	128

9.1. Problème physique et état de l'art

Cette partie illustre l'évolution de la morphologie du perçage non débouchant en fonction de la puissance crête. Le problème physique est de visualiser après perçage son profil et sa face interne afin d'essayer de remonter à la dynamique. La question posée est de déterminer la modification du profil engendrée par une augmentation de la puissance crête.

Dans une première partie, un diagnostic innovant est sommairement présenté. Cette méthode permet de réaliser une observation quasi-immédiate des perçages. La qualité de ces observations ne dépend plus du savoir-faire de l'opérateur. La deuxième partie présente et discute les résultats obtenus pour des perçages en mono-impulsion, en multi-impulsions et avec 2 impulsions. Les grandeurs observées sont le profil, le diamètre et la profondeur des perçages. Une évolution des profils est observée en fonction de la puissance crête. L'existence d'un seuil dans ces profils est abordée en utilisant le modèle de Semak et Matsunawa. L'épaisseur de la couche liquide n'excède pas quelques microns dans les configurations abordées. La vitesse de perçage sature lors du changement de profil. La dernière partie reprend l'ensemble des résultats, à travers un tableau récapitulatif, et conclut sur les différentes considérations du chapitre.

L'état bibliographique montre que les perçages réalisés en multi-impulsions ont des profils très variables. Le diamètre fluctue en fonction de la profondeur suivant les paramètres des impulsions laser. Les perçages obtenus ont des profils dits en "tonneau" ou "conique". La qualité, la maîtrise et la reproductibilité des sources laser interviennent directement sur ces aspects. Les profils obtenus par P. Forget, M. Jeandin et al [56] illustrent ce propos. Cet article montre entre autres, le profil obtenu pour un perçage de 4,3 mm de profondeur en 9 impulsions de 240 μ s à une puissance crête de 15 kW.

9.2. Protocole et montage expérimental

9.2.1. Protocole expérimental

Comme vu dans le chapitre 4 Paramètres du procédé & caractérisation des outils il est assez difficile de trouver une méthode d'analyse donnant des informations fiables sur les parois internes, ne reposant pas sur la dextérité de l'opérateur. C'est pourquoi la méthode DODO est utilisée. Elle assure la position du plan d'analyse par rapport au plan de perçage et permet une analyse 3D à l'intérieur du perçage.

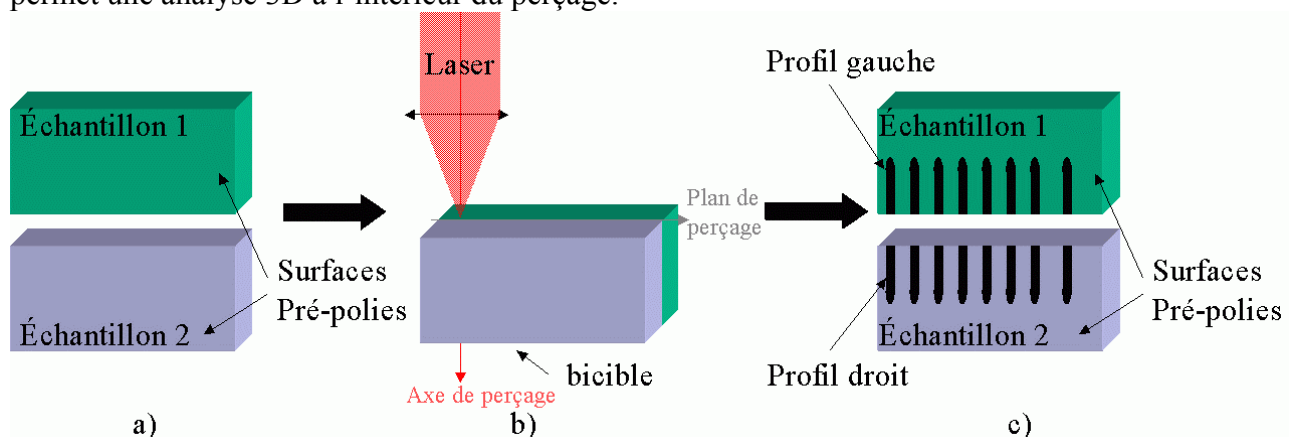


Figure 9-1 : Schéma de principe de la méthode DODO (Direct Observation of Drilled hOle).

Sommairement, la cible est composée de deux parties polies, puis assemblées. Après perçage, les deux parties sont séparées, chacune révélant l'intérieur des cavités percées, voir Figure 9-1.

L'étude statistique est faite sur un échantillon de 30 perçages, pour des puissances crêtes de 1 à 18 kW par pas de 1 kW. Chaque perçage reçoit 1 à 10 impulsions à iso-paramètres ou pas. Les cibles sont en acier doux E24 et les perçages sont borgnes.

9.2.2. Montage expérimental



Figure 9-2 : Montage expérimental.

9.3. Résultats et discussions

9.3.1. Profil mono-impulsion

9.3.1.1. Profil

Cette partie traite de la morphologie des perçages en fonction des puissances crêtes pour des perçages réalisés à l'aide d'une unique impulsion.

La Figure 9-3 regroupe des profils typiques de perçages réalisés avec des impulsions de 1 ms pour différentes puissances crêtes. L'épaisseur de la couche liquide apparaît sur le contour en surbrillance.

P (kW)	3	4	5	6	7	8	10	12	13	14	15	16	17	18
τ (ms)	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
	a)	b)	c)	d)	e)	f)	g)	h)	i)	j)	k)	l)	m)	n)

Figure 9-3 : Evolution des profils en fonction de la puissance crête.

La Figure 9-3 montre l'évolution des profils en fonction de la puissance crête. Deux types de profils se distinguent. En dessous de 6 kW (Figure 9-3 a) à c)) les perçages ont un profil conique qualifié de profil en V. Au-delà de 6 kW (e) à n)) le perçage peut être divisé en deux parties, l'une appelée corps du perçage où le rayon est constant sur cette partie et l'autre

fond du perçage où le profil est incurvé. Ce profil est qualifié de profil en U. A 6 kW, un profil intermédiaire apparaît avec un corps de perçage et un fond pointu.

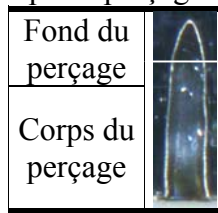


Figure 9-4 : Parties du perçage.

La Figure 9-5, quant à elle, regroupe les principales caractéristiques morphologiques des perçages selon trois critères : évolution du rayon, de l'épaisseur de la couche liquide et de la profondeur pour les deux types de profils.

	Profil en V	Profil en U
Rayon	Croît avec $P_{\text{crête}}$ Décroit linéairement en Z	Croît avec $P_{\text{crête}}$ Constant dans le corps du perçage
Epaisseur de la couche liquide	Constante le long du perçage et $<10 \mu\text{m}$ absence de décollement	
Profondeur	Augmente avec $P_{\text{crête}}$	Constante

Figure 9-5 : Tableau récapitulatif des caractéristiques morphologiques des perçages mono-impulsion.

9.3.1.2. Diamètre

La Figure 9-6 montre l'évolution du diamètre du perçage en fonction de la puissance crête.

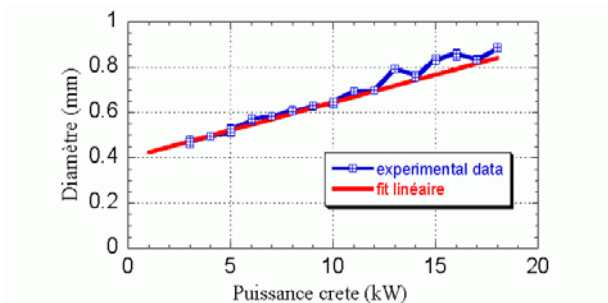


Figure 9-6 : Diamètre en fonction de la puissance crête ($A=0,03 \text{ mm.kW}^{-1}$, $D_{L0}=0,35 \text{ mm}$).

Le diamètre augmente linéairement avec la puissance crête. En extrapolant, à 0 kW, le diamètre du perçage correspond au diamètre du faisceau au plan focal (le faisceau est focalisé en surface). Ainsi le diamètre du perçage peut être approché par :

$$D_H = A \times P + D_{L0} \text{ avec } A_{E24} = 0.03 \text{ mm.kW}^{-1}$$

9.3.1.3. Profondeur

En mesurant la profondeur des perçages obtenus il est possible de remonter à la vitesse moyenne de perçage puisque chaque impulsion dure 1 ms. Ces données sont représentées sur la Figure 9-7.

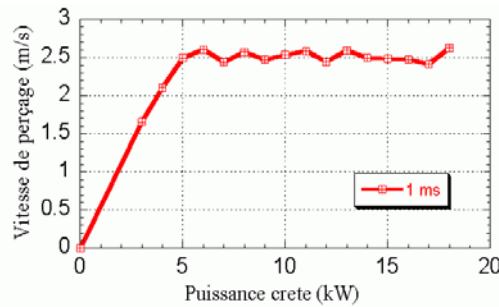


Figure 9-7 : Vitesse de perçage en fonction de la puissance crête.

Il apparaît que la vitesse de perçage croît linéairement jusqu'à $2,5 \text{ m.s}^{-1}$ pour une puissance crête de 5 kW, puis sature à cette valeur. Ce seuil de puissance crête observé pour la vitesse de perçage correspond également au seuil observé sur l'évolution des profils. Il existe donc un phénomène qui a pour conséquence la saturation de la vitesse de perçage et la modification du profil en V en U.

9.3.1.4. Discussion

Pour expliquer ces observations, l'hypothèse faite est qu'un phénomène de redistribution de l'énergie déposée sur la surface irradiée a lieu à travers la couche liquide. Cette redistribution est liée à l'augmentation de la vitesse d'éjection liquide.

La chaleur accumulée dans la zone d'irradiation se propage à travers la couche liquide vers la partie solide. Si la vitesse d'éjection liquide augmente, la zone sur laquelle la chaleur est transportée augmente également et donc le diamètre du perçage, voir Figure 9-8.

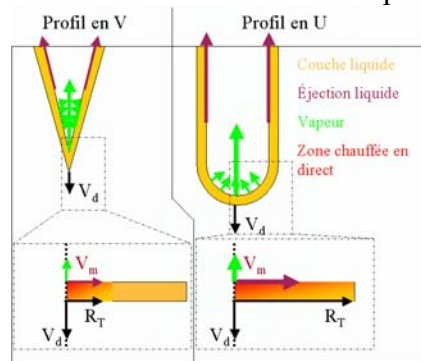


Figure 9-8 : Schéma illustrant l'hypothèse.

Ainsi, pour une zone d'irradiation constante, la cellule élémentaire à considérer dans le modèle de Semak et Matsunawa n'est plus un carré [39] mais un trapèze. Le rayon de la base R_T , est initialement égal au rayon de faisceau laser, voir Figure 9-9 a) puis augmente avec la puissance crête, voir Figure 9-9 b).

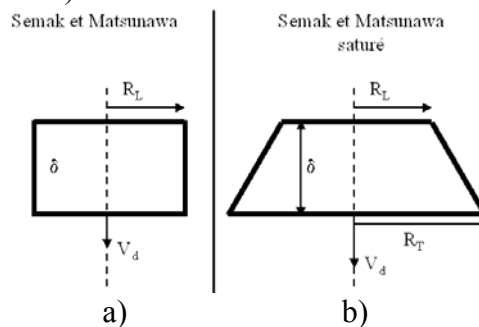


Figure 9-9 : Schéma illustrant la nouvelle hypothèse sur la cellule considérée.

En approchant le rayon de la base par :

$$r_T = r_i + AV_m + B$$

Et en reprenant les équations du modèle avec cette hypothèse, il vient :

$$V_d = \frac{\rho_m r_i^2}{\rho_s r_T^2} V_v + \frac{2\rho_m \delta_m r_i}{\rho_s r_T^2} V_m \text{ et } I_{abs} = 2\rho_m (C_m \bar{T} + L_m) \frac{V_m \kappa_m}{V_d n} + \rho_s C_s (T_m - T_0) V_d \frac{r_i^2}{r_T^2} \left(1 + \left(\frac{\kappa_m + V_d n}{\kappa_s} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} + \rho_m V_v L_v$$

Constante thermique	Valeurs
Masse volumique du solide ρ_s (g.cm ⁻³)	7,87
Masse volumique du liquide ρ_l (g.cm ⁻³)	7,015
Capacité calorifique du solide C_s (J.g ⁻¹ .K ⁻¹)	0,452
Capacité calorifique du liquide C_l (J.g ⁻¹ .K ⁻¹)	0,55
Diffusivité du solide κ_s (cm ² .s ⁻¹)	0,25
Diffusivité du liquide κ_s (cm ² .s ⁻¹)	0,3
Chaleur latente de fusion L_m (J.g ⁻¹)	272
Chaleur latente de vaporisation L_v (J.g ⁻¹)	6095
Température de fusion (K) T_m	1808

Figure 9-10 : Tableau récapitulatif des constantes utilisées dans le programme.

Avec les constantes de la Figure 9-10 le modèle permet d'obtenir les vitesses de perçage et pour les diamètres, représentés sur la Figure 9-11. Les deux courbes suivent la tendance des courbes expérimentales. La vitesse de perçage sature et le diamètre des perçages croît linéairement en fonction de l'intensité. Ainsi, il est possible de conclure que l'augmentation de la vitesse d'éjection du liquide est responsable de l'élargissement du perçage entraînant une saturation de la vitesse de perçage.

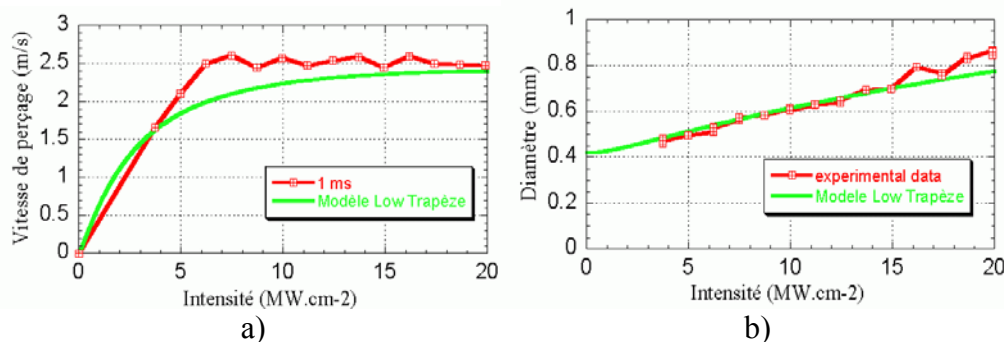


Figure 9-11 : Comparaison des vitesses de perçages et des diamètres expérimentaux avec le modèle de Low pour une cellule trapézoïdale avec $A=1,5 \cdot 10^{-6}$ s et $B = 0,005$ cm.

9.3.2. Profil multi-impulsions

9.3.2.1. Profil

Cette partie présente de façon générale la morphologie des perçages profonds en multi-impulsions. Le tableau regroupe les profils typiques des perçages réalisés à 13 et 18 kW. La lettre N désigne le nombre d'impulsions utilisé pour réaliser le perçage correspondant.

Le tableau montre l'évolution des profils en fonction du nombre d'impulsions pour 2 puissances crêtes. Une modification des profils a lieu au cours de l'enfoncement. Le profil des perçages à 13 kW évolue pour passer d'un profil en U (Figure 9-12 a) à d)) à un profil en V à partir de h). Cette transition se fait de façon continue en passant par une zone de profils intermédiaires avec un fond de perçage de plus en plus conique.

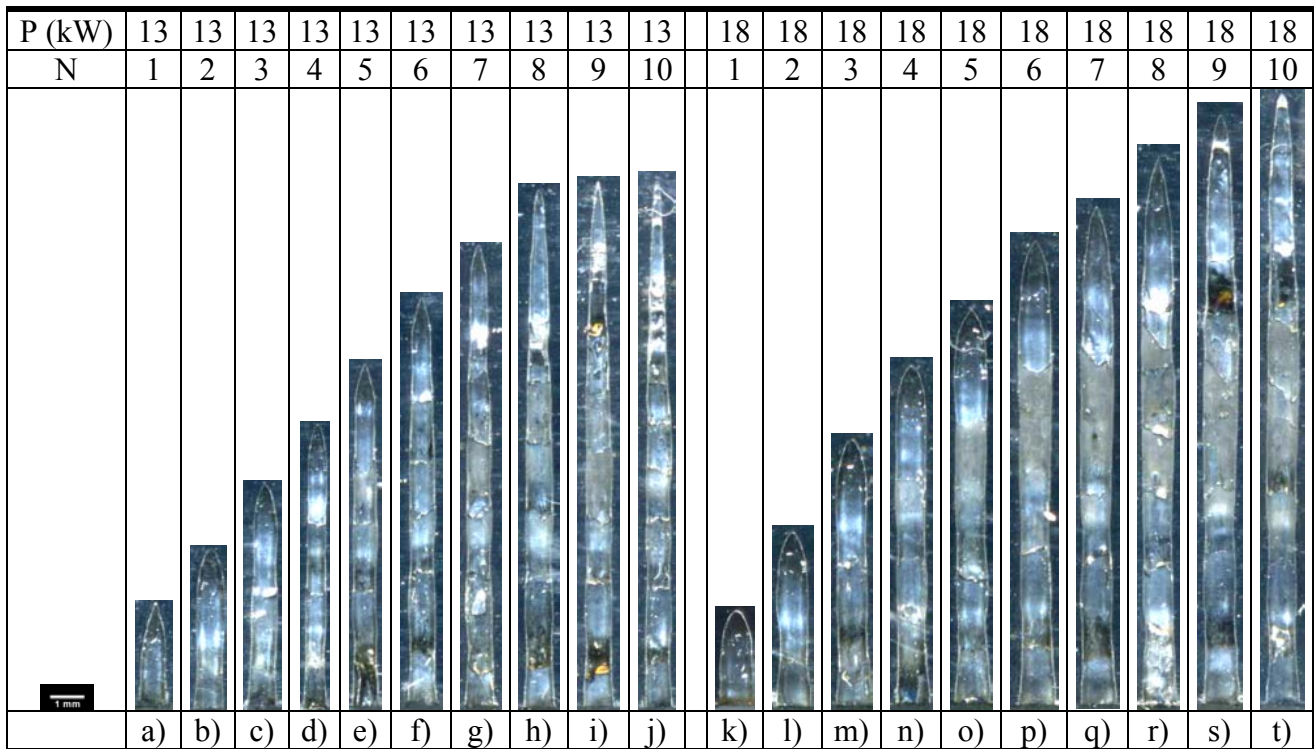


Figure 9-12 : Evolution des profils en fonction du nombre d'impulsions pour 2 puissances crêtes.

	13kW	18kW
Profil en U	De a) à d)	De k) à q)
Profil intermédiaire	De e) à g)	De r) à t)
Profil en V	De h) à j)	
Rayon	Constant jusqu'à 7 impulsions	Constant
Epaisseur de la couche liquide	Constante le long du perçage Superposition des couches, décollement à l'ouverture	
Profondeur	Augmente avec N	

Figure 9-13 : Tableau récapitulatif des caractéristiques morphologiques des perçages multi-impulsions.

9.3.2.2. Diamètre

Le diamètre des perçages en multi-impulsions reste constant sur une épaisseur qui varie avec la puissance crête.

9.3.2.3. Profondeur

Le Figure 9-14 retrace les profondeurs correspondant au nombre d'impulsions pour 13 kW et 18 kW.

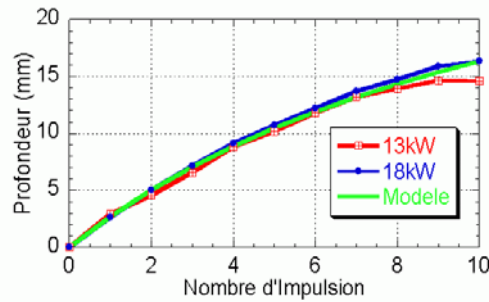


Figure 9-14 : Profondeur des perçages en fonction du nombre d'impulsions pour des puissances crêtes de 13 et 18 kW.

Jusqu'à 7 impulsions les deux courbes sont superposées. Au-delà, la courbe à 13 kW croît moins rapidement que celle à 18. Ceci correspond à la modification du profil observé. Pour des perçages réalisés avec plus de 7 impulsions les profils obtenus sont en V et donc la vitesse de perçage commence à décroître.

9.3.2.4. Discussion

9.3.2.4.1. Profondeur percée en fonction du nombre d'impulsions

En supposant que la profondeur percée est, au premier ordre, une fonction linéaire de l'intensité absorbée ; pour des perçages multi-impulsions de même puissance crête, le rapport des intensités à différentes profondeurs est égal au rapport des rayons du faisceau laser à ces mêmes profondeurs. La profondeur de perçage en multi-impulsions est la somme des profondeurs percées à chaque impulsion (z_n). De ces considérations, il vient :

$$\frac{z_N}{z_1} = \frac{\sum_{i=1}^{N-1} I_z}{I_0} = \sum_{i=1}^{N-1} \left(\frac{R_{L0}}{R_{Lz_i}} \right)^2 = \sum_{i=1}^{N-1} \left(1 + \frac{z_i}{R_{L0}} \times \tan(\alpha) \right)^{-2}$$

Avec $z_1=2,5$ mm la profondeur atteinte à la première impulsion, indépendante de la puissance crête. N est le nombre d'impulsions et z_i est la profondeur au début de la $n^{i\text{ème}}$ impulsion.

Cette équation est représentée par la courbe sur la Figure 9-14. Elle correspond aux valeurs expérimentales jusqu'au décrochement de la courbe de 13 kW pour la 8^{ième} impulsion (Profil en V). Elle permet donc de calculer la profondeur atteinte au bout de N impulsions pour des perçages dont le profil est en U.

Ce résultat n'est pas contradictoire avec le résultat précédent, présenté sur la Figure 9-11 a). Sur cette figure, la vitesse de perçage sature à 2.5 m.s^{-1} en fonction de la puissance crête pour une focalisation en surface. Sur la Figure 9-14, la vitesse de perçage par impulsion est représentée par la pente de la courbe et dépend, ici, de l'intensité en début de perçage d'après la formule précédente. Jusqu'à une profondeur de 10 mm (4 impulsions) les deux approches sont équivalentes ($4 \times 2.5 = 10$ mm). Au-delà la vitesse de perçage diminue avec l'augmentation du diamètre du faisceau. Les deux échelles observées sont d'un facteur 2 pour les puissances crêtes (Figure 9-11 a)) et d'un facteur 25 pour les surfaces de faisceau (Figure 9-14).

9.3.2.4.2. Détermination des domaines de profils

Un perçage à 7 kW et 1 ms a un profil en U pour une profondeur de $z_1=2,5$ mm alors qu'à 5 kW le profil est en V. Ce constat laisse supposer qu'un domaine intermédiaire de transition existe entre ces deux puissances pour cette profondeur.

En supposant qu'aux seuils de transition des domaines U et V, délimitant le domaine intermédiaire :

$$\frac{P_{crête}}{R_L(z)} = cst$$

Il est possible de faire correspondre un seuil de puissance crête (P_{seuil}) avec une profondeur percée (z_1) pour chaque domaine de profil par la relation :

$$\frac{P_{seuil}}{R_L(z_1)} = \frac{P_{crête}}{R_L(z_{seuil})} = cst$$

Il vient, avec la relation géométrique décrivant l'enveloppe du faisceau :

$$z_{seuil} = \frac{R_{L0}}{\tan(\alpha)} \left[\frac{P_{crête}}{P_{seuil}} \left(1 + \frac{z_1}{R_{L0}} \tan(\alpha) \right) - 1 \right]$$

La Figure 9-15 définit les domaines des profils en U et V suivant la profondeur et la puissance des impulsions pour les deux seuils de 5 et 7 kW.

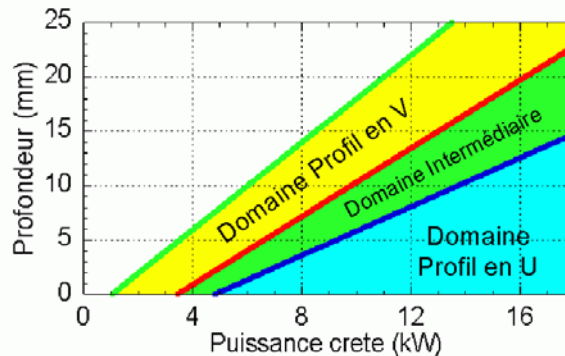


Figure 9-15 : Représentation des profils de perçage par domaine.

Cette formule empirique, basée sur des perçages multi-impulsions, peut être recoupée par les données de la Figure 9-17. Sur la partie gauche les perçages a) à f) sont réalisés avec 2 impulsions de même puissance. Ils correspondent donc bien au cas considéré et peuvent entrer dans cette discussion.

La courbe verte est obtenue par extrapolation des mesures réalisées pour de faibles puissances crêtes dans le chapitre 7 Etude de la transmission du rayonnement à travers un perçage débouchant.

La Figure 9-16 représente la correspondance entre les résultats expérimentaux présentés sur les figures Figure 9-3, Figure 9-12 et Figure 9-17. Chaque symbole de point renvoie à une figure (voir légende). L'écart entre les courbes délimitant les domaines des profils et les points expérimentaux est très faible. Cette description est vérifiée horizontalement avec les données expérimentales de la Figure 9-17 et verticalement avec celles de la Figure 9-12.

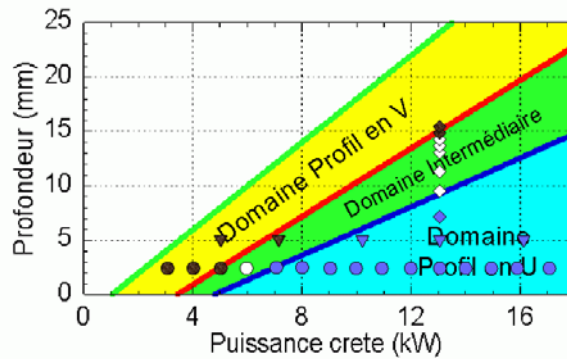


Figure 9-16 : Correspondance entre la représentation domaine de profils avec les données expérimentales. Les points de forme ronde correspondent aux mesures de la Figure 9-3 pour une profondeur de 2,5 mm. Les points triangulaires correspondent à la Figure 9-17 pour une profondeur de 5 mm. Enfin les points en losange et carrée correspondent à la Figure 9-12 pour des puissances crêtes de 13 et 18 kW, respectivement. Les points de couleurs correspondent à un profil en V ou en U, suivant le domaine. Les points en blanc correspondent au domaine intermédiaire.

9.3.3. Etude du décollement des zones fondues

L'observation des perçages multi-impulsions met en évidence des décollements de zones fondues, définis dans la partie 4.2.3 La Méthode DODO dont il est préférable de s'affranchir. Cette partie traite de ce problème en s'intéressant à des trains de deux impulsions afin d'isoler les mécanismes mis en jeu.

9.3.3.1. Profil

Cette partie traite du perçage par 2 impulsions. Ceci afin de simplifier l'approche sur les mécanismes de superposition des couches liquides.

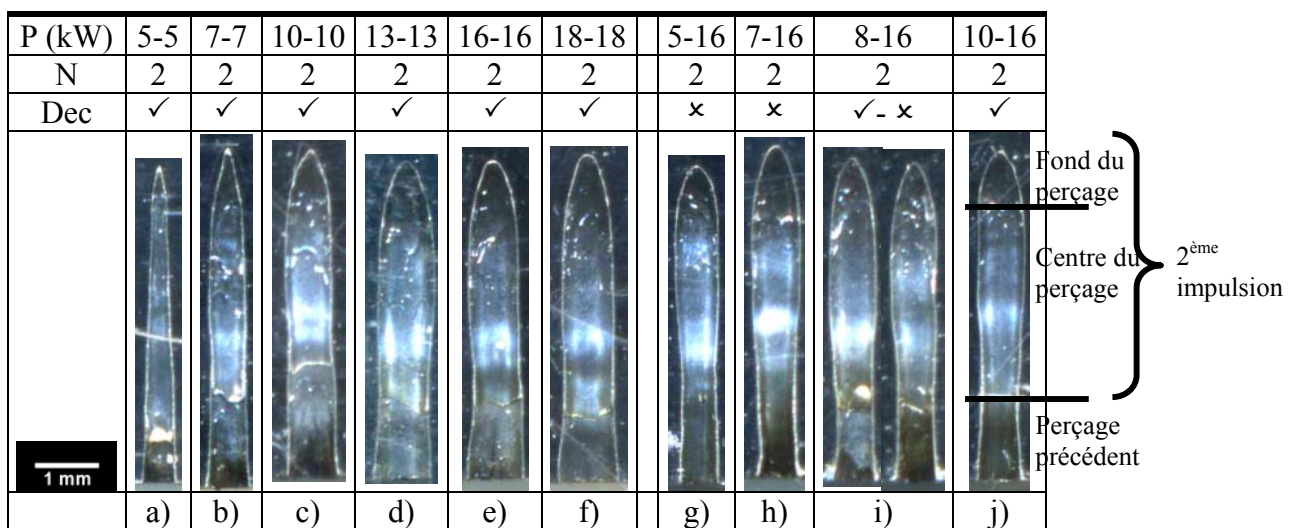


Figure 9-17 : Evolution des profils en fonction de la puissance crête pour 2 impulsions. ✓ = oui, ✗ = non.

Le tableau montre l'évolution des profils en fonction de la puissance crête des 2 impulsions. Dans cette partie, les trains d'impulsions sont de deux natures. Un train d'impulsions iso-paramètre, de même puissance crête, correspondant à la partie gauche de la

Figure 9-17 a) à f). La partie droite correspond aux perçages réalisés avec deux impulsions de puissances crêtes croissantes. La seconde impulsion a une puissance crête fixée à 16 kW.

	$P_{\text{crête}}$ constante	$P_{\text{crête}}$ croissante
Profil en U	De c) à f)	De g) à j)
Profil intermédiaire	b)	
Profil en V	a)	
Rayon	Constant pour les profils en U et intermédiaire	
Epaisseur de la couche liquide	Constante le long du perçage, <10 μm décollement pour a), b), c), d), e), f),i) et j)	
Profondeur	Constante	

Figure 9-18 : Tableau récapitulatif des caractéristiques morphologiques des perçages 2 impulsions.

9.3.3.2. Diamètre

Le diamètre des perçages en 2 impulsions reste constant sur une épaisseur qui varie avec la puissance crête.

9.3.3.3. Profondeur

La profondeur reste constante et le profil est conservé pour un nombre d'impulsions donné tant que la puissance crête est supérieure au seuil.

9.3.3.4. Discussion

Un décollement est une disjonction de la couche liquide à l'ouverture de l'éprouvette par la méthode DODO, voir Figure 9-19. La présence de décollement est désignée par la ligne "Dec" sur la Figure 9-17. Le but de cette discussion est d'expliquer l'origine de ce décollement.



Figure 9-19 : Tableau illustrant le décollement à l'intérieur d'un perçage en méthode DODO.

Les perçages mono-impulsion de la Figure 9-3 sont tous sans exception dépourvus de décollement. En conséquence l'hypothèse émise est qu'une couche liquide resolidifiée sur le substrat ne peut être la source d'un décollement.

Les perçages a) à f), i) et j) de la Figure 9-17 présentent un décollement. Toutefois les perçages g) et h) réalisés avec une première impulsion de 5 et 7 kW, sont dépourvus de décollement. Quelques perçages réalisés dans les conditions i) présentent des décollements. Ces observations permettent de constater que les perçages réalisés avec une première impulsion de puissance crête inférieure à 8kW suivie d'une seconde à 16 kW, ne présentent pas de décollement. Lorsque la première impulsion a une puissance crête supérieure le perçage présente toujours un décollement.

Les diamètres d'entrée des perçages réalisés avec un train d'impulsions dont la première est moins puissante que la seconde, sont supérieurs aux diamètres des perçages obtenus à l'aide d'une unique impulsion de même puissance crête.

C'est-à-dire que ceux réalisés avec un train d'impulsions de 5 et 16 kW ont un diamètre d'entrée de 600 μm alors que les perçages à 5 kW en mono-impulsion ont des diamètres d'entrée de 520 μm . Il faut donc en déduire que la seconde impulsion plus puissante fait fondre les parois du premier perçage et donc la couche liquide de la première impulsion. La couche liquide issue de la seconde impulsion peut donc se resolidifier sur le substrat à la fin du perçage.

A contrario, un perçage réalisé avec des impulsions de même puissance crête, 16 kW, a un diamètre de 800 μm . Ce diamètre correspond à celui obtenu avec un perçage mono-impulsion de 16 kW. La couche liquide issue de la première impulsion n'est pas fondue par la seconde. Il y a superposition des couches liquide et présence de décollement.

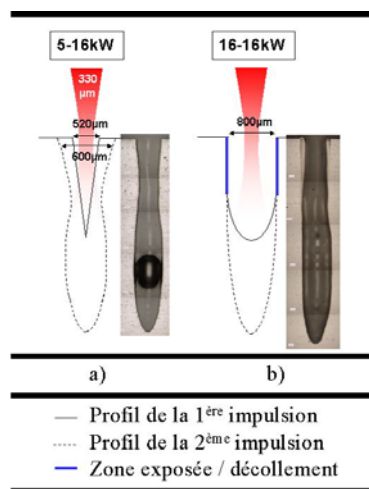


Figure 9-20 : Tableau de principe du décollement. A gauche un schéma de principe et à droite une image du perçage correspondant. En a) un profil obtenu avec deux impulsions de 5 et 16 kW. En b) un profil obtenu avec deux impulsions iso-paramètres à 16 kW.

9.4. Conclusion et questions ouvertes

Le décollement provient des superpositions de couches liquides. Pour éliminer cette structure il est nécessaire de faire fondre la couche liquide précédente à l'aide d'une impulsion plus puissante.

La Figure 9-21 regroupe les principales conclusions données dans cette partie sur les diamètres ϕ , les profils, l'épaisseur de la couche liquide δ , et les vitesses de perçage en fonction de la puissance crête.

Le modèle de Semak et Matsunawa modifié peut expliquer les différentes observations faites sur les perçages mono-impulsion et par extrapolation sur les perçages multi-impulsions. Toutefois ce modèle est très simple ce qui le rend abordable et efficace mais permet un ensemble de solutions étendues. De plus, la précision qu'il est nécessaire d'avoir sur certaines grandeurs pour être dans un domaine stable amoindrit considérablement la pertinence de ses solutions. En conséquence il ne peut servir qu'à vérifier l'éventuelle validité d'une hypothèse mais en aucun cas de code de calcul prévisionnel.

Les domaines correspondant aux profils des perçages en fonction de la puissance crête et de la profondeur sont donnés par la Figure 9-22.

	Mono impulsion	Multi impulsion (profil en U)
$\phi(P_{crête})$	$D_H = A \times P_{crête} + D_{L0}$ avec $A_{E24} = 0.03 \text{ mm.kW}^{-1}$	
Profil ($P_{crête}$)	V pour $P_{crête} < 5 \text{ kW}$ U pour $P_{crête} \geq 5 \text{ kW}$	U pour $z < z_{seuil}^7$ et V pour $z > z_{seuil}^5$ avec $z_{seuil}^P = \frac{R_0}{\tan(\alpha)} \left[\frac{P_{crête}}{P_{seuil}} \left(1 + \frac{z_1}{R_0} \tan(\alpha) \right) - 1 \right]$
δ	$< 10 \text{ }\mu\text{m}$	
$V_d(P_{crête})$	$V_d = A \times P_{crête}$ pour $P_{crête} < 5 \text{ kW}$ avec $A_{E24} = 0.5 \text{ m.s}^{-1}.\text{kW}^{-1}$ $V_d = 2.5 \text{ m.s}^{-1}$ pour $P_{crête} \geq 5 \text{ kW}$	$V_d = \frac{z_N}{\tau_N}$ $\frac{z_N}{z_1} = \sum_{i=1}^{N-1} \left(1 + \frac{z_i}{R_{L0}} \times \tan(\alpha) \right)^{-2} \quad z_1 = 2.5 \text{ mm}$

Figure 9-21 : Tableau récapitulatif des caractéristiques des perçages pour des mono et multi-impulsions.

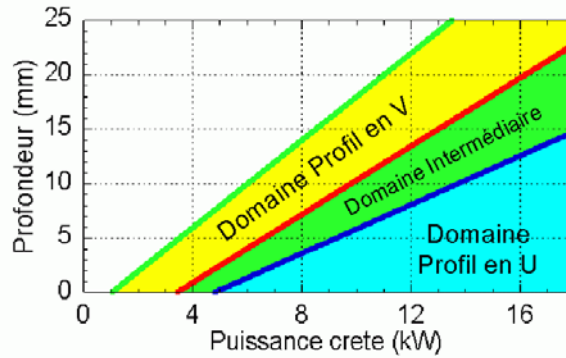


Figure 9-22 : Représentation des profils de perçage par domaine.

10. Conclusion & Perspectives

Sommaire

10.1. CONCLUSION..... 132

10.2. PERSPECTIVES..... 135

10.2.1. DEMAIN ? 135

10.2.2. ET APRES ? 136

10.1. Conclusion

Ce travail de thèse traite donc du perçage par laser en régime de percussion. Les principaux objectifs étaient de :

- Comprendre les phénomènes physiques intervenant au cours du perçage,
- Déterminer le profil des perçages à partir des paramètres expérimentaux.

La première étape a consisté à identifier et contrôler les paramètres opératoires du procédé. A cet égard, des méthodes de caractérisation de la source laser et du gaz d'assistance ont été mises en place. La limitation de certains diagnostics d'observation a entraîné le développement d'une nouvelle méthode d'analyse des perçages, appelée méthode DODO (Direct Observation of Drilled hOle) dont le schéma de principe est rappelé par la Figure 10-1. (Chapitre 4 Paramètres du procédé & caractérisation des outils)

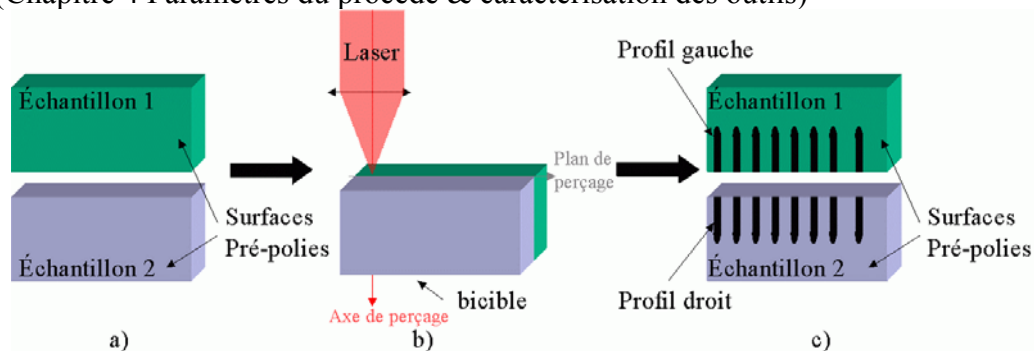


Figure 10-1 : Schéma de principe de la méthode DODO (Direct Observation of Drilled hOle).

Cinq études spécifiques concernant la physique du procédé, ont été abordées expérimentalement et ont apporté des réponses originales et interprétables sur les mécanismes intervenant au cours du perçage par laser. Les résultats ne présentant pas d'innovation ou n'ouvrant sur aucune discussion ne sont pas présentés.

1. La première étude porte sur l'absorption du laser au cours du perçage. Les résultats obtenus peuvent être résumés en trois points (Chapitre 5 Etude du processus d'absorption au cours du perçage). Premièrement, les valeurs mesurées (Figure 10-2) sont très supérieures à celles généralement admises. Deuxièmement, elles tendent vers une valeur commune quelle que soit la nature du matériau étudié. Troisièmement, leurs variations sont inversement proportionnelles à la puissance crête de l'impulsion. Ces résultats sont discutés vis-à-vis de la zone Liquide-Vapeur (Domaines noirs) qui est le siège des mécanismes élémentaires de l'interaction laser-matière.

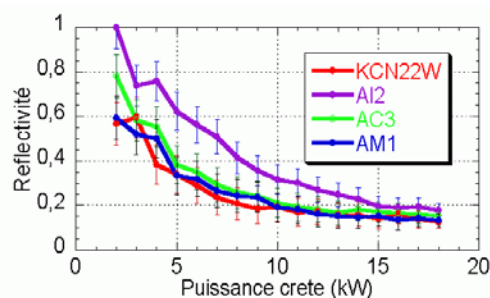


Figure 10-2 : Réflectivité donnée par le modèle pour 4 matériaux

2. La seconde étude est une approche expérimentale simplifiée. Elle est traitée dans le chapitre 6 Etude du perçage des cibles de faible épaisseur. Les principaux résultats portent sur la variation linéaire du diamètre des perçages avec la puissance crête et sur l'effet du gaz d'assistance. Son rôle lors du perçage est remis en cause. En effet, les diamètres de sortie des perçages réalisés avec et sans gaz neutre sont inchangés pour des puissances crêtes supérieures à 12 kW, voir Figure 10-3 b). Les gouttelettes observées sur le diamètre de sortie, sont dues à la présence du gaz. Leur répartition est symétrique et varie en fonction de leur nombre. L'emploi d'oxygène comme gaz d'assistance a pour résultat une diminution du diamètre de sortie des perçages par rapport à ceux obtenus avec un gaz neutre et une variation de l'épaisseur de la couche liquide en fonction de la pression en réservoir du gaz.

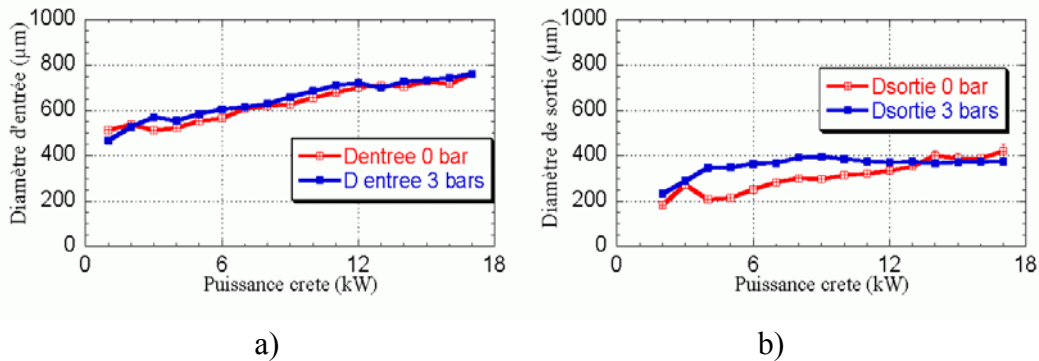


Figure 10-3 : Diamètre d'entrée et de sortie des perçages en fonction de la puissance réalisés Avec et Sans gaz d'assistance.

3. La troisième traite de l'Etude de la transmission du rayonnement à travers un perçage débouchant (7). Les valeurs mesurées (Figure 10-4) permettent de conclure que la réflexion du faisceau sur les parois du perçage est responsable de la chute de la transmission en fonction de l'épaisseur. De ces résultats, un seuil de perçage en densité de puissance est déterminé. Il est compris entre $0,6$ et 1 MW.cm^{-2} .

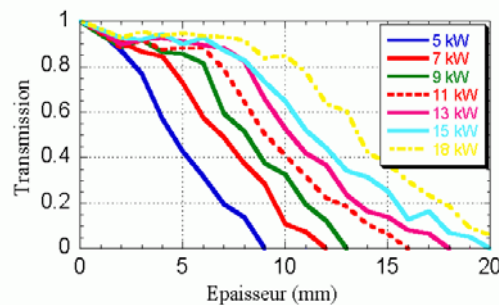


Figure 10-4 : Transmission en fonction de l'épaisseur de la cible pour différentes puissances crêtes.

4. La quatrième étude porte sur l'hydrodynamique du procédé (Chapitre 8 Etude des phénomènes hydrodynamiques au cours du perçage). L'observation a été réalisée à l'aide d'une caméra rapide de 100 000 images par seconde. Elle permet de visualiser pour plusieurs matériaux un écoulement de vapeur métallique supersonique et l'éjection de la phase liquide. Les déductions faites de ces observations confirment le rôle du gaz d'assistance au cours d'un perçage non débouchant. Celui-ci ne peut en aucun cas pénétrer la cavité. La formation d'une onde de choc dans l'écoulement de vapeur métallique permet d'estimer par analogie la température de surface à cet instant. Celle-ci est proche de la température de vaporisation. Enfin l'observation de l'ouverture du perçage permet de remonter aux mécanismes induits dans la cavité.

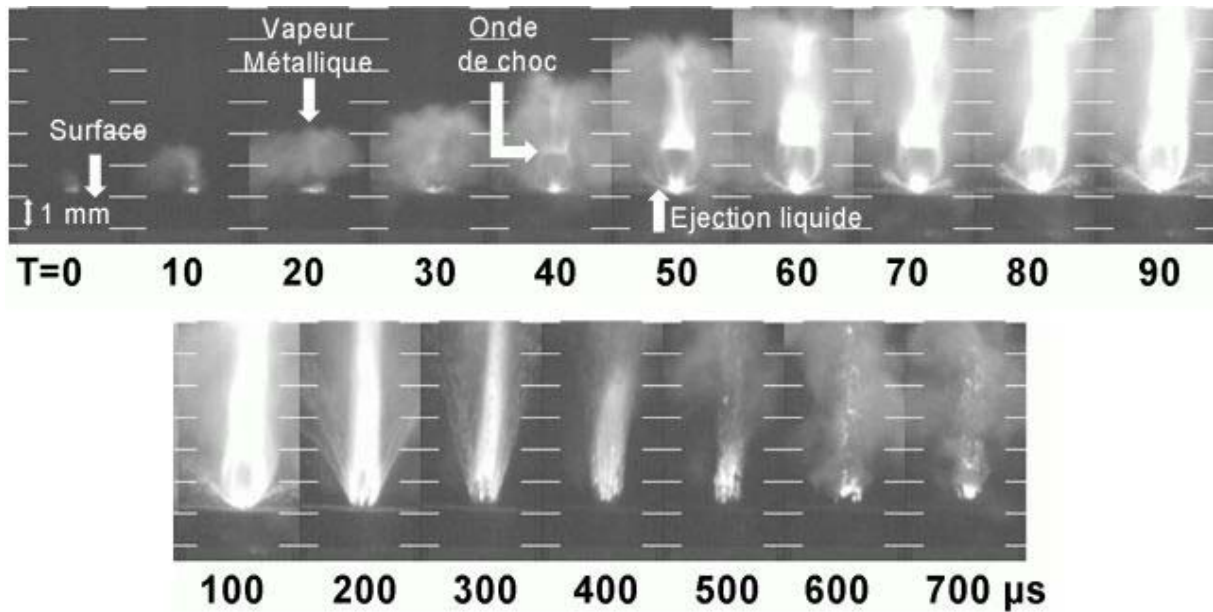


Figure 10-5 : Séquence d'un perçage de 16 kW sans gaz d'assistance sur KCN22W.

5. La cinquième étude traite de la morphologie des perçages (9 Etude de l'évolution de la géométrie des perçages). Ces travaux ont mis à jour l'existence d'une modification importante de la géométrie des perçages en fonction de la puissance. Deux types de profils (en V et en U) existent, séparés par un seuil d'intensité linéique. Cette observation a été la base d'une hypothèse modifiant le modèle du piston. Il permet alors de déterminer une nouvelle grandeur expérimentale, le diamètre du perçage.

Les domaines de ces profils en fonction de la profondeur et des puissances crêtes utilisées, sont représentés sur la Figure 10-6. Elle permet de relier avant la réalisation du perçage, le profil final aux paramètres lasers.

Les mécanismes responsables du décollement ont été aussi clairement identifiés dans ce chapitre. Aujourd'hui, il est donc possible de réaliser des perçages en multi-impulsions sans décollement sur des profondeurs de l'ordre du centimètre.

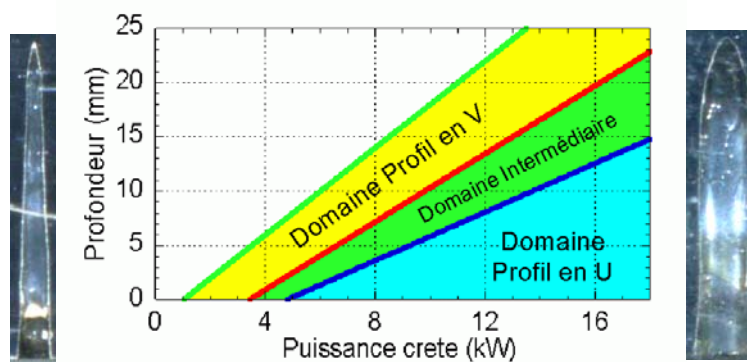


Figure 10-6 : Représentation des profils de perçage par domaine. A gauche un perçage avec un profil en V, à droite un profil en U.

Dès à présent, avec l'ensemble de ces travaux, un constat peut être établi sur le procédé. Premièrement, la source laser HL201P de chez Trumpf, a permis une étude dédiée au perçage par laser. Sa stabilité et le découplage des paramètres lasers rendent cette source

unique sur le marché. De par sa construction, cette source ne nécessite plus d'être caractérisée et calibrée régulièrement. Pour cette thèse le HL201P a été caractérisé une fois par an sans qu'une dérive soit observée.

L'état bibliographique du procédé est très fourni expérimentalement. Toutefois les études menées caractérisent peu ou pas la source laser et son environnement. Les modèles déduits de perçage ont des limites qui les rendent inapplicables. L'incertitude portant sur le coefficient d'absorption le fait varier du simple au double. Et ceci reste vrai pour toutes les autres applications lasers. Ce constat sur l'état des connaissances du procédé est inquiétant. A l'heure actuelle, les applications industrielles utilisant ce procédé exigent une réduction des critères de tolérance et par conséquent une amélioration de la maîtrise du procédé.

Par conséquent, l'ensemble de ces travaux constitue une unique et solide base de données dans le domaine du perçage par laser en régime de percussion. Deux usages principaux peuvent en être fait : le premier comme base de données pour alimenter et valider un futur code de calcul permettant de définir les paramètres du procédé pour obtenir un perçage donné, le second comme outil direct de développement et de maîtrise du procédé.

10.2. Perspectives

Certaines questions soulevées dans cette thèse n'ont pas encore obtenu de réponse. Ces nouveaux chemins à parcourir mènent vers de nouvelles expérimentations, de nouvelles conceptions du procédé. Celles-ci peuvent être envisagées sur deux échelles de temps.

10.2.1. Demain ?

L'incertitude globale dans la région du "Domaine noir", discutée dans le chapitre 5, limite considérablement la compréhension des mécanismes au cours de l'interaction laser-matière. Les grandeurs microscopiques (densité électronique et température) et macroscopique (densité, pression, absorption ...) sont inconnues dans ce domaine. Celles-ci sont pourtant fondamentales pour la compréhension physique du procédé et doivent être déterminées avec une précision acceptable. Dans le chapitre 3 il est montré que l'intensité absorbée varie du simple au double selon les auteurs. Ce manque de précision sur ces grandeurs est la source de l'indéterminisme qui règne autour de ce procédé. Une première approche expérimentale serait de réaliser des enregistrements de spectroscopie permettant d'estimer les grandeurs microscopiques. En complément de ces premières expériences, l'observation fine de la zone d'interaction à l'aide de la caméra rapide pourrait apporter des réponses concernant le dépôt d'énergie au début du perçage, la mise en mouvement du bain liquide, l'épaisseur du "Domaine noir".

Concernant l'utilité historiquement reconnue du gaz d'assistance, il est montré dans les chapitres 4, 6 et 8 que le gaz d'assistance n'apporte pas d'énergie supplémentaire au procédé par des réactions chimiques. Toutefois, celui-ci augmente la pression statique sur la surface de la cible. Cette pression d'arrêt est fortement dépendante de la distance de travail et de la dégradation de la buse. L'augmentation de cette pression pourrait influencer la température de surface et donc l'ensemble de mécanismes induits. Pour valider l'analogie faite au chapitre 8, des observations de la zone située sous l'onde de choc de surface induite par le gaz d'assistance, réalisées à l'aide de la caméra rapide, concluraient sur les modifications de détente de la vapeur métallique, provoquées par la collision de ces deux jets. Dans l'hypothèse où l'analogie reste valable ces modifications permettraient de trouver une nouvelle température de surface équivalente.

Les séquences portant sur le perçage de cibles composées de multi-couches, voir 8, ont montré que les phénomènes hydrodynamiques survenant lors du perçage de chaque matériau, sont très différents et sont responsables du dépôt en surface. Deux options sont envisageables d'après nos résultats. Premièrement, employer une ou plusieurs impulsions dont le profil temporel est adapté au perçage de chacun de ces matériaux. Deuxièmement, réaliser un perçage sous atmosphère pressurisée. En effet, ces deux solutions permettraient de réduire l'importance de la détente radiale en surface de la cible, en adaptant soit l'impulsion laser, soit la pression ambiante.

Pour améliorer notre connaissance sur l'hydrodynamique au cours des perçages il serait très intéressant de visualiser l'intérieur d'une cavité au cours du perçage. Une vision axiale est la seule solution directe pour des perçages de métaux. Cependant, elle semble très délicate à mettre en place en raison de la présence de la vapeur métallique sur le trajet optique. Une alternative serait de visualiser dans une configuration radiale, le perçage d'un matériau transparent plus ou moins comparable aux métaux dans les proportions de phase liquide et gazeuse. L'observation des phénomènes hydrodynamiques internes et externes à la cavité permettrait de déduire des lois qui seraient transposables au perçage de métaux.

Concernant les problèmes des dépôts de scories en surface des pièces usinées, une hypothèse à explorer serait de refroidir le métal en fusion éjecté dans l'atmosphère avant que celui-ci ne revienne en contact avec la pièce. Deux solutions semblent envisageables. La première est de placer une barrière sur la pièce, par exemple un film d'eau ou une couche de peinture à dissoudre. Les scories qui entreraient en contact avec ces barrières seraient évacuées soit par l'eau soit au moment de la dissolution de la peinture. La seconde est de refroidir la scorie sur le trajet. Par exemple en plaçant un brumisateuse dans l'enceinte, celui-ci émettrait de petites gouttelettes qui entreraient en contact avec les scories et les solidifieraient.

Concernant les lasers milliseconde il est montré au chapitre 9, que les perçages réalisés en multi-impulsions nécessitent une adaptation de la puissance crête pour s'affranchir d'un décollement. Cette perte de qualité des perçages pourrait être supprimée en augmentant la durée d'impulsion des lasers millisecondes, afin de n'obtenir qu'une couche liquide par perçage.

Enfin, d'un point de vue industriel, le perçage par laser souffre d'une carence concernant le contrôle procédé. L'unique moyen implanté est la détection de l'ouverture de la cavité [57]. Développer le contrôle du procédé permettrait de réduire par la suite les contrôles qualités et donc d'augmenter la productivité et la reproductibilité des sources déjà implantées. Pour des sources récentes tel que le HL201P, ces contrôles du procédé permettraient de créer des bibliothèques de données.

10.2.2. Et après ?

A partir de cette compréhension du procédé et sur ces bases expérimentales, il est aujourd'hui possible d'envisager la conception d'un code de calcul permettant une approche numérique raisonnable du procédé. Celui-ci permettrait dans sa phase finale de retrouver les résultats expérimentaux puis d'extrapoler notamment sur les instabilités responsables de la formation des gouttelettes en sortie de perçage. Et enfin ce code de calcul aurait pour objectif final de déterminer les paramètres opératoires à partir de la morphologie complète du perçage.

A plus long terme, l'avenir des lasers réside dans l'augmentation de la puissance moyenne et la réduction des durées d'impulsions. Il est donc primordial d'effectuer une veille technologique sur les lasers de plus petite durée d'impulsion. Aujourd'hui il est possible d'usiner des perçages dont la profondeur atteint 20 mm avec un laser milliseconde. Demain, si cette tendance se poursuit, les lasers microseconde, voire nanoseconde, pourront effectuer cette tâche en un temps raisonnable. De plus, la réduction de la durée d'impulsion permet de réduire également le diamètre du perçage et donc d'augmenter le rapport d'aspect. Bien que la réduction de la durée d'impulsion impose un nombre d'impulsion supérieur pour un même usinage, ceci ne serait plus pénalisant comme il est montré dans le chapitre 9. La réduction de la durée d'impulsion s'accompagnant d'une augmentation de la densité de puissance, la matière est majoritairement vaporisée et la dégradation de qualité due au décollement est alors supprimée.

11. Annexe 1 : Etude de l'hydrodynamique du gaz à travers une tuyère de Laval

Sommaire

11.1. INTRODUCTION.....	140
11.2. COMPORTEMENT HYDRODYNAMIQUE AU PASSAGE D'UNE TUYERE	140
11.2.1. ECOULEMENT DANS UNE TUYERE.....	140
11.2.1.1. EQUATIONS GENERALES	140
11.2.1.2. EXISTENCE D'UNE ONDE DE CHOC	142
11.2.1.3. NATURE DE L'ECOULEMENT A TRAVERS UNE TUYERE	143
11.3. TUYERE A DIVERGENT LIBRE.....	145
11.4. CONCLUSION.....	148

11.1. Introduction

Cette annexe se propose de résumer dans une première partie les phénomènes et les régimes d'écoulement qui peuvent s'établir au sein d'une tuyère. Une tuyère est une conduite de section droite variable. Elle est constituée de deux parties. La première, où la section se réduit est appelée convergent. La seconde, où la section augmente est appelée divergent.

Au cours de cette thèse il est souvent question d'écoulement gazeux supersoniques dans l'atmosphère. Cet écoulement est issu d'une vaporisation de la cible métallique ou d'une buse convergente. Dans les deux cas, il est montré au chapitre 8 Etude des phénomènes hydrodynamiques au cours du perçage pour la vaporisation et au chapitre 4 Paramètres du procédé & caractérisation des outils pour la buse, que ces écoulements sont supersoniques et possèdent des ondes de choc stationnaires.

Ces conceptions sont récurrentes dans la compréhension du procédé de perçage. Il est donc nécessaire de synthétiser une partie des connaissances sur le domaine et de les appliquer au système considéré. Toutefois cette approche est théorique et ne correspond pas à l'approche expérimentale de l'ensemble du fascicule, c'est pourquoi elle est mise en annexe.

Une première partie présente de façon générale le comportement des fluides au passage d'une tuyère et les équations qui le décrivent. Une deuxième partie extrait de ces équations, les comportements généraux au passage d'une tuyère de Laval. Une troisième partie reprend cette approche et l'applique au cas d'une tuyère dont la partie divergente est formée par la détente de l'écoulement, issu du col, dans l'atmosphère ambiante. Cette partie de la tuyère est appelée divergent libre.

11.2. Comportement hydrodynamique au passage d'une tuyère

11.2.1. Ecoulement dans une tuyère

11.2.1.1. Equations générales

Les hypothèses permettant d'écrire les équations de cette annexe sont : l'écoulement permanent adiabatique et à une dimension d'un fluide non pesant et non visqueux. Dans ce cadre le bilan de masse peut être remplacé alors par la loi d'Hugoniot :

$$\frac{dA}{A} = (M^2 - 1) \frac{dv}{v}$$

Où A est l'aire locale de la section droite, M le nombre de Mach et v la vitesse locale.

Cette écriture permet de retrouver simplement les différentes variations de vitesse à travers la géométrie de l'écoulement. En considérant l'écoulement à travers une tuyère, deux déductions sont issues de cette équation. La première concerne la vitesse locale au col de la tuyère. Celle-ci ne peut être supérieure à la vitesse du son ($M_{\text{col}} \leq 1$). La seconde porte sur le nombre d'écoulements possibles en fonction du nombre de Mach dans les parties de la tuyère. Il apparaît que quatre types d'écoulement sont possibles et sont résumés sur la Figure 11-1.

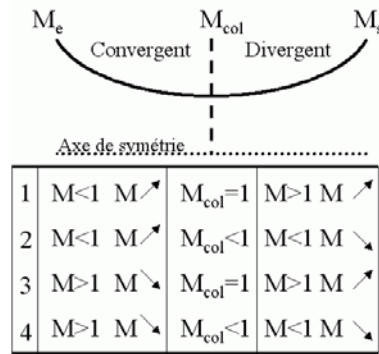


Figure 11-1 : Tableau récapitulatif des différentes variations de vitesses à l'intérieur d'une tuyère.

Dans le procédé de perçage, seuls les deux premiers cas sont pris en considération. Initialement la vitesse est nulle, que ce soit dans le cas de la buse du gaz d'assistance ou de la détente de la vapeur métallique.

Dans les deux cas décrits par la Figure 11-1, la vitesse d'entrée du fluide dans le convergent est inférieure à celle du son. L'écoulement est accéléré à travers la partie convergente. Les deux cas se différencient par la vitesse atteinte au col de la tuyère. Dans le premier cas, la vitesse au col est égale à celle du son, l'écoulement est alors accéléré également dans la partie divergente. Dans le second cas, la vitesse au col est subsonique, l'écoulement est alors ralenti à travers le divergent.

Ces deux cas montrent qu'à la condition que l'écoulement soit sonique au col, le régime obtenu dans une partie du divergent est supersonique.

La relation qui lie les vitesses en fonction des pressions dans l'écoulement est l'équation de Bernoulli généralisée à un fluide de masse volumique variable, appelée équation de Saint-Venant :

$$v_0^2 - v_i^2 = \frac{2}{\gamma - 1} c_i^2 \left[1 - \left(\frac{P_0}{P_i} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} \right]$$

Où v_i est la vitesse du fluide, c_i la vitesse du son, P_i la pression et γ le coefficient adiabatique.

En considérant l'écoulement issu de la détente d'un réservoir de pression P_0 et de vitesse initiale nulle ($v_0=0$), il vient :

$$M_i^2 = \frac{2}{\gamma - 1} \left[\left(\frac{P_0}{P_i} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} - 1 \right]$$

Avec l'hypothèse d'un écoulement isentropique, les autres grandeurs hydrodynamiques peuvent être introduites dans l'équation précédente par la relation :

$$\frac{P_i}{P_0} = \left(\frac{T_i}{T_0} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} = \left(\frac{\rho_i}{\rho_0} \right)^\gamma$$

Où T est la température et ρ la masse volumique.

De ces équations, il apparaît que pour $M_{col}=1$, qui est le critère limite au col d'une tuyère, le rapport des grandeurs prises dans le réservoir et au col demeure constant. Ces grandeurs au col sont appelées valeurs critiques.

$$\frac{T_c}{T_0} = \frac{2}{\gamma+1} \quad \text{et} \quad \frac{P_c}{P_0} = \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad \text{et} \quad \frac{\rho_c}{\rho_0} = \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}}$$

Où l'indice c correspond à l'état critique de l'écoulement.

Les grandeurs caractéristiques de l'écoulement sont celles obtenues au col de la tuyère. En calculant le rapport du débit dans une section quelconque et celui au col il vient :

$$\frac{A_1}{A_c} = \frac{\left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{2}{\gamma-1}} \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \left(\frac{P_0}{P_1}\right)^{\frac{2}{\gamma}}}{1 - \left(\frac{P_1}{P_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} = \frac{1}{M_1} \left[\frac{2}{\gamma+1} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2\right) \right]^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}$$

Cet ensemble d'équation est vrai partout dans la tuyère. Ceci permet donc dans un écoulement isentropique permanent à une dimension, de relier les grandeurs hydrodynamiques (P, M, T, ρ) à la section de la tuyère (A).

11.2.1.2. Existence d'une onde de choc

Pour étendre notre compréhension, supposons maintenant l'existence d'un choc droit dans la tuyère. L'écoulement peut être décrit de façon isentropique en amont et en aval de l'onde de choc, même si au passage du choc l'écoulement ne correspond plus aux approximations faites précédemment. La relation de passage d'une onde de choc normale est donnée par :

$$X = \frac{P_2}{P_1} = \frac{2\gamma M_1^2 - \gamma + 1}{\gamma + 1} > 1 \quad \text{et} \quad M_2^2 = \frac{1}{2\gamma} \left(\gamma - 1 + \frac{\gamma + 1}{X} \right) < 1$$

Où les indices 1 et 2 désignent respectivement les domaines en amont et en aval à l'onde de choc.

L'existence d'une onde de choc peut être déterminée à partir de ces relations. En supposant son existence et en connaissant la pression P₁ il suffit de vérifier que X > 1 pour confirmer l'hypothèse de départ.

C'est cette démarche qui est suivie par la suite au sein de la tuyère. Il est montré que la pression est connue et varie tout au long de la tuyère. En supposant qu'un choc existe au col ou en sortie de tuyère, il vient avec les notations définies précédemment :

$$\frac{P_2}{P_c} = 1 \quad \text{et} \quad \frac{P_N}{P_s} = \frac{2\gamma M_s^2 - \gamma + 1}{\gamma + 1} > 1$$

La première supposition donne un résultat qui n'est pas physique (X=1). La position d'un choc droit au col est donc impossible. En conséquence l'écoulement est subsonique dans toute la tuyère. La pression en sortie de tuyère correspondant à cet écoulement est appelée P_p. Cette pression est donc la plus faible pression en sortie de tuyère d'un écoulement entièrement subsonique.

La seconde supposition donne un résultat qui, lui, est physique. Donc il existe un choc droit situé juste à la sortie de la tuyère. La pression en sortie de tuyère située en amont du choc est appelée P_N. Pour des pressions inférieures à P_N, l'écoulement est intégralement isentropique à travers la tuyère et supersonique dans le divergent. Les ondes de choc prennent alors naissance en sortie de tuyère.

Enfin il reste à définir une dernière pression de sortie. Celle-ci correspond à la pression ambiante. Pour une tuyère donnée, il existe une valeur de pression et de section de

sortie correspondant à une pression ambiante. La tuyère est alors dite adaptée. La pression en sortie correspondante est appelée P_F .

11.2.1.3. Nature de l'écoulement à travers une tuyère

La discussion suivante, résumée par la Figure 11-3, porte sur la nature de l'écoulement à travers la tuyère en fonction de la pression de sortie. La pression P_s est décroissante tout au long de la discussion. Une discussion strictement identique peut être suivie en augmentant la pression en réservoir au lieu de diminuer la pression de sortie.

Pour $P_p/P_0 < P_s/P_0 < 1$, avec P_s la pression en sortie de tuyère, il est montré que l'écoulement est intégralement subsonique.

Des deux suppositions précédentes définissant P_N et P_p , il vient une déduction sur le domaine des pressions en sortie (P_s) de tuyère. Pour $P_N/P_0 < P_s/P_0 < P_p/P_0$, il existe une onde de choc droite générée dans le divergent, dont la position est fonction de la pression en sortie. Plus la pression de sortie est proche de P_N plus l'onde de choc est proche de la section de sortie. Ce choc sépare au sein du divergent un domaine supersonique d'un domaine subsonique.

Pour des pressions comprises entre P_N et P_F ($P_F/P_0 < P_s/P_0 < P_N/P_0$), l'onde de choc normale est rejetée à l'extérieur du divergent. La pression de sortie est inférieure à la pression ambiante. L'écoulement est alors qualifié de sur-détendu, Figure 11-2 a). Dans le cas d'un écoulement supersonique celui-ci est décéléré, engendrant une onde de choc normale. De plus, des ondes de choc obliques sont issues de la déflexion de l'écoulement en sortie.

Lorsque la pression de sortie est inférieure à P_F ($P_s/P_0 < P_F/P_0$), celle-ci est supérieure à la pression ambiante. L'écoulement en sortie subit une augmentation de section et est qualifié de sous-détendu. Dans le cas d'un écoulement supersonique celui-ci va être accéléré. Suite à cette brusque variation de section des ondes de chocs obliques prennent naissance à la sortie de la tuyère et se propagent en aval de l'écoulement, voir Figure 11-2 b).

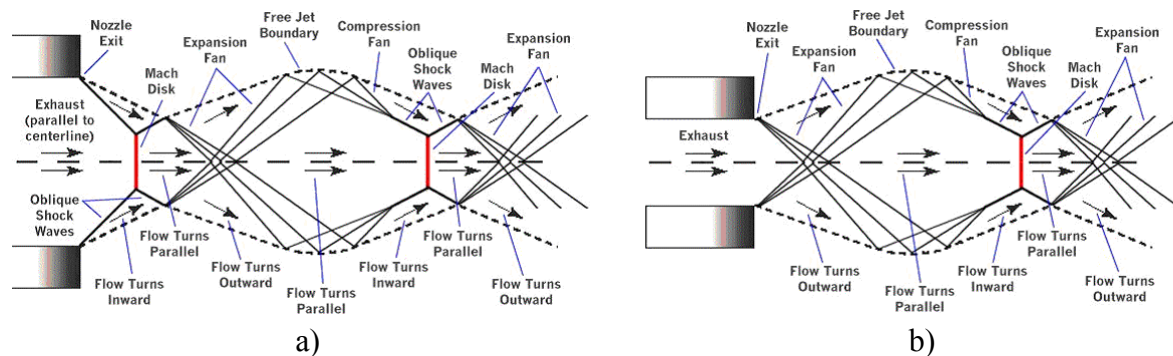


Figure 11-2 : schéma de principe des structures interne d'un écoulement supersonique sur et sous-détendu, a) et b) respectivement [58].

La Figure 11-3 issue de [41], résume l'ensemble de la discussion précédente. Toutefois celle-ci ne représente que l'écoulement à travers la tuyère. Si celui-ci est pris dans son intégralité, à travers la tuyère et au dehors, la variation de section de l'écoulement oblige à parcourir ces graphiques de gauche à droite et de droite à gauche suivant le sens de variation de la section. Cet exercice de lecture ne simplifie pas la compréhension de ce système. C'est pourquoi il est préférable d'exposer le cas d'une tuyère à divergent libre en partant du champ de pression imposé et en considérant l'intégralité de l'écoulement.

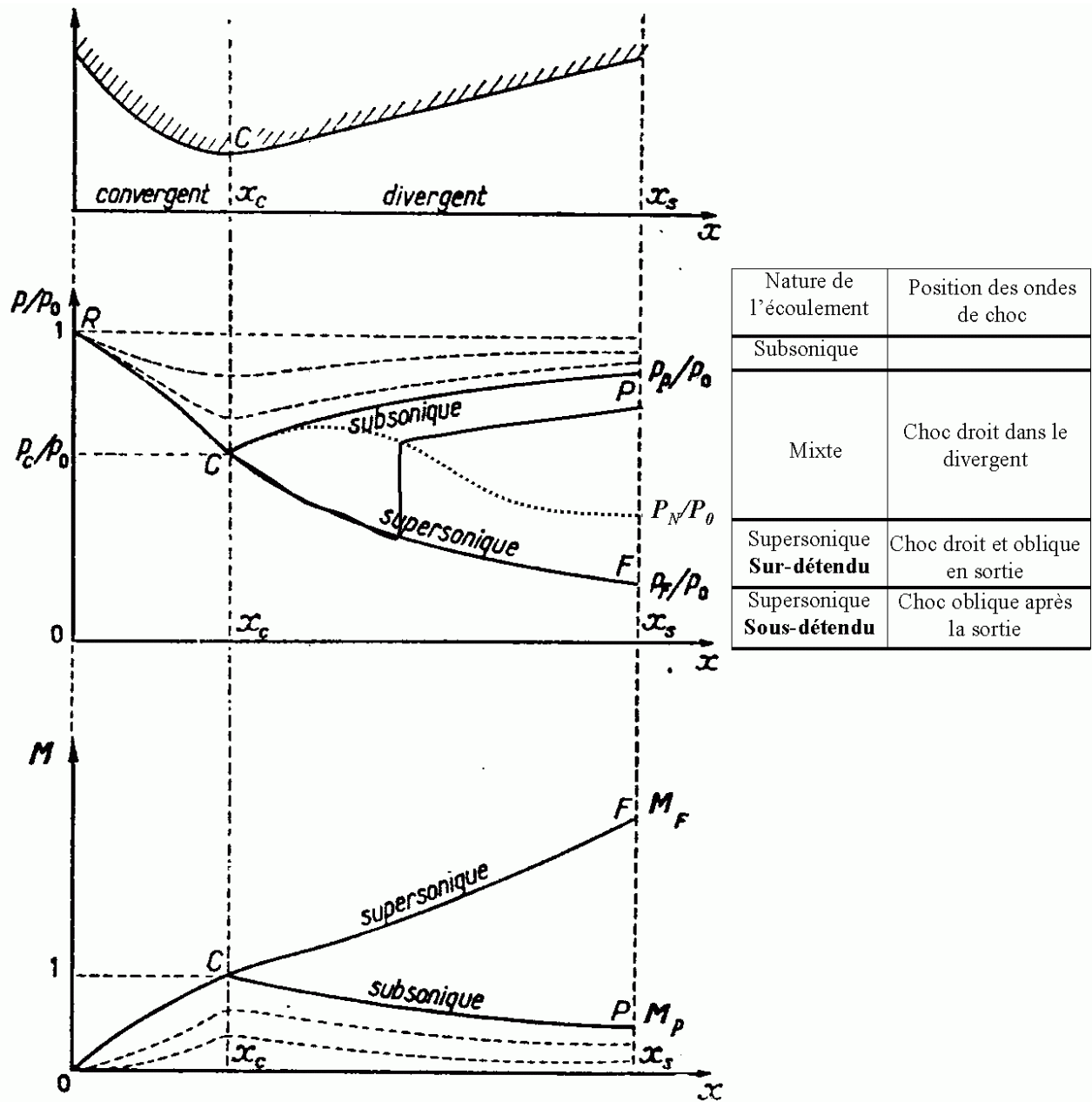


Figure 11-3 : Représentation de l'évolution de la section, de la pression et du nombre de Mach au passage le long de la tuyère. P_0 est la pression en réservoir, c l'indice correspondant au col et à l'écoulement critique, F et P sont les indices d'un écoulement sub et supersonique respectivement. P_N est la pression de sortie nécessaire pour que s'installe une onde de choc normale en sortie. L'écoulement dans la tuyère est complètement isentropique et accéléré. P_P la pression de sortie maximale correspondant à un écoulement critique au col. P_F la pression de sortie minimale à la sortie de la tuyère.

11.3. Tuyère à divergent libre

Considérons maintenant une détente libre. La tuyère est composée d'un convergent fixe et d'une partie divergente formée par la détente du jet. Cette géométrie impose deux conditions nécessaires :

- La pression au col doit être supérieure à la pression ambiante pour créer un divergent.
- La pression de sortie de la tuyère est égale à la pression ambiante (1 bar).

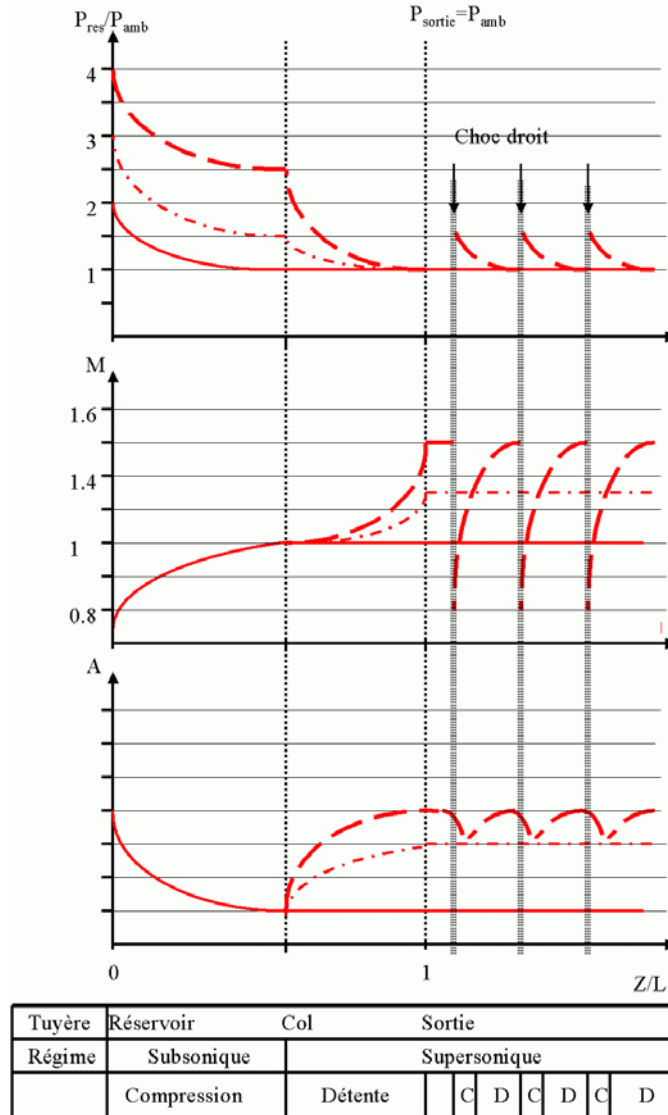


Figure 11-4 : Représentation de l'évolution du rapport des pressions, du nombre de Mach et du rayon de l'écoulement supersonique dans une tuyère à divergent libre et dans la zone en aval. P_{res} est la pression en réservoir, P_{sortie} la pression à la sortie du divergent. L est la longueur de la tuyère. Z la position dans la tuyère.

Les variables sont la pression en réservoir et la section de la tuyère. En partant du champ de pression et en supposant un écoulement isentropique et supersonique il est possible de retrouver les graphiques de la Figure 11-4 en fonction de Z/L , où L est la longueur de la tuyère. L'écoulement dans le divergent correspond à l'écoulement dit sous-détendu puisqu'il est nécessaire d'avoir une pression de sortie supérieure à la pression ambiante pour obtenir la

partie divergente de la tuyère. Les ondes de chocs ne peuvent être présentes qu'en aval du divergent.

Au passage d'un choc droit le nombre de Mach en aval est inférieur à 1 et l'écoulement redevient subsonique. La pression statique, quant à elle, est de nouveau supérieure à la pression ambiante. La section de l'écoulement augmente alors.

Deux cas sont à envisager. Premièrement, le nombre de Mach en aval au choc est inférieure mais proche de 1. La distribution des vitesses permet qu'une partie de l'écoulement soit accélérée par l'augmentation de la section. L'écoulement redevient supersonique ce qui provoque un nouveau choc plus en aval. Deuxièmement le choc est violent, l'écoulement reste subsonique en aval de l'onde choc.

L'évolution de la pression au col et du nombre de mach au col et en sortie de divergent en fonction du rapport des pressions est représentée sur la Figure 11-5. L'ordre de grandeur donné ici est le nombre de Mach en sortie qui est inférieure à 2 pour des pressions réservoir inférieures à 10 bars.

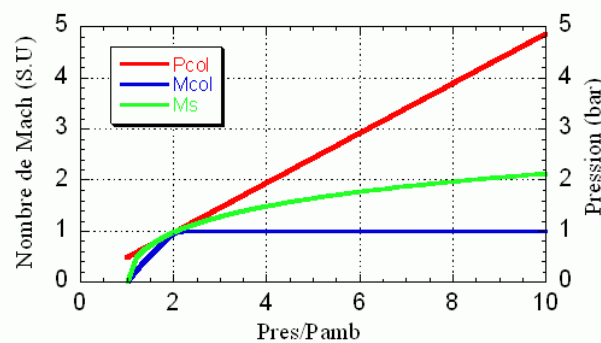


Figure 11-5 : Pression au col (P_{col}) et nombre de Mach au col et en sortie de divergent (M_{col} , M_s) en fonction du rapport des pressions.

L'évolution du rapport de la surface au col sur la surface de sortie en fonction du rapport des pressions est représentée sur la Figure 11-6. Pour une section du col constante et à pression ambiante l'évolution de la section de sortie est linéaire au premier ordre en fonction de la pression en réservoir.

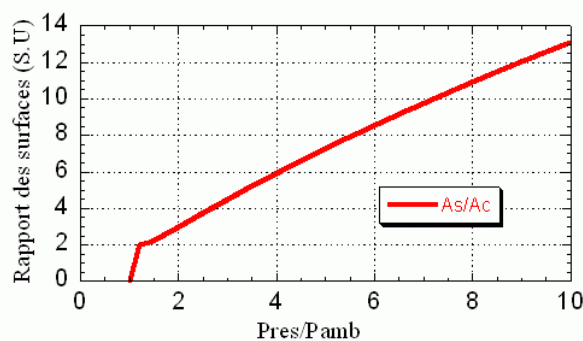


Figure 11-6 : Rapport de la section de sortie sur la section du col en fonction du rapport des pressions.

La Figure 11-7 représente enfin l'évolution de la pression et du nombre de mach en aval d'une onde de choc normale, elle-même située en aval de la tuyère.

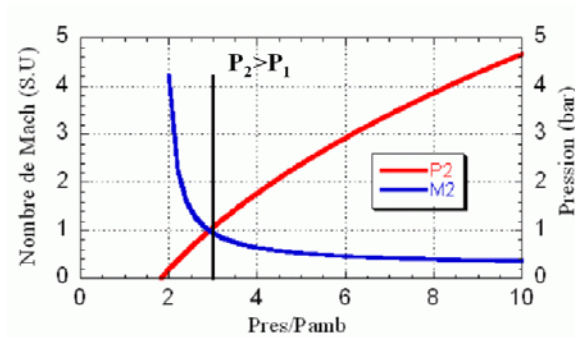


Figure 11-7 : nombre de Mach et pression statique en aval à une onde de choc normale en fonction du rapport des pressions.

Revenons sur les conditions de départ. La pression au col doit être supérieure à la pression ambiante et la pression en sortie de divergent lui est égale. La première condition est remplie dès que la tuyère est amorcée d'après l'équation de Saint Venant. Il vient :

$$P_{col} > P_{amb} \Rightarrow \frac{P_{res}}{P_{amb}} > \left(\frac{2}{1+\gamma} \right)^{\frac{\gamma}{1-\gamma}}$$

La seconde condition se répercute sur le critère d'apparition des ondes de choc dans l'écoulement. En effet les relations de passage d'une onde de choc normale imposent que la pression en aval soit supérieure à la pression en amont. En conséquence dans ce cas il vient :

$$P_2 > P_1 \Rightarrow \frac{P_{res}}{P_{amb}} > \left(1 - \frac{1-\gamma^2}{2\gamma} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$$

Les valeurs numériques de ces deux critères sont calculées pour des gaz mono et diatomique dans le tableau de la Figure 11-8.

		$P_{col} > P_{amb}$	$P_2 > P_1$
P_{res} (bar)	Monoatomique	2,05	2,91
	diatomique	1,89	2,81

Figure 11-8 : Tableau récapitulatif des critères d'écoulement supersonique et d'apparition des ondes de choc en fonction de la pression statique.

Le critère portant sur l'apparition des ondes de choc dans ce type d'écoulement montre qu'elles ne peuvent apparaître avant que la pression en réservoir soit supérieure à 2,91 bars. Les manomètres expérimentaux mesurent une pression relative, c'est à dire :

$$P_{rel} = P_{stat} - P_{amb}$$

Donc, les valeurs de pressions relatives attendues expérimentalement sont données sur la Figure 11-9. Elles correspondent bien à celles mesurées lors de l'apparition des chocs dans un écoulement issu d'une buse convergente, voir 4 Paramètres du procédé & caractérisation des outils.

		$P_{col} > P_{amb}$	$P_2 > P_1$
P_{res} (bar)	monoatomique	1,05	1,91
	diatomique	0,89	1,81

Figure 11-9 : Tableau récapitulatif des critères d'écoulement supersonique et d'apparition des ondes de choc en fonction de la pression relative.

11.4. Conclusion

Cette annexe décrit brièvement, les différents écoulements à travers une tuyère dont le divergent est libre. L'approche utilisée porte sur l'existence des ondes de choc normales dans l'écoulement. Celle-ci permet de retrouver des résultats expérimentaux, notamment sur le critère d'apparition des chocs dans l'écoulement, et de faire une analogie entre la détente du gaz d'assistance et celle de la vapeur métallique dans l'atmosphère.

Les résultats obtenus avec cette approche laissent envisager qu'une étude plus complète et plus précise prenant notamment en compte des ondes chocs obliques, permettrait d'affiner notre compréhension de l'interaction laser-matière dans ces régimes d'intensité. L'observation de la détente de la vapeur métallique permettrait de remonter aux mécanismes hydrodynamiques du "domaine noir" défini dans le chapitre 5 Etude du processus d'absorption au cours du perçage. Cette approche de l'hydrodynamique du procédé de perçage par laser est novatrice et la voie la plus prometteuse pour améliorer la compréhension de ce procédé.

12. Annexe 2 : Résumé des résultats suivant un classement procédé

Sommaire

12.1. INTRODUCTION.....	150
12.2. LES PARAMETRES OPERATOIRES	150
12.2.1. LASER.....	150
12.2.1.1. CARACTERISATION.....	150
12.2.1.2. MODELISATION	152
12.2.2. ENVIRONNEMENT	152
12.3. PROCEDE	153
12.3.1. ABSORPTION	153
12.3.1.1. MESURE	153
12.3.1.2. LOI D'ECHELLE.....	154
12.3.2. HYDRODYNAMIQUE AU COURS DU PERÇAGE PAR LASER.....	154
12.3.2.1. PARTIE LIQUIDE	155
12.3.2.2. PARTIE GAZEUSE	155
12.3.3. GEOMETRIE INTERNE	156
12.4. DIAGNOSTIC POST-OPERATOIRE	157

12.1. Introduction

Ce chapitre résume les conclusions principales de cette thèse. Aucune discussion n'est abordée, les conclusions sont données suivant un classement proche du procédé. L'objectif est de refondre au sein du procédé les différentes conclusions obtenues lors d'expérimentations spécifiques.

La première partie énumère les grandeurs procédés et résume les principales caractéristiques de la source laser et du gaz d'assistance. La deuxième partie porte sur l'absorption globale du laser lors du perçage. La troisième partie traite des phénomènes hydrodynamiques qui ont lieu au cours du perçage.

12.2. Les paramètres opératoires

Le procédé de perçage par laser comprend un nombre important de paramètres physiques. Ceux-ci peuvent être classés comme dans la Figure 12-1. Parmi les paramètres accessibles, certains groupes sont découplés et nécessitent une caractérisation pré-procédé. C'est le cas du laser et du gaz d'assistance.

		Grandeurs accessibles	Grandeurs intrinsèques
Paramètre	Laser	P : puissance laser (W) τ : durée d'impulsion (ms) ν : fréquence (Hz) R_l : rayon du laser en surface (μm) θ_l : ouverture numérique (rad) V_l : vitesse de déplacement du laser (m.s^{-1})	ρ : masse volumique (kg.m^{-3}) C_p : capacité calorifique ($\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$) K : conductivité ($\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) L : chaleur latente (J.kg^{-1}) μ : viscosité de la couche liquide ($\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$)
	Géométrie	E_p : épaisseur de la cible (mm) R_B : rayon de sortie de buse (mm) Z : distance plan focal/surface pièce (mm) B : distance surface cible/sortie buse (mm) θ : angle d'incidence avec la surface de la cible	σ : tension superficielle (N.m^{-1}) T : température (K) P_{vap} : pression de vapeur (bar)
	Gaz	P_r : pression en réservoir (bar) P_{surf} : pression sur la surface de la pièce (bar)	
Mesure	Rapidité	τ_d : temps de perçage (ms) V_d : vitesse de perçage (avancée du front liquide) (m.s^{-1})	R : coefficient de réflexion (%) V : vitesse d'éjection (liquide & gaz) (m.s^{-1})
	Qualité	δ : épaisseur de la couche liquide (μm) ϕ_e : diamètre d'entrée du perçage (mm) ϕ_s : diamètre de sortie du perçage (mm) C : conicité du perçage	

Figure 12-1 : Tableau des grandeurs du procédé de perçage laser. Les grandeurs intrinsèques placées en mesures sont des grandeurs mesurées lors d'expérimentations particulières.

12.2.1. Laser

12.2.1.1. Caractérisation

La source laser utilisée est un HL201P de chez Trumpf. Son profil spatial au plan focal est homogène quelle que soit la puissance crête et la durée d'impulsion, comme l'illustre la

Figure 4-16. Le diamètre au plan focal du laser est une constante indépendante des paramètres laser et vaut $R_{L0}=(330\pm 10)\ \mu\text{m}$.

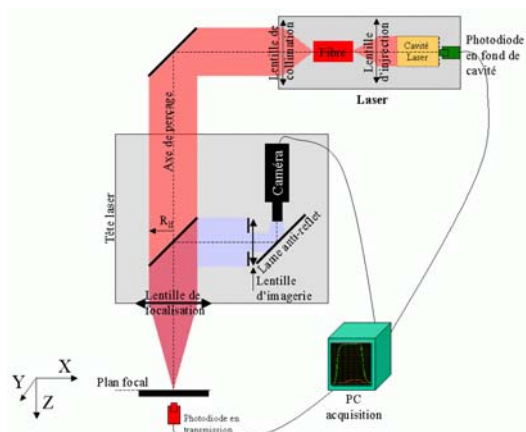


Figure 12-2 : Schéma de principe de la tête et de la source laser ainsi que du montage expérimental.

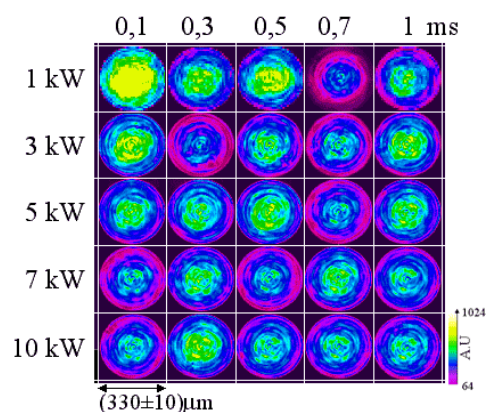


Figure 12-3 : Distribution d'intensité en fonction de la puissance crête et de la durée d'impulsion.

Le profil temporel est, quant à lui, en créneau avec des fronts de montée et de descente de $100\ \mu\text{s}$, comme l'illustre la Figure 12-4

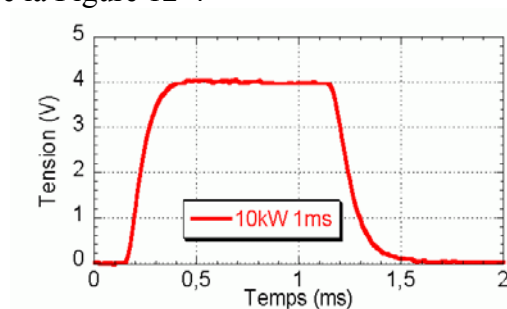


Figure 12-4 : Profil temporel d'une impulsion laser de 10 kW et 1ms.

La stabilité de la source laser est représentée sur la Figure 4-19. Les durées d'impulsions utilisées pour cette étude sont supérieures à $0,5\ \text{ms}$. La dispersion de la source correspondante, est inférieure à $2\ \%$.

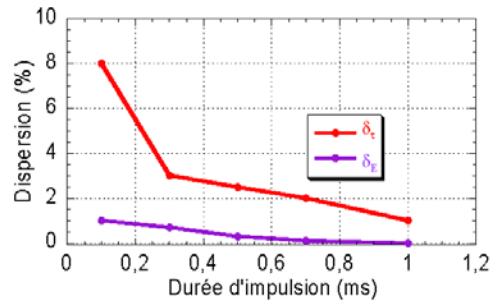


Figure 12-5 : Dispersion en énergie et en temps pour différentes durées d'impulsion.

12.2.1.2. Modélisation

Le diamètre du faisceau laser est estimé en fonction de la défocalisation par la formule°:

$$R_L(z) = R_{L0} + \frac{z}{f} \times (R_{Lf} - R_{L0})$$

Où , $R_L(z)$ est le rayon du faisceau en fonction de la défocalisation z .

La comparaison avec les données expérimentales est représentée sur la Figure 4-19. Ce modèle décrit correctement l'évolution du diamètre du faisceau sur 10 mm de part et d'autre du plan focal dans une tolérance de 50 μm .

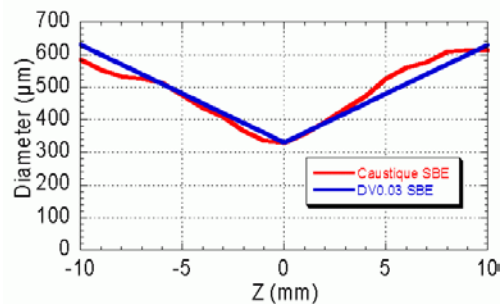


Figure 12-6 : Diamètre du faisceau en fonction de la défocalisation. Valeurs obtenues sur la caustique et par le modèle.

12.2.2. Environnement

Le gaz d'assistance s'écoule en régime supersonique. Des ondes de chocs stationnaires sont présentes dans l'écoulement et sont à l'origine des variations de pression en surface de la cible.

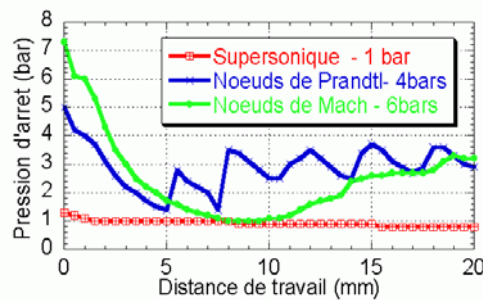


Figure 12-7 : Pression d'arrêt sur cible sur l'axe de la buse pour les trois régimes.

La Figure 12-7 représente les pressions d'arrêt exercées sur la cible en fonction de la distance de travail. Les pressions obtenues sur pièce sont au maximum de 3,5 bars quelles que soient la distance de travail et la pression en réservoir.

Bien que le gaz d'assistance serve à protéger les optiques du laser, il est responsable du dépôt de scories en surface et de la dégradation de l'orifice d'entrée, comme l'illustre la Figure 12-8.

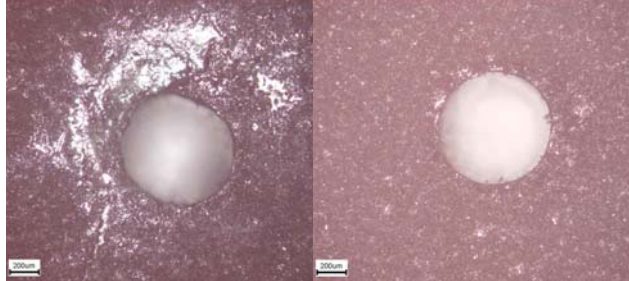


Figure 12-8 : Image de perçages obtenus avec et sans gaz d'assistance à iso-paramètres 16 kW 1 ms.

12.3. Procédé

12.3.1. Absorption

12.3.1.1. Mesure

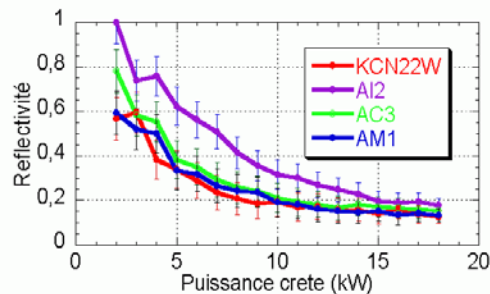


Figure 12-9 : Réflectivité en fonction de la puissance crête.

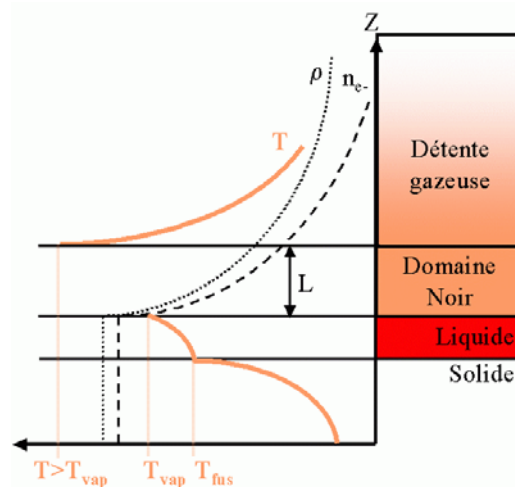


Figure 12-10 : Schéma de principe des zones à considérer dans la détente du gaz. T est la température, ρ la masse volumique, n_e la densité de porteur.

L'énergie laser est partiellement absorbée lors du perçage. La réflexion qui en résulte est mesurée de façon globale au perçage et reportée sur la Figure 5-4. Le coefficient de réflexion mesuré pour des puissances crêtes incidentes supérieures à 15 kW, est compris entre 0,15 et 0,2 quelle que soit la nature du métal.

Les phénomènes physiques pouvant expliquer une telle variation de réflectivité sont principalement des effets 2D de multi-impulsions sur la géométrie au fond de la cavité ou encore par le développement d'instabilité en surface.

Ces considérations posent une question fréquemment rencontrée dans le domaine de l'interaction laser-matière à ces flux. A savoir l'absorption du laser peut-elle être toujours considérée comme surfacique pour ces flux et ces temps d'interaction ? Cette question n'a toujours pas de réponse à la connaissance de l'auteur. Toutefois, la longueur d'absorption représentée sur la Figure 12-10 par la longueur L est supposée faible.

12.3.1.2. Loi d'échelle

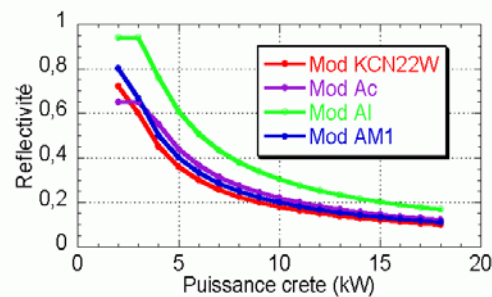


Figure 12-11 : Réflectivité donnée par le modèle pour 4 matériaux.

En supposant que le rapport R/P est constant, à l'aide d'un point de mesure par matériau, il est possible de tracer les courbes de la Figure 5-10.

12.3.2. Hydrodynamique au cours du perçage par laser

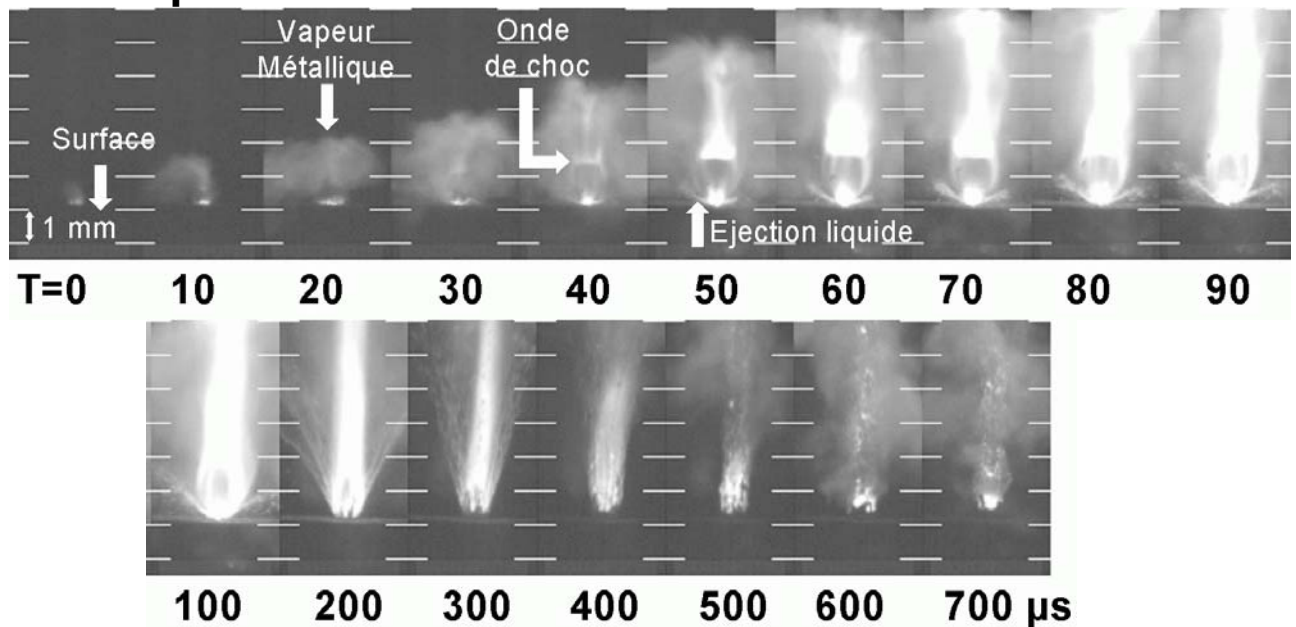


Figure 12-12 : Séquence d'un perçage de 16 kW sans gaz d'assistance sur KCN22W.

12.3.2.1. Partie Liquide

L'éjection de matière liquide se fait à travers le diamètre d'entrée pendant toute la phase non débouchante du perçage. L'éjection liquide suit la courbe d'iso-pression de la détente de vapeur métallique, voir Figure 12-13. Initialement l'éjection est orientée parallèlement à la surface de la cible puis se redresse à une vitesse de l'ordre de quelques milliradians par microseconde. La vitesse d'éjection du liquide dans l'atmosphère est de l'ordre de plusieurs dizaines de mètres par seconde. L'épaisseur de la couche liquide est de l'ordre de quelques micromètres.

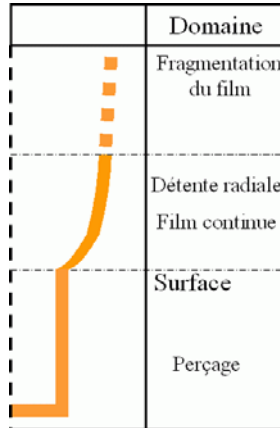


Figure 12-13 : Domaine de fragmentation du film de métal en fusion.

La variation de la vitesse d'éjection du liquide en fonction de la puissance crête est responsable d'une modification du profil des perçages, voir Figure 9-8.

Une hypothèse complémentaire au modèle de Semak et Matsunawa permet de retrouver les vitesses de perçage et les diamètres mesurés.

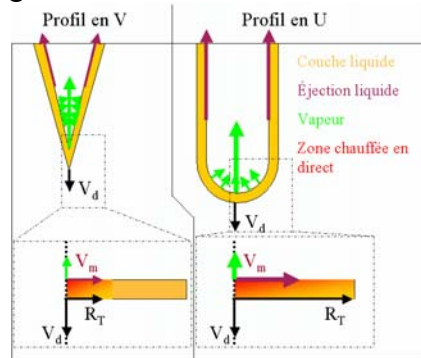


Figure 12-14 : Schéma illustrant l'hypothèse du modèle de Semak et Matsunawa modifié.

12.3.2.2. Partie gazeuse

La détente de la vapeur métallique est supersonique pour des puissances crêtes supérieures à 3 kW.

L'apparition d'une onde de choc stationnaire permet d'estimer à cet instant la température de surface de la couche liquide, en faisant l'approximation que la pression de recul est égale à la pression de vapeur saturante.

$$T_{surf}^{ondede\ choc} = \frac{T_{vap}}{1 - \frac{RT_{vap}}{mL_v} \left[\ln\left(\frac{P_{amb}}{P_0}\right) + \left(\frac{\gamma}{1-\gamma}\right) \ln\left(1 - \frac{1-\gamma^2}{2\gamma}\right) \right]}$$

La pression ambiante de cette formule représente la pression d'arrêt du gaz d'assistance sur la surface de la cible. Il apparaît que plus la pression est élevée plus la température de surface correspondant à l'apparition des ondes de choc est élevée, Figure 12-15.

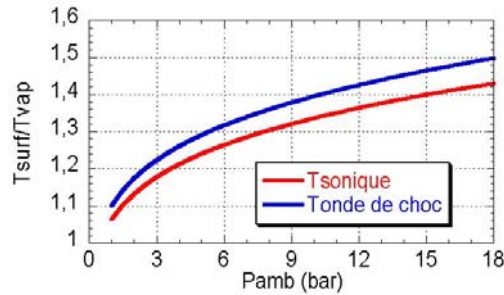


Figure 12-15 : Evolution du rapport T_{surf}/T_{vap} en fonction de la pression de surface.

12.3.3. Géométrie interne

La géométrie interne d'un perçage non débouchant peut être décrit par trois grandeurs : le diamètre, la profondeur et le profil.

Les diamètres sont une fonction linéaire de la puissance crête. Au dessus d'un seuil de puissance ces diamètres sont conservés sur l'épaisseur.

La vitesse de perçage sature à partir de 5 kW de puissance crête. Sur acier, la vitesse de perçage plafonne à $2,5 \text{ m.s}^{-1}$.

Une évolution des profils est observée en fonction de l'intensité laser incidente. La Figure 12-16 représente les profils obtenus en fonction de la puissance crête et de l'épaisseur de la cible à percer.

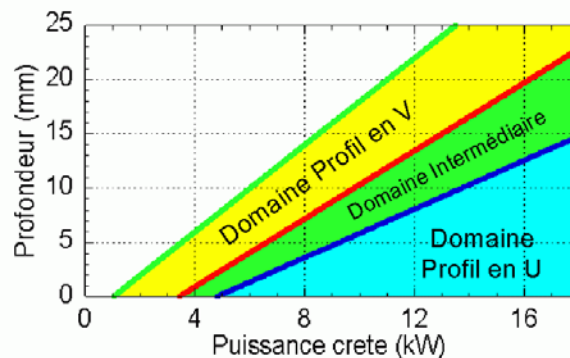


Figure 12-16 : z_{seuil} en fonction de la puissance crête, représentation des profils de perçage par domaine.

En perçage multi-impulsions, lors de l'ouverture des éprouvettes obtenue par la méthode DODO, un décollement de couche liquide est fréquemment observé. Ce décollement provient de la superposition des couches liquides de chaque impulsion laser. Pour éliminer cet empilement il est nécessaire de faire fondre la couche liquide précédente à l'aide d'une impulsion plus puissante.

12.4. Diagnostic post-opératoire

La méthode DODO, permet d'analyser les profils des perçages en quelques minutes. Ces points forts de cette méthode sont :

- une facilité de mise en œuvre pour des perçages non-débouchants ou de forte épaisseur,
- une observation directe des décollements internes au perçage et de sa morphologie. L'absence de résine permet d'observer la face interne du perçage.
- la qualité de l'analyse n'est plus laissée à la discrétion de l'opérateur, la méthode dispose de moyen d'autocontrôle garantissant la qualité de l'analyse.

Son point faible est la difficulté de mise en œuvre pour des perçages de faibles épaisseurs

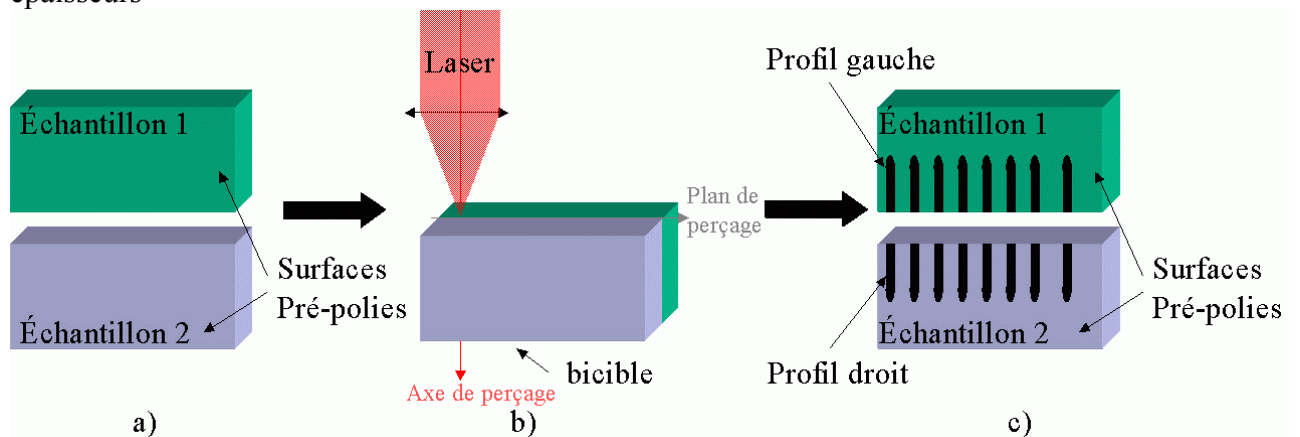


Figure 12-17 : Schéma de principe de la méthode DODO (Direct Observation of Drilled hOle).

Bibliographie

- [1] <http://fr.wikipedia.org/wiki/Laser>
- [2] J. WILSON AND J. F. B. HAWKES (1987), *Laser principles and Application*, International Series in Optoelectronics, Prentice Hall, Englewood Cliffs, 15-49.
- [3] P. A. HILTON (2002), *In the Beginning...*, Intl Congr on Appl on Application of Lasers and Electro-Optics (ICALEO'2002), Scottdales, USA.
- [4] B. VANNES (1988) *Les lasers de puissance*, Hermes.
- [5] A. DESCOEUDRES, CH. HOLLENSTEIN, G WÄLDER AND R. PEREZ (2005), *Time-resolved imaging and spatially-resolved spectroscopy of electrical discharge machining plasma*, J. of Material Processing Technology 149, 376-381.
- [6] J. STACKHOUSE, M. BULL AND M. WAKEHAM (2006), *Processing turbine engine components*, Industrial Laser Solution April.
- [7] T. VANDERWERT AND F. WIDMER (2004), *Precision drilling with OFC*, Industrial Laser Solution May
- [8] I. FERGUSSON, M. MORRISON AND T. VANDERWERT (2003), *Drilling holes in turbine engines*, Industrial Laser Solution August.
- [9] T. J. ROCKSTROH, D. SCHEIDT AND C. ASH (2002), *Advances in laser drilling of turbine airfoils*, Industrial Laser Solution August
- [10] C. LEHNER (2004), *Drilling with light*, Industrial Laser Solution January
- [11] H. GENG (2004) *Manufacturing Engineering Handbook*, McGraw-Hill Professional.
- [12] B. M. SCHUMACHER (2004), *After 60 years of EDM the discharge process still disputed*, J. of Material Processing Technology 149, 376-381.
- [13] S. H. KANG AND D. E. KIM (2004), *Effect of electrical discharge machining process on crack susceptibility of nickel based heat resistant alloy*, Materials Science and Technology 21, 817-823, Maney Publishing.
- [14] <http://www.trametal.com/formage/51-Jet-eau-Laser-Plasma/722-Microforets-d-autres-outils-sont-deja-experimentes-pour-effectuer-les-micropercages0>
- [15] L. MIGLIORE, G. KARDOS, A. OZKAN, O. DERKACH, R. SCHAEFFER AND C. DUNSKY (2004), *Laser choices for micromachinig : Drilling speed and quality comparison*, Intl Congr on Appl on Application of Lasers and Electro-Optics (ICALEO'2004), San Francisco, USA.
- [16] <http://en.wikipedia.org/wiki/Laser>
- [17] F. DAUSINGER AND J. SHEN (1993), *Energy coupling efficiency in laser surface treatment*, ISIJ International 33, N°9, 925-933.
- [18] J. FIERET, M. J. TERRY AND B.A. WARD (1986), *Aerodynamic interactions during laser cutting*, Laser Proc: Fund App & Sys Eng, Paris, 53-62.
- [19] H. K. SEZER, A. J. PINKERTON, L. LI AND P. BYRD (2005), *An investigation into delamination mechanisms in inclined laser drilling of thermal barrier coated aerospace superalloys*, J. Laser App 17, 225-234.

- [20] R. FABBRO, S. SLIMANI, F. COSTE AND F. BRIAND (2005), *Study of keyhole behaviour for full penetration NdYAG CW laser welding*, J. Phys. D:Appl. Phys. 38, 1881-1887.
- [21] H. KI, P. S. MOHANTY AND J. MAZUMDER (2001), *Modelling of high-density laser-materail interaction using fast level set method*, J. Phys. D:Appl. Phys. 34, 364-372.
- [22] C. TOUVREY XHAARD, R. FABBRO, M. MEDALE, S. GUIGNARD AND P. NAUDY (2006), *Modélisation thermohydraulique du soudage laser impulsionnel*, Matériaux 2006, DIJON
- [23] D. K. Y. LOW, L. LI AND P. J. BYRD (2000), *The effect of process parameters on spatter deposition in laser percussion drilling*, Optics & Laser Tech 32, 347-354.
- [24] D. K. Y. LOW, L. LI AND P. J. BYRD (2001), *The influence of temporal pulse train modulation during laser percussion drilling*, Optics & Laser Tech 35, 149-164.
- [25] K. T. VOISEY AND T. W. CLYNE (2004) *Laser drilling of cooling holes through plasma sprayed thermal barrier coatings*, Surface and Coating Tech 176, 296-306.
- [26] G. K. L. NG AND L. LI (2002) *Optimisation of laser percussion drilling for improved reliability*, Intl Congr on Appl on Application of Lasers and Electro-Optics (ICALEO'2002), Scottdales, USA.
- [27] G. K. L. NG AND L. LI (2001) *The effect of laser peak power and pulse width on the hole geometry repeatability in laser percussion drilling*, Optics & Laser Tech 33, 393-402.
- [28] D.K.Y. LOW, L. LI AND P.J. BYRD (2002), *Hydrodynamic Physical Modeling of Laser Drilling*, J. of Manufacturing Sc. and Engineering 124, 852-862.
- [29] J. J. BATTEH, M. M. CHEN AND J. MAZUMDER (2000) *A stagnation flow analysis of the heat transfert and fluid flow phenomena in laser drilling*, J. Heat Transfert 122, 801-807.
- [30] R. K. GANESH, A. FAGHRI AND Y. HAHN (1997), *A generalized thermal modeling for laser drilling process-I. Mathematical modeling and numerical methodology*, J. Heat Mass Transfert 40, 3351-3360
- [31] R. K. GANESH, A. FAGHRI AND Y. HAHN (1997), *A generalized thermal modeling for laser drilling process-II. Numerical simulation and results*, J. Heat Mass Transfert 40, 3361-3373
- [32] L. I. KUZNETSOV (1994), *Recoil momentum at a solid surface during developed laser ablation*, Quantom Electron 23, 1035-1038.
- [33] R. FABBRO, S. SLIMANI, F. COSTE, F. BRIAND (2006), *Analysis of basic processes inside the keyhole during deep penetrationNd-Yag CW laser welding*, Intl Congr on Appl on Application of Lasers and Electro-Optics (ICALEO'2006), Scottdales, USA
- [34] S. I. ANISIMOV (1968), *Vaporization of metal absorbing laser radiation*, Sov. Phy. JETP 27, 182-183.
- [35] S. I. ANISIMOV AND V. A. KHOKHLOV, (1995) *Instabilities in Laser-Matter Interaction*, CRC Press, Boca Raton.
- [36] C. J. Knight (1979) *Theoretical modelling of rapid surface vaporization with back pressure*, AIAA Journal 17, N° 5, 519-523.
- [37] X. Chen and H. X. Wang (2001), *A calculation model for the evaporation recoil pressure in laser material processing*, J. Phys. D:Appl. Phys. 34, 2637-2642.

-
- [38] C. MAS (2003), *Modélisation physique du procédé de découpe de métaux par laser*, Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI, 67-91. <http://tel.ccsd.cnrs.fr/tel-00003252/en/>
- [39] V. V. SEMAK AND A. MATSUNAWA (1997) *The role of recoil pressure in energy balance during laser materials processing*, J. Phys. D:Appl. Phys. 30, 2541-2552.
- [40] L.D. LANDAU, AND E.M. LIFSHITZ (1989), *Mecanique des fluides 2^{eme} ed T6*.
- [41] E.A. Brun, A. Martineau Lagarde and J. Mathieu (1968), *Mecanique des fluides 2^{eme} ed*.
- [42] J. FIERET, M. J. TERRY, AND B.A. WARD (1986), *Aerodynamic interactions during laser cutting*, Laser Proc: Fund, App, & Sys Eng, Paris, 53-62.
- [43] J. FIERET, AND B.A. WARD (1986), *Circular and non-circular nozzle exits for supersonic gas jet assist in CO2 laser cutting*, Proc 3rd Intl Conf on laser in Mfg (LIM3), Paris, 45-54.
- [44] J. L. DELCROIX AND A. BERS (1994), *Physique des plasma*, CNRS Editions, EDP sciences
- [45] R. FABBRO, S. SLIMANI, F. COSTE AND F. BRIAND (2005), *Study of keyhole behaviour for full penetration NdYAG CW laser welding*, J. Phys. D:Appl. Phys. 38, 1881-1887.
- [46] A. MAHRLE AND E. Beyer(2006), *Hybrid laserbeam welding-classification, characteristics, and applications*, Journal of Laser Application 18-3, 169-180.
- [47] D. A. LABUNTSOV AND A. P. KRYUKOV (1979), *Analysis of intensive evaporation and condensation*, J. Heat Mass Transfert 22, 989-1002.
- [48] S LASSERRE (2005) *Contribution à l'étude mathématique et numérique des solutions à support compact pour les modèles de turbulence compressible* <http://www.sebu.org/download/these.pdf>
- [49] C. Y. YEO, S. C. TAM, S. JANA AND M. W. S. LAU (1993), *A technical review of the laser drilling of aerospace materials*, J. Mat. Proc. Tech. 42, 15-49.
- [50] D.K.Y. LOW, L. LI AND P.J. BYRD (2002), *Hydrodynamic Physical Modeling of Laser Drilling*, J. of Manufacturing Sc. and Engineering 124, 852-862.
- [51] D.K.Y. LOW, L. LI AND P.J. BYRD (2001), *The influence of temporal pulse train modulation during laser percussion drilling*, Optics and laser in engineering 35, 149-164.
- [52] P. W. FRENCH, D. P. HAND, C. PETERS, G. J. SHANNON P. BYRD, W. M. STEEN (1998), *Investigation of the Nd:YAG laser percussion drilling process using high speed filming*, Intl Congr on Appl on Application of Lasers and Electro-Optics (ICALEO'1998), Orlando, USA.
- [53] M. SCHNEIDER, R. FABBRO, L. BERTHE, M. MULLER (2005), *Gaz investigation on laser drilling*, Intl Congr on Appl on Application of Lasers and Electro-Optics (ICALEO'2005), Miami, USA.
- [54] M. SCHNEIDER, R. FABBRO, L. BERTHE, M. MULLER (2006), *Gaz investigation on laser drilling*, Journal of Laser App, ref 06-613MP.
- [55] A.A. SAMOKHIN (1990), *First order phase transitions induced by laser radiation in absorbing condensed matter*, Effect of laser radiation on absorbing condensed matter 13, Prokhorov edition, 1-47.
- [56] P. FORGET, M. JEANDIN, P. LECHERVY AND D. VARELA (1989), *Laser drilling of a superalloy coated with ceramics*, Proc. 6th Int Symp on Superalloys, seven springs, USA.
- [57] T. VANDERWERT (2006), *Breakthrough detection*, Industrial Laser Solution June.
-

[58] <http://www.aerospaceweb.org/question/propulsion/q0224.shtml>

Publications

REVUE AVEC COMITE DE LECTURE

M. SCHNEIDER, R. FABBRO, L. BERTHE, M.MULLER, (2006), *Study of hole properties in percussion regime with a new analysis method*, soumis au Journal of Laser Micro/Nanoengineering.

M SCHNEIDER, R. FABBRO, L. BERTHE, M. MULLER (2006), *New method for morphology and metallography analysis of drilling*, soumis au Journal of Aerospace Science and Technology

M SCHNEIDER, R. FABBRO, L. BERTHE, M. MULLER (2006), *Gas investigation on laser drilling*, soumis au J. laser Application.

CONFÉRENCE AVEC ACTES

M. SCHNEIDER, R. FABBRO, L. BERTHE, M.MULLER, (2006), *Study of hole properties in percussion regime with a new analysis method*, Proc. ICALEO'06, Scottsdale, USA.

M. SCHNEIDER, R. FABBRO, L. BERTHE, M.MULLER, (2006), *Study of hole properties in percussion regime with a new analysis method*, Proc. LAMP'06, Kyoto, HPL17.

M. SCHNEIDER, R. FABBRO, L. BERTHE, M.MULLER, (2006), *New experimental approach to study laser matter interaction during drilling in percussion regime*, Proc. LAMP'06, Kyoto, Japon, HPL17.

M SCHNEIDER, R. FABBRO, L. BERTHE, M. MULLER, M. NIVARD (2005), *Gas investigation on laser drilling*, Proc. ICALEO'05, Miami, USA, 1094-1099.

L.BERTHE, M. SCHNEIDER, R. FABBRO, M. NIVARD, *General study of laser-matter Interaction in laser drilling in percussion régime*, Laser in manufacturing 2005, Munich, Allemagne.

M. SCHNEIDER, R. FABBRO, L. BERTHE, L. LANDAIS, M. NIVARD AND P. LAURENS (2004), *Parametric study of drilling with new innovative laser source: application to percussion regime*, Proc. ICALEO'04, San Francisco, USA, 540-546.

P.R. DAHOO, T. HAMON, M. SCHNEIDER, P. ROCHER, B. BERINI, A. WACK ET N. KELLER S. TOPCU ET Y. ALAYLI (2003), *Ellipsométrie: Principes, Traitement du Signal et Applications Métrologiques*, Cong Intl sur la Modélisation Numérique Appliqué, Beyrouth, Liban.