Etude de l'interaction laser matière en régime de confinement par eau avec deux impulsions laser. Application au test d'adhérence par choc laser.

Damien Courapied

▶ **To cite this version:**

Damien Courapied. Etude de l'interaction laser matière en régime de confinement par eau avec deux impulsions laser. Application au test d'adhérence par choc laser.. Génie mécanique [physics.class-ph]. École Nationale Supérieure des Arts et Métiers, 2016. Français. ⟨NNT : 2016ENAM0073⟩. ⟨tel-01495241⟩

HAL Id: tel-01495241

https://pastel.hal.science/tel-01495241v1

Submitted on 24 Mar 2017

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.

HAL Authorization

ParisTech
INSTITUT DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES
PARIS INSTITUTE OF TECHNOLOGY

ARTS ET MÉTIERS ParisTech

2016-ENAM-0073

École doctorale n° 432 : Science des Métiers de l'ingénieur

Doctorat ParisTech

T H È S E

pour obtenir le grade de docteur délivré par

l'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers

Spécialité " Génie Mécanique & Matériaux"

présentée et soutenue publiquement par

Damien COURAPIED

le 01 décembre 2016

Interaction laser matière en régime de confinement par eau avec deux impulsions laser. Application au test d'adhérence par choc laser.

Directeurs de thèse : **Patrice PEYRE & Laurent BERTHE**

Jury

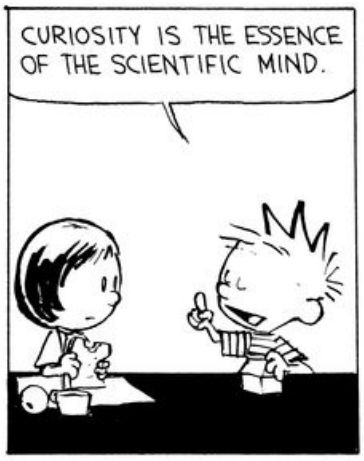
M.	**T.**	**DE RESSEGUIER**	Directeur de recherche	Institut Pprime	ISAE-ENSMA	Président
Mme.	**A.**	**BENUZZI**	Directeur de recherche	Lab. LULI	E. polytechnique	Rapporteur
Mme.	**M.**	**BRACCINI**	Chargé de recherche	Lab. SIMaP	INP Grenoble	Rapporteur
Mme.	**S.**	**COSTIL**	Maître de conférences	LERMPS	UTBM	Examinateur
M.	**J.**	**CORMIER**	Maître de conférences	Institut Pprime	ISAE-ENSMA	Examinateur
M.	**P.**	**PEYRE**	Directeur de recherche	Lab. PIMM	Arts & Métiers	Examinateur
M.	**L.**	**BERTHE**	Directeur de recherche	Lab. PIMM	Arts et Métiers	Examinateur
M.	**A.**	**MARTIN**	Ingénieur	CRMA	Air France KLM	Invité

T H È S E

Arts et Métiers ParisTech - Campus deParis
Laboratoire PIMM – Procédé en Ingénierie en Mécanique et Matériaux

Remerciements

Les trois années que j'ai effectuées au laboratoire de Procédés et Ingénierie en Mécanique et Matériaux (PIMM) m'a permis de rencontrer et de travailler avec de nombreuses personnes sans qui ce manuscrit n'aurait pas existé. Au delà du travail et de la curiosité scientifique nécessaire à toute bonne thèse, celle-ci reste aussi une aventure humaine. Je tiens donc à remercier ici toutes les personnes qui m'ont accompagnées pendant ces trois années :



Tout d'abord, je remercie mes deux directeurs de thèse **Laurent Berthe** et **Patrice Peyre** qui ont permis à cette thèse de voir le jour. Ils ont su m'accompagner tout au long de cette épopée et faire confiance aux choix que j'ai effectués. Je les remercie pour le temps qu'ils m'ont consacré et l'apprentissage qu'il ont su me dispenser.

Mes remerciements vont aussi aux personnes qui ont accepté de financer ma thèse à travers l'ANR ARCOLE. Ce projet a permis de construire une collaboration durable et fertile entre plusieurs laboratoires et d'amener de nombreux chercheurs à partager leur connaissance. Travailler dans un tel environnement a été un vrai plaisir tout au long de ces trois ans.

Je souhaite aussi remercier **Alessandra Benuzzi** et **Muriel Braccini** d'avoir accepté de

rapporter cette thèse. On dit souvent que la thèse est un marathon, mais à la fin il faut quelquefois savoir sprinter et je les remercie d'avoir accepté de suivre le rythme que je leur ai imposé. Mes remerciements vont aussi à **Thibaut de Resseguier** qui a accepté de présider ma soutenance. Je tiens a remercier de façon particulière **Antoine Martin** qui a su apporter son soutien au nom de CRMA pour permettre à ce projet et par conséquent à cette thèse de voir le jour.

Le projet ARCOLE m'a permis de côtoyer de nombreux chercheurs **Sophie Costil**, **Jonathan Cormier** et **Xavier Milhet** grâce auxquels le contenu scientifique de mon travail en est que plus passionnant. Je remercie grandement **Robin Kromer** avec qui j'ai partagé beaucoup de choses. Nos nombreux travaux communs ainsi que les nombreuses heures passées ensemble pour réaliser les essais ont permis d'obtenir des résultats inédits. Au delà du travail, je le remercie pour tous les échanges que nous avons pu avoir et qui ont rendu cette thèse encore plus humaine. Finalement, mes pensées vont à **Michel Boustie** grâce à qui tout a commencé. Je ne saurai oublier ce fameux repas au campanile de Chasseneuil-du-Poitou qui m'a fait emprunter la voie de la recherche. Je le remercie pour la passion qu'il sait transmettre au quotidien aux nombreuses personnes qu'il croise.

Cette thèse m'a permis de travailler avec de nombreux chercheurs portant de nombreuses thématiques variées. Je remercie donc les personnes suivantes **Didier Loison** (et toute l'équipe de l'IPR), **Romain Ecault**, **Didier Zagouri**, **Gabriel Seisson** et **Gabriel Prudhomme** pour m'avoir permis de participer à leur travaux sur la plateforme HEPHAISTOS. Ces nombreux échanges m'a permis d'améliorer ma vision du travail expérimental et ainsi d'obtenir des résultats plus conséquent. Je remercie aussi **Laurent Videau** du CEA qui a su m'apporter son aide sur ESTHER lorsque j'en ai eu besoin.

Ce travail n'aurait pas été ce qu'il est aujourd'hui sans l'aide des deux stagiaires **Samy El Karhighi** et **Clément Letouzé**. Ils ont contribué de façon spectaculaire aux résultats obtenus pendant ces trois ans.

Mes remerciements vont aussi à toutes les personnes du groupe laser avec qui j'ai travaillées au quotidien : **Thierry Malot**, **Morgan Dal**, **Mathieu Schneider**, **Remy Fabbro**, **Pascal Aubry**, **Frédéric Coste** et **Yann Rouchausse** mais aussi à la reine des plantes **Corinne Dupuy**. Je remercie bien évidemment **Cyril Gorny** qui m'a beaucoup aidé pendant ces trois années. Je le remercie pour l'aide qu'il m'a apportée pour la réalisation des manips et pour sa constante bienveillance et sa disponibilité permanente. Au delà du groupe laser, je tiens à remercier toutes les personnes du PIMM avec qui j'ai eu l'occasion d'interagir et plus particulièrement : **Veronique Favier** pour la gentillesse et la passion de l'enseignement qu'elle

a su me transmettre, **Frédéric Vales** pour toutes les discussions que l'on a pu avoir sur la vie du laboratoire et qui m'a beaucoup apporté sur ma vision du monde de la recherche et **Christophe Canu** qui a su répondre à toutes mes nombreuses sollicitations.

J'ai eu la chance de partager mes trois ans de thèse avec de nombreux autres doctorants. Je remercie par conséquent **Emna Abouda**, **Simon Bardy**, **Maxime Sagnard** et **Abbas Hamie** ainsi que **Valérie Gunenthiram** qui a su résister à mes nombreuses attaques aquatiques. Mes remerciements vont plus particulièrement à **Sébastien Pouzet** qui m'a transmis sa passion des plantes et sans qui ses trois années aurait été beaucoup moins drôle. Par ailleurs, je tiens à dire un merci à tous les membres de l'association ADDAM et principalement à **Adrien Bironeau**, **Jean-Baptiste Marijon**, **Emeric Plancher**,**Pathum Bila-Deroussy**, **Renaud Pfeiffer** et **Justine Delozanne** qui a repris la présidence de l'ADDAM et tous les autres doctorants de la halle 4 que j'ai pu côtoyer de plus ou moins près pendant ma thèse.

Je remercie aussi tous les employés du Delfino grâce à qui le limoncello a pu couler à flot et grâce à qui nous avons passé de mémorables midis.

Enfin mes remerciements vont à tous mes amis et particulièrement à **Hélène Sapardanis** avec qui j'ai partagé de nombreux moments et qui m'a soutenu pendant ces trois années. Au final, mes derniers "merci" seront pour ma famille qui m'a encouragé ainsi que **Lucille Gouton** qui partage ma vie et supporte mon humour au quotidien.

Je laisse le mot de la fin à un de mes héros préféré, avec qui je partage le plaisir de garder la fougue de l'enfance :

Table des matières

Introduction **3**

1 Contexte et bibliographie **7**

1.1 L'interaction laser matière en régime confiné - État de l'art 9

1.1.1 Caractérisation des plasmas et des ondes de chocs induites 9

1.1.1.1 Caractérisation de la réflectivité et de l'émissivité du plasma confiné 9

1.1.1.2 Caractérisation du plasma de claquage 15

1.1.1.3 Caractérisation des ondes de choc 19

1.1.2 Modèles numériques et analytiques du régime confiné 23

1.1.2.1 Les modèles numériques 23

1.1.2.2 Le modèle analytique 24

1.2 Les ondes de choc générées par laser - Application 28

1.2.1 La propagation des ondes de choc 28

1.2.1.1 Comportement en détente 28

1.2.1.2 Ondes de Choc - Amortissement hydrodynamique 28

1.2.1.3 Diagramme de marche d'une onde de choc 28

1.2.1.4 Transmission/réflexion d'un choc entre 2 milieux 29

1.2.2 Le traitement de surface par choc laser - LSP 31

1.2.2.1 Effets induits dans les matériaux 31

1.2.2.2 Applications industrielles 32

1.2.3 Le test d'adhérence par choc laser - LASAT 33

1.2.3.1 La rupture dynamique d'une cible solide (Écaillage) 33

1.2.3.2 L'essai LASAT 35

1.2.3.3 Les enjeux des doubles chocs générés par laser 43

1.3 Synthèse de l'état de l'art et problématique 47

2 Moyen expérimentaux et numériques **51**

2.1 introduction 53

2.2 Présentation la source laser - GAIA-HP . . . 53
2.2.1 Schéma optique du laser . . . 53
2.2.2 Caractérisation de l'énergie délivrée . . . 54
2.2.3 caractérisation spatiale et temporelle de la source laser . . . 55
2.2.3.1 Mesure de la répartition spatiale de la tache focale . . . 56
2.2.3.2 Mesure de la distribution temporelle d'énergie de l'impulsion laser . . . 58
2.2.3.3 Reproductibilité . . . 59
2.2.4 Le décalage en temps Δt . . . 60
2.3 Le diagnostique VISAR . . . 61
2.3.1 Principe . . . 61
2.3.2 dispositif expérimental . . . 61
2.4 Présentation des outils numériques . . . 64
2.4.1 Quel code pour quelle application ? . . . 64
2.4.1.1 Présentation des différents codes utilisés . . . 64
2.4.1.2 Comparaisons et discussions . . . 70
2.4.1.3 Développement des codes . . . 71
2.5 Les systèmes texturés . . . 73
2.5.1 La texturation des substrats . . . 73
2.5.2 Réalisation des dépôts . . . 75
2.5.3 Caractérisation des dépôts - Aspects quasi-statique . . . 76
2.6 conclusion . . . 77

3 Maîtrise des ondes de choc générées avec une ou deux impulsions laser 79
3.1 introduction . . . 81
3.2 Caractérisation de la pression générée en mono impulsions . . . 81
3.2.1 Courbe pression-flux - Approche analytico-numérique . . . 82
3.2.2 Courbe pression-flux - Approche numérique . . . 85
3.2.3 Aspects spatiales et temporels des profils P=f(t) . . . 88
3.2.3.1 Mise en évidence des hétérogénéités de la tache focale . . . 88
3.2.3.2 Influence sur la vitesse obtenues en face arrière . . . 90
3.2.3.3 Modélisation du profil de pression . . . 91
3.2.3.4 Influence du profil P=f(t) . . . 95
3.2.3.5 Validation du profil P = f(I, t, r) . . . 96
3.2.4 Influence du confinement sur les pressions générées . . . 97
3.2.5 Influence du revêtement protecteur sur les pressions générées . . . 99
3.3 Caractérisation de la pression générée avec deux impulsions . . . 108
3.3.1 Influence des faibles décalages en temps δt - Application LASAT . . . 109

3.3.1.1 Principe de la mesure de pression pour les deux ondes de choc consécutives . . . 109
3.3.1.2 Résultats - Obtention des vitesses V1 et V2 pour les différentes configurations . . . 111
3.3.1.3 Résultats - Obtention des pression P1 et P2 pour les différentes configurations . . . 113
3.3.1.4 Discussions et Conclusion . . . 115
3.3.1.5 Exemple d'utilisation . . . 116
3.3.2 Influence des grands décalages en temps Δt - Application LSP . . . 117
3.3.2.1 Principe et Montage expérimental . . . 117
3.3.2.2 Les résultats expérimentaux - Rapport V2/V1 . . . 119
3.3.2.3 Identification de la fréquence limite du procédé . . . 120
3.3.2.4 Observation par caméra rapide . . . 122
3.3.2.5 Influence de l'intensité sur la fréquence limite du procédé LSP (confinement pariétal) . . . 124
3.3.2.6 Fréquences limites en configuration "cuve d'eau" . . . 126
3.3.2.7 La configuration "cuve d'eau" améliorée . . . 128
3.4 L'interaction laser matière en régime confiné . . . 130
3.4.1 Caractérisation de l'interaction laser matière mono impulsion . . . 130
3.4.1.1 Présentation du banc expérimental . . . 130
3.4.1.2 Étalonnage des photodiodes . . . 131
3.4.1.3 Mesures de réflectivité et d'émission visible du plasma . . . 132
3.4.1.4 Discussions & conclusions . . . 135
3.4.2 Caractérisation de l'interaction laser matière avec deux impulsions . . . 137
3.4.2.1 Mesures de réflectivité pour deux impulsions incidentes . . . 137
3.4.2.2 Mesure de l'émission visible du plasma pour deux impulsions incidentes . . . 138
3.4.2.3 Discussions & conclusions . . . 138
3.5 Conclusions . . . 140

4 La propagation des ondes de choc dans les matériaux complexes 143
4.1 introduction . . . 145
4.2 Approche analytique . . . 145
4.3 Approche mono-dimensionnelle . . . 148
4.3.1 Les lois de comportements des différents matériaux étudiés . . . 148
4.3.1.1 Couple substrats-dépôts de type $Al_{2017-T4}$-Ni5Al . . . 149
4.3.1.2 Couple substrats-dépôts de type 304L-$ZrO_2/3Y_2O_3$ . . . 150
4.3.1.3 Couple substrats-dépôts de type AM1-$ZrO_2/3Y_2O_3$ . . . 152
4.3.1.4 Discussions sur les lois de comportement . . . 154

4.3.2 Configuration $Z_{dépôt} > Z_{Substrat}$ . . . 157
4.3.3 Configuration $Z_{dépôt} < Z_{Substrat}$ . . . 158
4.3.4 Influence de l'épaisseur du revêtement . . . 159
4.3.5 Influence de la pression générée sur la traction à l'interface . . . 161
4.4 Approche bi-dimensionnelle . . . 163
4.4.1 Le modèle bidimensionnel . . . 163
4.4.2 Mise en évidence des effets 2D dans les cibles étudiées . . . 164
4.4.3 Discussion . . . 165
4.4.4 Définition du critère de rupture - Le critère cut-off . . . 167
4.4.5 Modélisation de la rupture dans les bi-matériaux . . . 168
4.5 Approche double impulsions . . . 170
4.5.1 Le double tir frontal . . . 170
4.5.2 Le double tir frontal - Optimisation du décalage en temps δt . . . 171
4.5.2.1 Approche analytique . . . 171
4.5.2.2 Approche numérique . . . 172
4.6 Conclusions . . . 173

5 Le test d'adhérence appliqué aux systèmes texturées 175
5.1 introduction . . . 177
5.2 Le test d'adhérence des barrières thermiques texturées : Approche mono-impulsion 177
5.2.1 Aspect géométriques des cibles réelles . . . 178
5.2.1.1 Discussions sur le modèle utilisé . . . 178
5.2.1.2 Rappels : Influence de la porosité et de la rugosité de surface du dépôt . . . 179
5.2.1.3 Influence de la texturation de l'interface . . . 179
5.2.1.4 Influence sur la propagation des chocs . . . 181
5.2.1.5 Influence de la texturation sur la contrainte à l'interface . . . 184
5.2.2 La mesure des différents seuils d'adhérence . . . 187
5.2.2.1 Le seuil en intensité I_{seuil} . . . 187
5.2.2.2 La mesure expérimentale d'adhérence $\sigma_{seuil,exp}$ . . . 188
5.2.2.3 La mesure d'adhérence numérique $\sigma_{seuil,num}$ . . . 189
5.2.3 Résultats des mesures d'adhérences : Cas des dépôts minces . . . 190
5.2.3.1 Influence du couple substrat/dépôt . . . 190
5.2.3.2 Influence du motif de la texturation . . . 192
5.2.4 Influence du temps d'oxydation : Cibles AM1/BT . . . 196
5.3 Les dépôts épais : Problématiques et solutions envisagées . . . 197
5.3.1 Signification de la valeur seuil en intensité I_{seuil} . . . 197
5.3.2 Utilisation de la valeur seuil expérimentale $\sigma_{seuil,exp}$ . . . 198
5.3.3 Discussions . . . 198

5.4 Le test d'adhérence des barrières thermiques texturées : Approche double-impulsions 200
5.5 Conclusion 201

Conclusions & Discussions générales **203**

A Quelques essais d'adhérence conventionnels
A.1 L'essai de traction (Mode I) . . . . .
A.2 Quelques autres essais d'adhérence ii

B Théorie des chocs **iii**
B.1 Définition iii
B.2 Equations constitutives iv
B.2.1 Relations de passage d'un choc 1D iv
B.2.2 Courbes caractéristiques des chocs v
B.2.3 Approximation d'Hugoniot vi
B.3 la propagation des ondes de choc vi
B.3.1 Comportement en détente vi
B.3.2 Ondes de Choc - Amortissement hydrodynamique vii
B.3.3 Diagramme de marche d'une onde de choc vii
B.4 Transmission/réflexion d'un choc entre 2 milieux viii
B.4.1 Transmission d'un choc à l'interface de deux milieux viii
B.4.2 Lieu des états réfléchis - approximation de la polaire unique viii
B.4.3 Représentation des états transmis/réfléchis ix

C Calcul de l'amortissement **xi**

D Influence du confinement sur les pressions générées **xiii**

E Caractérisation des revêtements thermo-protecteur **xix**

Liste des figures

1.1 Gauche : Schéma de l'interaction laser-matière en régime confiné. Droite : Courbe Pression (GPA) - Intensité (GW/cm^2) pour trois configurations (direct, confinement eau et confinement verre) . . . 9
1.2 Evolution de la réflectivité en fonction de l'intensité laser pour une cible d'aliminium confinée par eau et irradié par une impulsion gaussienne de 3ns à 1064nm. [Devaux, 1993] . . . 10
1.3 Evolution de la réflectivité en fonction de l'intensité laser . . . 11
1.4 Intensité crêtes et durée à mi-hauteur de l'emission du plasma . . . 12
1.5 Profil temporel et photographie du plasma confiné . . . 14
1.6 Influence de la durée de l'impulsion laser sur la réflectivité intégrée d'une cible d'aluminium . . . 15
1.7 Schéma de l'apparition des plasmas de claquage et leur influence sur les impulsions transmises . . . 17
1.8 Visualisation du plasma de claquage à 1064 nm par caméra CCD intensifiée. Impulsions gaussiennes de 25 ns focalisées sur des cibles d'aluminium confinées par 3mm d'eau. [Berthe, 1998] . . . 18
1.9 Visualisation du plasma de claquage à 308 nm par caméra CCD intensifiée. Impulsions trapézoidales de 150 ns focalisées sur des cibles d'aluminium confinées par 10 mm d'eau. [Sollier, 2002] . . . 18
1.10 Influence du diagnostic expérimental sur les mesures de pression. Cibles d'aluminium confinées par eau irradiées par des impulsions gaussiennes de 25 ns à 1064 ns . . . 19
1.11 Évolution de la pression maximale induite en fonction de l'intensité du rayonnement laser obtenus pour différentes longueur d'ondes . . . 21
1.12 [Berthe, 1998] . . . 22
1.13 [Sollier, 2002] . . . 22
1.14 Influence de la nature du revêtement thermo-protecteur sur les niveaux de pression induit. . . . 22

1.15 Influence d'un revêtement d'aluminium sur les pressions générées dans des cibles de 200 µm d'acier 316L [Peyre et al., 2000a] 22
1.16 Comparaison des pressions maximales générées en régime direct et en régime confiné pour des conditions d'irradiation laser similaires. [Sollier, 2002] 26
1.17 Représentation de l'amortissement hydrodynamique d'une onde de choc . . . 29
1.18 Diagramme de marche d'une onde choc 29
1.19 Principe de transmission et de la réflexion de choc entre deux milieux adjacents 30
1.20 Lieu des chocs-détentes réfléchies (en rouge et violet) 31
1.21 Lieu des chocs-détentes réfléchies (en rouge et violet) 31
1.22 Mécanisme de création des contraintes résiduelles 32
1.23 Renforcement de bords d'attaques d'aubes fan par choc laser (GE USA) 33
1.24 Renforcement des joints soudés en acier 304 dans les réacteurs à eau pressurisée Japonais. Gauche : Profil de contraintes résiduelles obtenu sans revêtement. Droite : Configuration de traitement 33
1.25 Haut - Diagramme espace-temps décrivant l'écaillage. Bas - Évolution de l'endommagement : Initiation de la rupture ductile par nucléation, coalescence des pores et rupture et envol ([Tollier, 1996]) 34
1.26 Essai par choc laser 35
1.27 Représentation schématique des différentes configurations possibles pour le test d'adhérence par choc laser 36
1.28 Diagramme espace-temps obtenu pour la configuration $\tau < T_d < T_s$. Cible $Al_{2017-T4}$/Ni5Al 37
1.29 Résultats d'adhérence de systèmes revêtus cuivre/nickel - Détermination expérimental et numérique des seuils d'adhérence. (a) Sans endommagement (79 GW/cm^2), (b) Avec endommagement (370 GW/cm^2), (c) Détermination du seuil d'endommagement représenté en pression grâce aux simulations SHYLAC 39
1.30 Test d'adhérence de dépôts d'aluminium projetés par cold spray [Barradas, 2004] - Détermination expérimental et numérique du seuil d'adhérence. (a) Graphique représentant les différents seuils d'adhérence en intensité (GW/cm^2), (b) Détermination expérimental via la mesure de vitesse en face arrière. 39
1.31 Test d'adhérence des systèmes aluminium/époxy à trois épaisseurs - Détermination expérimental du seuil d'adhérence. (a) Observation post-mortem après un tir à 195 GW/cm^2 - Pas d'endommagement. (b) Vitesse en face arrière du tir (a) ne montrant aucune variation dans la fréquence des pics de vitesse. (c) Observation post-mortem après un tir à 1600 GW/cm^2 - Endommagement visible. (d) Vitesse en face arrière du tir (c) montrant une variation dans la fréquence des pics de vitesse indiquant la rupture d'une interface. 40
1.32 Endommagement de composites de 1, 4 et 8 plis choqués légèrement au-dessus de leurs seuils de délaminage ainsi que les mesures de seuils correspondantes [Gay et al., 2012]. 41

1.33 Schéma phénoménologique de propagation d'un choc 2D sur cible semi-infinie et réflexion d'un choc 2D sur une cible d'épaisseur finie. [Cuq-Lelandais, 2010] 42
1.34 Répartition radiale des maxima de contraintes axiales pour différents rapport L/d. Matériaux Aluminium, L=1mm, Laser LULI 2000, τ=3ns, P_{max}=0.5MBar . . 43
1.35 Schéma des paramètres influençant la localisation de la traction pour le test d'adhérence par choc laser 44
1.36 schéma de la propagation des ondes dans le cas du tir symétrique 45
1.37 schéma de la propagation des ondes dans le cas de l'impulsion variable 46
1.38 schéma de la propagation des ondes dans le cas du double tir frontal 46
1.39 Schéma d'obtention de la contrainte à rupture des interfaces par approche numérique. 48

2.1 Schéma optique du laser Gaia-HP de la platefrome HEPHAISTOS 54
2.2 Énergie des voies A et B en fonction de la transmission choisie par l'utilisateur pour deux types de mesures : Mesures données par le laser et mesures effectuées sur les postes avec un calorimètre 55
2.3 Erreur entre la mesure sur cible (calorimètre) et la mesure laser (photodiode) pour différentes énergies. chaque point est obtenus après une moyenne de dix tirs. 56
2.4 Photographie de deux impacts laser sur papier thermique réalisés sans focalisation et avec focalisation 56
2.5 Schéma de principe de la mesure par imagerie 57
2.6 Images de différentes taches focales obtenues avec le système d'imagerie pour différentes distance lentille/plan objet 58
2.7 (Gauche) - Profil de surface de l'énergie présente dans la tache focale de la voie A de la plateforme HEPHAISTOS. (droite) - Profil de l'énergie dans la tache focale selon l'axe défini par la flèche rouge. 58
2.8 Profils temporels normalisés des impulsions de la voie A et de la voie B obtenus grâce à des photodiodes FND100 59
2.9 Mesures de l'écart type divisé par la moyenne pour l'énergie délivrée ainsi que la durée d'impulsion pour les deux voies laser A et B et différentes énergies délivrées 59
2.10 Mesure du décalage Δt entre les deux voies laser en fonction du décalage imposé. 60
2.11 Erreur en % entre le décalage demandé et le décalage mesuré pour différents décalage en temps allant de 1ns à 500ns. L'erreur acceptable de 1ns est représentée en rouge a titre de comparaison. 61
2.12 Vue générale de la mesure VISAR 62
2.13 Schéma du dispositif expérimental utilisé pour la mesure VISAR 63
2.14 Diagramme espace/temps obtenu via HUGO 65

2.15 (a) - Historique de la pression à l'interface et (b) de la vitesse de surface libre pour une cible composée de 1mm d'aluminium et 200µm de nickel pour un chargement de 0.8GPa et un profil de pression rectangulaire de 7ns 65

2.16 (a) - Diagramme espace/temps en pression et (b) - Vitesse de surface libre obtenu pour une simulation SHYLAC d'une cible composé de 1mm d'aluminium et 200µm de nickel pour un chargement propre à la plateforme HEPHAISTOS et une pression maximale de 1 GPa. 66

2.17 (a) - Diagramme espace/temps en pression et (b) - Vitesse de surface libre obtenu pour une simulation ESTHER d'une cible composée de 1mm d'aluminium et 200µm de nickel pour un chargement propre à la plateforme HEPHAISTOS et une pression maximale de 1 GPa. 68

2.18 (a) - Carte de la pression pour t=157ns (b) - Vitesse de surface libre obtenu pour une simulation ABAQUS d'une cible composée de 1mm d'aluminium et 200µm de nickel pour un chargement propre à la plateforme HEPHAISTOS et une pression maximale de 1 GPa. 69

2.19 Comparaison des signaux de vitesse obtenus en face arrière pour différents code numériques. Paramètres : Al - 1mm, Ni - 200µm, P_{max}=1.0 GPa, τ=7ns (pour HUGO) 70

2.20 Diagramme espace/temps en pression pour différents seuils. Paramètres : Al - 1mm, Ni - 200µm, P_{max}=1.0 GPa 72

2.21 Diagramme espace/temps en pression (a) et pour un seuils correspondant à S22 > 300MPa (b). Paramètres : Al - 1mm, Ni - 200µm, P_{max}=1.0 GPa. Simulation ABAQUS 72

2.23 Résultats des valeurs d'adhérence obtenues par plot collé pour les différentes préparation d'interface [Kromer et al., 2016] 76

3.1 Courbe vitesse-flux en fonction de l'épaisseur 83

3.2 Courbe P=f(I) en fonction de l'épaisseur 84

3.3 Courbe P=f(I) voie A, B, A+B 85

3.4 schéma numérique 86

3.5 vitesse EPP JC 87

3.6 P=f(V) simulation 88

3.7 (Gauche) - Profil de surface de l'énergie présente dans la tache focale de la voie A de la plateforme HEPHAISTOS. (droite) - Profil de l'énergie dans la tache focale selon l'axe défini par la flèche rouge. 89

3.8 spatiale voieA 89

3.9 (Gauche) - Profil de surface de l'énergie présente dans la tache focale de la voie A de la plateforme HEPHAISTOS après soustraction de la valeur seuil (50). (droite) - Courbes pression-flux obtenues avant (bleu) et après (rouge) prise en compte de l'intensité locale. 90
3.10 Vitesse en face arrière en fonction de la distance par rapport au centre de la tache (mm) pour la voie A pour une cible de 500µm d'épaisseur et un flux de 2.11 GW/cm^2. 91
3.11 Schéma des différentes conditions aux limites pour le chargement de pression imposées dans la simulation numérique 93
3.12 Comparaison des signaux de vitesse en face arrière obtenus numériquement pour différentes valeurs de D 93
3.13 Comparaison des signaux de vitesse en face arrière obtenus numériquement pour différentes valeurs de d 95
3.14 (a) - Différents profil P=f(t) imposés dans les différentes simulations numériques. (b) - Résultats des simulations avec les différents profils P=f(t). 95
3.15 Résultats d'une simulation optimisée de deux tirs expérimentaux (2.3GW/cm^2, aluminium 1.0mm) 96
3.16 Résumé des courbes pression flux pour les différents confinements 98
3.17 Seuils de claquage,valeurs de β, et durées à mi-hauteur du signal de vitesse pour les différents confinements 99
3.18 Selection scotch VBlanche 101
3.19 spatiale voieA 101
3.20 Vitesse en face arrière en fonction du matériau thermo-protecteur à 3 GW/cm^2 et 6 GW/cm^2 sur aluminium 102
3.21 Comparaison de la vitesse en face arrière entre la simulation et l'expérience d'un tir réalisé sur système scotch (30 µm d'aluminium + 40 µm de colle) et aluminium (500 µm) 104
3.22 Pression à l'interface colle/aluminium et vitesse en face arrière en fonction de l'épaisseur de colle 104
3.23 Propagation de l'onde de choc dans la colle 106
3.24 Profil temporel de l'onde de pression imposée l'interface colle/substrat pour différentes épaisseurs de colle 106
3.25 Bilan de l'enfoncement de matière pour un flux incident de 6 GW/cm^2 pour les différents revêtements utilisés et pour trois substrats différents : Aluminium de fonderie, Aluminium aéronautique et acier inoxydable 107
3.26 schéma des différents domaines d'application des doubles chocs générés par laser 109
3.27 Principe de la mesure de vitesse pour les deux ondes de choc générées 110

3.28 (Gauche) - Exemple de signaux expérimentaux (bleu) et numérique (noir) pour un double choc de caractéristiques $I_1 = I_2 = 1.1$ GW/cm^2 et Δt=100 ns. (Droite) - Identification des pressions P_1 et P_2 obtenues après optimisation de la simulation numérique . . . 111
3.30 Pressions P_1 (lignes continues) et P_2 (points) en fonction du décalage en temps Δt pour les différentes configurations étudiées . . . 114
3.31 (a) - Courbes $P_2 = f(\alpha_2, I_2)$ pour I_1=1.1GW/cm^2 et différents Δt. (b) - Valeurs de α_2 obtenus pour les différents couples (P_1, Δt) . . . 115
3.32 Valeur de α_2 représentées dans le plan (P_1, Δt) . . . 115
3.33 (a) - Délimitation des trois zones présentent dans les courbes $P = f(\Delta t)$. (b) - Schéma de l'interaction laser-matière pour une impulsion incidente gaussienne 116
3.34 Photographie du montage expérimental de la mesure de la fréquence limite de traitement . . . 118
3.35 Schéma du montage expérimental et des différents phénomènes intervenants pendant et après l'impact. . . . 118
3.36 Courbes représentant le rapport V_2/V_1 en fonction de la cadence de tir (Hz) pour les différentes configurations étudiées . . . 121
3.37 (Gauche) - Identification des domaines n°1 et n°3 pour le cas où deux domaines sont identifiables. (Droite) - Identification des domaines n°1, n°2 et n°3 pour le cas où trois domaines sont identifiables . . . 122
3.38 Images obtenues par caméra rapide (5000 images/s) de l'éjection d'eau pour deux impulsions laser en régime de confinement par eau pour un taux de répétition équivalent à 50 Hz et 200 Hz. L'intensité laser incidente est de 3 GW/cm^2 et le diamètre de la tache focale est de 3 mm pour une vitesse d'écoulement de 1 m/s. . . . 123
3.39 Images obtenues par caméra rapide (20000 images/s) de l'éjection d'eau pour des intensités laser incidentes de 1 et 3 GW/cm^2 et un diamètre de tache focale de 1 mm. La vitesse d'écoulement de l'eau est de 1 m/s. . . . 124
3.40 Influence de l'intensité sur la fréquence limite de traitement . . . 125
3.41 Influence du diamètre de tache focale sur la fréquence limite de traitement . . . 125
3.42 Influence du débit d'eau sur la fréquence limite de traitement . . . 126
3.43 Photographie et schéma du montage de laser shock peening de la plateforme HEPHAISTOS . . . 127
3.44 Résultats des enfoncements de matière obtenus pour deux impacts pour différentes pressions et différentes cadences - tache focale de 3mm . . . 128
3.45 rendement du traitement pour les différentes cadences considérées . . . 129
3.46 schéma du montage de laser shock peening se la plateforme HEPHAISTOS "amélioré" . . . 129
3.47 rendement du traitement pour les deux différents configurations considérés . . . 130

3.48 Schéma du montage expérimentale de mesure de réflectivité et d'émission . . 131
3.49 Schéma de la procédure d'étalonnage des photodiodes 132
3.50 Mesure de réflectivité 133
3.51 Différents Profils d'impulsion réfléchies (en bleu) et réflectivités instantanées associées (en rouge) pour différents flux laser incidents 134
3.52 (a) - Valeurs maximales de l'émission du plasma confiné en fonction de l'intensité laser - (b) Durée à mi-hauteur de l'émission visible du plasma confiné (en rouge) comparée à la durée à mi-hauteur de l'impulsion laser incidente (en bleu). 134
3.53 Profils de l'émission visible du plasma pour quatre différentes intensités situées dans les quatre différents domaines identifiés a partir de la courbe sur la durée à mi-hauteur de l'émission plasma. 136
3.54 Mesures de la réflectivité intégrée pour les deux impulsions réfléchies (Bleu - impulsion 1, Rouge - Impulsion 2) avec deux impulsions laser incidentes de même intensités et pour différents décalage en temps. 138
3.55 Mesures de l'émission visible du plasma pour deux impulsions incidentes de 2 x 4.6 GW/cm^2 en fonction du décalage temporel entre les deux impulsions. . . 139

4.1 Diagramme espace-temps obtenu pour la configuration $\tau<T_d<T_s$. Cible $Al_{2017-T4}$/Ni5Al.146
4.2 Valeurs des différents états pour P_0=1.0 GPa 147
4.3 Comparaison entre les signaux expérimental et numérique pour : (a) Des cibles de type $Al_{2017-T4}$, (b) Le couple $Al_{2017-T4}$-Ni5Al 150
4.4 Comparaison entre les signaux expérimental et numérique pour : (a) Des cibles de type 304L, (b) Le couple 304L-$ZrO_2/3Y_2O_3$ 151
4.5 Mesures de vitesse en face arrière obtenues par VISAR sur deux échantillons de BT pour deux intensités différentes 2.5 et 4.2 GW/cm^2 152
4.6 Matrice de raideur pour le substrat AM1 152
4.7 Comparaison entre les valeurs expérimental et numérique pour : (a) La vitesse de propagation des ondes, (b) La vitesse de surface libre pour une substrat AM1 d'épaisseur 550µm et un flux laser incident de 9 GW/cm^2 153
4.8 Comparaison entre les signaux expérimental et numérique de vitesse en face arrière pour le substrat AM1. Flux laser de 5.6 GW/cm^2, pression de 4.4 GPa et un diamètre d'impact de 4.5 mm. 154
4.9 Comparaison entre les signaux expérimental et numérique de vitesse en face arrière pour le substrat AM1 (orientation (011) (a) et (111) (b)). Flux laser de 6 GW/cm^2 (011) et 6.5 GW/cm^2 (111), pression de 4.7 GPa (011) et 5.4 GPa (111) pour un diamètre d'impact de 4.5 mm. 155

4.10 Comparaison des signaux numériques de vitesse en face arrière pour deux comportements différents (noir - Elastique, rouge - Elasto-parfaitement-plastique (EPP)). Paramètres de la simulation : Épaisseur AM1 = 1.5 mm, P = 6 GPa, Y_0=950 MPa. 156
4.11 Module de Young et la porosité. [Gassot et al., 2001] 157
4.12 Diagramme X-T en pression pour la configuration $Al_{2017-T4}$/Ni5al. (a) Échelle de couleur de type RdBu, (b) Échelle de couleur utilisateur ($P_{seuil} = -500MPa$). Paramètre de simulation : $P_{imposée} = 2.0GPa$, $Ep_{substrat} = 1.5mm$, $Ep_{dépôt} = 600\mu m$ 158
4.13 Diagramme X-T en pression pour la configuration 304L/BT. (a) Échelle de couleur de type RdBu, (b) Échelle de couleur utilisateur ($P_{seuil} = -200MPa$). Paramètre de simulation : $P_{imposée} = 2.0GPa$, $Ep_{substrat} = 1.5mm$, $Ep_{dépôt} = 600\mu m$ 158
4.14 Diagramme X-T en pression pour la configuration AM1/BT. (a) Échelle de couleur de type RdBu, (b) Échelle de couleur utilisateur ($P_{seuil} = -200MPa$). Paramètre de simulation : $P_{imposée} = 2.0GPa$, $Ep_{substrat} = 1.5mm$, $Ep_{dépôt} = 600\mu m$ 159
4.15 Courbes P=f(t) en fonction de l'épaisseur des dépôts obtenues par simulation pour les différentes interfaces des systèmes étudiés. $P_{imposée}$=1.0GPa 160
4.16 Représentation de la traction maximale à l'interface comme une fonction de l'épaisseur du dépôt pour les trois couples du projet 161
4.17 Courbes P=f(t) en fonction de la pression de chargement imposée en face avant des cibles obtenues par simulation pour les différentes interfaces des systèmes étudiés. $Ep_{dépôt}$=400µm 162
4.18 Amplitude de la traction (en bleu) et durée à mi hauteur de la traction (en noir) en fonction de la pression imposée en face avant pour les différents systèmes Substrats/Dépôts étudiés. Paramètre de simulation : $Ep_{substrat}$=1.5mm, $Ep_{dépôt}$=400µm 163
4.19 Modèle bi-dimensionnel ABAQUS 164
4.20 Rapport L/d en fonction de l'épaisseur du dépôt et du diamètre de tache focale (épaisseur du substrat 1.5mm). 165
4.21 (Haut) - Diagrammes r,t,P pour deux tailles de taches focales, d=3mm et d=5mm. Configuration : Substrat 1.5mm, dépôt 200µm, P=1GPa. (Bas) - Pression à l'interface pour t=420ns en fonction de la distance par rapport à l'axe de symétrie pour les deux configurations étudiées. 166
4.22 Pression à l'interface pour une cible composée de 1.5 mm de substrat et 200 µm de dépôt. P=1 GPa, t=142 ns. 167
4.23 Modélisation de la rupture dans les systèmes bi-matériaux 168
4.24 Résultats des simulation effectuées sur ABAQUS®/Explicit pour le couple substrats-dépôts de type AM1-$ZrO_2/3Y_2O_3$ pour différentes pressions maximales appliquées avec un critère de type cut-off fixé à 500 MPa 169

4.25 schéma de la propagation des ondes dans le cas du double tir frontal 171

5.1 Schéma d'une coupe métallographique d'un couple substrat-dépôt 178
5.2 Schémas des différentes modélisations d'interface étudiées numériquement.(S) - Substrat, (D) - Dépôt. Les caractéristiques des trous sont représentatives des texturations de type L0100. 180
5.3 Cartographie de la pression après 455 ns de propagation pour un substrat de 1.5 mm de 304L et 500 µm de barrière thermique avec une pression appliquée de 2.0 GPa. La géométrie correspond à une distance inter-trou de 100 µm. . . . 181
5.4 Schéma de définition des deux zones étudiées concernant la modification de la propagation des ondes de choc causée par la texturation d'interface 181
5.5 Cartographies de la pression proche de l'interface (zone 1) correspondant à quatre temps de propagation différents pour un couple 304L/BT (1.5mm-400µm).183
5.6 Cartographies de la pression proche de l'interface (zone 2) correspondant à quatre temps de propagation différents pour un couple 304L/BT (1.5mm-400µm184
5.7 Cartographies de pression pour les trois motifs d'interface et pour un temps de 470 ns. 185
5.8 Pression à l'interface en fonction du temps pour les différents type d'interface . 185
5.10 Schéma d'explication pour l'identification de l'intensité seuil I_{seuil} 188
5.11 Schéma d'obtention de la contrainte à rupture des interfaces par approche numérique 190
5.12 Influence du couple substrat/dépôt sur la mesure de I_{seuil} pour deux préparations de surface : Sablée et texturée (L0100) 191
5.13 Influence du couple substrat/dépôt sur la mesure de $\sigma_{seuil,exp}$ pour deux préparations de surface : Sablée et texturée (L0100) 191
5.14 Influence du couple substrat/dépôt sur la mesure de $\sigma_{seuil,num}$ pour deux préparations de surface : Sablée et texturée (L0100) 192
5.15 Valeur du flux seuil pour différentes préparations de substrat. Configuration Al_{2017}/Ni5Al (1500µm - 100µm) 192
5.16 Valeur des flux seuils pour différentes morphologies de trous et deux espacements différents. Couple étudié 304L/BT 195
5.17 Évolution du seuil d'adhérence avec le temps d'oxydation pour le couple AM1/BT.196
5.18 Valeurs des intensités seuils obtenues pour le couple 304L/BT et pour deux épaisseurs de dépôts différentes ainsi que deux préparations de surfaces (sablé et texturée L0100) 197
5.19 Résultats des mesures des sauts de vitesse ΔU obtenus pour différentes épaisseurs de dépôts (100 et 400 µm) pour différentes préparation de substrat (Sablé et texturé L0100 L0150) ainsi que différentes morphologies de trous (S80, S60 et S40). 198

5.20 Différents cas de rupture pour les systèmes étudiés . . . 199
5.21 Résultats des coupes métallographiques de cible 304L(1.5mm)/BT(300µm) pour les deux configurations : mono et double impulsions. Paramètre mono-impulsion : P1=2.33 GPa, Paramètre double-impulsions : P=1.82 GPa, P2=0.5 GPa (Ptot=2.32 GPa) et Δt=300ns . . . 200
5.22 Courbe P=f(I) en fonction de l'épaisseur . . . 204
5.23 (a) - Courbes $P_2 = f(\alpha_2, I_2)$ pour I_1=1.1GW/cm^2 et différents Δt. (b) - Valeur de α_2 représentées dans le plan (P_1, Δt). . . . 205
5.24 Influence du débit d'eau sur la fréquence limite de traitement . . . 205
5.25 (a) - Influence du couple substrat/dépôt sur la mesure de I_{seuil} pour deux préparations de surface : Sablée et texturée (L0100). (b) - Évolution du seuil d'adhérence avec le temps d'oxydation pour le couple AM1/BT. . . . 206
5.26 Résultats des coupes métallographiques de cible 304L(1.5mm)/BT(300µm) pour les deux configurations : mono et double impulsions. Paramètre mono-impulsion : P1=2.33 GPa, Paramètre double-impulsions : P=1.82 GPa, P2=0.5 GPa (Ptot=2.32 GPa) et Δt=300ns. . . . 207

A.1 Essai de traction : Traction par pion collé, traction par plots collés, essai "Pull-off" i
A.2 Récapitulatif des caractéristiques des essais d'adhérence [Pons, 2016] (* peu référencé) . . . ii

B.1 Raidissement d'une compression . . . iii
B.2 Propagation d'une onde de choc monodimensionnelle . . . iv
B.3 Courbe d'Hugoniot (H_0) dans (P,V) . . . v
B.4 Représentation de l'amortissement hydrodynamique d'une onde de choc . . . vii
B.5 Diagramme de marche d'une onde choc . . . viii
B.6 Principe de transmission et de la réflexion de choc entre deux milieux adjacents ix
B.7 Lieu des chocs-détentes réfléchies (en rouge et violet) . . . ix
B.8 Lieu des chocs-détentes réfléchies (en rouge et violet) . . . x
B.9 Lieu des chocs-détentes réfléchies (en rouge et violet) . . . x

C.1 Courbe numérique DP=f(P) en fonction de l'épaisseur . . . xi
C.2 Courbe P=f(V) en fonction de l'épaisseur . . . xii

D.1 Courbe pression flux obtenue pour les différents confinements . . . xiv
D.1 Courbe pression flux obtenue pour les différents confinements . . . xv
D.2 Résumé des courbes pression flux pour les différents confinements . . . xv
D.3 Seuils de claquage et valeurs de β pour les différents confinements . . . xvi
D.4 Durées à mi-hauteur (ns) de la mesure de vitesse obtenues pour les différents confinements . . . xvii

D.4 Durées à mi-hauteur (ns) de la mesure de vitesse obtenues pour les différents confinements xviii
D.5 Résumé des durées à mi-hauteur du signal de vitesse pour les différents confinements xviii

E.1 Photo épaisseur scotch xxi
E.2 Résumé des épaisseurs des différents scotchs xxii

Liste des tableaux

1.1 Seuils d'initiation (en GW/cm²) du plasma confiné d'aluminium 15
1.2 Évolution de l'épaisseur et de la pression du plasma en fonction du rendement d'interaction α, de l'impédance réduite Z et de l'intensité laser incidente I_0 . . . 25
1.3 Valeurs des différents états B, D, a et b en fonction du rapport des impédances Z 38

2.1 Paramètres de texturation des substrats 75
2.2 Paramètres de projection des dépôts 76

3.1 Identification du seuil de claquage et de β 100
3.2 Récapitulatif des caractéristiques des différents revêtements 108

4.1 Valeurs des différents états B, D, a et b en fonction du rapport des impédances Z 145
4.2 Paramètres matériaux pour le substrat aluminium 2017-T4 149
4.3 Paramètres matériaux pour le dépôt de type Ni5Al 150
4.4 Paramètres matériaux pour le substrat 304L 151
4.5 Paramètres matériaux pour le dépôt de type $ZrO_2/3Y_2O_3$ 151
4.6 Paramètres matériaux pour le substrat de type AM1 154
4.7 Décalages en temps Δt entre les deux impulsions pour les dépôt de type Ni5al 172
4.8 Décalages en temps Δt entre les deux impulsions pour les dépôt de type $ZrO_2/3Y_2O_3$ 172

Introduction

L'utilisation des ondes de choc induites par laser pour la caractérisation des interfaces dépôt-substrat (LASAT) a été développée en France il y a quelques années [Arrigoni, 2004] [Bolis, 2004] [Barradas, 2004]. Le choc laser est un procédé aujourd'hui de plus en plus répandu qui utilise l'énergie laser pour générer des ondes de choc et induire des effets mécaniques dans les cibles. Lorsque l'énergie laser est absorbée par la cible, un plasma d'interaction est créé à la surface du matériau. Ce plasma, lors de sa détente, génère une onde de choc qui se propage dans la cible. Dans le domaine des ondes de choc générées par laser, on peut distinguer deux procédés : Le traitement de surface par choc laser (LSP - Laser Shock Peening) et le test d'adhérence par choc laser (LASAT - LASer Adhesion Test). Le procédé LSP consiste à imposer, par le biais des ondes de choc, des contraintes résiduelles de compression dans les matériaux. Ces contraintes de compression ont pour effet d'augmenter les propriétés mécaniques en retardant l'amorçage et la propagation de fissures de fatigue ou encore de permettre le renforcement des joints soudés des parois en acier 304L des cuves de réacteurs nucléaires soumis à la corrosion sous contrainte. De son coté, dans le cas des multi matériaux, le procédé LASAT utilise la propagation des ondes de choc comme technique de quantification de l'adhérence de interface. Dans la plupart des applications des chocs laser, la cible est revêtue d'un confinement (généralement de l'eau) qui a pour effet d'accroitre les pressions générées [Anderholm, 1970]. De plus, afin de limiter les effets thermiques liés au plasma d'interaction qui dégrade l'efficacité du procédé de traitement de surface, un revêtement thermo protecteur est appliqué sur la cible [Fairand and Clauer, 1976].

Le principe physique du test LASAT est basé sur la formation d'un chargement mécanique local intense au coeur des matériaux soumis à des chocs-laser par croisement d'ondes de détentes incidentes et réfléchies. La localisation de ce chargement en traction est directement liée à la durée de l'impulsion de pression incidente : plus la durée d'impulsion est longue, plus on pourra localiser le chargement dans le volume d'un matériau épais. A contrario, des impulsions courtes permettent de localiser les zones sollicitées près des surfaces libres. Cette nouvelle technique de caractérisation permet d'accéder à des seuils d'endommagement quantitatifs, et locaux par une double approche expérimentale (vélocimétrie VI-

SAR) et numérique. Cependant, les durées d'impulsions non modulables des sources laser utilisées actuellement réservent l'utilisation de la technique à des épaisseurs de revêtements limitées. Toutefois, le facteur influençant le plus la localisation de la traction est la durée de l'onde de choc qui est fonction du confinement et de la durée de l'impulsion laser. La modification du chargement P=f(t) doit permettre de mieux localiser les zones de tractions aux interfaces. Récemment, R. Ecault [Ecault et al., 2013] a proposé trois solutions pour jouer sur la durée du chargement : Le tir symétrique, le tir à impulsion variable et le double tir frontal.

Les phénomènes liés à l'interaction laser-matière en régime de confinement par eau ont déjà très largement été étudiés par le passé [Berthe, 1998], [Sollier, 2002]. Pour améliorer les deux procédés (LSP et LASAT), des idées sur l'amélioration des confinements comme substitution à l'eau ou encore l'optimisation des revêtements protecteurs ont vu le jour. L'amélioration de technique LASAT passe aussi, d'après les travaux de R. Ecault [Ecault et al., 2013], par l'utilisation de deux impulsions laser. Pour répondre à ces problématiques, le laboratoire PIMM s'est doté d'un nouveau laser. Ce laser, unique, permet de délivrer deux impulsions laser décalées dans le temps. L'utilisation de ces deux impulsions laser est double, elle permet à la fois une meilleure localisation des zones de traction (LASAT) mais aussi d'étudier les phénomènes liés à la cadence de traitement (LSP). Cependant, aujourd'hui il n'existe pas de moyen de prédire les phénomènes liés à l'interaction laser-matière en régime confiné pour les deux impulsions incidentes.

Les verrous scientifiques sont donc les suivants :

- Mesurer les pressions de choc pour le nouveau laser (7ns@532nm) du laboratoire PIMM.
- Étudier l'influence des autres confinements envisagés comme substitution à l'eau.
- Étudier les différents revêtements protecteurs en vue de leur optimisation.
- Valider et comprendre l'interaction laser-matière à deux impulsions :
  - En mesurant les pressions générées pour les décalages en temps faibles (0 et 1000 ns) - Application LASAT.
  - En mesurant les cadences limites de traitement grâce aux décalages importants (de 200 µs à 200 ms) - Application LSP.
- Caractériser en mono impulsion l'adhérence de systèmes bi-matériaux mis en oeuvre par texturation laser et projection plasma (APS).
- Appliquer une des deux configurations à deux impulsions (double tir frontal) pour la caractérisation de l'adhérence des barrière thermiques.

Cette thèse s'inscrit dans le projet ARCOLE (N° :ANR-12-BS09-0009), construit autour de trois partenaires principaux : Le PIMM (UMR 8006 CNRS - Arts et Métiers Paris-Tech), le

LERMPS (EA3316 - UTBM) et l'institut PPRIME (UPR 3346 CNRS), qui a pour objectif principal l'utilisation des chocs laser pour tester les conditions d'endommagement dynamique des interfaces dépôt-substrat dans le cadre des dépôts projetés.

Le premier chapitre de ce manuscrit est dédié à un état de l'art. Cet état de l'art a pour objectif de présenter une vision globale des procédés de choc par laser allant de l'interaction en régime confiné, à la mesure d'adhérence d'interface.

Le second chapitre présente l'ensemble des dispositifs expérimentaux et numériques et illustre les moyens mis en œuvre dans cette étude et leurs performances. La caractérisation du laser GAIA-HP du PIMM y est effectuée ainsi qu'une comparaison des différents outils numériques existant aujourd'hui pour la compréhension de la propagation des ondes de choc dans les matériaux. De plus, ce chapitre présente les différentes morphologies d'interfaces étudiées pour le projet ARCOLE ainsi que leur réalisation.

Le troisième chapitre concerne la maîtrise des ondes de choc générées avec une ou deux impulsions laser. Les études sur la caractérisation de la pression générée en mono-impulsion est présentée. Cette partie contient notamment les études sur la caractérisation des différents confinement et revêtement thermoprotecteur pour améliorer les procédés de choc par laser. La seconde partie de ce chapitre présente les mesures de pression effectuées pour des impulsions doubles. Les deux problématiques (décalages faibles et importants) y sont abordées. La dernière partie de ce chapitre présente les mesures d'absorption et d'émission du plasma d'interaction faîtes pour comprendre les phénomènes liés à l'interaction laser-matière.

Le quatrième chapitre présente les résultats des simulations de la propagation des ondes de choc dans les matériaux complexes. Ce chapitre, plutôt dédié au test d'adhérence par choc laser, permet de mettre en place les différents modèles numériques utilisés pendant ces travaux de thèse ainsi que les lois de comportement des différents matériaux étudiés.

Le cinquième et dernier chapitre décrit l'ensemble des résultats obtenus dans le cadre du projet ARCOLE sur les bi-matériaux. L'objectif sera d'aboutir à une identification des paramètres d'interfaces (paramètres de texturation), conduisant aux meilleures propriétés d'adhérence. Une comparaison avec les méthodes de caractérisation d'adhérence conventionnelles sera également réalisée.

Chapitre 1

Contexte et bibliographie

Sommaire

1.1 L'interaction laser matière en régime confiné - État de l'art 9
1.1.1 Caractérisation des plasmas et des ondes de chocs induites 9
1.1.1.1 Caractérisation de la réflectivité et de l'émissivité du plasma confiné 9
1.1.1.1.1 Influence de la longueur d'onde 10
1.1.1.1.2 Influence de la durée d'impulsion 13
1.1.1.1.3 Conclusion 13
1.1.1.2 Caractérisation du plasma de claquage 15
1.1.1.2.1 Mise en évidence des plasmas de claquage 16
1.1.1.2.2 Influence des paramètres laser (Durée, profil et longueur d'onde) 16
1.1.1.2.3 Visualisation des plasmas de claquage 17
1.1.1.3 Caractérisation des ondes de choc 19
1.1.1.3.1 Influence du diagnostic de mesure 19
1.1.1.3.2 Influence des paramètres laser 20
1.1.1.3.3 Influence du revêtement thermo-protecteur 21
1.1.2 Modèles numériques et analytiques du régime confiné 23
1.1.2.1 Les modèles numériques 23
1.1.2.2 Le modèle analytique 24
1.1.2.2.1 Étape 1 - Mise en pression du plasma 24
1.1.2.2.2 Étape 2 - Détente adiabatique du plasma confiné . . . 27
1.1.2.2.3 Étape 3 - L'expansion finale 27
1.2 Les ondes de choc générées par laser - Application 28
1.2.1 La propagation des ondes de choc 28
1.2.1.1 Comportement en détente 28

1.2.1.2 Ondes de Choc - Amortissement hydrodynamique 28
1.2.1.3 Diagramme de marche d'une onde de choc 28
1.2.1.4 Transmission/réflexion d'un choc entre 2 milieux 29
1.2.1.4.1 Transmission d'un choc à l'interface de deux milieux 29
1.2.1.4.2 Représentation des états transmis/réfléchis 30
1.2.2 Le traitement de surface par choc laser - LSP 31
1.2.2.1 Effets induits dans les matériaux 31
1.2.2.2 Applications industrielles 32
1.2.3 Le test d'adhérence par choc laser - LASAT 33
1.2.3.1 La rupture dynamique d'une cible solide (Écaillage) 33
1.2.3.2 L'essai LASAT 35
1.2.3.2.1 Description 35
1.2.3.2.2 Les systèmes bi-matériaux 35
1.2.3.2.3 Les effets bi-dimmensionels 41
1.2.3.3 Les enjeux des doubles chocs générés par laser 43
1.2.3.3.1 Présentation des différentes configurations 44
1.3 Synthèse de l'état de l'art et problématique 47

1.1 L'interaction laser matière en régime confiné - État de l'art

Au début des années 1960, les premiers travaux sur l'interaction laser-matière ont montré la possibilité de générer des ondes de choc à partir d'une impulsion laser [White, 1963]. Les pressions obtenues alors n'étaient pas suffisantes pour permettre de les appliquer industriellement. Très rapidement, des chercheurs se sont intéressés à un moyen d'augmenter les pressions générées lors de l'interaction laser-matière. C'est alors que le principe de l'interaction confiné est apparu [Anderholm, 1970] [Fox, 1974] [Yang, 1974]. Le principe de l'interaction confiné consiste à recouvrir la cible d'un confinement (eau ou verre par exemple)(figure 1.1). Ce confinement, transparent aux rayonnement laser, a pour effet d'emprisonner le plasma et ainsi d'augmenter les niveaux et les durées de chargements.

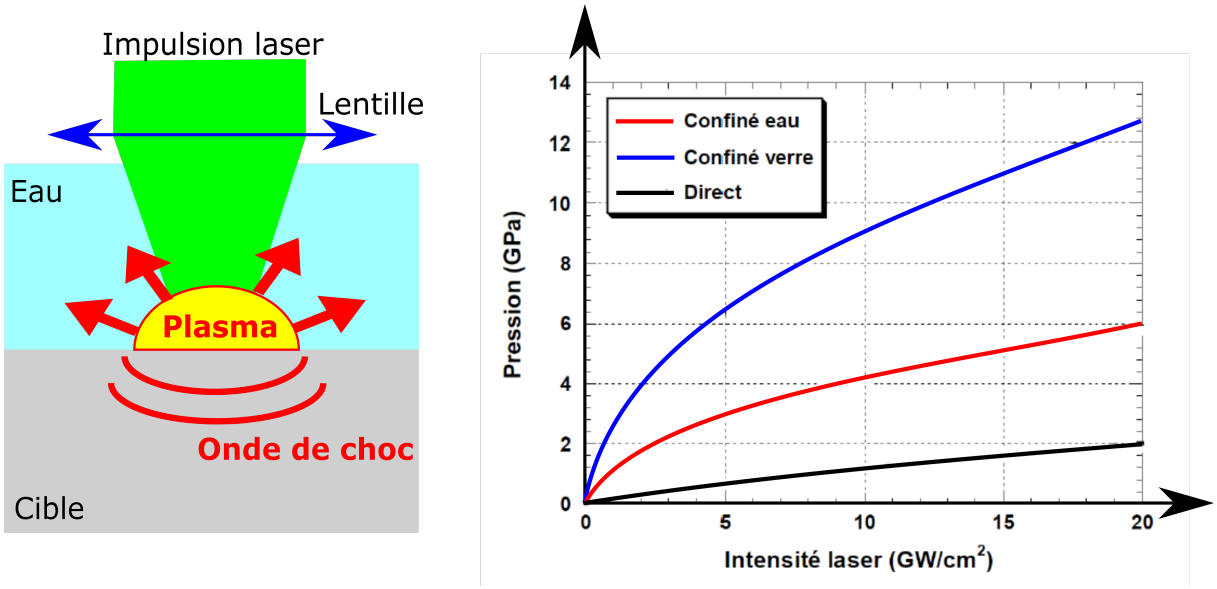


FIGURE 1.1 – Gauche : Schéma de l'interaction laser-matière en régime confiné. Droite : Courbe Pression (GPA) - Intensité (GW/cm^2) pour trois configurations (direct, confinement eau et confinement verre)

1.1.1 Caractérisation des plasmas et des ondes de chocs induites

1.1.1.1 Caractérisation de la réflectivité et de l'émissivité du plasma confiné

L'absorption de l'énergie laser est un des paramètres importants de l'interaction laser-matière. Ce paramètre dépend de la longueur d'onde du laser, de la durée d'impulsion et de son intensité. Fournier [Fournier, 1989] a été le premier à réaliser une étude sur l'absorption en régime confiné en utilisant des cibles de cuivres sous différentes irradiation laser. Il montre que l'absorption laser est supérieure en régime confiné par rapport au régime direct et que les impulsions de 30 ns sont mieux absorbées que les impulsions de 3 ns. D. Devaux met en évidence (figure 1.2) que l'absorption du faisceau laser incidente n'est pas constante

en fonction de l'intensité laser.

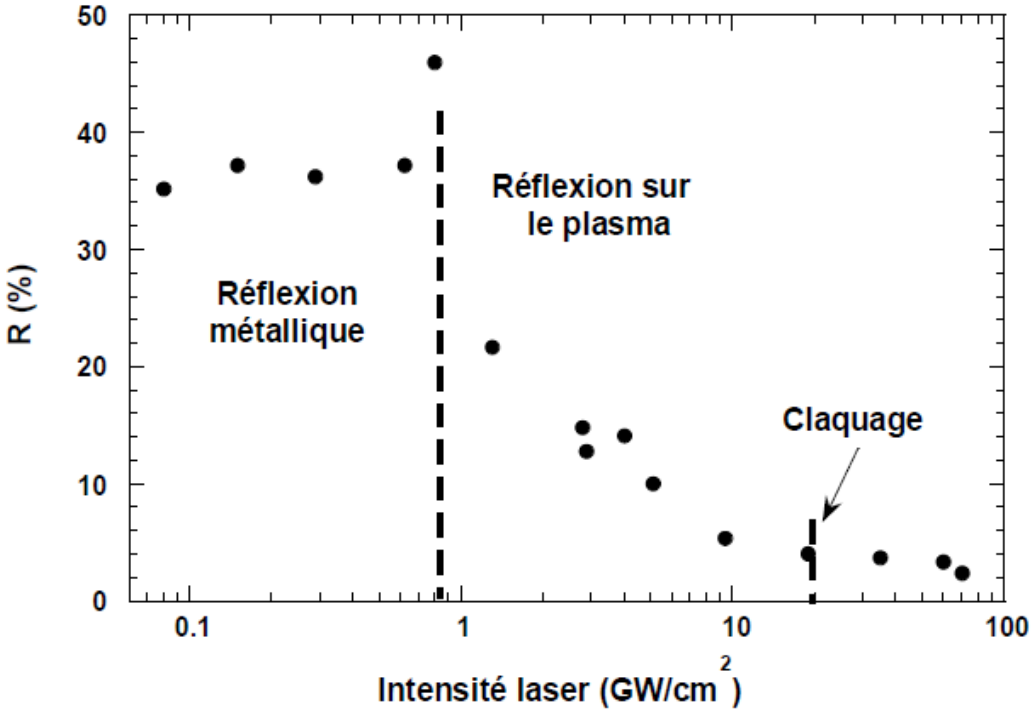


FIGURE 1.2 – Evolution de la réflectivité en fonction de l'intensité laser pour une cible d'aliminium confinée par eau et irradié par une impulsion gaussienne de 3ns à 1064nm. [Devaux, 1993]

A faible intensité (< 1 GW/cm^2), la réflectivité est proche de la réflectivité à froid de la cible métallique. Cependant, lorsque l'intensité augmente l'absorption se fait par les processus dit de bremsstrahlung inverse et la réflectivité diminue[1]. Ce changement de pente dans les mesures de réflectivité est caractéristique de l'initiation du plasma confiné. Pour des intensité supérieures au seuil de claquage du confinement, la réflectivité est constante et correspond à la réflexion sur le dioptre air/eau. Pour ces intensités, l'énergie laser est donc absorbée dans le plasma confiné et dans le plasma de claquage.

1.1.1.1.1 Influence de la longueur d'onde

Dans le cadre des études sur la fusion par confinement inertiel, les mesures d'absorption réalisées ont montré que l'absorption par bremsstrahlung inverse dans le plasma est plus importante pour les courtes longueurs d'ondes [Garban-Labaune et al., 1982]. Ce résultat a été confirmé par [Sollier, 2002] (figure 1.3).

1. L'absorption collisionnelle (ou Bremsstrahlung inverse) est un processus à trois corps au cours duquel un électron absorbe un photon lors d'une collision avec un ion

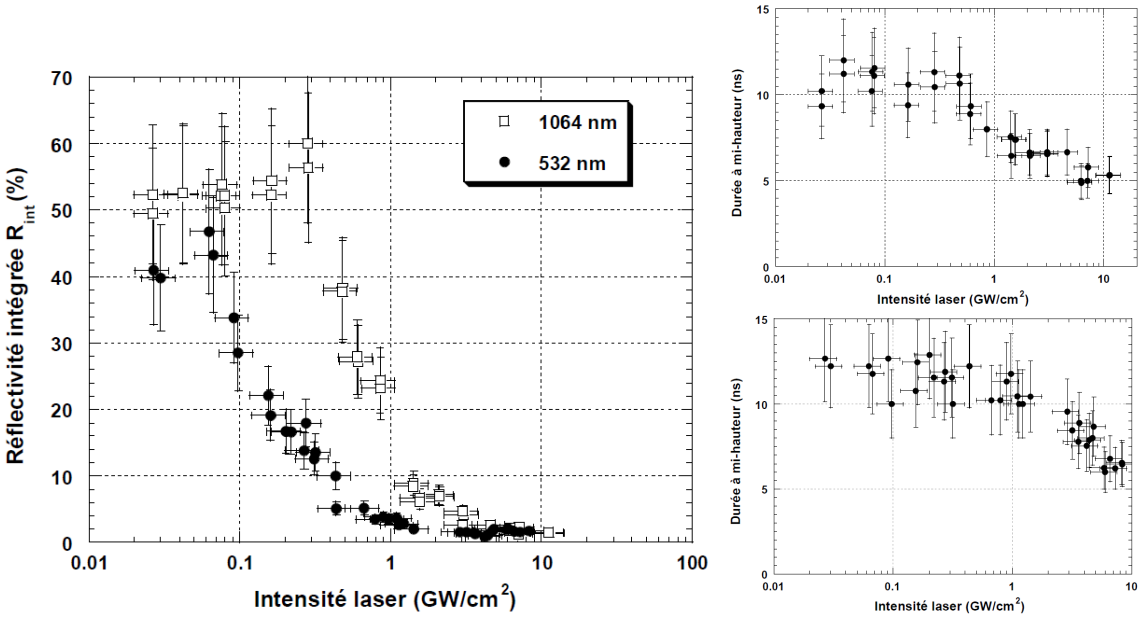


FIGURE 1.3 – Gauche : Evolution de la réflectivité intégrée en fonction de l'intensité laser pour une impulsion gaussienne de 10 ns irradiant une cible d'aluminium aux longueurs d'ondes de 1064 nm et 532 nm. Haut/Bas : Evolution de la durée à mi-hauteur de l'impulsion laser réfléchie à 1064 nm (Haut) et à 532 nm (Bas) sur une cible d'aluminium en fonction de l'intensité laser. [Sollier, 2002]

A. Sollier (figure 1.3) retrouve les deux régimes d'intéraction décrits précédemment. A faible intensité, la réflectivité est constante et égale à la réflectivité métallique de la cible. La réflectivité passe ensuite par un maximum caractéristique de l'initiation du plasma confiné à la surface de la cible, pour une intensité laser d'environ 0,3 GW/cm^2. Au delà de ce seuil, elle décroît au fur et à mesure que l'intensité laser augmente, l'absorption du rayonnement laser par le plasma confiné devenant de plus en plus importante. On retrouve ces régimes sur les courbes présentant les durées a mi-hauteur de l'impulsion réfléchie. A faible intensité, l'impulsion laser est simplement réfléchie par la surface métallique, et la durée de l'impulsion réfléchie est égale à celle de l'impulsion laser incidente. Lorsque l'intensité du rayonnement laser devient supérieure au seuil d'initiation du plasma confiné, une partie de l'impulsion laser incidente est absorbée par le plasma, et la durée de l'impulsion réfléchie est alors raccourcie. Ces résultats confirment le fait que l'énergie laser est mieux absorbée pour les courtes longueurs d'onde. En effet, les résultats mettent en évidence une réflectivité plus faible à 532nm qu'à 1064nm.

Les mesures de reflectivité réalisées par A. Sollier ont été effectuées avec deux diagnostiques : une sphère intégrante et en mesurant directement la réflectivité spéculaire du faisceau incident. La sphère intégrante ou sphère de Ulbricht permet de collecter toute la lumière réfléchie dans 4π stéradians par une cible placé à l'intérieur de celle-ci. La réflexion spéculaire correspond à la partie du rayonnement incident qui est réfléchie. Lorsque la cible

possède un bon état de surface, les deux diagostiques donnent des résultats semblables. Si l'état de surface est moins bon, la mesure par réflectivité spéculaire sous-estime la réflectivité totale.

De plus, dans le cadre de la thèse de A. Sollier, des mesures de luminosité du plasma confiné ont été réalisées simultanément avec les mesures de réflectivité (figure 1.4). En effet, la création du plasma confiné à la surface de la cible s'accompagne d'une forte émission lumineuse dans le domaine du visible. L'étude de ce rayonnement permet d'obtenir des informations importantes concernant le plasma confiné (seuil de création, durée de vie, ...), mais aussi de mettre en évidence la présence d'un plasma de claquage dans l'eau de confinement. Ces mesures de la luminosité du plasma confiné sont réalisées à l'aide d'une photodiode rapide munie d'un filtre interférentiel afin d'éliminer la longueur d'onde du laser incident. Ces diagnostics complémentaires permettent donc de déterminer les seuils d'apparition des plasmas confinés et des plasmas de claquages dans l'eau de confinement, mais aussi d'étudier l'évolution de l'émission du plasma confiné au cours du temps.

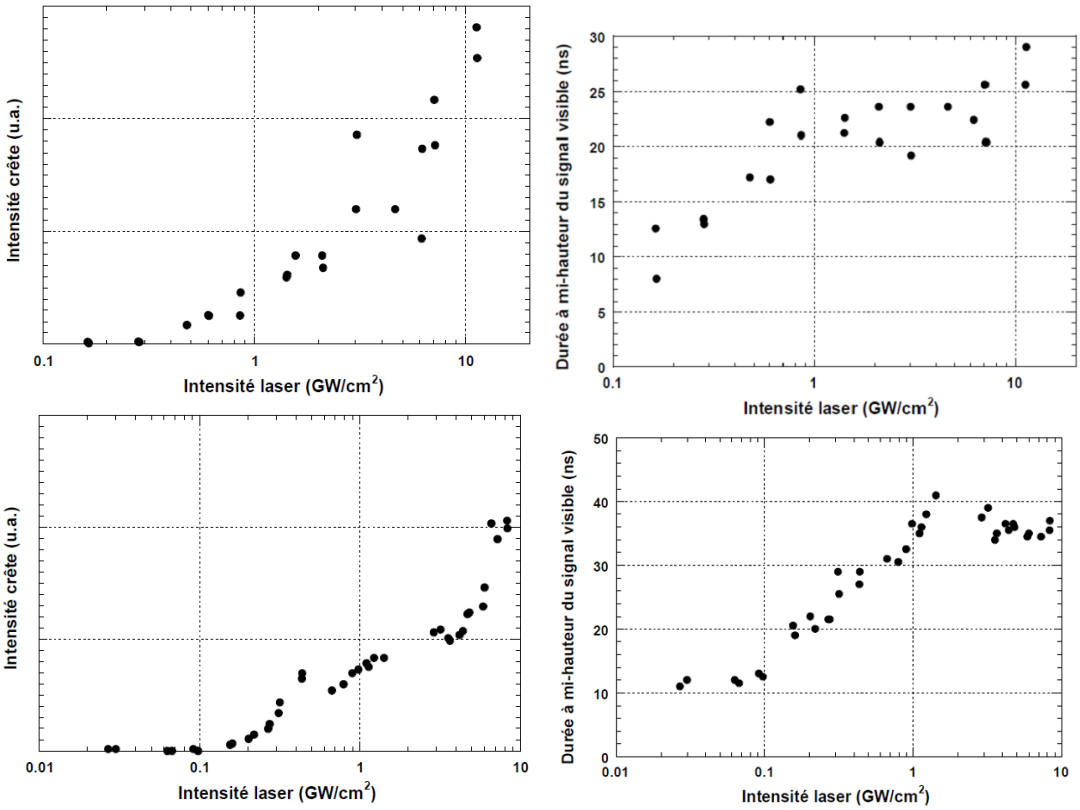


FIGURE 1.4 – Intensité crête (Gauche) et durée à mi-hauteur (Droite) de l'émission lumineuse d'un plasma confiné d'aluminium en fonction de l'intensité du rayonnement laser et de la longueur d'onde (Haut - 1064 nm, Bas - 532 nm). [Sollier, 2002]

En ce qui concerne les profils temporels de l'émission visible du plasma confiné, A. Sol-

lier présente trois profils pour trois valeurs différentes d'intensités laser incidentes : 0.32 GW/cm², 2.9 GW/cm² et 7.2 GW/cm². Il a par ailleurs constaté que la divergence induite par l'apparition du plasma de claquage est plus marquée à 532 nm, ce qui semble indiquer que le plasma de claquage se comporte différemment à cette longueur d'onde.

Cette hypothèse a d'ailleurs été validée par les photos de la zone d'interaction réalisées à 532 nm. En effet, aucun phénomène n'est observé à la surface de l'eau de confinement (figure 1.5) alors qu'une multitude de points lumineux sont observés le long du trajet du faisceau laser dans l'eau de confinement.

Par ailleurs, il conclu que pour les deux longueurs d'ondes, la réflectivité instantanée varie très peu au cours du temps quelle que soit l'intensité laser utilisée.

1.1.1.1.2 Influence de la durée d'impulsion

La modification de la durée d'impulsion à des effets sur les seuil d'initiation des plasmas confiné et des plasma de claquage. La figure 1.6 montre que pour les deux longueur d'onde considérée (532 nm et 1064nm) le plasma confiné, caractérisé par la diminution de la réflectivité, est initié pour des flux plus faibles lorsque la durée de l'impulsion est rallongée.

Pour ce qui est de l'initiation du plasma de claquage, leur seuils d'initiation augmente lorsque la durée de l'impulsion incidente diminue.

1.1.1.1.3 Conclusion

Les résultats des mesures de réflectivité réalisées dans le cadre du travail de A. Sollier montrent que les courtes longueurs d'ondes et les impulsions longues favorisent l'absorption du rayonnement laser par le plasma confiné. Ceci explique donc en partie le meilleur rendement d'interaction obtenu dans ces conditions. Toutefois, la différence d'absorption mise en évidence (de l'ordre de 20 %) n'est pas suffisante pour expliquer la différence de rendement d'interaction observée expérimentalement entre les longueurs d'ondes de 1064 nm et de 532 nm. Tout cela semblerait indiquer que l'interaction confinée est régie par des processus physiques différents suivant la longueur d'onde du rayonnement laser. D'autre part, ces mesures ont montré qu'aux intensités utilisées pour le traitement par choc laser (I > 1 GW/cm²), la réflectivité dépend peu de la nature de la cible, mais varie fortement en fonction de son état de surface. Les mesures d'émission ont quant à elles permis d'obtenir des informations complémentaires, concernant les plasmas confinés et les plasmas de cla-

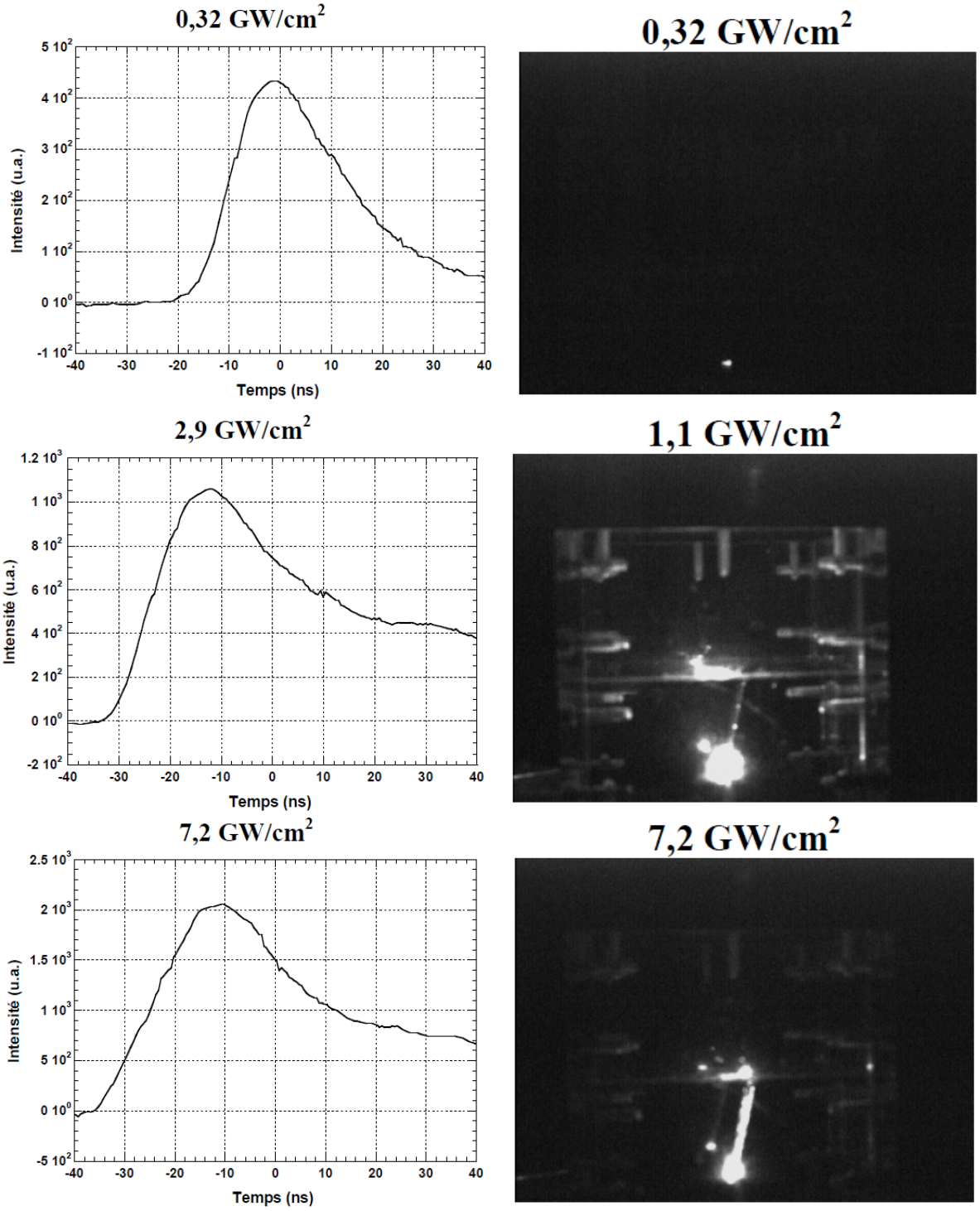


FIGURE 1.5 – Profils temporels (Gauche) et Visualisations (Droite) des signaux lumineux rayonnés par le plasma confiné pour trois intensités différentes. [Sollier, 2002]

quages. Elles montrent que les plasmas confinés sont caractérisés par une émission dans le domaine du visible ayant une durée à mi-hauteur égale à environ deux fois celle de l'impulsion laser. La saturation de cette émission permet de mettre en évidence l'apparition d'un plasma de claquage dans le milieu de confinement. Les seuils de claquages obtenus à partir

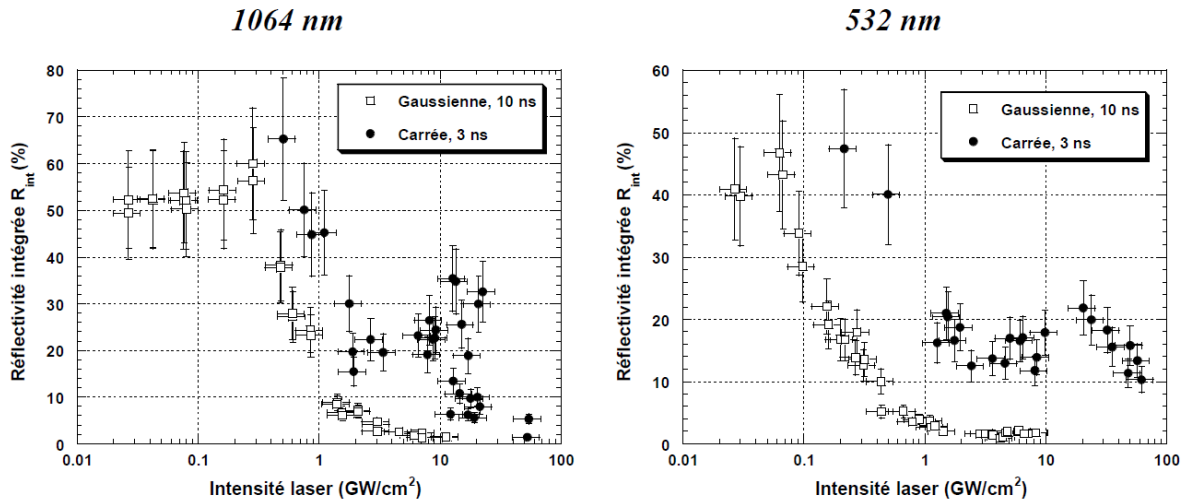


FIGURE 1.6 – Influence de la durée de l'impulsion laser sur la réflectivité intégrée d'une cible d'aluminium. [Sollier, 2002]

de ces différentes expériences sont en bon accord avec ceux obtenus lors de travaux antérieurs.

	Impulsion gaussienne de 10 ns		Impulsion carrée de 3 ns	
	1064 nm	532 nm	1064 nm	532 nm
Plasma confiné	0.38	0.04	0.6	0.2
Plasma de claquage	11-12	7-8	20	10

TABLEAU 1.1 – Seuils d'initiation (en GW/cm²) du plasma confiné d'aluminium et du plasma de claquage en fonction des conditions d'irradiation laser.

En se basant sur les conclusions de A. Sollier (tableau 1.1), On constate tout d'abord que le seuil d'initiation du plasma confiné est plus important pour l'impulsion carrée de 3 ns que pour l'impulsion gaussienne de 10 ns : respectivement 0,6 GW/cm² contre 0,38 GW/cm² à 1064 nm, et 0,2 GW/cm² contre 0,04 GW/cm² à 532 nm. D'autre part, ces courbes montrent que la réflectivité est plus importante pour l'impulsion carrée de 3 ns que pour l'impulsion gaussienne de 10 ns, aussi bien à 1064 nm qu'à 532 nm. Pour terminer, on remarque que les courbes obtenues avec l'impulsion carrée de 3 ns se distinguent par une diminution marquée de la réflectivité au delà d'une certaine intensité.

1.1.1.2 Caractérisation du plasma de claquage

Toutes les mesures de pression induites mettent en avant un phénomène de saturation de pression pour les hautes intensités (>6GW/cm² pour l'eau). Ce phénomène correspond

au claquage dans les milieux diélectriques de confinement. Les premières études sur le claquage dans les milieux diélectriques datent de 1965. Une synthèse des résultats de l'époque sur les phénomènes de claquage induits par laser a été réalisée par Weyl [Weyl, 1989]. Des études plus spécifiques consacrées aux claquages des milieux de confinement ont été réalisées depuis [Devaux, 1993] [Berthe, 1998] [Sollier, 2002]. Tous ces travaux ont notamment permis de comprendre que la saturation de pression induite est directement liée à la saturation de la transmission du plasma de claquage et donc que ces phénomènes constituent une des principales limitations pour la génération d'ondes de choc laser dans les matériaux.

1.1.1.2.1 Mise en évidence des plasmas de claquage

Les premiers travaux consistaient à mesurer la transmission des milieux de confinement. D. Devaux [Devaux, 1993] en modifiant les caractéristiques des impulsions laser incidentes met en évidence que les impulsion dites à front de montée brève (FMB) ont plus d'intérêt que les impulsions gaussiennes. En effet, les résultats obtenus montrent qu'il y a une saturation de la transmission de l'intensité transmise à travers le verre qui se situe à 3-4 GW/cm^2 pour les impulsions gaussienne contre 6-7 GW/cm^2 pour les FMB. Le confinement par eau a aussi été étudié et montre les mêmes évolutions bien que les effets soient moins marqués.

La mise en évidence de l'apparition des plasmas de claquage peut aussi se faire par le biais des mesures des durées à mi-hauteur des impulsions transmises (figure 1.7).

En effet, le plasma de claquage se manifeste par une diminution de la durée à mi-hauteur de l'impulsion transmise. En fonction de l'intensité laser incidente, le temps nécessaire pour que le plasma de claquage apparaisse change. Le claquage se produit donc dans le front de descente de l'impulsion laser pour les faibles intensités et dans le front de montée pour les intensités les plus fortes. Lorsque le claquage se produit dans le front de descente, la transmission calculée à partir du maximum de l'intensité est égale à 100%. Néanmoins, lorsque le claquage se produit dans le front de montée, la transmission commence à diminuer.

Tous les travaux menés par les différents acteurs [Devaux, 1993] [Berthe, 1998] [Sollier, 2002] ont permis de lier les phénomènes de claquage à la saturations de la pression lorsque l'intensité laser augmente. Aujourd'hui la principale limitation des procédés de choc laser en régime confiné réside dans les problèmes de claquage qui sont conditionnés par de nombreux paramètres.

1.1.1.2.2 Influence des paramètres laser (Durée, profil et longueur d'onde)

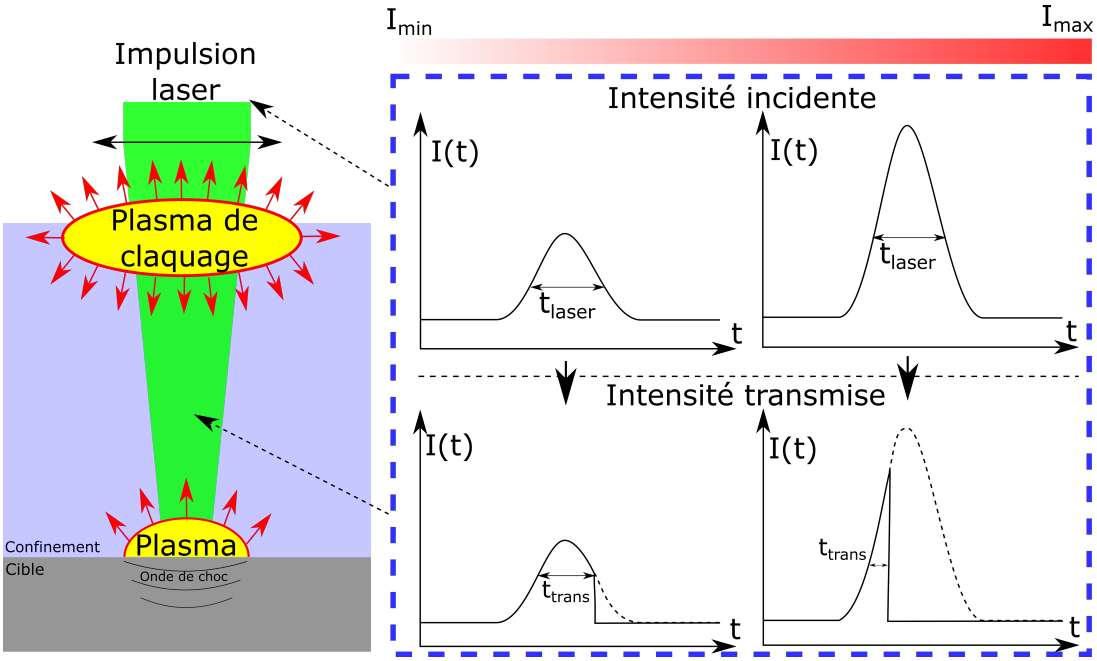


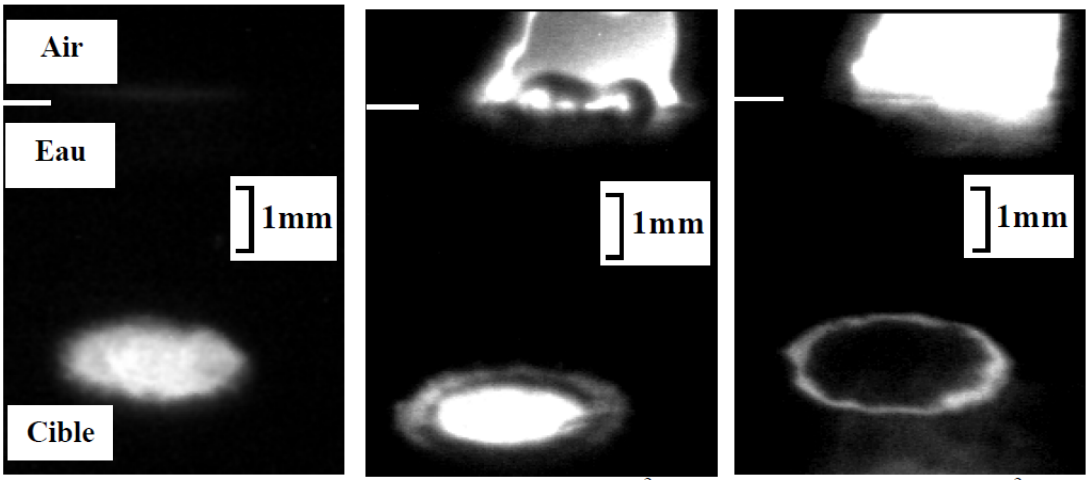
FIGURE 1.7 – Schéma de l'apparition des plasmas de claquage et leur influence sur les impulsions transmises

Les mesures de pressions effectuées ont permis de mettre en évidence que plus la durée de l'impulsion est courte, plus le seuil d'initiation du plasma de claquage est importante. D. Devaux [Devaux, 1993] avait écrit en perspective de sa thèse qu'il serait mieux d'utiliser des impulsions de courtes longueurs d'onde pour les essais par choc laser. Néanmoins , les travaux menés par L. Berthe [Berthe, 1998] ont contredit ce point en montrant que le seuil maximal de pression diminue lorsque la longueur d'onde diminue. L'hypothèse ainsi formulée consiste à dire que le claquage est piloté par l'avalanche électronique pour 1064 nm et la la multi-photo-ionisation (MPI) pour les longueurs d'onde plus courtes situées dans l'UV (308 nm ou 355 nm). Au final, L. Berthe estime que la longueur d'onde de 532 nm constitue aujourd'hui un bon compris pour la réalisation des essais par choc laser.

1.1.1.2.3 Visualisation des plasmas de claquage

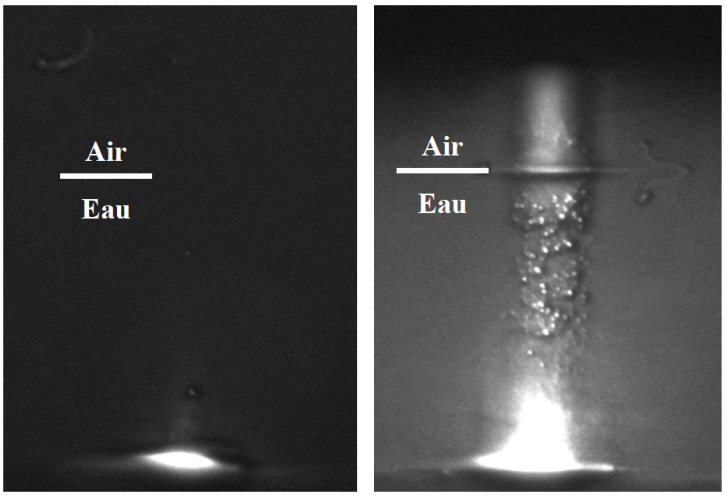
Les différentes visualisation de l'interaction faites par L. Berthe (figure 1.8) montrent qu'à 1064 nm, le plasma de claquage est généré en surface de l'eau. L'apparition de ce plasma a pour effet d'écranter la cible.

A. Sollier a aussi effectué des visualisations avec la même caméra que L. Berthe (figure 1.9). Le laser utilisé avait une longueur d'onde de 308 nm pour un profil trapézoïdal. Les résultats obtenus pour cette longueur d'onde sont assez différents de ceux obtenus par Berthe à 1064 mn.



(a) I=2GW/cm^2 - Maximum de l'impulsion (b) I=28GW/cm^2 - Front de montée (c) I=28GW/cm^2 - Maximum de l'impulsion

FIGURE 1.8 – Visualisation du plasma de claquage à 1064 nm par caméra CCD intensifiée. Impulsions gaussiennes de 25 ns focalisées sur des cibles d'aluminium confinées par 3mm d'eau. [Berthe, 1998]



(a) I=0.4GW/cm^2 - Maximum de l'impulsion (b) I=1.5GW/cm^2 - Maximum de l'impulsion

FIGURE 1.9 – Visualisation du plasma de claquage à 308 nm par caméra CCD intensifiée. Impulsions trapézoidales de 150 ns focalisées sur des cibles d'aluminium confinées par 10 mm d'eau. [Sollier, 2002]

Les résultats à 308 nm semblent montrer que la claquage se produit en volume et non plus en surface. On retrouve ici l'hypothèse formulée par Berthe selon laquelle pour 308 nm les processus de type MPI sont prédominants contrairement à 1064 nm où il s'agit de l'avalanche électronique.

1.1.1.3 Caractérisation des ondes de choc

Le principe de l'interaction confiné étant d'augmenter les niveaux de pression induits de nombreuses études ont été réalisées testant l'influence du milieu de confinement [Fairand and Clauer, 1979], [O'Keefe, 1972] [Fox, 1974], l'influence des différents matériaux et revêtements [Fox, 1974] [Yang, 1974] et l'influence des durées d'impulsions [Peercy et al., 1970]. Avec l'arrivée de nouveaux moyens de diagnostics au début des années 90, d'autres mesures de pression ont été réalisées que ce soit par jauge EMV [Peyre and Fabbro, 1995] [Boustie and Cottet, 1991] ou par jauge PVDF [Boustie and Cottet, 1991] [De Resseguier et al., 1996] [Peyre et al., 2000a] ou encore par VISAR (Griffin, et al., 1986) [Schoen and Campillo, 1984] [Berthe, 1998].

1.1.1.3.1 Influence du diagnostic de mesure

Si on compare les mesures de pression faites avec différents moyens de mesures (jauges Quartz, jauges EMV et VISAR) (figure 1.10), des différences notables peuvent être observées.

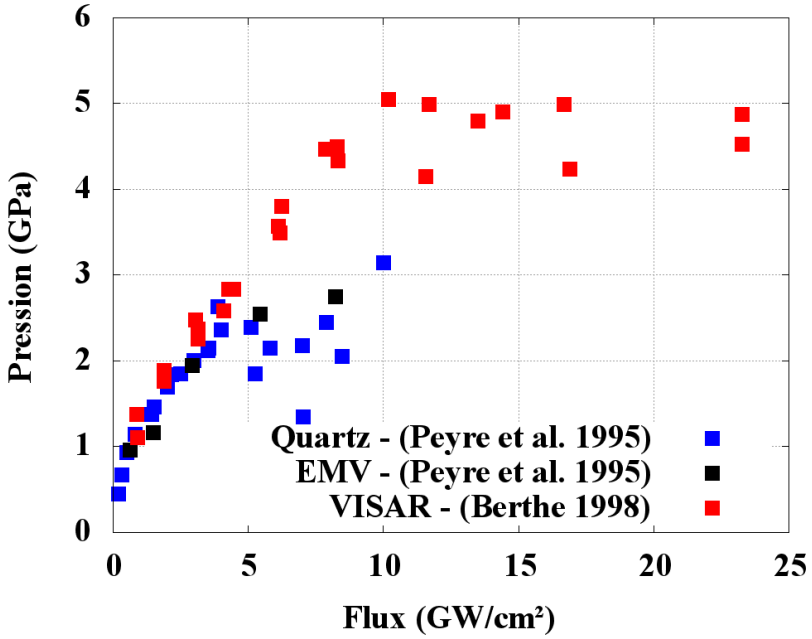


FIGURE 1.10 – Influence du diagnostic expérimental sur les mesures de pression. Cibles d'aluminium confinées par eau irradiées par des impulsions gaussiennes de 25 ns à 1064 ns

Les résultats montrent que les jauges Quartz et EMV ne sont pas bien adaptées aux mesures de fortes pressions. Certains auteurs attribuent ces résultats à la limite d'élasticité du Quartz qui est de 4 GPa. Après 4 GPa, la réponse du Quartz n'est plus linéaire et on observe donc une saturation de la pression. Pour les jauges EMV, les perturbations des mesures sont

attribuées aux perturbations électromagnétiques produites par le plasma.

D'autres mesures ont été effectuées avec des jauges PVDF. Ces jauges donnent de bons résultats mais nécessitent d'être calibrée soigneusement avant utilisation. Dans le cas du VISAR, la limitation vient du temps de réponse des photo-multiplicateur qui ne permet pas de mesure la pression pour des impulsions courtes (< 1ns).

1.1.1.3.2 Influence des paramètres laser

Afin d'optimiser les procédés utilisant les ondes de choc générées par laser, des mesures de pressions ont été réalisés avec des lasers possédant des paramètres (durée, profil, longueur d'onde) différents.

Bien que la plupart des études aient été réalisées avec des impulsions proches de la nanoseconde [Berthe et al., 1997] [Berthe, 1998] [Peyre et al., 2000a], d'autres travaux [Schoen and Campillo, 1984] ont été réalisés avec des impulsions plus courtes. Les résultats obtenus pour les impulsions courtes montrent que la pression n'évolue plus en $\sqrt{I}$ comme pour les impulsions longues. Ils lient ce phénomène à l'épaisseur du plasma qui est dans le cas des impulsions courtes inférieur à la rugosité moyenne du confinement verre utilisé. Par conséquent, l'interaction se fait en régime direct et non plus confiné. Fournier [Fournier, 1989] montre donc qu'il n'y a aucune influence du confinement verre sur les pressions générées pour les impulsions de 600 ps.

D'autres études ([Devaux, 1993]) ont étudié l'influence des impulsions à front de montée bref (FMB) sur les pressions induites lors de l'interaction. Les résultats obtenus se rapportent plus au phénomène de claquage et ont déjà été détaillé dans la partie traitant des plasmas de claquage. Globalement, les résultats obtenus par Deveaux montre la nécessité de trouver un compromis entre la pression maximale pouvant être générée et la profondeur des contraintes résiduelles. Finalement, le bon compromis se situe pour des impulsions proches de 10 ns. Ce compromis permet donc à la fois de limiter les phénomènes de claquage tout en induisant des contraintes résiduels à une profondeur satisfaisante

Il a déjà été montré que la longueur d'onde à une influence sur l'interaction laser-matière notamment en terme d'absorption de l'énergie laser par la cible. La figure montre les résultats compilés par A. Sollier [Sollier, 2002] d'après les travaux de L.Berthe [Berthe et al., 1999].

L'ensemble de ces résultats montrent que la longueur d'onde de 532 nm offre les meilleurs résultats en permettant d'avoir des pressions importantes et d'être moins sensibles aux phé-

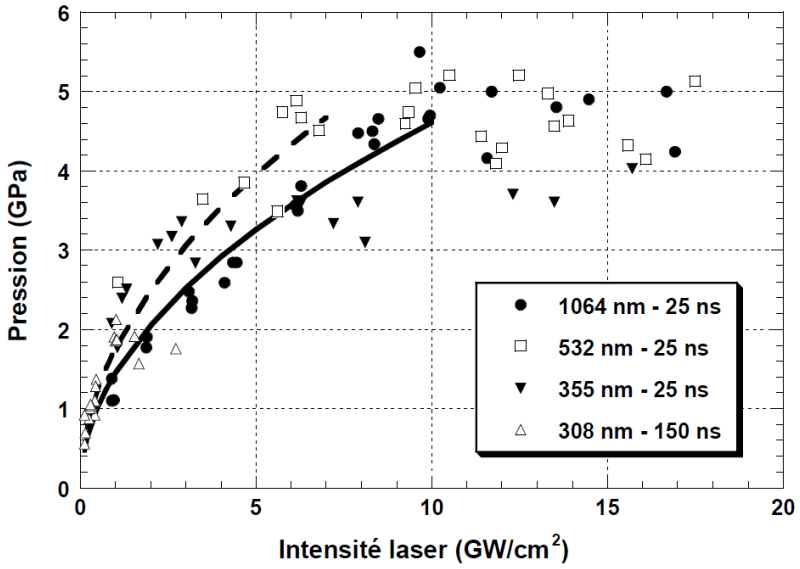


FIGURE 1.11 – Évolution de la pression maximale induite en fonction de l'intensité du rayonnement laser obtenus pour différentes longueur d'ondes

nomènes de claquage.

1.1.1.3.3 Influence du revêtement thermo-protecteur

Dans certaines configurations, la réalisation d'un essai de choc généré par laser nécessite la mise en place d'un revêtement thermo-protecteur. Ce revêtement a pour objectif de protéger la surface des effets thermique produit par le plasma.

1.1.1.3.3.1 Aspect interaction Historiquement, les premières études en régime confiné ont très rapidement montré que l'application d'une peinture noire en surface des cibles [Fox, 1974] [Fairand and Clauer, 1976] ou d'un métal de faible conductivité thermique (zinc) [Fairand and Clauer, 1976] permet d'augmenter la pression générée pour les faibles intensités (< 1 GW$/cm^2$). Pour la peinture noire, le phénomène d'augmentation de pression a été attribué a la diminution de réflectivité de la cible [Hong and Chengye, 1998]. Dans le cas de l'utilisation d'un métal de faible conductivité comme revêtement protecteur, l'augmentation de pression est attribuée à la diminution des pertes thermiques. Les pertes thermiques étant négligeables pour les fortes intensités, il n'y a plus d'effet positif du revêtement métallique pour les fortes intensités [Fairand and Clauer, 1976] [Fairand and Clauer, 1979]. Cette absence d'effets positifs vient des phénomènes d'absorption qui se font majoritairement par le plasma. Un des résultats importants est qu'il y a peu d'influence du matériau (excepté le cuivre) sur la pression générée pour les faibles intensités (figure 1.14).

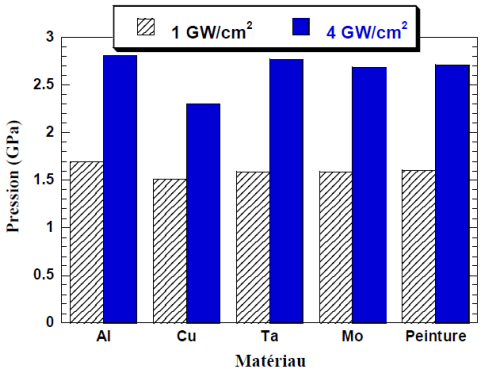


FIGURE 1.12 – [Berthe, 1998]

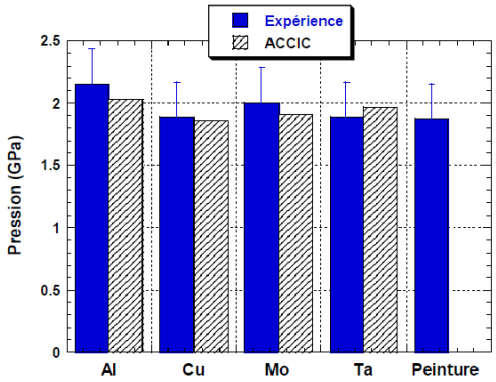


FIGURE 1.13 – [Sollier, 2002]

FIGURE 1.14 – Influence de la nature du revêtement thermo-protecteur sur les niveaux de pression induit.

1.1.1.3.3.2 Aspect mécanique Bien qu'a priori le revêtement n'ait pas d'influence sur la pression générée en surface, le changement de milieu de propagation peut induire des niveaux de pression différents dans le matériau ciblé : il s'agit du phénomène de désadaptation d'impédance. Il est ainsi possible, en jouant sur les impédances du revêtement et du substrat, d'augmenter la pression vue par le substrat (figure 1.15).

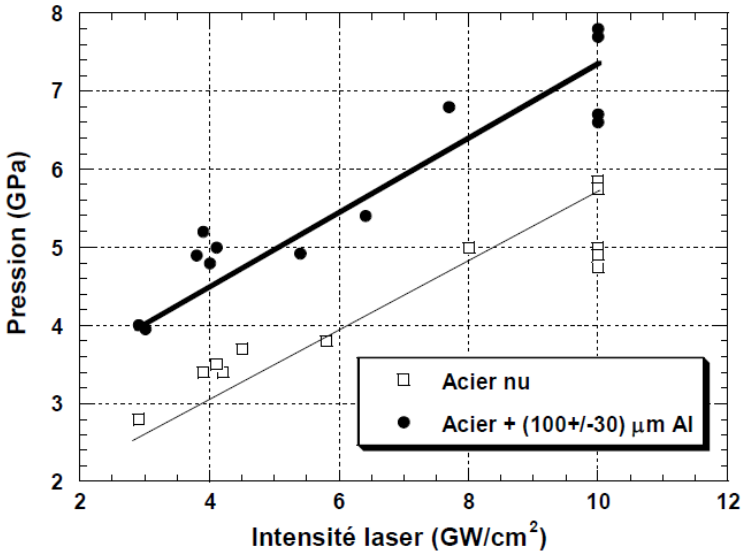


FIGURE 1.15 – Influence d'un revêtement d'aluminium sur les pressions générées dans des cibles de 200 µm d'acier 316L [Peyre et al., 2000a]

Cet effet d'augmentation de pression est provoqué lorsque l'impédance du revêtement est plus faible que l'impédance du substrat. Cet effet a été mis en évidence pour les cibles en acier recouvertes d'un revêtement en aluminium [Peyre et al., 2000b]. Les résultats montrent qu'il est alors possible d'atteindre une augmentation de 50% de la pression imposée à l'acier.

1.1.2 Modèles numériques et analytiques du régime confiné

1.1.2.1 Les modèles numériques

Ce n'est que très récemment qu'une modélisation complète de l'interaction laser-matière en régime confiné à vu le jour. Les premiers travaux sur la modélisation des différents phénomènes rentrant en jeu lors de l'irradiation laser d'un matériau confiné datent de la fin des années 70. Ainsi, Fairand et Clauer [Fairand and Clauer, 1979] ont en premier modélisé le comportement thermique et hydrodynamique d'un matériau sous irradiation laser en régime confiné. Leur modélisation prenait en compte à la fois l'absorption de l'énergie laser par le métal mais aussi l'absorption dans le plasma par bremsstrahlung inverse. Néanmoins aucune donnée n'est accessible sur la prise en compte du confinement et sur les caractéristiques du plasma (densité électronique, température, etc...).

En utilisant les travaux réalisés dans le cadre de l'étude sur la fusion par confinement inertiel et notamment la création du code nommé FILM, les travaux de D.Devaux [Devaux et al., 1991] [Devaux, 1993] ont permis de prendre en compte l'absorption de l'énergie laser par le milieu diélectrique de confinement. En effet, l'ionisation du milieu diélectrique évolue rapidement avec la température. Il suppose donc alors que la transition transparent/opaque du diélectrique se produit à une température donnée même si cette température doit être ajustée afin de représenter au mieux les résultats expérimentaux. Deux structures de propagation ont alors été identifiées : Une onde de combustion (LSC, Laser Supported Combustion) pour les faibles intensités et une onde de détonation (LSD, Laser Supported Detonation) pour les intensités élevées. Ces résultats sont par ailleurs confirmés par certains travaux antérieurs [Romashko et al., 1985].

Des codes numériques plus récents ont pris le relai des modèles analytiques comme ESTHER développé au CEA ou le code développé par Benxin Wu et Yung C. Shin [Wu and Shin, 2005] [Wu and Shin, 2007a] [Wu and Shin, 2007b] [Wu et al., 2011]. Ces codes permettent de prendre en compte les phénomènes se produisant durant l'interaction laser-matière en régime de confinement. Grâce aux résolutions numériques, de nombreuses équations sont rajoutées dans les modèles. Le code de Wu et Shin résout par exemple l'équation de Hertz-knudsen pour l'ablation, l'équation de thomas-fermi pour les électrons et utilise la théorie de Cowan pour les ions. Ce code permet également de prendre en compte de nombreux phénomènes : L'ablation de la cible, l'évaporation de l'eau, les transferts radiatifs, la conduction électronique, l'absorption laser par bremsstrahlung inverse, la photoionisation, la réflexion du laser à l'interface air-eau et plasma-eau, etc... Au final, un des paramètres libres important reste l'absorption du faisceau laser.

1.1.2.2 Le modèle analytique

En parallèles des modèles numériques, des modèles analytiques ont vu le jour décrivant l'interaction confinée. Les bases de ces modèles ont été apportées par O'Keefe et al [OKEEFE et al., 1969], et Anderholm [Anderholm, 1970] dans les années 70. Fabbro et Fournier [Fabbro et al., 1990] [Fournier, 1989] ont développé un modèle permettant de calculer les pressions induites en fonction de l'intensité laser. Ce modèle limité à des profils d'impulsion carrée a ensuite été amélioré pour prendre en compte des impulsions triangulaire et à front de montée bref [Devaux, 1993], [DARQUEY, 1989]. Ils décomposent ainsi les processus mis en jeu en trois phases : (1) la mise en pression du plasma confiné, (2) la détente adiabatique du plasma confiné, et (3) l'expansion finale comme décrit ci-dessus.

1.1.2.2.1 Étape 1 - Mise en pression du plasma

La première hypothèse proposée dans le modèle consiste a supposer que toute l'énergie laser est absorbée par la cible. La pression générée par le plasma va induire un système de deux ondes de choc, l'une se propageant dans la cible et l'autre se propageant dans le confinement. Ces deux ondes de choc mettent ainsi en mouvement la matière provoquant ainsi un élargissement de l'interface. L'épaisseur L du plasma augmente donc dans le temps selon :

$$\frac{d\mathrm{L}(t)}{dt} = u_{cible} + u_{confinement} \tag{1.1}$$

où u_{cible} et $u_{confinement}$ représente donc les vitesses matérielles de la cible et du confinement. On peut rappeler que la vitesse matérielle est liée à la pression par la relation de Rankine-Hugoniot :

$$\mathrm{P} = \rho_i \mathrm{D}_i u_i = \mathrm{Z}_i u_i \tag{1.2}$$

avec P la pression imposée par le plasma, ρ_i la densité du milieu et D_i la vitesse de propagation de l'onde de choc dans le milieu.

On obtient finalement l'impédance de choc du milieu Z_i en multipliant la densité par la vitesse de propagation. En utlisant les équations 1.1 et 1.2, il est possible de remonter à une équation 1.3 liant la variation temporelle de l'épaisseur du plasma à la pression et de mettre en évidence un nouveau paramètre : L'impédance réduite Z du système cible/confinement.

$$\frac{d\mathrm{L}(t)}{dt} = \frac{2}{\mathrm{Z}}\mathrm{P}(t) \tag{1.3}$$

L'impédance réduite Z, définie par la relation $2/Z = 1/Z_{cible} + 1/Z_{confinement}$ est donc caractéristique du système cible/confinement utilisé. Si on ajoute le terme source lié à l'énergie laser I(t)d(t) au travers de l'augmentation de l'énergie interne E_i et du travail de pression du plasma P(t)dL (hypothèse que toute l'énergie laser est absorbée) , on arrive à l'équation 1.4.

$$I(t) = P(t)\frac{dL(t)}{dt} + \frac{d[E_i(t)L(t)]}{dt} \tag{1.4}$$

Dans ce modèle, l'énergie interne du plasma est décomposée comme la somme d'une énergie thermique et d'une énergie de ionisation. La partie de l'énergie interne α convertie sous forme d'énergie thermique ($E_{th} = \alpha E_i$) est utilisé pour la mise en pression du plasma. Par soustraction l'énergie de ionisation du plasma vaut $E_{ion} = (1-\alpha)E_i$. Il est possible pour un gaz parfait (hypothèse sur le plasma) de lier la pression à l'énergie thermique et donc à l'énergie interne si on considère les remarques précédentes. On obtient finalement :

$$P(t) = \frac{2}{3}E_i(t) = \frac{2}{3}\alpha E_i(t) \tag{1.5}$$

En combinant les équations 1.3, 1.4 et 1.5, on peut montrer que l'intensité laser I(t) est liée à l'épaisseur du plasma L ainsi que paramètre α :par la relation :

$$I(t) = \frac{Z}{2}[(1+\frac{3}{2\alpha})(\frac{dL}{dt}^2) + \frac{3}{2\alpha}L\frac{d^2L}{dt^2} \tag{1.6}$$

Finalement, l'intégration de cette équation donne l'évolution de l'épaisseur du plasma dans le temps. Cette évolution peut ensuite être injectée dans l'équation 1.3 pour remonter à la pression. La résolution analytique de l'équation 1.6 n'étant pas possible dans le cas général, des approximations sont nécessaires. La plupart des impulsions laser utilisées dans le cadre des ondes de choc générées par laser ont un profil temporel de type gaussien. Il est donc possible d'approximer ces profils comme des profils carrés ou bien triangulaire. Les résultats obtenus pour ces deux approximations sont donnés dans le tableau suivant :

TABLEAU 1.2 – Évolution de l'épaisseur et de la pression du plasma en fonction du rendement d'interaction α, de l'impédance réduite Z et de l'intensité laser incidente I_0

Profil carré	Profil triangulaire
$P(\tau) = \sqrt{\frac{\alpha}{2\alpha+3}ZI_0}$	$P(\tau) = \sqrt{\frac{\alpha}{2\alpha+4}ZI_0}$
$L(\tau) = \frac{2P(\tau)\tau}{Z}$	$L(\tau) = \frac{4}{3}\frac{P(\tau)\tau}{Z}$

Ils ont ainsi mis en évidence que la pression induite ne dépend que de l'intensité, des caractéristiques du matériau traité et du milieu de confinement et du rendement d'interaction α pour le matériau considéré. De plus ce modèle confirme que les pressions induites sont supérieures d'un facteur 4 à celles obtenues en régime direct pour l'eau et d'un facteur 9 pour le verre. Enfin, selon ce modèle, la durée de l'onde de pression générée est plus importante que celle de l'impulsion laser d'un facteur deux environ.

Dans sa thèse, A. Sollier ([Sollier, 2002]) a comparé les pressions maximales obtenues analytiquement sur aluminium en fonction de l'intensité laser incidente pour deux types de confinement (l'eau et le verre) ainsi que pour une configuration sans confinement (le régime direct). La pression en régime direct est donnée par la relation suivante (Phipps et Al.) :

$$P_a(Mbar) \simeq 0.519 A^{7/16} [\overline{Z}^2(\overline{Z}+1)]^{-3/16} I_a(TW/cm^2)^{3/4} \lambda(\mu m)^{-1/4} \tau(ns)^{-1/8} \quad (1.7)$$

où A est le numéro atomique de la cible, $\overline{Z}$ le degré moyen d'ionisation du plasma, I_a, λ et τ représente respectivement l'intensité, la longueur d'onde et la durée de l'impulsion laser.

La figure 1.16 montre les résultats obtenus pour une impulsion laser carrée, un rendement d'interaction α égal à 0.2 et un degré d'ionisation moyen supposé constant et égal à 10.

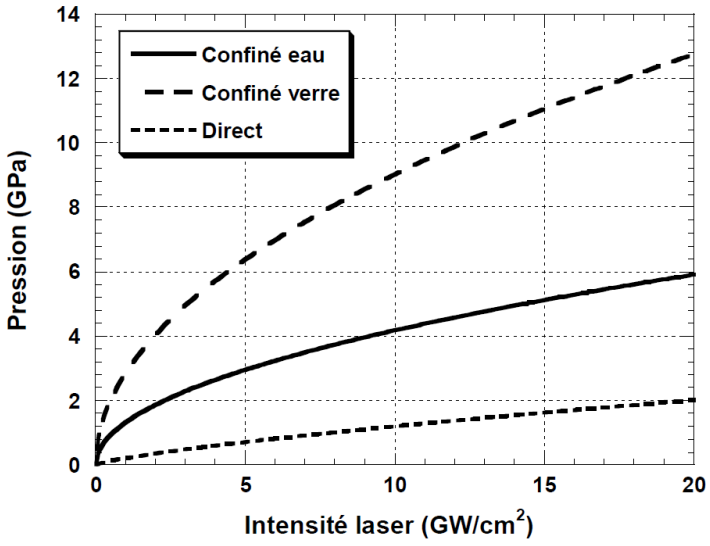


FIGURE 1.16 – Comparaison des pressions maximales générées en régime direct et en régime confiné pour des conditions d'irradiation laser similaires. [Sollier, 2002]

Pour une intensité laser constante, les pressions induites en régime confiné sont donc bien supérieures à celle obtenus en régime direct (x4 pour l'eau et x9 pour le verre).

1.1.2.2.2 Étape 2 - Détente adiabatique du plasma confiné

La fin de l'impulsion laser correspond au début de la détente adiabatique du plasma. L'équation de conservation de l'énergie peut s'écrire sous la forme :

$$d[\frac{3P(t)L(t)}{2\alpha}] = -P(t)L(t) \tag{1.8}$$

Finalement, pour un refroidissement adiabatique il est possible d'obtenir :

$$P(t)L(t)^{1+\frac{2\alpha}{3}} = P(\tau)L(\tau)^{1+\frac{2\alpha}{3}} = C^{ste} \tag{1.9}$$

Si on résout cette équation en considérant la constante adiabatique γ (reliée au rendement d'interaction α par la relation $\gamma = 1 + 2\alpha/3$), on peut obtenir l'évolution de l'épaisseur du plasma L(t) (équation 1.10) et de la pression P(t) (équation 1.11) en fonction de γ et de la durée d'impulsion τ :

$$L(t) = L(\tau)[1 + \frac{\gamma+1}{\tau}(t-\tau)]^{\frac{1}{\gamma+1}} \tag{1.10}$$

$$P(t) = \frac{P(\tau)}{[1 + \frac{\gamma+1}{\tau}(t-\tau)]^{\frac{1}{\gamma+1}}} \tag{1.11}$$

Ce modèle montre que la durée à mi-hauteur de l'onde de pression générée vaut environ 2 fois la durée de l'impulsion laser. Le régime confiné permet donc d'augmenter la valeur maximale de la pression générée en comparaison du régime direct mais aussi de multiplier par deux la durée de chargement.

1.1.2.2.3 Étape 3 - L'expansion finale

La dernière partie du modèle traite de l'expansion finale du plasma. Bien après la recombinaison du plasma, l'expansion finale du plasma génère des ondes de choc de très faibles amplitudes.

Bennet, et al. [Bennett et al., 1994] ont amélioré ce modèle pour prendre en compte les pertes par diffusion thermique en ajoutant un terme dans le bilan d'énergie. Cette modification leur a permis d'obtenir un meilleur accord avec les résultats expérimentaux. Au début des années 2000, [Zhang and Yao, 2001] ont encore amélioré la description de l'interaction confinée en tenant compte de la conservation de la masse en plus de celle de l'énergie et de la quantité de mouvement. Ce modèle leur permet de calculer le taux d'ablation mais aussi de remonter à la densité du plasma confiné formé lors de l'interaction laser-matière. Cependant

même si ce modèle représente bien les nombreuses expériences réalisées il possède des limitations comme : Le choix du paramètre α (qui doit être déterminé expérimentalement), la non prise en compte des phénomènes de claquage dans le milieu de confinement ou encore le calcul des paramètres microscopiques du plasma et les chargements thermiques induits. Finalement, le modèle analytique mis en place dans les années 1990 a permis de valider un grand nombre d'expériences.

1.2 Les ondes de choc générées par laser - Application

1.2.1 La propagation des ondes de choc

Un choc est une onde de pression qui induit la transformation du milieu dans lequel elle se propage. Ce choc engendre ainsi la propagation d'une discontinuité des grandeurs caractéristiques de l'état d'un milieu (pression, masse volumique, vitesse matérielle,...).

1.2.1.1 Comportement en détente

Les chocs en compression existent car la vitesse du son est en général une fonction croissante de la pression ce qui provoque le raidissement du front d'onde. Par contre, une détente peut s'étaler dans l'espace lors de sa propagation. On parlera alors de faisceau de détente. Aussi, on assimile une onde de détente à une décroissance isentropique de la pression se propageant à la vitesse du son, qui est traduite par une courbe (généralement nommée S1) sur les plans (P,V) et (P,u).

1.2.1.2 Ondes de Choc - Amortissement hydrodynamique

On définit une onde de choc comme étant un choc suivi d'une détente. Dans ce cas le faisceau de détente, entrainé par la vitesse matérielle après choc, sera plus rapide que le choc lui-même. La détente s'étale et finit par rattraper le choc et le pic d'amplitude diminue : c'est le phénomène d'amortissement hydrodynamique figure B.4.

1.2.1.3 Diagramme de marche d'une onde de choc

Pour représenter l'évolution des ondes de choc dans l'espace et le temps il est pratique d'utiliser les diagrammes de marche (ou espace-temps : x-t) basés sur la théorie des caractéristiques. Le diagramme ci-dessous reprend la propagation d'une onde de choc. Les lignes

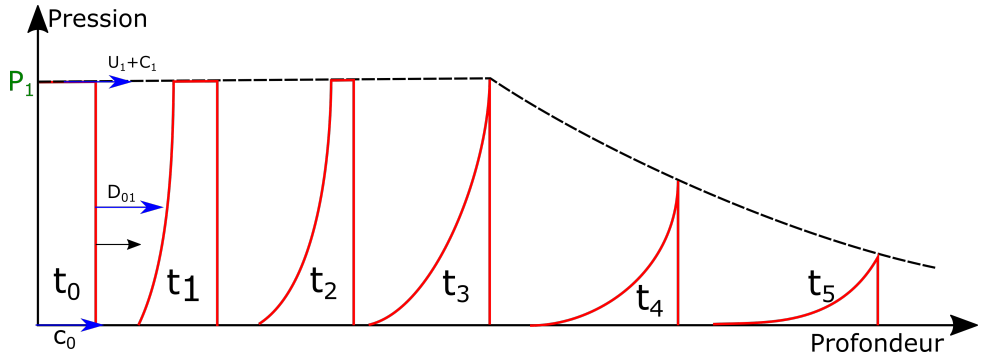


FIGURE 1.17 – Représentation de l'amortissement hydrodynamique d'une onde de choc

grises allant de bas en haut représentent les trajectoires matérielles. Les horizontales représentent des instants t_i fixés correspondant à l'évolution de l'onde de choc représentée sur la figure B.5.

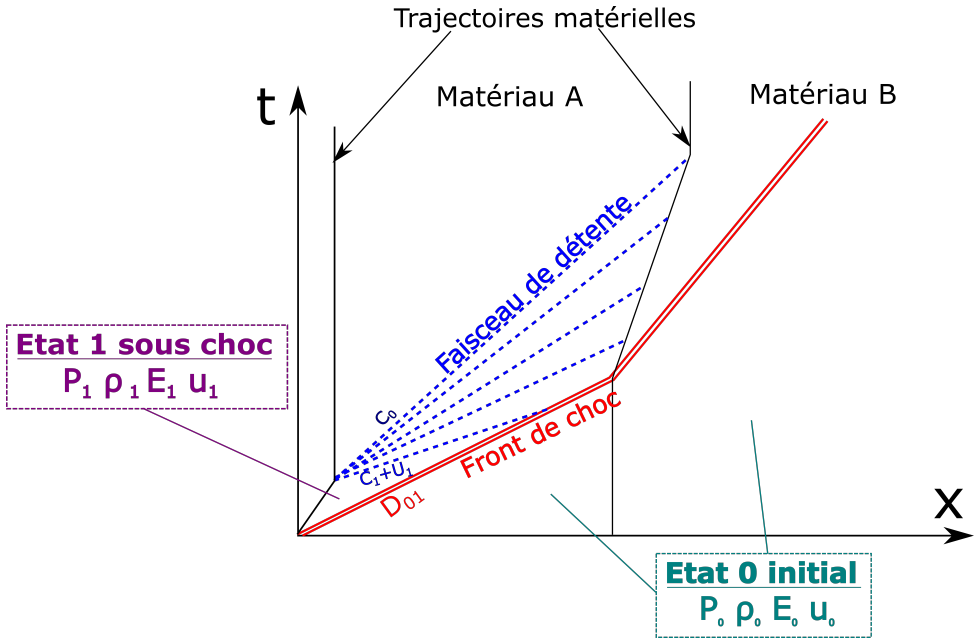


FIGURE 1.18 – Diagramme de marche d'une onde choc

Remarque : La donnée du diagramme de marche mise en correspondance avec le diagramme des polaires de chocs des états permet d'obtenir une représentation analytique graphique assez complète d'un problème de propagation d'ondes de choc.

1.2.1.4 Transmission/réflexion d'un choc entre 2 milieux

1.2.1.4.1 Transmission d'un choc à l'interface de deux milieux

Considérons deux milieux A et B adjacents et au repos : P=0 et u=0. Soit un choc droit se propageant dans A et atteignant l'interface entre A et B figure B.6. Au niveau de l'interface deux

conditions d'équilibre mécanique doivent toujours être respectées puisqu'il y a continuité de la matière :

$$P_A = P_B \text{ et } \quad u_A = u_B \tag{1.12}$$

Afin de respecter cette condition, le choc va se diviser en 2 parties :

— Un choc transmis dans le milieu B.

— Un choc ou une détente réfléchi dans le milieu A.

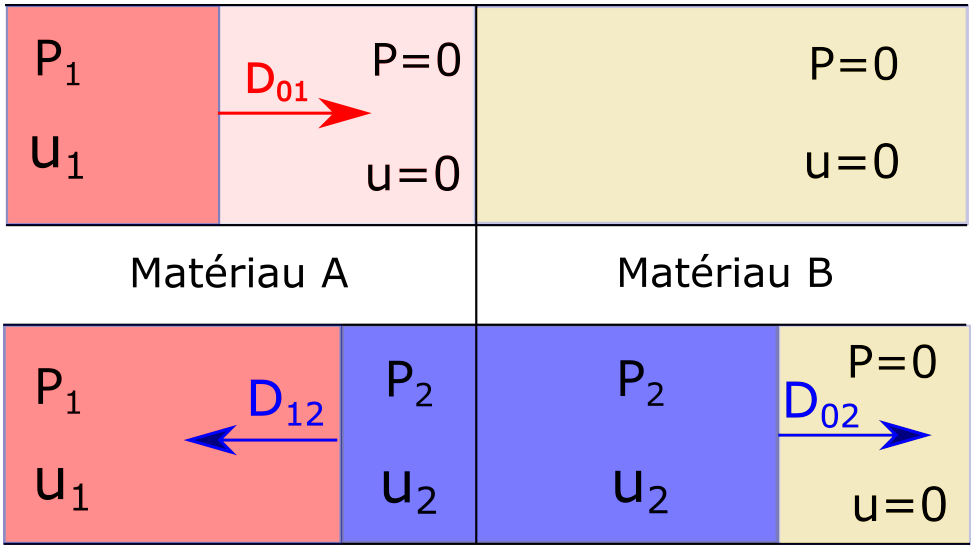


FIGURE 1.19 – Principe de transmission et de la réflexion de choc entre deux milieux adjacents

1.2.1.4.2 Représentation des états transmis/réfléchis

Les figures suivantes B.8 et B.9 représentent la schématisation de la réflexion et transmission d'un choc dans les deux cas : soit l'onde réfléchie est un choc soit une détente. On représente sur le diagramme (P, u) : (A) et (B) les polaires des matériaux A et B, (A') le symétrique de (A) par rapport à l'axe $u = u_1$. Le résultat de la réflexion/transmission dépend essentiellement du rapport d'impédance des matériaux considérés :

— Si le matériau A a une impédance plus faible que le matériau B : choc incident = choc transmis + choc réfléchi

— Si le matériau A a une impédance plus forte que le matériau B : choc incident = choc transmis + détente réfléchi

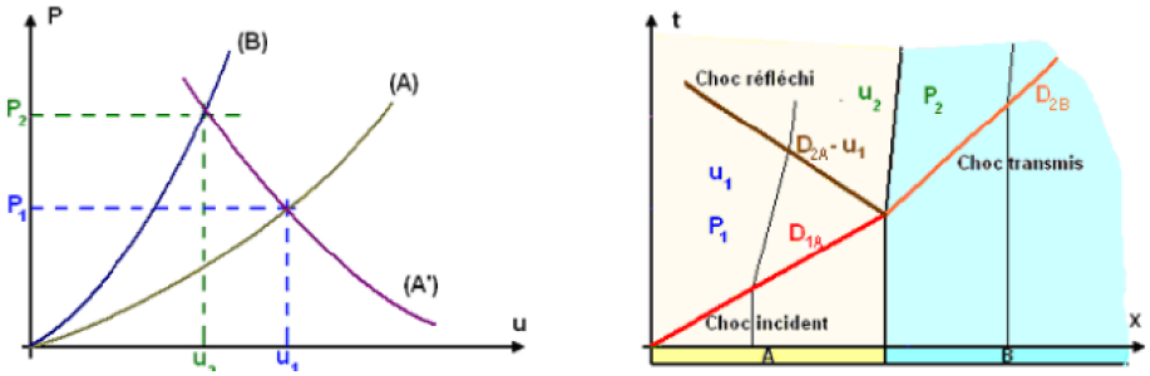


FIGURE 1.20 – Lieu des chocs-détentes réfléchies (en rouge et violet)

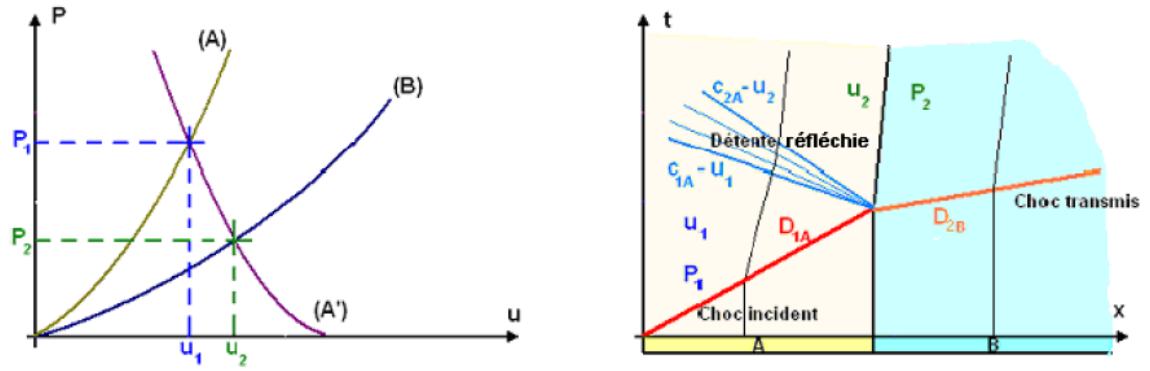


FIGURE 1.21 – Lieu des chocs-détentes réfléchies (en rouge et violet)

1.2.2 Le traitement de surface par choc laser - LSP

1.2.2.1 Effets induits dans les matériaux

Les effets induits dans un matériau traité par choc laser sont essentiellement d'ordre mécanique (déformation plastique) sous l'effet de la discontinuité de pression P=f(t)crée par le plasma d'interaction. Ces modifications mécaniques génère un champ de contraintes résiduels de compression résultant de l'hétérogénéité des déformations plastiques entre la surface et le cœur du matériaux (figure 1.22).

En l'absence de revêtement thermo-protecteur, des modifications thermo-chimiques et thermo-mécaniques peuvent s'ajouter aux modifications mécaniques. Néanmoins, dans la majorité des applications, un revêtement thermo-protecteur est appliqué pour protéger la cible de ces effets thermiques néfastes pour certaines applications. Lorsque la surface à traiter est protégée par un revêtement protecteur , le métal est donc soumis à une sollicitation purement mécanique.

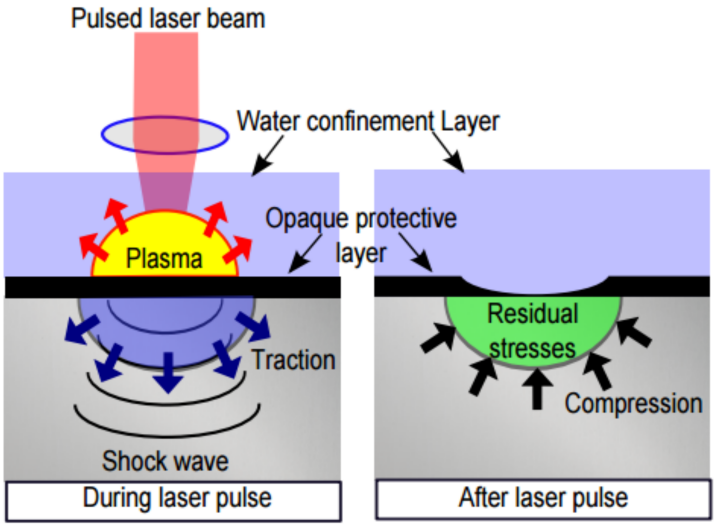


FIGURE 1.22 – Mécanisme de création des contraintes résiduelles

1.2.2.2 Applications industrielles

L'utilisation du choc laser comme générateur de contraintes résiduelles n'a été a appliquée que vers la fin des années 1990. Plusieurs études ont ainsi vu le jour et permis le dépôt d'un certains nombre de brevet sur le sujet. Sans être exhaustif, on peut notamment citer les travaux sur le traitements des bords d'attaques des aubes de turbines et des composants de rotors [Mannava et al., 1996] [Mannava et al., 1997], des disques et des réducteurs [Ferrigno et al., 2001] ou encore des composants de systèmes de roulements [Casarcia et al., 1996].

A partir de 1998, un programme de recherche est lancé concernant le traitement des aubes fan en titanes des avions militaires, en partenariat avec LSP technologies et Pratt and Whitney. Les résultats de ces recherches ont ensuite été appliqués par Général Electrics. L'application du choc laser a ainsi permis d'améliorer considérablement la durée de vie en fatigue des structures et en particulier dans le cas où les bords d'attaques des aubes de turbines sont soumis à des endommagements par impacts de projectiles. La figure 1.23 montre les résultats obtenus à l'époque. Après traitement par choc laser, les aubes endommagées retrouvent des résistances à rupture supérieures au matériau non endommagé et au matériau grenaillé.

Depuis 1995, de l'autre coté de la planète, la société Toshiba Corporation à développé un système de renforcement par choc laser des joints soudés des parois en aciers 304 des cuves de réacteurs nucléaires soumis à la corrosion sous contraintes [Sano et al., 1997] [Sano et al., 2006]. Pour cette application, les chercheurs japonais ont conçu un système adapté à l'environnement de travail (figure 1.24) qui permet de traiter les joints soudés sans arrêter la centrale nucléaire tout en générant des contraintes résiduelles de compression profondes (figure 1.24). Ces résultats ont été rendus possibles en enlevant le revêtement thermo-

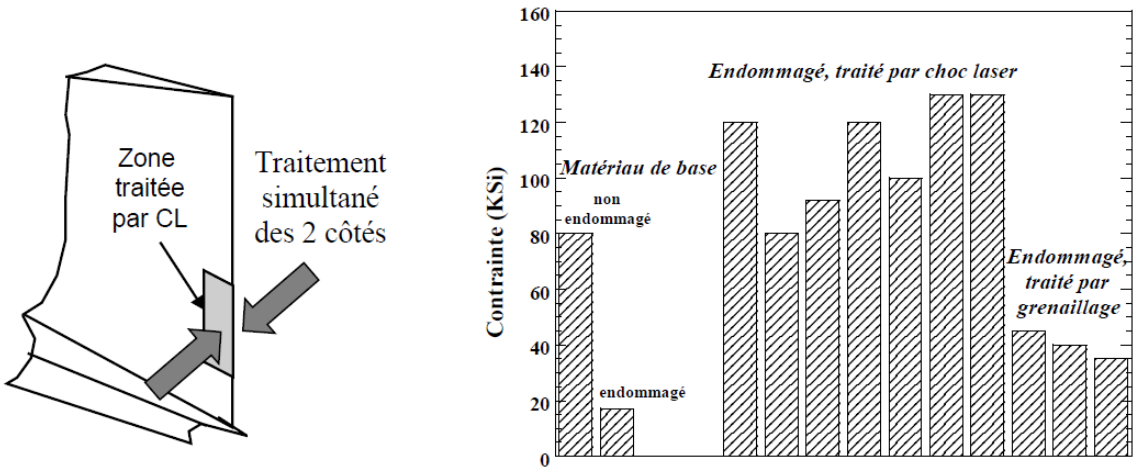


FIGURE 1.23 – Renforcement de bords d'attaques d'aubes fan par choc laser (GE USA)

protecteur. Néanmoins, pour limiter les effets thermiques, les énergies mises en jeu ainsi que les tailles des impacts laser sont très faibles (≃ 700 µm) avec un taux de recouvrement très important (>2000 % soit plus de 20 impacts localement).

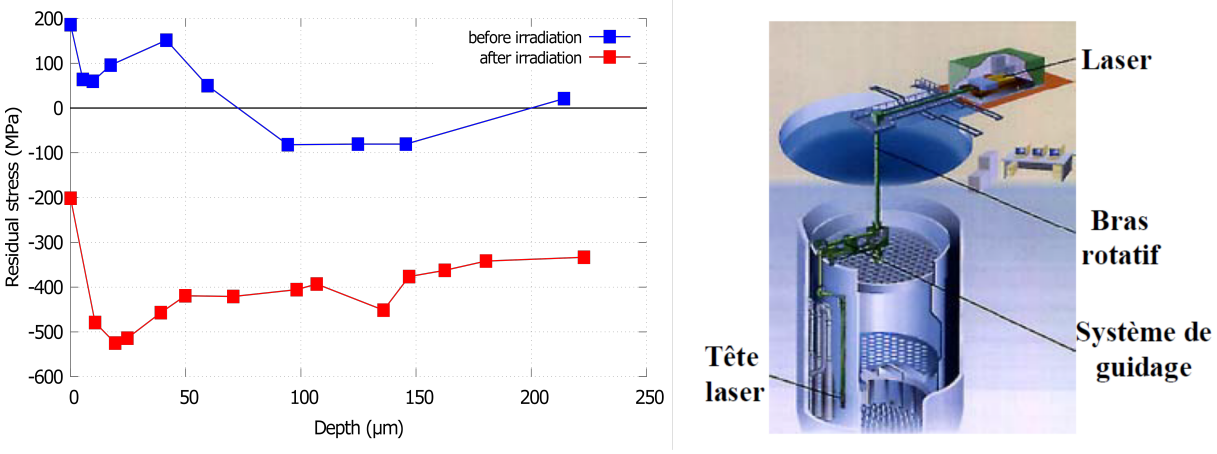


FIGURE 1.24 – Renforcement des joints soudés en acier 304 dans les réacteurs à eau pressurisée Japonais. Gauche : Profil de contraintes résiduelles obtenu sans revêtement. Droite : Configuration de traitement

1.2.3 Le test d'adhérence par choc laser - LASAT

1.2.3.1 La rupture dynamique d'une cible solide (Écaillage)

L'onde de choc lorsque qu'elle arrive sur la surface libre de la cible se réfléchie en onde de détente. Le croisement de l'onde de détente réfléchie et l'onde de détente incidente (fin du chargement) a pour effet de générer de la traction dans la cible. Lorsque la traction est supérieure au seuil d'endommagement σ_{rupt} du matériau, la rupture apparaît. La valeur de

la contrainte σ_{rupt} appliquée pour provoquer la rupture s'explique par une approche théorique [Antoun et al., 2002] et peut s'évaluer à partir du signal de vitesse de surface libre.

$$\sigma_{rupt} = \frac{1}{2}\rho_0.C_0.\Delta u \tag{1.13}$$

On appelle "écaillage" ce phénomène. Il a été largement étudié au cours de ces dernières décennies. Selon les matériaux, deux type de rupture peuvent se produire : La rupture fragile (propagation rapide et nette de fracture) et la rupture ductile (succession de phase de nucléation, coalescence et rupture)(figure 1.25).

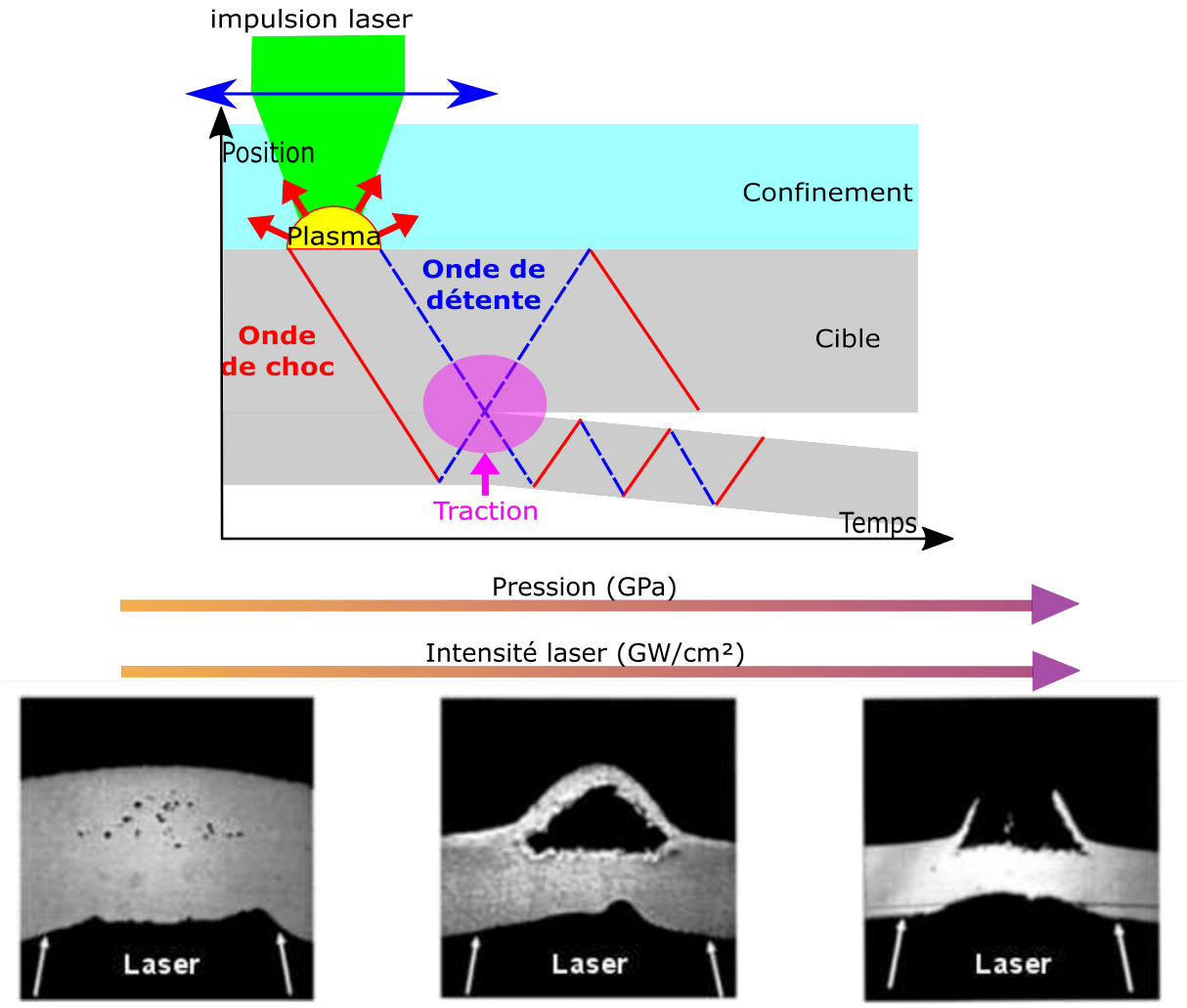


FIGURE 1.25 – Haut - Diagramme espace-temps décrivant l'écaillage. Bas - Évolution de l'endommagement : Initiation de la rupture ductile par nucléation, coalescence des pores et rupture et envol ([Tollier, 1996])

1.2.3.2 L'essai LASAT

1.2.3.2.1 Description

L'essai d'adhérence par choc laser ou LASAT (LAser Shock Adhesion Test) est une technique permettant d'évaluer la résistance d'une interface. L'essai consiste à focaliser une impulsion laser de forte intensité (GW/cm²) sur la surface opposée à celle qui est revêtue créant ainsi un plasma de haute pression à la surface de la cible. La détente de ce plasma va générer une onde de choc qui va se propager dans la cible. Les niveaux de pression qui peuvent être atteints avec ce procédé sont variables mais généralement supérieur au GPa. L'onde de choc incidente va, après propagation, se réfléchir sur la surface libre (surface revêtue) en détente. Le croisement d'onde vient alors générer lorsque la configuration le permet de la traction uniaxiale à l'interface entre le substrat et le revêtement qui peut mener à la rupture dynamique de l'interface.

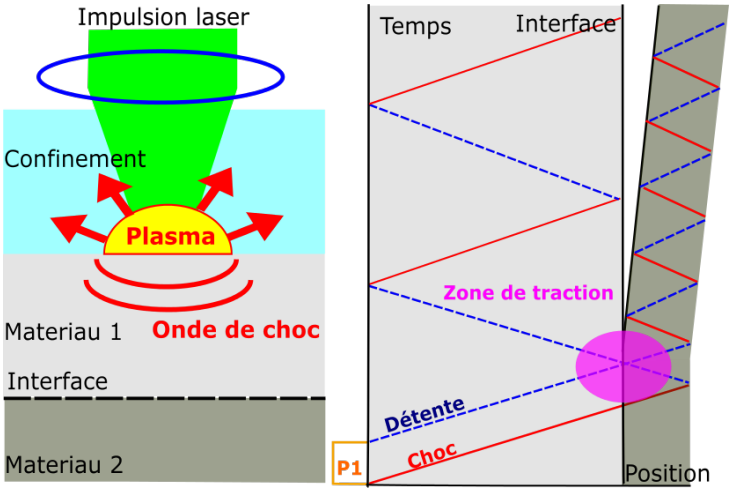


FIGURE 1.26 – Essai par choc laser

1.2.3.2.2 Les systèmes bi-matériaux

Lorsque la traction, générée par le croisement des ondes de détente, est suffisament localisée à l'interface entre deux matériaux, il est possible de tester l'adhérence de l'interface. Des travaux presque exhaustifs sur l'influence du couple substrat-dépôt sur la traction à l'interface ont été réalisés [Bolis, 2004]. Il est possible analytiquement de considérer toute les configurations imaginables pour les différents paramètres τ_p, T_s et T_d représentant respectivement les temps caractéristiques du chargement de pression, du temps d'aller retour dans le substrat et du temps d'aller retour dans le dépôt (figure 1.27).

Si on compare les différents cas possibles avec les configurations propres au projet ARCOLE (en rouge sur la figure 1.27, substrat épais et dépôt épais), on constate que le cas qui

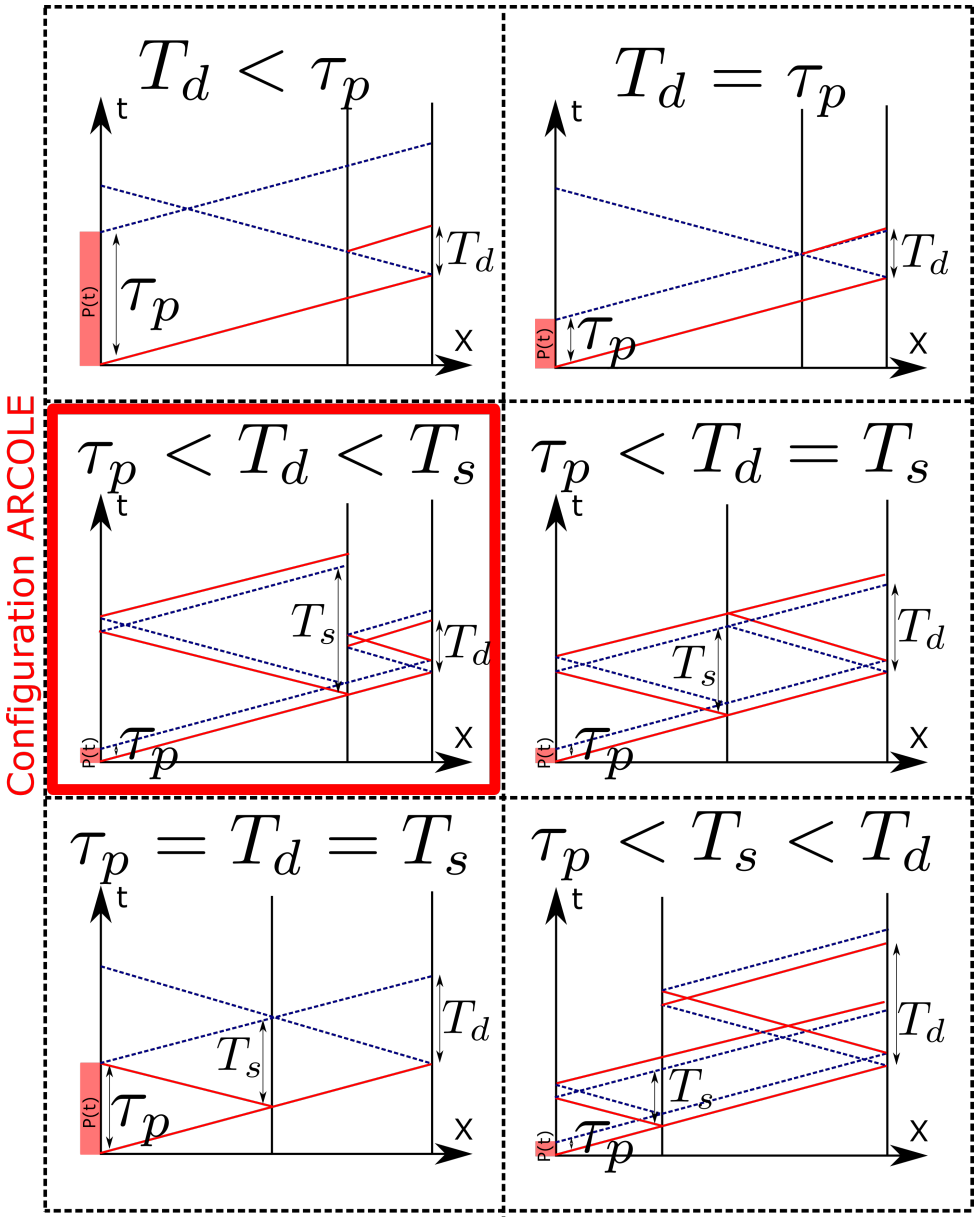


FIGURE 1.27 – Représentation schématique des différentes configurations possibles pour le test d'adhérence par choc laser

représente la quasi totalité des configurations étudiées est le cas :

$$\begin{aligned} \tau_p = T_d < T_s \quad &\text{lorsque} \quad E p_{dépôt} \simeq 100 \mu m \\ \tau_p < T_d < T_s \quad &\text{lorsque} \quad E p_{dépôt} > 100 \mu m \end{aligned} \tag{1.14}$$

On peut noter que ces deux configurations sont regroupées sous le même cas car elles correspondent toutes les deux aux mêmes phénomènes de propagation, l'une étant un cas particulier de l'autre. De plus, dans les diagrammes espaces-temps (X-T) présentés plus haut, la détente des ondes de chocs n'est pas considérée.

Finalement, pour cette configuration, l'utilisation du logiciel HUGO permet de détermi-

ner l'emplacement des états de traction et leur niveaux prédit par la théorie analytique. La figure 4.1 présente les résultats d'une simulation HUGO représentative du couple $Al_{2017-T4}$/Ni5Al.

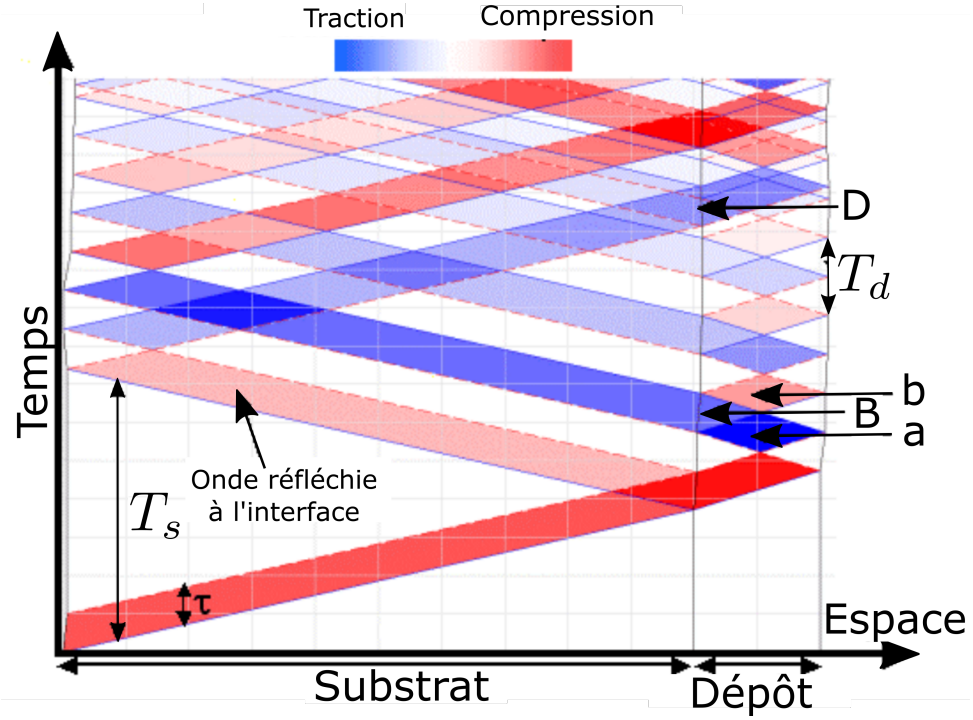


FIGURE 1.28 – Diagramme espace-temps obtenu pour la configuration $\tau < T_d < T_s$. Cible $Al_{2017-T4}$/Ni5Al

Si on reprend la terminologie utilisée par C. Bolis pendant ses travaux de thèse [Bolis, 2004], il est possible de déterminer plusieurs états intéressants pour le test d'adhérence avec cette configuration :

— L'état B est généré par la réflexion de l'onde de choc principale sur la surface libre. Cette réflexion transforme donc l'onde de choc en une onde de détente comme décrit dans la théorie de la mécanique des chocs. Cet état de traction sera donc toujours présent et ce quelles que soient les impédances des milieux. Néanmoins, les impédances auront pour effet de modifier le niveau de la traction.

— L'état D est le résultat de la réflexion de l'onde de choc sur l'interface lors de son premier passage. Cette réflexion, qui dépend donc du rapport des impédances des milieux ($Z = Z_{substrat}/Z_{Dépôt}$), se réfléchit sur la face avant de la cible puis retourne vers l'interface. Par conséquent, la présence ou non de traction à l'interface est déterminée par le rapport des impédances.

— Les états a et b sont des états intermédiaires qui peuvent en fonction des impédances des milieux générer des états de traction loin de l'interface, dans le dépôt lui même par exemple.

Les calculs analytiques permettent donc de déterminer les états de traction en fonction

du rapport des impédances $Z = Z_{substrat}/Z_{Dépôt}$. Les valeurs des différents états en fonction du rapport Z sont présentées dans le tableau 1.3.

TABLEAU 1.3 – Valeurs des différents états B, D, a et b en fonction du rapport des impédances Z

Etat B	Etat D	Etat a	Etat b
$P_B = -4\frac{Z}{(Z+1)^2}P_0$	$P_D = 2\frac{Z-1}{(Z+1)^2}P_0$	$P_a = \frac{-2}{Z+1}P_0$	$P_b = -2\frac{Z-1}{(Z+1)^2}P_0$

Les premiers travaux sur l'adhérence des revêtements sous laser ont été publiés dès la fin des années 1970 par Vossen [Vossen, 1978] puis par d'autres auteurs comme Nutt [Nutt et al., 1989] et Gupta [Gupta and Argon, 1990]. La technique du test d'adhérence apparaît donc comme un nouveau moyen pour déterminer l'énergie nécessaire pour séparer un substrat de son revêtement ou les plis d'un matériau composite. Les premiers auteurs à s'intéresser à cette technique sous l'angle de la mécanique des chocs sont Gupta, Pronin et Yuan. [Gupta and Argon, 1990] [Epishin et al., 1988] [Gupta and Yuan, 1993] [Pronin et al., 1993]. Ils font en particulier le lien entre des résultats expérimentaux et numériques obtenus pour divers types de systèmes. Ils s'appuient sur des mesures par vélocimétrie de type VISAR et IDL.

Dans les années 2000, plusieurs thèses ont abordées le test d'adhérence des systèmes revêtus, barrières thermiques, et films minces [Bolis, 2004] [Arrigoni, 2004] [Barradas, 2004]. Les auteurs ont réussi à montrer l'efficacité du test sur des systèmes variés en utilisant à la fois les résultats numériques et expérimentaux. Par exemple, C. Bolis a étudié l'adhérence de systèmes composés de cuivre et de nickel [Bolis, 2004]. Les résultats expérimentaux obtenus et les coupes métallographiques ont ainsi permis de déterminer les seuils d'adhérence par choc laser (figure 1.29 a,b). De plus, le code hydrodynamique SHYLAC a été utilisé pour calculer les pressions et les contraintes équivalentes afin de déterminer l'adhérence des systèmes étudiés (figure 1.29 c).

Au cours des mêmes années, S. Barradas a étudié les seuils d'endommagement des systèmes projetés par la technique cold spray [Barradas, 2004]. Des essais par choc laser ont ainsi été réalisés pour mesurer l'adhérence de ces systèmes. La mesure de vitesse en face arrière a par ailleurs permis d'étudier la réponse dynamique des systèmes revêtus et de modéliser numériquement leur comportement comme dans le cas de la thèse de C. Bolis. Au cours de ces travaux, différentes configurations ont été testées et les résultats des différents seuils sont tracés sur un même graphique permettant une comparaison directe des résultats (figure 1.30).

Durant de nombreuses années, la technique LASAT concernait principalement les mé-

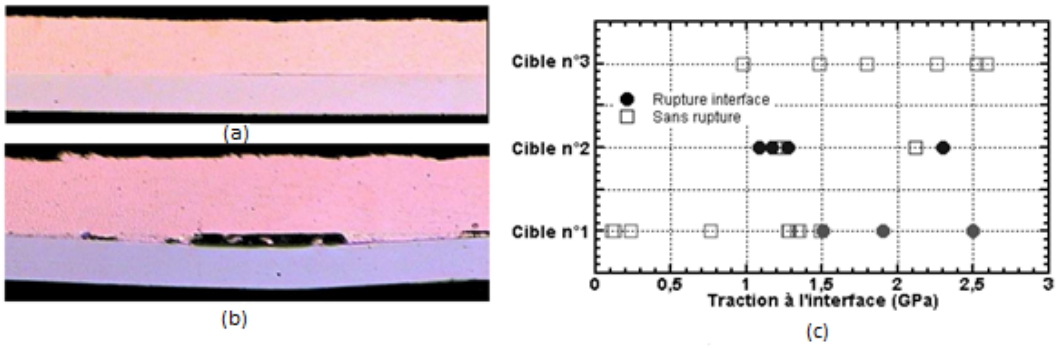


FIGURE 1.29 – Résultats d'adhérence de systèmes revêtus cuivre/nickel - Détermination expérimental et numérique des seuils d'adhérence. (a) Sans endommagement (79 GW/cm^2), (b) Avec endommagement (370 GW/cm^2), (c) Détermination du seuil d'endommagement représenté en pression grâce aux simulations SHYLAC

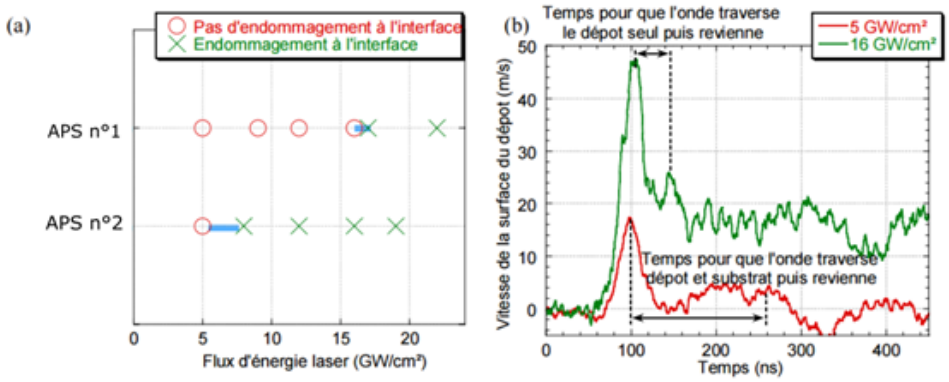


FIGURE 1.30 – Test d'adhérence de dépôts d'aluminium projetés par cold spray [Barradas, 2004] - Détermination expérimental et numérique du seuil d'adhérence. (a) Graphique représentant les différents seuils d'adhérence en intensité (GW/cm^2), (b) Détermination expérimental via la mesure de vitesse en face arrière.

taux d'épaisseur faible ou des systèmes de type barrières thermiques généralement composés de deux couches. Il a été montré récemment que la technique LASAT pouvait couvrir un domaine beaucoup plus large [Boustie et al., 2007]. Par exemple, D. Laporte s'est intéressé aux systèmes époxy/aluminium afin de déterminer l'adhérence entre ces matériaux [Laporte et al., 2011] [Laporte, 2011] [Laporte et al., 2009]. Dans ces travaux, la même approche que pour les autres travaux a été employée. Ainsi, le seuil d'adhérence des systèmes aluminium/époxy ont été étudiés grâce aux examens post-mortem des cibles (figure 1.31 (a) et (c)) et aux mesures VISAR (figure 1.31 (b) et (d)). Un des résultats les plus remarquables de ces travaux est l'application du test LASAT à des systèmes à trois épaisseurs.

C'est dans la poursuite de cette thématique sur le comportement sous choc des composites que Elise Gay et Romain Ecault ont réalisé leur thèses [Gay et al., 2012] [Ecault et al., 2013]. Dans ses travaux, E. Gay s'est intéressée au développement de l'essai d'adhérence par choc des assemblages de composites collés. Ses résultats (figure 1.32) montrent le potentiel

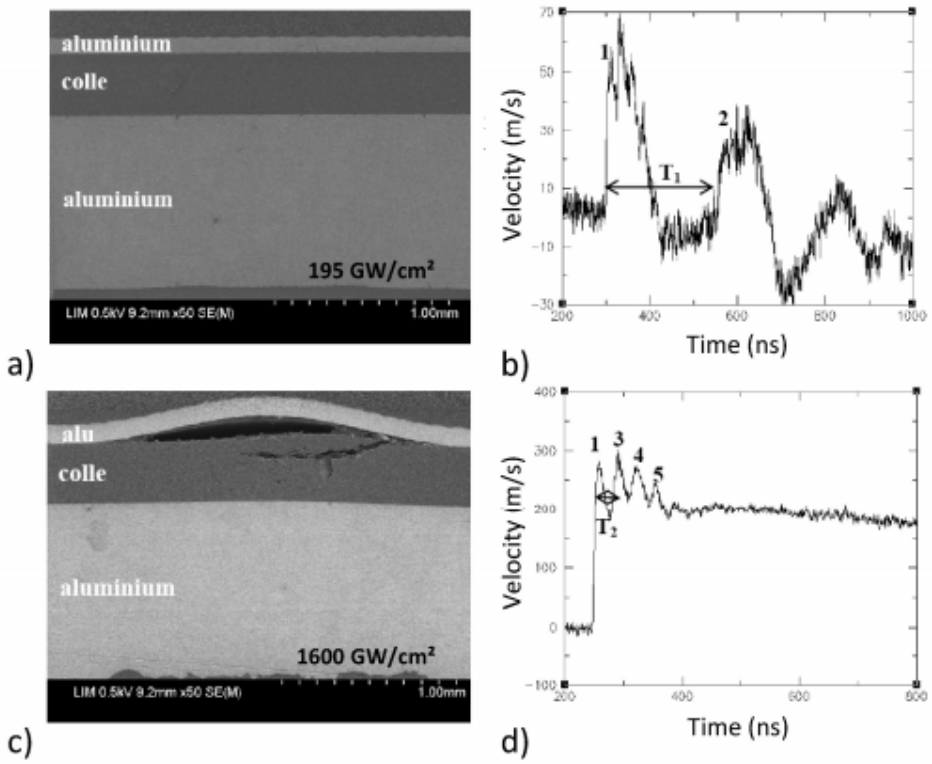


FIGURE 1.31 – Test d'adhérence des systèmes aluminium/époxy à trois épaisseurs - Détermination expérimental du seuil d'adhérence. (a) Observation post-mortem après un tir à 195 GW/cm^2 - Pas d'endommagement. (b) Vitesse en face arrière du tir (a) ne montrant aucune variation dans la fréquence des pics de vitesse. (c) Observation post-mortem après un tir à 1600 GW/cm^2 - Endommagement visible. (d) Vitesse en face arrière du tir (c) montrant une variation dans la fréquence des pics de vitesse indiquant la rupture d'une interface.

de la technique LASAT et la pertinence des outils associés pour tester l'adhérence d'interfaces d'assemblages collés, de stratifiés et des fibres à leurs matrices. Peu de temps après, R. Ecault [Ecault et al., 2013] a mené des études afin de développer le test d'adhérence LASAT aux systèmes composites de type CFRP. Ses résultats montrent que le test LASAT est le seul test actuellement disponible pour quantifier l'adhérence mécanique de tels systèmes possédant des joints faibles.

Récemment, l'entreprise LSP Technology qui est un des précurseurs du traitement de surface par choc laser a étendu ses applications à un tout nouveau procédé : Le Laser Bond Inspection (LBI). Ce procédé qui permet de tester la qualité des structures composites est basé sur le principe du test de décohésion par choc laser.

Un des avantages de l'essai LASAT est son aspect sans contact qui permet pour certaines configurations de considérer l'essai comme non destructif [Ecault et al., 2013]. De plus la faible quantité de matière nécessaire pour réaliser le test ($\simeq 1\ cm^2$) le rend très intéressant pour les systèmes possédant un cout élevé. Néanmoins, dans le cas de l'essai d'adhérence

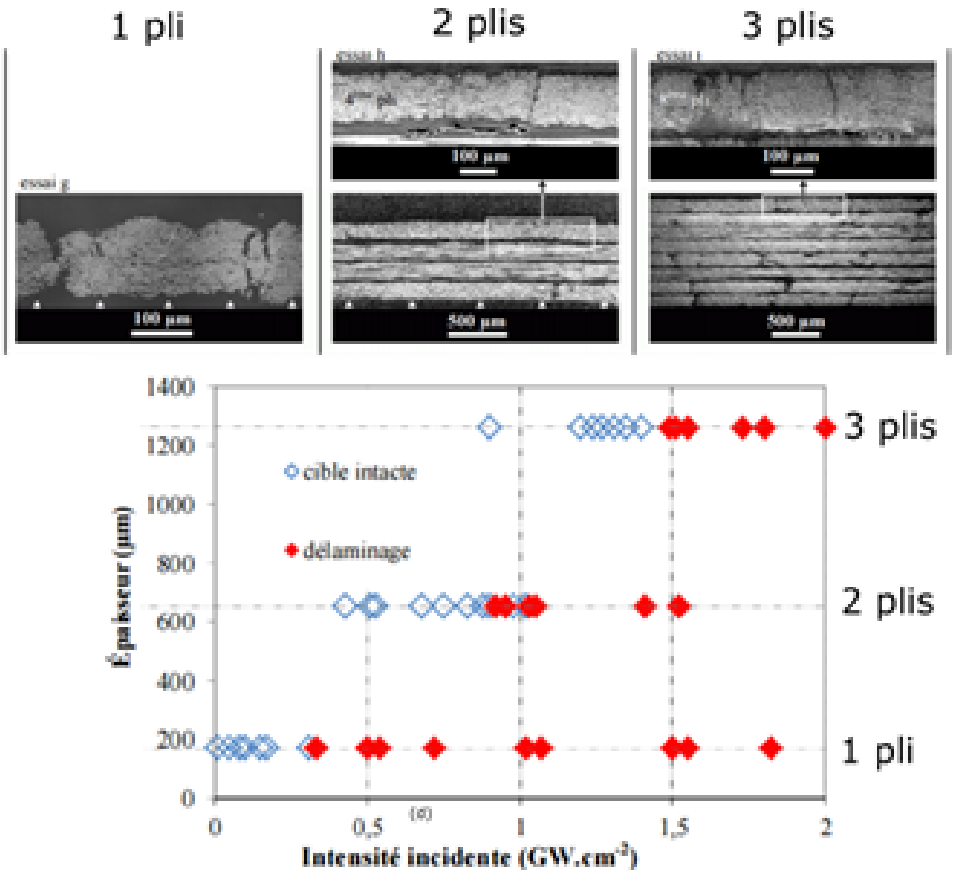


FIGURE 1.32 – Endommagement de composites de 1, 4 et 8 plis choqués légèrement au-dessus de leurs seuils de délaminage ainsi que les mesures de seuils correspondantes [Gay et al., 2012].

par choc laser, l'obtention de la limite à rupture de l'interface n'est pas toujours immédiate. Le caractère complexe du chargement nécessite alors l'utilisation de simulation numérique afin de remonter à la contrainte imposée à l'interface [Bolis, 2004] [Laporte, 2011].

1.2.3.2.3 Les effets bi-dimmensionels

De nombreux travaux se sont intéressés à l'influence des effets bi-dimensionnels sur la propagation des ondes de choc et les modes de rupture [Auroux et al., 2001] [Bolis, 2004] [Barradas, 2004] [Arrigoni, 2004]. Néanmoins, les travaux les plus récents et les plus complets ont été réalisés par Jean-Paul Cuq-Lelandais [Cuq-Lelandais, 2010]. La figure 1.33 montre l'évolution des détentes latérales derrière le front de choc.

La partie gauche de l'image montre la propagation d'une onde de choc à travers à une cible semi-infinie. Lors de sa propagation, l'onde 1D crée lors de l'interaction laser-matière s'étale à cause des effets de bord. A l'extrême limite, lorsque que l'épaisseur de la cible le permet (cible très épaisse), l'onde de choc devient sphérique. La propagation de l'onde de choc 1D s'accompagne en plus de l'onde de détente principale, d'ondes de détentes latérales. Si

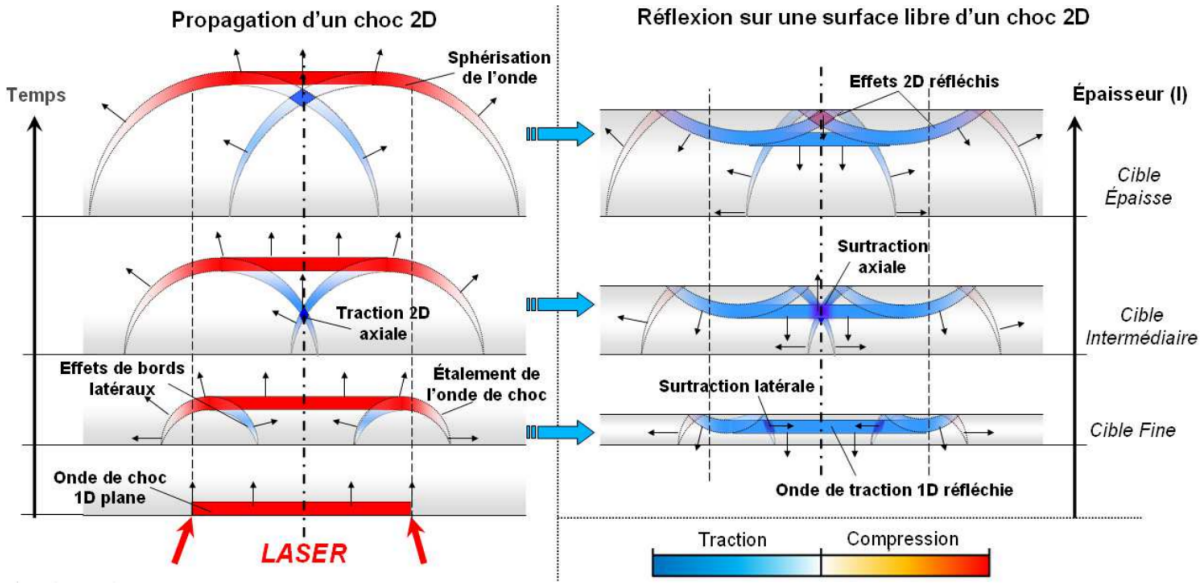


FIGURE 1.33 – Schéma phénoménologique de propagation d'un choc 2D sur cible semi-infinie et réflexion d'un choc 2D sur une cible d'épaisseur finie. [Cuq-Lelandais, 2010]

le rapport entre l'épaisseur de la cible et le diamètre de chargement est important, les ondes de détentes latérales peuvent se rejoindre sur l'axe de symétrie et générer une sur-traction derrière le front de choc.

Dans la réalité, les cibles ne sont pas semi-infinies et la propagation des ondes est souvent perturbée par la présence d'une interface ou d'une surface libre. L'image de droite de la figure 1.33 montre le résultat de la réflexion d'un choc 2D sur une surface libre. Dans ses travaux, Cuq-Lelandais [Cuq-Lelandais, 2010] sépare les cibles en trois catégories : Les cibles épaisses, intermédiaires et fines. En effet, il apparaît que l'épaisseur de la cible vis à vis de la taille du chargement joue un rôle primordial. L'auteur propose de classer ces trois catégories en fonction du rapport L/d qui représente le rapport entre l'épaisseur de la cible L et le diamètre de chargement d.

— Régime Quasi 1D (L/d<0.25) : Ce régime est caractérisé par la présence de sur-traction en bord d'impact issue de la superposition des tractions 1D et 2D.

— Régime 2D (L/d>0.65) : L'onde de choc est entièrement altérée par les effets 2D. la répartition spatiale de pression devient gaussienne. Plus le rapport L/d est importante plus l'onde de choc sera atténuée par les effets 2D.

— Régime Mixte(0.25<L/d<0.65) : Il s'agit du cas intermédiaire de transition entre les deux configurations précédentes. Ce régime est caractérisé par la présence de deux sur-tractions, l'une au centre de l'impact et l'autre en bord d'impact.

La figure 1.34 montre les différentes répartitions radiales des maxima de contraintes axiales pour différents rapport L/d.

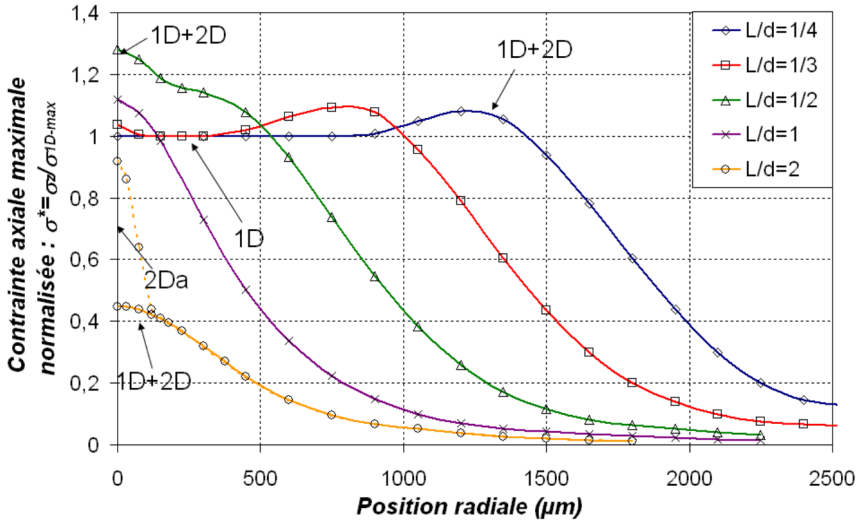


FIGURE 1.34 – Répartition radiale des maxima de contraintes axiales pour différents rapport L/d. Matériaux Aluminium, L=1mm, Laser LULI 2000, τ=3ns, P_{max}=0.5MBar

La construction de la répartition radiale permet de prédire le lieu d'amorçage de l'endommagement. En effet, les sur-tractions présentes en bord d'impact pour les configurations où le rapport L/d est faible peuvent être génératrices d'endommagement si la contrainte seuil est dépassée.

1.2.3.3 Les enjeux des doubles chocs générés par laser

L'endommagement des dépôts lors du test d'adhérence par choc laser est un problème lorsque l'objectif est l'identification de l'adhérence des interfaces. Cet endommagement résulte d'une mauvaise localisation de la traction. La figure 1.35 montre les différents paramètres influençant la localisation de la traction.

Globalement, on a vu précédemment que la localisation de la traction dans les systèmes bi-matériaux est fonction des propriétés matériaux (densité, vitesse du son, ...) composant le système. Si on cherche à améliorer le test d'adhérence par choc laser, les propriétés matériaux sont des paramètres fixés à l'avance par l'étude. Par conséquent, l'autre axe d'investigation possible pour favoriser une meilleure localisation passe donc par la modification du chargement et donc des caractéristiques de l'onde de choc incidente comme la pression du choc ou sa durée. La pression du choc a pour effet de modifier la vitesse de propagation des ondes plastiques et donc la localisation des zones de traction. Pour modifier la pression de l'onde de choc, il est possible de jouer sur l'intensité laser incidente et sur le mode de confinement. Toutefois, le facteur influençant le plus cette localisation reste la durée de l'onde de choc qui est fonction du confinement et de la durée de l'impulsion laser. Elle doit permettre

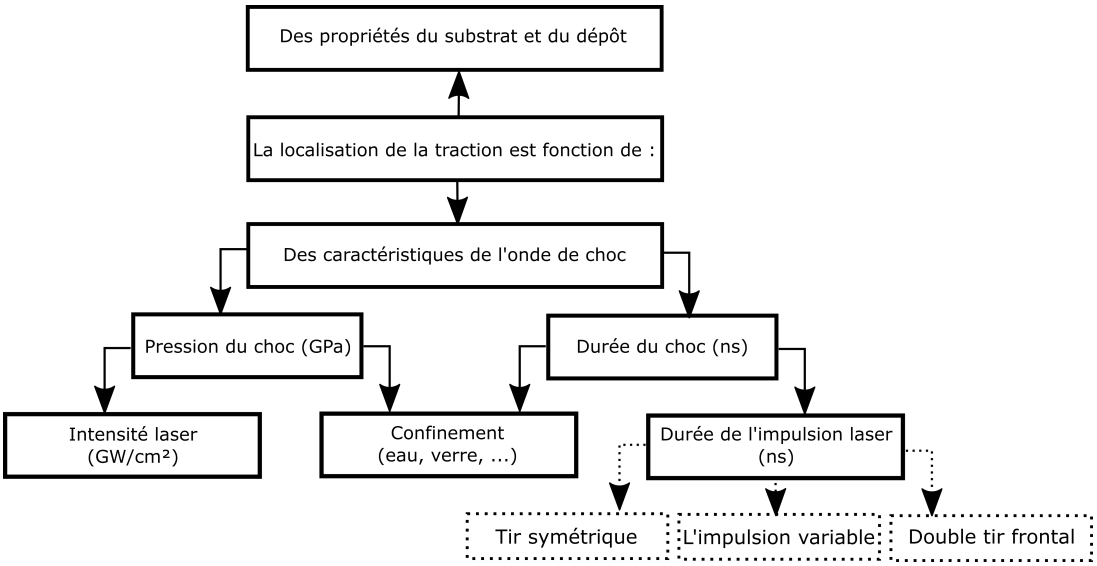


FIGURE 1.35 – Schéma des paramètres influençant la localisation de la traction pour le test d'adhérence par choc laser

de mieux localiser les zones de traction aux interfaces, limitant ainsi l'endommagement du dépôt.

R. Ecault ([Ecault et al., 2013] propose trois solutions pour jouer sur la durée du chargement :

— Le tir symétrique

— Le tir à impulsion variable

— Le double tir frontal

Les parties suivantes présentent ces trois configurations ainsi que leurs avantages et leurs inconvénients.

1.2.3.3.1 Présentation des différentes configurations

1.2.3.3.1.1 le tir symétrique

La première configuration qui a été proposée est la configuration dite du tir symétrique (figure 1.36).

Cette configuration consiste à focaliser deux impulsions laser de part et d'autre de l'échantillon. Ces deux impulsions vont générer deux ondes de choc avec les mêmes phénomènes que pour les mono-impulsions. Les deux ondes vont ainsi se propager dans le système et venir générer des zones de traction supplémentaires. Il est donc possible à l'aide du tir symétrique de venir localiser les zones de tractions maximales aux interfaces en modifiant le décalage en temps Δt entre les deux impulsions. Les deux impulsions étant situées de part

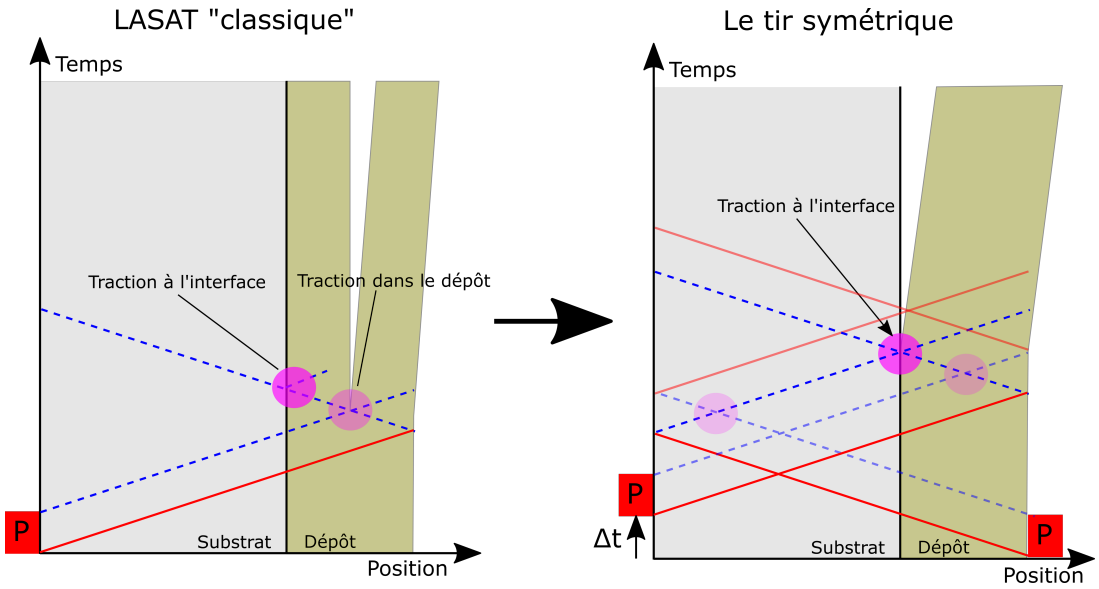


FIGURE 1.36 – schéma de la propagation des ondes dans le cas du tir symétrique

et d'autre de la cible, il est possible d'utiliser les travaux effectués en mono-impulsion. Ceci constitue un des avantages du tir symétrique car l'étude de l'interaction laser-matière n'est pas à refaire. De plus, l'optimisation du délai Δt entre les deux impulsions reste relativement facile à l'aide des simulations numériques. Seulement, le fait que les deux faces de la cible soient impactées ne permet pas l'ajout de diagnostique type VISAR par exemple nécessitant une surface libre.

1.2.3.3.1.2 L'impulsion variable La seconde configuration proposée est l'impulsion variable (figure 1.37).

Pour cette configuration, la durée du chargement en pression est variable. Le changement de la durée du chargement de pression P=f(t) peut être provoqué par la modification de la durée de l'impulsion laser incidente par exemple. Cette modification du chargement a pour effet de modifier la propagation des ondes dans le système. Par conséquent, les tractions générées dans le dépôt et pouvant mener à la rupture de celui-ci peuvent être supprimées au profit d'une traction bien localisée à l'interface. Contrairement au tir symétrique, l'étude de l'interaction matière pour les différentes durées d'impulsions est à réaliser. Il est ainsi nécessaire de faire le lien entre les paramètres de l'impulsion laser incidente (durée impulsion, longueur d'onde, intensité maximale, ...) et le profil de pression P=f(t) de l'onde de choc obtenue. Néanmoins, la présence d'une surface libre permet l'ajout de diagnostique expérimentaux en face arrière.

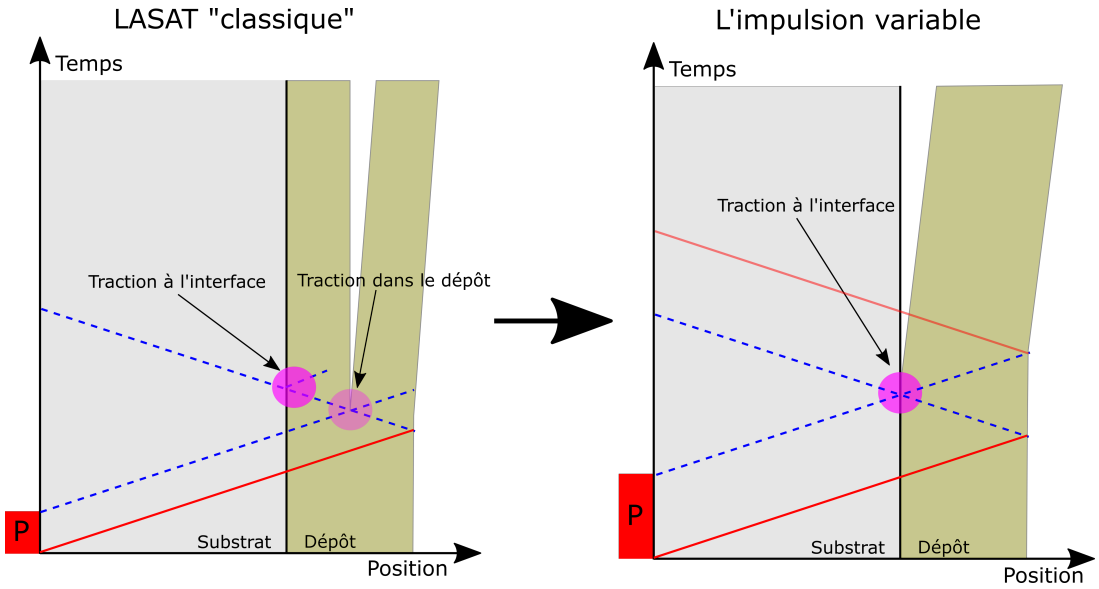


FIGURE 1.37 – schéma de la propagation des ondes dans le cas de l'impulsion variable

1.2.3.3.1.3 Le double tir frontal La dernière configuration proposée est celle qui a été plus largement étudiée dans le cadre de ces travaux de thèse. Il s'agit de la configuration dite du double tir frontal (figure 1.37).

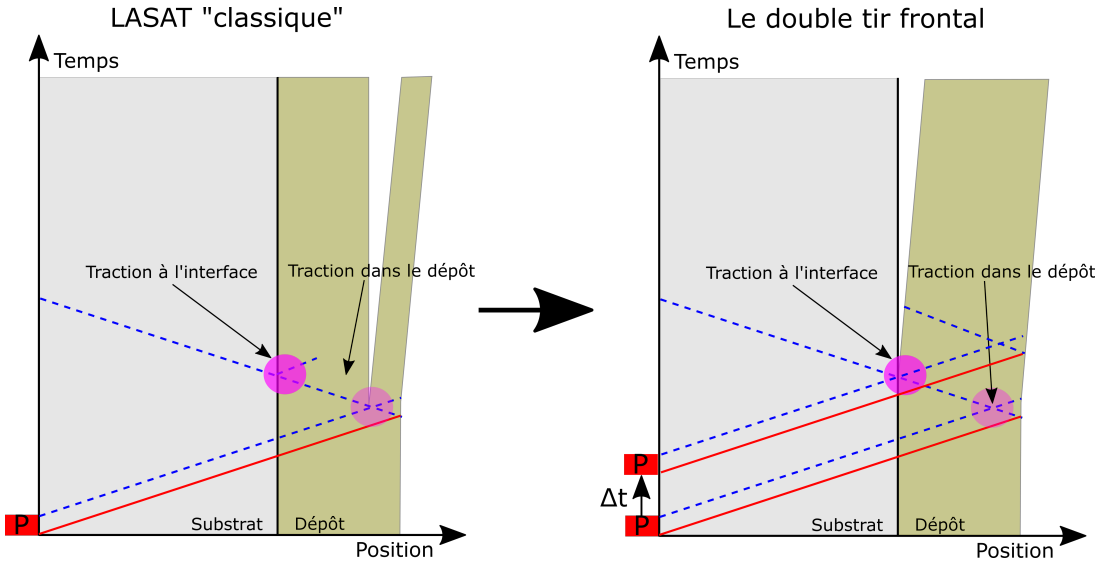


FIGURE 1.38 – schéma de la propagation des ondes dans le cas du double tir frontal

Cette configuration consiste à venir focaliser deux impulsions laser sur une face de la cible à tester. Le décalage en temps Δt entre les deux impulsions permet de localiser la traction maximale à l'interface. L'inconvénient majeur de cette configuration est la compréhension des phénomènes intervenant lors de l'interaction laser-matière pour la seconde impulsion. En effet, contrairement à la configuration symétrique, le plasma généré par la première impulsion va venir perturber l'interaction pour la seconde impulsion. L'étude de l'interaction laser-matière pour cette configuration va permettre de relier les paramètres laser aux

chargements de pression.

1.3 Synthèse de l'état de l'art et problématique

Depuis plus de trente ans, de nombreux chercheurs ont apportés leurs contributions à l'étude des ondes de choc générées par laser. Malgré ces nombreux travaux, de nombreuses questions restent encore en suspens. En effet, les contributions récentes ont montré que les études sur l'interaction laser-matière permettent de mieux comprendre les phénomènes intervenants dans un tel procédé. Les modèles analytiques établies au début des années 1990 donnent de bons résultats mais de nombreux paramètres sont encore obtenus expérimentalement. La recherche de modèles numériques consistants est un des enjeux majeurs des années à venir.

Par ailleurs, l'utilisation des ondes de choc via les procédés LSP et LASAT a permis au travers de nombreuses études de répondre à de nombreuses problématiques industriels. Seulement, les problématiques évoluent sans cesse et des nouvelles problématiques émergent. L'utilisation des ondes de choc pour caractériser des interfaces est en plein développement. On se propose dans le chapitre 4 et 5 d'étudier le procédé LASAT sur une application liée aux barrières thermiques. Cependant, aujourd'hui pour le procédé LASAT les cibles à étudier deviennent de plus en plus épaisses et des effets non désirables (Effet 2D) peuvent intervenir dans la propagation. Des solutions ont été envisagées avec pour principe l'utilisation de deux ondes de choc décalées temporellement. Par ailleurs, la rentabilité des procédés est une question récurrente et l'optimisation des procédés tels que le LSP prend toute son importance aujourd'hui.

Actuellement, aucune étude sur l'interaction laser-matière en régime confiné pour deux impulsions laser et la caractérisation des ondes de choc résultantes n'a été réalisées à ce jour. Par conséquent, après avoir détaillé dans le chapitre 2 les différents moyens dont nous disposons pour ces travaux de thèse, les résultats concernant la caractérisation des ondes de choc induites pour 1 et 2 impulsions laser sont présentés dans le chapitre 3. Finalement, les chapitre 4 et 5 seront dédiés à l'application des ondes de choc pour mesurer l'adhérence des systèmes bi-matériaux plus ou moins complexes.

Au final, les différents thèmes abordés au cours de cette thèse dans les différents chapitres suivent la méthodologie liée au test d'adhérence par choc laser. Pour remonter à la contrainte imposée à l'interface lors de la rupture plusieurs étapes sont nécessaires (figure 1.39) :

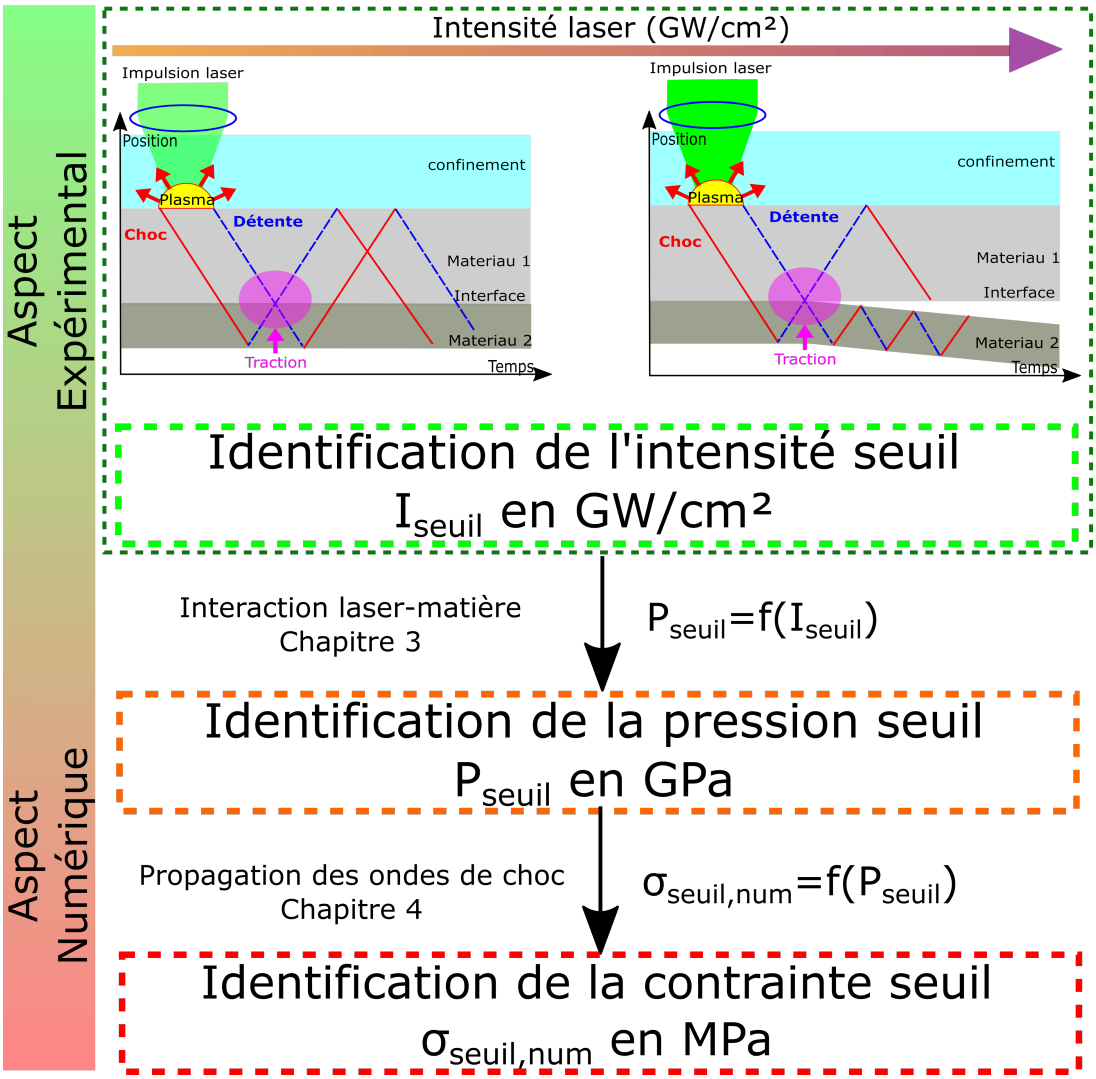


FIGURE 1.39 – Schéma d'obtention de la contrainte à rupture des interfaces par approche numérique.

– Etape n°1 (chapitre 3) : La caractérisation de l'interaction laser-matière permettant de relier l'intensité laser incidente à la pression générée P=f(I) en face avant des cibles constitue la première étape pour identifier numériquement l'adhérence des interfaces. Cette étape est indispensable lors de l'utilisation d'un nouveau laser afin de caractériser le rendement d'interaction α. De plus, la caractérisation des pressions générées pour les deux ondes de choc est pré requis indispensable pour l'optimisation du test d'adhérence par choc laser avec deux impulsions laser. Par ailleurs, les travaux sur les doubles impulsions permettent en parallèle du test LASAT d'apporter des éléments inédits sur le procédés de traitement de surface par choc laser (LSP).

– Etape n°2 (chapitre 4) : La mise en place d'un modèle numérique de propagation des ondes dans les systèmes étudiés constitue la seconde étape pour obtenir numériquement l'adhérence des interfaces. La mise en place du modèle, inspiré des nombreux travaux antérieurs, passe par une caractérisation dynamique des matériaux consti-

tuant les systèmes étudiés afin de pouvoir renseigner les différents comportements nécessaires au bon déroulement des simulations.

– Etape n°3 (chapitre 5) : Les résultats expérimentaux permettent grâce aux étapes n°1 et n°2 de remonter à la valeur de la contrainte imposée à l'interface lors de la rupture.

Finalement, la compréhension de l'ensemble des phénomènes allant de l'interaction laser-matière (chapitre 3) à la simulation numérique (chapitre 4) en passant par l'obtention des signaux expérimentaux (chapitre 5) est indispensable pour obtenir la valeur de l'adhérence des interfaces.

Chapitre 2

Moyen expérimentaux et numériques

Sommaire

2.1 introduction . . . 53

2.2 Présentation la source laser - GAIA-HP . . . 53

2.2.1 Schéma optique du laser . . . 53

2.2.2 Caractérisation de l'énergie délivrée . . . 54

2.2.3 caractérisation spatiale et temporelle de la source laser . . . 55

2.2.3.1 Mesure de la répartition spatiale de la tache focale . . . 56

2.2.3.1.1 Le papier thermique . . . 56

2.2.3.1.2 L'imagerie . . . 57

2.2.3.2 Mesure de la distribution temporelle d'énergie de l'impulsion laser . . . 58

2.2.3.3 Reproductibilité . . . 59

2.2.4 Le décalage en temps Δt . . . 60

2.3 Le diagnostique VISAR . . . 61

2.3.1 Principe . . . 61

2.3.2 dispositif expérimental . . . 61

2.4 Présentation des outils numériques . . . 64

2.4.1 Quel code pour quelle application ? . . . 64

2.4.1.1 Présentation des différents codes utilisés . . . 64

2.4.1.1.1 La simulation analytique des chocs : HUGO . . . 64

2.4.1.1.2 La simulation 1D des choc : SHYLAC . . . 66

2.4.1.1.3 La simulation 1D de l'interaction laser-matière : ESTHER . . . 67

2.4.1.1.4 La simulation 2D/3D des choc : ABAQUS . . . 68

2.4.1.2 Comparaisons et discussions . . . 70

2.4.1.3 Développement des codes 71
2.5 Les systèmes texturés 73
2.5.1 La texturation des substrats 73
2.5.2 Réalisation des dépôts 75
2.5.3 Caractérisation des dépôts - Aspects quasi-statique 76
2.6 conclusion 77

2.1 introduction

Ce chapitre décrit les différents moyens expérimentaux et numériques utilisés au cours de ces travaux de thèse. La description du laser utilisé et sa caractérisation (énergie, durée d'impulsion, etc...) sont donc détaillées dans la première partie de ce chapitre. La seconde partie concerne le diagnostic VISAR (Velocity Interferometer System for Any kind of Reflector) qui a été principalement utilisé pour étudié la réponse des systèmes sollicité par choc laser. Ce diagnostic est élément clé des différentes études composant cette thèse car il a permis de relier les paramètres laser (intensité, durée d'impulsion, ...) à la pression générée en face avant des cibles impactées. Par ailleurs, dans une troisième partie, les différents codes de calculs utilisés pour simuler et décrire le comportement des différents matériaux sont présentés. Cette partie permet notamment de mettre en avant les points forts et les points faibles de chaque code ainsi que les améliorations qui leur ont été apportées au cours de ces travaux de thèse. Finalement, ce chapitre décrit en dernier les différents systèmes texturés qui ont été étudiés dans le cadre du projet ARCOLE. L'élaboration des différents systèmes via sablage ou texturation laser est présenté et des mesures quasi-statiques de l'adhérence de ces systèmes sont effectuées.

2.2 Présentation la source laser - GAIA-HP

Au printemps 2014, le laboratoire s'est doté d'un nouveau laser pour la réalisation des essais d'adhérence par choc laser. Ce laser, le GAIA-HP, fabriqué par la compagnie Thales Laser fait maintenant parti de la nouvelle plateforme dédiée au choc laser : La plateforme HEPHAISTOS.

2.2.1 Schéma optique du laser

Le laser Gaia-HP de la plateforme HEPHAISTOS est en réalité constitué de deux laser Nd :YAG (figure 2.1). Cette originalité autorise différentes configurations permettant d'optimiser le test d'adhérence par choc laser. R. Ecault ([Ecault et al., 2013]) a aussi décrit trois possibilités pour améliorer les tests d'adhérence par choc laser (chapitre 1). Deux de ces trois possibilités nécessitent l'utilisation de deux impulsions distinctes l'une de l'autre.

Les deux voies du laser, communément appelées Voie A et Voie B sont identiques d'un point de vue optique et résolument classiques dans leur conception. Chaque voie est donc constituée d'un oscillateur, d'un pré-amplificateur et d'un amplificateur. La longueur d'onde fondamentale du laser est doublée, passant ainsi de 1064 nm à 532 nm, grâce à un cris-

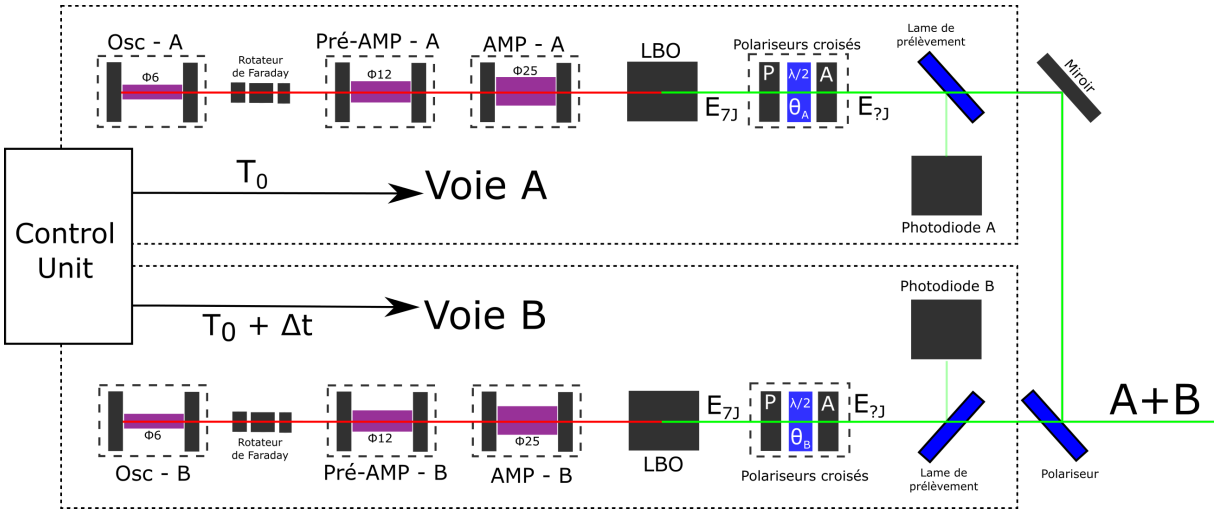


FIGURE 2.1 – Schéma optique du laser Gaia-HP de la platefrome HEPHAISTOS

tal doubleur de type LBO. La longueur d'onde des deux laser (532 nm) n'est pas anodine. Elle permet à la fois de favoriser le rendement d'interaction α, de limiter les phénomènes d'absorption dans l'eau de confinement, et de ne pas être ré-amplifiée lors d'une éventuelle réflexion. La durée d'impulsion d'environ 7 ns permet de coupler les avantages d'une impulsion courte limitant les phénomènes de claquage tout en induisant des contraintes résiduelles de compression sur une profondeur satisfaisante pour l'application LSP.

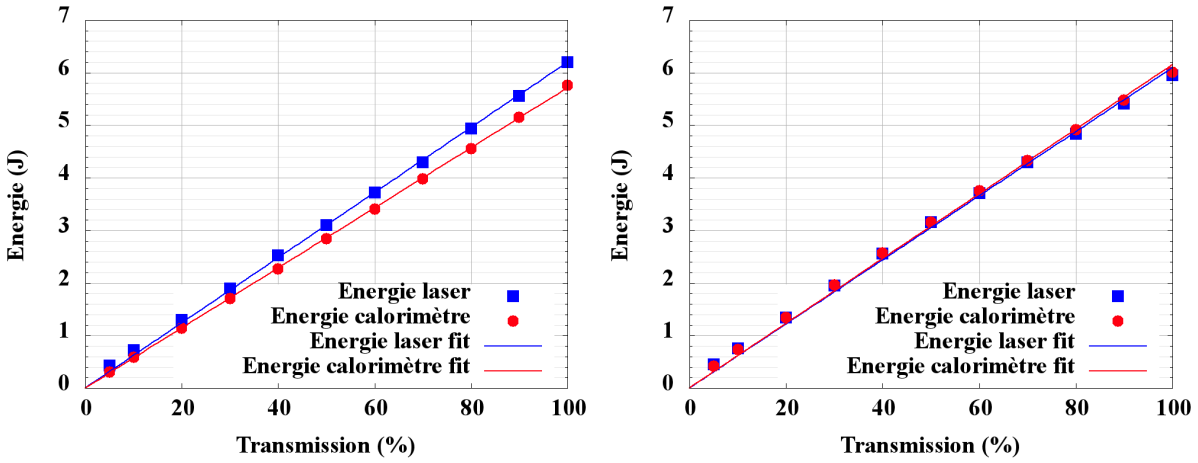
L'énergie délivrée par le laser est toujours constante et égale à 7J pour chacune des 2 voies laser. Le pilotage de l'énergie se fait au moyen de polariseurs croisés (polariseur et analyseur) couplés à une lame λ/2. La rotation Θ de cette lame permet de contrôler la transmission de celle-ci et donc de laisser passer une partie des 7J générés par les laser. D'un point de vue utilisation, le réglage liant l'angle Θ et l'énergie est transparent. Ainsi, le choix d'une transmission de 20% sur le logiciel de contrôle laser permettra d'obtenir approximativement 1.4J (0.2x7=1.4).

La vraie originalité du système laser réside dans la possibilité d'imposer un décalage en temps entre les deux voies laser. Ce décalage en temps noté Δt, est imposé via le logiciel de contrôle du laser. Ce décalage en temps reste très flexible car des valeurs comprises entre 0 ns et plus de 200 ms peuvent être imposées.

2.2.2 Caractérisation de l'énergie délivrée

L'une des premières étapes de la thèse a consisté à caractériser la nouvelle source au niveau de l'énergie délivrée. En efft, dans la quasi-totalité des études réalisées sur la plateforme HEPHAISTOS, la tache focale du laser est constante et l'intensité incidente (qui pilote

la pression) est contrôlée via l'énergie. Les figures 2.2a et 2.2b montrent l'évolution de l'énergie délivrée par chacune des voies en fonction de la transmission choisie. Deux mesures sont comparées : Les mesures données par le laser et mesures effectuées sur les postes avec un calorimètre.



(a) Voie A

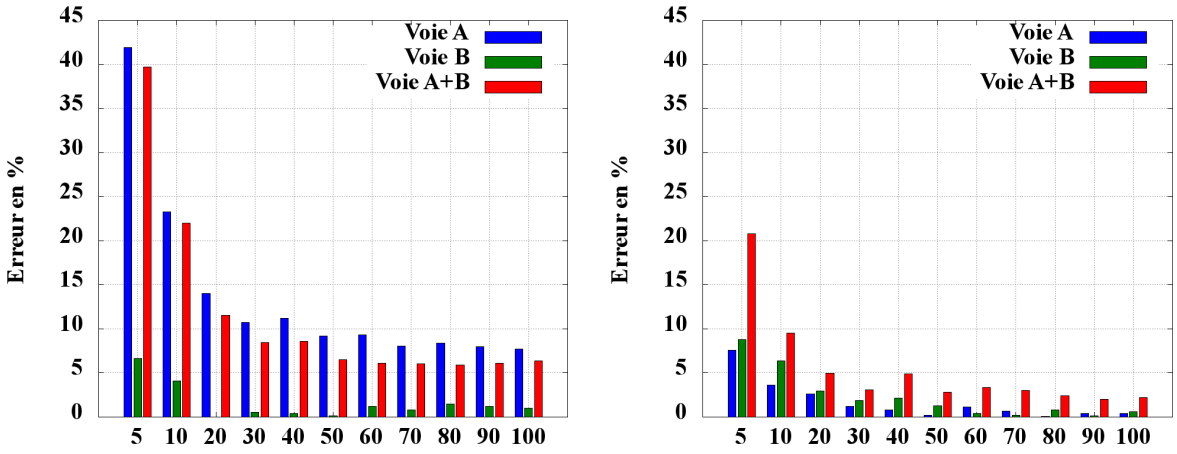
(b) Voie B

FIGURE 2.2 – Énergie des voies A et B en fonction de la transmission choisie par l'utilisateur pour deux types de mesures : Mesures données par le laser et mesures effectuées sur les postes avec un calorimètre

Les résultats montrent comme prévus une évolution linéaire de l'énergie avec la transmission. On obtient donc approximativement 0.36J à 5% contre un peu plus de 6J à 100%. Néanmoins, on observe une légère différence entre l'énergie mesurée par le laser et l'énergie sur cible mesurée par calorimètre d'autant plus que cette différence n'est visible que sur la voie A. Cette différence peut être liée à deux facteurs. Le premier consiste à dire que des pertes peuvent subvenir entre la sortie du laser et la cible. Ces pertes (miroirs, poussières, ...) induisent donc une énergie plus faible sur cible qu'en sortie laser. Le deuxième facteur est lié à la mesure de l'énergie par le laser. Cette mesure est faite par prélèvement (figure 2.1) et grâce à une photodiode. Il est donc possible que la photodiode soit mal calibrée. Afin de corriger ces erreurs, les coefficients de la régression linéaire liant la tension de la photodiode (en V) à l'énergie (en J) ont été modifié (figure 2.3a et 2.3b).

2.2.3 caractérisation spatiale et temporelle de la source laser

La caractérisation du diamètre de la tache focale et donc sa surface ainsi que la durée d'impulsion τ étant primordiale pour la mesure de l'intensité ($I=E/\tau S$), différentes mesures ont été faîtes pendant cette thèse :



(a) Avant correction

(b) Après correction

FIGURE 2.3 – Erreur entre la mesure sur cible (calorimètre) et la mesure laser (photodiode) pour différentes énergies. chaque point est obtenus après une moyenne de dix tirs.

— la mesure par papier thermique et la mesure par imagerie directe pour obtenir la distribution spatiale.

— La caractérisation de la durée d'impulsion τ par différentes photodiodes.

2.2.3.1 Mesure de la répartition spatiale de la tache focale

2.2.3.1.1 Le papier thermique

L'utilisation du papier thermique du fait de sa simplicité est très intéressante. En effet, la mesure du diamètre de la tache focale se fait en réalisant un impact laser sur le papier photo sensible et en mesurant ensuite le diamètre observé. Les figures 2.4a et 2.4b montrent deux impacts sur papier thermique avant et après focalisation.

(a) Non focalisé ($\Phi = 25mm$)

(b) Focalisé ($\Phi = 6mm$)

FIGURE 2.4 – Photographie de deux impacts laser sur papier thermique réalisés sans focalisation et avec focalisation

S'il est possible grâce à cette technique de mesurer le diamètre de la tache focale avec une

certaine précision, elle possède certaines limitations. En effet, la mesure du diamètre reste imprécise du fait de la qualité du papier d'une part et de la définition du diamètre d'autre part. Il est donc difficile de discerner le "vrai" diamètre d'impact du diamètre du plasma après expansion qui a brûlé la surface. De plus, cette technique ne permet pas d'obtenir la répartition spatiale de la tache focale.

2.2.3.1.2 L'imagerie

Courant 2015, la plateforme HEPHAISTOS s'est doté d'une mesure de tache focale par imagerie afin de pallier au défaut du papier thermique décrit précédemment. Le schéma de principe de cette mesure est détaillée dans la figure 2.5

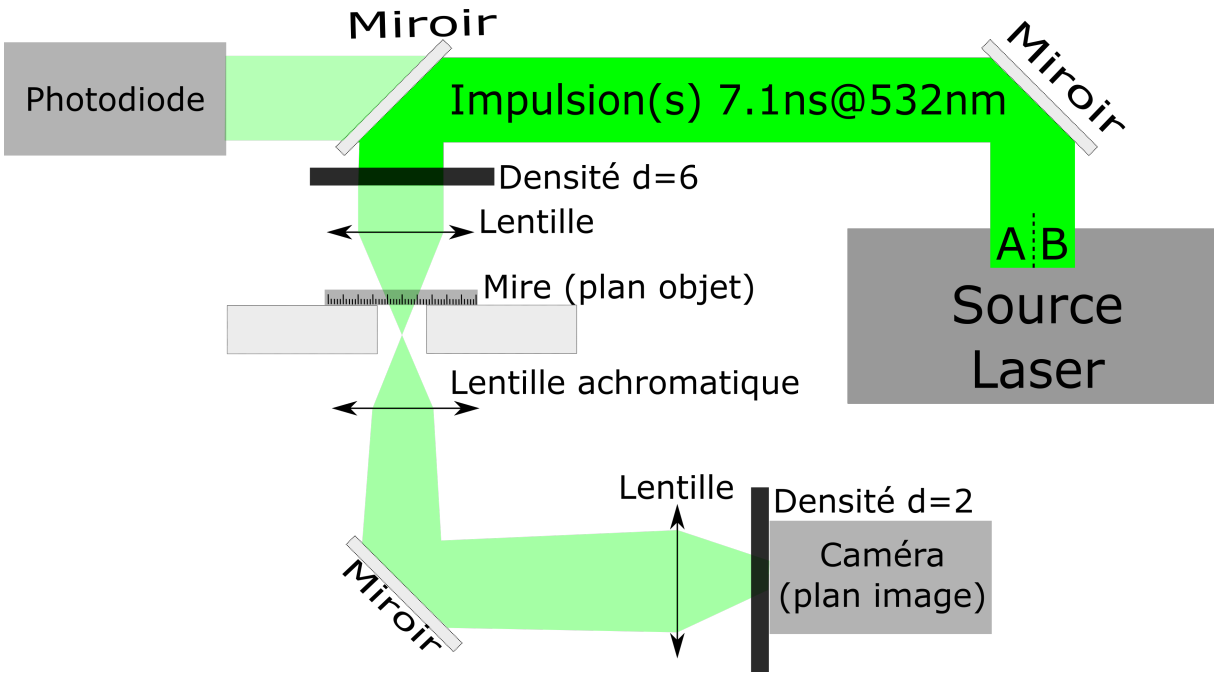


FIGURE 2.5 – Schéma de principe de la mesure par imagerie

L'imagerie de la tache focale se fait donc en deux étapes. La première consiste à faire l'image d'une mire afin de s'assurer de la position du plan objet. La deuxième étape consiste à réaliser un tir laser fortement atténué. L'image de la tache focale ainsi générée sur la caméra couplée à la mire permet de mesurer son diamètre avec précision. Cette technique permet donc de mesurer différents diamètres de tache focale en fonction de la distance entre la lentille de focalisation et le plan objet (figure 2.6).

Au delà de la mesure du diamètre, il est possible de remonter à la distribution spatiale d'énergie dans la tache moyennant l'utilisation d'un logiciel de traitement d'image comme ImageJ. La figure 2.7 montre le profil de l'énergie présente dans la tache focale de la voie A de la plateforme HEPHAISTOS.

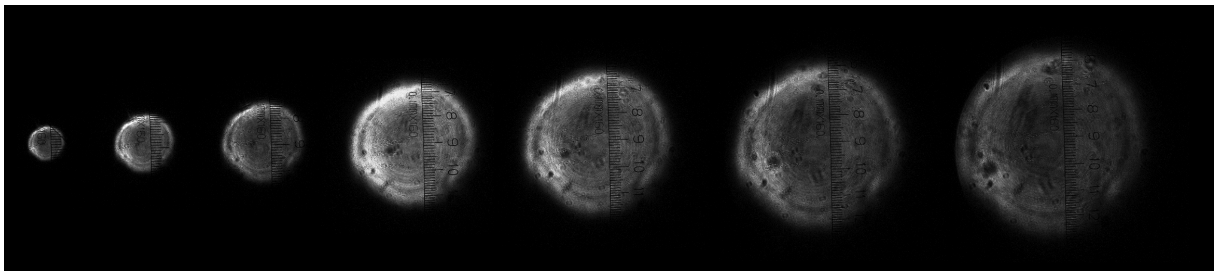


FIGURE 2.6 – Images de différentes taches focales obtenues avec le système d'imagerie pour différentes distance lentille/plan objet

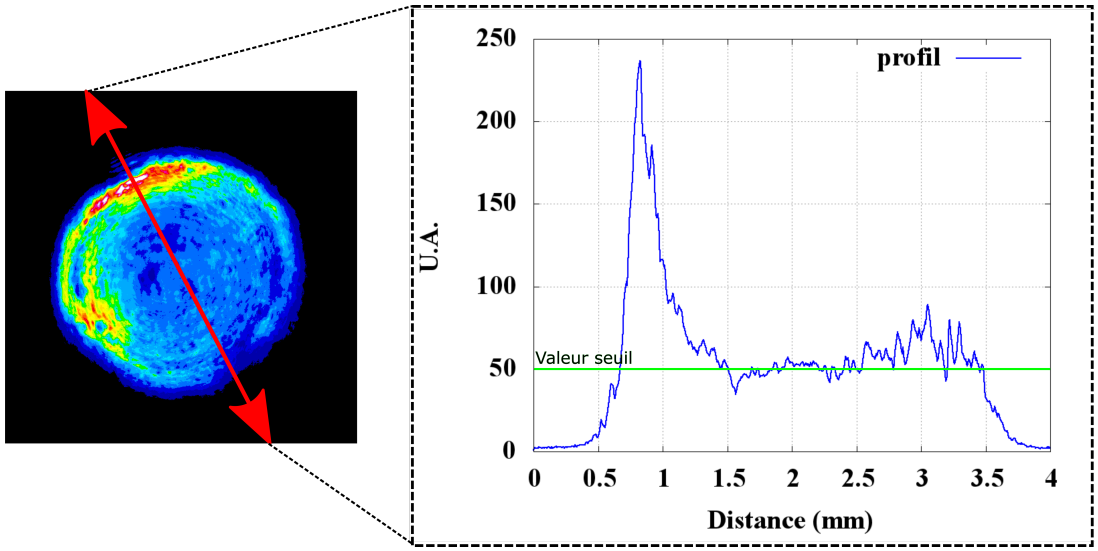
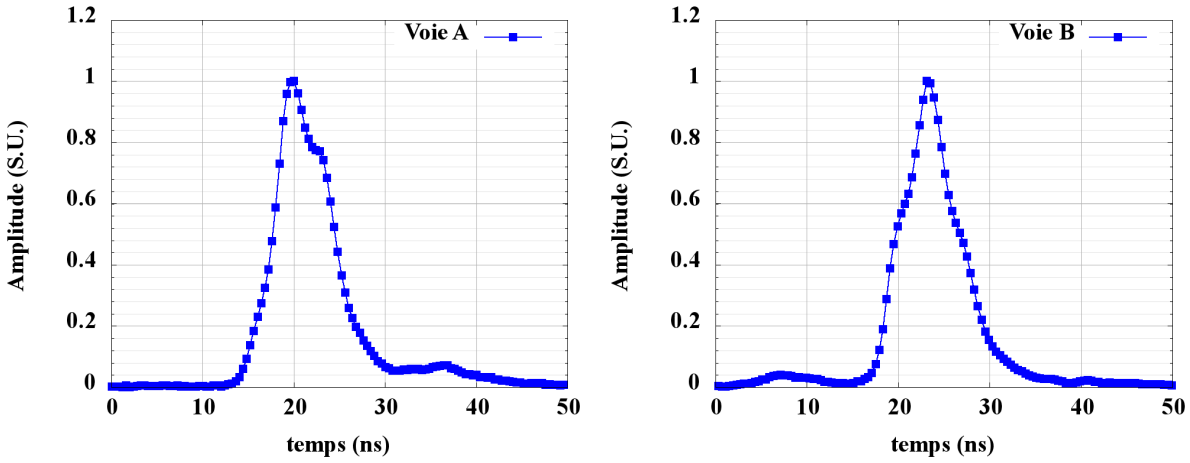


FIGURE 2.7 – (Gauche) - Profil de surface de l'énergie présente dans la tache focale de la voie A de la plateforme HEPHAISTOS. (droite) - Profil de l'énergie dans la tache focale selon l'axe défini par la flèche rouge.

2.2.3.2 Mesure de la distribution temporelle d'énergie de l'impulsion laser

Pour réaliser la mesure de la durée d'impulsion tir à tir, des photodiodes rapides FND100 ont été placées en fuite des miroirs de propagation de la chaîne otique. Ces deux photodiodes, une pour la voie A et une pour la voie B, permettent de mesurer la durée à mi-hauteur (FWHM) de l'impulsion. Les figures 2.8a et 2.8b montrent les résultats obtenus pour les deux voie laser A et B.

On constate que les deux impulsions laser sont différentes d'un point de vue temporel. En effet bien que les durées à mi-hauteur des impulsions soient proches de 7ns pour les deux voies, leur profils I=f(t) sont différents. Il parait cependant acceptable de faire l'hypothèse de profils gaussiens.

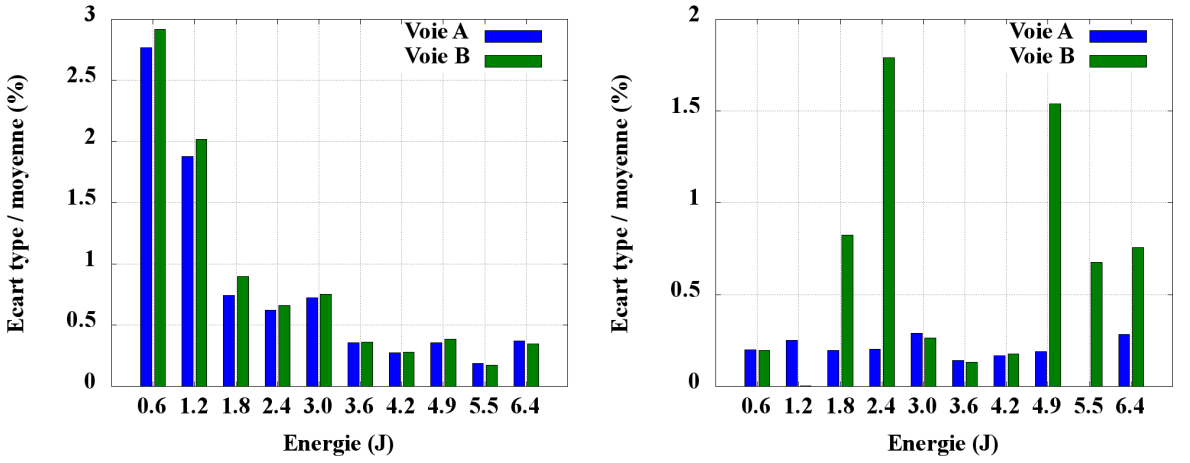


(a) Voie A (b) Voie B

FIGURE 2.8 – Profils temporels normalisés des impulsions de la voie A et de la voie B obtenus grâce à des photodiodes FND100

2.2.3.3 Reproductibilité

Un des paramètres importants est la reproductibilité des tirs. En effet, la complexité des matériaux étudiées sur la plateforme HEPHAISTOS nécessite un contrôle précis de l'énergie délivrée entre deux tirs successifs. De plus, du point de vue de l'interaction, une durée d'impulsion constante est primordiale pour s'assurer d'un chargement connu en face avant des cibles. Pour étudier la reproductibilité des laser, des séries de 10 tirs ont été réalisées pour différentes énergies. Les résultats montrant l'écart type divisé par la moyenne pour l'énergie et la durée d'impulsions sont présentés dans les figures 2.9a et 2.9b.



(a) Pour l'énergie (b) Pour la durée à mi-hauteur (FWHM)

FIGURE 2.9 – Mesures de l'écart type divisé par la moyenne pour l'énergie délivrée ainsi que la durée d'impulsion pour les deux voies laser A et B et différentes énergies délivrées

Globalement, on constate que le laser GAIA-HP possède une très bonne reproductibilité.

En effet, les valeurs obtenues pour la dispersion de l'énergie restent faibles pour les hautes énergies (<1%) tandis qu'elles augmentent pour les énergies faibles tout en restant raisonnables (<2.5%). Les mêmes résultats sont observés concernant la durée d'impulsions. Les valeurs sont toutes inférieures à 0.5% pour la voie A. Pour la voie B, certaines irrégularités sont visibles mais restent raisonnables (<2%).

Finalement, ces résultats montrent qu'il est possible, moyennant vérification, de considérer le laser comme constant entre les différents tirs réalisés. Par conséquent, deux tirs successifs avec les mêmes paramètres seront identiques.

2.2.4 Le décalage en temps Δt

Le dernier paramètre utilisé pendant ces travaux de thèse est le décalage en temps Δt. Afin de vérifier que le décalage demandé dans le logiciel de contrôle du laser est correcte, des mesures ont été effectuées grâce a des photodiodes. Ces mesures, moyennées sur 10 tirs, sont présentées dans la figure 2.10.

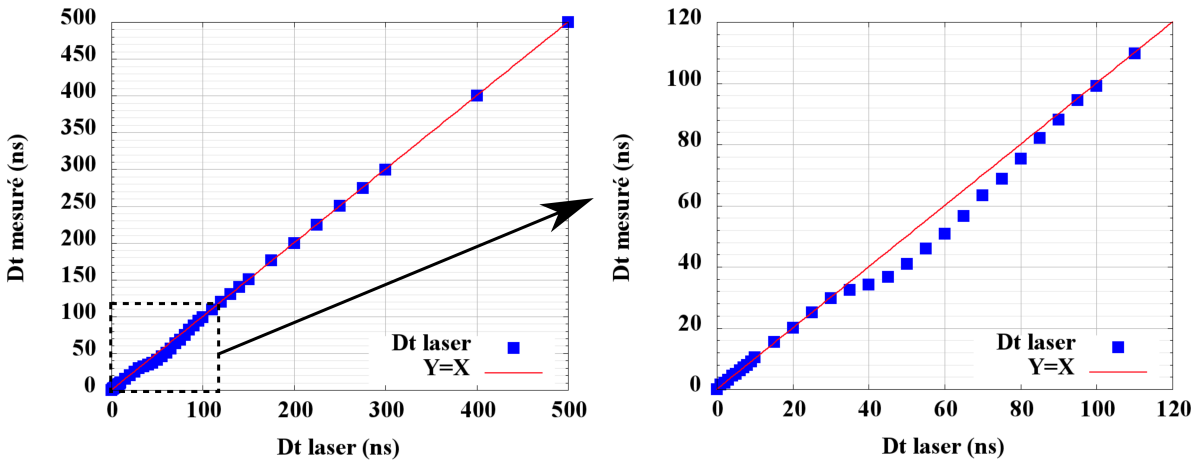


FIGURE 2.10 – Mesure du décalage Δt entre les deux voies laser en fonction du décalage imposé.

Le décalage en temps demandé est globalement identique à celui obtenu sur cible. Néanmoins, des différences ont été observées pour les décalages situés entre 30ns et 100ns avec des valeurs mesurées plus faibles que les valeurs imposées. Les erreurs entre le décalage demandé et le décalage obtenu sont présentés dans la figure 2.11.

Au final, l'erreur est acceptable (<1ns) tant que l'on ne se situe pas entre 30ns et 100ns. Pour ces valeurs, l'erreur augmente et peut atteindre 20% pour 50ns. Les causes de ces erreurs importantes ne sont pas encore identifiées. Dans le cadre des études réalisées avec deux impulsions, les valeurs des différents décalages serait donc corrigés pour tenir compte

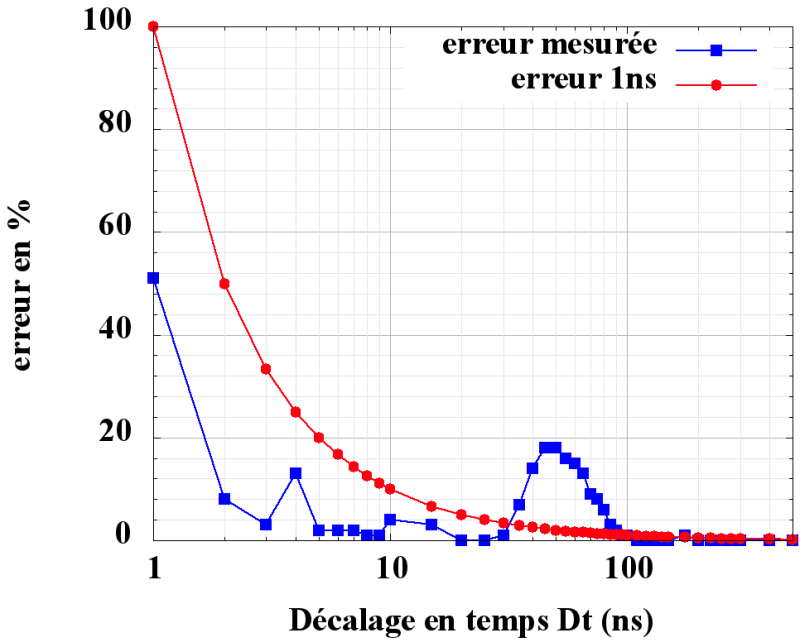


FIGURE 2.11 – Erreur en % entre le décalage demandé et le décalage mesuré pour différents décalage en temps allant de 1ns à 500ns. L'erreur acceptable de 1ns est représentée en rouge a titre de comparaison.

de ces variations.

2.3 Le diagnostique VISAR

2.3.1 Principe

Le principal diagnostique utilisé pendant ces travaux de thèse est le VISAR (Velocimetry Interferometer System for Any Reflector) qui est un système optique de mesure de vitesse matérielle sans contact basé sur l'interférométrie Doppler laser sur le modèle de Barker [Barker and Hollenbach, 1972]. Le principe générale de la mesure VISAR est présenté dans la figure 2.12.

2.3.2 dispositif expérimental

La mesure VISAR est constituée de deux parties, une partie montage et une partie analyse. Le dispositif se compose d'un laser continu (modèle COHERENT Verdi, 5 W, 532 nm), d'un jeu de miroirs pour l'acheminement du faisceau et d'un interféromètre de Michelson. Le faisceau sonde est focalisé sur une tâche d'environ 30 µm à la surface libre de la cible dans l'axe du choc. La lumière diffusée par la face arrière est collectée par une lentille et envoyée dans l'interféromètre (figure 2.13) via une fibre optique. Elle est ensuite divisée en

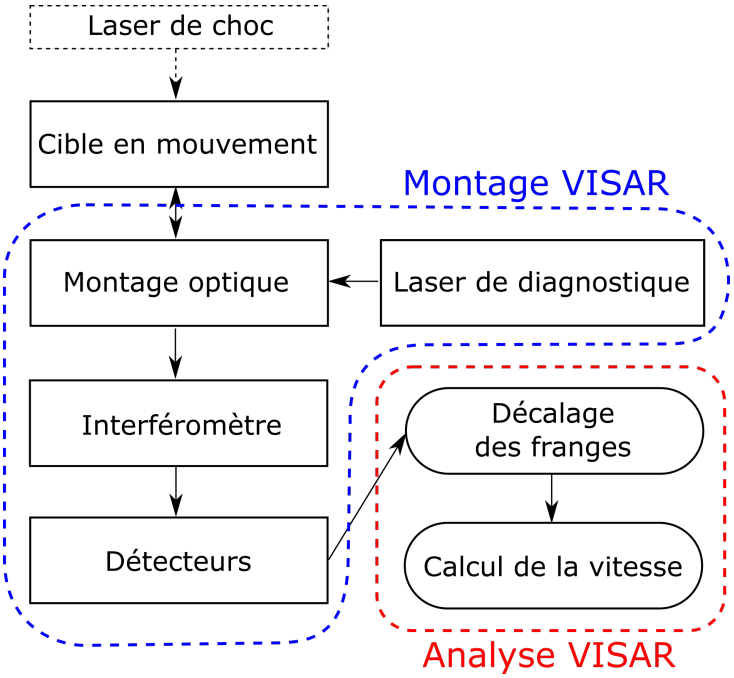


FIGURE 2.12 – Vue générale de la mesure VISAR

deux faisceaux dirigés respectivement dans le bras de référence et le bras à retard. Les étalons transparents de type BK7 du bras à retard diffèrent la propagation du signal lumineux et génèrent une figure d'interférence entre les deux bras lors de la recombinaison des deux faisceaux.

La mise en mouvement de la surface sondée provoque par effet Doppler le décalage en longueur d'onde du faisceau réfléchi. Ce décalage est lié à la vitesse de la cible par la relation :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{-2V(t)}{C} \tag{2.1}$$

Où λ_0 est la longueur d'onde initiale du laser sonde (ici 532nm), V(t) la vitesse matérielle de la cible et C la célérité de la lumière.

Une deuxième figure d'interférence déphasée temporellement de π / 2 est générée par le polariseur et la lame λ / 8. Les signaux sont recueillis et numérisés distinctement par les détecteurs PhotoMultiplicateurs PM1 et PM2.

Une des limitations du VISAR est la mesure du débouché de choc ultra-bref (< 1 ns) ou à front de montée raide (quelques centaines de ps). Cette mesure est restreinte par le temps de réponse des Photomultiplicateurs, de l'ordre de la ns. Par ailleurs le faisceau sonde doit être réfléchi par la cible. Ceci peut poser problème pour les matériaux composites par exemple car le faisceau sonde peut endommager la surface. De même, pour les matériaux possédant une forte rugosité de surface, le faisceau est trop diffusé et difficilement récupérable en en-

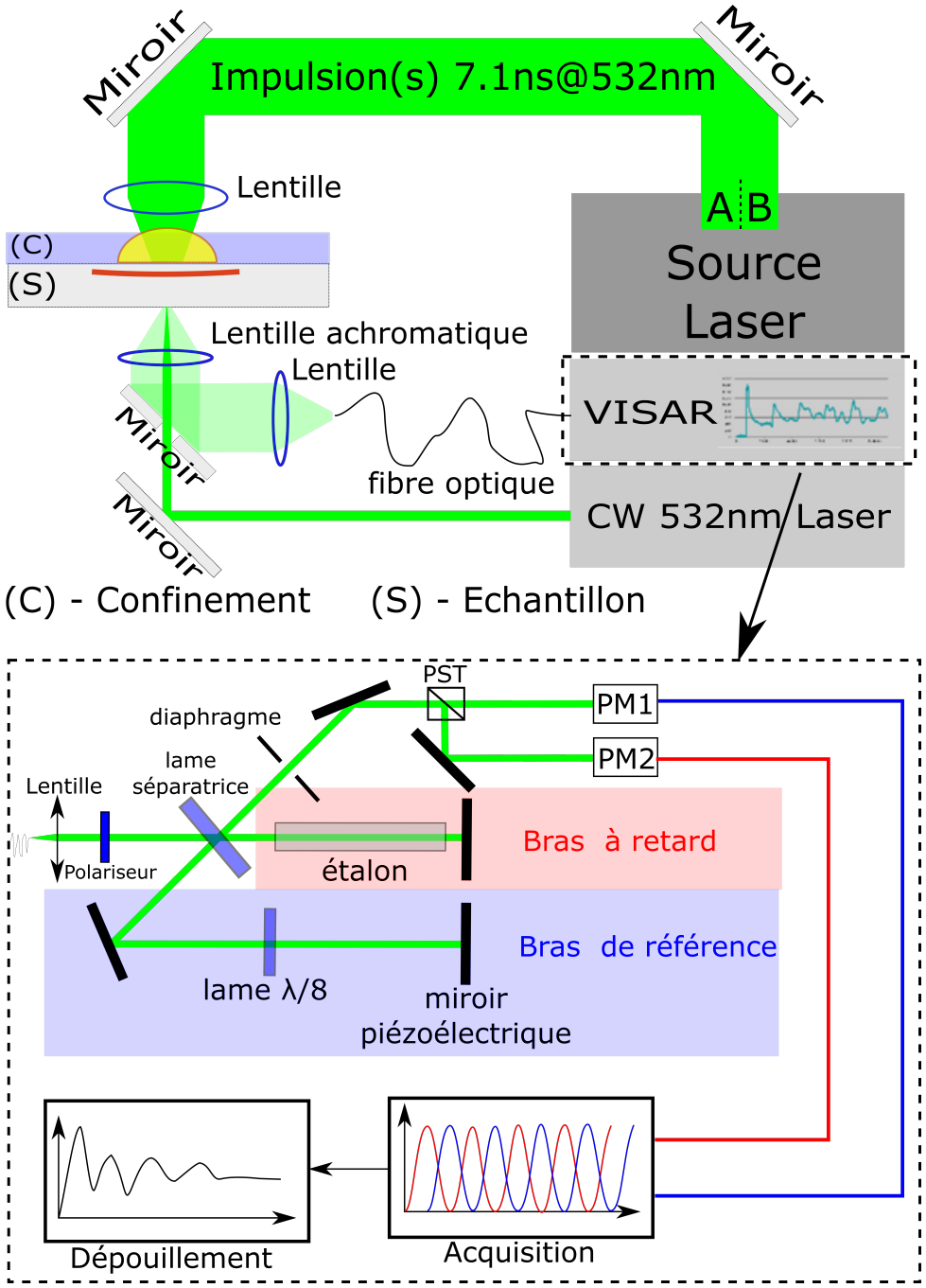


FIGURE 2.13 – Schéma du dispositif expérimental utilisé pour la mesure VISAR

tier par la lentille de collimation ce qui génère une forte perte de signal. Un logiciel de dépouillement des signaux a été mis en place sous Python qui permet d'obtenir les signaux de vitesse après tirs. Finalement, après l'acquisition des signaux des photomultiplicateurs et leur dépouillement, l'utlisateur dispose du signal V=f(t) représentant la vitesse de la surface libre sondée.

2.4 Présentation des outils numériques

Cette partie a pour objectifs de présenter les différents moyens numériques disponible pour simuler la propagation des ondes de choc dans les différents matériaux étudiés. En effet, aujourd'hui beaucoup d'outils sont a disposition pour réaliser les simulations nécessaires afin de déterminer les seuils d'adhérence des systèmes revêtus. Cette partie va donc présenter successivement les différents codes et leurs intérêts ainsi que les améliorations qui ont été apportées au cours de ces travaux de thèse afin d'améliorer les études réalisées.

2.4.1 Quel code pour quelle application ?

Plusieurs codes ont été testés au cours des différents travaux. En effet, chaque code disponible possède sa propre complexité. Par conséquent des codes simples permettent des pré-dimensionnements rapides tandis que des codes plus complexes permettent une modélisation plus fine ainsi que la prise en compte de phénomènes plus complexes.

2.4.1.1 Présentation des différents codes utilisés

2.4.1.1.1 La simulation analytique des chocs : HUGO

L'approche analytique de la propagation des ondes de choc (Chapitre 1) a été incorporée dans un code il y a plusieurs années [Bolis, 2004]. Ce code permet de calculer les états de pression et de vitesse matérielle pour différents configurations de cible et différents chargement. Ce code permet donc de réaliser très rapidement les calculs analytiques de propagation des ondes de choc. HUGO utilise l'approximation acoustique ce qui permet de réaliser des simulations à l'aides de seulement deux paramètres : La vitesse du son et la masse volumique. Ces différentes simulations permettent de construire rapidement les diagrammes espace/temps (X-T) et les diagramme pression/vitesse matérielle pour les différentes configurations et d'évaluer les contraintes de traction aux interfaces ainsi que les profils de vitesse en face arrière. La figure suivantes 2.14 montre un exemple de résultat obtenu avec HUGO pour une cible composé de 550µm d'aluminium et 200µm de cuivre. Ces cibles sont caractéristiques des travaux antérieurs effectués par C. Bolis [Bolis, 2004].

Le logiciel HUGO permet aussi de remonter à la pression P(t) générée à l'interface et à la vitesse V(t) de surface libre. La figure suivante 2.15 montre un exemple de résultat obtenus pour une configuration de 1mm d'aluminium et 200µm de nickel pour un chargement de 0.8GPa et un profil de pression rectangulaire de 7ns caractéristiques des cibles étudiées durant ces travaux de thèses. On retrouve donc sur cette figure la pression générée à l'interface 2.15a (avec un maximum de traction de 0.7 GPa à 280 ns) et la vitesse obtenue en surface libre 2.15b.

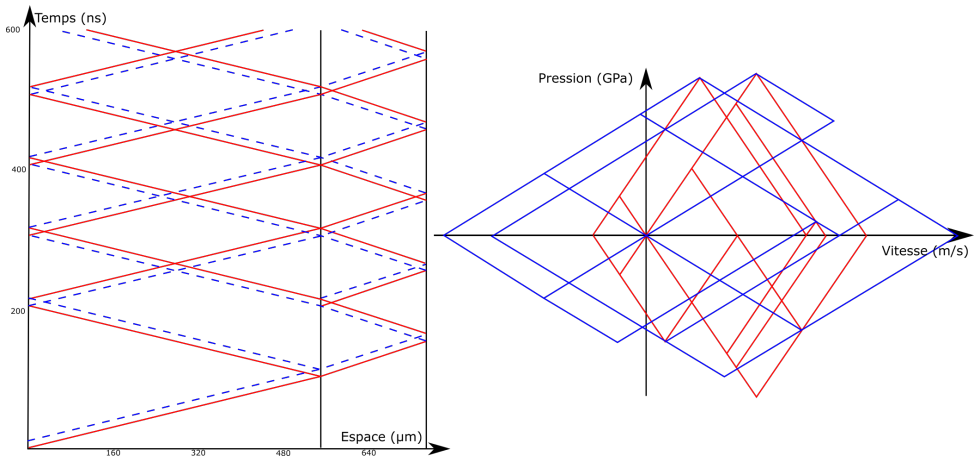
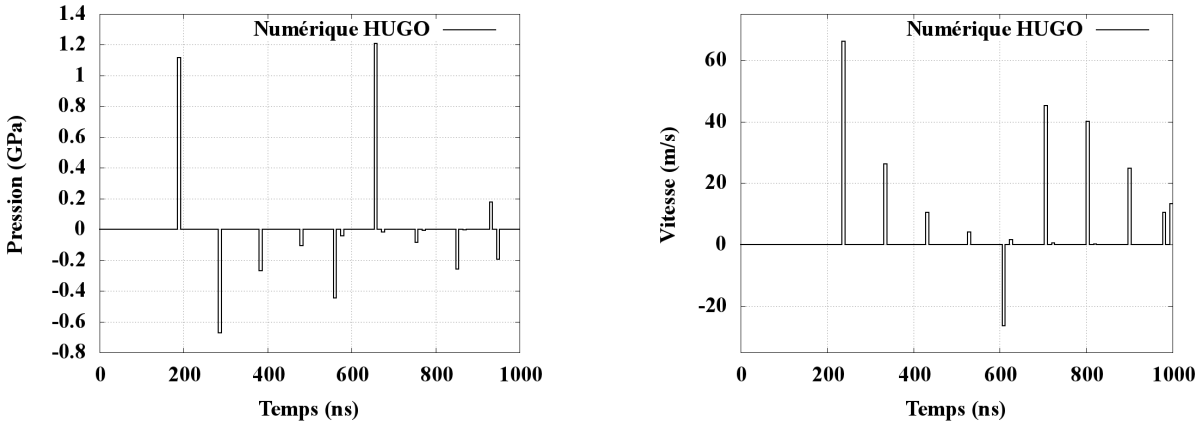


FIGURE 2.14 – Gauche - Diagramme espace/temps obtenu via HUGO pour une cible de 550µm d'aluminium et 200µm de cuivre, chargement 10ns et 1GPa (onde de choc en rouge et détente en bleu. Droite - Diagramme Pression/vitesse matérielle obtenu via HUGO pour une cible de 550µm d'aluminium et 200µm de cuivre, chargement 10ns et 1GPa (polaire de choc de l'aluminium en en bleu et celle du cuivre en rouge.



(a) (b)

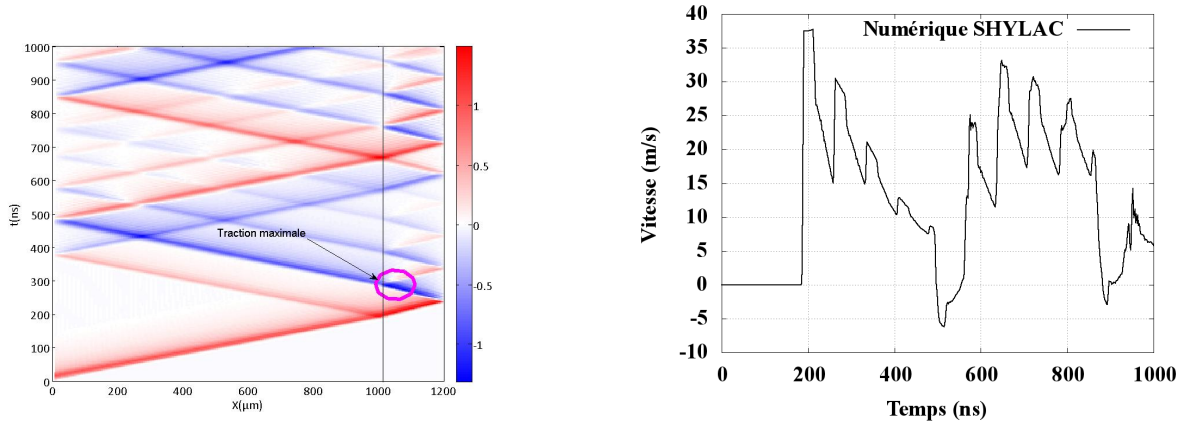
FIGURE 2.15 – (a) - Historique de la pression à l'interface et (b) de la vitesse de surface libre pour une cible composée de 1mm d'aluminium et 200µm de nickel pour un chargement de 0.8GPa et un profil de pression rectangulaire de 7ns

On a considéré des matériaux purs dans la simulation, mais on peut d'ores et déjà constater que l'interface est soumis à de la traction. En effet, sur la figure 2.15a on constate qu'une traction supérieure à 600 MPa est atteinte. On voit donc que le logiciel HUGO permet assez rapidement d'évaluer le profil de pression à l'interface mais aussi la vitesse obtenue en face arrière après l'impact laser. Cependant, ce code possèdent de nombreuses limitations. Les comportements matériaux renseignés dans la simulation reste très basiques (vitesse du son, densité, ...) et ne permettent pas de prendre en compte des comportements complexes. De plus, nous verrons par la suite que le caractère mono dimensionnel de ces simulations peut être problématique dans certaines configurations. Par ailleurs, seul des chargements de

pressions rectangulaires sont considérés.

2.4.1.1.2 La simulation 1D des choc : SHYLAC

Le code de Simulation HYdrodynamique LAgrangienne de Choc (SHYLAC) a été développé dans l'ancien Laboratoire de Combustion et Détonique à Poitiers. Amélioré ensuite au LALP, ce logiciel utilise à la fois la partie hydrodynamique et/ou la partie élasto-plastique parfaite d'un matériau. Ce code qui utilise un formalisme explicit pour les dérivées temporelles et un formalisme aux différences finies pour les dérivées spatiales permet d'intégrer une équation d'état de type Mie-Grüneisen. Ce code à subit de nombreuses améliorations au cours des travaux de thèse de C. Bolis et permet aujourd'hui d'avoir accès a de nombreuses variables. SHYLAC permet ainsi d'avoir accès aux varia bles (pression P, contrainte et contrainte déviatoire σ, énergie interne E, volume massqie V, masse volumique ρ, taux d'endommagement et la vitesse V). Toutes ces variables peuvent être extraites comme des fonctions du temps, de l'espace ou encore sous forme de diagramme espace-temps.



(a) (b)

FIGURE 2.16 – (a) - Diagramme espace/temps en pression et (b) - Vitesse de surface libre obtenu pour une simulation SHYLAC d'une cible composé de 1mm d'aluminium et 200µm de nickel pour un chargement propre à la plateforme HEPHAISTOS et une pression maximale de 1 GPa.

L'utilisation des diagrammes espace/temps combinée au profil de vitesse obtenu en face arrière permet de mieux comprendre la propagation des ondes de chocs dans les différents systèmes étudiés. On constate donc que le premier débouché pour un choc d'amplitude 1GPa correspond à l'onde élastique. En effet, la propagation à travers les différents matériaux atténue suffisamment l'onde incidente pour que l'onde qui débouche en face arrière soit élastique. De plus, les différents pics de vitesses observés sur le profil de vitesse 2.16b correspondent au aller-retour dans le dépôt. L'utilisation de SHYLAC permet d'étudier la localisation de la traction maximale. En effet, sur la figure 2.16a, la zone entourée de rose correspond à l'emplacement de la traction maximale. On constate que pour la configuration étudiée (1000µm d'aluminium et 200µm de nickel) cette traction est bien localisée près de

l'interface. Il s'agit donc ici d'une configuration quasi optimale pour la réalisation du test d'adhérence. Cette exemple montre bien que le mécanisme de création de la traction à l'interface est engendré par le croisement des ondes de détentes incidente avec celle qui est réfléchie par la surface libre.

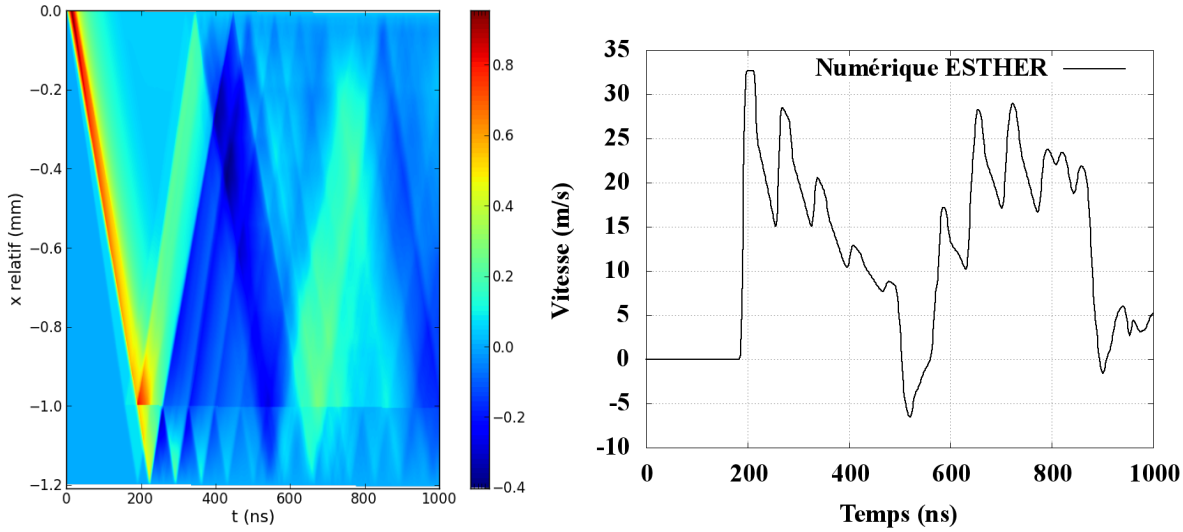
Néanmoins, même si le code SHYLAC dispose de nombreux modules permettant la prise en compte de nombreux phénomènes qui peuvent apparaître lors de la propagation des ondes de choc dans les milieux complexes, il n'en reste pas moins un code 1D. Par conséquent, certaines configurations, la modélisation des signaux expérimentaux peuvent s'avérer complexes du fait de l'apparition d'effets bi-dimensionnels. Cependant, la possibilité de prise en compte d'un chargement non rectangulaire de la forme P=f(t), permet de reproduire les signaux de vitesse plus fidèlement qu'avec le logiciel HUGO.

2.4.1.1.3 La simulation 1D de l'interaction laser-matière : ESTHER

Le code ESTHER est un code lagrangien 1D d'interaction rayonnement-matière qui permet d'étudier l'évolution d'un empilement de milieux variés passant de la phase solide à la phase plasma sous l'effet d'une impulsion de rayonnement intense (laser, rayonnement X, électrons, ions, neutrons). Il prend en compte l'évolution hydrodynamique des matériaux fluides ou solides, le dépôt d'énergie laser par la résolution de l'équation électromagnétique de Helmholtz, la conduction thermique, le transfert radiatif et bien d'autres phénomènes. La description fine de l'évolution de la matière nécessite de pourvoir le code de très nombreuses données dans les domaines thermodynamiques allant du solide au plasma : équations d'état multiphases, coefficients de transport (conductivités) valables dans les solides, les liquides, les plasmas denses et les plasmas dilués, opacités et émissivités sur de larges gammes de fréquence, de température et de densité, fréquences d'ionisation et de collision, etc.

Les nombreuses lois de comportements (Élastique Parfaitement Plastique (EPP), Steinberg-Cochran-Guinnan (SCG) ou Preston-Tonks-Wallace (PTW)) aisni que les nombreux modèles de rupture (fracturation en tension limite (cut-off), fracturation de Tuler-Butcher, fracturation de Kanel, fracturation en tension limite dépendante de la vitesse de déformation, fracturation de Johnson) font d'ESTHER un outil puissant pour la modélisation mono-dimensionnelle de la propagation des chocs. Cependant, même si l'intérêt majeur d'ESTHER réside dans la modélisation de l'interaction laser-matière, il peut être utilisé avec des conditions en limites de type pression par exemple. Au cours de ces travaux de thèse, de nombreux calculs visant à simuler les profils de pression obtenus lors de l'interaction laser-matière avec le laser de la plateforme HEPHAISTOS ont été réalisés. Ces simulations avaient pour objectifs d'obtenir numériquement les courbes pression-flux P=f(I) ainsi que les profils temporelle P=f(t) obtenus lors de l'interaction. Ces travaux ne seront pas présentés dans ce manuscrit car ils

restent encore aujourd'hui inachevés. En effet, les données expérimentales nécessaires à la validation d'un tel code ne sont pas encore aujourd'hui suffisante pour faire d'ESTHER un code prédictif. De plus, la simulation de l'interaction laser-matière pour deux impulsions laser avec le code ESTHER nécessitait beaucoup trop de développement pour avoir été effectué entièrement durant ces trois années de thèse. Cependant, l'utilisation du code ESTHER comme un code de propagation de choc donnent de bon résultats. En effet, tout comme pour SHYLAC, ESTHER permet d'avoir accès un une multitude de variables qui peuvent être extraites comme des fonctions du temps, de l'espace ou encore sous forme de diagramme espace-temps. La figure 2.17 montre les résultats obtenus pour simulation représentant une cible composée de 1mm d'aluminium et 200µm de nickel pour un chargement propre à la plateforme HEPHAISTOS et une pression maximale de 1 GPa. Comme précédemment, les figures 2.17a et 2.17b présentent successivement le diagramme espace/temps en pression et la vitesse de surface libre pour la simulation considérée.



(a) (b)

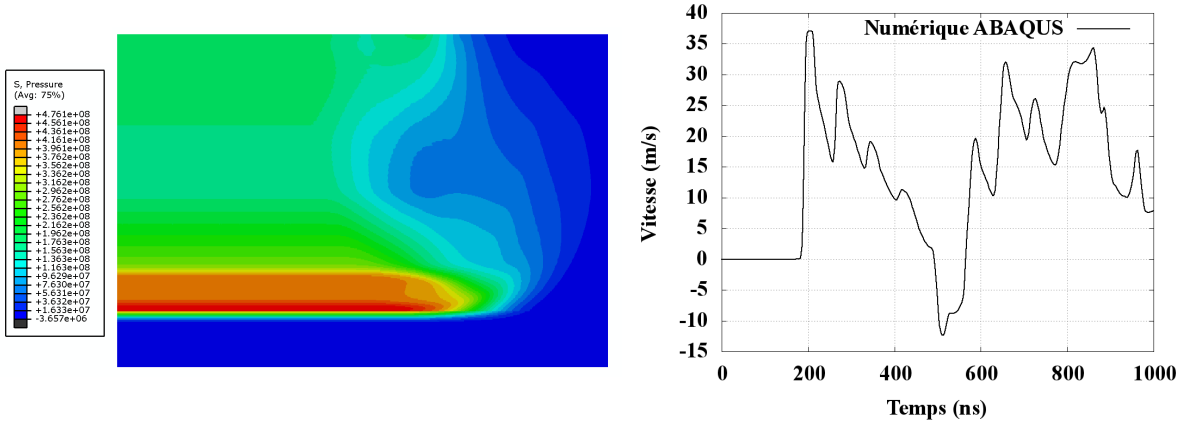
FIGURE 2.17 – (a) - Diagramme espace/temps en pression et (b) - Vitesse de surface libre obtenu pour une simulation ESTHER d'une cible composée de 1mm d'aluminium et 200µm de nickel pour un chargement propre à la plateforme HEPHAISTOS et une pression maximale de 1 GPa.

2.4.1.1.4 La simulation 2D/3D des choc : ABAQUS

Le dernier code qui a été utilisé au cours de ces travaux de thèse est le code commercial ABAQUS®/Explicit. Développé par SIMULIA, le solveur ABAQUS/Explicit emploie un schéma d'intégration explicite pour résoudre des problèmes dynamiques ou quasi statiques non linéaires. ABAQUS/CAE constitue une interface intégrée de visualisation et de modélisation pour ce solveur. Les produits ABAQUS, ABAQUS/CAE notamment, sont écrits intégralement avec les langages C++, Fortran pour les parties calcul et Python pour les scripts et les paramétrisations. ABAQUS est très largement utilisé dans les industries automobiles et aéronautiques. En raison du large spectre de ses capacités d'analyse et de sa bonne ergonomie, il

est également très populaire dans les milieux universitaires, pour la recherche et l'éducation.

L'un des intérêts majeurs d'ABAQUS®/Explicit par rapport aux autres logiciels décrits précédemment est la possibilité d'effectuer des calculs en géométrie 2D ou 3D. L'utilisation de la géométrie 2D via l'hypothèse d'un problème axisymétrique permet en autre de considérer les effets de bord liés au caractère fini de la tache focale. En effet, il est bien connu que des effets dit "2D" peuvent apparaître dans certaines configurations où l'épaisseur de la cible n'est pas quatre à cinq fois plus faible que le diamètre de la tache focale. Ces travaux ont été largement étudié par la passé [Arrigoni, 2004] [Bolis, 2004] [Cuq-Lelandais, 2010] [Guetta, 2010] [Fabre, 2013]. De plus, les nombreuses lois de comportement présentent dans le code abaqus permettent de modéliser au mieux une grande variété de matériaux allant des polymères jusqu'au composites stratifiés par exemple. La figure 2.18 montre les résultats de la carte de la pression pour t=157ns (figure 2.18a) et de la vitesse de surface libre (figure 2.18b) obtenue en face arrière pour le même système que les autres codes (1 mm Al, 2OO µm Ni, P = 1 GPa).



(a) (b)

FIGURE 2.18 – (a) - Carte de la pression pour t=157ns (b) - Vitesse de surface libre obtenu pour une simulation ABAQUS d'une cible composée de 1mm d'aluminium et 200µm de nickel pour un chargement propre à la plateforme HEPHAISTOS et une pression maximale de 1 GPa.

Globalement, le logiciel ABAQUS®/Explicit donne accès à beaucoup plus de fonctionnalités. La création de cartographie permet un support beaucoup plus visuel et ludique de la propagation des ondes de choc dans la cible. Cependant, les calculs 2D se font au détriment du temps de calcul qui reste beaucoup plus élevée avec ce logiciel qu'avec ceux présentés précédemment. De plus, pour les calculs 3D, les tailles de maille envisageables actuellement pour assurer la convergence du calcul (entre 5 et 10µm) ne sont pas atteignable. En effet, il faut 200 millions de mailles pour assurer la convergence du calcul dans un domaine de 5x5x1mm^3. Les calculs 3D sont donc actuellement effectués au détriment de la précision.

2.4.1.2 Comparaisons et discussions

La comparaison des différents codes (HUGO, SHYLAC, ESTHER et ABAQUS) a été effectuée sur un cas test caractéristique des essais réalisés pendant les différentes campagnes du projet ARCOLE. Les cas test étudié se compose donc de deux matériaux : Un substrat en aluminium de 1mm d'épaisseur ainsi que d'un dépôt en nickel de 200µm d'épaisseur. Le chargement appliqué (P_{max}=1.0 GPa) est représentatif des chargements de la plateforme HEPHAISTOS avec profil P=f(t,r) obtenus grâce aux différentes études sur l'interaction laser-matière présentée au Chapitre 3. La figure 2.19 présente la comparaison des résultats obtenus concernant la vitesse de surface libre pour les différents codes.

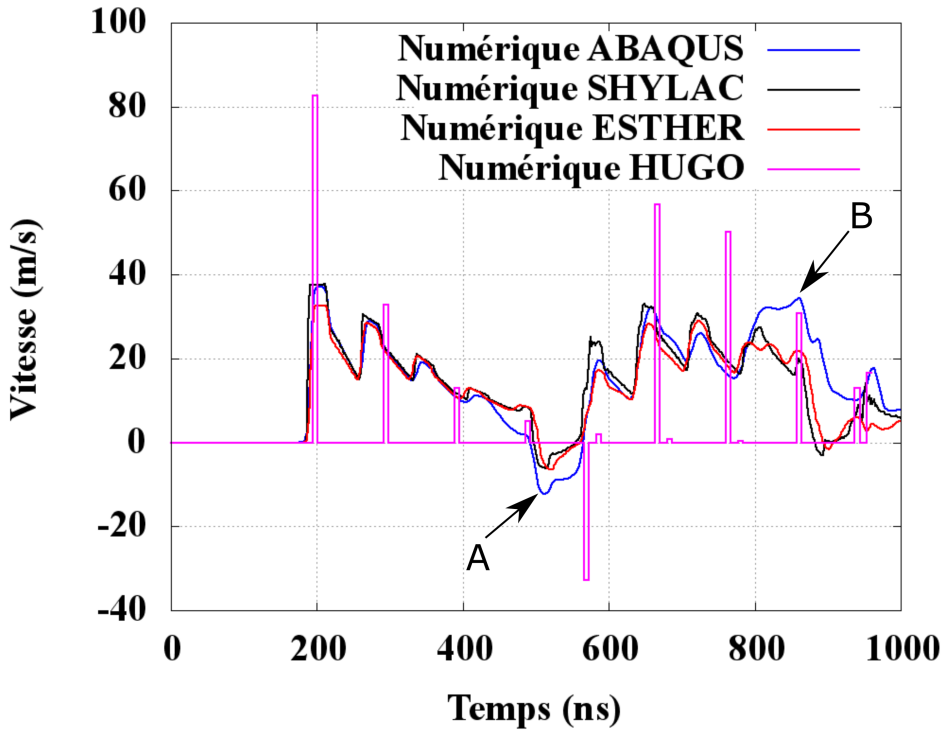


FIGURE 2.19 – Comparaison des signaux de vitesse obtenus en face arrière pour différents code numériques. Paramètres : Al - 1mm, Ni - 200µm, P_{max}=1.0 GPa, τ=7ns (pour HUGO)

Les résultats obtenus montre que tous les codes exceptés HUGO donnent des résultats quasi-similaire. Ces résultats avaient déjà été constaté entre SHYLAC et un autre code nommé RADIOSS [Bolis, 2004]. Les différents pics de vitesse engendrés par les différentes réflexions à l'interface aluminium/nickel ou par les surfaces libres sont représentés identiquement par les différents codes. En ce qui concernent le code HUGO, on constate de nombreuses différences avec les trois autres codes. En effet, l'absence de comportement mécanique et l'hypothèse forte de l'approximation acoustique engendrent de nombreuses erreurs tant au niveau des temps de débouchés des ondes de choc qu'au niveau de l'amplitude de la vitesse en face arrière. Cependant, HUGO permet d'avoir une bonne approche

des configurations étudiés. L'autre différence majeure à lieu entre ABAQUS et le couple SHYLAC/ESTHER. On constate des différences sur les profils de vitesse indiqué par les repères A et B sur la figure 2.19. On retrouve dans ces différences l'influence des effets bi-dimensionnels. En effet, le code ABAQUS®/Explicit à l'avantage de tenir compte de la taille de tache focale. Ce code permet donc de prendre en compte des phénomènes qui sont négligés avec les autres codes.

2.4.1.3 Développement des codes

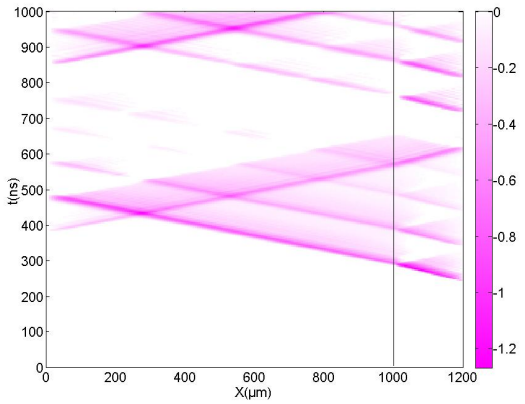
Afin d'améliorer et de faciliter l'utilisation des différents codes à disposition, des améliorations ont été effectués pendant ces travaux de thèses.

L'encodage de HUGO sous python a permis de rendre en compte des chargement plus complexes comme le chargement symétrique par exemple. De plus, l'interface graphique permet de modifier en "temps réel" les paramètres du calcul. Il est donc possible de modifier le décalage entre les deux impulsions et de constater les changements que cela opèrent sur le diagramme espace/temps. Toutes les modifications effectués sur le code HUGO ont été regroupé dans une nouvelle version appelée PyHUGO.

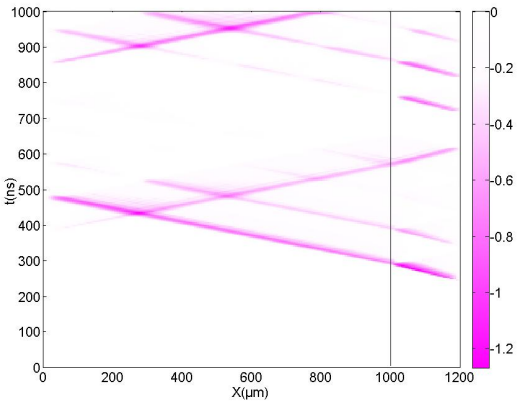
En ce concerne le code numérique SHYLAC, la version actuelle a été encodée sous MATHLAB grâce à Didier LOISON ce qui permet de modifier plus aisément le code et d'avoir accès a des bibliothèques graphiques plus performantes. De plus, cette nouvelle version permet de gérer les chocs symétriques. Cette version a donc permis moyennant quelques améliorations d'obtenir des diagramme espace/temps plus propres et plus fonctionnels. La figure 2.20 présente les diagrammes espace/temps en pression pour différentes échelles. L'utilisation de MATHLAB pour les aspects graphiques permet de modifier les échelles de couleur et d'avoir accès au zone où traction est maximale (figure 2.20d).

Des dernières modifications ont été apportées pour l'utilisation du code de calcul ABAQUS®/Explicit. En effet, des routines sous Python ont été construites afin d'extraire le diagramme espace/temps quelque soit la variable considérée. Les figures sont ensuite tracées avec le logiciel MATLAB (figure 2.21).

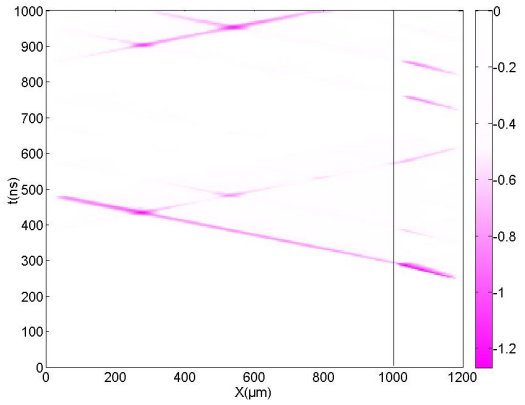
La prise en compte de l'aspect bi-dimensionnel de l'étude permet de mettre de mettre en évidence des zones de traction secondaires. En effet, si l'on compare les figures 2.20b et 2.21b, les zones de traction situées au temps faibles (bas des courbe) sont identiques. Seulement, dans le cas des simulations effectués sur ABAQUS, des zones de traction secondaires apparaissent pour des temps plus importants. Ces zones de traction sont provoquées par les effets bi-dimensionnels et peuvent induire dans certaines configurations des contraintes supérieures à la limite d'adhérence de certaines interfaces.



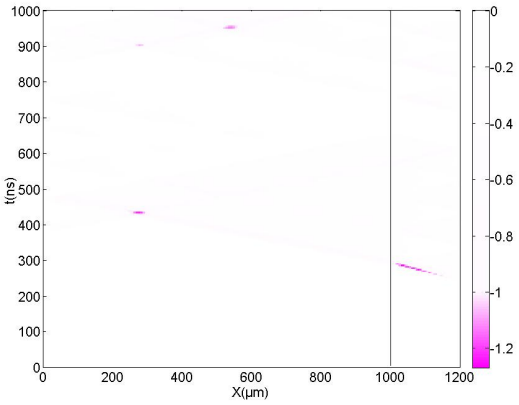
(a) P < 0 MPa



(b) P < 250 MPa

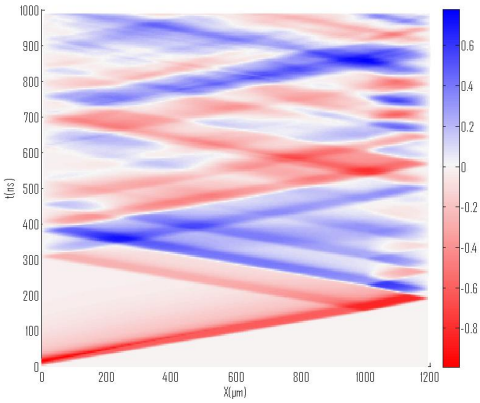


(c) P < 500 MPa

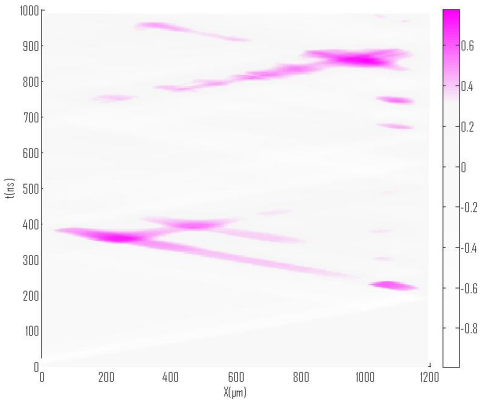


(d) P < 1000 MPa

FIGURE 2.20 – Diagramme espace/temps en pression pour différents seuils. Paramètres : Al - 1mm, Ni - 200µm, P_{max}=1.0 GPa. Simulation SHYLAC



(a) Digramme XT



(b) S22 > 300 MPa

FIGURE 2.21 – Diagramme espace/temps en pression pour différents seuils. Paramètres : Al - 1mm, Ni - 200µm, P_{max}=1.0 GPa. Simulation ABAQUS

2.5 Les systèmes texturés

Différents systèmes texturés ont été étudiés dans le cadre du projet ARCOLE. Ces différents systèmes se divisent en trois substrats différents ainsi que de deux dépôts. Le premier substrat qui a été étudié est l'aluminium 2017 (Mg = 0.6 %, Cu = 4 %, Mn = 0.7 %, Fe = 0.7 %, et Si = 0.5 % ; %massique). Ce substrat est assez largement utilisé dans le domaine aéronautique pour des aspect structuraux. Le second substrat étudié est l'acier inoxydable 304L (C = 0.07 %, Si = 1 %, Mn = 2 %, P = 0.045 %, S = 0.015 %, Cr = 18 % Ni = 9 % ; %massique). Il est important de noter que dans le cadre du projet ARCOLE, le substrat de type 304L a été utilisé car ses propriétés (Module Young, dureté, conductivité thermique, ...) sont similaires au super-alliage base nickel AM1 à température ambiante. En effet, l'AM1 est aujourd'hui utilisé pour la fabrication des aubes de turbines des turboréacteurs. En ce qui concerne les dépôts, deux types de poudres ont été utilisées les réaliser. La poudre déposée sur le substrat de type Aluminium est de la poudre NiAl (95 % Ni et 5% de Al ; %massique, AMDRY 956, Sulzer-Metco) avec une taille de particule allant de 45 à 90 µm ($d_{0.1}$ - $d_{0.9}$) pour une taille moyenne de 67µm. Les dépôts projetés sur les substrats de type 304L et AM1 sont des dépôts de types barrières thermiques. Ces dépôts sont réalisés en projetant de la poudre de ZrO2-7Y2O3-1.7HfO2 (Praxair-ZRO 236-1) avec une taille de particule allant de 16 à 100 µm ($d_{0.1}$ - $d_{0.9}$) pour une taille moyenne de 63µm.

Le couple $Al_{2017-T4}$-Ni5Al a été choisi car les propriétés mécaniques de chaque constituant semblait plus facilement accessibles que pour les dépôts de type céramique $ZrO_2/3Y_2O_3$. ainsi que pour le super-alliage base nickel AM1. Par ailleurs, le choix d'un couple intermédiaire de type 304L-$ZrO_2/3Y_2O_3$ a permis d'avoir accès à un nombre d'échantillons plus important. La plupart des essais préliminaires concernant l'influence de la texturation laser sur l'adhérence (voir chapitre 5) ont donc été effectués sur ce type de couple. De plus, le choix d'un substrat de type 304L "plus facilement" modélisable qu'un substrat monocristallin de type AM1 a permis de mettre en place les simulations pour les dépôts de type céramique $Zr0_2/3Y_2O_3$ et ainsi de valider le comportement de ce dernier.

Les substrats étudiés ont été préparés avant projection thermique APS par le laboratoire LERMPS partenaire du projet ARCOLE :

— Soit par sablage (cas de référence)

— Soit par texturation laser

2.5.1 La texturation des substrats

La réalisation du sablage des échantillons s'est effectuée au moyen d'une machine "Econoline". Les échantillons ont été sablés avec une pression de 3 Bars à une distance d'environ

5cm. Ces paramètres ont permis d'obtenir les états de surface suivants : Ra≃ 3µm et Rz≃ 16µm pour le substrat aluminium et Ra≃ 1.9µm et Rz≃ 12µm pour le substrat en 304L.

Les texturations des substrats ont été réalisées grâce à un laser pulsé fibré (Laseo, Ylia M20, Quantel France) équipé d'une tête scanner. Les caractéristiques du laser utilisé sont les suivantes : 1.06µm de longueur d'onde, une durée d'impulsion de 100 nanosecondes, une puissance maximum de 20W avec une fréquence variant de 20 à 100 KHz. Le faisceau laser est circulaire avec un diamètre de tache focale de 60 µm et une répartition spatial de type gaussienne. La texturation surface par laser consiste en plusieurs séries de lignes composées de d'un certains nombre de trous. Pour construire les différents trous composant la surface, le scanner s'arrête et les différentes impulsions laser viennent impactées la surface. Il est possible de définir différents motifs en modifiant le nombre de lignes et leurs espacements (figure 2.22).

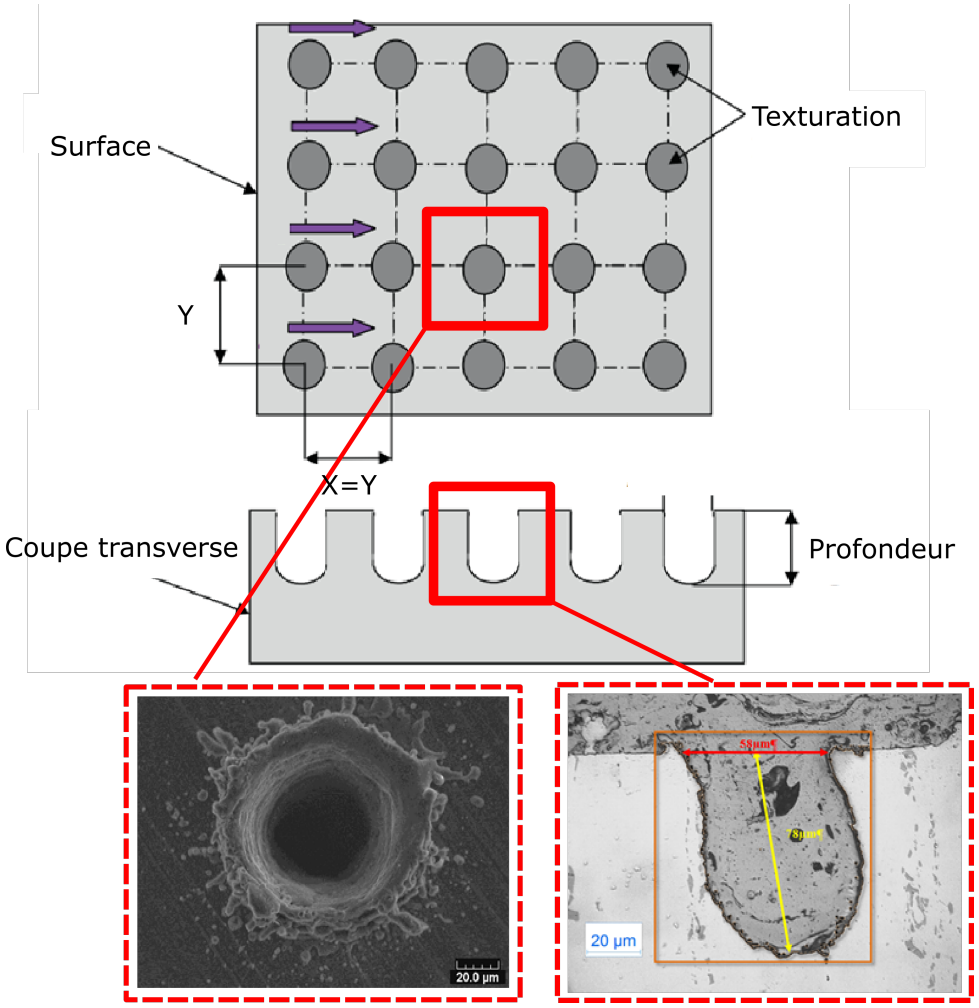


FIGURE 2.22

La texturation de surface par laser a pour effet de modifier la taille de la surface de contact du substrat. Dans le cadre de la seconde thèse portée par le projet ARCOLE (thèse de R.

Kromer), une étude a été menée afin de lier les paramètres laser à la géométries des trous réalisés. Cette étude a eu pour objectif d'établir différentes séries de paramètres permettant de construire des géométries de trou bien définies. En effet, des études ont montré que la dimension des cavités doit être adpatée en fonction des paramètres de projection [Kromer et al., 2016]. L'optimisation des cavités permet d'éviter leur mauvais remplissage lors de la projection.

Plusieurs topologies de surface ainsi que plusieurs géométries ont étudiées dans le cadre de cette thèse. Les différentes topologies consistes en différentes trous espacés de 100µm (L0100), 150µm (L0150), 200µm (L0200), 300µm (L0300) dans les deux directions (X et Y). La modification des paramètres laser a permis quant à elle d'obtenir différentes géométries de cavités. Ces différentes géométries sont résumés dans le tableau 2.1.

TABLEAU 2.1 – Paramètres de texturation des substrats

Nom	Géométrie des cavités		Paramètres laser		
	Diamètre	Profondeur	Puissance	Fréquence	Nombre d'impulsion
	µm	µm	W	KHz	S.U.
S40	40	40	20	100	44
S60	60	40	20	60	32
S80	80	40	20	10	11

Il est important de noter que les résultats présentés ici ne représente qu'une infime partie des travaux effectués sur la texturation des substrats. J'encourage donc vivement les lecteurs désirant en savoir d'avantage sur ces aspects à lire la thèse de R. Kromer.

2.5.2 Réalisation des dépôts

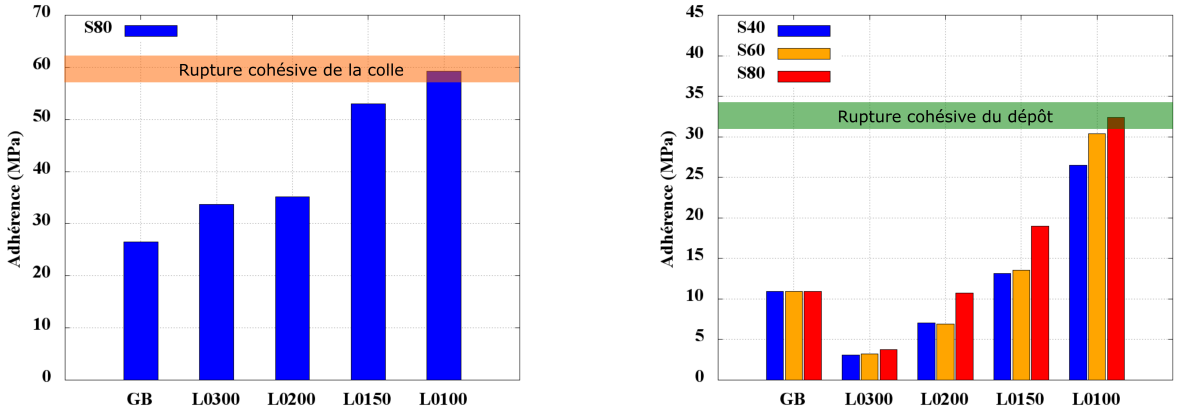
Les dépôts ont été réalisés par projection plasma (APS) par le LERMPS. Le matériel utilisé est une torche F4 (Sulzer-Metco) montée sur un robot XYZ (ABB robot) afin de projeter le dépôt sur les différents substrats. Les substrats sont mis sur une platine en rotation et la torche est dotée d'un mouvement verticale permettant la création d'un dépôt homogène. Les échantillons crées sont ensuite refroidis grâce à un jet d'air perpendiculaire à la surface du dépôt. Les paramètres de projection utilisés sont répertoriés dans le tableau 2.2.

TABLEAU 2.2 – Paramètres de projection des dépôts

	Ni-Al		BT	
Débit des gaz plasmagènes [L/min]	Ar	50	Ar	44
	H_2	8	H_2	13
Distance de projection [mm]	120		120	
Courant dans l'arc [A]	600		630	
Débit de poudre [g/min]	27		23	
Débit du gaz porteur [L/min]	3.3		3.4	
Angle d'injection [°]	75		90	

2.5.3 Caractérisation des dépôts - Aspects quasi-statique

Différents essais ont été réalisées par R. Kromer [Kromer et al., 2016] afin de déterminer les valeurs d'adhérence des systèmes étudiés. Ces valeurs sont déterminées lors d'un essai de traction (plot collé) similaire à celui décrit dans le DIN EN 582 (ASTM Standard C633) (Voir annexe A). Les échantillons à tester de 25 mm de diamètre sont joins à une pièce cylindrique par un film adhésif (FM1000). Un déplacement constant est ensuite appliqué à la pièce cylindrique grâce à une machine de traction jusqu'à rupture complète. La force maximale appliquée pour arriver à la rupture est alors attribuée comme valeur d'adhérence de l'interface en considérant la surface sollicitée. Les différentes valeurs d'adhérence obtenues pour les couples étudiés sont présentées dans la figure 2.23



(a) Couple Al_{2017}/Ni5Al

(b) Couple 304L/BT

FIGURE 2.23 – Résultats des valeurs d'adhérence obtenues par plot collé pour les différentes préparation d'interface [Kromer et al., 2016]

Les résultats obtenus montrent que l'adhérence des dépôts augmente avec la texturation de surface. En effet, pour le couple Al_{2017}/Ni5AL (figure 2.23a) l'adhérence obtenue est environ de 25 MPa dans le cas sablé (GB) contre 52, 35 et 34 MPa pour les cas texturés L0150, L0200 et L0300 respectivement. Pour la configuration où les trous sont les plus resserrés (L0100) une rupture cohésive de la colle apparaît pour environ 60 MPa. Cette rupture ne permet donc pas d'évaluer l'adhérence de la configuration L0100 qui est de fait supérieure à 60 MPa. Les résultats obtenus pour le couple 304L/BT (figure 2.23b) sont semblables à ceux obtenus sur l'autre configuration. En effet, l'adhérence augmente de 10.9 MPa (Sablé) à plus de 25 MPa (L0100). Par ailleurs, la rupture cohésive de la BT pour les configurations L0100-S60 et L0100-S80 ne permet pas de déterminer la valeur du seuil d'adhérence des interfaces. De plus, les mesures effectuées montrent une sensibilité de la valeur d'adhérence à la géométries des trous. Les valeurs maximales sont obtenues pour les configurations S80 qui correspondent à un volume de trou proche du volume moyen des particules projetées.

2.6 conclusion

Le laser GAIA-HP utilisé pendant ces travaux de thèse présente des caractéristiques très intéressantes pour la réalisation des différentes études :

— Bonne facilité d'utilisation

— Bonne reproductibilité

— Possibilité d'imposer un décalage en temps entre les deux voies

— Choix de l'énergie au travers du logiciel de contrôle

Par ailleurs, la plateforme HEPHAISTOS s'est très rapidement doté de nombreux diagnostiques (imagerie, photodiode, ...) permettant un contrôle des différents tirs réalisés.

Nous avons montré dans ce chapitre que le couplage laser de choc et VISAR permet d'étudier l'interaction laser matière et de remonter aux pressions générées lors de l'interaction. Par ailleurs, au cours de ces travaux de thèse, différents codes numériques ont été utilisé. Bien qu'a priori des codes industriels comme ABAQUS®/Explicit soient plus efficaces d'un point de vue lois de comportement et aspect 2D/3D, les autres codes numériques développés au fil des années permettent d'étudier la propagation des choc avec plus de facilité. En effet, les calculs mono-dimensionnel permettent de dimensionner rapidement des essais de test d'adhérence et de remonter à une valeur d'adhérence pour les interfaces considérées.

Globalement, si l'on en prend en compte les aspects géométriques des cibles utilisés durant le projet ARCOLE (substrat de 1mm) les simulations 2D s'avèrent quasi-indispensable. Néanmoins, dans le cadre du pré-dimensionnement des études, de nombreux calculs sur les

logiciels HUGO et SHYLAC et ESTHER ont été réalisés afin de comparer les différentes possibilités de ces différents codes. Finalement , seuls les calculs réalisés avec ABAQUS® /Explicit s'avèrent être réaliste et peuvent permettre d'identifier correctement l'adhérence des interfaces étudiées pendant le projet.

Finalement, ce chapitre a aussi permis de mettre en avant l'intérêt de la texturation pour préparer des surfaces avec des motifs contrôlés. La possibilité de réaliser une grande variété de motifs a permis l'étude de l'influence de la géométrie des trous sur les valeurs d'adhérence. Il a ainsi été possible d'étudier l'influence d'une quinzaine de topologies de surface (5 motifs : sablé, L0300, L0200, L0150, L0100 et 3 géométries : S40, S60, S80). Les résultats quasi-statiques sur les différents échantillons ont montré une nette amélioration des propriétés d'adhérence pour la configuration L0100 - S80. Pour cette configuration, les limites du procédé de test d'adhérence par plot collé ont été atteintes à cause de la rupture de la colle permettant de lier le plot à l'échantillon ou à cause de la rupture du dépôt. Ces résultats ont été confirmés en réalisant les essais sur deux types de couple : Le couple AL/Ni5Al et le couple 304L/BT.

Chapitre 3

Maîtrise des ondes de choc générées avec une ou deux impulsions laser

Sommaire

3.1 introduction 81

3.2 Caractérisation de la pression générée en mono impulsions 81

3.2.1 Courbe pression-flux - Approche analytico-numérique 82

3.2.2 Courbe pression-flux - Approche numérique 85

3.2.3 Aspects spatiales et temporels des profils P=f(t) 88

3.2.3.1 Mise en évidence des hétérogénéités de la tache focale 88

3.2.3.2 Influence sur la vitesse obtenues en face arrière 90

3.2.3.3 Modélisation du profil de pression 91

3.2.3.3.1 Influence du profil P = $f_2(r)$ 92

3.2.3.3.2 Influence du paramètre D 92

3.2.3.3.3 Influence du paramètre d 94

3.2.3.4 Influence du profil P=f(t) 95

3.2.3.5 Validation du profil P = f(I, t, r) 96

3.2.4 Influence du confinement sur les pressions générées 97

3.2.5 Influence du revêtement protecteur sur les pressions générées 99

3.3 Caractérisation de la pression générée avec deux impulsions 108

3.3.1 Influence des faibles décalages en temps δt - Application LASAT 109

3.3.1.1 Principe de la mesure de pression pour les deux ondes de choc consécutives 109

3.3.1.2 Résultats - Obtention des vitesses V1 et V2 pour les différentes configurations 111

3.3.1.3 Résultats - Obtention des pression P1 et P2 pour les différentes configurations 113

3.3.1.4 Discussions et Conclusion . . . 115
3.3.1.5 Exemple d'utilisation . . . 116
3.3.2 Influence des grands décalages en temps Δt - Application LSP . . . 117
3.3.2.1 Principe et Montage expérimental . . . 117
3.3.2.2 Les résultats expérimentaux - Rapport V2/V1 . . . 119
3.3.2.3 Identification de la fréquence limite du procédé . . . 120
3.3.2.4 Observation par caméra rapide . . . 122
3.3.2.5 Influence de l'intensité sur la fréquence limite du procédé LSP (confinement pariétal) . . . 124
3.3.2.5.1 Influence du diamètre de tache focale sur la fréquence limite de traitement . . . 125
3.3.2.5.2 Influence du débit d'eau sur la fréquence limite de traitement . . . 126
3.3.2.6 Fréquences limites en configuration "cuve d'eau" . . . 126
3.3.2.7 La configuration "cuve d'eau" améliorée . . . 128
3.4 L'interaction laser matière en régime confiné . . . 130
3.4.1 Caractérisation de l'interaction laser matière mono impulsion . . . 130
3.4.1.1 Présentation du banc expérimental . . . 130
3.4.1.2 Étalonnage des photodiodes . . . 131
3.4.1.2.1 Procédure d'étalonnage . . . 132
3.4.1.3 Mesures de réflectivité et d'émission visible du plasma . . . 132
3.4.1.4 Discussions & conclusions . . . 135
3.4.2 Caractérisation de l'interaction laser matière avec deux impulsions . . . 137
3.4.2.1 Mesures de réflectivité pour deux impulsions incidentes . . . 137
3.4.2.2 Mesure de l'émission visible du plasma pour deux impulsions incidentes . . . 138
3.4.2.3 Discussions & conclusions . . . 138
3.5 Conclusions . . . 140

3.1 introduction

Ce chapitre a pour objectif de présenter les différentes études réalisées permettant de lier les paramètres laser incidents à la pression générée en surface de la cible. Pour cela, l'identification des profils P=f(t) pour les simples et doubles ondes de chocs générées sur la plateforme HEPHAISTOS est présentée dans ce chapitre. Afin d'être représentatif de la démarche qui a été appliquée au cours de cette thèse, il se divise en trois parties majeures :

— La caractérisation de la pression générée en mono impulsions. Dans cette partie, les courbes pressions-flux obtenues sur la plateforme HEPHAISTOS sont comparées au modèle analytiques et la caractérisation des profils temporels et spatiaux des ondes de choc est effectuée. Par ailleurs, une étude sur l'influence des différents revêtements thermo-protecteur ainsi que sur les différents confinements est proposée.

— La caractérisation de la pression générée avec deux impulsions. La deuxième onde de choc générée par la seconde impulsion laser est caractérisée dans cette partie afin de construire des abaques permettant un pré-dimensionnement des essais LASAT à deux impulsions. De plus, dans le cas du procédé LSP, les aspects de rentabilité liés à la cadence de traitement ont été étudiés. Finalement, que ce soit pour les décalages en temps faibles (entre 0 et 1000 ns) ou bien les décalages importants (entre 200 µs à 200 ms), l'étude des phénomènes liés à l'interaction laser-matière pour deux impulsions laser est présentée.

— L'interaction laser matière en régime confiné. Cette partie vise à étudier les phénomènes physiques impliqués dans le régime d'interaction confiné. Elle permet notamment de définir différents seuils (apparition du plasma confiné et apparition du plasma de claquage). L'étude de l'interaction pour la seconde impulsion donne aussi des indications sur le comportement du plasma et par conséquent sur la seconde onde de choc générée.

3.2 Caractérisation de la pression générée en mono impulsions

Les objectifs de cette section sont multiples et on présentera donc successivement :

— Une caractérisation des courbes pression-flux obtenues par une approche analytico-numérique ou une approche purement numérique.

— Des caractérisations de la répartition spatiale d'énergie de la source utilisée au cours de ces travaux de thèse et de la répartition spatiale de pression engendrée par l'interaction.

— Une étude sur l'influence des différents revêtements thermo-protecteur et des différents confinements utilisables dans le cadre des ondes de choc générées par laser.

Cette partie est primordiale pour la compréhension des doubles ondes de choc générées par laser. En effet, l'identification des profils P=f(t) engendrés par la première impulsion va permettre par la suite la caractérisation de la seconde onde de choc et tout défaut de compréhension des phénomènes liés à la première impulsion va se répercuter sur les phénomènes liés à le seconde impulsion.

Enfin, la configuration classique utilisée (confinement eau + scotch aluminium d'épaisseur fixe) pouvant présenter des limitations pratiques, la dernière partie de cette section vise à élargir les gammes d'application du choc-laser tout en accroissant ses performances.

3.2.1 Courbe pression-flux - Approche analytico-numérique

Les expériences de mesure de pression par vélocimétrie VISAR ont donc été réalisées avec le laser Thales GAIA-HP de la plateforme HEPHAISTOS. Le matériau principal qui a été utilisé pour réaliser ces mesures est de l'aluminium pur à 99% provenant de la société Goodfellow Ltd dont les caractéristiques sont les suivantes :

- Aluminium :
  - pureté 99%
  - analyse : Cu<1000, Fe<7000, Mn<1000, Si<5000, Zn<1000 (ppm)
  - épaisseurs :
    - 200 µm, 300 µm, 500 µm, 1000 µm

L'aluminium comme matériau cible possède l'avantage d'avoir été largement étudié par le passé et s'avère être un matériau bien connu surtout en terme de propriétés mécaniques. De plus, la bonne qualité des signaux de vitesse obtenus en face arrière par VISAR sur ce matériau rend le dépouillement des résultats beaucoup plus aisé. Cette "facilité" de dépouillement sur ce matériau permet de faire des études plus quantitatives assujetties à moins d'erreurs expérimentales.

Le fait de travailler avec plusieurs épaisseurs (200 µm, 300 µm, 500 µm, 1000 µm) permet d'obtenir des vitesses différentes en face arrière. Ces variations de vitesse en fonction de l'épaisseur sont dues à l'amortissement hydrodynamique et élasto-plastique dans le matériau (chapitre 1). Les ondes de détentes se propageant plus vite que les ondes de chocs, celles-ci diminuent ("rabotent") l'amplitude du choc lors de la propagation. Les différentes épaisseurs d'aluminium permettent donc de caractériser l'amortissement du choc dans le matériau. Les courbes expérimentales représentant la vitesse en face arrière (m/s) en fonction de l'intensité incidente (GW/cm²) pour les différentes épaisseurs sont données dans la figure 3.1.

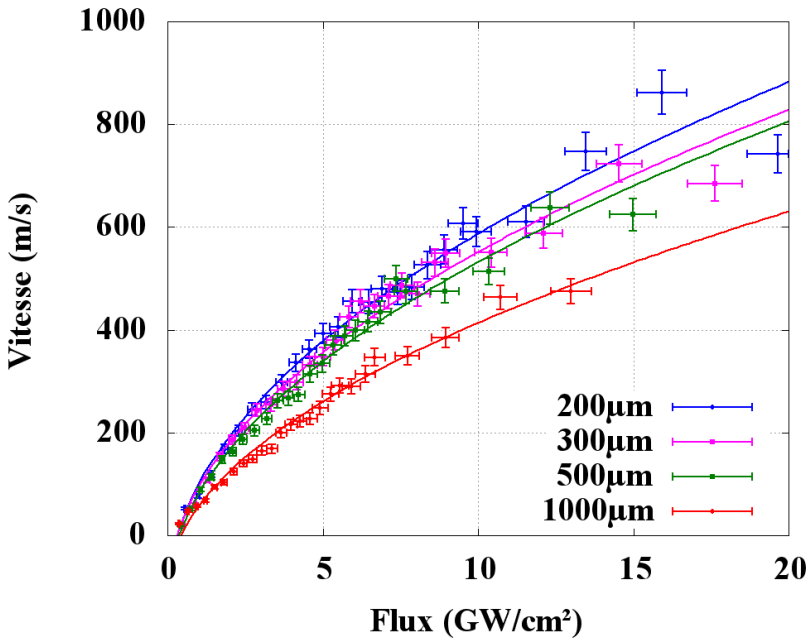


FIGURE 3.1 – Courbe expérimentale représentant la vitesse en face arrière (m/s) en fonction de l'intensité laser incidente (GW/cm^2) pour les différentes épaisseurs d'aluminium considérées

On constate bien que la vitesse en face arrière, en raison des phénomènes d'amortissement, est bien plus faible lorsque l'épaisseur de l'aluminium augmente. Afin de caractériser la pression générée par l'interaction laser-matière, deux approches sont possibles : la première que l'on qualifiera d'analytico-numérique, et l'autre qui sera purement numérique. Nous évoquerons d'abord l'approche dite analytico-numérique. La mesure de la pression générée en face avant lors de l'interaction laser-matière se fait communément avec l'équation suivante :

$$P = \rho_0(C_0 + s\frac{V}{2})\frac{V}{2} + \frac{2}{3}Y_0 + \delta P \tag{3.1}$$

où V est la vitesse en face arrière, ρ_0 est la densité du matériau où la vitesse est mesurée,C_0 la vitesse du son, Y_0 la limite élastique et δP l'amortissement de l'onde de pression lors de la propagation.

Les deux premiers termes de cette expression sont déterminés à partir des paramètres matériaux et/ou des mesures de vitesse de surface libre V réalisées par VISAR. Le dernier terme δP est quant à lui calculé numériquement. En effet, l'amortissement de l'onde est difficilement calculable dans le cas d'un chargement complexe et l'aide de la simulation numérique est indispensable. L'amortissement d'une onde de choc lors de sa propagation dans un matériau est dépendant de nombreux paramètres tels que la forme temporelle du chargement de pression (dépendante du laser utilisé) ou bien les propriétés du ou des matériaux

impactés. Le détail du calcul de l'amortissement est présenté dans les annexes (Annexe B). Finalement, a partir des résultats expérimentaux obtenus sur les différentes épaisseurs, la prise en compte de l'amortissement permet d'obtenir les courbes pression-flux pour les différentes épaisseurs considérées.

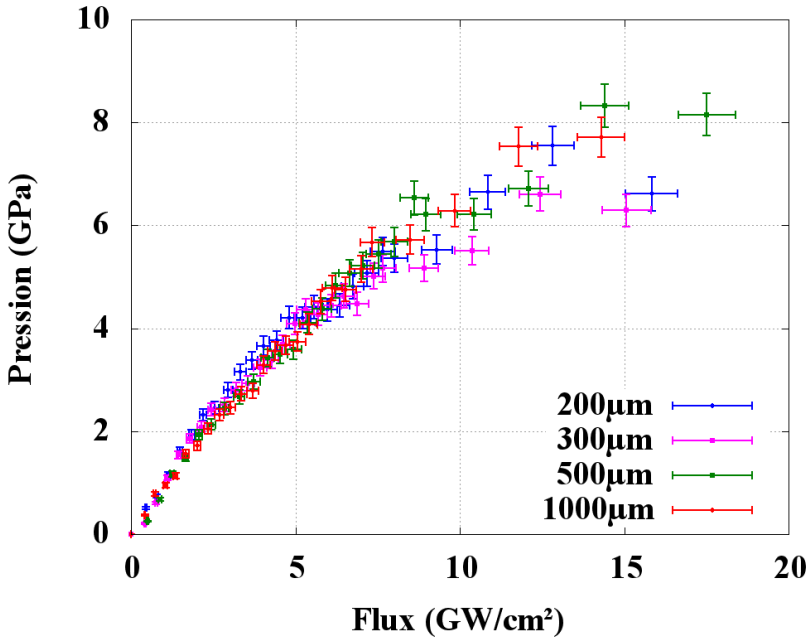


FIGURE 3.2 – Courbe représentant la pression en face avant (GPa) en fonction de l'intensité laser incidente (GW/cm^2) pour les différentes épaisseurs d'aluminium considérées

La particularité du modèle analytico-numérique est que celui-ci n'utilise que la valeur maximale du signal de vitesse en face arrière et ne permet donc que de remonter à la courbe $pression_{max} - flux$. On fait une hypothèse forte en considérant que le profil de pression générée par l'interaction laser-matière est indépendant de l'intensité laser incidente.

Afin de valider les résultats précédents, des expériences ont été menées afin de caractériser les courbes pression-flux obtenues pour les deux voie laser (Voie A et voie B). Les deux voies étant indépendantes l'une de l'autre, elles possèdent leur propre répartition spatiale d'énergie et forme temporelle d'impulsion laser (Chapitre 2). Les résultats obtenus pour les deux voies sont présentés dans la figure suivante.

Cette courbe montre qu'a priori il n'y pas d'influence de la voie sur les résultats. En effet, les courbes pression-flux pour la voie A seule, la voie B seule, et A+B sont quasi-identiques. Néanmoins, une attention particulière doit être portée aux valeurs obtenues à bas flux (< 2GW/cmš) sur lesquelles une différence est visible entre les mesures de vitesse pour la voie A et la voie B. Cette différence s'explique principalement par la différence de répartition spatiale d'énergie entre les deux voies (cf chapitre 2). On constate également une bonne repro-

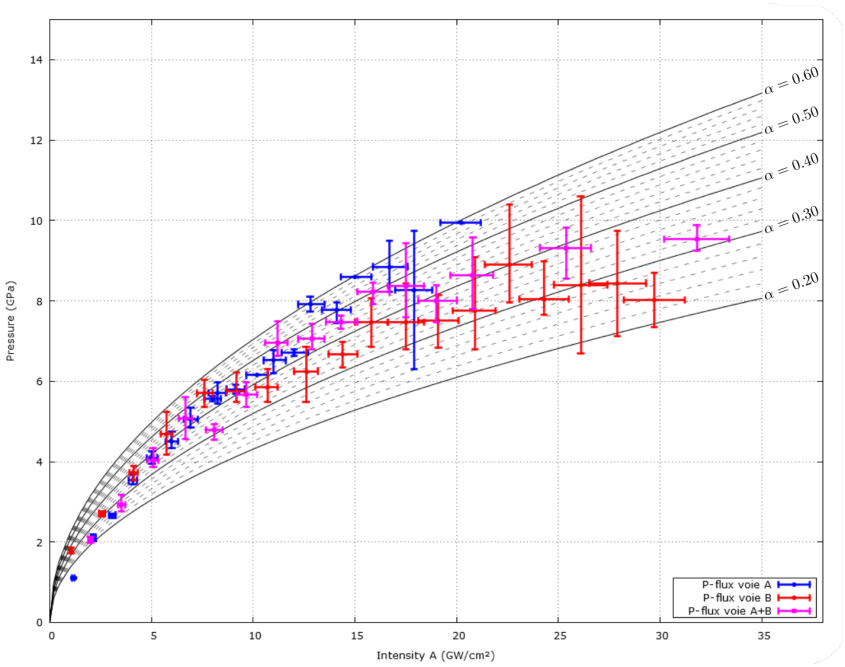


FIGURE 3.3 – Courbe représentant la pression en face avant (GPa) en fonction de l'intensité laser incidente (GW/cm^2) pour les différentes voies laser (A, B, A+B)

ductibilité des niveaux de pression pour les faibles et moyennes intensités ($< 8-10$GW/cm^2) et des valeurs de pression beaucoup plus dispersées pour les intensités plus élevées. Ce phénomène de dispersion peut être associé au claquage diélectrique de l'eau. La saturation du niveau de pression du à l'apparition de claquage en surface du confinement n'est ici pas aussi évidente que dans le cas de Berthe [Berthe, 1998]. Les résultats obtenus sur aluminium avec le laser THALES de durée 7 ns montrent qu'il est possible d'atteindre des pressions maximales supérieures à 7 GPa pour des intensités supérieures à 10 GW/cm². Si on compare les courbes P=f(I) obtenues précédemment avec celles estimées par le modèle analytique de Fabbro [Fabbro et al., 1990], on constate que l'on obtient un rendement d'interaction proche de 0.4 qui est cohérent avec les expérimentations antérieures (chapitre 1).

3.2.2 Courbe pression-flux - Approche numérique

Dans le cas analytico-numérique vu précédemment, l'apport de la simulation consiste principalement à calculer le terme d'amortissement présent dans la formule analytique liant la pression à la mesure de vitesse en face arrière obtenus par VISAR. L'approche numérique consiste à venir reproduire par calcul le signal de vitesse V=f(t) obtenu expérimentalement, en imposant un chargement P=f(t) dans la simulation numérique. Le résultat obtenu est alors comparé au signal expérimental ce qui permet, si besoin est, de modifier la condition P=f(t) imposée dans la simulation.

L'avantage de la simulation numérique par rapport à l'approche analytico-numérique est de pouvoir remonter au profil temporel P=f(t) de l'onde de choc. En effet, à partir du modèle analytique de Fabbro, qui donne la forme du profil en fonction de divers paramètres, il est possible après plusieurs itération de remonter au profil P=f(t) permettant de reproduire "exactement" le signal expérimental de vitesse.

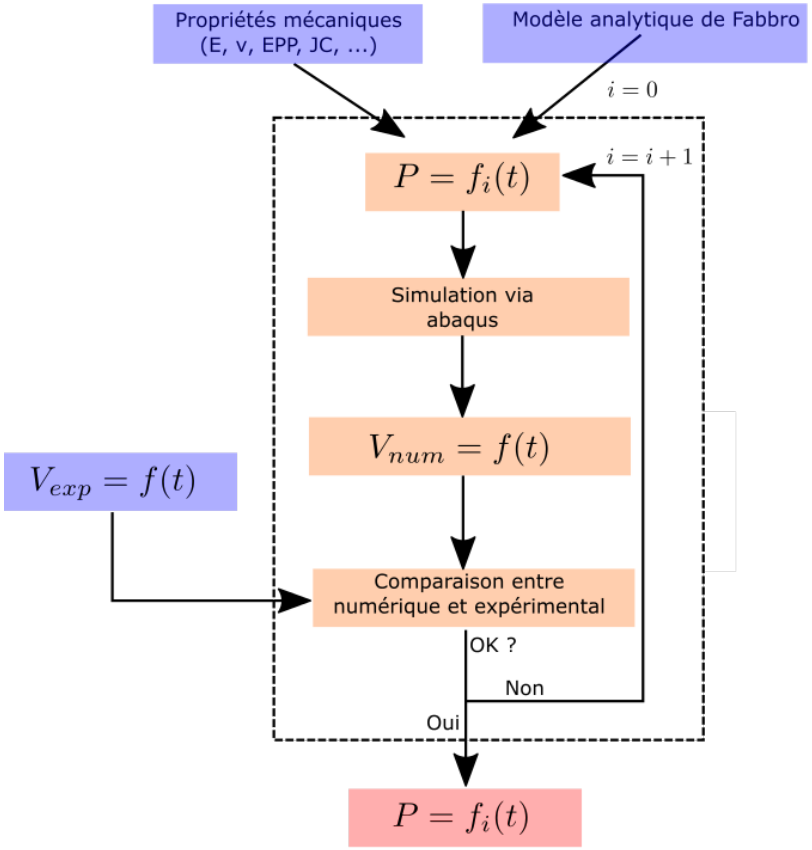


FIGURE 3.4 – Schéma numérique pour l'obtention des différents profil P=f(t)

Le principal inconvénient de ce type de méthodes inverses est le nombre d'itérations nécessaire pour obtenir le profil de pression. En effet, aujourd'hui il n'y a pas d'outil disponible pour automatiser cette méthode. Des travaux ont néanmoins été lancés afin d'optimiser la recherche du maximum de pression en itérant par dichotomie sur la valeur imposée dans la simulation numérique.

Un des résultats qui peut être déduit de l'utilisation d'une telle technique est que les profils de pression obtenus sont, par construction même de la simulation, dépendants des propriétés matériaux donnés dans celle-ci. En effet, les propriétés matériaux utilisées pour le matériau (ici l'aluminium) affectent au premier ordre les résultats de la simulation et par conséquent l'identification des profils temporels de pression P=f(t). Un autre résultat serait donc obtenu si on utilise un autre matériau pour l'expérience et la simulation.

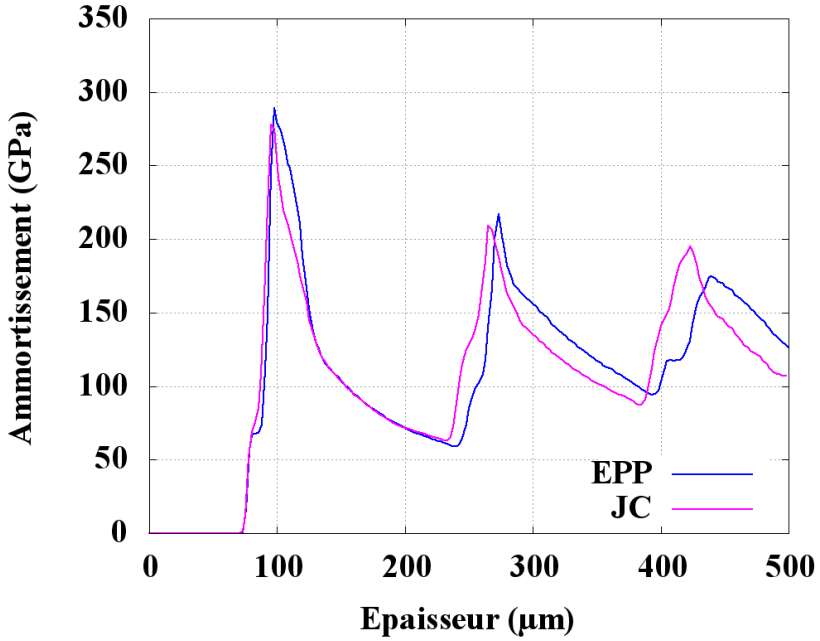


FIGURE 3.5 – Comparaison des signaux de vitesse obtenus par simulation avec deux comportements matériaux différents : Elasto-parfaitement plastique (EPP) et Johnson-Cook (JC)

La figure 3.5 montre bien que le choix de la loi de comportement du matériau (Elasto-parfaitement plastique (EPP) ou Johnson-Cook (JC)) impacte les résultats numériques. Néanmoins, le pic maximal de vitesse obtenu par simulation n'est que peu modifié par le changement de comportement. Ceci traduit bien le fait que ces modifications modifient peu le terme d'amortissement δP présent dans l'équation P=f(V). Même si ces résultats sont obtenus dans une configuration école : de l'aluminium quasiment pur, un profil d'onde de pression typique de l'interaction confiné et des épaisseurs de cible de 500µm. La différence entre les deux comportements matériaux (EPP et JC) se situe principalement au niveau de la détente, cette détente étant conditionnée par sa partie élasto-plastique. L'ajout d'un écrouissage isotrope dans le cas du comportement de type Johnson-Cook introduit donc une atténuation supplémentaire par rapport au comportement élasto-parfaitement plastique (EPP). C'est cette atténuation et l'identification des paramètres de la loi de comportement qui pose problème pour l'identification du profil P=f(t). Il est difficile de savoir, si l'erreur que l'on constate entre l'expérience et la modélisation est due au profil P=f(t) ou à une mauvaise représentation des paramètres matériaux.

Afin de comparer la méthode analytico-numérique et la méthode numérique, la courbe P=f(V) représentant la pression en face avant en fonction de la vitesse mesurée en face arrière est tracée sur la figure 3.6 pour une épaisseur fixe de 500 µm. On constate que les deux méthodes de mesure donnent des niveaux de pression très proches, avec des différences maximales d'environ 10 à 15% à P=7 GPa.

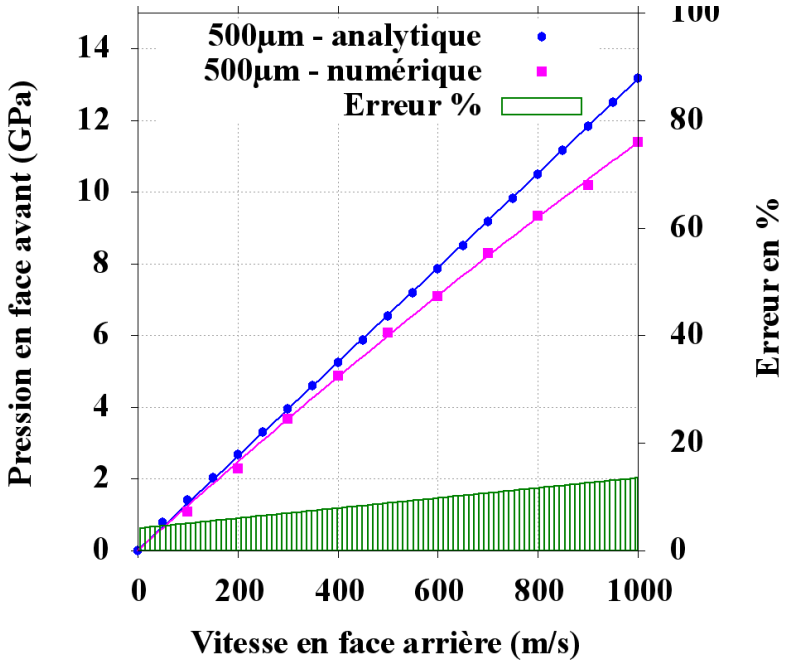


FIGURE 3.6 – Comparaison de la courbe P=f(V) pour les deux différents modèles : Analytico-numérique et Numérique

Finalement, dans ces travaux de thèse les deux approches ont été réalisées. Le modèle numérique a donc permis d'obtenir les profils P=f(t) mais pour un nombre limité de tirs expérimentaux. En effet, du fait des itérations nécessaires à l'identification peu de tirs ont été totalement simulé. En parallèle, le modèle analytique a permis d'obtenir la pression P pour tous les tirs réalisés. On constate donc que ces deux méthodes sont complémentaires.

3.2.3 Aspects spatiales et temporels des profils P=f(t)

3.2.3.1 Mise en évidence des hétérogénéités de la tache focale

Expérimentalement, l'utilisation de l'imagerie permet de caractériser la distribution spatiale de l'énergie lors d'un impact laser. La figure 3.7 montre le profil de l'énergie présente dans la tache focale de la voie A de la plateforme HEPHAISTOS.

On a localement des surintensités qui peuvent atteindre plus de 500% (zone en rouge). La définition de la valeur seuil (ici 50) permet de mesurer l'énergie présente dans les zones où la valeur dépasse le seuil. Dans le calcul de l'intensité, une approximation est généralement faite (figure 3.8). Cette approximation consiste à supposer que le profil d'énergie est constant.

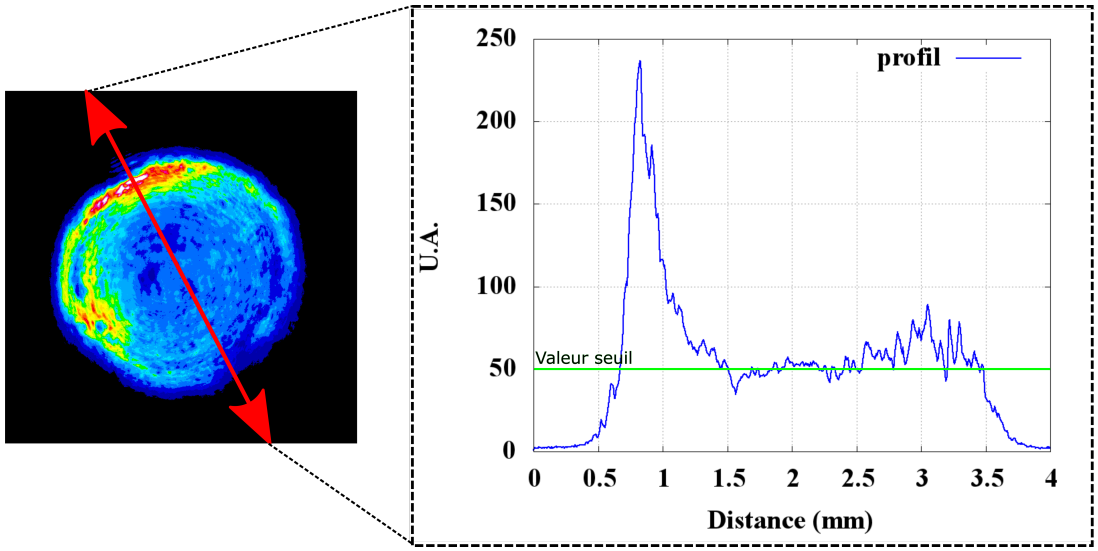


FIGURE 3.7 – (Gauche) - Profil de surface de l'énergie présente dans la tache focale de la voie A de la plateforme HEPHAISTOS. (droite) - Profil de l'énergie dans la tache focale selon l'axe défini par la flèche rouge.

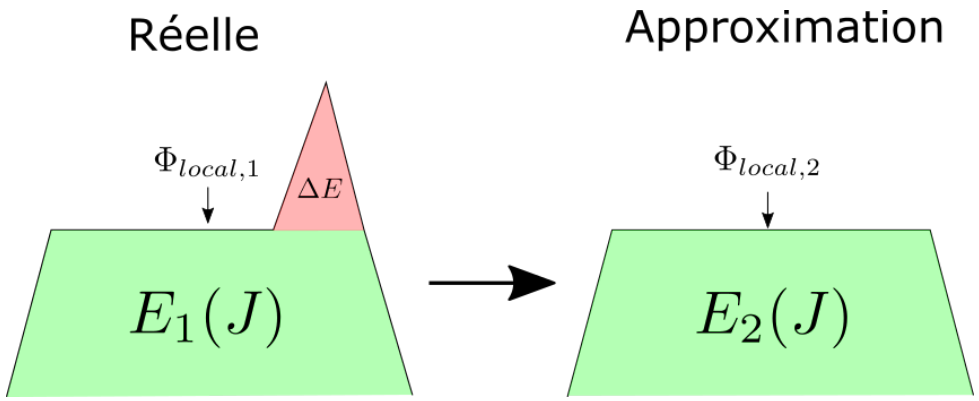


FIGURE 3.8 – Schéma montrant la différence de répartition d'énergie entre l'approximation et la réalité

En utilisant l'approximation précédente, il est possible de quantifier grâce aux équations 3.2, 3.3 , 3.4 et 3.5 l'erreur que l'on peut faire sur la mesure de l'intensité en considérant un profil constant.

$$\Phi_{local,1} = \frac{E_1}{\tau S} \tag{3.2}$$

$$\Phi_{local,2} = \frac{E_2}{\tau S} \tag{3.3}$$

$$E_2(J) = E_1(J) + \Delta E \tag{3.4}$$

$$\Phi_{local,2} = \Phi_{local,1} + \Phi_{local,\Delta E} \tag{3.5}$$

Après soustraction de la valeur seuil, on obtient la répartition des sur-intensités présentent dans la tache focale. La figure 3.9 présente le résultat du traitement d'image effectué sur imageJ ainsi que la prise en compte des hétérogénéités dans la courbe pression-flux. On obtient donc au final une intensité local réelle $\Phi_{local,1}$ plus faible dans le cas d'une tache avec des hétérogénéités en périphérie comparé à une tache homogène.

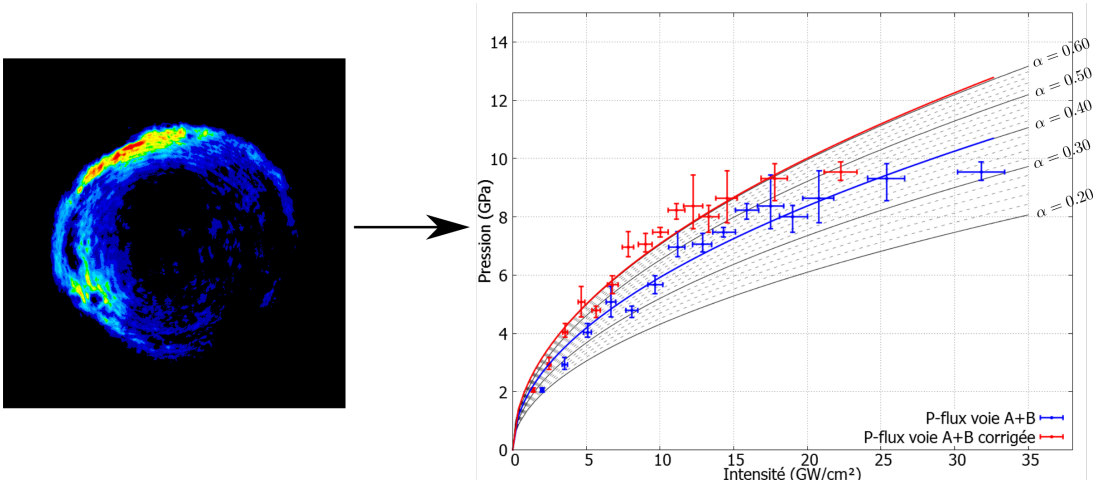


FIGURE 3.9 – (Gauche) - Profil de surface de l'énergie présente dans la tache focale de la voie A de la plateforme HEPHAISTOS après soustraction de la valeur seuil (50). (droite) - Courbes pression-flux obtenues avant (bleu) et après (rouge) prise en compte de l'intensité locale.

Les résultats obtenus indiquent que 30% de l'énergie laser est situé au dessus de la valeur seuil du plateau (50 sur la figure 3.7 droite). Par conséquent, la prise en compte des intensités locales pour établir les courbes pression-flux indique que le coefficient d'interaction α au centre de la tache focale est de 0.6 (courbe en rouge) et non plus 0.4 (courbe en bleu).

3.2.3.2 Influence sur la vitesse obtenues en face arrière

Ces résultats ont été confirmés par des mesures VISAR effectuées en face arrière. Ces mesures consistent à sonder la face arrière en déplaçant la zone sondée par rapport au centre de la tache focale. On a ainsi balayé un domaine allant de -3mm à 3mm avec un pas de 250µm pour une tache focale d'un diamètre de 6mm. La figure 3.10 montre les valeurs de la vitesse maximale obtenue pour chaque point de mesure.

Les mesures de vitesse montrent que l'on retrouve les hétérogénéités en énergie de la

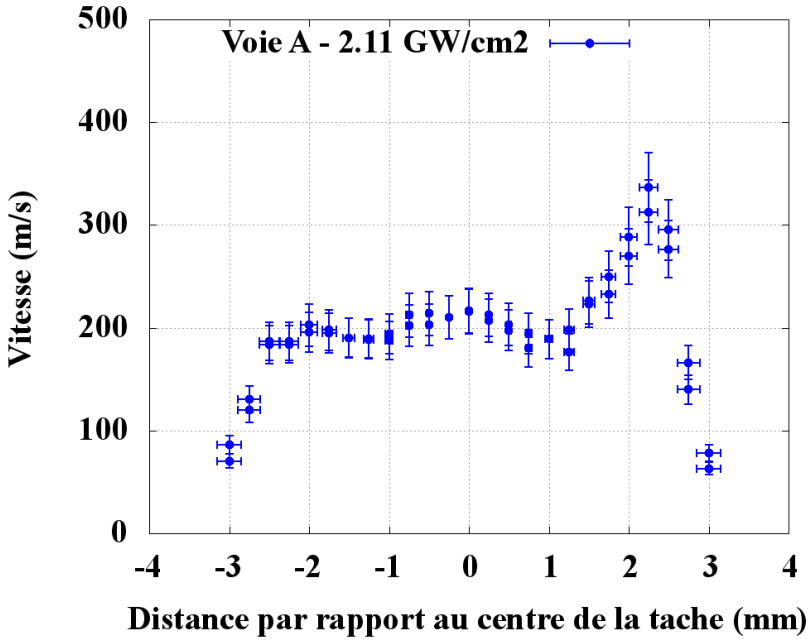


FIGURE 3.10 – Vitesse en face arrière en fonction de la distance par rapport au centre de la tache (mm) pour la voie A pour une cible de 500µm d'épaisseur et un flux de 2.11 GW/cm^2.

tache focale. On obtient donc des valeurs de vitesse de 350 m/s en bord de tache contre 200m/s au centre la tache. Ce résultat confirme que les hétérogénéités de la tache focale peuvent induire des erreurs sur la mesure de la pression maximale.

3.2.3.3 Modélisation du profil de pression

Pour modéliser le chargement de pression dans un code numérique tel que ABAQUS, on dissocie la pression de la façon suivante :

$$\mathrm{P}(r,t) = \mathrm{P}_{max}.f_1(t).f_2(r) \tag{3.6}$$

où f(t) est le profil temporel du chargement de pression, f(r) le profil spatial et P_{max} la valeur maximale de la pression imposée dans la simulation.

On a vu dans la section précédente, la relation qui liait la pression maximale P_{max} en GPa à l'intensité laser incidente I en GW/cm^2. Cependant, la simulation numérique nécessite la connaissance du profil temporel et spatial du chargement imposé en face avant de l'échantillon. Les prochaines parties de cette section vont donc s'intéresser à l'identification des fonctions $f_1(t)$ et $f_2(r)$.

L'identification des aspects spatiales et temporels du chargement de pression est un élément clé pour la simulation du test d'adhérence. En effet, le chargement $\mathrm{P} = \mathrm{P}(r,t)$ impose,

après propagation, le chargement de contrainte Σ=f(t) au niveau de l'interface à solliciter. La bonne modélisation du chargement et de la propagation des ondes de choc permet donc de remonter à des valeurs réalistes d'adhérence. Les résultats présentés par la suite ont donc pour objectifs de montrer l'identification des différentes fonctions, constitutives du chargement de pression, $f_1(t)$ et $f_2(r)$.

3.2.3.3.1 Influence du profil P = $f_2(r)$

Dans le cadre de cette thèse, on a fait l'hypothèse que la pression était constante au centre de la tache. En effet, les hétérogénéités n'étant pas symétrique (de type "croissant de lune"), il n'est pas possible de les prendre en compte dans un modèle axisymétrique. De plus, on constate expérimentalement une décroissance de la vitesse maximale en bord de tache avec l'augmentation du diamètre. Nous avons choisi de modéliser cette décroissance comme une fonction linéaire de la pression permettant de passer d'une valeur P_{max} à 0 sur une distance d. Par conséquent, si on regarde comment est modélisé le chargement de pression dans les différentes simulations numériques en axisymétrique (3.11), on constate qu'il se décompose en trois différentes zones :

— Une zone où la pression est constante et égale à P_{max}

— Une autre zone où la pression s'exprime comme une fonction du rayon r

— Une troisième zone où la pression est nulle

On obtient donc au final les conditions aux limites suivantes :

$$\begin{aligned} P(r) &= P_{max} \quad pour \quad r \in [0, D] \\ P(r) &= \frac{-r + D + d}{d} P_{max} \quad pour \quad r \in [D, D + d] \\ P(r) &= 0 \quad pour \quad r > D + d \end{aligned} \tag{3.7}$$

Par conséquent, la modélisation spatiale du chargement passe par l'identification de deux paramètres supplémentaires D et d (en plus de P_{max} déjà identifié auparavant). Ces deux paramètres vont être estimés numériquement par la suite.

3.2.3.3.2 Influence du paramètre D

Pour quantifier l'influence du paramètre D sur la mesure de vitesse obtenue en face arrière, plusieurs simulation ont été réalisées. On a fait varier le paramètre D de 1.0 mm à 2.5 mm ce qui représentent globalement les différentes configurations de tirs utilisées sur la plateforme HEPHAISTOS. On peut noter que les simulations ont été réalisées avec les paramètres suivants :

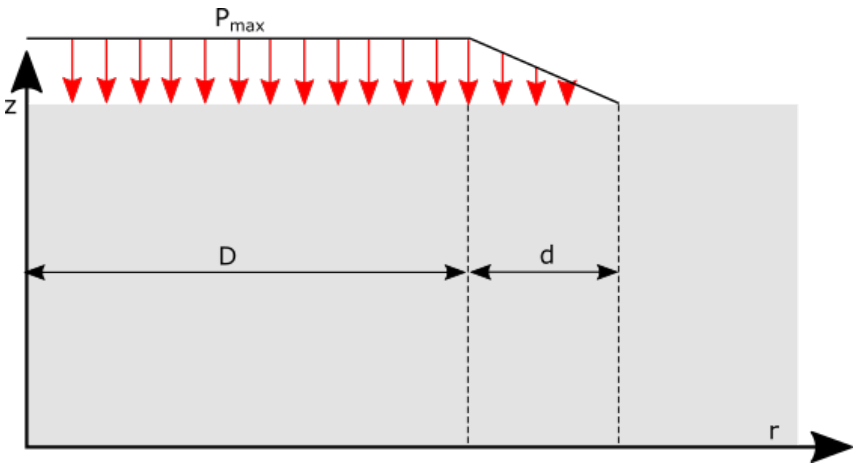


FIGURE 3.11 – Schéma des différentes conditions aux limites pour le chargement de pression imposées dans la simulation numérique

— Épaisseur de l'échantillon : 1.0 mm

— Pression maximale $P_{max} = 2.15 GPa$

— Le paramètre d fixé à 200 µm

— Une taille de maille fixé à 5 µm

— Un comportement matériau de type Johnson-cook (voir annexe)

— Une profil temporel (Profil B) présenté plus loin.

La figure 3.12 présente les résultats obtenus pour les différentes simulations.

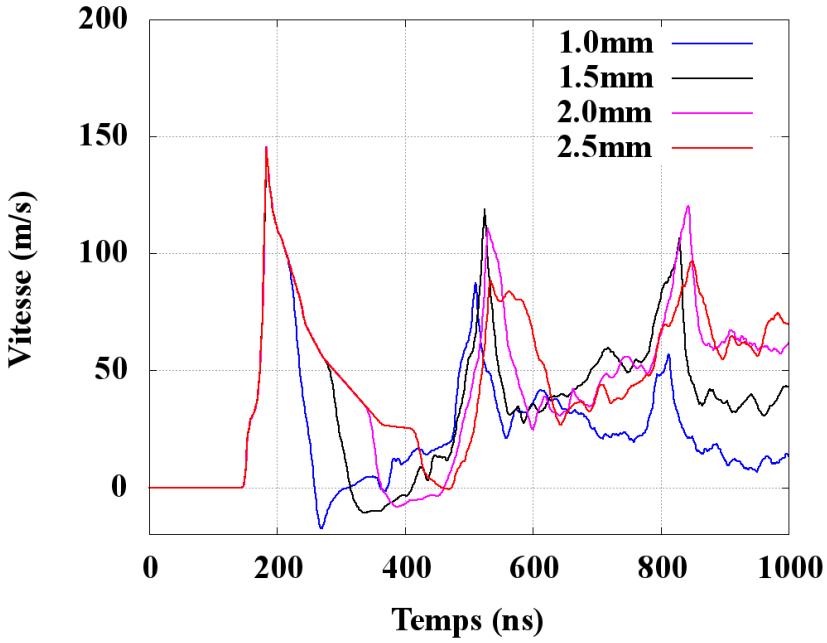


FIGURE 3.12 – Comparaison des signaux de vitesse en face arrière obtenus numériquement pour différentes valeurs de D

On peut constater que la variation de D influence de façon majeure les courbes de vitesse obtenues. En effet, on sait que la diminution de D, et par conséquent du diamètre de la tache focale utilisée lors des impacts, accroit le caractère bidimensionnel de la simulation. On se retrouve ainsi, pour d'un D faible par rapport à l'épaisseur de l'échantillon (ici 1mm), dans le cas où les effet dit "2D" sont majoritaires et plus négligeables. Des travaux sur les effets 2D lors de la propagation d'un choc généré par laser ont très bien été réalisé dans la thèse de Cuq-Lelandais [Cuq-Lelandais et al., 2010]. On y retrouve de nombreux facteurs permettant de déterminer le caractère mono ou bi-dimensionnelle de l'étude en fonction des différents paramètres tels que la durée de chargement et l'impédance du milieu où se propage l'onde de choc. Dans notre cas, le rapport caractéristique L/D varie de 1 (pour D=1.0mm) à 0.2 (D=2.5mm). Même dans le cas où L/D vaut 0.2, on constate que les effets "2D" ne sont pas négligeable pour l'identification des profils P=f(t).

3.2.3.3.3 Influence du paramètre d

Le deuxième paramètre nécessaire à l'identification du profil spatial de pression P=f(r) est le paramètre d. Celui caractérise le caractère plus ou moins "top-hat" du chargement de pression. En effet, plus le paramètre d est faible plus l'on se retrouve dans le cas où la pression est constituée uniquement de deux zones : Une à P = P_{max} et une à P=0. Cependant, expérimentalement la répartition spatiale de l'énergie laser dans la tache focale n'étant pas un "top-hat" parfait. On a donc un paramètre d non nul. Comme précédemment, pour quantifier l'influence de ce paramètre sur la réponse en vitesse de l'échantillon, plusieurs simulations ont été réalisées en faisant varier le paramètre d de 200 µm à 1.0 mm. Les différents résultats obtenus sont présentés dans la figure 3.13 pour une valeur de D constante de 1.5 mm.

A partir des simulations réalisées, on peut conclure que plus le paramètre d est petit, plus le cisaillement en bord d'impact est marqué et plus les effets des détentes latérales sont importants.

Finalement, au vu des différents résultats obtenus sur l'influence des paramètres D et d, on constate que la prise en compte du profil spatial du chargement de pression P=f(r) est un élément clé pour modéliser au mieux les profils de pression. Par ailleurs, dans les différentes configurations étudiées (L=1 mm et D>1 mm) on constate que le front de montée de l'onde de choc et la valeur maximale de la vitesse mesurées en face arrière ne sont pas affectés par la distribution spatiale du chargement de pression. Ceci permet de valider l'hypothèse initiale que P se décompose bien comme une fonction du type P = $P_{max}.f_1(t).f_2(r)$.

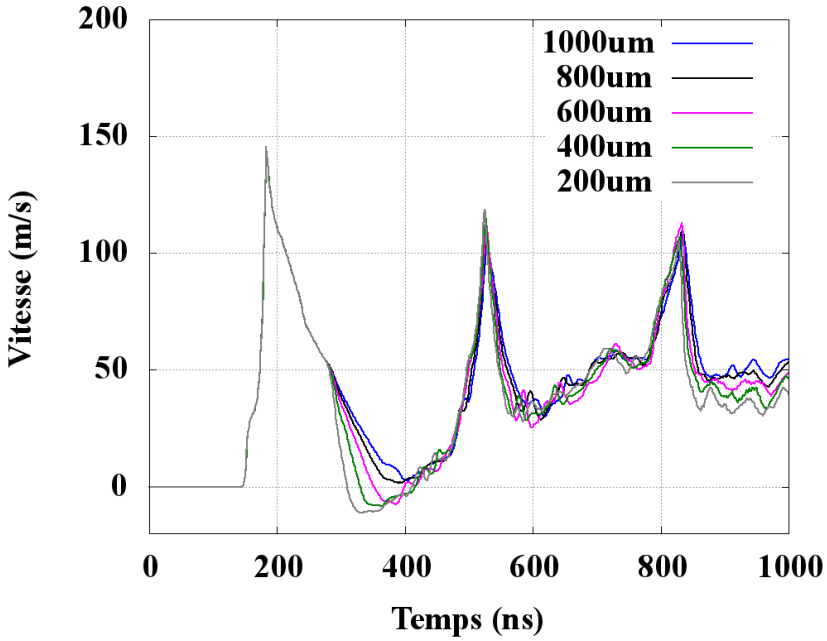
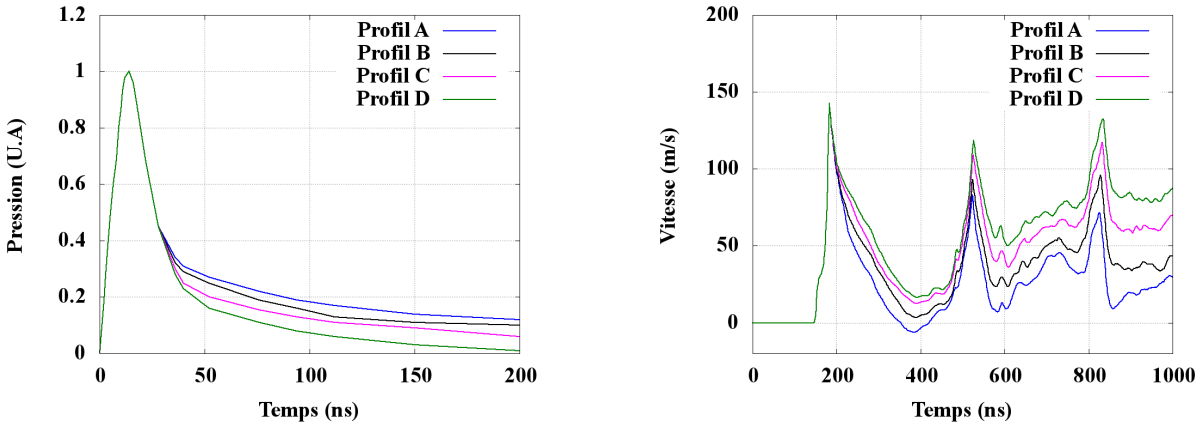


FIGURE 3.13 – Comparaison des signaux de vitesse en face arrière obtenus numériquement pour différentes valeurs de d

3.2.3.4 Influence du profil P=f(t)

Une des données essentielle à prendre en compte lors de la simulation numérique des ondes de choc générées par laser est le profil temporel des ondes de pression P=f(t). Pour s'en rendre compte, plusieurs simulations ont été réalisées avec des profils temporels P=f(t) différents (figure 5.25). On constate que la modification de la queue de détente de l'onde de pression entraîne des variations significatives des vitesses obtenues en face arrière en particulier au niveau des durées à mi-hauteur et des pics secondaires.



(a) (b)

FIGURE 3.14 – (a) - Différents profil P=f(t) imposés dans les différentes simulations numériques. (b) - Résultats des simulations avec les différents profils P=f(t).

3.2.3.5 Validation du profil P = $f(I, t, r)$

l'identification des deux fonctions $f_1(t)$ et $f_2(r)$ constituant le profil P = $P_{max}.f_1(t).f_2(r)$ permet de reproduire au mieux les différents profils de vitesse obtenus en face arrière pour les différentes campagnes expérimentales. La figure 3.15 présente la validation d'un signal de vitesse (2.3GW/cm^2, aluminium 1.0mm) dans le cas d'une simulation dite "optimisée".

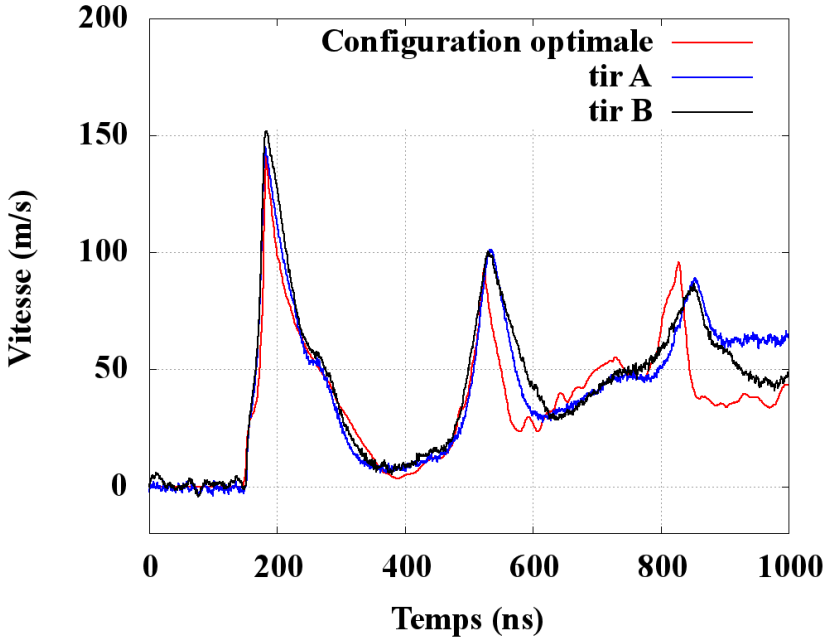


FIGURE 3.15 – Résultats d'une simulation optimisée de deux tirs expérimentaux (2.3GW/cm^2, aluminium 1.0mm)

L'objectif de l'optimisation a consisté à trouver les paramètres (P_{max}, P=f(t), D, d) permettant de reproduire au mieux les profils expérimentaux donnés. Par ailleurs, la figure précédente présente plusieurs points intéressants à discuter :

— Les tirs A et B, qui ont été réalisés avec les mêmes conditions expérimentales, sont en tout point identiques. Cette reproductibilité entre les différents tirs réalisés permet l'identification fine des différents composants de la simulation qui est un enjeu majeur pour le test d'adhérence.

— La modélisation des pics secondaires est d'autant plus erronée que le nombre d'aller-retour des ondes de choc dans le matériau étudié est important. En effet, plus la durée de la simulation est long et la distance parcourue par les ondes est importante plus les erreurs de modélisation sont visibles. On voit donc sur la figure 3.15 que le second pic de vitesse est moins bien modélisé que le premier. Ces erreurs de modélisation sur le second pic de vitesse ne sont a priori pas problématique pour l'obtention du profil P = $f(I, t, r)$. Cependant, dans le cadre des études sur les doubles choc générés par laser proposées plus loin, ces erreurs peuvent être plus critiques. En effet, le pic de vitesse

caractéristique de la seconde onde de choc peut dans certaines configurations se superposer au second pic de vitesse de la première onde de choc et gêner l'identification de la pression maximale de la seconde onde de choc.

3.2.4 Influence du confinement sur les pressions générées

Le confinement principalement utilisé actuellement est l'eau. Cependant, certaines configurations ne permettent pas de l'appliquer aisément. Par exemple, la réalisation de test d'adhérence sur des échantillons de petites tailles (5 mm de diamètre) ou poreux rend l'utilisation de l'eau de confinement complexe. Par ailleurs, certaines configurations expérimentales (enceintes, tir symétrique,...) limitent l'utilisation de l'eau de confinement. on propose ici d'étudier des possibilités de substitution pour l'eau de confinement généralement utilisée. La caractérisation des ondes de choc induites a donc été réalisée avec les confinement suivants :

- Huile lesieur ISIO 4 (huile)
- Graisse pour vide, Rhodorsil silicones (graisse à vide)
- Presi, epoxy résine, cold resin (epoxy)
- Coroplast 9010 SPT (scotch double face)
- Scotch transparent 3M 810 (scotch n°17)
- Scotch transparent 3M crystal type 600 (scotch n°16)
- Varagel
- Vernis super base, MAVALA, (vernis n°1)
- Vernis URGO filmogel (vernis n°2)
- eau

L'étude de différents confinements peut permettre d'atteindre des pressions plus élevées. Le seuil de claquage variant avec le milieu de confinement, on est en droit d'espérer que certains confinements possèdent des seuils de claquage plus élevés que l'eau. De plus, les pressions générées sont à priori dépendantes de l'impédance réduite qui est fonction de l'impédance de la cible et de l'impédance du confinement. La modification de l'impédance du confinement (vitesse du son, densité) peut donc permettre d'accroître la pression.

Les résultats expérimentaux obtenus pour les différents confinements sont présentés en annexe (Annexe C). La figure D.2 présente les courbes obtenues avec l'approximation $P = \beta\sqrt{I}$. On obtient ainsi les courbes pression-flux pour les différents confinements considérés.

L'utilisation d'un paramètre β pour le dépouillement des courbes a été rendu nécessaire par le fait qu'il n'a pas été possible pour certains confinements d'obtenir le couple (ρ, C_0).

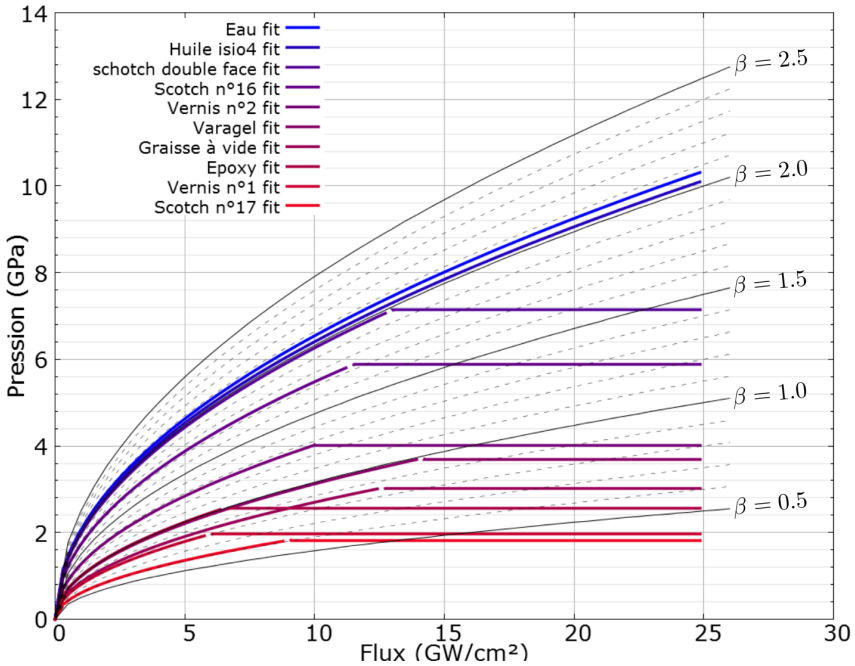


FIGURE 3.16 – Résumé des courbes pression flux pour les différents confinements

L'identification du paramètre α n'a donc pas été possible pour ces confinements. Les différents résultats obtenus montrent que les confinements sont globalement tous différents. En effet, chaque confinement sature à des pressions maximales différentes et possède une courbe pression-flux qui lui est propre.

Plusieurs paramètres important peuvent être mesurés pour les différents confinements :

— Le seuil de claquage du confinement qui indique le flux à partir duquel la pression sature à sa valeur maximale.

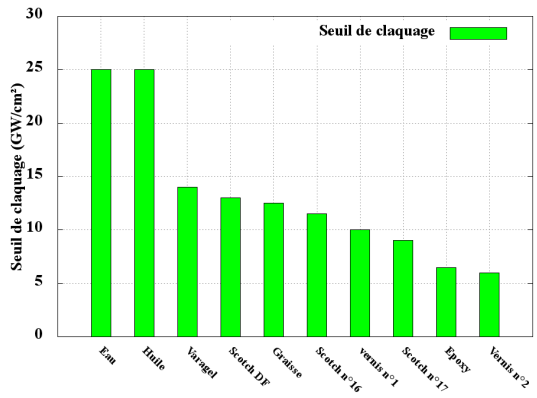
— Le coefficient β liant la pression à l'intensité laser incidente. Plus ce coefficient est élevée plus le confinement sera considéré comme performant.

— La durée à mi hauteur du signal de vitesse mesuré après 500µm de propagation dans l'aluminium. Cette durée est caractéristique de l'onde de choc générée en face avant de la cible lors de l'interaction. En effet, on a déjà montré que le profil temporel de l'onde de choc est un facteur important pour les procédés de choc par laser.

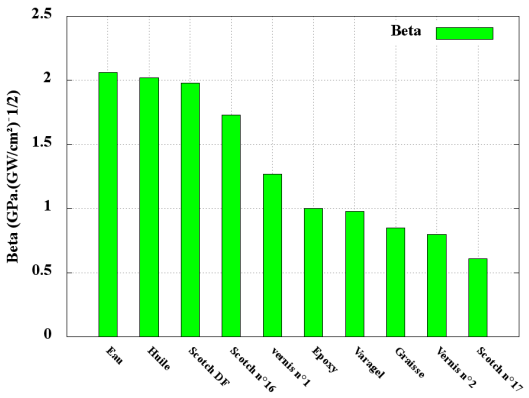
— La pression maximale qui peut être atteinte avec le confinement. Pour certain confinement comme l'eau par exemple, les pressions maximales peuvent être difficiles à discerner car les mesures effectuées sont très dispersées. Pour ces confinements, la pression maximale n'est dont pas indiquée clairement mais notée avec le symbole ??.

— La facilité d'application du confinement sur la cible.

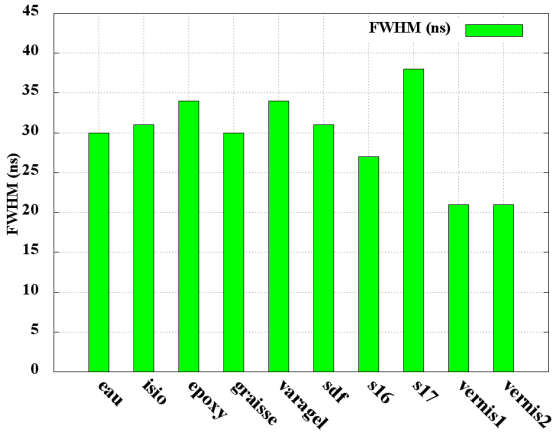
La figure D.3 et le tableau 3.1 proposent un récapitulatif des différents paramètres important mesurés.



(a) Seuil de claquage



(b) Valeur de β



(c) Durées à mi-hauteur du signal de vitesse

FIGURE 3.17 – Seuils de claquage,valeurs de β, et durées à mi-hauteur du signal de vitesse pour les différents confinements

L'eau reste à priori le meilleur confinement en terme de pression maximale atteignable et de performance. Cependant, les résultats obtenus avec les autres confinements sont très intéressants. En effet, on constate que certains confinements sont de bons candidats pour remplacer l'eau (le scotch double face, le scotch n°16 par exemple). De façon originale, cette étude permet donc de valider différents confinements possible pour le test d'adhérence par choc laser. De plus, même les confinements les moins performants, par exemple le vernis n°1 peuvent avoir un intérêt car dans certaines configurations il n'est pas nécessaire d'atteindre des pressions élevées. On peut donc dans ce cas opter pour un confinement possédant une pression maximale plus faible mais une applicabilité élevée.

3.2.5 Influence du revêtement protecteur sur les pressions générées

Le chauffage de la surface induit par le plasma crée lors de l'interaction peut dégrader les cibles. Celles ci sont donc recouverte d'un matériau thermo-protecteur (peinture, adhésif,...)

TABLEAU 3.1 – Identification du seuil de claquage et de β

Confinement	β	Seuil	Durée à mi-hauteur	Pression maximale	Applicabilité
	(GP$a.cm$.GW$^{-0.5}$)	(GW/cm^2)	(ns)	(GPa)	
Scotch double face	1.98	13.0	31.09	7.1	++
Scotch n°17	0.61	9.0	38.61	1.8	++
Scotch n°16	1.73	11.5	27.63	5.9	++
Graisse à vide	0.85	12.5	30.17	3.0	-
Huile (isio 4)	2.02	>25	31.25	??	-
Eau	2.06	>25	30.51	??	+
Epoxy	1.00	6.5	34.64	2.5	–
Vernis n°1	1.27	10.0	21.21	4.0	++
Vernis n°2	0.80	6.0	21.34	2.0	++
Varagel	0.98	14.0	34.59	3.7	–

afin de la protéger. C'est le cas de la plupart des applications industrielles du choc laser (laser shock peening) à l'exception de la configuration expérimentale développée sur les centrales nucléaires par Toshiba, qui n'utilise pas de revêtement.

Actuellement, l'interaction laser-matière sur les cibles revêtues avec les différents revêtements protecteurs est mal connue. En effet, la nature même du revêtement peut modifier la propagation des ondes de choc générées. Il est bien connu aujourd'hui que les phénomènes dit de désadaptation d'impédance peuvent modifier l'amplitude des ondes de choc atteignant le matériau à traiter. De plus, la présence de colle dans le revêtement peut réduire fortement l'amplitude du choc. Par conséquent, la structure complexe des adhésifs utilisés (aluminium + colle) modifie fortement la propagation des ondes de choc. On se propose ici d'étudier différents scotchs industriels afin d'analyser leur effet sur l'amplitude des ondes générées.

Dans cette étude, neuf adhésifs aluminium, un adhésif d'électricien et deux peintures aluminium ont été retenues (figure 3.19). Le choix des revêtements s'est porté sur leurs différentes caractéristiques (figure 3.18) :

- L'épaisseur de feuille métallique
- L'épaisseur de la colle
- La température limite de tenue mécanique
- La force d'adhérence
- La résistance à la traction
- Les différents type de matériaux (scotch, peinture)

	Nom	épaisseur feuille(mm)	épaisseur colle(mm)	épaisseur totale	température max (°C)	force d'adhérence (N/mm)	résistance traction (N/mm)	Fabricant
	Scotch Alu							
5	**Alu 175-7814**	0.12	0	0.12	149	51N/100mm	525N/100mm	3M
6	**Alu 763-8835**	0.17	0	0.17	80	36N/100mm	444,8N/100mm	3M
7	**Alu 458-7416**	0.075	0	0.075	70	120N/100mm	180N/100mm	3M
8	**Alu 176-573**	0.03	0.04	0.07	110	36N/100mm	120N/100mm	Advance Tapes
9	**Alu 408-9574**	0.05	0.04	0.09	110	40N/100mm	350N/100mm	Advance Tapes
10	**Alu 685-1728**	0.003	0.057	0.06	130	80N/100mm	250N/100mm	coroplast
11	**Alu 176-567**	0.04	0.04	0.08	110	38 N/100mm	220N/100mm	Advance Tapes
12	**Alu 431**	0.05	0.03	0.08	149	45N/100mm	338N/100mm	3M
13	**Alu 1170**	0.05	0.031	0.081	130	38N/100mm	350N/100mm	3M
	Scotch Electricien							
16	**Super 33 +**	Pas de données constructeurs						3M
	Peinture							
19	**ERPAM 400**							Jelt
20	**Jelt Alu**							Electrolube

FIGURE 3.18 – Caractéristiques des différents revêtements thermo-protecteur utilisés

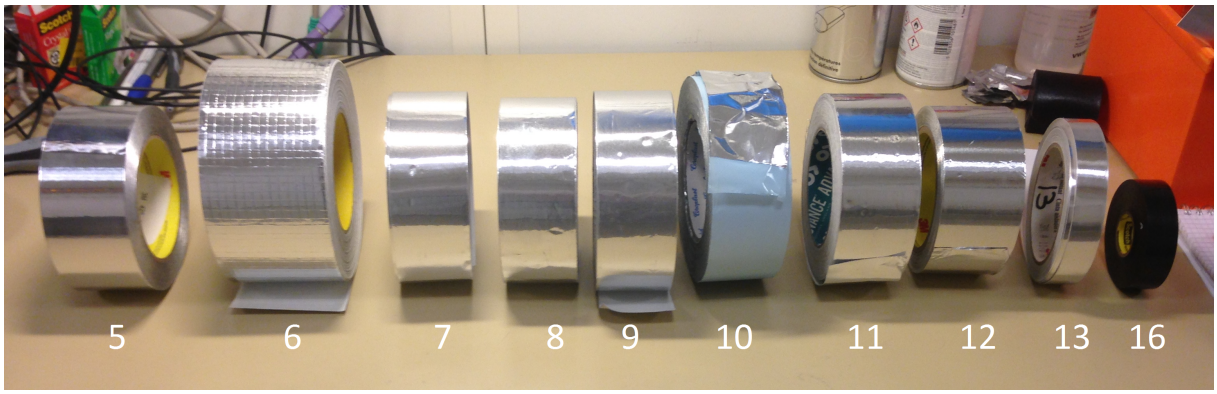


FIGURE 3.19 – Photo des différents revêtements thermo-protecteur utilisés

Afin de caractériser les adhésifs pour lesquels nous n'avions pas de données et pour valider les paramètres donnés par les différents constructeurs, différentes mesures ont été effectuées. En effet, une validation de l'épaisseur de colle et d'aluminium présents dans le scotch

à été faite par profilométrie et microscopie optique (Annexe D).

Afin d'optimiser les différents revêtements thermo-protecteur utilisés, des mesures de vitesse en face arrière ont été réalisées sur aluminium. Pour cela, deux flux laser incidents (3 GW/cm^2 et 6 GW/cm^2) ont été choisis. Ces deux flux permettent d'obtenir des vitesses en face arrière sensiblement différentes. Par ailleurs, nous avons volontairement choisi des flux en dessous du seuil de claquage afin d'éviter tout phénomène "parasite" qui aurait pu nuire aux différentes mesures. Les différents résultats obtenus sur aluminium sont présentés dans la figure 3.20. Cette figure présente la vitesse en face arrière en fonction des différents revêtements thermo-protecteur utilisés pour les deux flux considérés. Les barres d'erreur correspondent aux extremums obtenus pour les différentes séries de tirs. En effet, afin d'avoir un bon échantillonnage, en moyenne quatre tirs ont été réalisés pour chaque configuration aluminium + thermo-protecteur. De plus, les épaisseurs de colle et d'aluminium ont été rajoutées sur le second axe vertical. Il est important que de noter que les thermo-protecteurs notés "J1H", P1H", "J1J" et "P1J" correspondent aux deux peintures aluminium utilisées (J pour Jelt et P pour Pam) pour deux temps de séchage différents (1H pour une heure et 1J pour une journée).

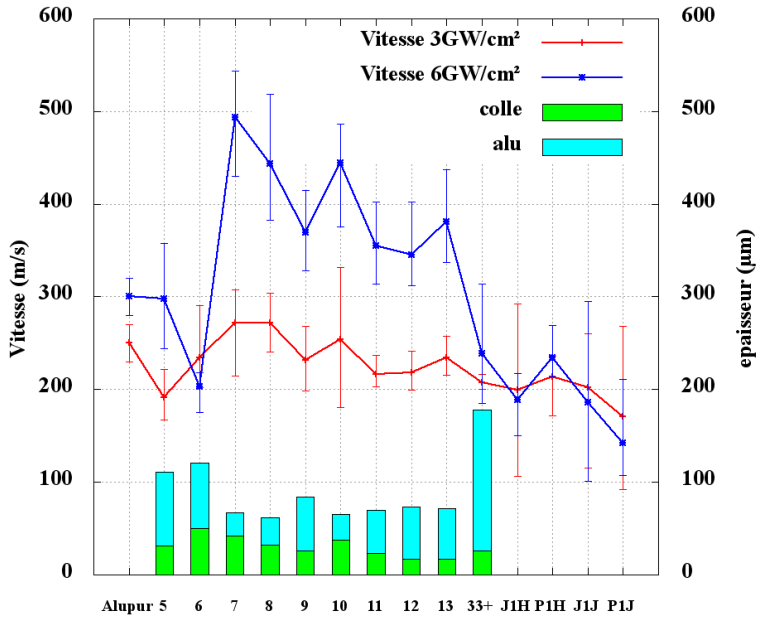


FIGURE 3.20 – Vitesse en face arrière en fonction du matériau thermo-protecteur à 3 GW/cm^2 et 6 GW/cm^2 sur aluminium

On constate (figure 3.20) que les épaisseurs de colle et d'aluminium ont une influence sur les mesures de vitesses maximales en face arrière. En effet, on peut constater que l'augmentation de l'épaisseur de colle a tendance à amplifier la vitesse obtenue en face arrière. A contrario, l'augmentation de l'épaisseur d'aluminium présent dans le revêtement à ten-

dance quant à elle à atténuer l'onde de choc. On voit aussi que l'épaisseur totale influence le résultat. Si on devait tirer un premier bilan de ces résultats, il conviendrait de dire que le meilleur revêtement thermo-protecteur est de faible épaisseur et constitué d'une importante épaisseur de colle et d'une fine couche d'aluminium.

Les résultats obtenus pour les deux peintures aluminium sont particuliers car on n'observe pas d'influence du changement de flux sur la vitesse maximales obtenue en face arrière. Cela semble signifier que la peinture joue uniquement son rôle thermo-protecteur sans amplifier l'amplitude de l'onde de choc à 3 GW/cm^2 mais en l'atténuant à 6 GW/cm^2 et en augmentant la dispersion des résultats. Cette conclusion est assez problématique dans le cas d'une utilisation industrielle où l'on souhaite un traitement de surface homogène et contrôlé.

Afin de comprendre les phénomènes mis en jeux, des simulations numériques par éléments finis ont été réalisées. Ces simulations ont eu pour objectifs d'étudier l'influence de l'épaisseur de colle, d'aluminium et l'épaisseur totale sur la pression générée en surface du matériau. En se basant sur ce qui à été dit précédemment, beaucoup d'hypothèses ont été formulées pour mener à bien ces calculs. Nous avons ainsi décidé de modéliser la colle comme un matériau homogène isotrope ce qui n'est pas bien évidemment pas le cas dans la réalité. L'onde de choc va densifier la colle lors de son passage modifiant ainsi ses propriétés et notamment sa vitesse du son. Par ailleurs, les interfaces sont considérées comme parfaites et aucun critère de rupture n'a été intégré dans la simulation.

Malgré les hypothèses formulées, les résultats obtenus sont plutôt concluants. En effet, il a été possible dans la majorité des cas de modéliser avec une certaine précision la réponse en face arrière des systèmes étudiés au moins pour ce qui concerne le premier pic de vitesse. Cependant, les modifications induites par le passage du choc sont difficiles à prendre en compte (modification de la colle et des interfaces, ...) et elles génèrent des erreurs au niveau de la modélisation du second pic de vitesse. La simulation donnant de bons résultats pour le premier pic (figure 3.21), il a été possible de faire varier numériquement les épaisseurs des matériaux constituant les différents adhésifs.

Afin de faciliter l'étude concernant l'influence des adhésifs sur les pressions générées en surface des matériaux, seules les variations de l'épaisseur de colle ont été considérées. L'épaisseur de l'aluminium présent dans le revêtement a été fixée à 20 µm et celle du substrat fixée à 500 µm. La figure 3.22 montre le rapport de la pression imposée à l'interface sur la pression imposée à la surface lors de l'interaction laser-matière et ceux pour les différentes épaisseurs de colle. Cette figure montre aussi la courbe représentant la vitesse obtenue en face arrière pour les différentes simulations. Les points expérimentaux de mesure

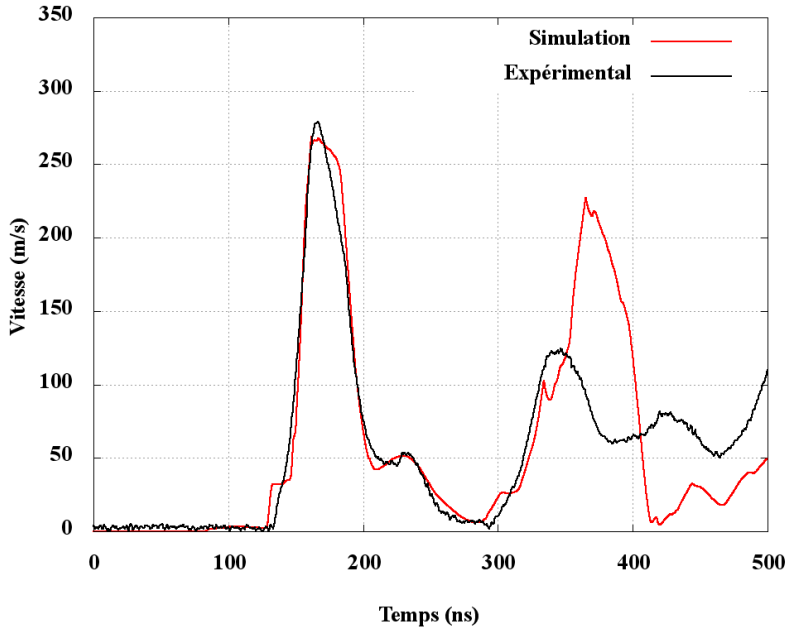


FIGURE 3.21 – Comparaison de la vitesse en face arrière entre la simulation et l'expérience d'un tir réalisé sur système scotch (30 µm d'aluminium + 40 µm de colle) et aluminium (500 µm)

de vitesse sont reportés sur la courbe avec l'indication de l'épaisseur d'aluminium présent dans l'adhésif.

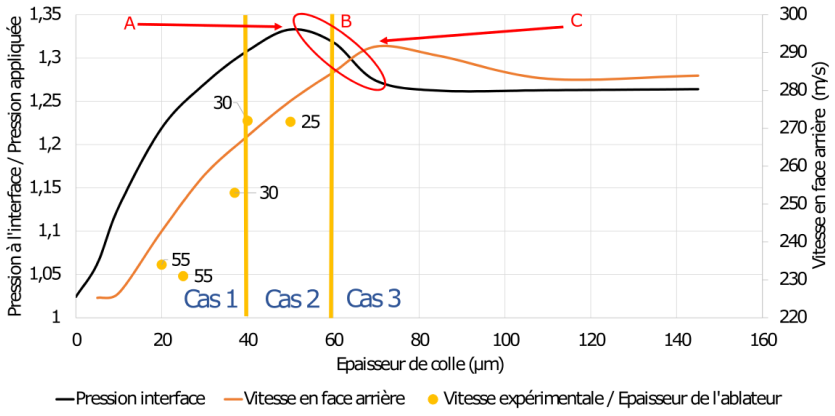


FIGURE 3.22 – Pression à l'interface colle/aluminium et vitesse en face arrière en fonction de l'épaisseur de colle

Sur la figure 3.22, la première chose qui peut être constatée est que le rapport maximal des pressions et la vitesse maximale en face arrière ne sont pas obtenus pour la même épaisseur de colle (55 µm pour la pression contre 72 µm pour la vitesse). Cette différence peut s'expliquer par le fait que le rapport des pressions ne prenne pas en compte l'atténuation de l'onde de choc à travers les 500 µm d'aluminium du substrat. De plus, vu la complexité de système étudié, les réflexions au niveau des différentes interfaces doivent perturber la propagation de l'onde de choc incidente. La figure 3.22 montre aussi qu'il est possible d'am-

plifier le choc au niveau de la surface du matériau à traiter. On constate que la courbe des rapports de pressions présente 3 domaines :

— Un premier domaine où la pression augmente avec l'épaisseur de colle,

— Un second domaine où l'on atteint le rapport maximal de pression imposée

— Un 3ème et dernier domaine où la pression stagne à environ 1.25 fois la pression en face avant.

L'existence de ces trois domaine peut s'expliquer par le phénomène de désadaptation d'impédance. Son principe de base réside dans le fait qu'une onde de choc peut être amplifiée au passage d'un milieu A vers un milieu B d'impédance supérieure. Dans la pratique, il est nécessaire que le milieu A possède une épaisseur suffisante pour que ce phénomène se produise. Cette épaisseur peut se résumer à la condition suivante :

$$e_{milieu} > \tau_{choc} C_{son} \tag{3.8}$$

où e_{milieu} est l'épaisseur du milieu A, τ_{choc} la durée du front de montée de l'onde choc et C_{son} la vitesse du son dans le milieu.

Globalement, trois cas de figures peuvent se présenter (3.23) :

— Cas n°1 : L'épaisseur de la colle n'est suffisante et la désadaptation n'est pas totale. Dans ce cas, plus l'épaisseur de colle augmente plus la pression sera importante car on se rapproche du cas où la désadaptation d'impédance est totale.

— Cas n°2 : L'épaisseur de colle est optimale et la pression générée sur la surface du matériau à traiter est maximale.

— Cas n°3 : La désadaptation d'impédance est totale et l'onde commence à s'atténuer.

Afin de mieux appréhender ce qui se passe, les profils de pression au niveau de l'interface colle/substrat(alu) ont été représentés dans la figure 3.24 pour des épaisseurs de colle variables (de 5 µm à 145 µm). On retrouve bien que la pression est amplifiée jusqu'à atteindre son maximum pour 50 µm de colle. De plus, les détentes des profils de pression sont différentes en fonction de l'épaisseur de colle. Plus l'épaisseur de colle est importante, plus le profil de pression est "large" à mi-hauteur. Par ailleurs, lorsque que l'on dépasse le cas optimisé, l'interface est mise en traction après le passage du choc (par exemple, pour 85 µm de colle, la traction est de 100 MPa à l'interface pour t=70 ns). Ceci peut être problématique si le scotch ne possède pas une adhérence suffisante et provoquer son décollement.

Afin de valider les mesures obtenues précédemment, différents tirs ont été effectués sur substrat épais avec pour objectifs de corréler les mesures de vitesse obtenues en face arrière

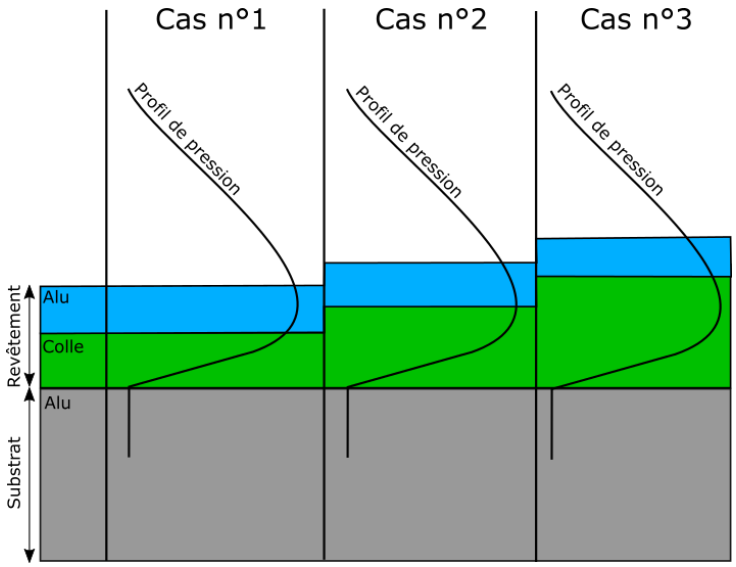


FIGURE 3.23 – Propagation de l'onde de choc dans la colle

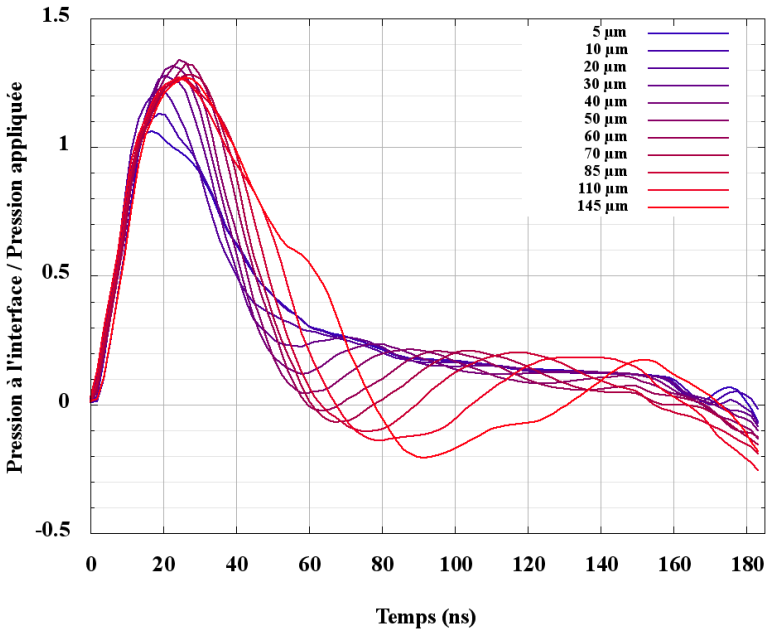


FIGURE 3.24 – Profil temporel de l'onde de pression imposée l'interface colle/substrat pour différentes épaisseurs de colle

aux mesures d'enfoncement de matière. Afin de réaliser les mesures d'enfoncement, le revêtement a été enlevé après traitement puis les différents impacts présents sur les échantillons ont été caractérisés au profilomètre. Les différents résultats obtenus sont compilés dans la figure 3.25.

Finalement, le tableau 3.2 propose un récapitulatif des différentes caractéristiques des revêtements selon un code couleur (du bleu pour très performant au orange pour pas performant) et selon sept critères :

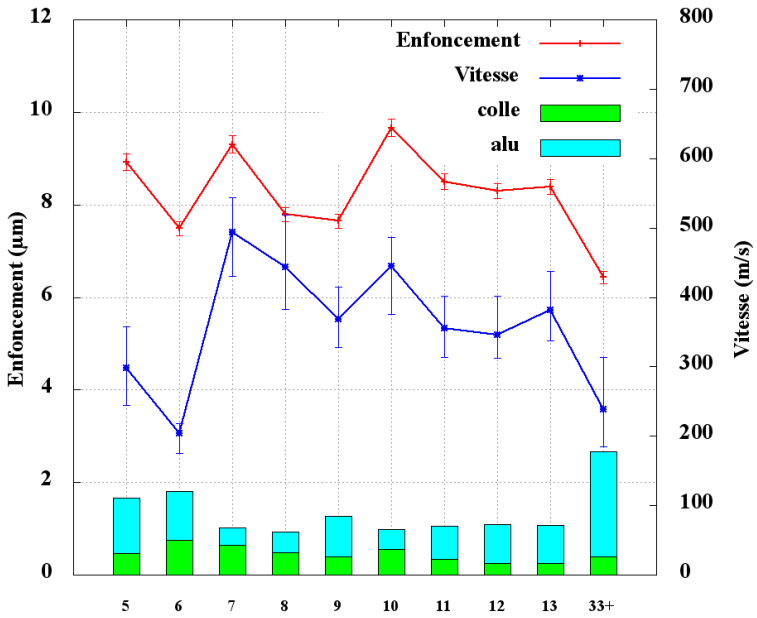


FIGURE 3.25 – Bilan de l'enfoncement de matière pour un flux incident de 6 GW/cm^2 pour les différents revêtements utilisés et pour trois substrats différents : Aluminium de fonderie, Aluminium aéronautique et acier inoxydable

— L'amplitude de la vitesse en face arrière. Plus celle-ci sera importante, plus la pression générée en face avant sera importante et meilleur sera le revêtement.

— La propreté de la surface après impact. En effet, il est commun après des impacts répétés d'avoir des petits cratères à la surface de l'échantillon qui peuvent nuire à la qualité du procédé. De plus, certains revêtements nécessitent un nettoyage à l'acétone pour enlever les résidus de colle.

— La résistance à la cadence. Ce critère permet d'estimer la tenue du revêtement à des sollicitations répétées.

— Le temps d'application. Plus ce temps sera court, plus le revêtement sera considéré comme performant.

— L'application à des géométries complexes. Même si dans le cadre de cette étude les géométries considérées étaient planes, certaines applications nécessitent l'application d'un revêtement sur des surfaces présentant des géométries complexes. On constate, que pour ce critère, les peintures aluminium sont les plus efficaces.

— La qualité de la pose. Ce critère permet d'indiquer si le revêtement est facile d'application et si une fois posé celui-ci ne présente pas d'hétérogénéité dans la couche de colle (présence de bulle d'air, ...).

— Le coût. Dans le cadre des applications industrielles, la réduction du coût du revêtement peut être un élément déterminant.

Certains revêtements aluminium comme l'Alu 408-9574 (n°9) et l'Alu 176-567 (n°11) sont de très bons candidats et ils remplissent la majorité des critères établis. Néanmoins, la difficulté de pose de ces revêtements sur des géométries complexes restreint la géométrie des pièces traitables par choc laser. A contrario, les peintures sont faciles à poser mais transmettent moins bien les impulsions de pression.

TABLEAU 3.2 – Récapitulatif des caractéristiques des différents revêtements

	Nom	Vitesse en face arrière	Propreté de la surface	Résistance à la cadence	Temps d'application	Application sur des géométries complexes	Qualité de la pose (bulle d'air, etc...)	Coût
5	Alu 175-7814							
6	Alu 763-8835							
7	Alu 458-7416							
8	Alu 176-573							
9	Alu 408-9574							
10	Alu 685-1728							
11	Alu 176-567							
12	Alu 431							
13	Alu 1170							
16	Super 33+							
19	ERPAM 400							
20	Jelt Alu							

Très performant	Performant	Admissible	Pas performant	1,2,3,4 : remarques

3.3 Caractérisation de la pression générée avec deux impulsions

Cette section a pour objectif de présenter les mesures de pression induites par deux impulsions laser d'intensité variables et décalées dans le temps. Ce décalage en temps Δt est contrôlé et peut varier de 0 ns à 200 ms (voir chapitre expérimental). Deux configurations seront évoquées :

— La première concernant les faibles décalages pour des Δt compris entre 0 ns et 1000 ns.

— La seconde dédiée aux décalages plus importants de 100 µs à 200 ms.

La figure 3.26 montre les deux domaines applications correspondants pour le LASer Adhesion Test et Laser Shock Peening.

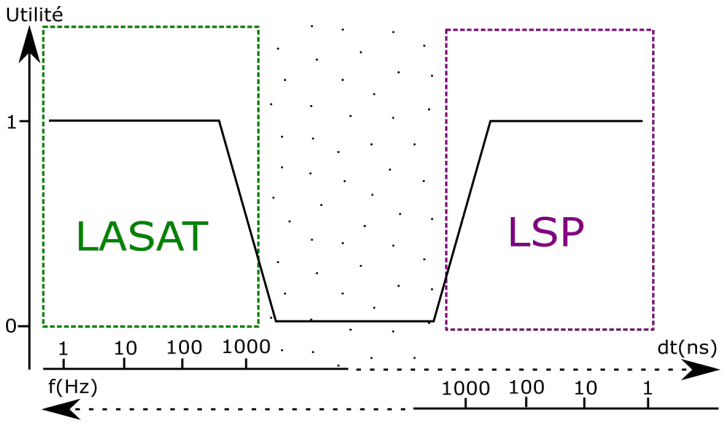


FIGURE 3.26 – schéma des différents domaines d'application des doubles chocs générés par laser

Sur cette figure, on constate que chaque application possède son propre domaine d'utilisation du décalage en temps pour les doubles impulsions. Les faibles décalages sont essentiellement utilisables pour l'optimisation du test d'adhérence alors que les décalages plus importants vont nous permettre de simuler les effets de cadence lors du procédé de Laser Shock Peening. En effet, le décalage en temps permet de simuler la cadence d'un traitement de surface par choc laser moyennant l'utilisation de la formule 3.9.

$$f_{\mathrm{LSP}}(\mathrm{H}z) = \frac{1}{\Delta t_{laser}} \tag{3.9}$$

On peut alors simuler et explorer les limites technologiques du procédé de laser shock peening en mode confiné eau en variant les cadences de traitement de 5 Hz à 1 GHz. Les résultats obtenus pour les différents décalages en temps Δt sont présentés dans les parties suivantes. On trouvera donc successivement : Les résultats obtenus pour les faibles décalages temporels et les résultats obtenus pour les décalages plus importants (étude sur la cadence de traitement).

3.3.1 Influence des faibles décalages en temps δt - Application LASAT

Cette section présente les résultats obtenus pour des décalages en temps compris entre 0ns et 500ns.

3.3.1.1 Principe de la mesure de pression pour les deux ondes de choc consécutives

Le principe de mesure de la pression pour les deux ondes de choc générées est sensiblement identique au principe d'identification des courbes pression-flux décrit précédem-

ment. Il consiste à venir reproduire les signaux expérimentaux de vitesses en face arrière obtenus expérimentalement. La différence réside principalement dans le fait qu'il n'est pas possible de définir un modèle analytique pour relier la vitesse du second pic de vitesse V_2 à la pression de la deuxième onde de choc P_2. Par conséquent, comme pour l'obtention des courbes pression-flux, on réalise plusieurs simulations pour un même tirs expérimental jusqu'à converger vers une solution (P_1,P_2,Δt) satisfaisante. La figure 3.27 résume les différents paramètres incidents impactant les campagnes d'essais ainsi que les mesurables.

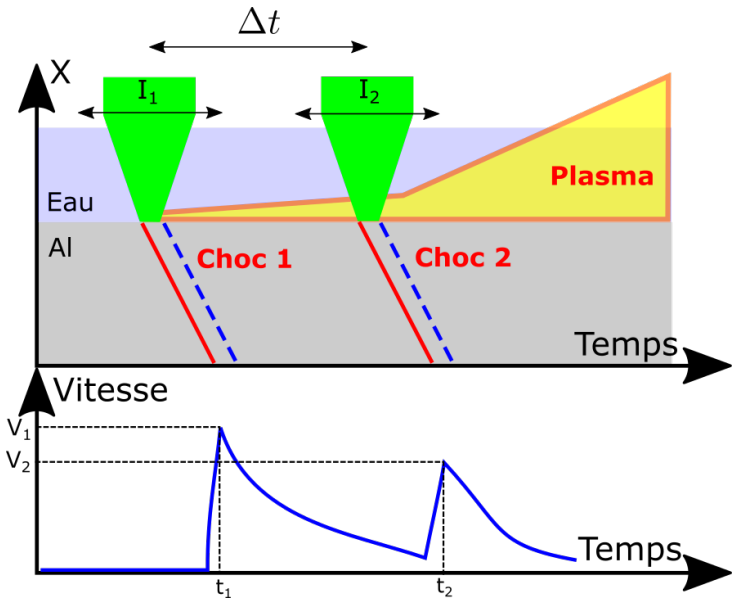


FIGURE 3.27 – Principe de la mesure de vitesse pour les deux ondes de choc générées

On obtient donc pour les différentes campagnes d'essais les paramètres incidents suivants :

— l'intensité I_1 liée à l'énergie E_1 délivrée par le laser par la relation $I_1 = E_1/\tau\Phi$

— l'intensité I_2 liée à l'énergie E_2 délivrée par le laser par la relation $I_2 = E_2/\tau\Phi$. Dans le cas d'une sollicitation dite "frontale", où les deux faisceaux laser incidents arrivent sur la même surface, la surface focale Φ est identique pour les deux impacts laser et les durées des deux impulsions τ sont égales.

— Le décalage temporel Δt entre les deux voies laser.

— L'épaisseur de la cible d'aluminium. Cette épaisseur est choisie de façon à faciliter l'identification des profils de vitesse tout en évitant de trop atténuer les ondes de choc se propageant dans la cible. Elle traduit le compromis entre résolution du pic de vitesse (rapport vitesse/bruit maximal) et un temps d'aller retour des ondes le plus grand possible pour éviter que la première onde vienne perturber l'identification de la seconde. Pour cela, l'épaisseur de la cible en aluminium a été augmentée à 1 mm ce qui permet un bon compromis entre une cible de 500 µm (aller-retour trop rapide) et une cible de 1.5 mm (onde de choc trop atténuées).

Par ailleurs, les mesurables sont définis de la façon suivantes :

— Le maximum du pic de vitesse en face arrière V_1 caractéristique du débouché de la première onde de choc.

— Le maximum de vitesse V_2 caractéristique du débouché de la seconde onde de choc.

— Le temps t_1, temps de débouché de la première onde de choc

— le temps t_2, temps de débouché de la seconde onde de choc

La figure 3.28 montre un profil de pression en face avant obtenus après simulation d'un tir expérimental sur la plateforme HEPHAISTOS. On constate sur le profil de vitesse qu'il est possible d'identifier les valeurs V_1 et V_2 des pic de vitesse qui après simulation permettent de remonter aux valeurs, P_1 et P_2, des pressions maximales des deux ondes de choc.

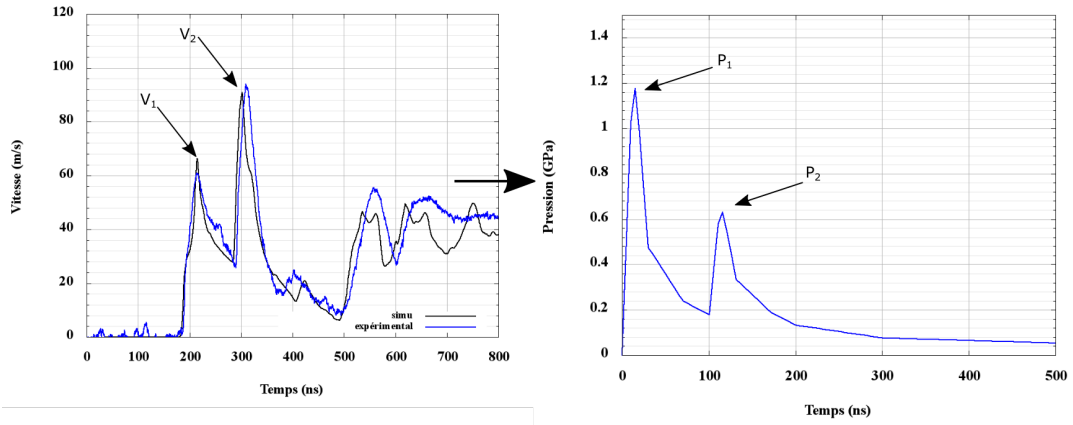


FIGURE 3.28 – (Gauche) - Exemple de signaux expérimentaux (bleu) et numérique (noir) pour un double choc de caractéristiques $I_1 = I_2 = 1.1$ GW/cm^2 et Δt=100 ns. (Droite) - Identification des pressions P_1 et P_2 obtenues après optimisation de la simulation numérique

3.3.1.2 Résultats - Obtention des vitesses V1 et V2 pour les différentes configurations

Cette section présente les résultats "bruts", c'est à dire après le dépouillement via le logiciel PyVisar, des mesures des vitesses V_1 et V_2 obtenues en face arrière pour diverses configurations :

— $I_1 = I_2 = 1.1$GW/cm^2 ($E_1 = E_2 = 0.90$J)

— $I_1 = I_2 = 2.2$GW/cm^2 ($E_1 = E_2 = 1.75$J)

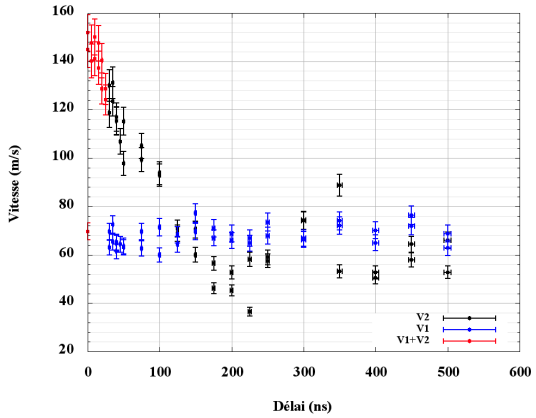
— $I_1 = I_2 = 3.3$GW/cm^2 ($E_1 = E_2 = 2.66$J)

— $I_1 = I_2 = 4.4$GW/cm^2 ($E_1 = E_2 = 3.50$J)

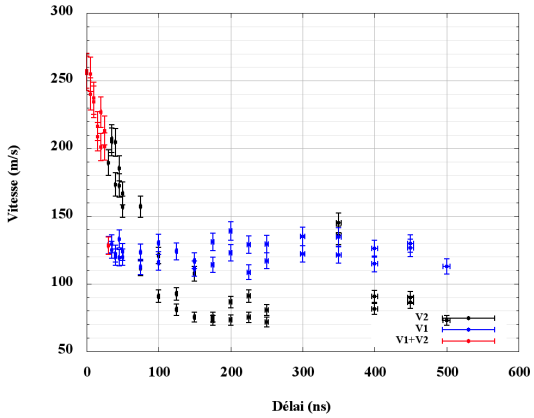
— $I_1 = I_2 = 6.9$GW/cm^2 ($E_1 = E_2 = 5.50$J)

Pour chaque configuration, une série de 2x24 tirs a permis d'étudier l'influence du paramètre Δt sur les mesures V_1 et V_2 effectuées par VISAR. On a donc fait varier le paramètre Δt de 0

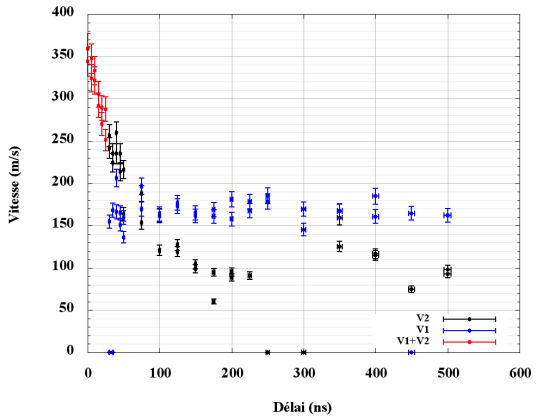
ns à 500 ns en affinant les mesures pour les faibles décalages. Tous les résultats obtenus sont présentés dans les figures 3.29.



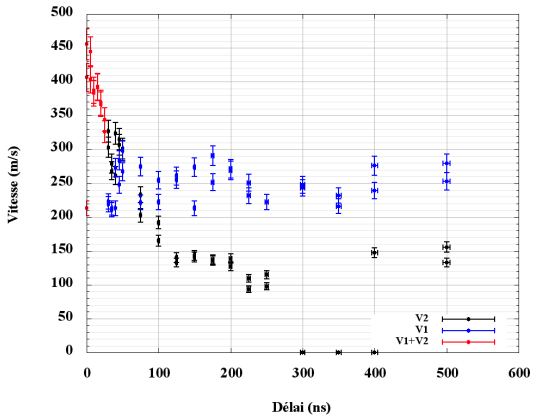
(a) $I_1 = I_2 = 1.1 GW/cm^2$



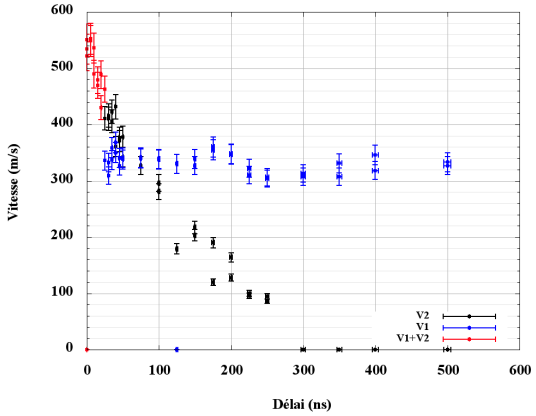
(b) $I_1 = I_2 = 2.2 GW/cm^2$



(c) $I_1 = I_2 = 3.3 GW/cm^2$



(d) $I_1 = I_2 = 4.4 GW/cm^2$



(e) $I_1 = I_2 = 6.9 GW/cm^2$

FIGURE 3.29

Les courbes représentant V_1 et V_2 en fonction de Δt se composent toutes de trois courbes différentes :

— La courbe en bleu représente les valeurs obtenues pour V_1. On vérifie bien que pour

une intensité I_1 constante, il n'y a pas d'influence de Δt sur la mesure de V_1. On peut aussi vérifier que les différents couples (I_1,V_1) obtenus sont situés sur les courbes caractéristiques des chocs réalisés en mono-impulsion.

— La courbe rouge représente les valeurs de vitesse obtenues pour les très faibles décalages en temps (<30ns) pour lesquelles il est impossible de dissocier les deux différents débouchés des ondes de choc. On représente donc par cette courbe la valeur du pic unique de vitesse obtenu en face arrière. Les deux ondes de choc ne se dissocient pas pour des très faibles décalages en temps car la seconde onde de choc se propage plus vite que la première. En effet, la première onde de choc met la cible en vitesse et par conséquent la seconde onde de choc se propage à la vitesse du son dans un référentiel qui se déplace à U = P/Z et fini donc par rattraper le premier choc. Cette hypothèse est validé par le fait le rapport $(t_2 - t_1)/\Delta t$ est inférieur à 1 pour les faibles décalages.

— La courbe en noir quant à elle représente les valeurs de V_2 obtenues pour les différentes configurations lorsque les deux débouchés des ondes de choc sont dissociables. On constate que globalement la vitesse V_2 diminue avec Δt. On constate également que pour un décalage temporel supérieur à 30ns, l'écart entre les niveaux de vitesses générés par les impulsios 1 et 2 s'agrandit lorsque l'intensité laser augmente.

3.3.1.3 Résultats - Obtention des pression P1 et P2 pour les différentes configurations

Comme décrit précédemment, on peut à partir des résultats de vitesse en face arrière V_1 et V_2 remonter via la simulation numérique à l'amplitude des deux chocs générés P_1 et P_2. Les deux paragraphes suivants présentent successivement l'influence du paramètre Δt sur la pression générée P_2 (pour $I_1 = I_2$) et l'obtention des courbes P_2=f(I_2) (pour I_1=Cste et Δt=Cste).

La figure 3.30 présente une compilation de toutes les mesures de pression obtenues en fonction de Δt.

La pression P_1 étant indépendante de Δt, elle est représentée sous forme de lignes continues dans la figure précédente. Les différentes couleurs permettent de différencier les différentes intensités I_1 utilisées. On constate que les pressions P_2 sont plus faibles que les pressions P_1 et ceux quelques soient et ce, quels que soient les Δt utilisés.

Pour obtenir les courbes $P_2 = f(I_2, I_1, \Delta t)$ plusieurs tirs expérimentaux ont été réalisés. On a ainsi étudié tous les couples $(I_2, I_1, \Delta t)$ parmi les paramètres suivants :

— $I_1 \in [1.1, 2.2, 3.3, 4.4, 6.9]$ GW/cm^2

— $I_2 \in [1.1, 2.2, 3.3, 4.4, 6.9]$ GW/cm^2

— $\Delta t \in [50ns, 200ns, 500ns]$

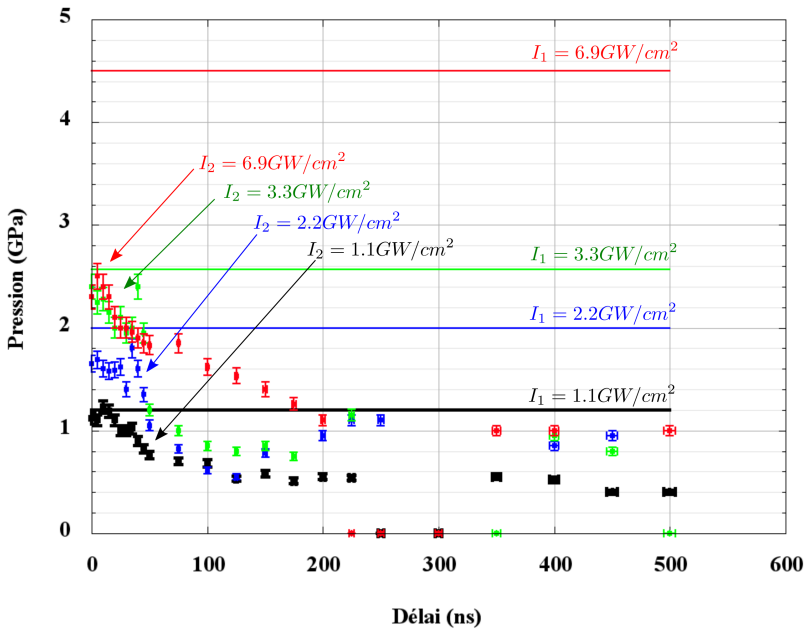


FIGURE 3.30 – Pressions P_1 (lignes continues) et P_2 (points) en fonction du décalage en temps Δt pour les différentes configurations étudiées

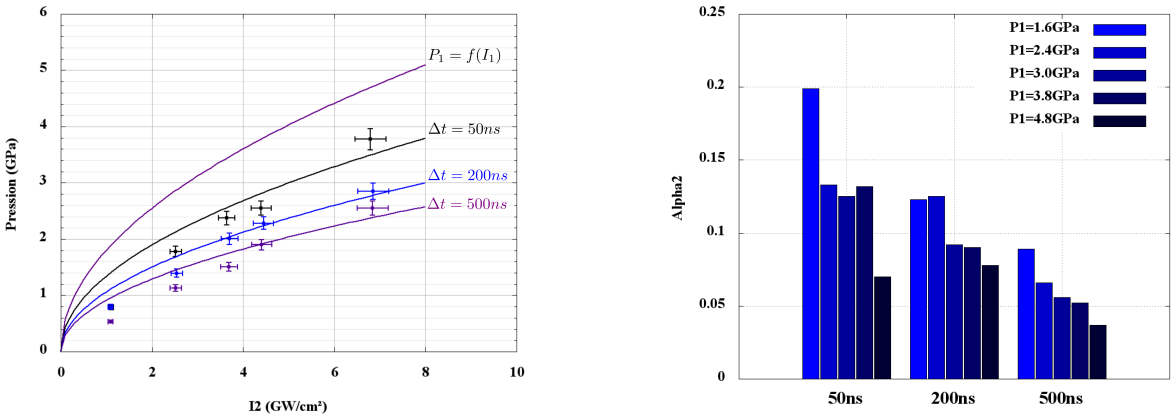
Les différents résultats obtenus ont permis de remonter aux différentes courbes pression-flux en utilisant l'équation 3.10. En effet, on a fait ici l'hypothèse que le modèle confiné s'appliquait encore pour la seconde impulsion. Cette hypothèse permet de considérer un coefficient α_2 caractéristique de l'interaction pour la seconde impulsion.

$$P_2 = 0.01\sqrt{\frac{\alpha_2}{2\alpha_2+3}}\sqrt{ZI_2} \tag{3.10}$$

La figure suivante (figure 3.31) montre un exemple de courbe $P_2 = f(\alpha_2, I_2)$ obtenue pour une configuration ainsi que les valeurs de α_2 obtenues en compilant tous les résultats.

Les différents résultats expérimentaux obtenus suivent bien la loi définie précédemment (figure 3.10). Les courbes pression-flux pour la deuxième impulsion sont très différentes selon le Δt utilisé. On a ainsi une baisse de la pression atteignable pour P_2 lorsque le décalage en temps ou lorsque P_1 augmente. Ce résultat est confirmé si l'on compare tous les coefficients α_2 calculés. A priori, le cas le plus défavorable est le cas où la pression de la première onde de choc est maximale et le décalage en temps le plus important. La figure 3.32 présente les différents α_2 obtenus mais cette fois dans le plan $(P_1, \Delta t)$. Cette mise en forme permet de se rendre compte de la diminution de α_2 avec P_1 et Δt.

Parmi toutes les configurations étudiées, la valeur maximale de α_2 atteignable est de 0.2.



(a) (b)

FIGURE 3.31 – (a) - Courbes $P_2 = f(\alpha_2, I_2)$ pour I_1=1.1GW/cm^2 et différents Δt. (b) - Valeurs de α_2 obtenus pour les différents couples (P_1, Δt)

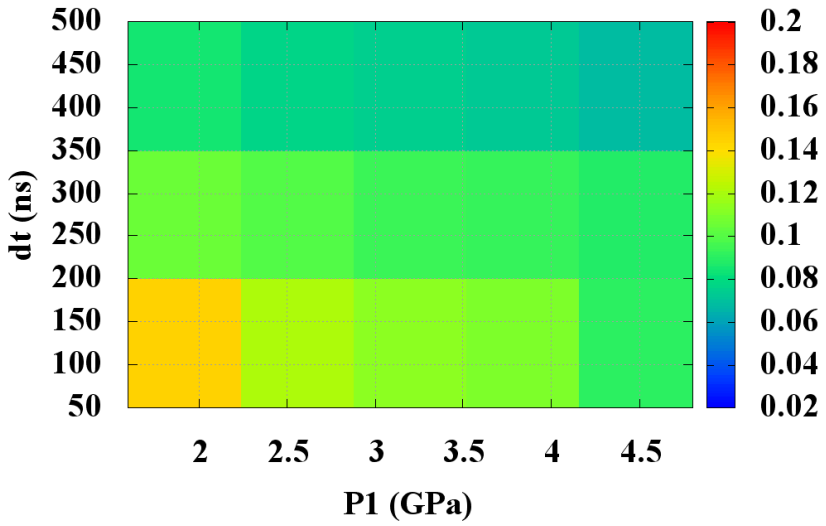


FIGURE 3.32 – Valeur de α_2 représentées dans le plan (P_1, Δt)

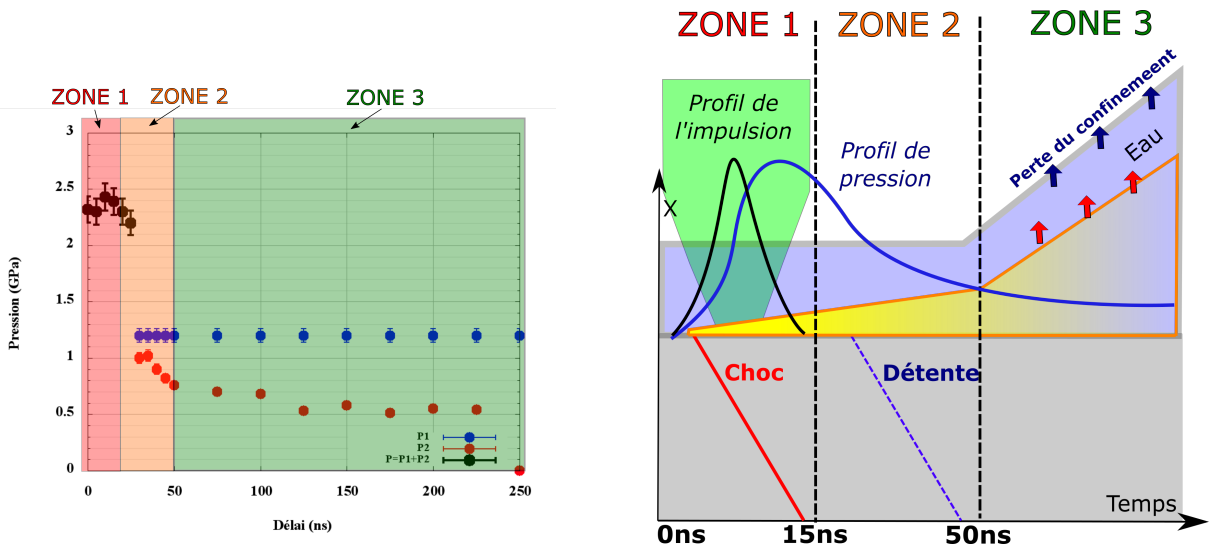
3.3.1.4 Discussions et Conclusion

Si on regarde en détail les résultats obtenus pour $I_1 = I_2 = 1.1GW/cm^2$, on constate que la courbe $P = f(\Delta t)$ peut être séparée en trois zones distinctes (figure 3.33).

— La première zone : "formation du plasma (0-15 ns)". Dans cette zone, la première impulsion laser génère un plasma à la surface de l'échantillon. La présence du plasma à la surface a pour conséquence d'augmenter l'absorption de la seconde impulsion laser et donc d'augmenter la valeur de P_2. Comme dans cette zone les deux ondes de choc sont superposées, il est impossible de dissocier P_2 et P_1. On obtient une valeur $P = P(P_1, P_2)$. Par ailleurs, le décalage en temps à pour effet d'accroître la durée de l'onde de pression.

— La seconde zone : "Ecrantage par le plasma (15-50 ns)". Ici, l'épaisseur du plasma n'est plus négligeable et l'énergie laser incidente de la seconde impulsion commence à être déposer en volume. On se retrouve dans cette zone avec une diminution de la pression.

— La troisième zone : "Expansion du plasma et perte de confinement". Après la première impulsion (t>50 ns), l'expansion du plasma diminue sa densité et l'absorption de celui-ci et permet à la seconde impulsion d'atteindre la surface de la cible. Simultanément, la perte de confinement réduit la pression générée.



(a) (b)

FIGURE 3.33 – (a) - Délimitation des trois zones présentent dans les courbes P = $f(\Delta t)$. (b) - Schéma de l'interaction laser-matière pour une impulsion incidente gaussienne

Finalement, l'obtention de ces différentes courbes permet de dimensionner les intensités I_1 et I_2 afin d'imposer des ondes de choc calibrée (P_1, P_2, Δt) à la cible. C'est ce résultat qui a motivé initialement l'étude systématique de l'influence du décalage en temps sur les pressions générées. Afin de faciliter l'utilisation des travaux décrits précédemment, un exemple d'utilisation des résultats va être décrit juste après.

3.3.1.5 Exemple d'utilisation

Un utilisateur désire dimensionner un essai LASAT. La simulation numérique et l'optimisation du décalage en temps lui indiquent qu'il est nécessaire d'avoir :

— P_1=2.2 GPa

— P_2=1.6 GPa

— Δt=220 ns

La courbe 5.22 montre qu'il faut I_1=3GW/cm^2 pour obtenir en face avant P_1=2.2GPa. La figure 3.32 indique que pour le couple (P_1=2.2GPa, Δt=220ns) le rendement d'interaction pour la deuxième impulsion est de 0.08. On obtient donc en utilisant la formule 3.10 une

intensité de I_2=3.4GW/cm^2 pour obtenir P_2=1.6GPa. Si la tache focale choisie est de 4mm de diamètre on aura donc E_1=2.68J et E_2=3.03J.

Il est important de noter que le nombre conséquent de tirs nécessaires à la réalisation des courbes (>300) n'a pas permis de réaliser une discrétisation plus importante pour la détermination de P_2. Il est donc nécessaire dans la majorité des cas d'interpoler entre les courbes existantes.

3.3.2 Influence des grands décalages en temps Δt - Application LSP

Cette section présente les résultats obtenus pour les décalages en temps importants (>500µs). L'objectif visé ici est de simuler l'influence de la fréquence-cadence de traitement f utilisée avec le procédé LSP, via une modification des durées inter-pulse Δt = 1/f, afin de définir des limites physiques à l'utilisation de cadences élevées..

3.3.2.1 Principe et Montage expérimental

Le principe de mesure de la fréquence limite pour le procédé LSP est basé sur le fait que si le procédé est reproductible, la pression générée en face avant de la cible est identique pour les deux impulsions laser incidentes. Les deux ondes de choc de même amplitude vont donc engendrer en face arrière les mêmes vitesses mesurées par VISAR. Par conséquent, une diminution du rapport V_2/V_1 sera caractéristique d'une baisse de la vitesse V_2 mesurée (V_1 est quasi constant quelque soit Δt) et donc d'une baisse P_2 de la pression générée. La fréquence à laquelle cette diminution du rapport V_2/V_1 apparaît sera nommée fréquence limite du procédé.

le montage expérimental qui a permis de réaliser l'étude sur Influence des grands décalages en temps Δt est composé de nombreux éléments 3.34.

— Le confinement par eau est assuré par un écoulement pariétal (filet d'eau) réalisé à l'aide d'une buse qui permet, moyennant la modification de la section de sortie, de modifier la vitesse du jet d'eau. Cette configuration est représentative des conditions de traitement utilisées industriellement, par exemple sur structures aéronautiques chez GE aux USA.
— Le diagnostic VISAR est situé en face arrière de la cible d'aluminium afin de permettre la mesure de la vitesse de surface libre qui permettra de remonter à la pression générée en face avant.
— Une lentille (f=150mm) permettant de focaliser les faisceaux laser incidents.
— Une caméra rapide permettant de caractériser la perte de confinement lié à l'éjection de l'eau après le premier impact laser.

— Une lampe Halogène permettant d'éclairer la scène afin de diminuer au minium la durée d'exposition de la caméra rapide.

— Un cross-jet d'air permettant de limiter les éjections d'eau en direction de la lentille de focalisation.

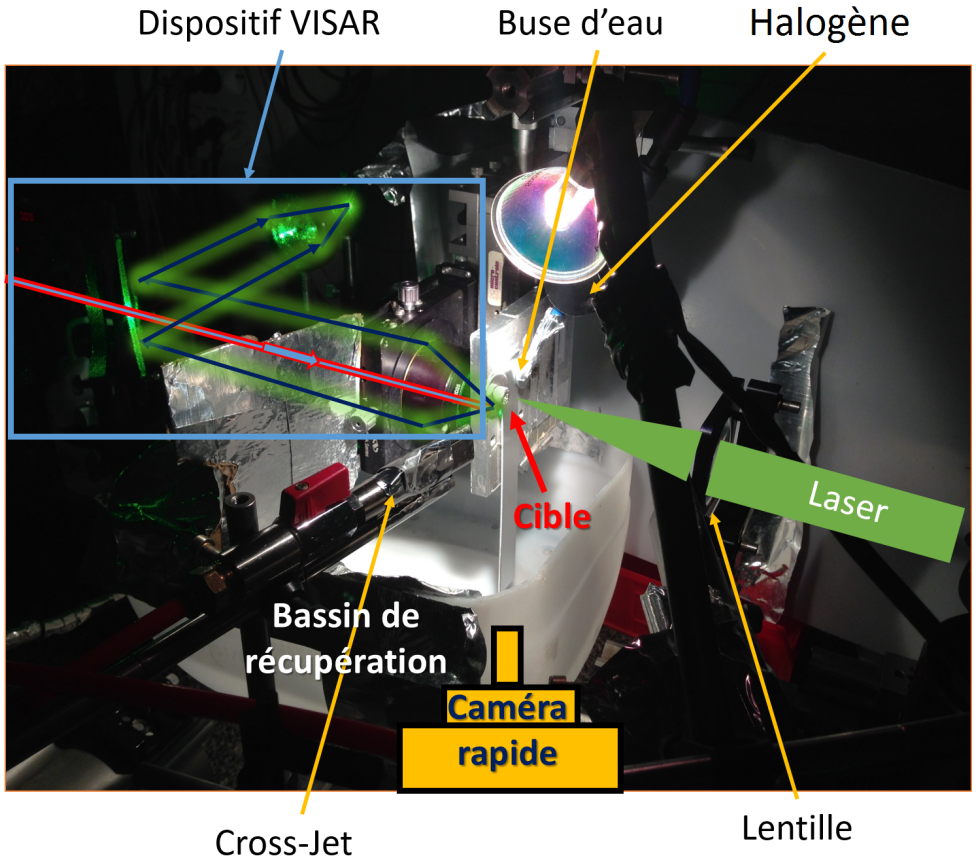


FIGURE 3.34 – Photographie du montage expérimental de la mesure de la fréquence limite de traitement

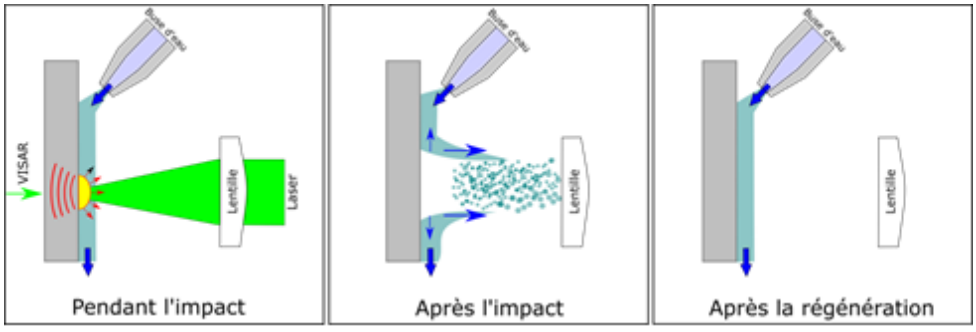


FIGURE 3.35 – Schéma du montage expérimental et des différents phénomènes intervenants pendant et après l'impact.

Le principe de mesure est basé, comme pour les faibles décalages en temps, sur la mesure par VISAR des vitesses en face arrière. Par contre, pour chaque tir, deux séries de mesures

sont effectuées en déclenchant l'oscilloscope sur chacune des deux impulsions incidentes. On obtient ainsi, après le tir, deux courbes "lissajous" à dépouiller pour remonter aux vitesses V_1 et V_2.

3.3.2.2 Les résultats expérimentaux - Rapport V2/V1

Cette partie présente l'ensemble des résultats obtenus avec la configuration décrite précédemment. Les différentes courbes présentes dans la figure 3.36 montrent le rapport des vitesses (V_2/V_1) en fonction de la cadence du traitement. Les points expérimentaux en bleus sont donc liés directement au mesures faites par VISAR tandis que la courbe en rouge représente la courbe approximé liant le rapport (V_2/V_1) à la fréquence. Plusieurs configurations (tache focale - Flux - débit) ont été étudiées :

— 3mm - 3 GW/cm^2 - débit n°1=1m/s

— 5mm - 3 GW/cm^2 - débit n°1=1m/s

— 1mm - 3 GW/cm^2 - débit n°1=1m/s

— 1mm - 1 GW/cm^2 - débit n°1=1m/s

— 3mm - 1 GW/cm^2 - débit n°1=1m/s

— 3mm - 6 GW/cm^2 - débit n°1=1m/s

— 1mm - 2 GW/cm^2 - débit n°1=10m/s

— 3mm - 3 GW/cm^2 - débit n°2=10m/s

— 1mm - 3 GW/cm^2 - débit n°2=10m/s

— 5mm - 3 GW/cm^2 - débit n°2=10m/s

— 6mm - 3 GW/cm^2 - débit n°2=10m/s

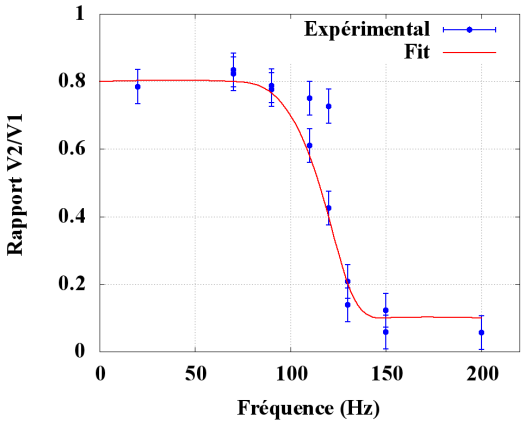
Le choix de ces différentes configurations a été motivé par le fait qu'il était nécessaire avec un nombre de tirs raisonnables ($\simeq$ 200) d'obtenir l'influence des grandeurs incidentes (tache focale - Flux - débit) sur la fréquence limite de traitement. Les différents débit d'eau notés débit n°1 et débit n°2 se différentient par la vitesse de l'écoulement pariétal. Les estimations des deux vitesses d'écoulement donnent successivement 1m/s et 10m/s pour les débit n°1 et n°2.

Sur les différentes courbes il est possible de différencier deux voire trois domaines :

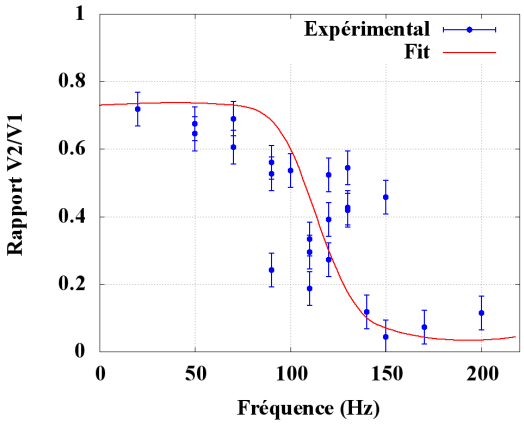
— Un premier domaine, où le rapport V_2/V_1 est compris entre 0.8 et 1,

— Un deuxième domaine, où le rapport V_2/V_1 diminue puis se stabilise à des valeurs entre 0.6 et 0.4

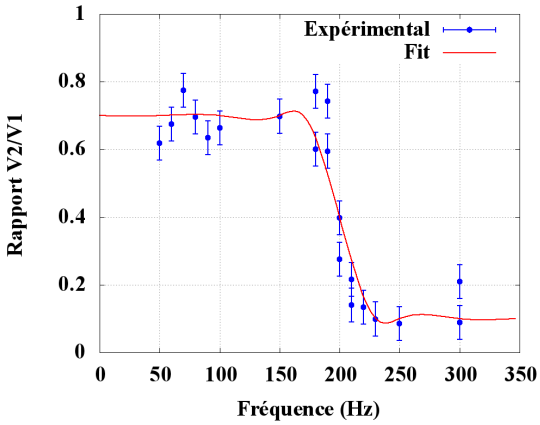
— Un troisième domaine, où le rapport V_2/V_1 diminue et de vient inférieur à 0.4-0.1.



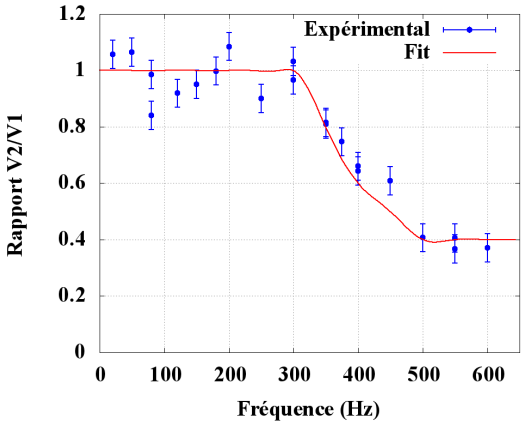
(a) 3mm - 3 GW/cm^2 - débit n°1=1m/s



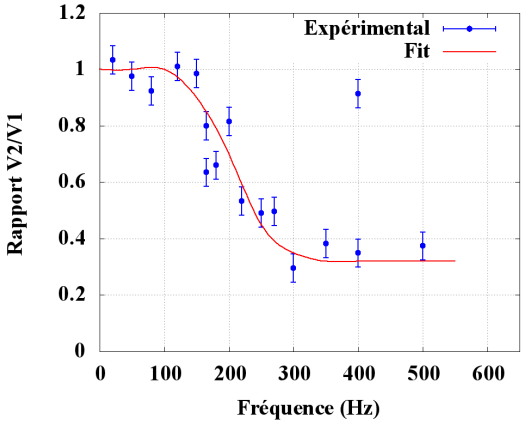
(b) 5mm - 3 GW/cm^2 - débit n°1=1m/s



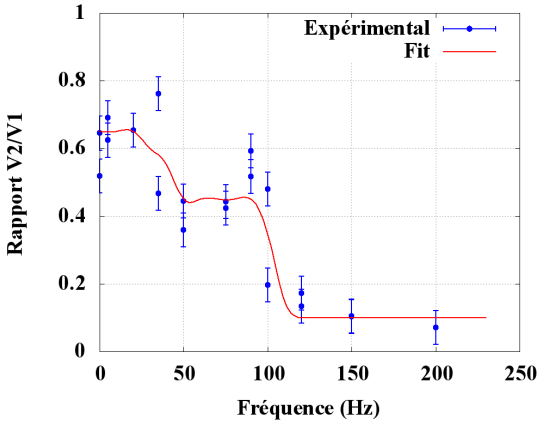
(c) 1mm - 3 GW/cm^2 - débit n°1=1m/s



(d) 1mm - 1 GW/cm^2 - débit n°1=1m/s



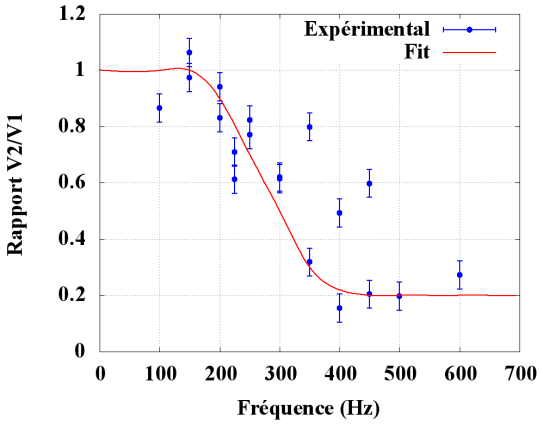
(e) 3mm - 1 GW/cm^2 - débit n°1=1m/s



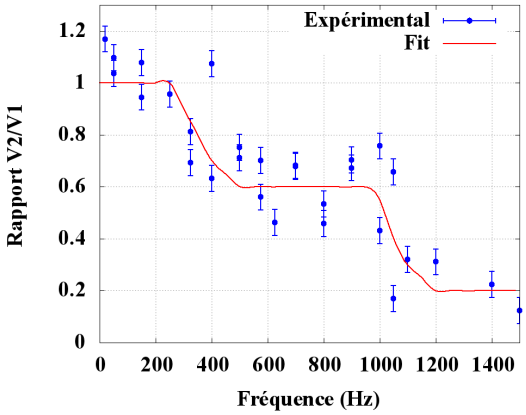
(f) 3mm - 6 GW/cm^2 - débit n°1=1m/s

3.3.2.3 Identification de la fréquence limite du procédé

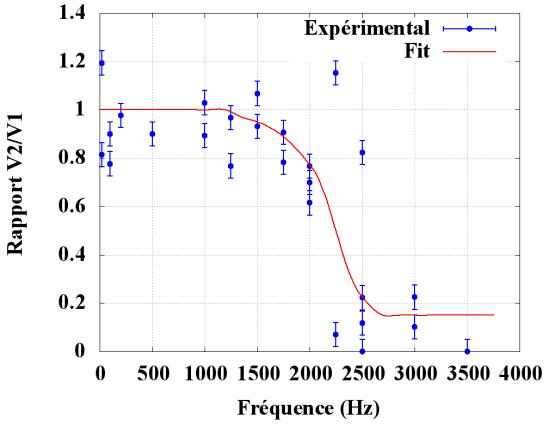
A partir de l'allure globale des courbes obtenues (figure 3.36), on peut définir (figure 3.37) la fréquence limite du procédé comme la fréquence qui délimite les domaines n°1 et n°3 ou bien les domaines n°2 et n°3. Elle correspond à une condition à partir de laquelle le rapport V_2/V_1 chute. Le domaine n°3 caractérisé par un rapport V_2/V_1 très faible est le domaine pour



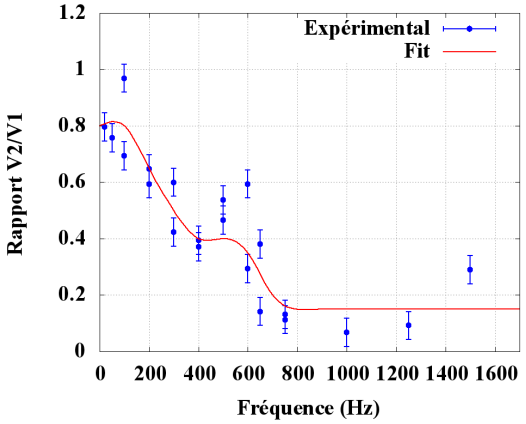
(g) 1mm - 2 GW/cm^2 - débit n°1=1m/s



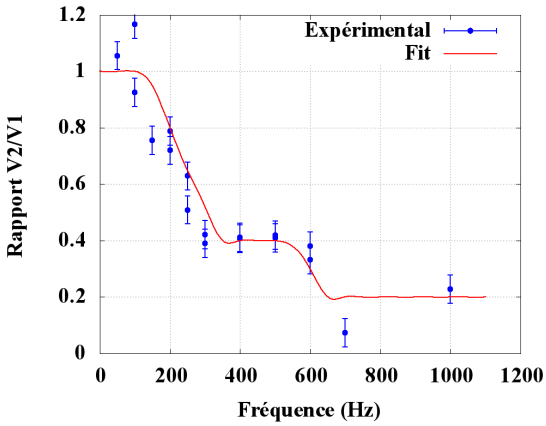
(h) 3mm - 3 GW/cm^2 - débit n°2=10m/s



(i) 1mm - 3 GW/cm^2 - débit n°2=10m/s



(j) 5mm - 3 GW/cm^2 - débit n°2=10m/s



(k) 6mm - 3 GW/cm^2 - débit n°2=10m/s

FIGURE 3.36 – Courbes représentant le rapport V_2/V_1 en fonction de la cadence de tir (Hz) pour les différentes configurations étudiées

lequel la pression générée par la seconde impulsion est beaucoup plus faible que celle générée par la première.

Sur les courbes expérimentales (figure 3.36) représentant les rapports V_1/V_2, on constate

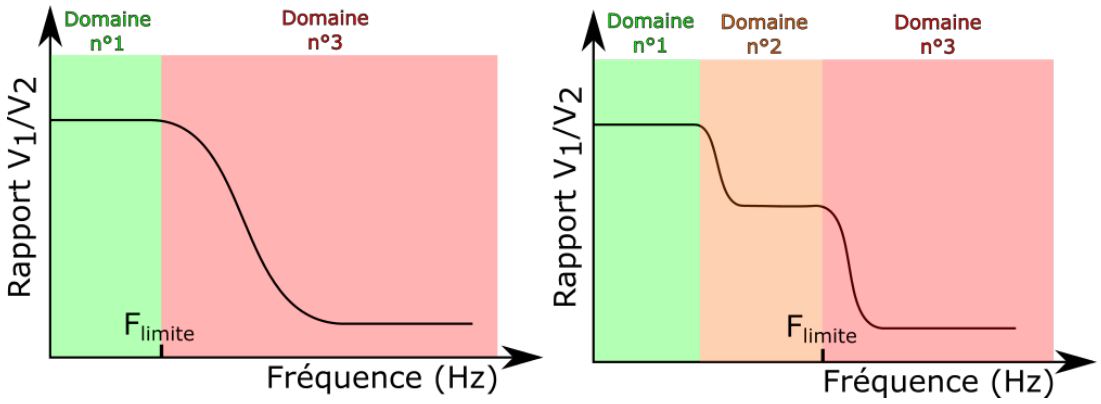


FIGURE 3.37 – (Gauche) - Identification des domaines n°1 et n°3 pour le cas où deux domaines sont identifiables. (Droite) - Identification des domaines n°1, n°2 et n°3 pour le cas où trois domaines sont identifiables

que, pour certaines configurations, il existe un domaine intermédiaire noté domaine n°2 caractérisé par une diminution de la vitesse V_2. Cette baisse est attribuée à l'éjection d'eau qui a lieu lors du premier impact laser. En effet, on constate expérimentalement, grâce à la caméra rapide, que des particules sont éjectées en direction de la lentille de focalisation. Ces gouttelettes d'eau présentes dans le chemin optique du laser ont pour effet d'atténuer l'intensité laser arrivant sur la cible. Afin de limiter les effets de ces particules, un écoulement transverse d'air (cross-jet) a été rajouté dans le montage expérimental. Cet ajout a eu pour conséquence de supprimer le domaine n°2 pour certaines configurations. Afin de vérifier que la fréquence limite est bien située à la frontière entre le domaine n°2 et le domaine n°3, nous avons filmé la zone de confinement par caméra rapide. Ces vidéos permettent de vérifier si, pour les différents tirs, le confinement a bien été régénéré entre les deux impulsions. En effet, la baisse de pression P_2, qui se produit lorsque que la fréquence est trop importante, est dû au fait que le confinement n'a pas le temps de revenir dans son état initial.

3.3.2.4 Observation par caméra rapide

La figure 3.38 montre des images obtenues par caméra rapide à 5000 images/s (temps d'intégration de 10 µs) de la zone d'interaction confiné par un écoulement d'eau avec deux impulsions laser décalées dans le temps pour représenter des taux de répétition de 50 Hz et 200 Hz. L'intensité laser est de 3 GW/cm^2 et le diamètre de tache focale est de 3 mm. Sur l figure, la cible en aluminium est à gauche, le laser arrive par la droite et l'écoulement d'eau par le haut. Le temps t_0 correspond au temps d'arrivée de l'impulsion laser sur la cible. Pour les deux taux de répétitions, à t_0, une forte éjection d'eau a lieu. Le temps t = 5 ms correspond au temps d'arrivée de la seconde impulsion pour 200 Hz. Dans ce cas, les particules d'eau générées lors de la première interaction sont toujours présentes dans le chemin optique du laser et écrante la cible. Pour t = 20 ms, correspondant au taux de répétition de 50 Hz, la seconde impulsion arrive. Pour 50 Hz, l'interaction se produit de façon optimale, le

confinement d'eau étant entièrement régénéré.

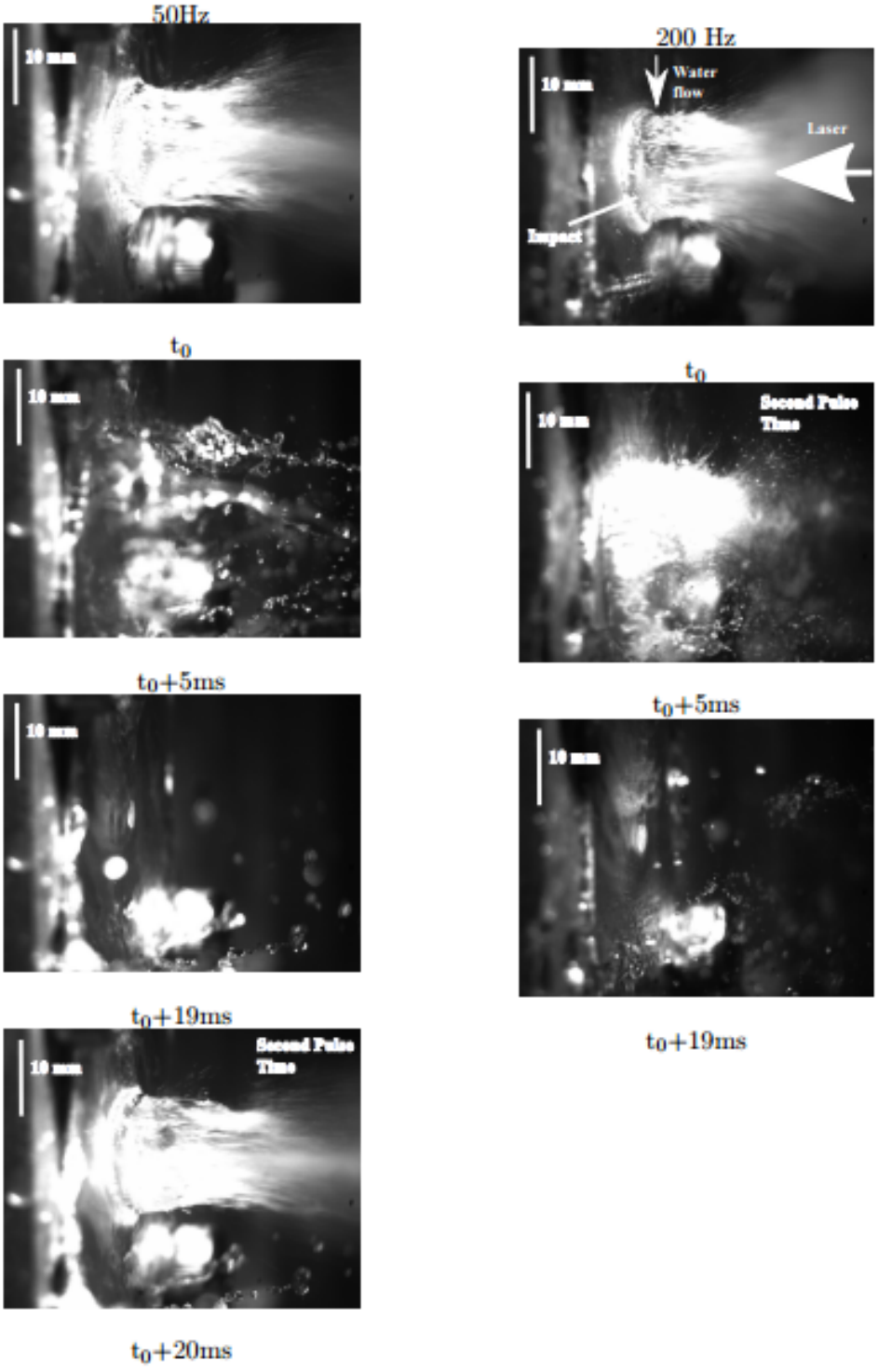


FIGURE 3.38 – Images obtenues par caméra rapide (5000 images/s) de l'éjection d'eau pour deux impulsions laser en régime de confinement par eau pour un taux de répétition équivalent à 50 Hz et 200 Hz. L'intensité laser incidente est de 3 GW/cm^2 et le diamètre de la tache focale est de 3 mm pour une vitesse d'écoulement de 1 m/s.

La figure 3.39 montre des images obtenues par caméra rapide à 20000 images/s (temps

d'intégration de 10 µs) de la zone d'interaction confiné par un écoulement d'eau pour une impulsion laser de 1 et 3 GW/cm^2 et un diamètre de tache focale de 1 mm. Pour les deux intensités considérées, l'éjection de l'eau est différentes. A 3 GW/cm^2, l'expansion du plasma s'étend jusqu'à un diamètre Φ_{jet} de 14 mm. Ceci démontre que l'expansion latérale du plasma d'interaction brise l'écoulement du confinement d'eau. Pour 1 GW/cm^2, la forme du jet d'eau peut se décomposer en deux parties. Au centre, un jet principal est crée au dessus de la zone d'interaction. La seconde zone correspond à l'expansion latérale du plasma. Pour 1 GW/cm^2, la pression du plasma est plus faible que pour 3 GW/cm^2. Par conséquent, la surface du film d'eau n'est pas entièrement brisée. Dans cette condition, la régénération du confinement est plus rapide ce qui permet d'atteindre des taux de répétition plus important.

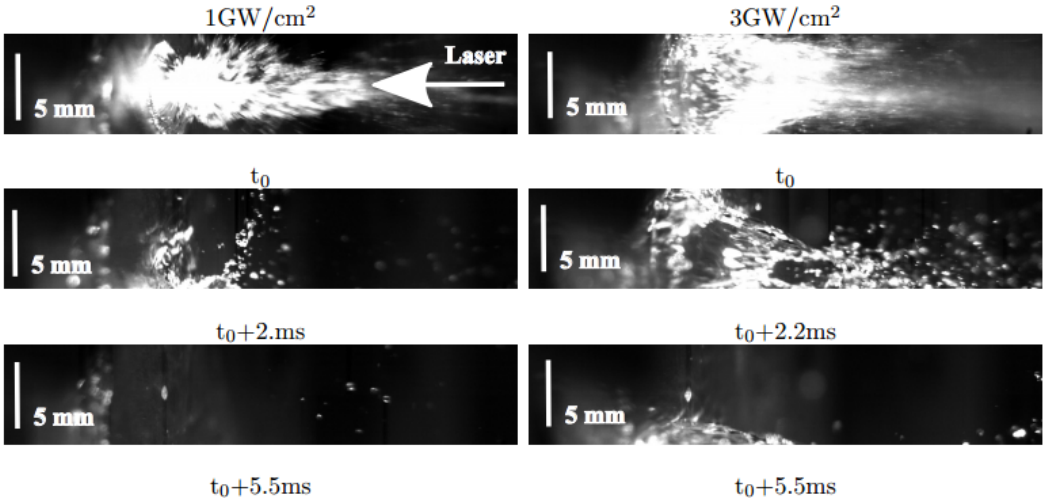


FIGURE 3.39 – Images obtenues par caméra rapide (20000 images/s) de l'éjection d'eau pour des intensités laser incidentes de 1 et 3 GW/cm^2 et un diamètre de tache focale de 1 mm. La vitesse d'écoulement de l'eau est de 1 m/s.

3.3.2.5 Influence de l'intensité sur la fréquence limite du procédé LSP (confinement pariétal)

La figure 3.40 présente la compilation des résultats obtenus pour différentes intensités incidentes (1, 3 ou 6 GW/cm^2).

On constate que l'augmentation de l'intensité incidente diminue la fréquence limite atteignable par le procédé. Ce résultat peut s'expliquer par le fait que le diamètre de la zone où l'eau de confinement est expulsée est directement lié à l'intensité incidente. Plus l'intensité incidente est importante plus la zone sans eau est importante et par conséquent plus le temps nécessaire pour régénérer le confinement est important. Par conséquent, la fréquence limite étant directement lié à l'inverse du temps de régénération du confinement, plus ce temps est important, plus la fréquence limite est faible.

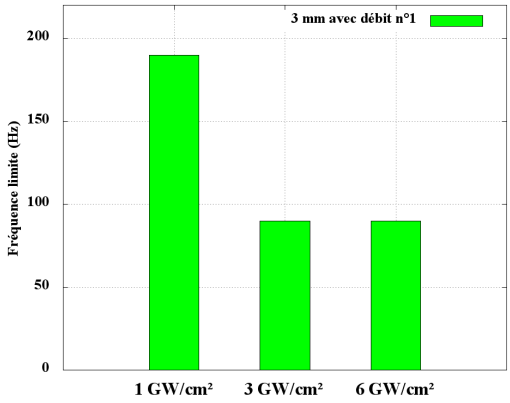
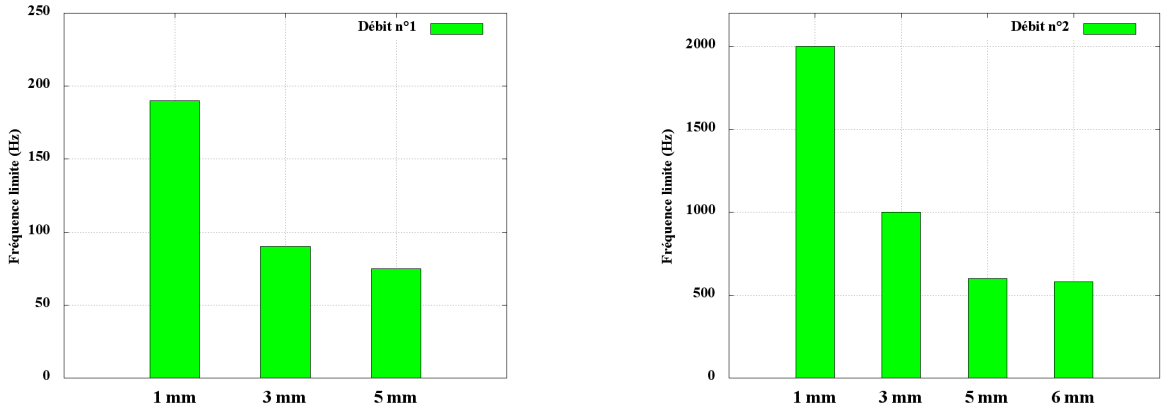


FIGURE 3.40 – Influence de l'intensité sur la fréquence limite de traitement

3.3.2.5.1 Influence du diamètre de tache focale sur la fréquence limite de traitement

La figure 3.41 présente les valeurs de la fréquence limite en fonction des différents diamètres de taches focales et ceux pour les deux débits considérés et des intensités incidentes égales à 3 GW/cm^2.



(a) débit n°1 - 3 GW/cm^2 (b) débit n°2 - 3 GW/cm^2

FIGURE 3.41 – Influence du diamètre de tache focale sur la fréquence limite de traitement

On constate ici que la limite admissible du procédé diminue avec le diamètre de la tache focale, ce qui semble logique si l'on considère qu'il faut plus de temps pour régénérer le confinement sur une tache focale plus importante. Cependant, la faible diminution de fréquence limite (débit n°1) voire même l'absence de diminution (débit n°2) entre les diamètres de 3mm et 5mm n'est pas cohérente avec l'hypothèse formulée précédemment. Les vidéos obtenues grâce à la caméra rapide ont permis de constater expérimentalement que l'eau de confinement est chassée sur une zone bien plus grande que la tache focale. A l'extrême limite, dans le cas des faibles tache focale (Φ=1mm et I=3GW/cm^2), on peut presque assimiler le dépôt d'énergie à une charge ponctuelle face à la zone où l'eau de confinement est chassée. Cette analogie semble indiquer qu'il serait plus juste de considérer que l'énergie laser incidente est le facteur dominant et pilote la fréquence limite de traitement. Ainsi, plus

l'énergie déposée est faible, plus l'intensité est faible (et donc le diamètre de tache focale), plus la fréquence admissible pour le procédé de traitement de surface par choc est importante.

3.3.2.5.2 Influence du débit d'eau sur la fréquence limite de traitement

L'influence de l'énergie laser étant clairement établie, on s'intéresse ici à un autre paramètre du procédé : le débit d'eau. La figure 5.24 présente les résultats précédents (3.41) sous une autre forme. On remarque clairement les différences de fréquence limite entre les deux débits d'eau. Cette dernière passe de 190 Hz à 2000 Hz avec la modification de l'écoulement pariétal. Les mêmes évolutions peuvent être constatées quel que soit le diamètre de tache focale.

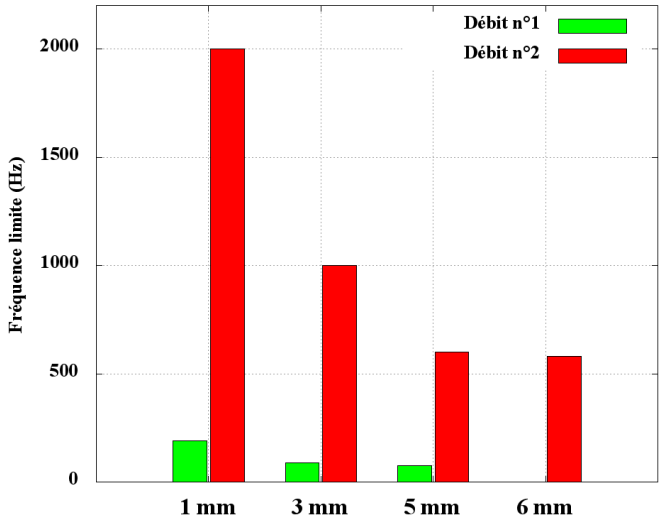


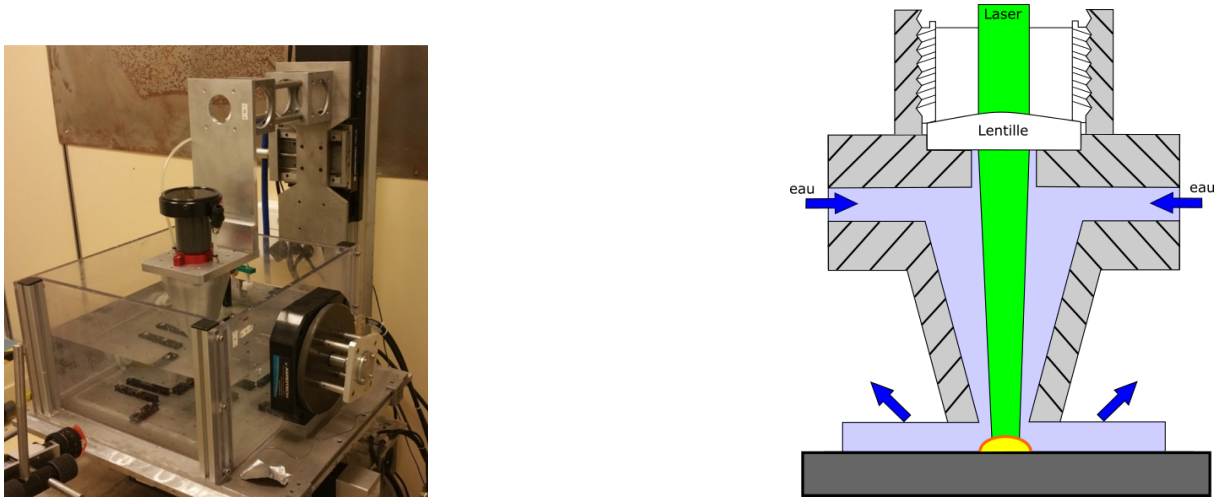
FIGURE 3.42 – Influence du débit d'eau sur la fréquence limite de traitement

Ces résultats montre qu'il est a priori possible en augmentant la vitesse de l'écoulement pariétal d'atteindre des fréquences de traitement largement supérieures au Kilohertz dans le cas des petites taches focales. Par ailleurs, on retrouve environ un facteur 10 entre les fréquences seuils obtenues à 1 m/s et à 10 m/s pour les vitesses d'écoulement de l'eau.

3.3.2.6 Fréquences limites en configuration "cuve d'eau"

Afin de valider les résultats obtenus avec un écoulement pariétal, des mesures ont été faites sur un montage expérimental différent. Les figures 3.43 montrent respectivement la photographie et le schéma du montage. La principale différence par rapport au montage précédent est que le faisceau laser incident se propage dans l'eau tout au long de sa focalisation et surtout que l'épaisseur du confinement est beaucoup plus grande (» 1 cm) que

précédemment. Le confinement par eau est donc assuré grâce à une buse avec une vitesse fluide de l'ordre de 0.4 m/s. On peut aussi noter que dans cette configuration la cible est entièrement immergée dans l'eau, ce qui correspond à une configuration industrielle proche de celle utilisée pour le traitement par LSP des centrales nucléaires au Japon.



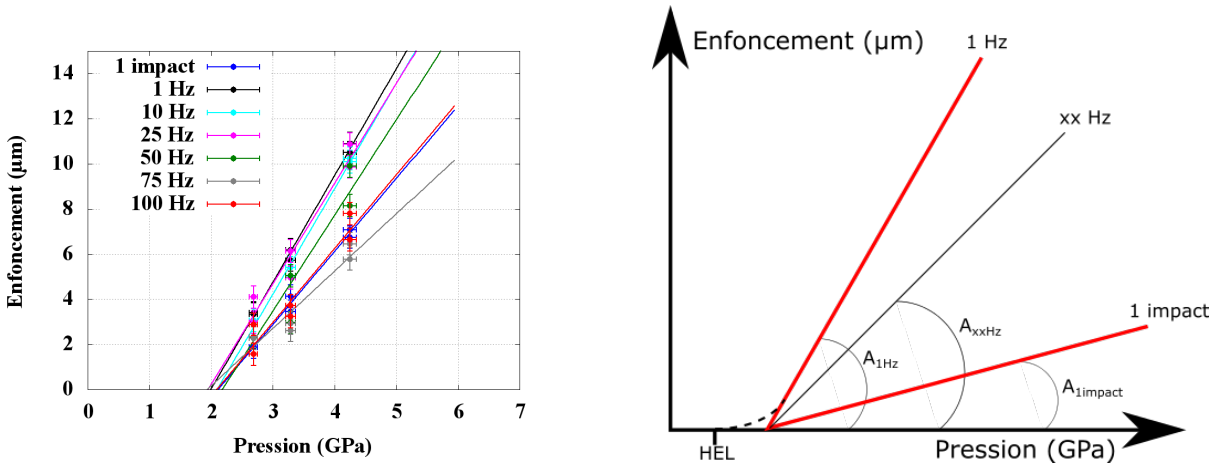
(a) Photographie du montage (b) Schéma du montage

FIGURE 3.43 – Photographie et schéma du montage de laser shock peening de la plateforme HEPHAISTOS

Plusieurs séries d'impacts ont été réalisées à des flux incidents différents (2 GW/cm^2, 3 GW/cm^2 et 5 GW/cm^2). Afin d'être représentatif des applications industrielles et pour faciliter les mesures un revêtement thermo-protecteur à été appliquée afin de protéger la cible des effets thermiques lié au plasma d'interaction. Les mesure par profilométrie des cratères pour les différentes configurations, une fois le revêtement enlevé, ont permis de relier la profondeur de l'impact à la pression générée en face avant (3.44). On peut rappeler ici que la profondeur des cratères est directement liée à la déformation plastique imposée à la matière par l'impulsion de pression. Une estimation simple de cet enfoncement est données par ($\int$ P/ρDdt au dessus de la pression d'Hugoniot P_h).

La description théorique des courbes expérimentales obtenues a permis de définir un rendement pour le procédé. En effet, il est raisonnable, pour les enfoncements de matière considérés, de supposer que l'enfoncement évolue linéairement avec la pression en face avant. Cette hypothèse sera d'autant plus fausse que la pression se situe proche de la limite d'élasticité d'Hugoniot (HEL) et que le matériau s'éloignera d'un comportement élasto parfaitement plastique (EPP). Néanmoins, le rendement du procédé a été défini de la façon suivantes pour les diverses configurations :

$$\eta_{XXHz} = \frac{A_{1Hz} - A_{1impact}}{A_{XXHz} - A_{1impact}} \tag{3.11}$$



(a) Expériemental (b) théorique

FIGURE 3.44 – Résultats des enfoncements de matière obtenus pour deux impacts différentes pressions et différentes cadences - tache focale de 3mm

où η_{XXHz} est le rendement du procédé à la cadence donnée, $A_{1impact}$ est la pente de la droite liant l'enfoncement à la pression pour un mono-impact, A_{1Hz} celle pour une cadence simulée de 1Hz et qui représente notre cas de référence (ie η_{1Hz}=1) et A_{XXHz} la pente de la droite pour la cadence donnée et mesurée expérimentalement.

Finalement, la représentation des rendements calculés sur la figure 3.45 permet de déterminer la fréquence limite du procédé en configuration dite "cuve d'eau" correspondant à un confinement épais. La baisse de rendement visible sur la courbe permet de déduire que, dans la configuration actuelle, la fréquence limite se situe entre 10Hz et 25Hz, légèrement plus basse que dans le cas de l'écoulement pariétal. Cette baisse peut être attribuée à un écoulement fluide plus faible (0.4m/s pour la cuve d'eau contre 1 à 10m/s pour le pariétal).

3.3.2.7 La configuration "cuve d'eau" améliorée

Afin d'accroître les limites du procédé, une buse d'eau latérale a été rajoutée. La figure 3.46 présente le schéma du montage pour la configuration en "cuve d'eau" améliorée. L'ajout d'une buse latérale est censé permettre d'augmenter la vitesse de l'écoulement au niveau de la zone d'interaction et donc d'augmenter la fréquence limite du procédé.

En dépouillant les résultats expérimentaux comme pour les anciens résultats (figure 3.11, il a été possible de comparer deux différentes configurations à 100Hz : Une avec le débit n°1 (1 m/s) et une avec le débit n°2 (10 m/s). La figure 3.47 présente les résultats obtenus pour ces deux configurations.

On constate que l'augmentation de la vitesse de l'écoulement grâce à l'ajout d'une buse supplémentaire permet bien d'accroître le rendement du procédé. Ces résultats confirment

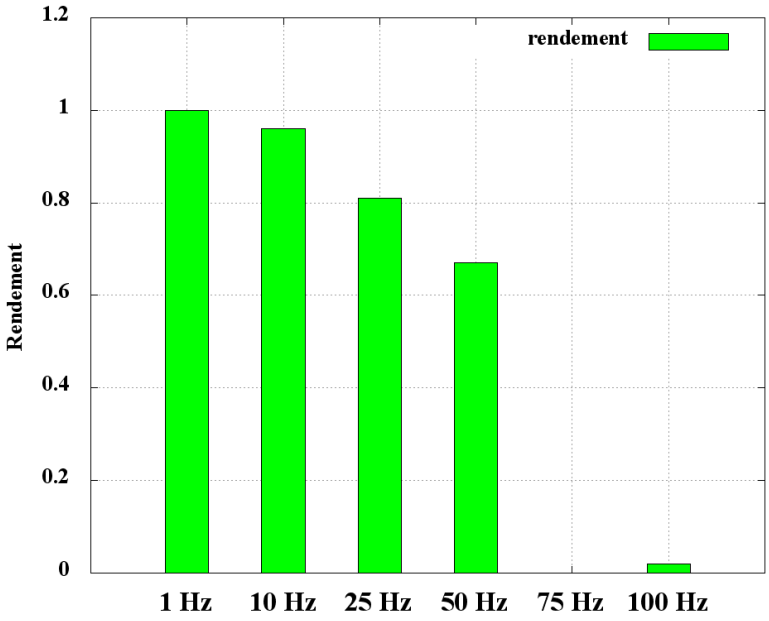


FIGURE 3.45 – rendement du traitement pour les différentes cadences considérées

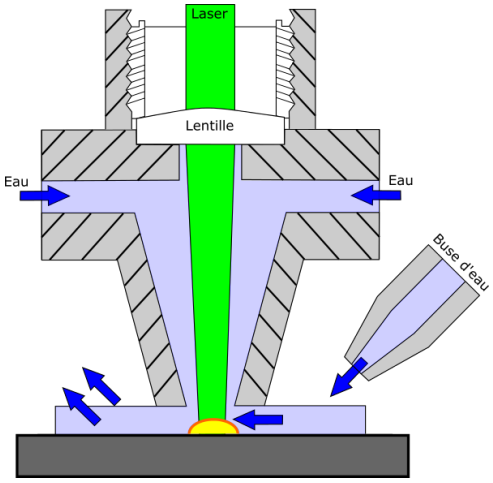


FIGURE 3.46 – schéma du montage de laser shock peening "amélioré"

les conclusions précédentes et indiquent que le débit d'eau et plus particulièrement la vitesse de l'écoulement du confinement d'eau est le paramètre clé pour accroitre les fréquence de traitement du procédé par choc laser. Au final, ces résultats apportent une très intéressante contribution à l'optimisation des paramètres de traitement par choc-laser, mais également à la définition des plus hautes cadences possibles pour les sources laser destinées à être utilisées pour le LSP. Par ailleurs, il est difficile de conclure si les effets de fréquences limites sont dûs aux vitesses fluides tangentielles ou verticales. Par conséquent, aujourd'hui la question sur l'influence de l'épaisseur de confinement sur les fréquences seuils reste ouverte.

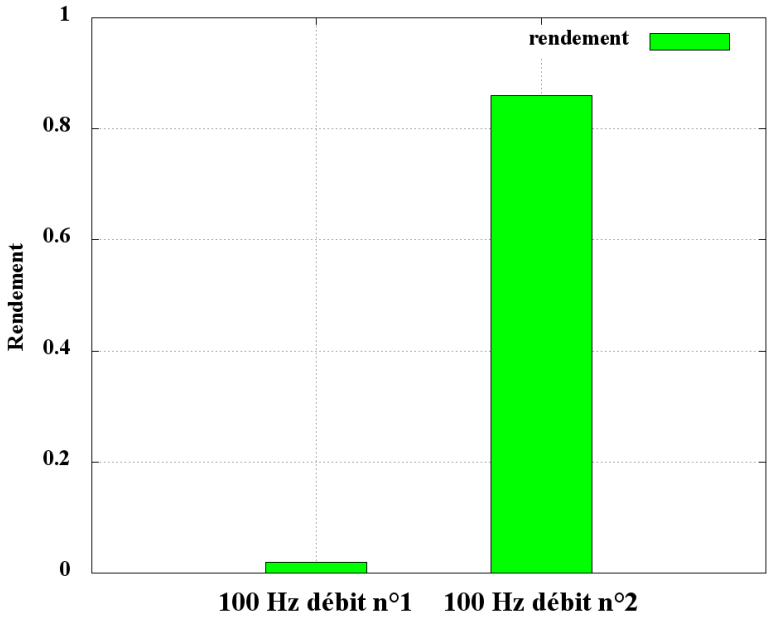


FIGURE 3.47 – rendement du traitement pour les deux différents configurations considérés

3.4 L'interaction laser matière en régime confiné

Cette partie concerne la description physique de l'interaction laser matière en régime de plasma confiné par eau dans le but de mieux comprendre les résultats des mesures de pression. On présentera donc successivement les résultats obtenus en mono-impulsions puis pour des doubles impulsions. Cette approche en deux étapes est nécessaire afin de valider le montage expérimental basé sur des travaux antérieurs ([Sollier, 2002]). La première étape réalisée avec des mono-impulsions consiste donc à valider le montage expérimental en comparant les résultats obtenus a ceux obtenus dans des travaux antérieurs mais également à étudier l'interaction pour le laser GAIA-HP de la plateforme HEPHAISTOS (7ns@532nm). La deuxième étape consiste à utiliser le montage validé pour étudier les caractéristiques de l'interaction laser matière avec deux impulsions laser incidentes.

3.4.1 Caractérisation de l'interaction laser matière mono impulsion

3.4.1.1 Présentation du banc expérimental

Le banc expérimental réalisé afin d'obtenir les mesures de réflectivité et d'émission s'inspire fortement du montage réalisé lors de la thèse de A. Soliier (Chapitre 1). Comme on peut le constater sur la figure 3.48, le principe du montage consiste à venir mesurer à l'aide de plusieurs photodiodes la réflexion laser et l'émission visible du plasma.

En effet, lors de la focalisation du laser sur la cible, un plasma se crée qui rayonne dans toutes les directions. On vient donc à l'aide d'une photodiode rapide mesurer l'émission de

ce plasma d'interaction. Un miroir diélectrique est placé sur le trajet de l'impulsion laser qui est réfléchie. Ce miroir joue un double rôle car il permet d'une part de séparer l'impulsion laser réfléchie (à 532nm) du rayonnement plasma et d'autre part de transmettre les autres longueurs d'onde. Pour mesurer la réflectivité de la cible dans le temps, une photodiode rapide est aussi disposé sur le trajet de l'impulsion laser réfléchie. Pour éviter qu'une contribution de l'impulsion laser réfléchie puisse perturber les mesures de l'émission de plasma, on dispose devant la photodiode mesurant celle-ci un filtre interferentiel qui rejette la longueur d'onde de notre laser (532nm). On s'assure ainsi de ne mesurer que l'émission lumineuse liée au plasma d'interaction et/ou de claquage. De la même façon, un filtre interférentiel ne laissant passer cette fois-ci que la longueur d'onde du laser est disposé devant la photodiode utilisée pour la mesure de réflectivité. On obtient ainsi, sur cette photodiode que la contribution de l'impulsion réfléchie avec néanmoins une contribution du plasma dans les longueurs d'ondes transmise par le filtre (525nm-540nm).

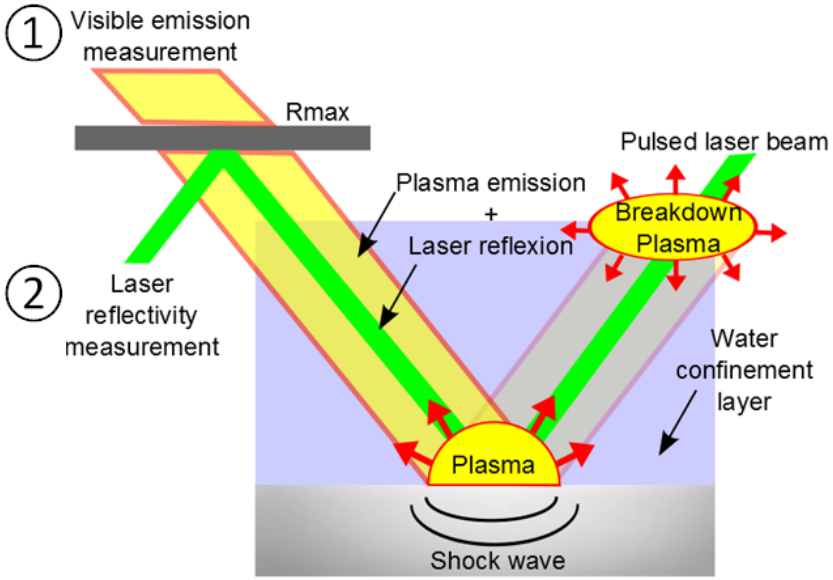


FIGURE 3.48 – Schéma du montage expérimentale de mesure de réflectivité laser et d'émission du plasma.

3.4.1.2 Étalonnage des photodiodes

Un grand soin a été apporté quant à l'étalonnage des photodiodes car il conditionne la validité de toutes les mesures de réflectivité. Au totale, pour les besoins de l'expérience, quatre photodiodes utilisées pour mesurer les caractéristiques (intensité (mV) et durée (ns)) :

- ➜ La n°1, de l'impulsion laser incidente
- ➜ La n°2, de l'impulsion laser réfléchie
- ➜ La n°3, de l'émission du plasma confiné dans la trajectoire de l'impulsion réfléchie

3.4.1.2.1 Procédure d'étalonnage

Le paragraphe suivant décrit en détail la procédure d'étalonnage des photodiodes. La photodiode n°1 qui mesure les caractéristiques de l'onde incidente a été étalonnée avec les mesures calorimétriques du laser. On obtient ainsi une équivalence entre la tension maximale mesurée par la photodiode (en V) et l'énergie délivrée par le laser. La photodiode n°2 est étalonnée de la même façon. Les différences de mesure entre les deux photodiodes viennent des densités qui sont positionnées devant elles. La deuxième étape d'étalonnage de la photoduode n°2 consiste à mesurer la réponse de la photodiode une fois incorporée dans le montage complet et à la comparer avec la mesure précédente. Les différentes étapes sont résumées dans la figure 3.49.

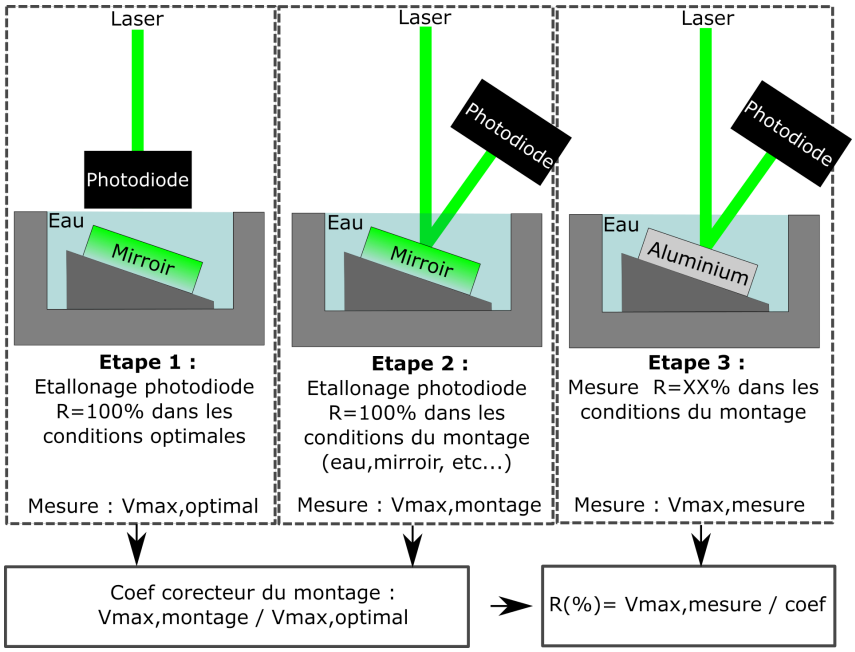


FIGURE 3.49 – Schéma de la procédure d'étalonnage des photodiodes.

3.4.1.3 Mesures de réflectivité et d'émission visible du plasma

La figure 3.50 présente l'évolution de la réflectivité intégrée en fonction de l'intensité laser incidente.

Pour les faibles intensités, la réflectivité est constante et égale à la réflectivité à froid de l'aluminium. Néanmoins, la valeur obtenue ≃35% est plus faible que la valeur théorique 95%. Cette différence déjà constatée dans des travaux antérieurs est attribué à l'état de surface de la cible. En effet, la valeur de 95% est caractéristique d'un aluminium poli alors que les cibles utilisées pour l'étude sont bruts de laminage. Au delà d'un seuil (0.05 et 0.09 GW/cm^2), la réflectivité commence à diminuer. Ce seuil est caractéristique de l'initiation du

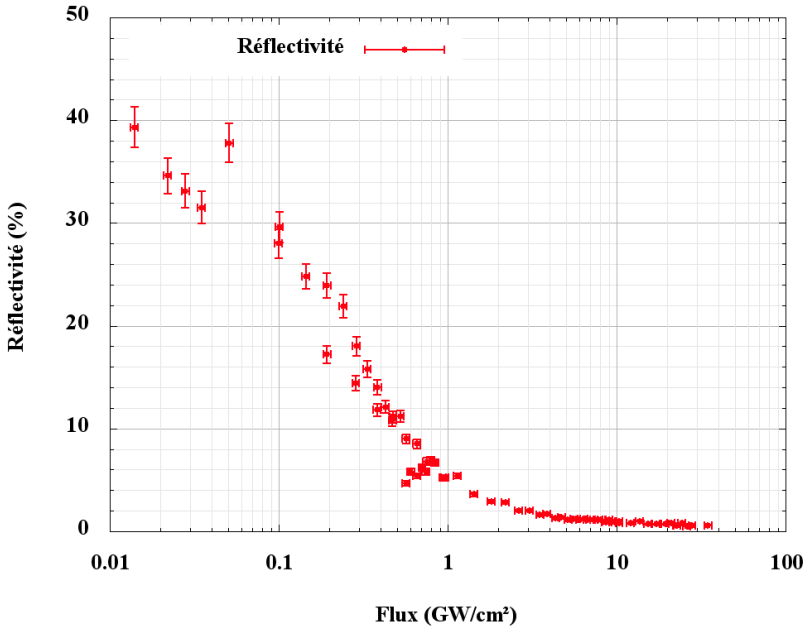
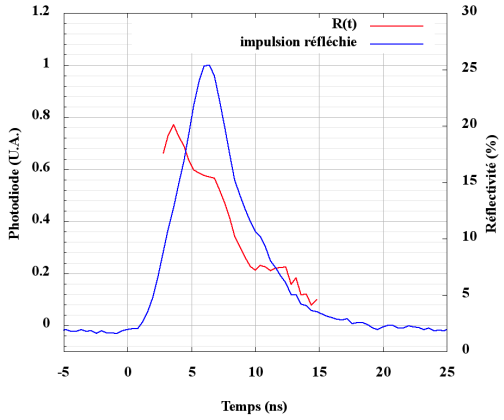


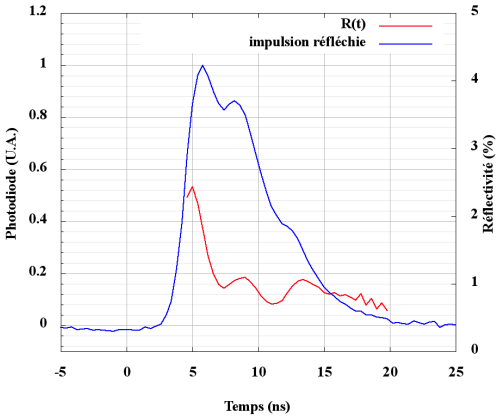
FIGURE 3.50 – Mesure de réflectivité

plasma confiné. En effet, l'absorption du rayonnement laser devient de plus en plus importante avec l'intensité laser. Par ailleurs, on peut noter que la valeur de la réflectivité atteint 1% pour les intensité les plus élevées (> 7-8 GW/cm^2). Cela signifie que l'absorption de l'intensité laser atteint 99%.

Les mesures des impulsions réfléchies permettent de remonter après calcul aux valeurs de réflectivités instantanées R(t). La figure 3.51 présente les résultats obtenus pour différents flux laser incidents : 0.39, 1.58, 8.38 et 19.71 GW/cm^2.

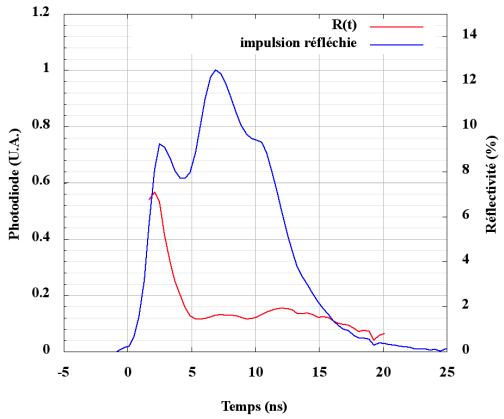


(a) 0.39 GW/cm^2

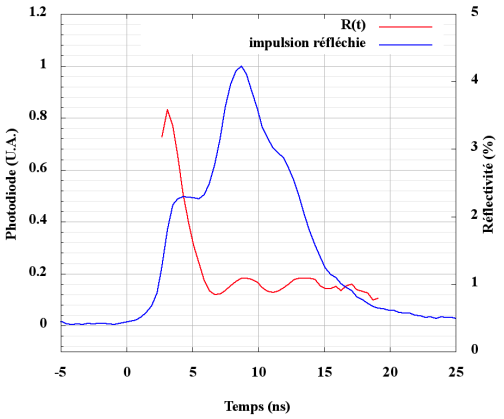


(b) 1.58 GW/cm^2

Pour les quatre intensités considérées ont retrouve globalement le même résultat : Dans un premier temps, la réflectivité instantanée est maximale pendant une certaine durée puis décroît avec le temps. Dans un second temps, celle ci est constante. On constate ici une lé-



(c) 8.38 GW/cm^2

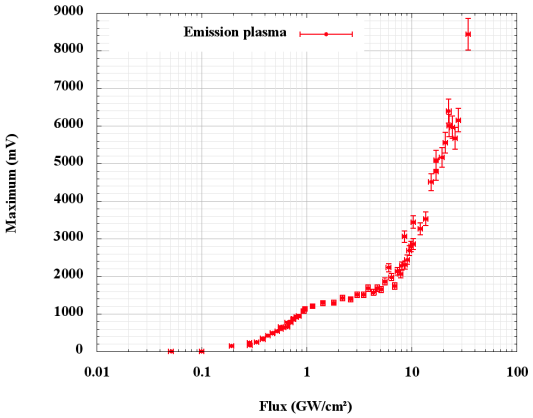


(d) 19.71 GW/cm^2

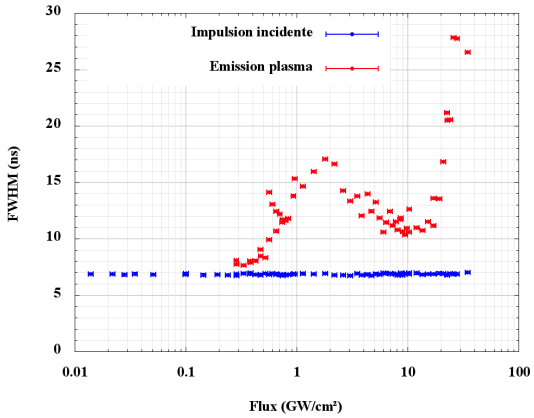
FIGURE 3.51 – Différents Profils d'impulsion réfléchies (en bleu) et réflectivités instantanées associées (en rouge) pour différents flux laser incidents

gère différence avec les résultats obtenus par A. Sollier qui concluait que globalement la réflectivité instantanée est constante pour une impulsion incidente carrée de 3 ns quelle que soit l'intensité.

La figure 3.52 présente les différents résultats obtenus. Cette figure se décompose en deux parties : la figure 3.52a regroupe les différentes valeurs du maximum de l'émission visible du plasma confiné en fonction de l'intensité laser. La figure 3.52b présente quant à elle les résultats obtenus pour les durées à mi-hauteur de l'émission visible du plasma confiné (en rouge) comparée à celle de l'impulsion laser incidente (en bleu).



(a)



(b)

FIGURE 3.52 – (a) - Valeurs maximales de l'émission du plasma confiné en fonction de l'intensité laser - (b) Durée à mi-hauteur de l'émission visible du plasma confiné (en rouge) comparée à la durée à mi-hauteur de l'impulsion laser incidente (en bleu).

Les résultats présentés dans la figure 3.52a montrent que l'émission visible du plasma

confiné augmente avec l'intensité laser incidente. Sur cette courbe on constate une inflexion au pour une intensité de 1 GW/cm^2. A partir de cette valeur, l'augmentation de l'émission avec l'intensité laser incidente est plus faible qu'avant 1 GW/cm^2.

Sur la figure précédente (figure 3.52b), il est possible de délimiter quatre zones :

— La première jusqu'à 0.05 GW/cm^2 où la durée de l'émission du plasma est d'environ 8 ns soit légèrement supérieur à la durée de l'impulsion laser incidente.

— La seconde de 0.05 à 2.0 GW/cm^2 où la durée à mi-hauteur de l'émission visible augmente avec l'intensité laser jusqu'à atteindre 17 ns soit 2.4 fois la durée de l'impulsion laser.

— La troisième de 2.0 à 17 GW/cm^2 où la durée de l'émission visible du plasma diminue jusqu'à 11 ns soit 1.6 fois la durée de l'impulsion laser incidente.

— La quatrième au dessus de 17 GW/cm^2, où la durée de l'émission plasma augmente.

A très basse intensité (zone 1), le plasma confiné n'est pas encore totalement crée car la durée de l'émission du plasma est comparable à celle de l'impulsion laser incidente. Pour des intensités plus élevées, le rapport entre la durée de l'émission plasma et la durée de l'impulsion incidente augmente pour atteindre finalement 2.4. Ce rapport est caractéristique de l'interaction en régime confiné car le confinement vient ralentir l'expansion du plasma dont l'émission du plasma s'étale dans le temps. Le changement de comportement pour des intensités supérieur à 2.0 GW/cm^2 (zone 3) semble indiquer une modification dans la dynamique du plasma. Cette modification de comportement est aussi constatée sur les mesures du maximum de l'émission plasma 3.52a. Pour des intensités très importantes, la durée de l'émission augmente car la contribution du plasma de claquage vient s'ajouter à celle du plasma d'interaction confiné.

La figure 3.53 montre quelques profils situés dans quatre zones distincte afin d'illustrer les propos décrits précédemment.

Les différents profils obtenus sont très semblables dans le front de montée mais diffèrent lors de la détente du plasma. On peut constater également à quelle point l'émission visible est semblable au profil de pression obtenu en face avant sur les cibles.

3.4.1.4 Discussions & conclusions

Si on compare les résultats obtenus avec les résultats antérieurs ([Sollier, 2002]), on remarque de forte similitude pour l'apparition du plasma confiné. En effet, pour 532nm, le seuil d'apparition du plasma confiné est estimé à 0.04 GW/cm^2 contre 0.05-0.1 GW/cm^2 ici. Cependant, les valeurs obtenues pour les seuils d'apparition du plasma de claquage sont très

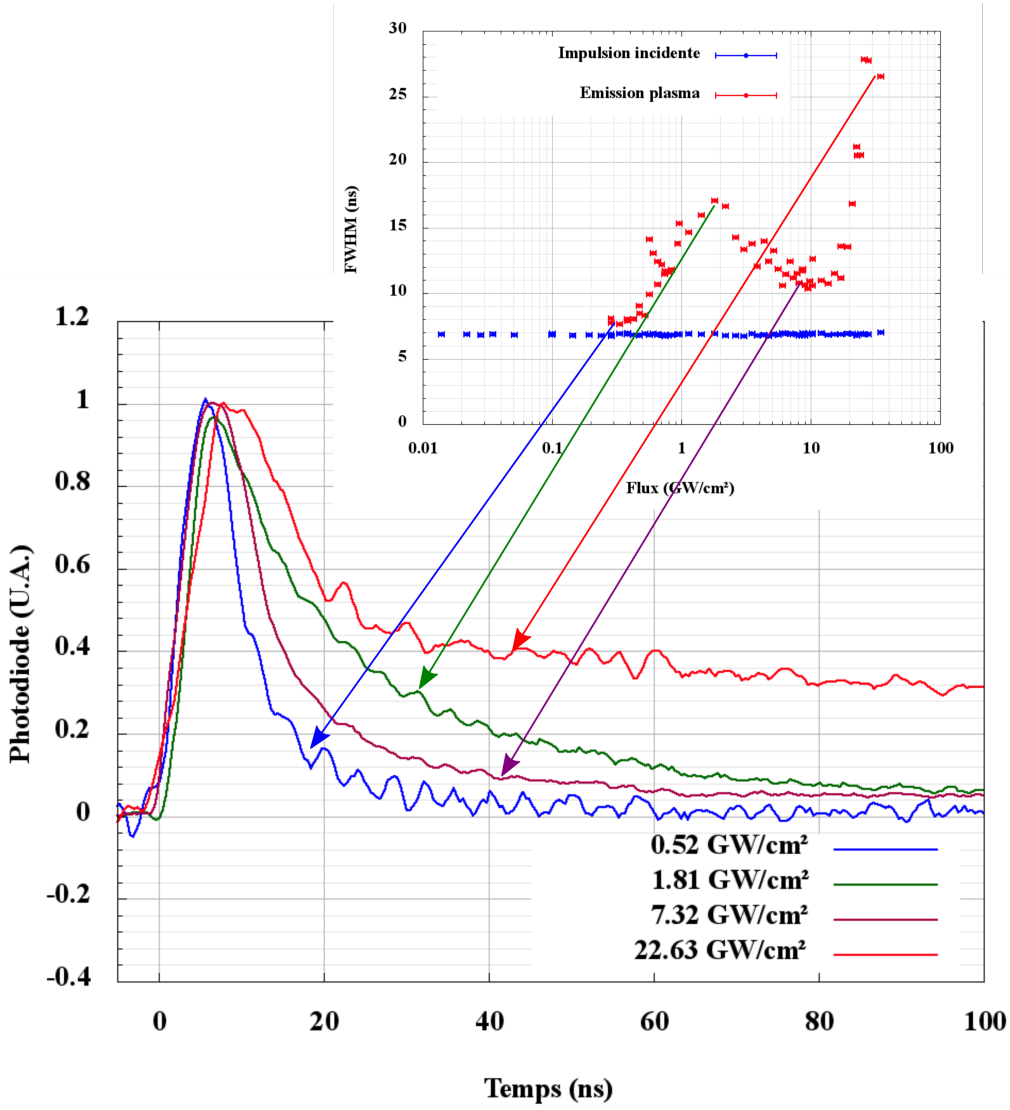


FIGURE 3.53 – Profils de l'émission visible du plasma pour quatre différentes intensités situées dans les quatre différents domaines identifiés a partir de la courbe sur la durée à mi-hauteur de l'émission plasma.

différents 7-8 GW/cm^2 contre 15-17 GW/cm^2 ici. Plusieurs observations et mesures faites par [Berthe, 1998], [Peyre et al., 2000a], [Sollier, 2002] montrent que le seuil d'apparition du plasma de claquage est plus important lorsque que la durée de l'impulsion laser diminue. Cette augmentation du seuil de claquage explique en partie les résultats obtenus pour les courbes pression-flux. Plus le seuil de claquage sera importante plus la courbe P=f(I) permettra d'atteindre des pressions élevées.

La mesure de la réflectivité instantanée R(t) a permis de comprendre les différents profils obtenus pour l'impulsion laser réfléchie. Des tentatives ont eu lieu afin de comparer les profils de pression pour diverses intensités avec les profils de l'émission plasma à la même intensité. Malheureusement, l'obtention des profils de pression reste soumis a beaucoup

trop d'hypothèses. La corrélation entre les deux profils n'a donc pas été approfondie dans cette étude.

Les mesures de réflectivité instantanée montrent que celle ci n'est pas constante avec le temps. Ceci remet en cause l'hypothèse selon laquelle il est possible dans les codes numériques de considérer la réflectivité constante [Sollier, 2002]. De telles mesures peuvent donc permettre à l'avenir de modifier les donnes d'entrée des simulations sur l'interaction laser-matière. Il sera donc possible pour la configuration étudiée (7.1ns@532nm) de comparer simulation et expérience afin de valider ou non une simulation numérique. Ces résultats nous déjà permis de corriger les réflectivités à froid des matériaux (ici aluminium) utilisées actuellement dans des simulations d'interaction laser-matière (thèse S. Bardy).

Au final, les résultats obtenus sont complémentaires de ceux de la thèse de A. Sollier. Ils permettent à la fois de mieux décrire l'interaction laser-matière dans notre cas expérimental (7 ns@532 nm), d'apporter un éclairage nouveau aux courbes pression-flux, mais également, de fournir une base de validation à des simulations numériques de l'interaction laser-matière.

3.4.2 Caractérisation de l'interaction laser matière avec deux impulsions

Les résultats se décomposent en plusieurs parties. On aura donc successivement :

— Les mesures de réflectivité pour deux impulsions incidentes

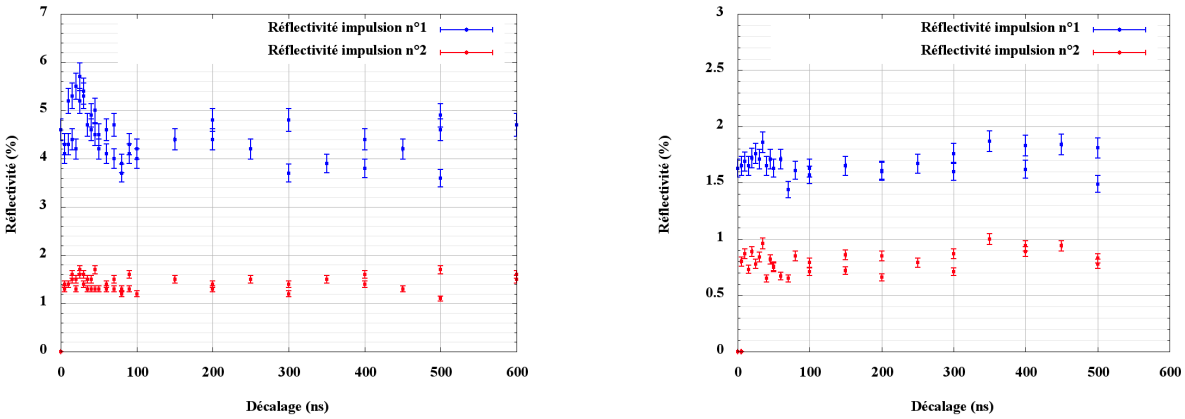
— Les mesures de l'émission visible du plasma pour deux impulsions incidentes

— Les durées de l'émission visible du plasma confinée pour deux impulsions incidentes

3.4.2.1 Mesures de réflectivité pour deux impulsions incidentes

Les résultats présentés dans la figure 3.54 montrent les valeurs de réflectivité intégrée obtenues sur la plateforme HEPHAISTOS pour différents décalage en temps Δt.

La valeur de la réflectivité pour la première impulsion (courbe en bleu) est plus faible pour l'intensité la plus élevée. De plus, on vérifie bien que malgré quelques variations pour les faibles décalage en temps sur la courbe 3.54a, les résultats de réflectivité pour la première impulsions ne varie pas avec Δt. Pour la seconde impulsion, quelle que soit l'intensité laser, la réflectivité intégrée est plus faible que pour la première impulsion (1.5% contre 4.5% à 1.2 GW/cm^2 et 0.8% contre 1.7% à 4.6 GW/cm^2). Ce résultats semble indiquer que quel que soit le décalage en temps , la seconde impulsion est totalement absorbée lors de l'interaction. Par ailleurs, la baisse de réflectivité entre la première et la seconde impulsion semble indiquer que la présence du plasma crée par la première impulsion favorise l'absorption de la



(a) 2 x 1.2 GW/cm^2 (b) 2 x 4.6 GW/cm^2

FIGURE 3.54 – Mesures de la réflectivité intégrée pour les deux impulsions réfléchies (Bleu - impulsion 1, Rouge - Impulsion 2) avec deux impulsions laser incidentes de même intensités et pour différents décalage en temps.

seconde impulsion.

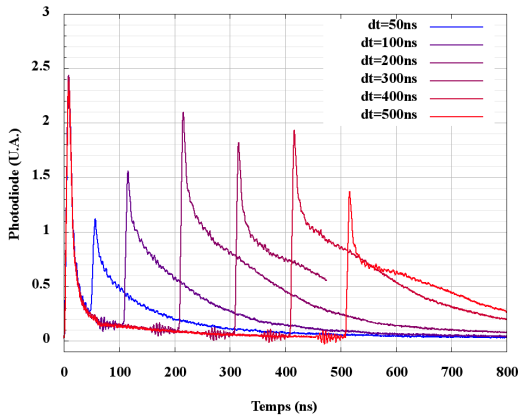
3.4.2.2 Mesure de l'émission visible du plasma pour deux impulsions incidentes

La figure 3.55 présente les mesures faites sur l'émission du plasma confiné pour deux impulsions laser incidentes.

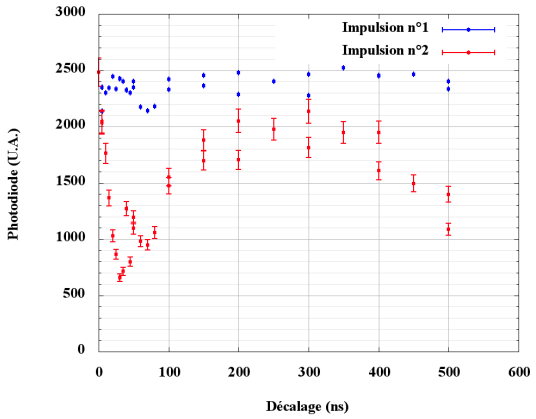
On constate que les profils temporels d'émission du plasma confiné ne sont pas identiques entre la première (tout à gauche) et la seconde impulsion. Ce résultat est confirmé si on regarde les durées à mi-hauteur (figure 3.55c). En effet, excepté pour les faibles décalage Δt (<50ns), la durée à mi-hauteur de l'émission visible de la seconde impulsion est globalement 2.5 fois plus importante que celle de la première. De même, les résultats obtenus sur le maximum de l'émission visibles du 2ème pic varient entre 50 % et 80 % de l'amplitude du 1er pic d'émission. On a donc une diminution de l'émission visible avec le décalage Δt pour les faibles décalages (<50ns) suivie d'une croissance puis d'une décroissance avec un maximum proche de Δt=300ns.

3.4.2.3 Discussions & conclusions

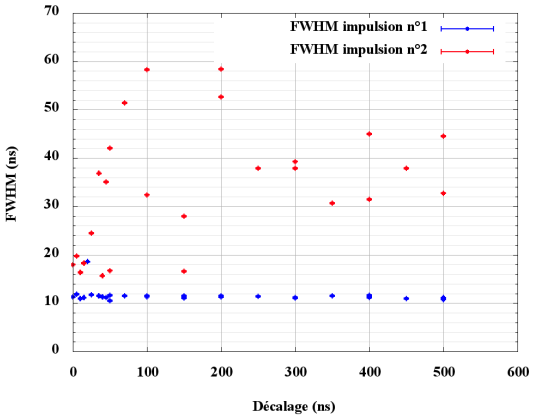
Si on compile l'ensemble des résultats obtenus sur l'interaction pour deux impulsions laser incidentes, on remarque que l'interaction résultant de la seconde impulsion est différente de celle obtenus avec la première impulsion. On peut tenter d'expliquer ces différences au travers des mesures de pression effectuées mais aussi des mesures de réflectivité et d'émission effectuées. Cependant, de nombreuses questions restent encore sans réponse.



(a) Quelques profils temporels de l'émission visibles pour différents Δt



(b) Valeur maximale de l'emission en fonction du décalage Δt



(c) Durée à mi-hauteur (FWHM) de l'émission en fonction du décalage Δt

FIGURE 3.55 – Mesures de l'émission visible du plasma pour deux impulsions incidentes de 2 x 4.6 GW/cm^2 en fonction du décalage temporel entre les deux impulsions.

A priori, les résultats montrent que la seconde impulsion est toujours mieux absorbée que la première mais que l'émission du plasma peut être différente selon le décalage en temps δt. Globalement, on constate de fortes variations dans le comportement (durée à mi-hauteur et émission) du plasma confiné en fonction du décalage Δt. Ces fortes variations indiquent à priori que la pression de l'onde de choc générée pour la deuxième impulsion est sensiblement différente de celle générée par la première. Ces différences ont été constatées sur les mesures de pressions (3.3.1.3).

La simulation numérique de l'interaction laser-matière aurait été un atout précieux pour comprendre les phénomènes constatés pour deux impulsions. Seulement aujourd'hui, seuls quelques codes peuvent modéliser les phénomènes qui rentrent en compte lors d'une telle étude (Voir chapitre 1). De plus, ces codes ont été validés soit pour une impulsions seule, soit pour des durées d'impulsions et des énergies sensiblement différentes. On voit donc que ces

résultats peuvent permettre dans un avenir proche de valider certaines simulations numériques et de permettre une étude plus fine des différents phénomènes présents.

3.5 Conclusions

Toutes les expériences présentes dans ce chapitre ont eu pour objectif de maîtriser le chargement de pression généré lors de l'interaction laser-matière à une ou deux impulsions. Les résultats obtenus pour les mono-impulsions ont permis de constater que le terme d'amortissement δP lié à la propagation des ondes de chocs est dans notre configuration (cible aluminium, confinement eau et τ_{laser}=7.1ns) dépendant de la pression générée en face avant de la cible et donc de l'intensité laser incidente. Cette considération permet de remonter à une valeur unique de la pression générée pour une intensité donnée et ce quelles que soit l'épaisseur de la cible (entre 200um et 1500um). Par ailleurs, les résultats ont montré que la valeur maximale du pic de pression est peu affectée par la modification de la loi de comportement (élasto-plastique ou Johnson-cook) ce qui semble traduire un amortissement plus hydrodynamique que élasto-plastique. Toutes ces considérations ont permis de remonter à une valeur du coefficient α de 0.4 propre à l'interaction confiné. De plus, ces premiers travaux ont permis de mettre en place des routines python afin d'automatiser les calculs par éléments finis sur Abaqus. Cependant, aujourd'hui ces routines ne permettent d'obtenir que le maximum de pression et des travaux supplémentaires seront nécessaires pour remonter à l'identification automatique des profils P=f(t) par méthode inverse.

Les différentes simulations réalisées ont permis de confirmer l'hypothèse selon laquelle, en première approximation, la pression se décompose bien comme une fonction du type $P = P_{max}.f_1(r).f_2(t)$. Cette validation est importante car il s'agit de la forme imposée par le code numérique Abaqus qui sera utilisé tout au long de ces travaux de thèse. Cependant, la définition des fonctions f_1 et f_2 est beaucoup plus complexes. En effet, la prise en compte de la répartition spatiale d'énergie dans la tache focale ainsi que l'influence de l'intensité sur les profils P=f(t) amènent à penser que la pression sur la cible pour une mono-impulsion est une fonction plus complexe du type :

$$P_1 = P_{max}(\alpha_c, R, I_1).f_1(x, y).f_2(I_1, R, t) \tag{3.12}$$

où α_c est le coefficient d'interaction pour le confinement choisi, R le type de revêtement protecteur, I_1 l'intensité de l'impulsion laser, $f_1(x, y)$ la répartition spatiale d'énergie dans la tache focale.

Par ailleurs, les résultats obtenus sur l'influence du décalage en temps Δt ne permettent

de déduire l'équation de la pression pour la seconde onde de choc que pour le confinement par eau. On différencie les deux cas (Δt faibles et Δt importants) :

$$\begin{aligned} \mathrm{P}_2(t) &= \mathrm{P}_{max}(\alpha_2(\Delta t, \mathrm{I}_1), \mathrm{R}, \mathrm{I}_2).f_1(x,y).f_2(\mathrm{I}_2, \mathrm{R}, \Delta t, t) \quad pour \quad \Delta t < 1\mu s \\ \mathrm{P}_2(t) &= \mathrm{P}_{max}(\alpha_{eau}, \mathrm{R}, \mathrm{I}_1, f_{\mathrm{Hz}}, \mathrm{Q}_{eau}).f_1(x,y).f_2(\mathrm{I}_1, \mathrm{R}, t) \quad pour \quad \Delta t > 500ms \end{aligned} \tag{3.13}$$

où α_2 est le coefficient d'interaction pour la seconde impulsion, Δt le décalage en temps, I_1 l'intensité de la première impulsion laser, R le type de revêtement protecteur, I_2 l'intensité de la seconde impulsion laser, $f_1(x,y)$ la répartition spatiale d'énergie dans la tache focale, $\alpha_e au$ le coefficient d'interaction pour le confinement eau, f_{Hz} le cadence de traitement (1 \ Δ t, Q_{eau} le débit d'eau du confinement.

Tous ces résultats issus des mesures expérimentales et des simulations associées nous permettent aujourd'hui de dimensionner, avec nos connaissances actuelles, les impulsions I_1 et I_2 pour générer les deux ondes de choc P_1 et P_2 requises pour le test d'adhérence à deux ondes de choc. Par ailleurs, l'utilisation de deux impulsions décalées dans le temps nous a permis d'identifier des cadences limites pour le traitement de choc-laser, susceptibles de permettre le dimensionnement des futures sources lasers.

Cependant, beaucoup d'hypothèses sont nécessaires pour faciliter l'étude sur l'adhérence des barrières thermiques. Par exemple, Pour des raisons de simplification, les modèles 3D étant trop coûteux en temps de calcul, la répartition spatiale du faisceau laser sera considéré comme axisymétrique dans ce qui suit, alors qu'elle présente une nette dissymétrie en bord de tâche.

Chapitre 4

La propagation des ondes de choc dans les matériaux complexes

Sommaire

4.1 introduction 145
4.2 Approche analytique 145
4.3 Approche mono-dimensionnelle 148
4.3.1 Les lois de comportements des différents matériaux étudiés 148
4.3.1.1 Couple substrats-dépôts de type $Al_{2017-T4}$-Ni5Al 149
4.3.1.2 Couple substrats-dépôts de type 304L-$ZrO_2/3Y_2O_3$ 150
4.3.1.3 Couple substrats-dépôts de type AM1-$ZrO_2/3Y_2O_3$ 152
4.3.1.4 Discussions sur les lois de comportement 154
4.3.2 Configuration $Z_{dépôt} > Z_{Substrat}$ 157
4.3.3 Configuration $Z_{dépôt} < Z_{Substrat}$ 158
4.3.4 Influence de l'épaisseur du revêtement 159
4.3.5 Influence de la pression générée sur la traction à l'interface 161
4.4 Approche bi-dimensionnelle 163
4.4.1 Le modèle bidimensionnel 163
4.4.2 Mise en évidence des effets 2D dans les cibles étudiées 164
4.4.3 Discussion 165
4.4.4 Définition du critère de rupture - Le critère cut-off 167
4.4.5 Modélisation de la rupture dans les bi-matériaux 168
4.5 Approche double impulsions 170
4.5.1 Le double tir frontal 170
4.5.2 Le double tir frontal - Optimisation du décalage en temps δt 171
4.5.2.1 Approche analytique 171

4.5.2.2 Approche numérique 172
4.6 Conclusions 173

4.1 introduction

La mise en place de simulations réalistes permettant à partir des configurations expérimentales (intensité laser, tache focale, ...) de remonter à la contrainte à rupture dans les systèmes étudiés est un élément clé du test d'adhérence par choc laser.

L'ensemble des résultats analytiques, numériques et expérimentaux obtenus concernant la propagation des ondes de choc dans les matériaux complexes tels que ceux utilisés dans le projet ARCOLE sont présentés dans ce chapitre.

L'identification des différentes lois de comportement indispensables aux simulations numériques de propagation des ondes de choc est présentée dans un premier temps. Le modèle a ainsi permis d'étudier l'influence de nombreux paramètres comme l'épaisseur du revêtement par exemple ou encore l'impact des effets bi-dimensionnels sur la mesure de l'adhérence.

4.2 Approche analytique

A partir des résultats expérimentaux et après avoir obtenu les propriétés matériaux pour les différents couples substrats/dépôts du projet ARCOLE, il a été possible, en utilisant les travaux de C. Bolis [Bolis, 2004], d'obtenir analytiquement les valeurs de différents états B, D, a et b (figure 4.1 et tableau 4.1).

TABLEAU 4.1 – Valeurs des différents états B, D, a et b en fonction du rapport des impédances Z

	Substrat			Dépôt				Etats (Pour P_0=1.0 GPa)			
	ρ	C_0	Z_s	ρ	C_0	Z_s	$Z=\frac{Z_s}{Z_d}$	P_B	P_D	P_a	P_b
Couple	$\frac{Kg}{m^3}$	m/s	$\frac{Kg}{m^2.s}$	$\frac{Kg}{m^3}$	m/s	$\frac{Kg}{m^2.s}$	S.U.	MPa	MPa	MPa	MPa
Al/Ni5al	2790	5300	14.8e6	8200	3300	27.1e6	0.55	-913	-379	-1293	379
304L/BT	7900	4400	34.8e6	5360	2500	13.4e6	2.59	-803	247	-556	-247
AM1/BT	8600	5300	45.6e6	5360	2500	13.4e6	3.40	-702	248	-454	-248

Les différents états B, D, a et b sont définis de la façon suivante :

— L'état B est généré par la réflexion de l'onde de choc principale sur la surface libre. Cette réflexion transforme donc l'onde de choc en une onde de détente comme décrit

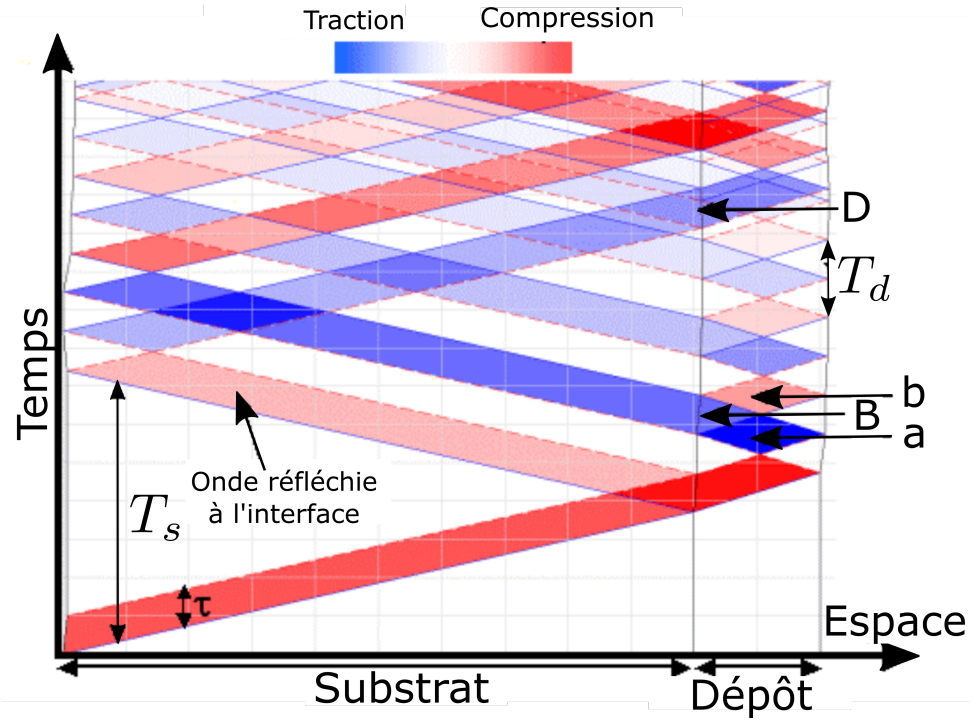


FIGURE 4.1 – Diagramme espace-temps obtenu pour la configuration $\tau<T_d<T_s$. Cible $Al_{2017-T4}$/Ni5Al.

dans la théorie de la mécanique des chocs. Cet état de traction sera donc toujours présent et ce quelles que soient les impédances des milieux. Néanmoins, les impédances auront pour effet de modifier le niveau de traction.

— L'état D est le résultat de la réflexion de l'onde de choc sur l'interface lors de son premier passage. Cette réflexion, qui dépend donc du rapport des impédances des milieux ($Z=Z_{substrat}/Z_{dépôt}$, se réfléchit sur la face avant de la cible puis retourne vers l'interface. Par conséquent, la présence ou non de traction à l'interface est déterminée par le rapport des impédances.

— Les états a et b sont des états intermédiaires qui peuvent, en fonction des impédances des milieux, générer des états de traction loin de l'interface, dans le dépôt lui-même par exemple.

On constate que les deux configurations ($Z < 1$ et $Z > 1$) sont présentes pour les couples du projet. Ceci implique que la propagation et la localisation de la traction à l'interface ne sera pas identique pour tous les couples considérés. Par ailleurs, on vérifie bien que l'état B est toujours un état de traction mais que l'impédance réduite Z du système influe sur la valeur de celui-ci. La figure 4.2 regroupe les résultats obtenus pour les valeurs des différents états pour P_0=1.0 GPa.

L'état D dépend donc du rapport des impédances des deux milieux. Si l'impédance réduite est inférieure à 1 (histogrammes verts), l'état D correspond à une zone de traction tan-

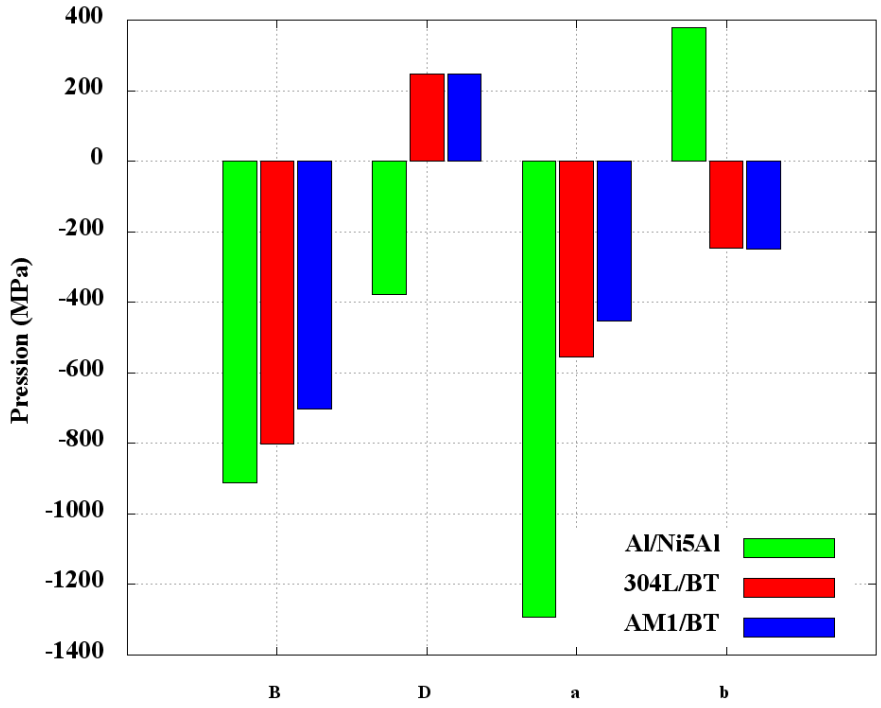


FIGURE 4.2 – Valeurs des différents états pour P_0=1.0 GPa

dis que si l'impédance réduite est supérieure à 1 (histogrammes rouges et bleus), l'état D est une zone de compression. Les conclusions inverses s'appliquent pour l'état b, en effet on peut noter que $P_D = -P_b$.

Le résultat le plus intéressant concerne l'état a. Cet état caractérise la traction dans le dépôt. Il est important de constater que dans le cas ou le rapport des impédances est plus petit que 1 (cas Al/Ni5al), la traction dans le dépôt est plus importante qu'à l'interface. A contrario, lorsque Z est plus que 1 (cas 304L/BT et AM1/BT), la traction maximale est située à l'état B et donc à l'interface. Ceci semble indiquer que dans le cas du couple Al/Ni5Al la rupture peut se produire dans le dépôt avant de se produire à l'interface.

Dans le cas des dépôts de faibles épaisseurs (<100µm), on se retrouve dans le cas où $\tau = T_d < T_s$. Cette configuration présente les mêmes caractéristiques que la configuration précédente si n'est que les états a et b n'existent plus. Ceci indique que les états où la traction est maximale (B si Z>1 et a si Z<1) sont confondus. Cette configuration que l'on peut abusement appelée optimisée correspond donc à la configuration où la traction est toujours bien localisée à l'interface. Elle nécessite d'avoir : $\tau_p = T_d$ puisque qu'il faut une durée d'impulsion différentes pour chaque dépôt considéré...

4.3 Approche mono-dimensionnelle

Bien que l'approche analytique donne de nombreuses indications sur les états de compression et de traction présents dans les systèmes complexes, elle néglige beaucoup de phénomènes comme l'amortissement des ondes de choc ou bien l'étalement des ondes de détente lors de leur propagation. L'atténuation des ondes de choc lors de la propagation limite les valeurs de traction induites à l'interface. De même, l'étalement des ondes de détente vient modifier la localisation de la traction maximale dans le cas défavorable où $Z_{dépôt} > Z_{Substrat}$.

Afin de prendre en compte les différents phénomènes qui peuvent modifier la propagation des ondes dans les systèmes bi-matériaux, une approche mono-dimensionnelle à été mise en place. Cette approche mono-dimensionnelle a été effectué grâce à la mise en place sur le logiciel ABAQUS®/Explicit de routine Python et Matlab permettant d'extraire les diagrammes espace/temps (X-T) des simulations effectuées. Afin de réaliser des simulations mono-dimensionnelles à partir d'un modèle 2D axisymétrique défini sur ABAQUS®/Explicit, il est nécessaire d'exagérer volontairement le diamètre D du chargement de pression. En s'assurant d'avoir D largement supérieur à 5 fois l'épaisseur de la cible, il est possible de considérer que la propagation des ondes de choc est mono-dimensionnelle pendant les premiers instants qui nous intéressent.

4.3.1 Les lois de comportements des différents matériaux étudiés

Afin de modéliser le comportement mécanique des différents matériaux utilisés au cours de ces travaux, plusieurs équations ont été considérées. Pour les matériaux comme l'aluminium $Al_{2017-T4}$ ou bien l'acier inoxydable 304L, la modélisation du comportement s'est effectuée via un couplage entre une équation d'état de type Mie-Grüneisen 4.1 (Us-Up sous ABAQUS®/Explicit) et un comportement plastique à écrouissage isotrope de type Johnson-Cook 4.2.

$$P = \frac{\rho_0 C_0^2 \chi [1 - \frac{\Gamma_0}{2}\chi]}{(1 - s\chi)^2} + \Gamma_0 E \quad avec \quad \chi = 1 - \frac{\rho_0}{\rho} \tag{4.1}$$

$$\sigma = [A + B\epsilon_p^n][1 + C ln\frac{\dot{\epsilon_p}}{\dot{\epsilon_0}}][1 - (\frac{T - T_t}{T_m - T_t})^m] \tag{4.2}$$

4.3.1.1 Couple substrats-dépôts de type $Al_{2017-T4}$-Ni5Al

Le premier couple étudié est donc le couple substrats-dépôts de type $Al_{2017-T4}$-Ni5Al. Les paramètres matériaux de l'alliage 2017 identifiés après modélisation des signaux expérimentaux obtenus par VISAR (figure 4.3) sont présentés dans le tableau 4.2.

TABLEAU 4.2 – Paramètres matériaux pour le substrat aluminium 2017-T4

Densité	Élasticité	EOS		
ρ (KG/m^3)	G (GPa)	C_0 (m/s)	S	Γ_0
2790	27	5300	1.339	2.00

Plasticité (Johnson-Cook)							
A (MPa)	B (MPa)	n	m	T_m	T_t	C	$\dot{\epsilon_0}$
250	430	0.25	1.00	775	300	0.003	0.001

Pour ce qui est du dépôt de type Ni5Al, l'obtention des propriétés mécaniques s'est avérée plus complexe. En effet, les tentatives de choc laser sur les dépôts seuls (après soustraction du substrat par polissage ou dissolution) ont échouées, les mesures VISAR obtenues sur les dépôts seuls ne donnant pas de résultats satisfaisant en raison de l'état de surface des dépôts qui nuit à la qualité des signaux VISAR. Par conséquent, seuls les tirs sur bi-matériaux ont permis d'identifier via modélisation des signaux VISAR au comportement du dépôts. Pour palier ce problème de réflectivité des dépôts, des tirs ont été effectués coté dépôts avec une mesure VISAR coté Al_{2017}. Même si ces tirs ne sont pas représentatifs de la configuration LASAT "classique", ils permettent de remonter au comportement du dépôts (le comportement de l'aluminium ayant déjà été validé auparavant). Le comportement fragile des dépôts observés durent les différentes campagnes d'essais permet de considérer un comportement plastique de type élasto parfaitement plastique (EPP). L'ajout d'un comportement plastique permet de mener à bien les simulations dans le cas où aucun critère de rupture n'est défini dans la simulation. Expérimentalement, la rupture dans les dépôts intervient bien en dessous de la limite élastique Y_0 théorique du matériau constitutif. Le tableau 4.3 présente les propriétés mécaniques retenues pour le dépôt de type Ni5Al.

Les figures suivantes 4.3a et 4.3b montrent respectivement les validations des comportements mécaniques pour l'aluminium seul et pour le couple $Al_{2017-T4}$-Ni5Al.

Autant pour l'aluminium seul, les simulations donnent de très bons résultats, autant pour le couple considéré les simulation sont beaucoup plus éloignés des profils expérimentaux. L'origine de ces écarts peut s'expliquer par les nombreuses hypothèses faîtes pour réali-

TABLEAU 4.3 – Paramètres matériaux pour le dépôt de type Ni5Al

Densité	Élasticité		Plasticité (EPP)
ρ (KG/m^3)	E (GPa)	ν	Y_0 (MPa)
8200	60	0.33	300

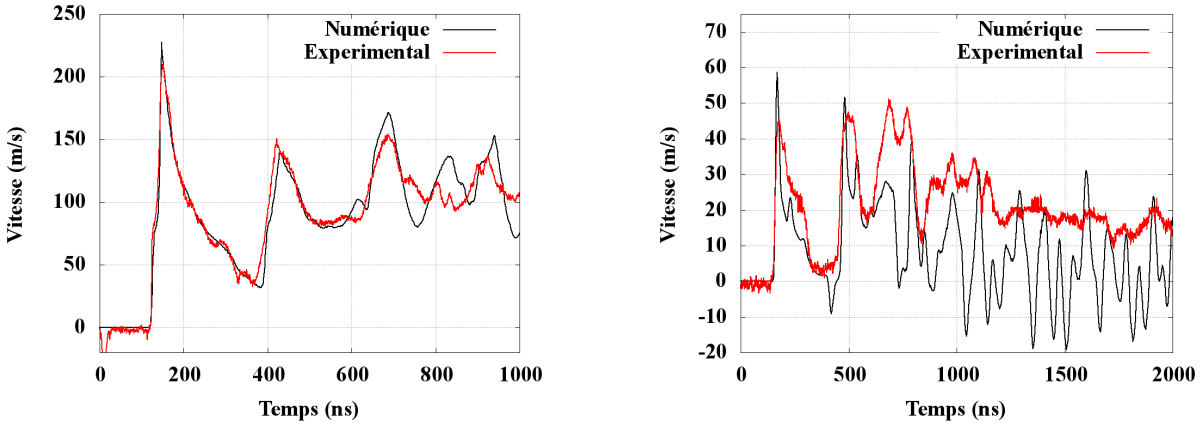


FIGURE 4.3 – Comparaison entre les signaux expérimental et numérique pour : (a) Des cibles de type $Al_{2017-T4}$, (b) Le couple $Al_{2017-T4}$-Ni5Al

ser ces simulations. Par exemple, la pression P=f(t) générée lors de l'interaction laser-matière sur le dépôt a été considérée identique à celle obtenues dans le chapitre 3 sur de l'aluminium pur. Même si il a déjà été montré que les aspects matériaux rentrent peu en compte pour la génération des ondes de choc ([Sollier, 2002]), la rugosité du dépôts peut quant à elle influencer la génération de l'onde de pression ainsi que sa propagation ([Bolis, 2004]). Cependant, la temporalité des débouchés des ondes de choc est assez bien représentée par les simulations. Cette temporalité, qui caractérise la propagation des ondes de choc, est très importante pour d'optimiser le décalage en temps des double impulsions.

4.3.1.2 Couple substrats-dépôts de type 304L-ZrO_2/$3Y_2O_3$

Le second couple étudié est le couple 304L-ZrO_2/$3Y_2O_3$. Comme précédemment, le substrat en 304L est modélisé via une équation d'état Mie-Grüneisen ainsi qu'un comportement de type Johnson-Cook. Les paramètres matériaux identifiés après modélisation des signaux expérimentaux obtenus par VISAR sont présentés dans le tableau 4.4.

Avec la même méthodologie que précédemment, le comportement du dépôt céramique a été obtenu en modélisant les signaux de vitesse expérimentaux obtenus par VISAR. Les propriétés du dépôt céramique sont présentés dans le tableau 4.5. Au final, les profils VISAR

TABLEAU 4.4 – Paramètres matériaux pour le substrat 304L

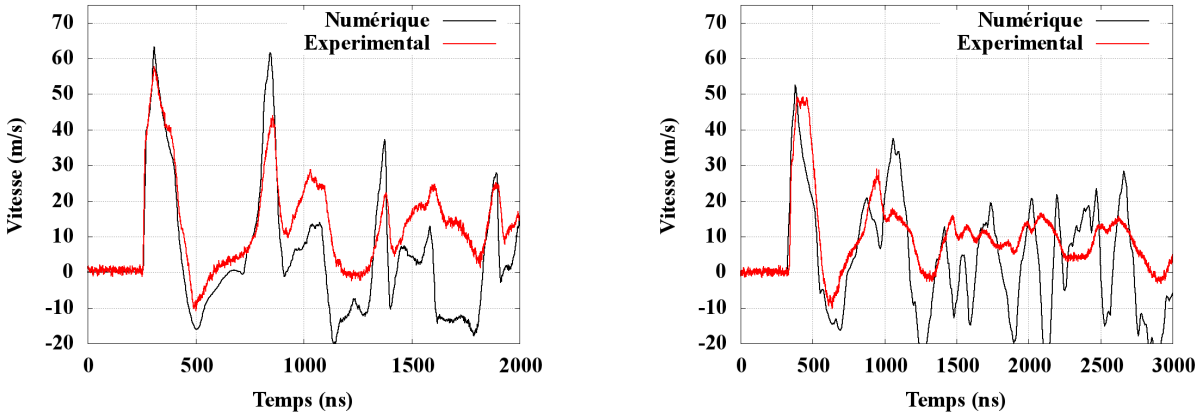
Densité	Élasticité	EOS		
ρ (KG/m^3)	G (GPa)	C_0 (m/s)	S	Γ_0
7900	79	4400	1.474	1.735

Plasticité (Johnson-Cook)							
A (MPa)	B (MPa)	n	m	T_m	T_t	C	$\dot{\epsilon_0}$
380	2000	0.36	1	1698	300	0.015	0.001

sont simulés assez correctement (figure 4.4) avec les lois de comportement utilisées.

TABLEAU 4.5 – Paramètres matériaux pour le dépôt de type $ZrO_2/3Y_2O_3$

Densité	Élasticité	EOS			Plasticité (EPP)
ρ (KG/m^3)	G (GPa)	C_0 (m/s)	S	Γ_0	Y_0 (MPa)
5360	27	2500	1.40	2.00	600 MPa

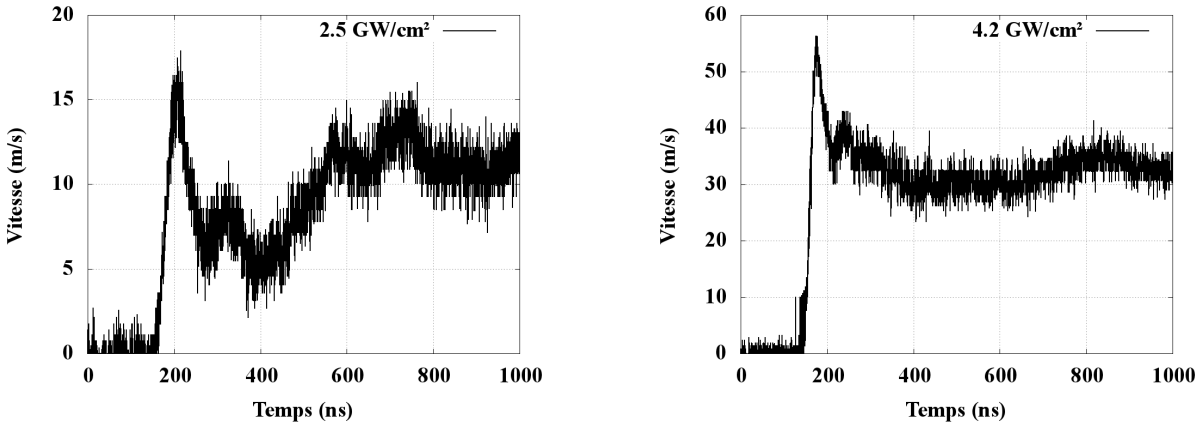


(a) (b)

FIGURE 4.4 – Comparaison entre les signaux expérimental et numérique pour : (a) Des cibles de type 304L, (b) Le couple 304L-$ZrO_2/3Y_2O_3$

Des mesures de vitesse en face arrière ont été obtenues sur des échantillons composés uniquement de BT. Ces mesures sont présentés dans la figure 4.5. La mesure de vitesse obtenue sur BT pour l'intensité la plus faible (2.5 GW/cm^2) ne montre pas de signe d'endommagement alors que la mesure faîte pour l'intensité de 4.2 GW/cm^2 est caractéristique de la

création d'une écaille. Cependant, les mesures VISAR sur BT sont très délicates et les signaux expérimentaux sont très bruités et difficilement reproductibles. Par conséquent, les mesures faîtes par VISAR sur BT seule n'ont pas permis de réaliser de simulations concluantes et les comportements ont été obtenus en modélisant les signaux obtenus sur les bi-matériaux.



(a) (b)

FIGURE 4.5 – Mesure de vitesse en face arrière obtenues par VISAR sur deux échantillons de BT pour deux intensités différentes 2.5 et 4.2 GW/cm^2

4.3.1.3 Couple substrats-dépôts de type AM1-ZrO_2/$3Y_2O_3$

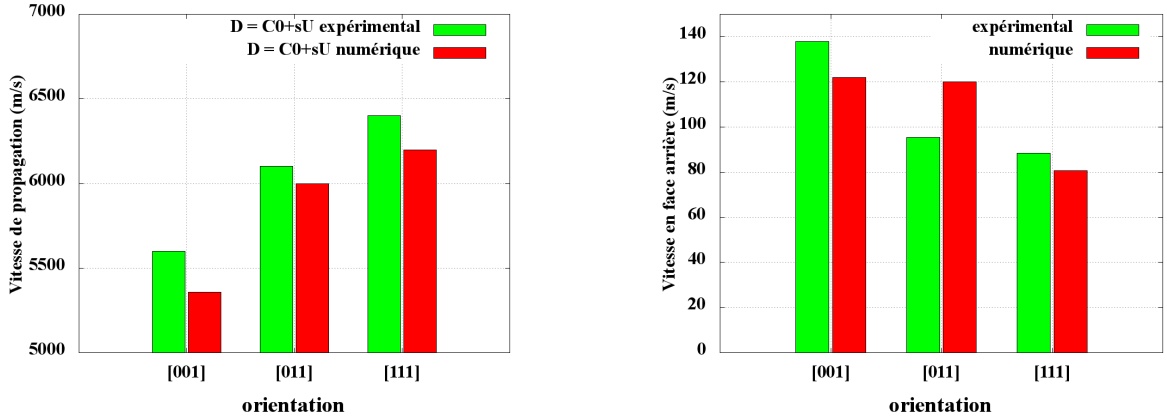
Pour ce qui concerne le comportement du dernier substrat, le super-alliage base nickel AM1, le choix a été fait de modéliser celui-ci avec une loi de type élastique orthotrope (figure 4.6).

$$\begin{pmatrix}\sigma_{11}\\ \sigma_{22}\\ \sigma_{33}\\ \sigma_{12}\\ \sigma_{13}\\ \sigma_{23}\end{pmatrix} = \begin{bmatrix} D_{1111} & D_{1122} & D_{1133} & 0 & 0 & 0 \\ & D_{2222} & D_{2233} & 0 & 0 & 0 \\ & & D_{3333} & 0 & 0 & 0 \\ & & & D_{1212} & 0 & 0 \\ & sym & & & D_{1313} & 0 \\ & & & & & D_{2323} \end{bmatrix} \begin{pmatrix}\epsilon_{11}\\ \epsilon_{22}\\ \epsilon_{33}\\ \gamma_{12}\\ \gamma_{13}\\ \gamma_{23}\end{pmatrix}$$

FIGURE 4.6 – Matrice de raideur pour le substrat AM1

Le comportement mécanique de type orthotrope permet de prendre en compte l'anisotropie de l'AM1. Les barreaux lors de leur fabrication sont orientés dans le sens de la solidification. Les vitesses de propagation des ondes de choc dans le super-alliage obtenues par VISAR sont présenté dans la figure 4.7a. Ces vitesses de propagation ont été obtenues sur des échantillons de 550µm d'épaisseur pour les différentes orientations cristallines disponibles ([001], [011], [111]). Des simulations 3D ont été réalisés sur ABAQUS®/Explicit afin de comparer l'influence de l'orientation cristalline sur la vitesse de propagation des ondes de choc. Les calculs 3D ont été rendus nécessaires par l'orientation [111] qui ne peut pas se modéliser

en axisymétrie. Comme il a déjà été mentionné auparavant, le passage en géométrie 3D s'est effectué au détriment de la taille du maillage (mailles de 20 µm au lieu de 5 µm). La figure 4.7b présente quant à elle les vitesses de surface libre induites pour un chargement de 5 GPa (9 GW/cm^2).



(a) (b)

FIGURE 4.7 – Comparaison entre les valeurs expérimental et numérique pour : (a) La vitesse de propagation des ondes, (b) La vitesse de surface libre pour une substrat AM1 d'épaisseur 550µm et un flux laser incident de 9 GW/cm^2

Les résultats obtenus sut les pions d'AM1 montrent l'influence de l'orientation cristalline sur la propagation des ondes de choc. En effet, les vitesses de propagation des ondes de choc passent de 6400 m/s pour l'orientation [111] contre 5600 m/s pour l'orientation [001]. En ce qui concerne les vitesses obtenues en face arrière, elles sont plus faibles dans le cas d'une orientation de type [111] que dans le cas d'une orientation [001] (88.5 m/s contre 138 m/s).

Les échantillons utilisés pour les essais d'adhérence dans le projet ARCOLE possèdent tous une orientation de type [001]. Les simulations numériques 2D pour ces échantillons ont permis de remonter au propriétés mécaniques de l'AM1 pour cette configuration en s'inspirant de la matrice d'élasticité établie par G. Fabre [Fabre, 2013]. Des modifications ont été apportées à cette matrice afin que les signaux numériques représentent mieux les résultats expérimentaux. Les propriétés mécaniques retenues pour l'AM1 sont répertoriées dans le tableau 4.6.

Il est important de noter que pour le couple AM1-$ZrO_2/3Y_2O_3$ aucun tir coté dépôts avec le diagnostique VISAR associé n'a été effectué. En effet, le nombre restreint d'échantillons disponibles n'a pas permis d'effectuer les tirs de validation de la configuration AM1-$ZrO_2/3Y_2O_3$.

TABLEAU 4.6 – Paramètres matériaux pour le substrat de type AM1

Densité	Plasticité (EPP)
ρ (KG/m^3)	Y_0 (MPa)
8600	950

Élasticité (Isotrope) (GPa)								
D1111	D1122	D2222	D1133	D2233	D3333	D1212	D1313	D2323
295	210	295	210	210	295	150	150	150

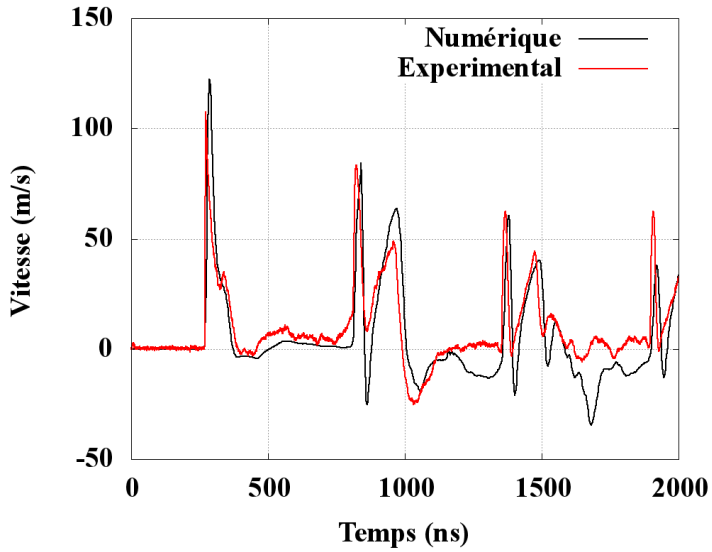
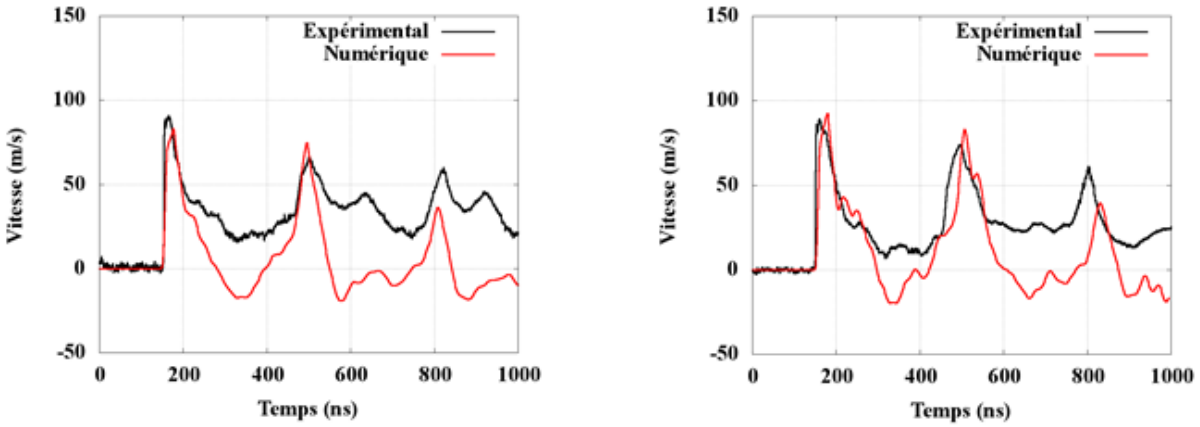


FIGURE 4.8 – Comparaison entre les signaux expérimental et numérique de vitesse en face arrière pour le substrat AM1. Flux laser de 5.6 GW/cm^2, pression de 4.4 GPa et un diamètre d'impact de 4.5 mm.

4.3.1.4 Discussions sur les lois de comportement

L'identification des lois de comportement pour les matériaux de type $Al_{2017-T4}$ et 304L a mis en évidence l'influence de la vitesse de déformation sur le comportement des matériaux. La prise en compte des vitesses de déformation élevées ($\dot{\epsilon_0} = 10^6$) propre au choc laser s'effectue donc via le terme $[1 + C ln \frac{\dot{\epsilon_p}}{\dot{\epsilon_0}}]$ de la loi de Johnson-Cook.

La différence de sensibilité à la vitesse de déformation entre l'acier 304L et l'aluminium 2017-T4 à déjà été constaté expérimentalement et étudié [Burgoyne and Daraio, 2014]. On constate donc que l'acier inoxydable 304L est beaucoup plus sensible à la vitesse de déformation que l'aluminium 2017-T4 (C=0.015 contre C=0.003). Ce résultat confirme l'intérêt des chocs générés par laser pour déterminer les limites élastiques des matériaux pour des



(a) (b)

FIGURE 4.9 – Comparaison entre les signaux expérimental et numérique de vitesse en face arrière pour le substrat AM1 (orientation (011) (a) et (111) (b)). Flux laser de 6 GW/cm^2 (011) et 6.5 GW/cm^2 (111), pression de 4.7 GPa (011) et 5.4 GPa (111) pour un diamètre d'impact de 4.5 mm.

vitesses de sollicitations élevées. En effet, aujourd'hui peu de données bibliographiques sont accessibles sur le comportement des métaux à très hautes vitesse de déformations et la plupart des données sont obtenues par extrapolation des mesures faites à plus basses vitesses. L'outil "choc laser + VISAR" prend toute son importance pour répondre à cette problématique.

Dans ces travaux G. Fabre [Fabre, 2013] estime que la grande limite d'élasticité de l'AM1 ne permet pas de dissocier de précurseurs élastique. Par conséquent, la plasticité n'est pas prise en compte. Les résultats obtenus par VISAR montre que l'onde qui débouche en face arrière est une onde élastique. Seulement, comme il a déjà été montré dans le chapitre 3, la non prise en compte des phénomènes de plasticité modifie le profil de l'onde de choc. En raison des pressions élevées mises en œuvre sur AM1 (1 GPa < P < 6 GPa) souvent supérieures à la limite élastique dynamique sous choc de l'AM1 (HEL=$\frac{1-\nu}{1-2\nu}Y_0 \simeq$ 1.8 GPa), nous avons choisi de représenter le comportement plastique du matériau. Par contre, l'absence de précurseur élastique ne nous a pas permis d'identifier un comportement plus avancé, par exemple une loi de comportement à écrouissage isotrope (JC). La figure 4.10 présente la comparaison de deux simulations avec et sans plasticité. On y retrouve des différences assez marquées. En effet, l'ajout d'un comportement plastique pour l'AM1 diminue l'amplitude de la vitesse de la face arrière de 40% et étale le profil v(t) d'environ 17% (mesure faite à 50 m/s).

L'obtention des lois de comportement pour les différents dépôts s'est avérée très compliquée comparés au matériau théorique, les dépôts présentent de nombreuses porosités ainsi que de nombreuses fissures entre les différentes couches déposées qui peuvent impacter les propriétés sous choc des dépôts. Beaucoup de travaux ont porté sur la caractérisation

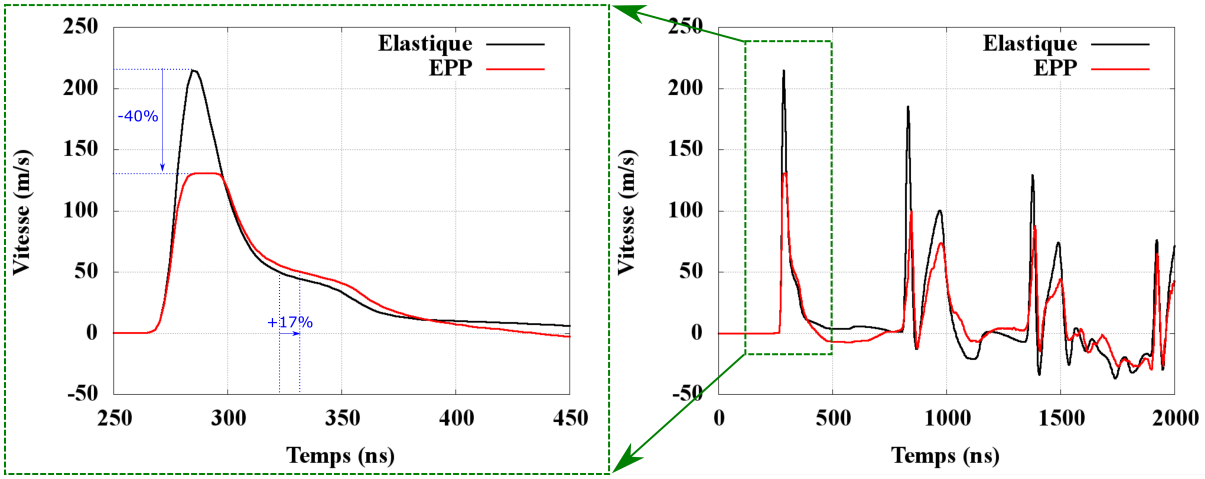


FIGURE 4.10 – Comparaison des signaux numériques de vitesse en face arrière pour deux comportements différents (noir - Elastique, rouge - Elasto-parfaitement-plastique (EPP)). Paramètres de la simulation : Épaisseur AM1 = 1.5 mm, P = 6 GPa, Y_0=950 MPa.

des modules d'élasticité de matériaux poreux. Ainsi différents modèles ont été proposé pour répondre à cette question ([Spriggs, 1961], [Boccaccini and Fan, 1997], [Erb et al., 1997]). Même si de nombreux modèles existes [Boccaccini and Fan, 1997], on peut mettre en évidence trois modèles couramment utilisés :

$$E = E_0(1 - aP) \tag{4.3}$$

$$E = E_0 e^{-bP} \tag{4.4}$$

$$E = E_0 \frac{1 - P}{1 - cP} \tag{4.5}$$

Tout ces travaux mettent en évidence une baisse plus ou moins marquée du module d'élasticité avec l'augmentation du taux de porosité dans le matériau. La figure 4.11 montre les travaux de [Gassot et al., 2001] qui a mesuré les modules d'élasticité d'un dépôt de cuivre et ce pour différents procédés de fabrication.

On constate que l'évolution du module d'élasticité suit bien la loi de Spriggs (Eq :4.4) et décroit avec la porosité. On remarque que les dépôts ayant le module d'élasticité les plus faibles sont ceux fabriqués par projection plasma APS. De plus, pour les deux dépôts fabriqués par projection plasma, l'origine du dépôt (industriel ou laboratoire) et donc la technique de fabrication influence fortement le pourcentage de porosité et donc la valeur du module d'élasticité. Les matériaux projetés par APS (thèse de R. Kromer) présentent des taux de porosités compris entre 10% et 20% ce qui, en considérant la loi de Spriggs est censé faire chuter le module d'Young d'un facteur 2 à 4. Les résultats des mesures effectuées par méthode dynamique résonnante en flexion ont permis de confirmer ce facteur 2-4, avec des valeurs de modules de l'ordre de 60 GPa pour les dépôts Ni5Al et BT contre 200 GPa sur les

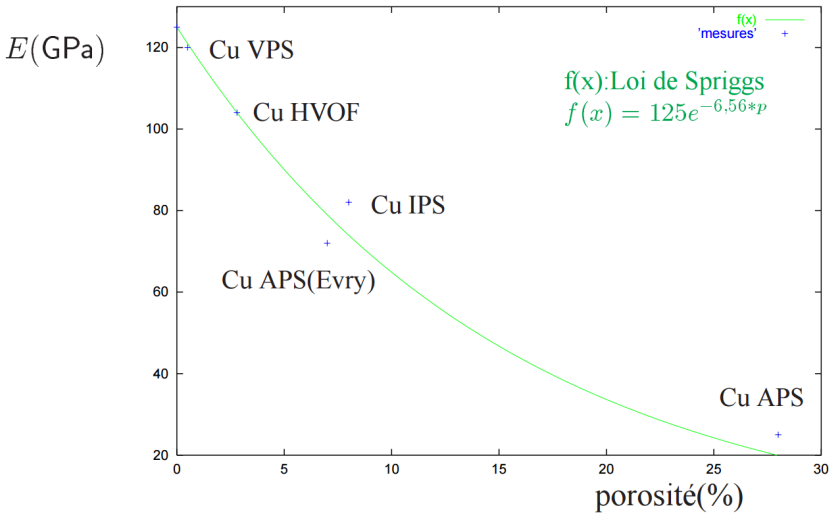


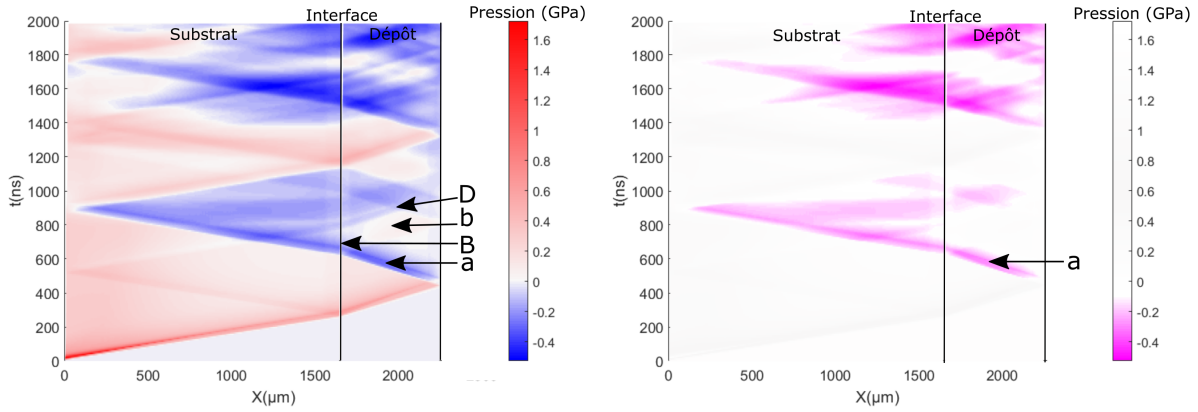
FIGURE 4.11 – Module de Young et la porosité [Gassot et al., 2001]

matériaux massifs. Les résultats indiquent que le module d'élasticité est plus important (59 GPa) dans le sens longitudinal (parallèle à la surface) que dans le sens transverse (50 GPa). Néanmoins, les dépôts ont été considérés comme isotrope.

4.3.2 Configuration $Z_{dépôt} > Z_{Substrat}$

La première configuration étudiée est celle pour laquelle l'impédance réduite Z est inférieure à 1, c'est à dire que $Z_{dépôt} > Z_{Substrat}$. Dans le cadre du projet ARCOLE, on rappelle que cette configuration correspond à la configuration $Al_{2017-T4}$/Ni5al. La figure 4.12 montre deux diagrammes X-T pour cette configuration. le premier diagramme X-T 4.12a correspond au diagramme "classique" où la pression est représentée selon une échelle de couleur allant du rouge (onde de choc) au bleu (onde de détente). Le second diagramme X-T 4.12b correspond aux valeurs de pression mais sur échelle de couleur différente (du blanc au rose). Cette échelle est définie de façon arbitraire. En effet, les zones roses correspondent aux zones où la pression est inférieure à la valeur seuil de contrainte à rupture définie (ici -500 MPa). L'épaisseur de dépôt de 600µm choisie pour réaliser ces simulations permet de mettre en évidence la localisation de la traction maximale pour les dépôts épais.

Finalement, on retrouve sur les simulations pour les configurations de type $Z_{dépôt} > Z_{Substrat}$ que la traction maximale a lieu dans le dépôt en accord avec l'état a décrit dans le modèle analytique. Un second pic de traction pour des temps plus long (≃1600 ns) semble se produire dans le dépôt, après un aller-retour-aller de l'onde principale qui se réfléchie en détente sur la face arrière dans une zone déjà mise en traction par les détentes liées au effets bi-dimensionnels.

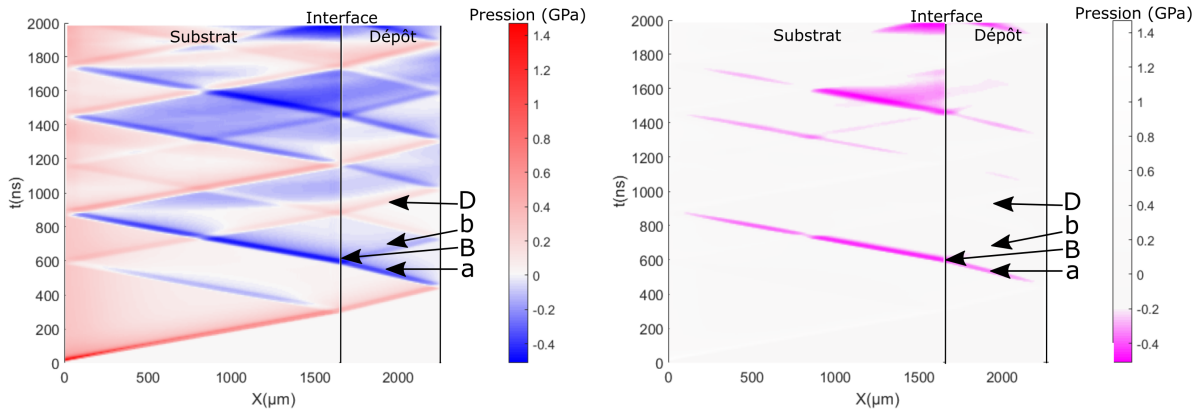


(a) (b)

FIGURE 4.12 – Diagramme X-T en pression pour la configuration $Al_{2017-T4}$/Ni5al. (a) Échelle de couleur de type RdBu, (b) Échelle de couleur utilisateur ($P_{seuil} = -500MPa$). Paramètre de simulation : $P_{imposée} = 2.0GPa$, $Ep_{substrat} = 1.5mm$, $Ep_{dépôt} = 600\mu m$

4.3.3 Configuration $Z_{dépôt} < Z_{Substrat}$

La seconde configuration étudiée est celle où $Z_{dépôt} < Z_{Substrat}$. Les figures suivantes (figures 4.13b et 4.14 présentent, comme précédemment, les cartographies de pression obtenues après les simulation numériques en considérant une barrière thermique projetée sur 304L ou sur AM1.



(a) (b)

FIGURE 4.13 – Diagramme X-T en pression pour la configuration 304L/BT. (a) Échelle de couleur de type RdBu, (b) Échelle de couleur utilisateur ($P_{seuil} = -200MPa$). Paramètre de simulation : $P_{imposée} = 2.0GPa$, $Ep_{substrat} = 1.5mm$, $Ep_{dépôt} = 600\mu m$

Le modèle analytique prédit que la traction maximale est, dans cette configuration($Z_{dépôt} < Z_{Substrat}$), localisée à l'interface. On constate bien en effet sur les cartographies précédentes que les zones roses sont soit localisées au niveau de l'interface (état B) soit localisées dans le substrat. Ceci signifie que si un modèle de rupture (cut-off par exemple) avait été implémenté pour ces simulations, la rupture se serait produite à l'interface et non pas dans le

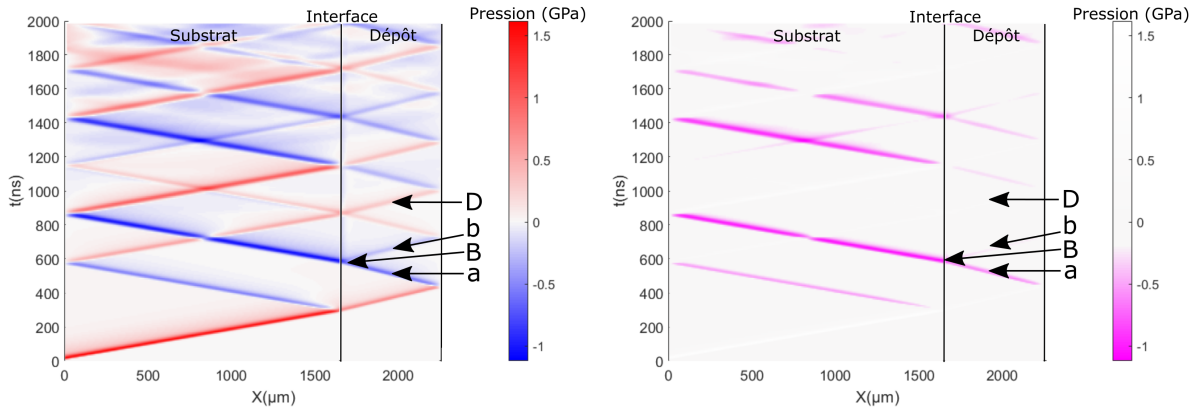


FIGURE 4.14 – Diagramme X-T en pression pour la configuration AM1/BT. (a) Échelle de couleur de type RdBu, (b) Échelle de couleur utilisateur ($P_{seuil} = -200MPa$). Paramètre de simulation : $P_{imposée} = 2.0GPa$, $Ep_{substrat} = 1.5mm$, $Ep_{dépôt} = 600\mu m$

dépôts comme pour le couple $Al_{2017-T4}$/Ni5al.

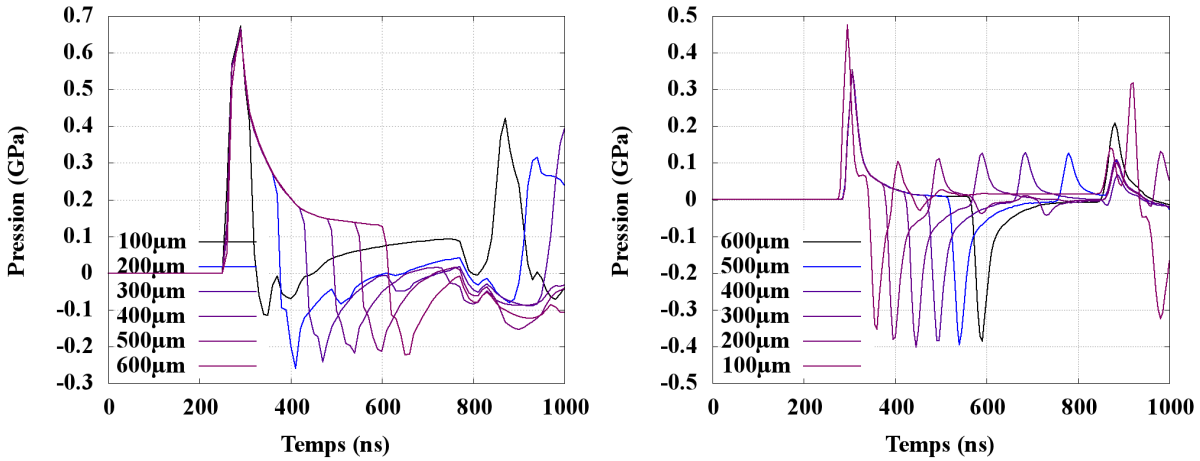
Dans sa thèse, C. Bolis montre qu'il est possible pour ce type de configuration d'arriver à une rupture du substrat dans les cas où les tractions mises en jeu sont trop importantes. Dans nos études, les limites à rupture des substrats (304L et AM1) sont supposées bien supérieures à celles des dépôts. En effet, la rupture du substrat n'a jamais été rencontrée expérimentalement.

Finalement, on voit que dans l'hypothèse d'un calcul mono-dimensionnel, la propagation des ondes de choc dans les systèmes caractérisés par $Z_{dépôt} < Z_{Substrat}$ génère de la traction principalement à l'interface et peu dans le dépôt. En effet, dans le cas AM1/BT on constate que de la traction est présente dans l'état a mais à un niveau beaucoup plus faible qu'à l'interface.

4.3.4 Influence de l'épaisseur du revêtement

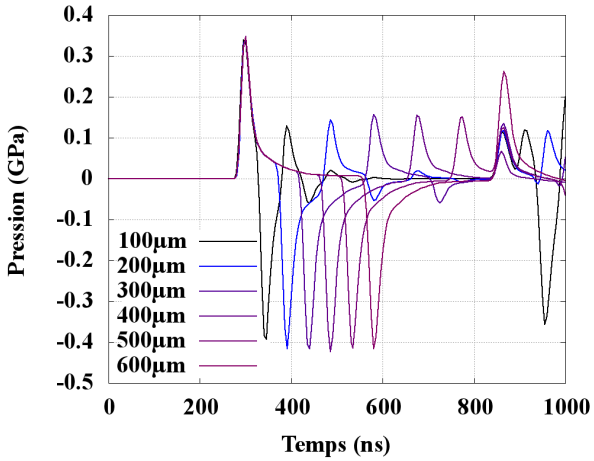
Dans le test d'adhérence par choc laser (LASAT), l'influence de l'épaisseur du dépôt sur la traction générée à l'interface est un phénomène déjà très largement étudié. L'objectif ici est d'étudier l'influence de l'épaisseur du dépôt pour les couples étudiés dans le cadre du projet ARCOLE. Pour ce faire, différentes simulations numériques pour des épaisseurs de dépôts variant de 100µm à 600µm ont été réalisées sur les trois configurations susbtrats/dépôts. Les pressions aux interfaces obtenues en fonction du temps sont présentées dans les figures 4.15a, 4.15b et 4.15.

Tout d'abord l'augmentation de l'épaisseur du dépôt et donc l'augmentation de l'épais-



(a) Couple $Al_{2017-T4}$/Ni5al

(b) Couple 304L/BT



(c) Couple AM1/BT

FIGURE 4.15 – Courbes P=f(t) en fonction de l'épaisseur des dépôts obtenues par simulation pour les différentes interfaces des systèmes étudiés. $P_{imposée}$=2.0GPa

seur de la cible ($Ep_{substrat}$ constante) augmente le temps de propagation des ondes. La traction maximale dans la configuration 304L/BT est donc générée à t=400 ns pour un dépôt de 200 µm contre t=600 ns pour un dépôt de 600 µm. Cette différence est donc directement liée à la vitesse de propagation des ondes dans le dépôt (C_0=2500 m/s pour la BT).

Les profils de pression P=f(t) à l'interface semblent très similaires pour les deux configurations où $Z_{dépôt} < Z_{Substrat}$ (304L/BT et AM1/BT) alors que pour la configuration $Z_{dépôt} > Z_{Substrat}$ ($Al_{2017-T4}$/Ni5al) le profil des courbes est différent. Cette différence est liée au différents états de pression (B, D, a et b par exemple) et à leur localisation dans le dépôt. En effet, la localisation de la zone de traction a, zone où la traction est maximale pour la configuration $Z_{dépôt} > Z_{Substrat}$ dépend fortement de l'épaisseur du dépôt.

La représentation de la traction maximale comme une fonction de l'épaisseur du dépôt (figure 4.16) permet de mettre en évidence les différents points discutés plus haut. Les

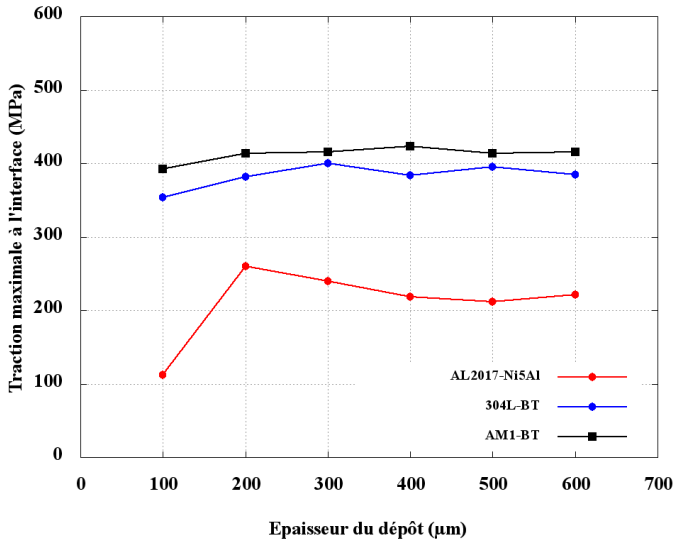


FIGURE 4.16 – Représentation de la traction maximale à l'interface comme une fonction de l'épaisseur du dépôt pour les trois couples du projet

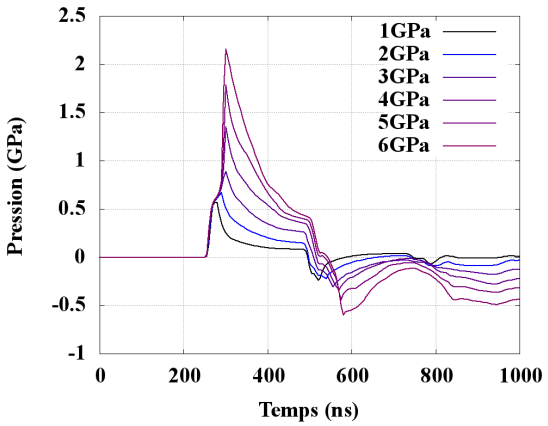
configurations pour lesquelles $Z_{dépôt} < Z_{Substrat}$ (304L/BT et AM1/BT) ne présente pas réellement de maximum pour une épaisseur donnée. On a ainsi pour le couple 304L/BT, des niveaux de traction qui augmentent de 350 MPa à 400 MPa avec l'épaisseur, et de 390 MPa à 420 MPa pour le couple AM1/BT. Dans le cas du couple Al_{2017}/Ni5Al, le niveau de traction peut doubler (110 MPa à 250 MPa) avec l'épaisseur.

4.3.5 Influence de la pression générée sur la traction à l'interface

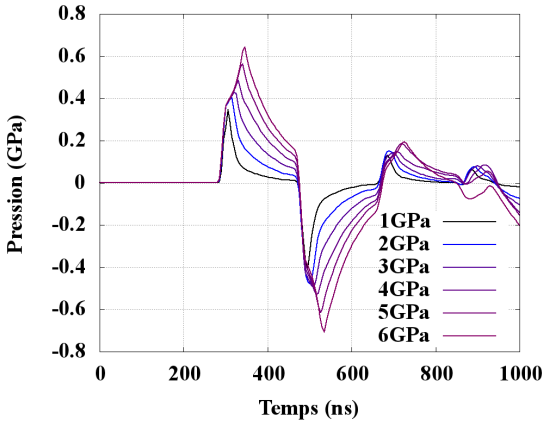
La pression générée en face avant des cibles lors de l'interaction laser-matière peut modifier les niveaux de traction aux interfaces. Afin d'étudier ce phénomène, plusieurs simulations numériques ont été réalisées pour différents pressions imposées en face avant (de 1.0 GPa à 6.0 GPa). Les différents résultats P=f(t) à l'interface obtenus pour les différentes configurations substrats/dépôts sont reportés dans les figures 4.17a, 4.17b et 4.17c

Les résultats indiquent que la pression imposée en face avant modifie fortement les valeurs des tractions générées aux interfaces. Plus la pression imposée est importante, plus la traction est élevée. Ces résultats sont très importants et déjà bien connus. Ils valident la possibilité d'identifier des seuils en intensité pour le test d'adhérence LASAT. Par conséquent, il existe un seuil pour $P_{imposée}$ (donc pour l'intensité laser) où la traction dépassera le seuil à rupture du matériaux.

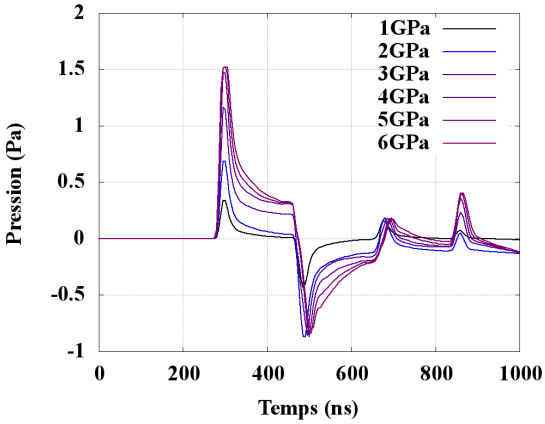
Un autre phénomène rentre aussi en jeu lors de la propagation des ondes. La célérité des ondes est modifiée avec la pression imposée dans le milieu. Cette modification peut entraîner un déplacement spatial des niveaux de traction maximum. De plus, l'étalement



(a) Couple $Al_{2017-T4}$/Ni5al



(b) Couple 304L/BT

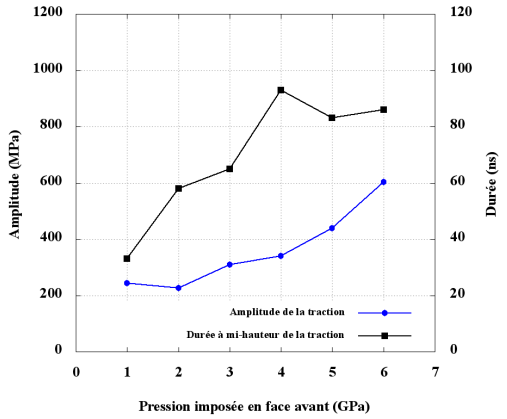


(c) Couple AM1/BT

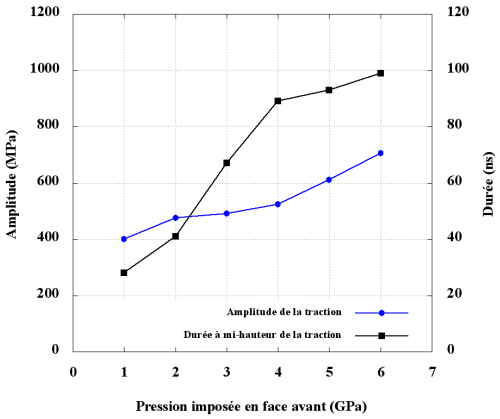
FIGURE 4.17 – Courbes P=f(t) en fonction de la pression de chargement imposée en face avant des cibles obtenues par simulation pour les différentes interfaces des systèmes étudiés. E$p_{dépôt}$=400µm

des ondes de détentes a pour effet d'augmenter les durées de chargement de l'interface. Les figures 4.18a, 4.18b et 4.18c résument les valeurs de traction maximales et les durées de sollicitation correspondantes en fonction de la pression d'impact.

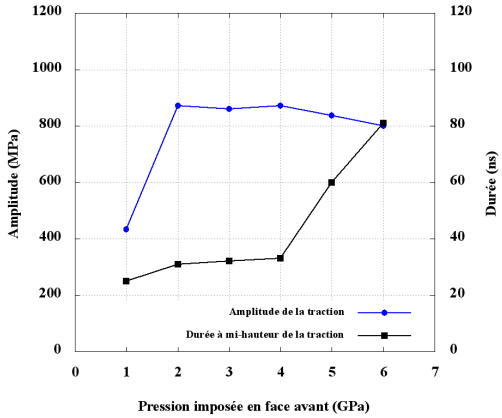
La pression imposée en face avant a pour effet, en plus d'augmenter les niveaux de traction aux interfaces, d'augmenter la durée du chargement qui passe de 40ns à plus de 100ns lorsque la pression augmente de 1.0 GPa à 4.0 GPa sur le couple 304L/BT par exemple. Ce phénomène lié à l'étalement des ondes de détentes est donc d'autant plus marqué que la pression imposée est élevée. En modélisant la rupture par un critère de type Cut-Off, ces considérations sur la durée de chargement non pas d'importance car la rupture de la maille est instantanée lorsque la pression dépasse la pression seuil. Contrairement au critère cut-off, de nombreux modèles pour les ténacités des interfaces considèrent une approche énergétique de la rupture dans le cas des essais de test d'adhérence par choc laser. Dans ce cas, la durée de chargement prend toute son importance et ne devient plus négligeable. Au final, par simplicité et en raison du caractère fragile des dépôts étudiés, seul le critère de rupture



(a) Couple $Al_{2017-T4}$/Ni5al



(b) Couple 304L/BT



(c) Couple AM1/BT

FIGURE 4.18 – Amplitude de la traction (en bleu) et durée à mi hauteur de la traction (en noir) en fonction de la pression imposée en face avant pour les différents systèmes Substrats/Dépôts étudiés. Paramètre de simulation : E$p_{substrat}$=1.5mm, E$p_{dépôt}$=400µm

cut-off est utilisé.

4.4 Approche bi-dimensionnelle

4.4.1 Le modèle bidimensionnel

Le figure 4.19 présente un schéma du modèle géométrique utilisé pendant les simulations.

Les différents paramètres tels que la taille des mailles (ici fixé à 5x5µm^2 ainsi que le profil P=P$_{max}$(I).f(r,t) ont été fixés grâce aux différents travaux présentés dans le chapitre 3. En ce qui concerne le paramètre D qui représente le diamètre de la tache focale, celui-ci peut varier avec les différentes configurations de tirs.

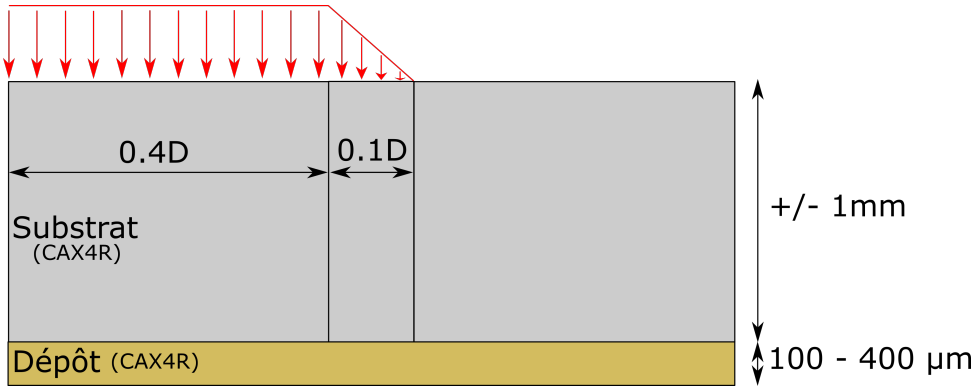


FIGURE 4.19 – Modèle bi-dimensionnel ABAQUS

4.4.2 Mise en évidence des effets 2D dans les cibles étudiées

Tout comme l'approche analytique, l'approche mono-dimensionnelle possède des limites. En effet, pour simuler une propagation 1D des ondes dans le logiciel ABAQUS® /Explicit la zone de chargement P=f(r) a été volontairement exagérée dans le paragraphe précédant pour limiter les effets 2D. Dans la réalité, la zone de chargement P=f(r) est définie lors de l'impact laser (Voir chapitre 3) avec des taches focales allant de 3 mm à 6 mm. Ces configurations, au vue de l'épaisseur des substrats considérés (1.5mm) ne permettent pas dans la réalité de s'affranchir des effets bi-dimensionnels.

Afin de mettre en évidence les effets de 2D, le rapport L/D a été tracée comme une fonction de l'épaisseur du dépôt et du diamètre de tache focale (figure 4.20). L'épaisseur du substrat ayant fixé à 1.5 mm, ces résultats sont représentatifs des configurations substrat/dépôt étudiées dans le cadre du projet ARCOLE.

Par conséquent, si on construit le rapport L/d pour les différentes configurations du projet ARCOLE (zone rouge sur la figure 4.20), on peut mettre en évidence les trois régimes. La présence des trois régimes (Quasi-1D, Mixte, 2D) indiquent que la prise en compte des effets 2D est nécessaire lorsque que l'épaisseur du dépôt dépasse 200µm et que la tache focale est inférieur à 3mm environ.

Deux simulations ont été réalisées afin de comprendre l'influence de la diminution de la tache focale sur la traction générée à l'interface. Les deux diamètres de taches focales choisis (3 mm et 7 mm) représentent les deux cas extrêmes qui ont pu être rencontrés lors des différentes campagnes de tirs expérimentales. Afin de mettre en évidence les effets bi-dimensionnels, les diagrammes r, t, P ont été tracés. Ces diagrammes s'inspirent des diagrammes espaces-temps (X-T) décrits précédemment. La différence consiste à représenter la pression en fonction du temps sur l'interface au lieu de l'axe de symétrie. La figure 4.21 présente les diagrammes r, t, P obtenus pour les deux simulations.

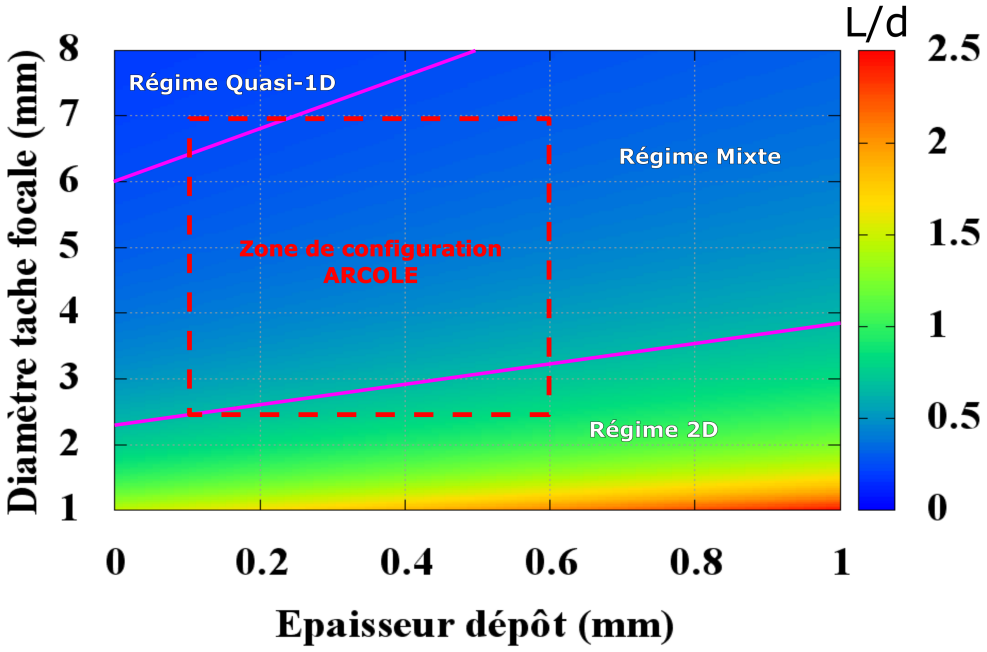


FIGURE 4.20 – Rapport L/d en fonction de l'épaisseur du dépôt et du diamètre de tache focale (épaisseur du substrat 1.5mm).

Plusieurs remarques peuvent être faites vis à vis des résultats obtenus :

— La construction des diagrammes permet de mettre en évidences l'étalement des ondes de choc et de détente lors de la propagation. Cet étalement a pour effet de générer des zones de traction dont la taille est supérieure à celle de la tache focale.

— Pour la configuration d=7mm, le rapport L/d vaut 0.24 et La propagation se fait donc en régime quasi-1D. On retrouve donc sur la figure 4.21 qui représente la pression à l'interface pour t=420 ns en fonction de la distance par rapport à l'axe de symétrie les deux sur-tractions caractéristiques de ce régime. Leur niveau peut atteindre 123% de la traction au centre l'impact.

— Pour la configuration d=3 mm, le rapport L/d vaut 0.56. Ce rapport est caractéristique du régime mixte et à la limite du régime 2D. On retrouve bien les deux sur-tractions propres au régime mixte mais aussi l'aspect gaussien de la répartition spatiale de traction propre au régime 2D.

4.4.3 Discussion

L'étude des différents régimes de propagation et l'application des travaux antérieurs aux configurations ARCOLE ont permis de mettre en évidence la présence d'effets bi-dimensionnels.

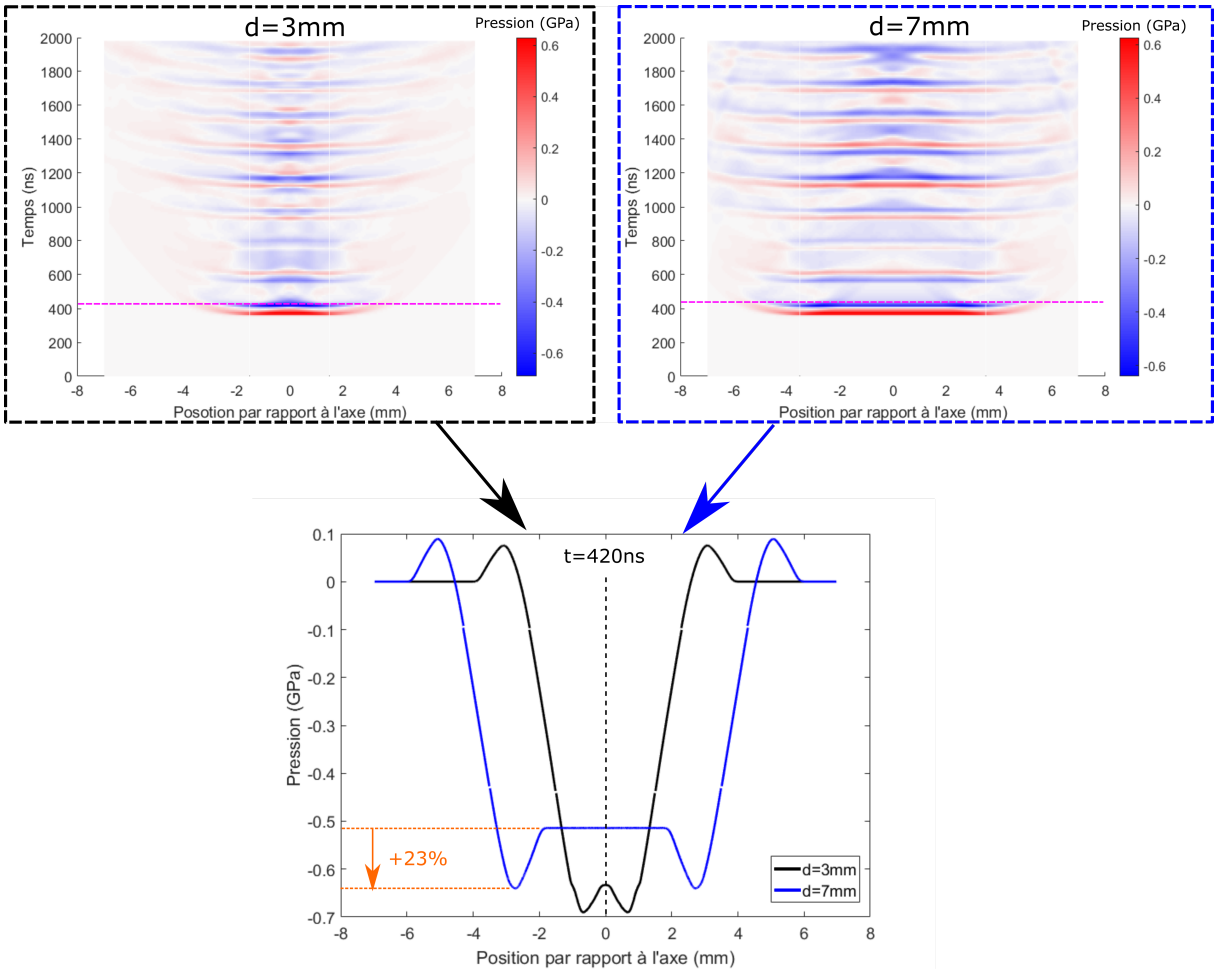


FIGURE 4.21 – (Haut) - Diagrammes r,t,P pour deux tailles de taches focales, d=3mm et d=5mm. Configuration : Substrat 1.5mm, dépôt 200µm, P=1GPa. (Bas) - Pression à l'interface pour t=420ns en fonction de la distance par rapport à l'axe de symétrie pour les deux configurations étudiées.

En effet, le fait que la propagation des ondes se fasse essentiellement en régime mixte (0.24<L/d<0.65) peut nuire à l'identification de la contrainte à rupture des interfaces. La figure 4.22 montre les différents cas de figures pouvant intervenir lors d'un test d'adhérence par choc laser sur les cibles du projet ARCOLE.

La présence des sur-tractions dans le cas du régime mixte peut induire un endommagement en bord d'impact. Par exemple, si on considère un seuil d'adhérence de 650 MPa (en vert) pour l'interface, la rupture n'aura pas lieu car la pression maximale atteinte dans la simulation ne dépasse pas la valeur seuil. A contrario, si la valeur d'adhérence de l'interface est beaucoup plus faible, 100 MPa par exemple (en rouge), la rupture de l'interface aura lieu. Cependant, le cas le plus défavorable est le cas indiqué en orange.(σ_{seuil} = 550MPa). Pour ce cas, le seuil de rupture n'est franchi qu'en bord d'impact et la rupture est donc annulaire.

Finalement, les valeurs de seuils d'adhérence identifiées par choc laser peuvent être erronées si on ne tient pas compte de la présence des sur-tractons qui peuvent menées à la rup-

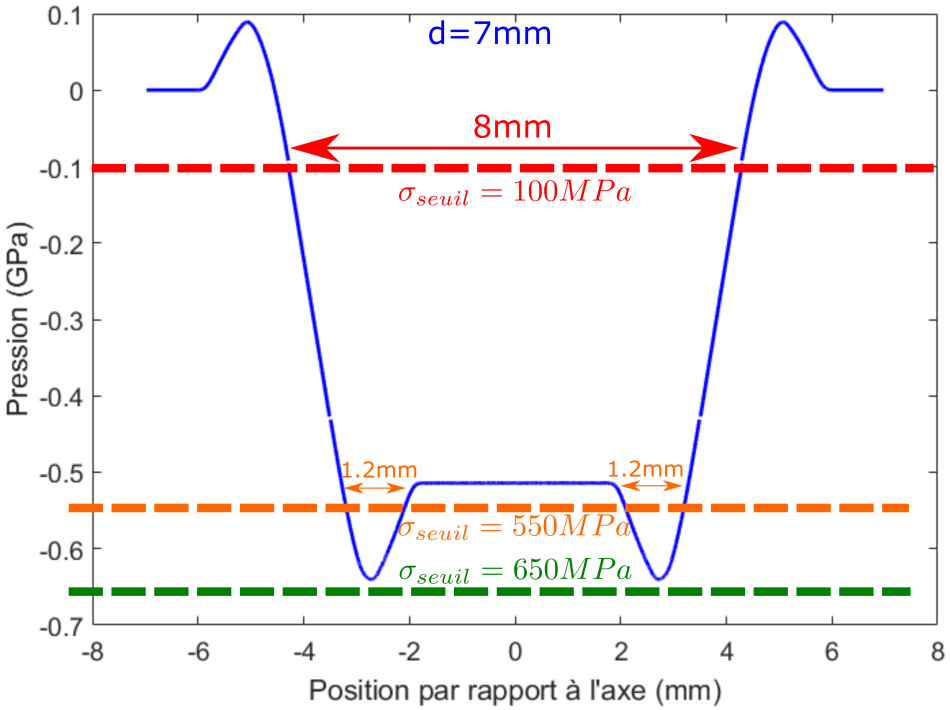


FIGURE 4.22 – Pression à l'interface pour une cible composée de 1.5 mm de substrat et 200 µm de dépôt. P=1 GPa, t=142 ns.

ture prématurée de l'interface. Par exemple, en considérant une propagation 1D des ondes de choc (SHYLAC, ESTHER), la valeur du seuil d'adhérence identifiée (dans le cas où la pression seuil serait 1 GPa soit la configuration numérique présentée ici) serait de 500 MPa. Si on tient compte de la présence des sur-tractions, la valeur de l'adhérence serait plutôt de 650 MPa soit une différence de 30% par rapport au cas 1D.

4.4.4 Définition du critère de rupture - Le critère cut-off

Dans certaines simulations effectuées ABAQUS®/Explicit, un critère de rupture a été mis en place ainsi de modéliser l'écaillage du dépôt. De nombreux critères de rupture existent dans la littérature mais on peut citer ici les trois critères les plus couramment utilisés pour les simulations liées au choc laser :

— Le critère cut-off

— Le critère de Tuler-Butcher [Tuler and Butcher, 1968]

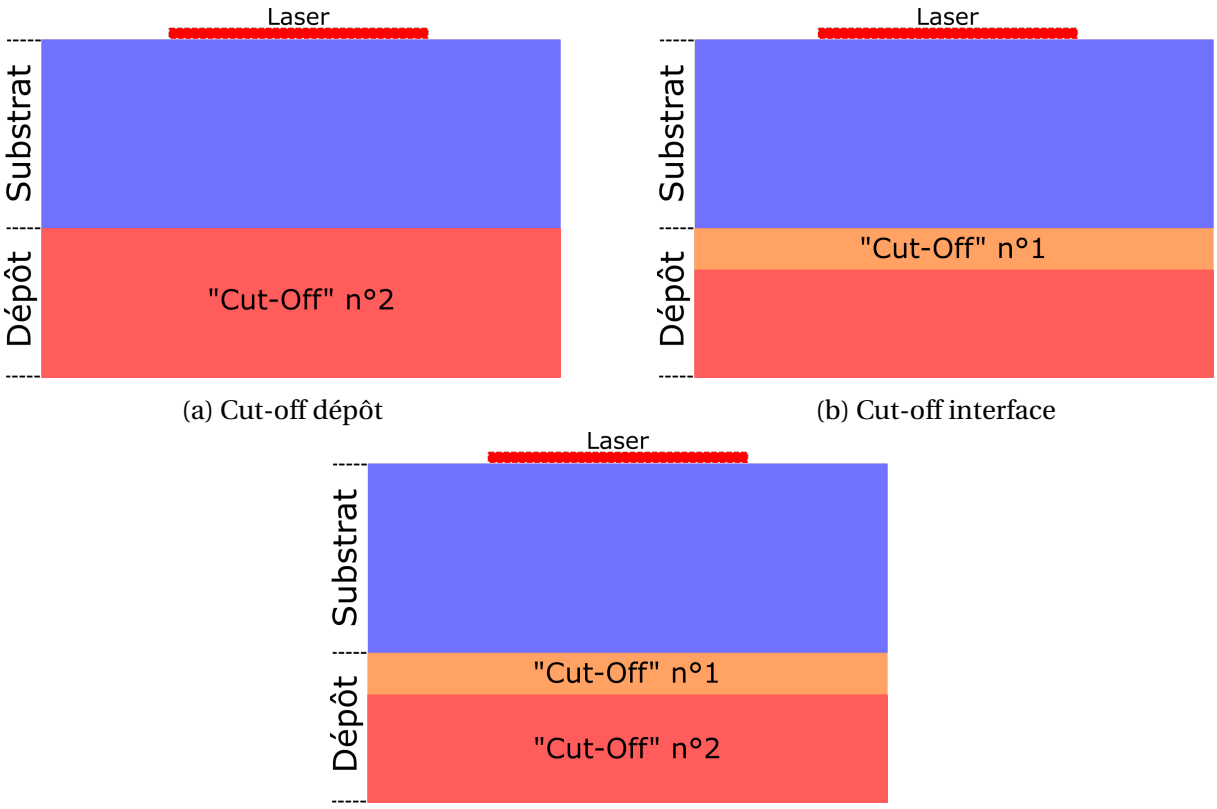
— Le critère de Kanel [Kanel and Fortov, 1987]

Des travaux antérieurs [Bolis, 2004] ont déjà comparé les différents modèles décrits précédemment vis à vis de résultats expérimentaux. Par ailleurs, expérimentalement les faciès de rupture des dépôts indiquent principalement un comportement fragile. Toutes ces considérations ont permis d'adopter un critère de type "cut-off" pour les dépôts. En effet, même

si le critère de Kanel semble plus complet, le critère cut-off possède l'avantage d'avoir un unique paramètre assez facilement identifiable. Par contre , le temps d'application de la contrainte ne sera pas considéré par le critère cut-off qui induit une rupture instantanée de la maille.

4.4.5 Modélisation de la rupture dans les bi-matériaux

Il existe plusieurs façon de modéliser la rupture dans les systèmes bi-matériaux. En effet, il est possible de définir un critère de rupture propre au dépôt 4.23a, propre à l'interface 4.23b ou bien deux critères différents 5.2c.



(a) Cut-off dépôt

(b) Cut-off interface

(c) Cut-off dépôt + interface

FIGURE 4.23 – Modélisation de la rupture dans les systèmes bi-matériaux

Le choix de la modélisation dépend des phénomènes a étudier. La mise en place en place d'un critère de rupture uniquement pour l'interface 4.23b permet d'éviter les problèmes liés à l'endommagement que peut subir le dépôt lors de la propagation des ondes de choc. En ce qui concerne les deux autres méthodes de modélisation, elles sont très semblables. En effet, la prise en compte de la rupture dans l'ensemble du dépôt permet de comparer les résultats des simulations avec les résultats des coupes métallographiques. La différence entre ces deux modèles réside principalement dans la prise en compte d'un comportement différent entre l'interface et le dépôt. Cette différence de comportement peut s'expliquer de diverses

façons :

— La première explication qui peut être avancée consiste à faire l'hypothèse que la modification du critère de rupture pour l'interface vient de la prise en compte des phénomènes liés à la texturation. La modélisation de la texturation de surface au travers d'un matériau fictif à l'avantage de simplifier les simulations.

— La deuxième explication consiste à supposer que des liaisons chimiques se créent lors de la projection entre le dépôt et le substrat. Ces liaisons peuvent évoluer au cours de la durée de vie du dépôt et couche d'oxyde peuvent apparaître modifiant ainsi le comportement de l'interface.

Afin d'illustrer numériquement l'utilisation du critère de rupture, différents calculs ont été réalisés pour différentes pressions maximales appliquées. La configuration utilisée est celle du couple substrats-dépôts de type AM1-$ZrO_2/3Y_2O_3$ (1.5 mm et 400 µm). La figure 4.24 montre les résultats des simulations effectuée avec un critère de type cut-off fixé à 500 MPa appliqué dans la configuration où seul le dépôt est considéré 4.23a.

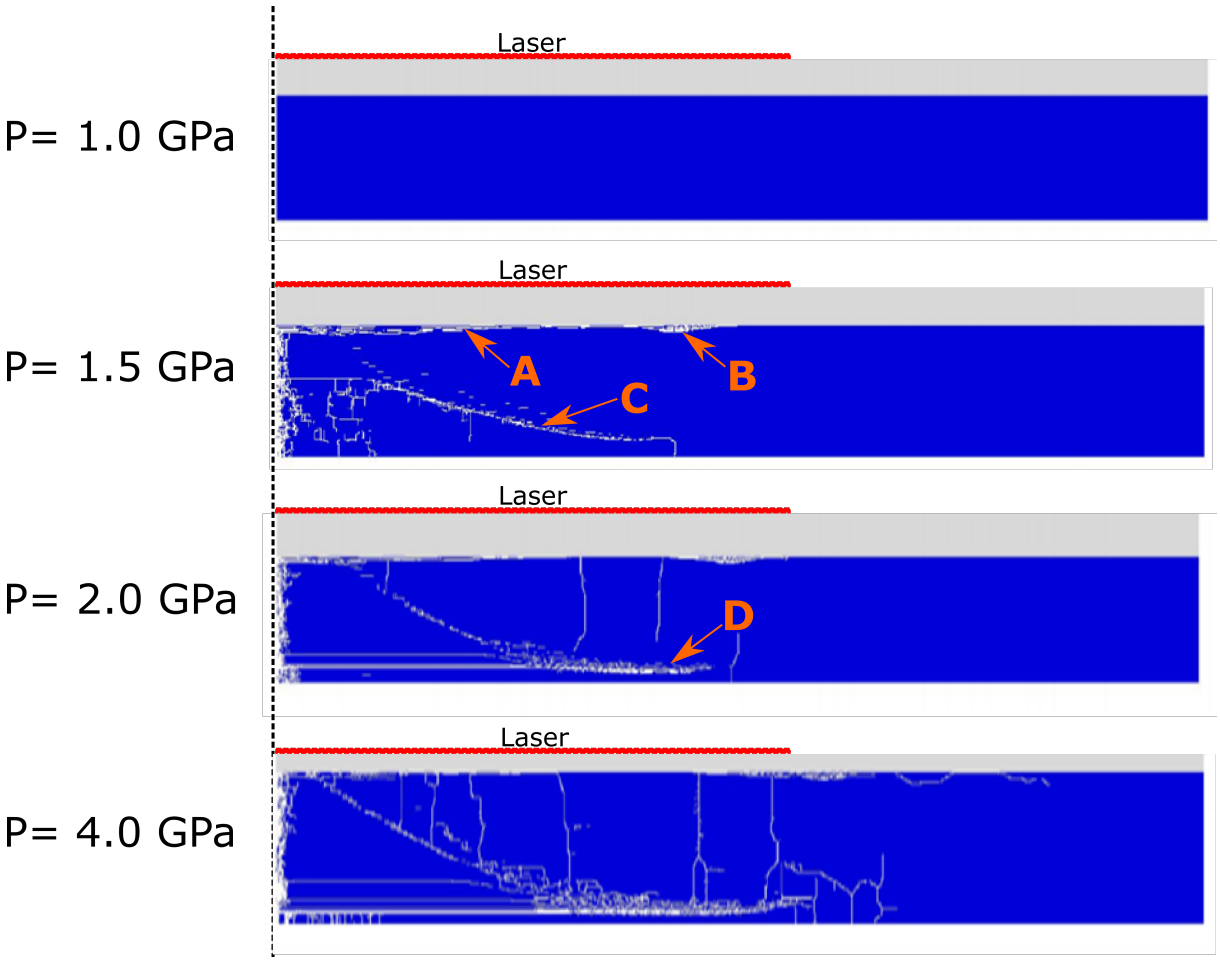


FIGURE 4.24 – Résultats des simulation effectuées sur ABAQUS® /Explicit pour le couple substrats-dépôts de type AM1-$ZrO_2/3Y_2O_3$ pour différentes pressions maximales appliquées avec un critère de type cut-off fixé à 500 MPa

Pour des raisons de visibilité, la majeure partie du substrat a été ôtée sur les images de la figure 4.24 (zones en grise). Les différents repères A, B, C et D montrent les différents points caractéristiques.

— Repère A : La propagation des ondes de choc à travers le substrat AM1 et le dépôts BT génère une zone de traction au niveau de l'interface du fait de la différence d'impédance entre les deux matériaux. Cette zone de traction peut, lorsque que la pression appliquée en face avant est suffisante, conduire à la rupture de l'interface.

— Repère B : Les effets de bord liés au chargement de pression ainsi que les effets bidimensionnels intervenant lors de la propagation de l'onde de choc génèrent une surtraction (en comparaison de celle liée au repère A) et génèrent par conséquent un endommagement plus prononcé au niveau de l'interface.

— Repère C : La forme de l'endommagement observé proche de la face arrière est caractéristique d'un endommagement crée par l'intersection de la détente réfléchie avec les détentes latérales.

— Repère D : La forme de cet endommagement (parallèle à l'interface) est quant à lui représentatif d'un endommagement provoqué par l'intersection des détentes incidente et réfléchie. Cet endommagement est caractéristique du procédé LASAT et est généré loin de l'interface dans le cas des dépôts épais (ici 400 µm).

Il est important de noter que la valeur du critère cut-off de 500 MPa définie précédemment est totalement arbitraire. En effet, cette valeur a juste permis de réaliser les simulations présentées dans la figure 4.24. Cette valeur a donc juste un objectif qualitatif et ne représente en aucun cas une valeur optimisée pour les barrières thermiques étudiées. Les critères réalistes propres aux différentes configurations étudiées dans le projet ARCOLE seront présentés dans le chapitre 5.

4.5 Approche double impulsions

4.5.1 Le double tir frontal

La configuration proposée pour améliorer le test d'adhérence LASAT est celle qui a été plus largement étudiée dans le cadre de ces travaux de thèse. Il s'agit de la configuration dite du double tir frontal (figure 4.25). Bien que déjà présentée dans le chapitre 1, on rappelle ici les particularités de cette configuration.

Cette configuration consiste à venir focaliser deux impulsions laser sur une face de la cible à tester. Le décalage en temps Δt entre les deux impulsions permet de localiser la traction maximale à l'interface. L'inconvénient majeur de cette configuration est la compréhen-

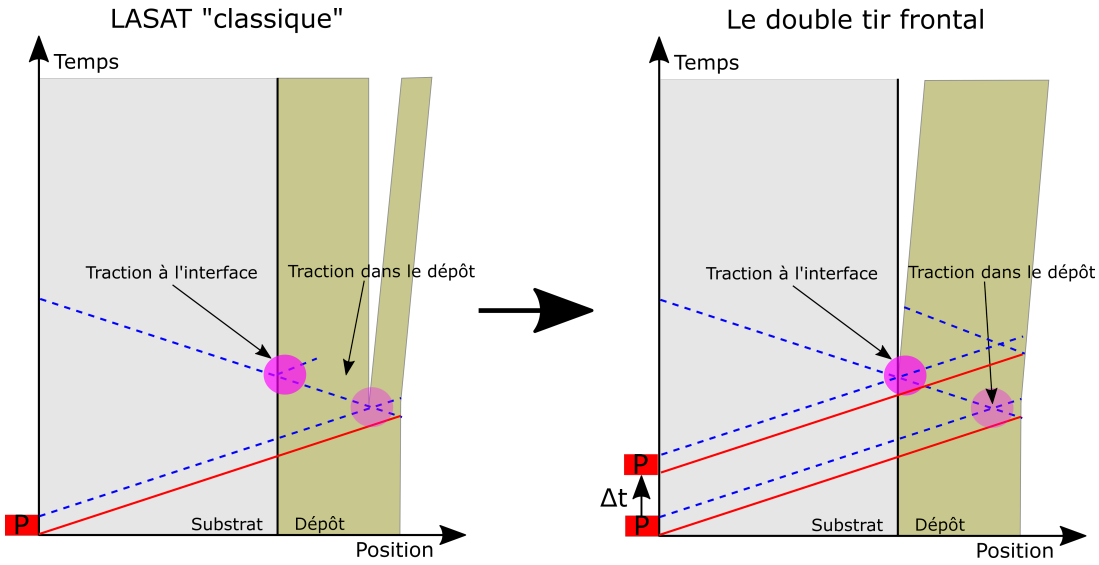


FIGURE 4.25 – schéma de la propagation des ondes dans le cas du double tir frontal

sion des phénomènes intervenant lors de l'interaction laser-matière pour la seconde impulsion. En effet, contrairement à la configuration symétrique, le plasma généré par la première impulsion va venir perturber l'interaction pour la seconde impulsion. Le chapitre 3 a répondu aux questions et a permis de relier les paramètres laser aux chargements de pressions en double impulsion frontale.

4.5.2 Le double tir frontal - Optimisation du décalage en temps δt

Pour localiser la traction à l'interface, le décalage en temps Δt entre les deux impulsions frontales doit être optimisé. Deux approches sont possibles :

— L'approche analytique

— L'approche numérique

4.5.2.1 Approche analytique

L'approche analytique est l'approche la plus simple. L'optimisation du décalage en temps Δt peut se faire grâce aux diagrammes XT en considérant les propriétés du dépôt (vitesse du son et épaisseur). Finalement, le décalage en temps peur s'obtenir analytiquement grâce à la formule :

$$\Delta t = \frac{2e}{C_0} - \tau_p \tag{4.6}$$

où Δt est le décalage en temps entre les deux impulsions, e l'épaisseur du dépôt, C_0 la vitesse du son dans le dépôt et τ_p la durée à mi-hauteur du chargement de pression (=2.5xτ_{laser}.

En calculant les décalages en temps pour différentes épaisseurs et pour les différents dépôts on obtient les tableaux suivants 4.7 et 4.8 pour les deux dépôts étudiés.

TABLEAU 4.7 – Décalages en temps Δt entre les deux impulsions pour les dépôt de type Ni5al

C_0	τ_{laser}	$\tau_{pression}$=2.5*τ_{laser}
m/s	ns	ns
3300	7	17.5

Épaisseur (µm)	200	300	400	500	600
Décalage Δt (ns)	103	164	225	285	346

TABLEAU 4.8 – Décalages en temps Δt entre les deux impulsions pour les dépôt de type $ZrO_2/3Y_2O_3$

C_0	τ_{laser}	$\tau_{pression}$=2.5*τ_{laser}
m/s	ns	ns
2500	7	17.5

Épaisseur (µm)	200	300	400	500	600
Décalage Δt (ns)	142	222	302	382	462

Les valeurs des décalages obtenus montrent qu'il faut évidemment augmenter le décalage en temps Δt lorsque l'épaisseur du dépôt augmente. Ces décalages sont plus importants pour le dépôt céramique car la vitesse du son y est plus faible. Finalement, les valeurs obtenues (de 100 ns à 500 ns) restent compatibles vu les résultats obtenus au chapitre 3 concernant l'interaction pour deux impulsions. Globalement, ces valeurs permettent un pré-dimensionnement des décalages nécessaires pour optimiser la localisation de la traction aux interfaces étudiées.

4.5.2.2 Approche numérique

L'approche numérique consiste à simuler via le logiciel Abaqus la propagation des deux ondes de choc générées par les deux impulsions laser. En mesurant la contrainte maximale imposée à l'interface en fonction du décalage en temps Δt, il est possible d'optimiser le procédé. Néanmoins, l'optimisation numérique nécessite la connaissance de bien plus de

paramètres que le modèle analytique. En effet, dans le cas de l'approche numérique il est nécessaire de connaître les lois de comportement du dépôt mais aussi du substrat. En effet, les propriétés du substrat peut venir modifier la propagation des ondes et modifier la localisation de la traction. Par ailleurs, l'aspect géométrique de la simulation est très important. On a vu que plus le dépôt était épais, plus les simulation était 2D. La prise en compte des effets 2D via la géométrie du chargement est donc primordiale. Toutes ces remarques ont rendu l'approche numérique très complexe à obtenir.

Finalement, dans le cadre de ces travaux de thèse, seule l'approche analytique a été utilisé car les l'approche numérique n'est pas encre disponible. Les résultats obtenus pour le test d'adhérence avec deux impulsions laser sont présentés dans le chapitre 5.

4.6 Conclusions

Ce chapitre a présenté les différents résultats obtenus concernant la propagation des ondes de choc dans les matériaux complexes.

La mise en place du modèle numérique a permis d'obtenir les différentes lois de comportement pour les différents matériaux constitutifs des cibles du projet ARCOLE. Le comportement des différents substrats (AL2017-T4, 304L, AM1) a été obtenu sur des cibles monomatériaux. Les résultats numériques ont montré que la prise en compte de la plasticité s'avère nécessaire pour ne pas fausser les mesures d'adhérence des interfaces. De même, la prise en compte de l'orientation cristalline dans les cibles de type AM1 a permis de reproduire les différents signaux expérimentaux obtenus lors des différentes campagnes de tirs. Concernant l'obtention des propriétés mécaniques des dépôts, beaucoup d'hypothèses ont été formulée. Ces hypothèses sont rendues nécessaire par le manque de données bibliographiques sur le comportement dynamique des dépôts projetés par voie plasma.

Afin de modéliser la rupture dans les différentes cibles, différents critères de rupture ont été considérés. Les considérations expérimentales (rupture fragile des dépôts) ainsi que la complexité de certains modèles de rupture qui ne certifie par une unicité du jeu de paramètre a impliqué le choix d'un critère de rupture de type cut-off.

Finalement, l'utilisation du modèle numérique obtenu a permis d'étudier les différentes configurations représentatives des cibles du projet ARCOLE. Les résultats en mono-impulsions ont ainsi montré que pour les cibles où $Z_{dépôt} > Z_{Substrat}$ la traction maximale a lieu dans le dépôt tandis que pour les cibles où $Z_{dépôt} < Z_{Substrat}$ la traction maximale à lieu à l'interface ce qui correspond à une configuration directement plus favorable.

Nous avons aussi montré que les régimes de propagation pour les cibles du projet ARCOLE ne sont pas entièrement mono-dimensionnels. La prise en compte des effets 2D a ainsi permis de mettre en évidence des sur-tractions présentes en bord de tache focale. Leur présence a pour effet de modifier l'identification de la valeur d'adhérence d'environ 30% par rapport aux cas 1D.

Néanmoins, en raison d'une connaissance insuffisante des lois de comportement des dépôts et des substrats, l'approche numérique n'a pas été retenue dans cette thèse pour l'optimisation du paramètre Δt et seul l'approche analytique a été utilisée. Enfin, en utilisant les diagrammes (X,T), nous avons présenté une optimisation analytique de la configuration "double choc frontal" permettant d'améliorer la localisation de la traction dans les systèmes substrats/dépôts.

Le chapitre suivant présente les résultats expérimentaux obtenus dans le cadre du projet ARCOLE ainsi que les différentes valeurs d'adhérence identifiées.

Chapitre 5

Le test d'adhérence appliqué aux systèmes texturées

Sommaire

5.1 introduction 177

5.2 Le test d'adhérence des barrières thermiques texturées : Approche mono-impulsion 177

5.2.1 Aspect géométriques des cibles réelles 178

5.2.1.1 Discussions sur le modèle utilisé 178

5.2.1.2 Rappels : Influence de la porosité et de la rugosité de surface du dépôt 179

5.2.1.3 Influence de la texturation de l'interface 179

5.2.1.4 Influence sur la propagation des chocs 181

5.2.1.5 Influence de la texturation sur la contrainte à l'interface . . . 184

5.2.2 La mesure des différents seuils d'adhérence 187

5.2.2.1 Le seuil en intensité I_{seuil} 187

5.2.2.2 La mesure expérimentale d'adhérence $\sigma_{seuil,exp}$ 188

5.2.2.3 La mesure d'adhérence numérique $\sigma_{seuil,num}$ 189

5.2.3 Résultats des mesures d'adhérences : Cas des dépôts minces 190

5.2.3.1 Influence du couple substrat/dépôt 190

5.2.3.2 Influence du motif de la texturation 192

5.2.3.2.1 Étude de l'espacement entre les trous 192

5.2.3.2.2 Étude de la forme des trous 194

5.2.4 Influence du temps d'oxydation : Cibles AM1/BT 196

5.3 Les dépôts épais : Problématiques et solutions envisagées 197

5.3.1 Signification de la valeur seuil en intensité I_{seuil} 197

5.3.2 Utilisation de la valeur seuil expérimentale $\sigma_{seuil,exp}$ 198

5.3.3 Discussions 198
5.4 Le test d'adhérence des barrières thermiques texturées : Approche double-impulsions 200
5.5 Conclusion 201

5.1 introduction

Si les différents résultats obtenus dans le cadre des essais de plot collé montrent a priori un réel bénéfice de la texturation laser sur l'adhérence, certaines configurations n'ont pas pu être caractérisées :

— La configuration Al_{2017}/Ni5Al-L0100-S80 pour laquelle le test d'adhérence par plot collé a échoué car la limite à rupture de la colle utilisée est plus faible que celle de l'interface et du dépôt.

— La configuration 304L/BT-L0100-S60/80 pour laquelle la rupture s'est produite dans le dépôt de façon cohésive ne permettant pas de remonter à une valeur d'adhérence de l'interface.

Les valeurs d'adhérence n'ayant pas pu être obtenues par plot collé, un autre essai d'adhérence a été utilisé : Le le test d'adhérence par choc par choc laser (LASAT).

Dans ce dernier chapitre, nous présenterons donc les résultats obtenus concernant l'utilisation du test d'adhérence LASAT appliqué aux différents systèmes étudiés. L'influence d'une texturation laser de surface à la fois sur la propagation des ondes de choc et sur les valeurs d'adhérence y sera plus particulièrement détaillée.

Afin de caractériser les différentes interfaces testées pendant le projet ARCOLE, plusieurs seuils ont été définis permettant ainsi de quantifier les valeurs d'adhérence dynamiques des interfaces. Ces seuils vont ainsi permettre de mesurer l'influence du motif de la préparation de surface sur les valeurs d'adhérence. De plus, des études sur l'influence du temps d'oxydation des interfaces de type AM1/BT sont aussi présentées.

5.2 Le test d'adhérence des barrières thermiques texturées : Approche mono-impulsion

Après une étude essentiellement numérique sur l'influence de la texturation laser sur la propagation des ondes de choc, cette section va présenter les différents moyens existant pour caractériser les différentes interfaces :

— L'identification du seuil en intensité I_{seuil}

— La mesure d'adhérence expérimental $\sigma_{seuil,exp}$

— La mesure d'adhérence numérique $\sigma_{seuil,num}$

5.2.1 Aspect géométriques des cibles réelles

5.2.1.1 Discussions sur le modèle utilisé

La géométrie des cibles (figure 5.1) est plus complexe que celle qui est modélisée dans les simulations. En effet, le procédé de projection par voie plasma (APS) ainsi que la texturation laser du substrat induisent de fortes modifications sur la géométrie des cibles. La figure 5.1 montre une illustration de la géométrie réelle des cibles.

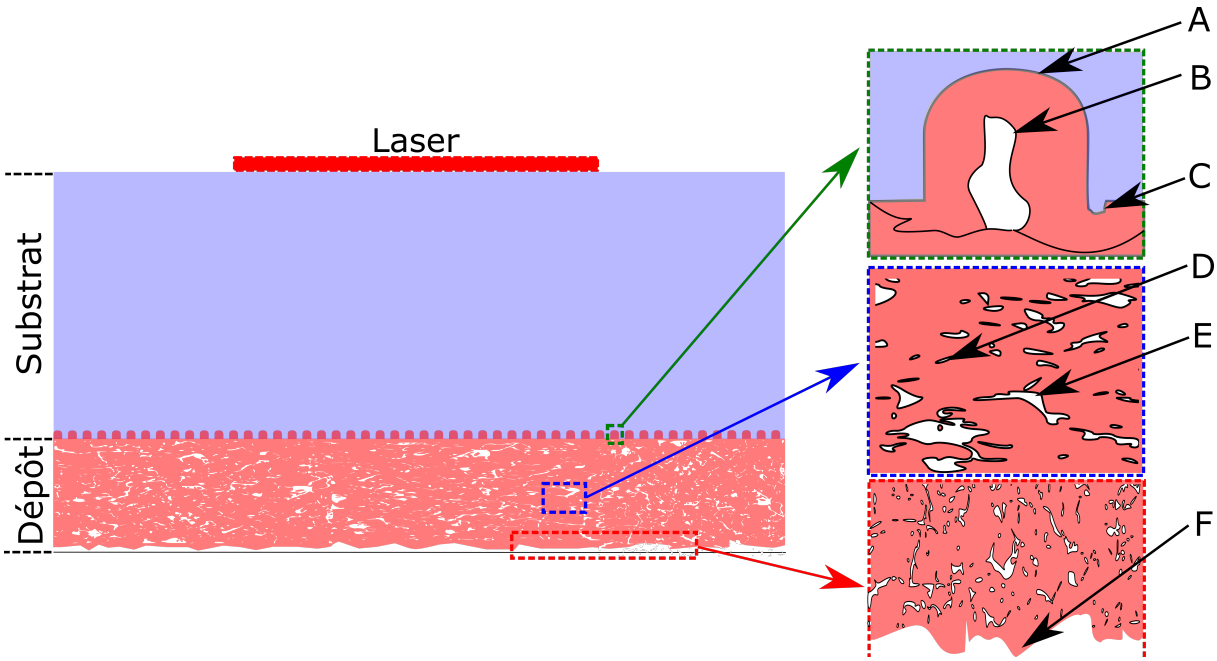


FIGURE 5.1 – Schéma d'une coupe métallographique d'un couple substrat-dépôt

Les différents repères indiquent les éléments qui peuvent contribuer à l'écart entre les simulations et les résultats expérimentaux.

— A : La texturation de surface par laser, représenté ici sous forme de trou

— B : Les porosités présentes dans le motif de la texturation du au mauvais remplissage d'un trou par exemple.

— C : Les défauts de texturation.

— D : Les micro-fissures présentes dans le dépôt

— E : Les porosités présentes dans le dépôt

— F : La rugosité de surface du dépôt

Les sous section suivantes proposent des discussions sur l'influence des différents défauts géométriques de la figure 5.1.

5.2.1.2 Rappels : Influence de la porosité et de la rugosité de surface du dépôt

C. Bolis a déjà étudié [Bolis, 2004] l'influence de la porosité pour des dépôts de cuivre obtenus par projection plasma. Trois tailles de porosités sphériques sont considérées, 10, 20 et 40 µm. Comme les simulations ont été réalisées en 2D axisymétrique, les porosité sont en réalité modélisées comme des anneaux. Les mesures effectuées grâce aux simulations réalisées consistent à mesurer la vitesse obtenue en surface libre derrière la porosité après le passage de l'onde de choc. Différents résultats ont été identifiés :

— L'émission d'une onde de traction sphérique par la réflexion de l'onde de choc sur la surface libre de la porosité.

— L'atténuation de l'onde de compression qui se traduit par une baisse des niveaux de vitesse en surface libre du dépôt avec apparition de rebonds secondaires.

— La focalisation de l'onde de choc après son passage autour de la porosité.

C. Bolis a également étudié l'influence de la rugosité du dépôts sur les mesures de vitesse obtenues en surface libre. Il montre que :

— Les différences d'épaisseurs induites par la rugosité génèrent une différence dans le temps de parcours des ondes.

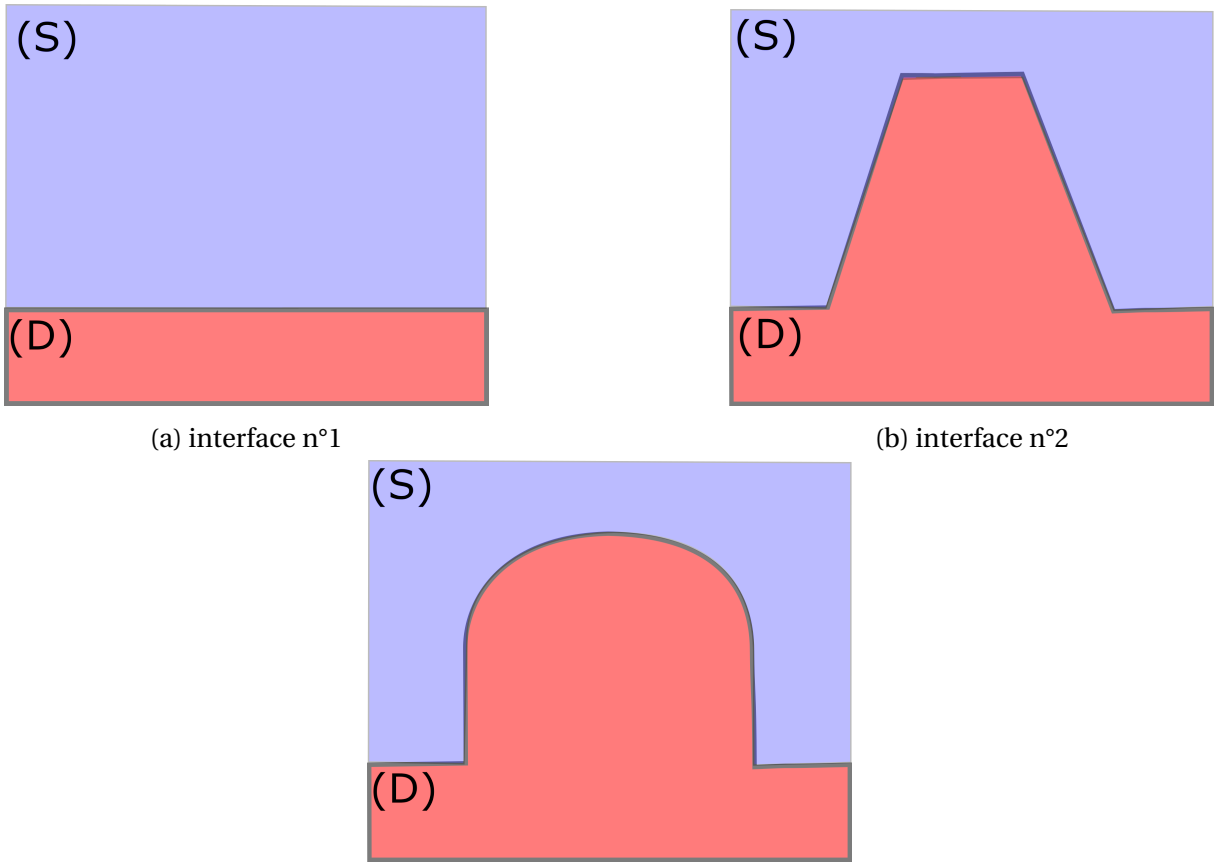
— Les niveaux de vitesse varient avec la position sur la rugosité. Par ailleurs, l'intégration de la vitesse sur une zone sondée par VISAR entraîne un élargissement du signal de vitesse correspondant au débouché de la première onde de choc.

— Les réflexions obliques génèrent des mises en vitesse supplémentaires avec l'apparition de débouchés positifs ou négatifs supplémentaires par rapport à un signal sans rugosité.

Ces résultats peuvent conduire à des états de traction à l'interface supérieurs dans le cas de dépôts rugueux. On peut d'ailleurs noter que ces effets sont prépondérant pour les dépôts dont l'épaisseur est proche de taille de la rugosité de surface.

5.2.1.3 Influence de la texturation de l'interface

Dans la continuité des travaux traitant de l'influence d'une rugosité de surface sur les résultats du test d'adhérence des interfaces, il s'agit ici de quantifier l'influence de la texturation de surface par laser du substrat sur la propagation des ondes de choc. Différents types d'interfaces ont été choisis (5.2) plus ou moins proches des géométries réelles. L'objectif consiste pour un couple donné, 304L-ZrO_2/$3Y_2O_3$ à comparer les cartographies de pression obtenues pour les différentes interfaces.



(a) interface n°1

(b) interface n°2

(c) interface n°3

FIGURE 5.2 – Schémas des différentes modélisations d'interface étudiées numériquement.(S) - Substrat, (D) - Dépôt. Les caractéristiques des trous sont représentatives des texturations de type L0100.

Les calculs axisymétriques menés sur ABAQUS®/Explicit ont nécessité quelques modifications. En effet, les éléments CAX4R (élément axisymétrique à 4 nœuds et intégration réduites) ne permettent pas de mailler correctement les géométries des interfaces n°2 et n°3. Par conséquent, des éléments de type CAX3 ont été imposés pour mailler ces interfaces. Par ailleurs, afin d'assurer une bonne résolution spatiale des phénomènes pouvant intervenir proche de l'interface, la taille des mailles a été abaissée à 2µm. La figure 5.3 montre la cartographie de la pression après 455 ns de propagation. Afin de diminuer les temps de calculs, seules les variables dans les mailles proches de l'interface sont enregistrées.

Par la suite on va s'intéresser à deux phénomènes :

— La modification de la propagation des ondes induites par la texturation de l'interface

— La modification de la contrainte à l'interface provoquée par le motif de la texturation

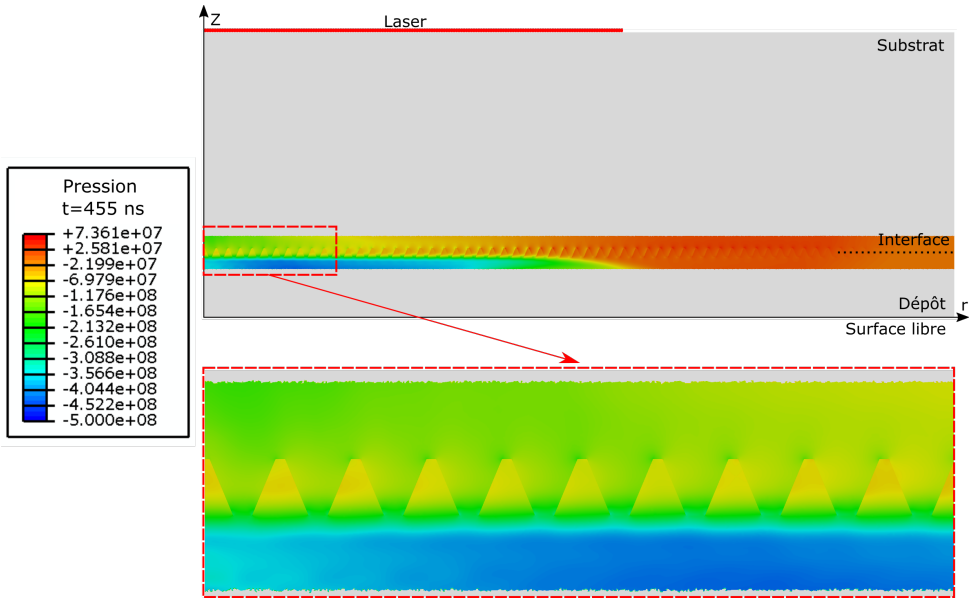


FIGURE 5.3 – Cartographie de la pression après 455 ns de propagation pour un substrat de 1.5 mm de 304L et 500 µm de barrière thermique avec une pression appliquée de 2.0 GPa. La géométrie correspond à une distance inter-trou de 100 µm.

5.2.1.4 Influence sur la propagation des chocs

Afin d'étudier l'influence de la texturation d'interface sur la propagation des ondes dans les systèmes substrat-dépôt, on considère un système 304L-BT d'épaisseurs 1.5mm-400µm pour une texturation de type 2 (figure 5.2). Deux zones (identifiées sur la figure 5.4) vont permettre d'étudier l'influence de la texturation d'interface sur la propagation des ondes :

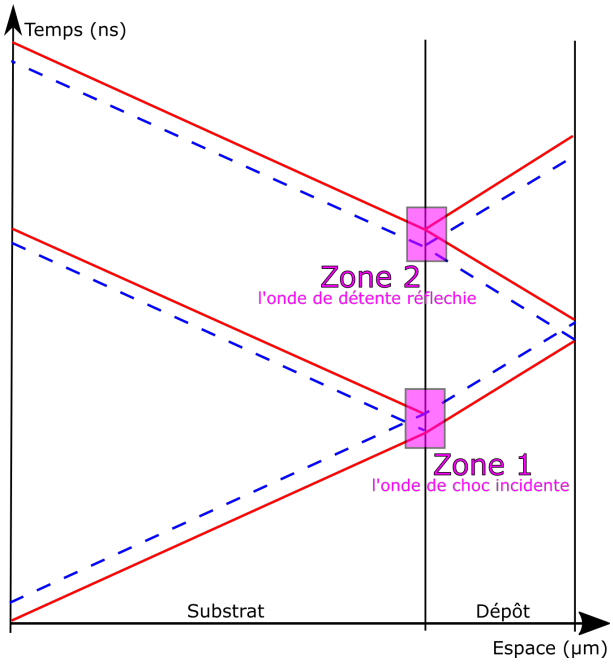


FIGURE 5.4 – Schéma de définition des deux zones étudiées concernant la modification de la propagation des ondes de choc causée par la texturation d'interface

Zone 1 : l'onde de choc incidente traverse l'interface. la simulation de la zone 1 (figure 5.5) est présentée sous forme de quatre cartographies de la pression proche de l'interface correspondant à quatre temps de propagation différents. Ces temps ont été choisis afin de mettre en évidence la perturbation de l'onde de choc lors de la traversée de l'interface.

— Pour t=250 ns, l'onde de choc est située en amont de l'interface et de déplace à la vitesse D=C_0+sU dans le substrat. On peut vérifier que proche du centre de la tache focale (r faible) l'onde de choc est plane et que le front de choc s'étale sur plusieurs mailles contrairement à un front infiniment raide dans la théorie analytique.

— Pour t=260-265 ns, l'onde de choc traverse l'interface texturée ce qui va perturber la propagation de l'onde. En effet, la présence de cavité contenant du dépôt (de C_0 inférieur) a pour de effet de ralentir le front d'onde (t=260 ns). Finalement, après le passage de l'interface (t=265 ns), le front d'onde présente une structure ondulée caractéristique de la présence de la texturation.

— Pour t=280µm, le front d'onde est situé en aval de l'interface à environ 70 µm de celle-ci. On constate que le front d'onde est "rapidement" lissé avec la propagation mais présente tout de même des perturbations dans la détentes de l'onde de choc. Ce lissage intervient grâce à la différence de vitesse matérielle dans le front d'onde.

Finalement, La traversé de l'interface texturée perturbe fortement l'onde de choc incidente. Néanmoins, cette perturbation s'estompe assez rapidement et le front d'onde retrouve un aspect relativement plan. Il est possible de faire l'hypothèse que le front d'onde retrouve un aspect plan après une propagation d'environ une à deux fois la taille caractéristique du motif de l'interface (ici ≃60µm). Pour s'assurer de se résultat, des calculs pour des tailles de motifs différents mériteraient d'être effectués. Ces résultats indiquent que la simulation ne prédit pas de modifications majeures des signaux de vitesse obtenus en face arrière pour les dépôts épais (>200 µm) projetés sur des interfaces texturées. Néanmoins, pour les dépôts d'épaisseurs faibles (150<µm), la texturation d'interface peut induire des perturbations du front de choc pouvant se répercuter sur le signal de vitesse obtenu par VISAR.

Zone 2 : Traversée de l'interface par la détente réfléchie par la surface libre. Comme précédemment, le résultat de la simulation pour la zone 2 (figure 5.6), consiste en quatre cartographies de la pression proche de l'interface pour quatre temps de propagation différents permettant de mettre en évidence la perturbation de détente lors de la traversée de l'interface.

Globalement, les mêmes phénomènes que pour l'onde de choc peuvent être observés pour l'onde détente. La différence des vitesses du son entre les deux matériaux engendre une modification du front de détente au passage de l'interface. On constate également un autre phénomène qui a toute son importance. La traversée de l'interface par la détente entraîne la

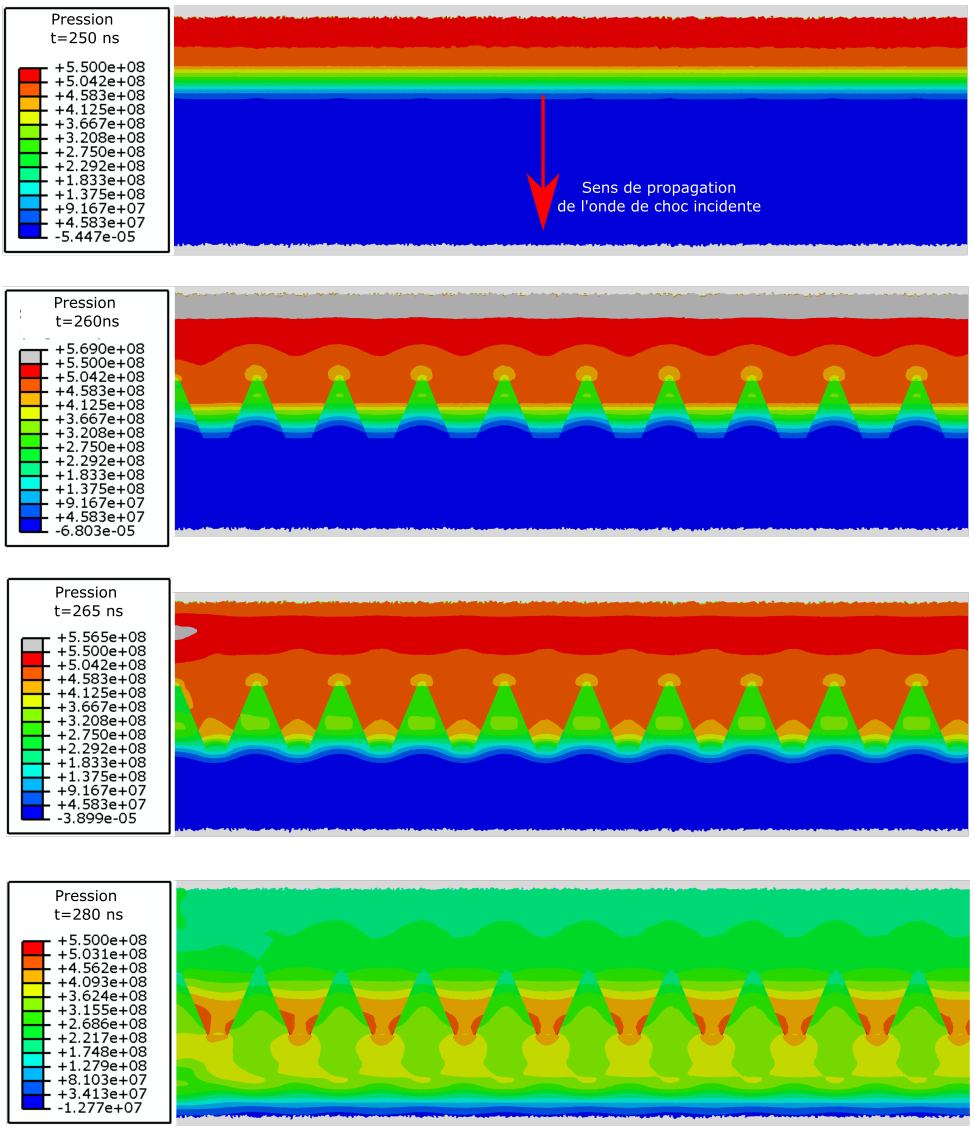


FIGURE 5.5 – Cartographies de la pression proche de l'interface (zone 1) correspondant à quatre temps de propagation différents pour un couple 304L/BT (1.5mm-400µm).

création de "poches" de traction à l'endroit où le substrat n'est pas texturé dues différences d'impédances entre les deux milieux. Ce phénomène déjà bien connu sera détaillé dans une autre partie. Ce qui retient l'attention ici est l'absence de traction importante dans les trous générés par la texturation. La désadaptation d'impédance caractérisée par une sur-traction semble se produire uniquement en surface du substrat. Ce résultat semble indiqué que si une rupture devait se produire, elle serait initiée à l'endroit où le substrat n'est pas texturé. Finalement, après plusieurs nano-secondes une onde de détente plane débouche en arrière du motif et se propage en direction de la face arrière. Au final, bien que l'onde de choc soit perturbée par la traversée de l'interface il semblerait que les modifications majeures interviennent pour la détente réfléchie.

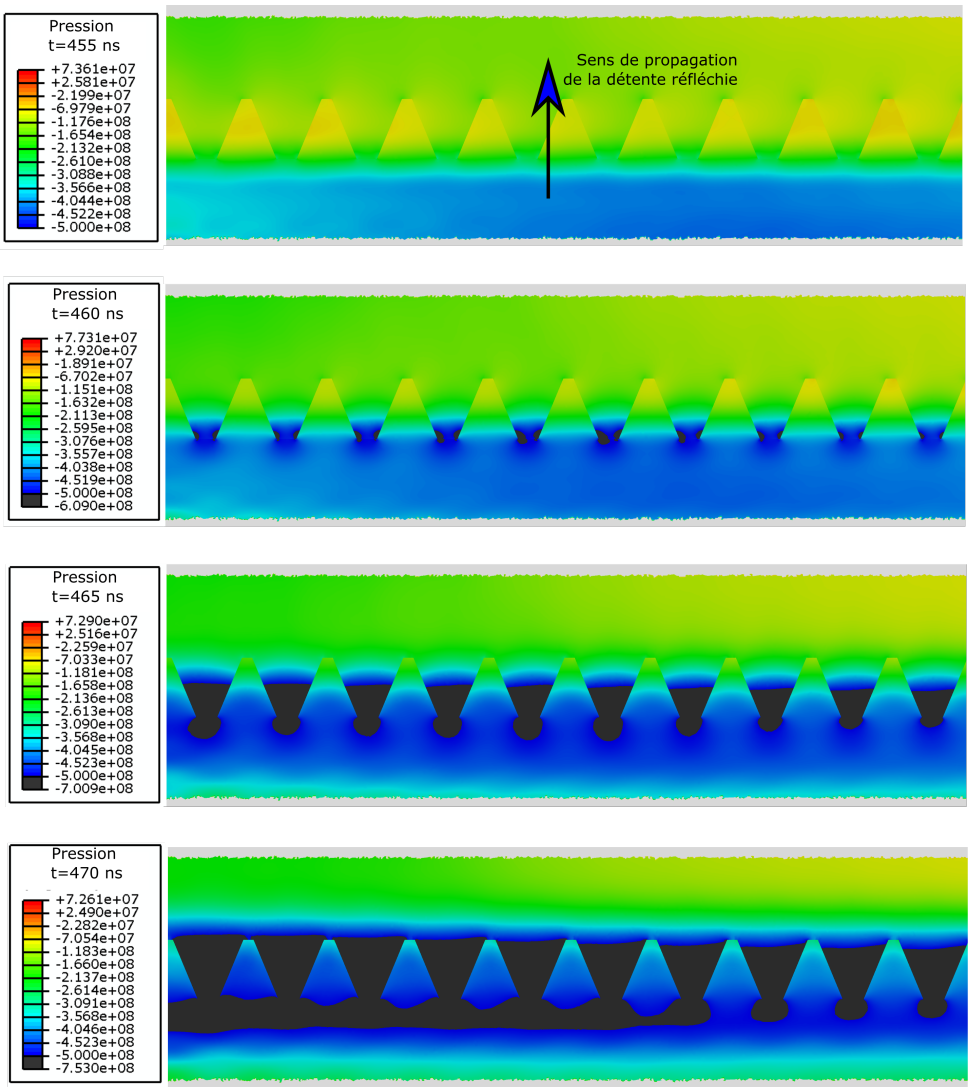


FIGURE 5.6 – Cartographies de la pression proche de l'interface (zone 2) correspondant à quatre temps de propagation différents pour un couple 304L/BT (1.5mm-400µm

5.2.1.5 Influence de la texturation sur la contrainte à l'interface

La simulation de la propagation des ondes pour les différents motifs décrit dans la figure 5.2 est présentée dans la figure 5.7 avec les cartographies de pressions pour un temps de propagation de 470 ns.

Les résultats obtenus sont cohérents avec les résultats précédents. La traversée de l'interface par la détente réfléchie génère des poches de traction en surface du substrat pour les deux motifs texturés (type 2 et type 3) différents. Par contre, dans le cas de l'interface de type 2, il y a coalescence des poches de tractions tandis que ce phénomène n'a pas lieu pour les interface de type 3. Ce résultat semble indiquer que la forme du motif de la texturation (et donc la forme du trou en extrapolant pour la 3D) modifie la création de l'onde de traction supplémentaire imposée à l'interface.

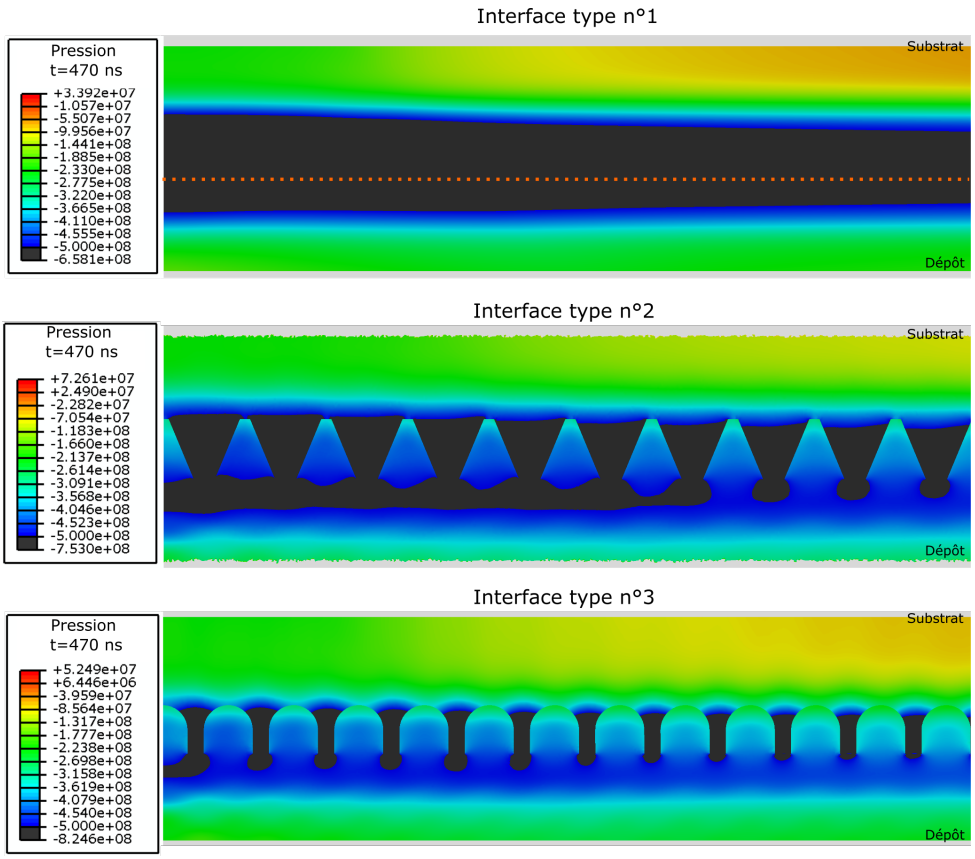


FIGURE 5.7 – Cartographies de pression pour les trois motifs d'interface et pour un temps de 470 ns.

La figure 5.8 montre la distribution temporelle de pression à l'interface pour les trois types d'interfaces considérées.

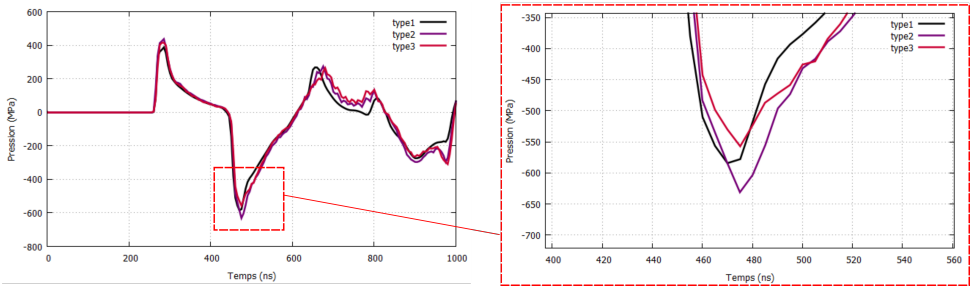


FIGURE 5.8 – Pression à l'interface en fonction du temps pour les différents type d'interface

Les résultats permettent d'extraire la valeur de la pression maximale vu par l'interface au cours du temps qui dépend du motif de la texturation. Afin de compléter les résultats précédents, la pression maximale pour différents points d'intérêts A, B et C (figure 5.9) a été tracée.

Le points d'intérêts ont été définis afin d'essayer de couvrir les différentes configurations possibles. Par conséquent, le point A est situé en surface du substrat, le point C dans le motif de la texturation et le point B est au dessous du trou. Si on considère l'interface parfaite plane

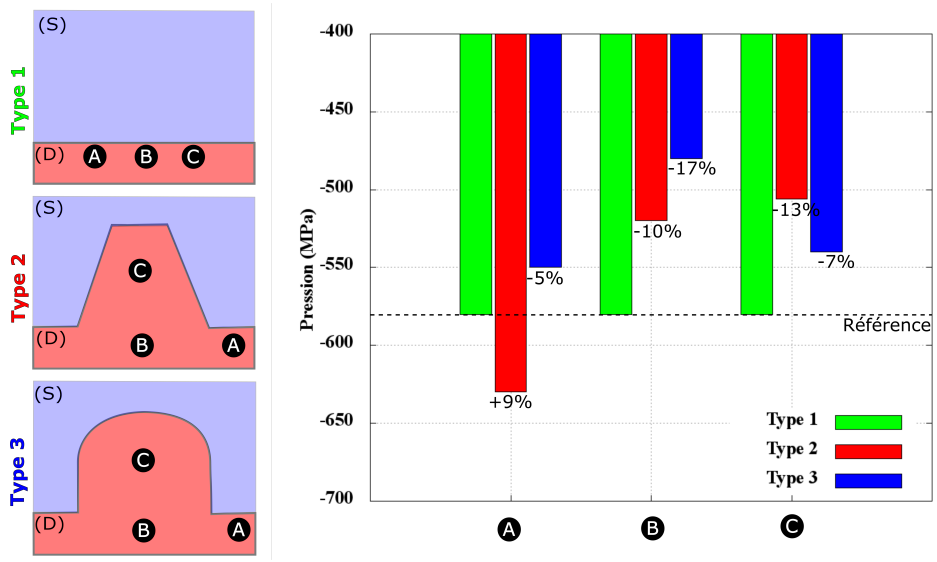


FIGURE 5.9

de type 1 comme référence, on constate que la pression maximale varie avec la position du point de mesure.

Globalement, on en conclut que pour l'interface de type 3, la pression maximale à l'interface est toujours plus faible (entre 5 et 20 %) que dans le cas parfait (interface de type 1). Pour ce qui est de l'autre configuration (type 2), il y a création d'une sur-traction au niveau du substrat (point A) comparée au cas de référence (+9%) alors que les autres points accusent une baisse allant de 7 à 17 %.

Finalement, on peut conclure que la non prise en compte du motif de la texturation peut induire des erreurs de l'ordre de +/- 10% sur l'identification numérique de la contrainte seuil de rupture. De plus, l'hétérogénéité de la contrainte au niveau de l'interface va modifier la propagation de la rupture par rapport au cas idéal (interface de type 1).

Cependant, la modélisation de la texturation et notamment de l'influence de celle-ci sur la propagation des ondes de choc ainsi que sur les contraintes générées à l'interface ne sera pas considérée dans la suite des simulations numériques. En effet, ces motifs induisent des temps de calculs conséquent du fait de la finesse importante du maillage ($\simeq$ 1 µm) nécessaire pour représenter correctement les géométries d'interfaces. Ainsi, la prise en compte de la texturation sera effectuée lors de l'identification des contraintes seuils à partir des résultats expérimentaux avec la mise en place d'un critère de rupture propre à l'interface.

5.2.2 La mesure des différents seuils d'adhérence

5.2.2.1 Le seuil en intensité I_{seuil}

L'utilisation d'un laser impulsionnel lors de la réalisation du test d'adhérence par choc laser permet d'identifier un seuil en intensité I_{seuil} en GW/cm^2 au delà duquel la rupture de l'interface à lieu. Pour cela différents impacts laser sont réalisés en modifiant l'énergie délivrée par le laser. En effet, l'intensité en surface de la cible est liée à l'énergie par la formule $I = E/\tau S$ (où τ est la durée de l'impulsion et S la surface de la tache focale). L'augmentation de l'intensité en surface augmente la pression générée et donc la contrainte appliquée à l'interface. L'identification de l'intensité seuil se fait donc au moyen d'une série d'impacts laser sur des cibles différentes. Ces différents impacts d'intensités croissant vont donc en fonction de l'amplitude de l'onde de choc se propageant dans la cible conduire ou non à la rupture de l'interface.

Plusieurs moyens sont possibles pour essayer de déterminer si l'interface a été rompue après le test (coupe métallographique, visualisation post mortem, phénomène de tache blanche, ...). Il est possible en dépouillant les mesures de vitesse faîtes par VISAR en face arrière des échantillons de détecter si il y a eu rupture ou non de l'interface (figure 5.10).

La différence entre un signal expérimental caractéristique d'une rupture et un signal sans rupture se fait au niveau des différents aller-retours des ondes de choc visibles sur le signal de vitesse. En effet, dans le cas d'une rupture, le signal de vitesse ne présente plus les pics de vitesses caractéristiques des aller-retours des ondes de choc dans la cible complète (substrat + revêtement). Lorsque la rupture a lieu à l'interface, les allers-retours des ondes mesurés par VISAR ne se font plus que dans le dépôt.

Cette technique d'identification du seuil par mesure VISAR possède l'avantage d'être quasi-instantanée. En effet, moyennant le dépouillement du signal par un logiciel permettant d'obtenir le signal V=f(t), il est possible après un tir de savoir si il y a eu rupture ou non. L'apport du VISAR dans la technique LASAT peut être résumé ainsi :

— Il peut déterminer le seuil de rupture avec une meilleure précision que les coupes métallographiques ou les méthodes visuelles post-mortem. Cette détermination se fait avec un nombre moins important d'essais.

— Il peut permettre un grand nombre d'essais LASAT par jour (40 - 50) contrairement à une technique plus conventionnelle comme le plot collé.

— Le VISAR permet une mesure locale de la rupture

Dans ce qui suit, toutes les valeurs de seuils en intensité ont été déterminées essentiellement par VISAR et dans certains cas, validées visuellement ou par coupes métallogra-

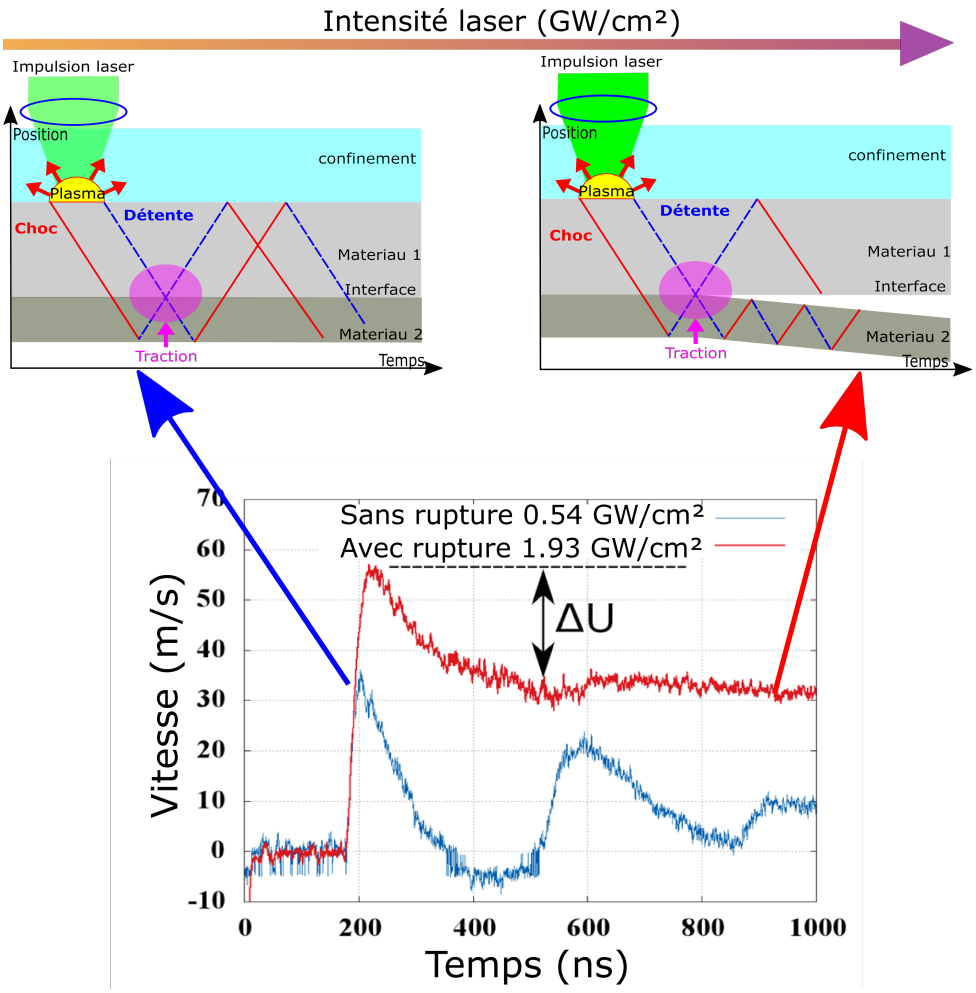


FIGURE 5.10 – Schéma d'explication pour l'identification de l'intensité seuil I_{seuil}

phiques.

5.2.2.2 La mesure expérimentale d'adhérence $\sigma_{seuil,exp}$

Lorsque l'intensité laser est suffisante et donc la pression de l'onde de choc suffisamment élevée, la rupture de l'interface peut avoir lieu. Le diagnostique VISAR permet alors d'avoir un signal de vitesse caractéristique d'une rupture. Grâce à ce signal, la valeur de la contrainte $\sigma_{seuil,exp}$ nécessaire pour provoquer la rupture s'explique par une approche théorique [Antoun et al., 2002], peut être évaluée via la mesure de vitesse en face arrière par :

$$\sigma_{seuil,exp} = \frac{1}{2}\rho_0 C_0 \Delta U \tag{5.1}$$

où ρ_0 est la densité du matériau, C_0 est la vitesse du son et ΔU la valeur du saut de vitesse mesuré expérimentalement (figure 5.10).

Au final, lorsque la rupture a lieu, seul le dépôt est mis en vitesse. Cette vitesse appelée vitesse d'envol correspond au plateau de vitesse mesuré expérimentalement sur les signaux VISAR. Finalement, outre l'obtention du signal de vitesse, la difficulté de la mesure directe de $\sigma_{seuil,exp}$ est liée à l'obtention des paramètres matériaux ρ_0 et C_0 pour certains dépôts complexes.

5.2.2.3 La mesure d'adhérence numérique $\sigma_{seuil,num}$

A partir du modèle défini dans le chapitre 4 et des propriétés des différents matériaux, il est possible de remonter à la contrainte imposée à l'interface lors de la rupture. Pour cela plusieurs étapes sont nécessaires (figure 5.11) :

— Etape n°1 (Chapitre 3) : La caractérisation de l'interaction laser-matière permettant de relier l'intensité laser incidente à la pression générée (P=f(I,r,t)) en face avant des cibles constitue la première étape pour identifier numériquement l'adhérence des interfaces. Cette étape est indispensable lors de l'utilisation d'un nouveau laser. Dans le cadre de ces travaux de thèses, la caractérisation des courbes P=f(I,r,t) a été un des premiers résultats à obtenir.

— Etape n°2 (Chapitre 4) : La mise en place d'un modèle numérique de propagation des ondes dans les systèmes étudiées constitue la seconde étape pour obtenir numériquement l'adhérence des interfaces $\sigma_{seuil,num}$. La mise en place du modèle passe par une caractérisation dynamique des matériaux constituant le système étudié afin de pouvoir renseigner les différents comportements nécessaires au bon déroulement des simulations matériaux

— Etape n°3 (Chapitre 5) : L'obtention de la valeur seuil en intensité I_{seuil} permet grâce aux étapes n°1 et n°2 de remonter à la valeur de la contrainte $\sigma_{seuil,num}$ imposée à l'interface lors de la rupture par simulation de la distribution de contrainte inter-faciale selon la direction de chargement.

Finalement, la compréhension de l'ensemble des phénomènes allant de l'interaction laser-matière à la simulation numérique en passant par l'obtention des signaux expérimentaux est indispensable pour obtenir la valeur numérique de la contrainte à l'interface $\sigma_{seuil,num}$. Bien que nous verrons que les autres seuils donnent des résultats satisfaisant dans le cas des dépôts de faibles épaisseurs, la méthode numérique reste la plus efficace mais néanmoins la plus compliquée pour déterminer l'adhérence par choc laser des systèmes revêtus.

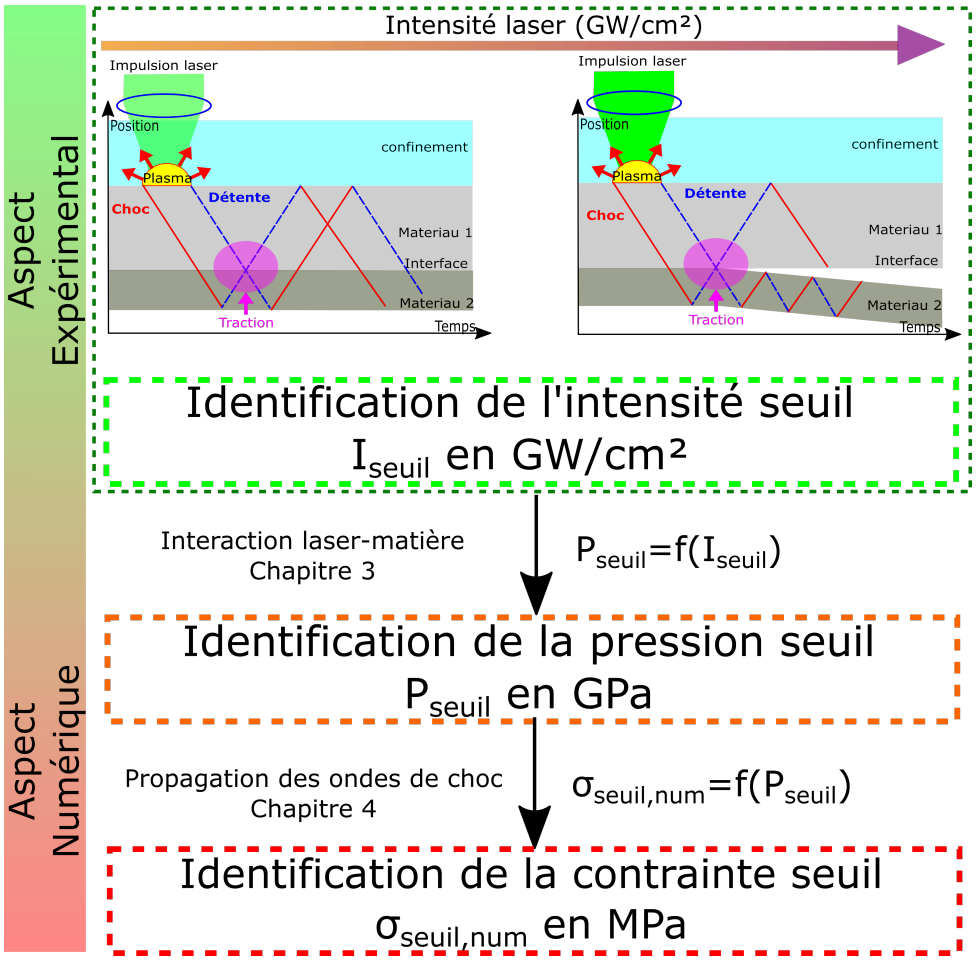


FIGURE 5.11 – Schéma d'obtention de la contrainte à rupture des interfaces par approche numérique

5.2.3 Résultats des mesures d'adhérences : Cas des dépôts minces

5.2.3.1 Influence du couple substrat/dépôt

il a déjà été montré par plot collé que l'adhérence est plus faible dans le cas des configurations 304L/BT que pour les configurations Al_{2017}/Ni5Al [Kromer et al., 2016] et que la texturation laser augmente l'adhérence. Si on regarde l'influence du couple substrat/dépôt sur les différents seuils (figure 5.12 pour I_{seuil}, figure 5.13 pour $\sigma_{seuil,exp}$ et figure 5.14 pour $\sigma_{seuil,num}$) on constate les mêmes tendances que par plot collé.

Les résultats obtenus par choc laser confirment que la texturation de surface augmente l'adhérence des interfaces et ce pour les deux configurations substrats/dépôts et quel que soit le critère seuil choisi. Les valeurs élevées d'adhérence des interfaces testées par choc laser (entre 100 et 600 MPa contre 20 et 60 MPa en plot collé) peuvent être attribués aux effets dynamiques. En effet, les vitesses de sollicitations très élevés (>10^6 s^{-1}) dans le cas des chocs générés par laser induisent des valeurs d'adhérences 5 à 10 fois supérieures que dans le cas statique. L'origine de ces effets n'est cependant pas encore bien comprise si on considère par exemple que les limites d'élasticité sous choc sont environ 2 fois supérieures aux limites

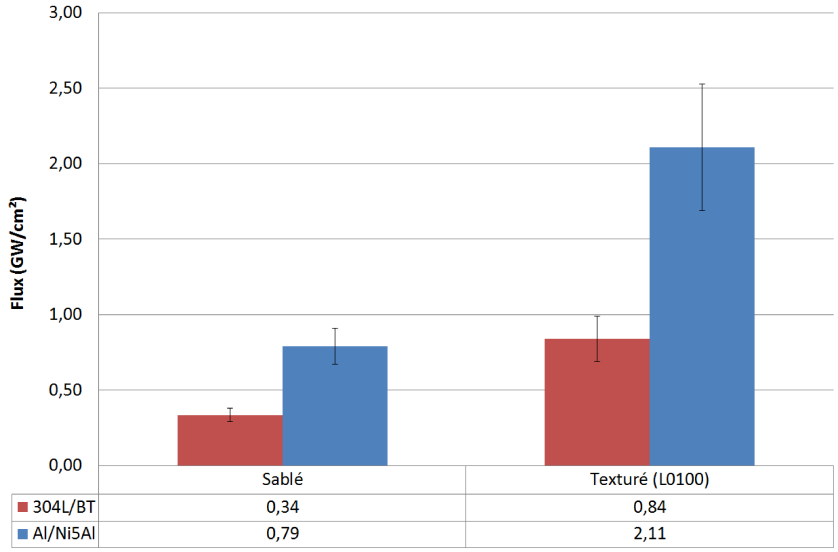


FIGURE 5.12 – Influence du couple substrat/dépôt sur la mesure de I_{seuil} pour deux préparations de surface : Sablée et texturée (L0100)

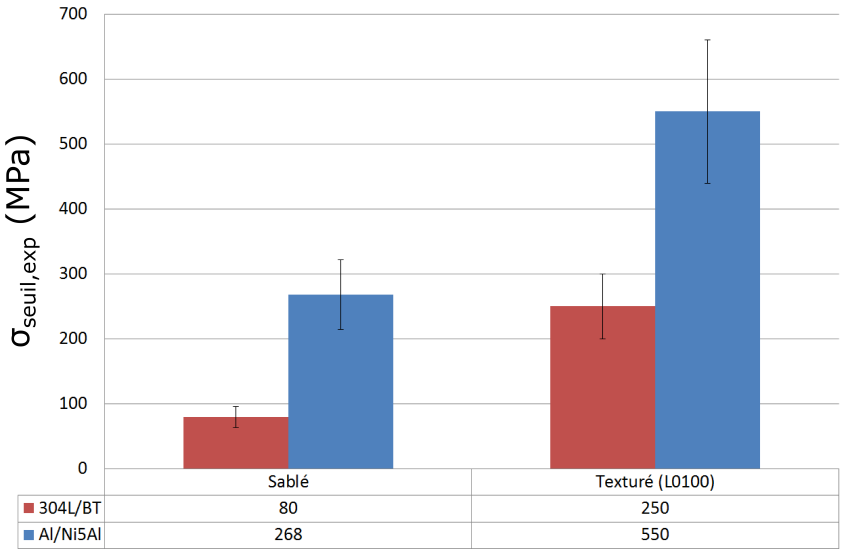


FIGURE 5.13 – Influence du couple substrat/dépôt sur la mesure de $\sigma_{seuil,exp}$ pour deux préparations de surface : Sablée et texturée (L0100)

statiques. Des effets tri-axiaux peuvent générer une localisation plus importante de la sollicitation par choc laser comparée aux essais par plot collés et peuvent être aussi incriminés.

Par ailleurs, La prise en compte des incertitudes liées aux aspects numériques (non prise en compte de la texturation, des porosités, fissures, présence d'effets 2D, etc...) induit des erreurs de +/- 35% (valeur estimée) sur l'identification de la contrainte à rupture des interfaces. On voit donc bien que l'outil numérique n'a malheureusement pas pu dans le cadre de ces travaux de thèse être utilisé comme un outil quantitatif bien que les résultats obtenus soit cohérents avec les valeurs expérimentales.

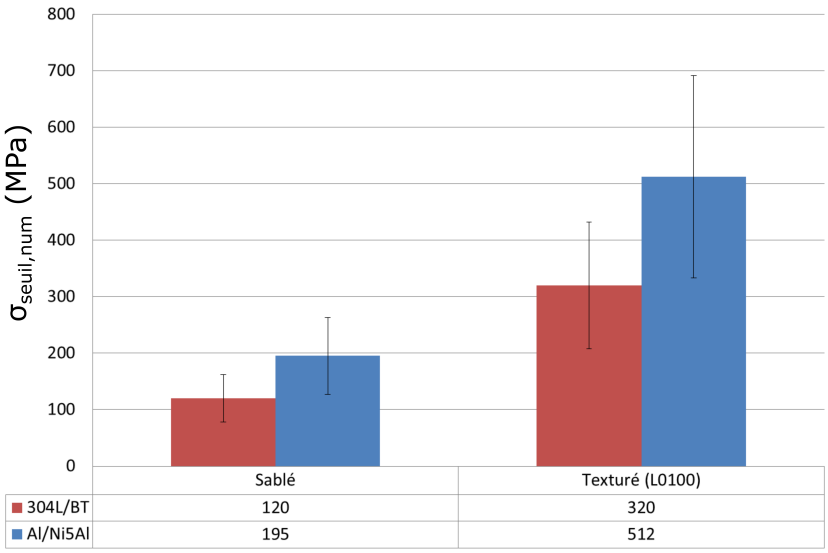


FIGURE 5.14 – Influence du couple substrat/dépôt sur la mesure de $\sigma_{seuil,num}$ pour deux préparations de surface : Sablée et texturée (L0100)

5.2.3.2 Influence du motif de la texturation

5.2.3.2.1 Étude de l'espacement entre les trous

Plusieurs espacements entre les trous ont été étudiés par choc laser. Des essais ont ainsi été effectués sur des échantillons de type Al_{2017}/Ni5Al dont le substrat a été préalablement sablés et texturés (L0100, L0200, L0300). La figure 5.15 montre les résultats obtenus pour les différents motifs de texturation.

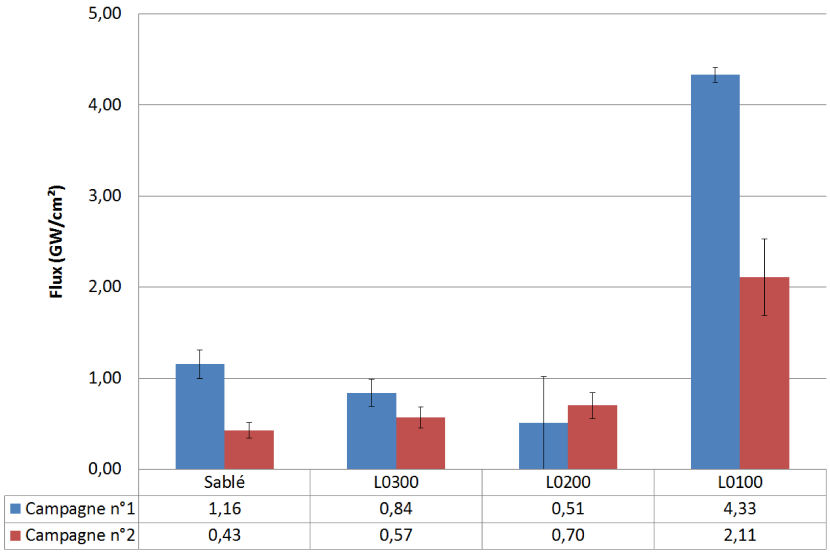


FIGURE 5.15 – Valeur du flux seuil pour différentes préparations de substrat.Configuration Al_{2017}/Ni5Al (1500µm - 100µm)

L'apport de la texturation des substrats avant projection n'est pas constant. En effet, on

aurait pu s'attendre comme dans le cas quasi-statique à une augmentation continue de l'adhérence (et donc du seuil en intensité) lorsque le motif de la texturation devient plus resserré (L0300 à L0100). Les résultats obtenus grâce au test d'adhérence par choc laser montrent que seule la texturation de type L0100 présente une réelle augmentation de l'intensité seuil (x2 à x4). Les résultats obtenus pour les autres configurations de texturation (L0200 et L0300) donnent des seuils quasiment identiques à ceux des substrats sablés.

Les travaux effectués en quasi-statique [Kromer et al., 2016] montrent qu'il est possible de trouver une relation linéaire entre l'adhérence de l'interface et le facteur R qui représente le rapport de la surface déployée du motif sur la surface plane du substrat. Globalement, plus la texturation est resserrée, plus R augmente. C'est à dire que l'on a : $R_{sablé}$<R_{L0300}<R_{L0200}<R_{L0100}. Il est ainsi possible via la texturation laser d'obtenir des facteur R supérieur à 10. Ce résultat n'est cependant pas confirmé par les essais LASAT.

Les coupes métallographiques mettent en évidence différents comportements d'interface. Pour les texturations L0200 et L0300 ainsi que pour le sablage, les ruptures d'interfaces sont de types mixtes (adhésive et cohésive) tandis que pour le cas L0100, la rupture est purement cohésive. Ces résultats montrent que pour la meilleure configuration (L0100), l'adhérence de l'interface est supérieure à l'adhérence du dépôt lui même.

Les différences observées sur les mesures de seuil entre le cas dynamique (LASAT) et le cas quasi-statique (plot collé) ne permet pas de conclure de la même façon. En effet, dans le cas quasi-statique, la mise en place de modèle mécanique ([Hutchinson and Suo, 1991]) permet de lier l'énergie de rupture de l'interface à l'angle de chargement. Ce modèle utilisé par R. Kromer permet de montrer que la fissuration à lieu plus facilement sur les surfaces planes. Plus les trous sont espacés, plus les surfaces planes entre les trous sont importantes et moins bonne est l'adhérence de l'interface. De plus, ce type de modèle montre que la présence de trous et notamment d'angles importants peut stopper la propagation des fissures forçant celles ci à contourner le trou ou a se propager dans le dépôt. Les résultats obtenus pour la configuration L0100 confirme cette hypothèse. En effet, pour cette configuration, la fissure a lieu dans le dépôt entre les inter-splates plutôt qu'à l'interface. Par conséquent, la présence des nombreuses cavités pour la configuration L0100 augmente fortement l'adhérence de l'interface. Finalement, on peut estimer que la rupture est purement cohésive au dessus des trous (zones cohesives = surface des trous) et purement adhésive entre les trous (zones adhésives = surface planes entre les trous). Si on estime que l'énergie d'adhésion est plus faible que l'énergie de cohésion intersplate, on retrouve bien le fait que plus le nombre de trou est important, plus le rapport $E_{cohésif}/E_{adhésif}$ est important, et plus grande est l'adhérence globale de l'interface.

Dans le cas dynamique, la question reste entière. En effet, la mise en place de modèle mécanique de la rupture, comme décrit précédemment, suppose qu'il s'adapte au cas dynamique. Expérimentalement, l'adhérence de l'interface identifiée par une valeur seuil ne semble pas augmenter de la même façon avec l'augmentation du nombre de trous que pour le cas quasi-statique. Il est tout de même possible de proposer quelques hypothèses. En effet, le caractère dynamique du chargement ($\dot{\epsilon} = 10^6 s^{-1}$) et sa durée ($\simeq 100ns$) ne permet pas de considérer des modèles standards de mécanique de la rupture. A priori, la question du temps de propagation de la fissure comparé au temps de chargement peut se poser. Si le temps de chargement est plus faible que le temps de propagation, les phénomènes décrits précédemment de contournement des trous ne s'applique plus. Ceci implique qu'il est possible à priori de générer une fissure sans pour autant lui laisser le temps de se propager. Néanmoins, si on considère que le temps de chargement est suffisant pour permettre de prendre en compte les modèles mécanique de la rupture en quasi-statique, d'autre phénomènes peuvent intervenir. On a déjà montré au chapitre 4 que la propagation des ondes de choc et notamment des ondes de détentes est modifié par la présence des trous en surface des substrats. Le résultat qui a été mis en évidence est que les zones de traction générées sont plus importantes au niveau des surfaces planes comparées à celle générées au dessus des trous. Ceci implique que plus les zones planes entre les trous sont importantes, plus la traction globale à l'interface sera importante. Une question très importante se pose alors : La modification de l'intensité seuil observée expérimentalement traduit-elle bien une augmentation de la résistance de l'interface ou bien une modification dans la propagation des ondes de chocs ?

La réponse a cette question est cependant difficile à obtenir. On imagine bien qu'il peut y avoir une contribution mécanique liée à l'ancrage des particules dans les différentes cavités ou encore à la création de liaisons physico-chimique entre le substrat et le dépôt. La modélisation numérique des interfaces et la simulation de la propagation des ondes restent les outils privilégiés pour répondre à cette question. Il faudrait alors développer des modèles plus précis (modèle 3D, affinement du maillage, amélioration des comportement dynamique, etc...).

5.2.3.2.2 Étude de la forme des trous

Nous avons aussi étudié l'effet de la morphologie des trous sur les valeurs d'adhérence des interfaces. Les essais ont été menés sur quatre types de préparation : Sablé, S80, S60 et S40. Les préparations S80, S60 et S40 sont des préparations de type texturation laser. Les trois texturations laser diffèrent par la largeur des trous (80µm, 60µm et 40µm respectivement). La profondeur des trous est par ailleurs fixée à 40µm pour les trois texturations. Dans le cadre de l'étude sur la géométrie des trous, deux espacements entre les trous ont été étudiés : L0150 et

L0100. La figure 5.16 présente les résultats obtenus pour les différentes géométries étudiées.

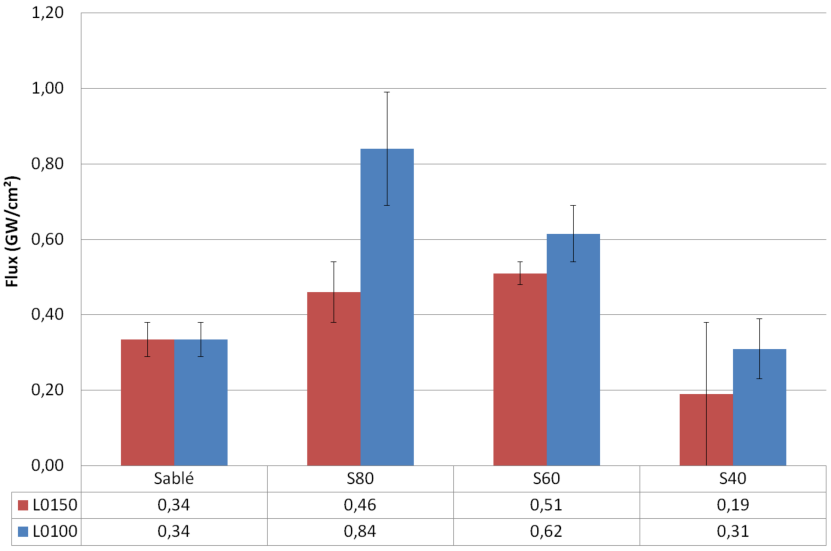


FIGURE 5.16 – Valeur des flux seuils pour différentes morphologies de trous et deux espacements différents. Couple étudié 304L/BT

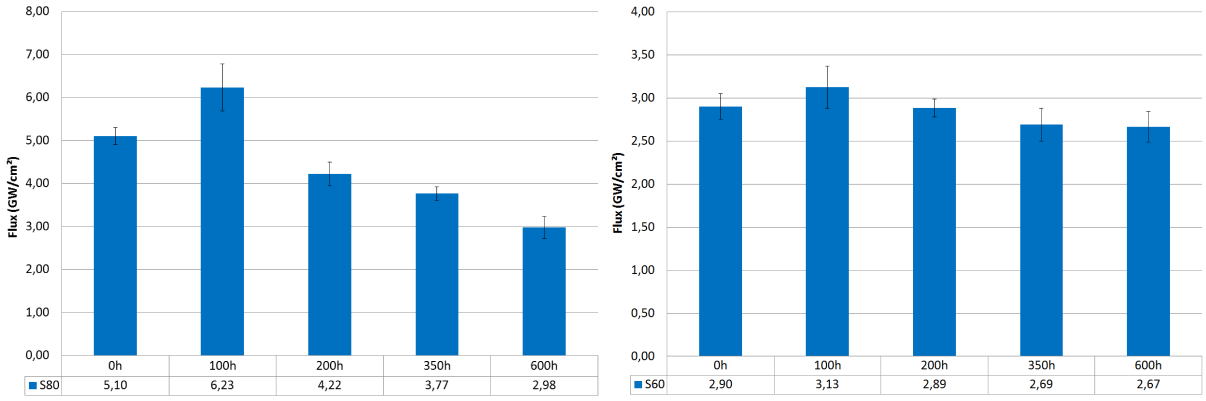
Les résultats montrent que le flux seuil varie avec la morphologie des trous et que l'augmentation de la largeur des trous augmente la valeur de l'adhérence de l'interface. la configuration S40 possède un seuil en intensité plus faible (0.31 GW/cm^2 pour L0100) que le cas sablé (0.34 GW/cm^2). Ceci indique que les bénéfices de la texturation ne sont pas valables pour tous les types de morphologies. Par ailleurs, on retrouve les résultats précédents sur l'influence de l'espacement entre les trous : Les valeurs des intensités seuils sont donc plus faibles dans le cas L0150 que dans le cas L0100.

Dans le cas des résultats quasi-statiques, l'influence de la géométrie des trous ne donne pas de résultats aussi marqués (figure 2.23b). Le test d'adhérence par choc laser est plus sensible à la géométrie des trous que les essais quasi-statiques. Finalement, les deux tests (quasi-statique et LASAT) confirme l'effet bénéfique des trous plus profonds.

Dans travaux, R. Kromer estime que la meilleure géométrie est celle qui possède des trous d'un volume proche du volume moyen des particules projetées. Les trous qui correspondent à cette hypothèse sont les trous possédant un diamètre de 80 µm (S80). Le fait que les particules aient un volume moyen proche de celui des trous permet un bon remplissage et un meilleur ancrage mécanique.

5.2.4 Influence du temps d'oxydation : Cibles AM1/BT

Nous nous sommes également intéressés à l'évolution de l'adhérence des interfaces AM1/BT. Ces travaux ont eu pour objectifs de quantifier l'évolution de l'adhérence des systèmes (AM1/BT) au cours de leur cycle de vie. Les échantillons testés sont cependant différents de ceux réalisés industriellement car texturé par laser (configuration L0100) et projetés par APS sans sous-couche. Dans ce cas particulier, le test d'adhérence par choc laser s'est avéré être très intéressant pour tester les interfaces des système AM1/BT texturés. En effet, la géométrie des échantillons (pions de diamètre 15 mm) n'a pas permis de réaliser des essais par pions collés. De plus, il a été nécessaire de couper en quatre les échantillons car le nombre restreints d'échantillons disponibles (2 par configurations) ne permettait pas d'établir une valeur d'adhérence réaliste. Les résultats obtenus par choc laser pour les différents temps d'oxydation jusqu'à 600h sont présentés dans la figure 5.17. Deux préparations d'interfaces ont été étudiées : La configuration S80 (figure 5.17a) et S60 (figure 5.17b).



(a) (b)

FIGURE 5.17 – Évolution du seuil d'adhérence avec le temps d'oxydation pour le couple AM1/BT.

Globalement, les résultats montrent que le flux seuil en intensité diminue avec le temps d'oxydation (6.23 GW/cm^2 pour 100h contre 2.98 GW/cm^2 pour 600h - Préparation S80) et ceux pour les deux types de préparation d'interfaces (S80 et S60). Une singularité peut néanmoins être remarquée pour les échantillons non oxydés (0h) qui possèdent des seuils en intensité plus faibles que les échantillons oxydés 100h. De plus, les seuils obtenus sont plus faibles pour la préparation de type S60 que pour la préparation de type S80. On retrouve ici les résultats précédents montrant que la géométrie de trou la plus efficace est obtenue pour la texturation de type L0100 - S80.

La création et la croissance d'un oxyde à l'interface pendant l'oxydation permet d'expliquer les modifications des seuils pour les temps d'oxydation. La croissance de l'oxyde d'alumine à l'interface a pour effet de diminuer l'adhérence du dépôt au substrat. Pour des temps d'oxydation suffisamment important (>600h), l'écaillage du dépôt peut même avoir lieu sous

l'effet de contraintes thermiques sans imposer de contraintes mécaniques supplémentaires. Dans le cas d'une oxydation de 100h, l'oxyde apporte une contribution physicochimique et l'adhérence du dépôts est augmentée. On rappelle ici que les oxydes dit alumino-formeurs sont industriellement utilisés pour augmenter l'adhérence des dépôts céramiques sur les substrats de type AM1.

5.3 Les dépôts épais : Problématiques et solutions envisagées

5.3.1 Signification de la valeur seuil en intensité I_{seuil}

Les résultats obtenus sur des dépôts épais (>400µm) (figure 5.18) montrent les mêmes tendances que pour les dépôts minces. En effet, les valeurs des intensités seuils obtenues sont plus élevées pour les substrats texturés (1.31 GW/cm^2) que pour les substrats sablés (0.93 GW/cm^2). Cette différence entre les deux épaisseurs de dépôts n'étant pas du à des différences de valeurs d'adhérence.

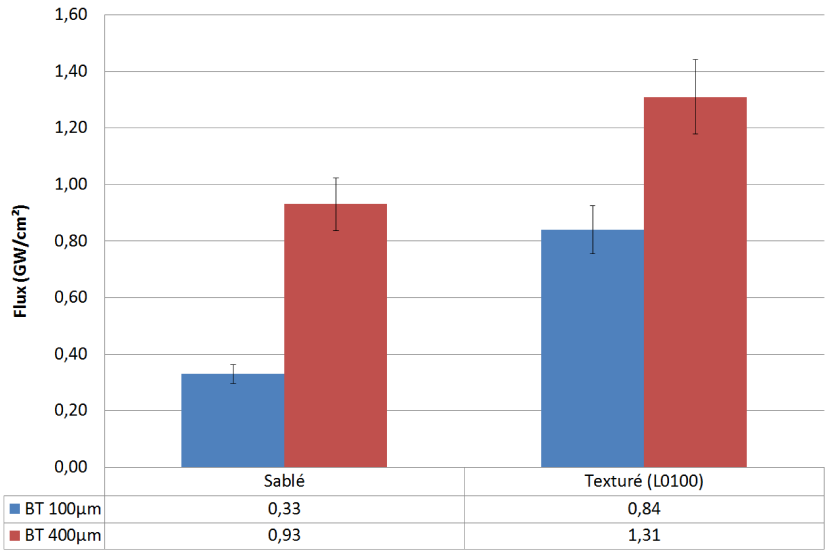


FIGURE 5.18 – Valeurs des intensités seuils obtenues pour le couple 304L/BT et pour deux épaisseurs de dépôts différentes ainsi que deux préparations de surfaces (sablé et texturée L0100)

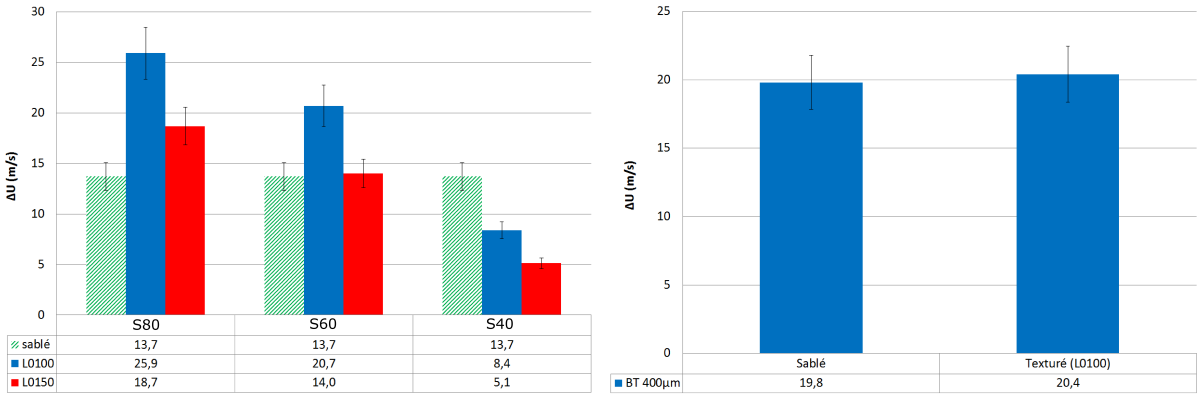
Deux informations supplémentaires peuvent être tirées de ces résultats :

— La valeur de l'intensité seuil augmente avec l'épaisseur du dépôt

— La texturation laser a plus d'effet sur les dépôts minces que sur les dépôts épais

5.3.2 Utilisation de la valeur seuil expérimentale $\sigma_{seuil,exp}$

Tout comme pour l'identification des intensités seuils, les dépôts épais posent problème pour l'identification des seuils expérimentaux $\sigma_{seuil,exp}$. La figure 5.19a montre les résultats des mesures des sauts de vitesse ΔU obtenus sur les dépôts de 100µm tandis que la figure 5.19b montrent les résultats obtenus sur des dépôts épais de 400µm.



(a) Dépôts d'épaisseur 100µm (b) Dépôts d'épaisseur 400µm

FIGURE 5.19 – Résultats des mesures des sauts de vitesse ΔU obtenus pour différentes épaisseurs de dépôts (100 et 400 µm) pour différentes préparation de substrat (Sablé et texturé L0100 L0150) ainsi que différentes morphologies de trous (S80, S60 et S40).

Les résultats obtenus sur les dépôts minces (100 µm) montrent une évolution du saut de vitesse ΔU avec la géométrie et l'espacement des trous. Cette évolution traduit bien une évolution de la valeur d'adhérence des différentes interfaces. Cependant, pour les dépôts d'épaisseur 400 µm, il n'y pas d'évolution du saut de vitesse ΔU entre le cas sablé (19.8 m/s) et le cas texturé L0100 (20.4 m/s). Si on utilise le critère défini précédemment (équation 5.1), ceci signifie qu'il n'y a pas d'influence de la texturation L0100 sur les mesures d'adhérence. Cette absence d'évolution de la valeur d'adhérence pour les dépôts épais est problématique. En effet, tandis que le critère en intensité seuil fonctionne mais donne des résultats plus qualitatifs, le critère $\sigma_{seuil,exp}$ permet quand à lui d'obtenir des valeurs plus quantitatives. Il est donc difficile dans notre configuration pour les systèmes possédant des dépôts épais d'obtenir directement par la valeur de ΔU des valeurs d'adhérence par choc laser $\sigma_{seuil,num}$, la précisions des résultats obtenus +/- 35% ne permettant pas d'être suffisamment discriminant.

5.3.3 Discussions

Finalement, si on regarde les différentes possibilités de rupture pour les systèmes étudiés (figure 5.20), trois cas sont possibles :

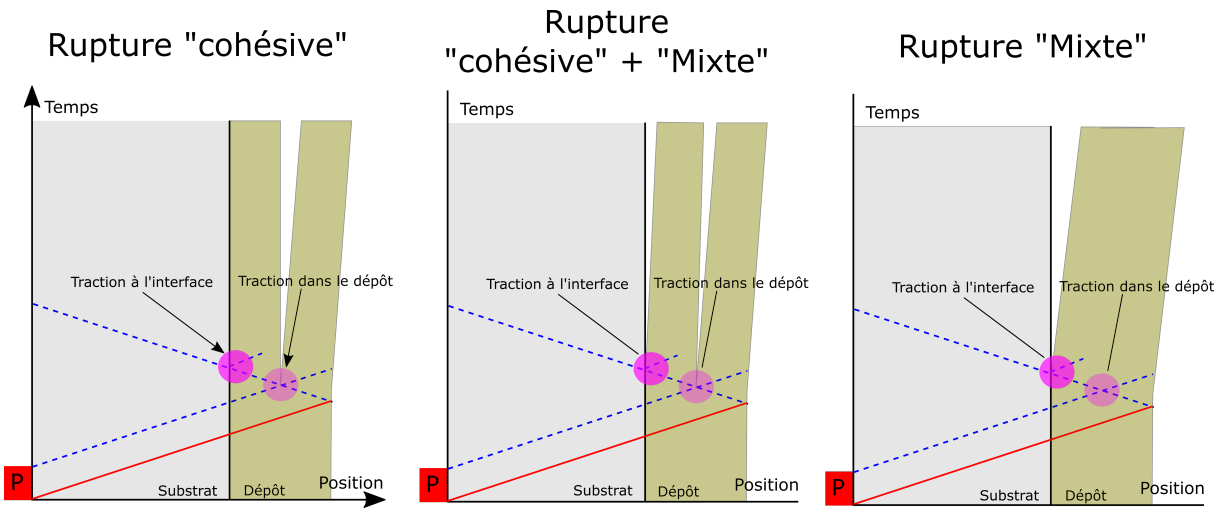


FIGURE 5.20 – Différents cas de rupture pour les systèmes étudiés

— Une rupture "cohesive" caractérisée par la rupture du dépôt lui même. Dans cette configuration, même si la traction maximale peut être générée à l'interface, la traction dans le dépôt est suffisante pour amener à la rupture du dépôt. Expérimentalement, ce cas de figure est peu rencontré pour les dépôts minces pour lesquels la traction maximale est générée à l'interface dans la configuration dite optimisée où les ondes de détentes se rencontrent à l'interface. La configuration avec rupture cohésive du dépôt ne permet évidemment pas de remonter à l'adhérence de l'interface, celle ci n'étant pas rompue.

— Une rupture "cohésive" dans le dépôt et "mixte" à l'interface : Cette configuration est la plus complexe. En effet, pour cette configuration il y a rupture mixte de l'interface (cohésive au dessus des trous et adhésive a coté des trous) mais aussi une rupture cohésive dans le dépôt rendue possible par les effets 2D induits par l'épaisseur du dépôt (dépôt épais). Cette configuration est rencontrée principalement sur les dépôts épais et dans les cas où l'adhérence de l'interface est élevée (interface texturée L0100, L0150, ...).

— Une rupture "mixte" : Cette configuration est la configuration optimale : seul l'interface est rompue et l'identification des seuils est plus aisée. La traction maximale est alors localisée à l'interface et les effets 2D ne permettent pas d'endommager le dépôt. On est donc dans la configuration où l'interface est beaucoup moins résistante que le dépôt (interface sablée ou texturée L0200, L0300). Cette configuration qui est recherchée expérimentalement est favorisée par l'utilisation de dépôts minces et de grandes taches focales afin de s'assurer d'une propagation quasi-1D (rapport L/D<0.25).

Dans tous les cas, la génération d'un endommagement dans le dépôt lui-même (rupture cohésive) rend impossible l'identification de la contrainte à rupture de l'interface à partir des signaux expérimentaux (I_{seuil} et $\sigma_{seuil,exp}$). Cette problématique d'endommagement des dépôts qui a lieu principalement sur les dépôts épais et qui est favorisée par la projection

de BT (beaucoup de défauts), a nécessité l'amélioration du test d'adhérence par choc laser traditionnel via l'ajout d'une seconde impulsion laser.

5.4 Le test d'adhérence des barrières thermiques texturées : Approche double-impulsions

La figure 5.26 montre un résultat obtenu sur des cibles de type 304L/BT d'épaisseur 1.5mm et 300µm respectivement.

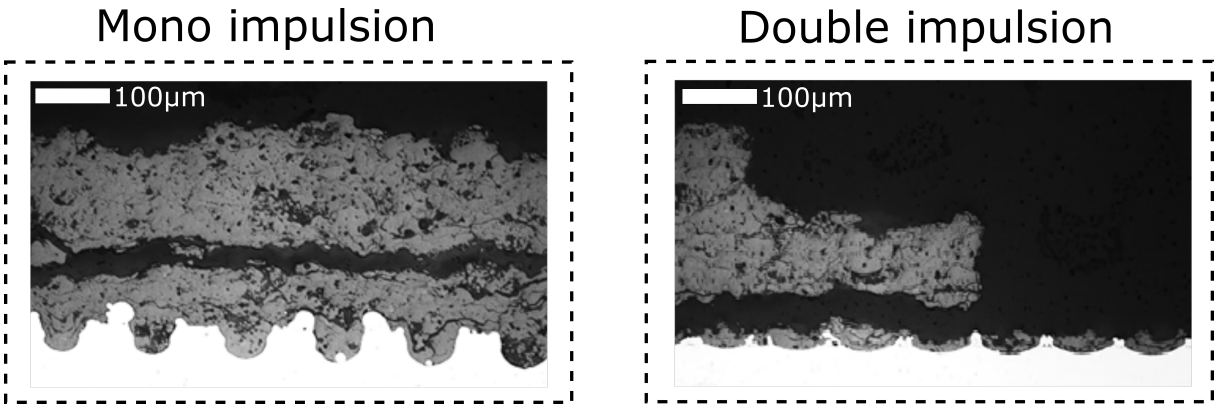


FIGURE 5.21 – Résultats des coupes métallographiques pour les deux configurations : mono et double impulsions. Paramètre mono-impulsion : P1=2.33 GPa, Paramètre double-impulsions : P=1.82 GPa, P2=0.5 GPa (Ptot=2.32 GPa) et Δt=300ns

On peut constater que la rupture induite par une onde de choc seule de 2.33GPa se produit dans le dépôt. Dans cette configuration, il n'y a donc pas rupture de l'interface et la mesure de l'adhérence n'est donc pas possible. Elle correspond à une condition de préparation de surface pour laquelle l'interface est très résistance (L0100). Dans le cas de l'utilisation de deux ondes de choc, l'endommagement est localisé à l'interface mais aussi dans le dépôt (présence d'une écaille proche de la face arrière). Ce résultat montre que le décalage en temps des deux impulsions laser incidentes a permis de localiser une partie de la traction à l'interface. Dans cet essai, les pressions des deux ondes de choc (mesurées à partir des travaux présentés dans le chapitre 3) ne sont pas complètement optimisées. Cela se traduit donc pas un endommagement du dépôt qui gène l'identification de la valeur d'adhérence de l'interface.

5.5 Conclusion

Ce chapitre a permis de mettre en avant l'intérêt de la texturation pour préparer des surfaces avec des motifs contrôlés avant projection thermique. La possibilité de réaliser une grande variété de motifs a permis l'étude de l'influence de la géométrie des trous sur les valeurs d'adhérence. Il a ainsi été possible d'étudier l'influence d'une quinzaine de topologies de surface (5 motifs : sablé, L0300, L0200, L0150, L0100 et 3 géométries : S40, S60, S80).

Les résultats quasi-statique sur les différents échantillons ont montré une nette amélioration des propriétés d'adhérence pour la configuration L0100 - S80. Pour cette configuration, les limites du procédé de test d'adhérence par plot collé ont été atteintes à cause de la rupture de la colle permettant de lier le plot à l'échantillon. Ces résultats ont été confirmés sur deux types de couples : Le couple Al/Ni5AL et le couple 304L/BT.

Pour confirmer les résultats obtenus par plot collé, des essais de test d'adhérence par choc laser ont été mis en place. Une étude sur l'influence des motifs de texturation sur la propagation des ondes de choc a également été réalisée mettant en avant des poches de contraintes localisées au niveau des zones adhésives de l'interface. Ces poches de contraintes ont pour effet d'augmenter localement la traction générée à l'interface avec une modification +/- 17 % sur les seuils identifiés. Cependant, l'absence de simulation 3D et de lois matériaux appropriées pour des matériaux complexes de type BT n'ont pas permis de prendre en compte la nature réelle des cibles pour l'identification des valeurs d'adhérence des interfaces grâce aux simulations.

Dans ce chapitre trois seuils d'adhérence ont été mis en place : Le seuil d'adhérence numérique (MPa), le seuil d'adhérence expérimental (MPa) et le seuil en intensité (GW/cm^2). Ces trois seuils ont permis d'obtenir et de comparer les résultats obtenus par le test LASAT sur les différents échantillons. Finalement, la texturation de type L0100 - S80 correspondant à la plus grande surface de contact donne comme en plot collé les meilleurs résultats en terme d'adhérence.

Néanmoins, le test LASAT donne des indications supplémentaires. Alors que le test par plot collé montre que la géométrie des trous (S40, S60 et S80) a peu d'influence sur les résultats d'adhérence, le test LASAT quand à lui est très dépendant de celle ci. Les résultats montrent une forte dégradation de l'adhérence pour la configuration S40 et S60 en comparaison de la S80. Tout ceci semble indiquer les modifications dans la propagation (poches de tractions par exemple) modifient l'identification de la contrainte seuil de rupture de l'interface.

Par ailleurs, une étude sur la sensibilité du test LASAT a été réalisé en mesurant l'adhérence des interfaces AM1/BT pour différents temps d'oxydation. Les résultats montre que l'oxydation a tout d'abord un effet bénéfique sur l'adhérence (pour T=100h) mais que pour des temps d'oxydation plus important celle-ci se dégrade. On met ainsi en évidence la sensibilité du test d'adhérence par choc laser pour identifier des modifications physico-chimique pouvant intervenir au niveau des interfaces.

Finalement, la majeure partie des résultats ayant été obtenue sur des dépôts de faibles épaisseurs ($\simeq$100µm), des études ont aussi été menées sur des dépôts plus épais. Ces dépôts, plus représentatifs des configurations industrielles, ont mis en évidence les problématiques d'identifications des seuils sur dépôts épais. En effet, la plupart des essais sur dépôts épais montrent qu'un endommagement du dépôt a lieu gênant ainsi l'identification des seuils et des valeurs d'adhérence. Afin d'éviter cet endommagement des dépôts, le test d'adhérence avec deux impulsions laser a été mis en place pour une configuration montrant que le décalage en temps Δt permet de mieux localiser la contrainte à l'interface. Néanmoins, une optimisation plus fine des pressions P_1 et P_2 des deux ondes de choc serait nécessaire afin d'éviter les endommagements du dépôt toujours constatés.

Conclusions & Discussions générale

L'objectif de cette thèse s'est inscrit dans une démarche globale de compréhension des phénomènes liés à l'interaction laser matière en régime confiné et d'utilisation des ondes de choc pour la caractérisation des interfaces de systèmes complexes multimatériaux. La caractérisation de la nouvelle source laser du laboratoire PIMM à travers la meure de la pression générée a été nécessaire afin d'être capable de lier les paramètres laser (Intensités, décalage en temps, ...) au chargement mécanique P=f(t) imposé en surface des cibles. Les ondes de chocs ainsi caractérisées ont été utilisées pour tester l'adhérence de différents matériaux projetés thermiquement par APS. Dans de nombreux cas, l'approche expérimentale a été couplée à une approche numérique permettant de mieux comprendre l'origine des résultats obtenus.

Bilan sur l'interaction laser-matière

Les premiers résultats expérimentaux ont permis d'obtenir les courbes pression-flux caractéristiques de l'interaction en régime de confinement par eau pour la nouvelle installation laser (Chapitre 3). Les résultats ont montré la possibilité d'atteindre des pressions de l'ordre de 6 GPa pour des intensités de 10 GW/cm^2. Par ailleurs, les profils P=f(t) nécessaires à la réalisation des simulations numériques ont été obtenus en modélisant les tirs expérimentaux.

L'étude sur les différents confinements (Chapitre 3) pouvant être utilisés en substitution de l'eau a montré que chaque confinement possède sa propre courbe pression-flux. L'eau reste cependant le meilleur confinement en terme de pressions générées même si le scotch double-face utilisé est très prometteur. Finalement, un bilan synthétique a été établi indiquant les valeurs caractéristiques (pression maximale, seuil de claquage, rendement d'interaction, facilité d'utilisation, ...) pour les différents confinements, ouvrant de nouvelles perspectives d'applications.

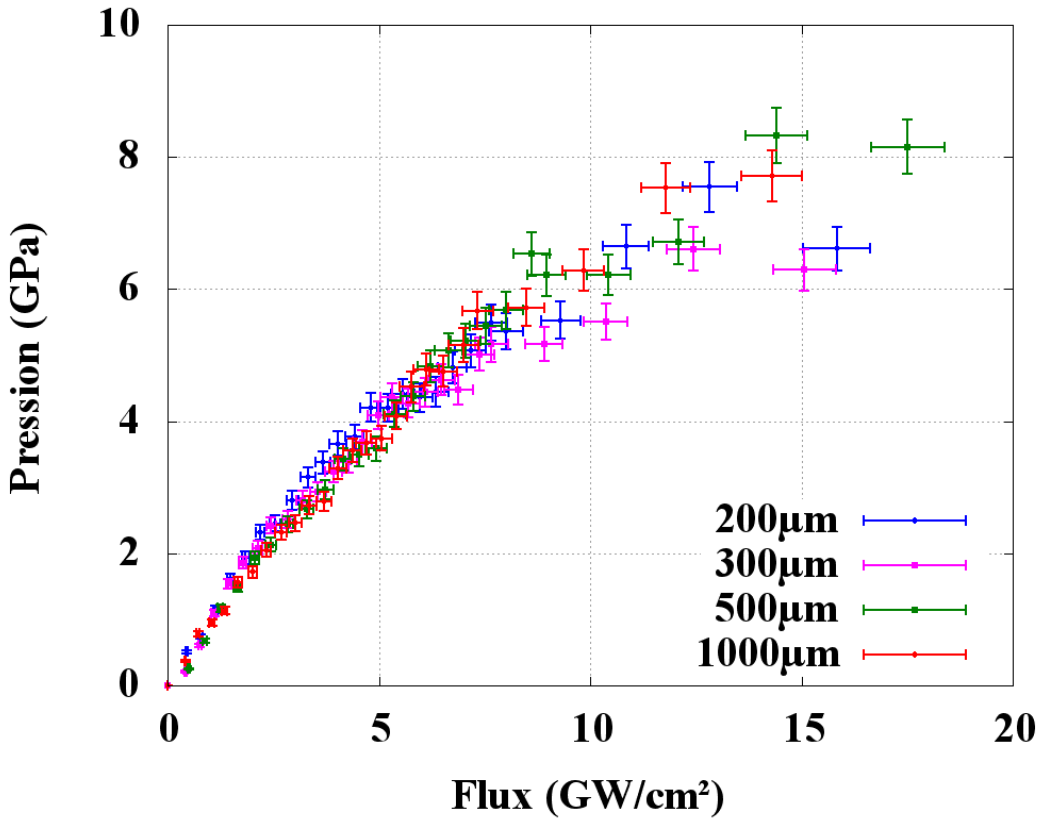
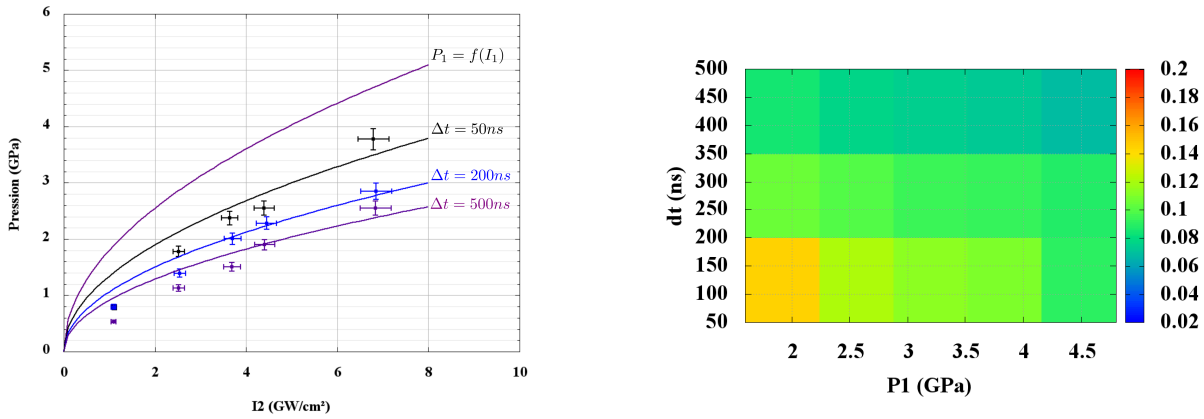


FIGURE 5.22 – Courbe représentant la pression en face avant (GPa) en fonction de l'intensité laser incidente (GW/cm^2) pour les différentes épaisseurs d'aluminium considérées

Les travaux menés sur les revêtements protecteurs (Chapitre 3) ont mis en évidence que les revêtements possédant une faible couche d'aluminium et une forte épaisseur de colle donnent les pressions les plus importantes sur cible. L'utilisation du diagnostique VISAR couplé aux mesures profilométriques a ainsi permis d'établir un tableau regroupant les qualités et les défauts (applicabilité, pression, ...) de chaque confinement.

Les études concernant l'interaction laser-matière pour deux impulsions laser (chapitre 3) ont permis de caractériser la pression P_2 de la seconde onde de choc en fonction du décalage en temps Δt et de la pression P_1 de la première impulsion. Ces résultats ont montré que la pression P_2 diminue lorsque Δ et/ou P_1 augmentent en raison de l'interaction avec le plasma crée par la première impulsion. Néanmoins, la pression P_2 disponible reste suffisante (>1GPa) pour envisager des applications utilisant deux ondes de choc.

L'utilisation des doubles impulsions a aussi permis d'identifier des cadences limites pour le procédé de traitement par choc laser (LSP). Ces cadences limites ont montré que des cadences de l'ordre de 1 KHz sont accessibles repoussant ainsi les limites envisageables du procédé. Par ailleurs, le facteurs ayant le plus d'influence est la vitesse d'écoulement du confinement en eau.



(a) (b)

FIGURE 5.23 – (a) - Courbes $P_2 = f(\alpha_2, I_2)$ pour I_1=1.1GW/cm^2 et différents Δt. (b) - Valeur de α_2 représentées dans le plan (P_1, Δt).

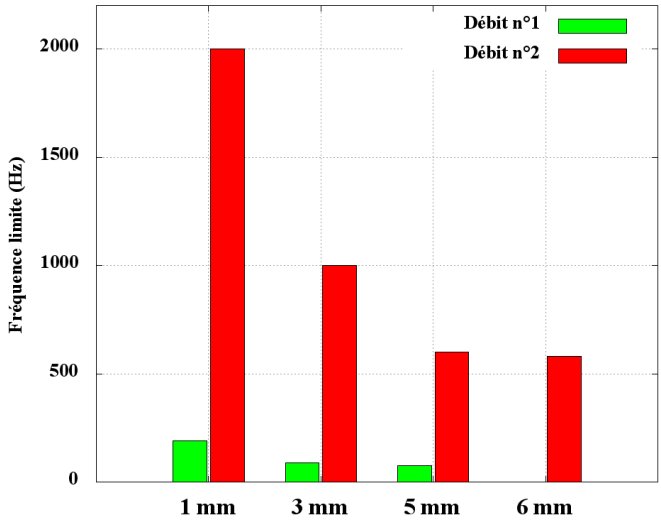
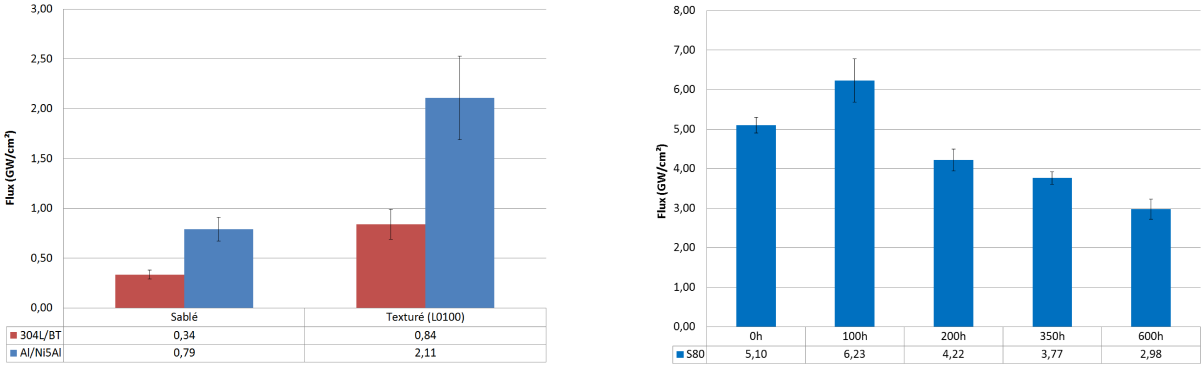


FIGURE 5.24 – Influence du débit d'eau sur la fréquence limite de traitement

Bilan sur le test d'adhérence par choc laser

En ce qui concerne le test d'adhérence par choc laser (LASAT), les résultats obtenus pour les systèmes du projet ARCOLE ont mis en évidence une texturation de surface optimale permettant d'augmenter l'adhérence des revêtement projeté par voie plasma. Cette texturation optimale correspond comme pour le plot collé à une distance inter-trou de 100µm et un volume de trou proche du volume moyen des particules projetées. Il est ainsi possible d'augmenter d'un facteur 4 l'adhérence des revêtements en texturant au préalable les surfaces des substrats. Finalement, les essais sur des échantillons de type AM1/BT oxydés pendant diffé-

rentes durées ont montré la sensibilité du test LASAT en montrant l'augmentation puis la diminution de l'adhérence avec la durée d'oxydation. De plus, l'utilisation de deux ondes de choc décalées dans le temps a permis d'optimiser la localisation de la traction pour le cas de figure (304L/BT).



(a) (b)

FIGURE 5.25 – (a) - Influence du couple substrat/dépôt sur la mesure de I_{seuil} pour deux préparations de surface : Sablée et texturée (L0100). (b) - Évolution du seuil d'adhérence avec le temps d'oxydation pour le couple AM1/BT.

La mise en place des différents modèles numériques (analytiques, 1D, 2D) (chapitre 4) a permis d'étudier la propagation des ondes de choc pour les différents systèmes du projet ARCOLE. Les simulations analytiques ont montré que la localisation de la traction dans les systèmes bi-matériaux est fonction du rapport Z, qui représente le rapport entre les impédances Z_s du substrat et Z_d du dépôt ($Z=Z_s/Z_d$). Lorsque Z>1, la traction maximale est toujours localisée à l'interface tandis que dans le cas où Z<1, la traction maximale est localisée dans le dépôt.

L'identification des lois de comportement des différents matériaux indispensables pour la réalisation des simulations 2D ont été obtenus dans le chapitre 4. Ces lois obtenues en simulant les signaux de vitesse en face arrières obtenus par VISAR a permis d'étudier la propagation bi-dimensionnelle des ondes de choc dans les systèmes étudiés. Finalement, la modélisation numérique des interfaces texturées montre que des poches de traction sont générées au niveau des zones adhésives. Ces poches de tractions sont différentes pour les différentes préparation de surface et peuvent modifier l'identification des seuils d'adhérence de plus ou moins 10%. Au final, l'optimisation du décalage en temps entre les deux impulsions laser a permis d'obtenir analytiquement des valeurs pour les différents systèmes et pour les différentes épaisseur de dépôts.

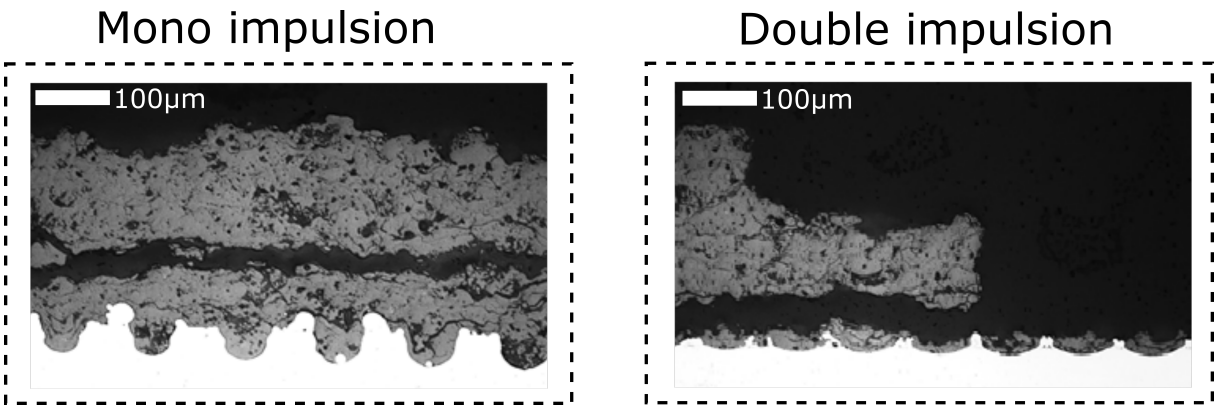


FIGURE 5.26 – Résultats des coupes métallographiques pour les deux configurations : mono et double impulsions. Paramètre mono-impulsion : P1=2.33 GPa, Paramètre double-impulsions : P=1.82 GPa, P2=0.5 GPa (Ptot=2.32 GPa) et Δt=300ns.

Perspectives

Aujourd'hui, la simulation des phénomènes liés à l'interaction laser-matière reste très compliquée. Même si des codes numériques existent, ils nécessitent encore d'être validés expérimentalement. Les résultats obtenus dans le chapitre 3 (réflectivité, émission, ...) peuvent permettre de valider certains modèles numériques.

Les études menées sur les différents confinements ont montré que certains confinement peuvent être très intéressant pour la mise en œuvre des essais de choc laser. Une des voies de développement future serait d'étudier plus en détail ces différents confinements et d'en trouver d'autre. Dans le cadre de l'utilisation des doubles impulsions, ces confinements mériteraient également d'être caractérisés.

L'étude des différents revêtements disponibles au laboratoire a permis de montrer que certains revêtements sont plus efficaces que d'autre tant au niveau des pressions transmises que de l'applicabilité. Cependant, aucun travail sur la résistance de ces revêtements aux recouvrements d'impacts n'a été entrepris. Au final, le développement d'une nouvelle configuration revêtement+confinement amènerait aujourd'hui une vraie plus value sur le procédé en limitant les questionnements actuels sur l'interaction laser-matière et en fournissant ainsi aux utilisateurs un système entièrement caractérisé.

Les travaux sur le test d'adhérence par choc laser (LASAT) ont montré les limitations actuels des modèles numériques actuellement disponibles dans les codes commerciaux. L'implémentation de lois utilisateurs peut permettre de lever certaines limitations sur la modélisations du comportement de certains matériaux complexes comme les matériaux projetées par exemple. De plus, l'utilisation de cibles écoles alu/colle/alu peut permettre une étude plus simple du test d'adhérence avec deux impulsions. La modélisation de ces systèmes cou-

plés au mesures expérimentales devraient permettre une optimisation du décalage en temps plus simple que dans le cas des cibles étudiées dans le projet ARCOLE.

Le modèle de rupture "cut-off" utilisé dans les simulations est très simpliste. Une des voies d'améliorations des simulations numériques passe donc aussi par la modélisation plus fine de la rupture. Cette modélisation plus fine peut intervenir en utilisant une approche cohésive ou des critère plus complexes basés sur une approche énergétiques par exemple. L'identification de critère énergétique peut se faire en modifiant le chargement de pression au niveau des interfaces. Pour cela deux solutions sont possibles :

— La modification de l'épaisseur du substrat permettant de modifier l'étalement de l'onde de choc et ainsi générer un temps d'application de la pression à l'interface différents. Les différents chargement P.t ainsi générés peuvent permettre de remonter (moyennant certaines hypothèses) à un critère énergétique intégrant contrainte et temps d'application.

— L'utilisation de la technique de l'envol de plaque. En effet, la mise en vitesse d'une plaque fine calibrée impose lors de son contact avec la cible un chargement lié aux impédances des matériaux, à la vitesse de la plaques et à l'épaisseur de la cible. Finalement, comme précédemment, les différents chargement P.t générés peuvent menér à l'identification d'un critère énergétique plus proche de la réalité.

Annexe A

Quelques essais d'adhérence conventionnels

Plusieurs critères sont nécessaires pour avoir une mesure fiable de la résistance à la rupture d'une interface. On peut ainsi définir un bon test d'adhérence comme un test qui impose une contrainte homogène à l'interface et qui limite les concentrations de contraintes. De plus, pour que le test soit efficace, seule l'interface doit céder lors du chargement sous peine de voir les résultats entachés d'erreur.

A.1 L'essai de traction (Mode I)

L'essai de traction est l'un des essais d'adhérence le plus simple à réaliser. L'idée consiste à venir solliciter l'interface en appliquant une force perpendiculaire à celle-ci. Cette force est appliquée par l'intermédiaire d'un ou deux plot(s) collé(s) sur le revêtement et le substrat. Particulièrement adapté au système bi-matériaux, l'essai de traction est couramment utilisé pour mesurer l'adhérence des revêtements réalisés par projection thermique. Il permet d'obtenir une mesure quantitative de la résistance en traction de l'interface (en MPa) en divisant la force mesurée à la rupture par la surface de l'interface rompue. On rencontre plusieurs géométrie pour l'essai de traction. Les différentes configurations sont présentées dans la figure A.1.

L'essai de traction par pion collé s'applique principalement sur des échantillons de grandes dimensions. En effet, pour cet essai le substrat doit être suffisamment rigide. Un dispositif portatif est fréquemment utilisé pour mesurer l'adhérence de revêtements (Figure I- 12). Il consiste à coller un plot de diamètre compris entre 10 et 28 mm, d'après la norme ISO 4624 [NF EN ISO 4624] ou son équivalent ASTM D 4541, et à fixer l'assemblage autour de la tige du pion. Une arrivée d'air permet de mettre le dispositif sous pression et d'engendrer un ef-

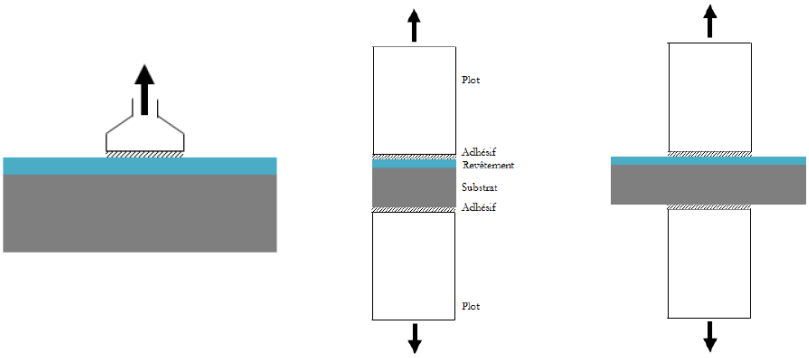


FIGURE A.1 – Essai de traction : Traction par pion collé, traction par plots collés, essai "Pull-off"

fort de traction sur le pion. Finalement, la contrainte à rupture est obtenue en mesurant la pression obtenus lors de l'arrachement du pion.

Dans le cas de l'essai de traction par plots collés, l'essai consiste à venir coller ou souder deux plots cylindriques de part et d'autre de l'échantillon. Cet essai de mesure de l'adhérence sous forme d'une résistance à la rupture est normalisé selon la norme française [NF EN 582] ou américaine [ASTM C633]. Cette norme, appliquée à l'étude des revêtements réalisés par projection thermique, préconise l'utilisation de pastilles de diamètre 25,4 mm ou 40 mm, sur laquelle le dépôt est projeté sur une face. Par ailleurs, il est préconisé de réaliser plusieurs essais sur des échantillons issus du même cycle de projection.

Le dernier essai de traction est l'essai de traction "Pull-off". Alors que la géométrie de l'essai reste identique au cas de traction par plots collés, la différence tient dans le fait que le diamètre des plots collés est inférieur aux dimensions de l'échantillon [Chen and Bull, 2010].

Plusieurs problèmes peuvent être soulevés lors de l'utilisation de l'essai de traction. La génération d'un effort uniforme à l'interface peut s'avérer compliquée si l'alignement des plots n'est pas parfait. Si l'alignement des plots n'est pas parfait, des efforts de cisaillement sont introduits. Une autre limitation vient de la colle ou de la soudure utilisée pour fixer les plots. En effet, l'essai de traction n'est pas applicable pour des revêtements possédant une forte adhérence, supérieure à 50 MPa généralement. Pour les revêtements possédant des adhérences trop élevées, la mesure d'adhérence est limitée par la tenue de la colle ou de la soudure [Marot, 2007]. D'autre contraintes comme l'épaisseur du revêtement peuvent aussi être mentionnées. l'essai de traction necessite donc des dépôts suffisamment épais (> 10µm [Chen and Bull, 2010]) afin d'éviter que l'adhésif ne pénètre jusqu'à l'interface par les porosités et n'induise une erreur sur la mesure de l'adhérence. Néanmoins, l'avantage de cet essai est d'être applicable à une grande variété de revêtements sur substrat, qu'ils soient ductiles ou fragiles.

A.2 Quelques autres essais d'adhérence

Afin de faciliter son choix pour les différents tests d'adhérence, E. Pons propose dans sa thèse [Pons, 2016] un récapitulatif des différents essais d'amorçage et de propagation. On ne présente ici que les essais d'amorçage car la propagation de fissure n'est pas considérée dans nos travaux.

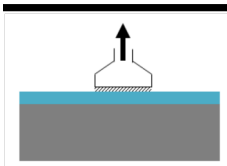
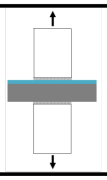
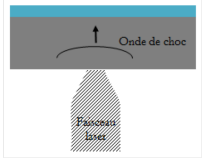
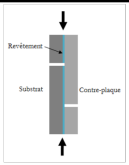
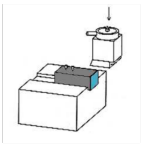
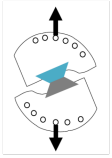
Essai d'adhérence	Nature revêtement	Nature Substrat	Epaisseur caractéristique	Limite(s)
	Non poreux Grande variété	Grande variété	Revêtement épais > 10 µm	Grande structure Limité à des adhérence faible
	Non poreux Grande variété	Grande variété	Revêtement épais > 10 µm	Limité à des adhérence faible
	Grande variété	Grande variété	Grande variété	Nécessite l'apport de la modélisation pour la quantification de la contrainte
	Grande variété	Grande variété	*	Grandes dimensions nécessaires
	*	*	Revêtement épais et mince	Risque de flambage si l'éprouvette est trop mince
	Non friable Pas trop tendre Non fragile	Grande variété	Revêtement épais > 150 µm	Fragmentation du revêtement
	*	*	*	Support spécifique

FIGURE A.2 – Récapitulatif des caractéristiques des essais d'adhérence [Pons, 2016] (* peu référencé)

Annexe B

Théorie des chocs

B.1 Définition

Un choc est une onde de pression qui induit la transformation du milieu dans lequel elle se propage. Ce choc engendre ainsi la propagation d'une discontinuité des grandeurs caractéristiques de l'état d'un milieu (pression, masse volumique, vitesse matérielle,...). On sait que la célérité de l'onde est une fonction croissante de la pression qui s'exprime :

$$c = \sqrt{\frac{\partial \mathrm{P}}{\partial \rho})_s} \tag{B.1}$$

De plus la variation de pression "dp" et de vitesse matérielle du sont liées par : $dp = \rho c du$. Ainsi, lorsqu'on est dans le cas d'une rampe de pression caractérisée par une variation de pression dp positive, la variation de vitesse matérielle "du" est du même signe que la célérité de l'onde : le milieu est accéléré dans le sens de la propagation de l'onde. Par conséquent, une rampe de compression se raidit, pour former un front vertical se déplaçant à une vitesse donnée : c'est le choc (figure B.1).

Si la propagation de pression dp est négative, il s'agit d'une onde de détente : le milieu est accéléré dans le sens opposé à la propagation de l'onde.

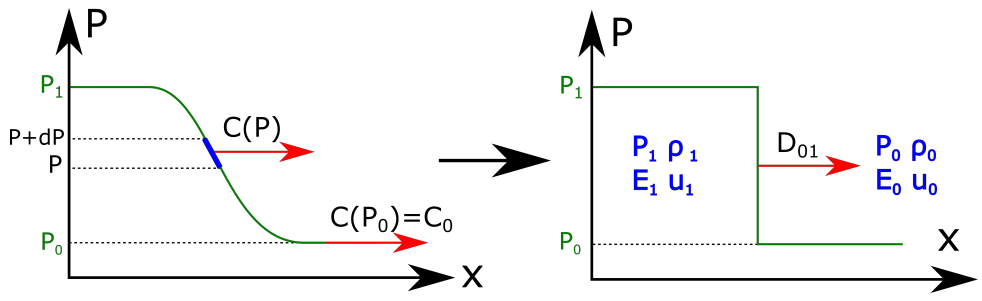


FIGURE B.1 – Raidissement d'une compression

B.2 Equations constitutives

B.2.1 Relations de passage d'un choc 1D

En appliquant les équations de conversation de masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie entre deux instants t et t+dt dans un solide homogène isotrope soumis à un choc monodimensionnel plan et de manière ce que les échanges de chaleur avec l'extérieur soient négligés, on obtient les équations de conservations suivantes :

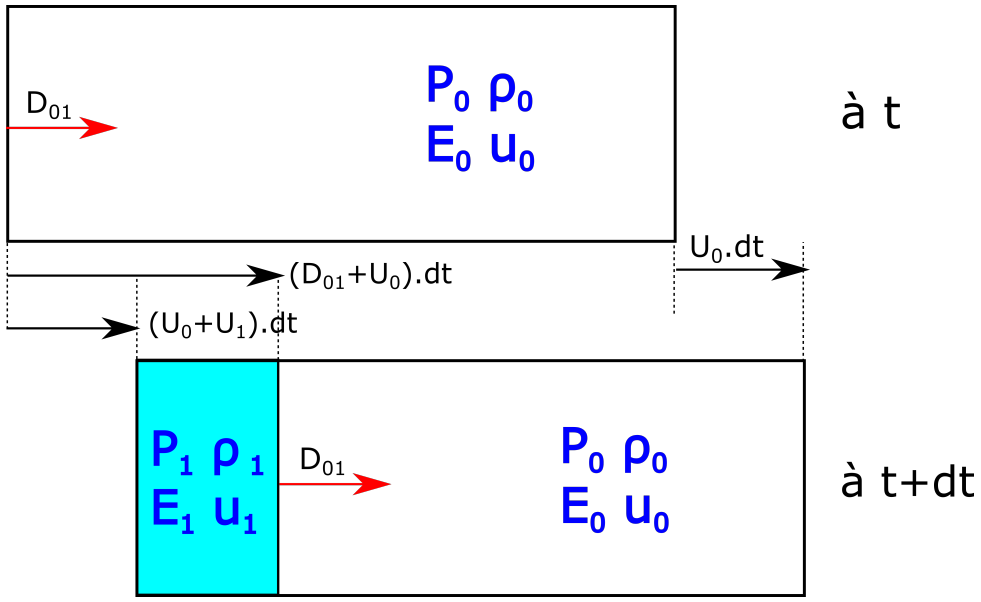


FIGURE B.2 – Propagation d'une onde de choc monodimensionnelle

$$E_1 - E_0 = \frac{1}{2}(P_1 + P_0)(V_0 - V_1) \text{ Conservation de l'énergie} \tag{B.2}$$

$$P_1 - P_0 = \rho_0 D(u_1 - u_0) \text{ Conservation de la quantité de mouvement} \tag{B.3}$$

$$\rho_0(D_{01} - u_0) = \rho_1(D01 - u_1) \text{ Conservation de la masse} \tag{B.4}$$

D_{01} représente la célérité du choc séparant l'état 0 (avant choc) de l'état 1 (après choc). Les équations B.2, B.3 et B.4 sont les Rankine-Hugoniot. Toutefois, elles ne suffisent pas à déterminer entièrement un état thermodynamique qui est représenté ici par 5 grandeurs : P, E, ρ, D et u.

Il a été démontré expérimentalement que généralement, la vitesse matérielle et la célérité d'un choc sont reliées par une relation affine :

$$D = C_0 + S u \tag{B.5}$$

C_0 étant la vitesse hydrodynamique du son qui correspond la célérité d'une perturbation infiniment petite ou onde sonore. S est un facteur d'origine expérimental connu pour de nombreux matériaux. C_0 et S sont caractéristiques d'un matériau. Cette relation permet de relier deux à deux les grandeurs thermodynamiques aux grandeurs cinétiques au passage d'un choc.

B.2.2 Courbes caractéristiques des chocs

On considère que le milieu est initialement au repos (u0=0 i.e. vitesse nulle), grâce au système d'équations B.2 à B.5 nous pouvons déterminer partir d'un état de référence le lieu des états accessibles par choc. On peut alors aboutir à la relation suivante :

$$P_1 - P_0 = \frac{C_0^2(1-\frac{V_1}{V_0})}{V_0(1-S(1-\frac{V_1}{V_0}))^2} \tag{B.6}$$

Cette équation permet d'associer la pression au volume massique par l'intermédiaire des caractéristiques du matériau. La courbe obtenue dans le plan (p,V) désigne les différents états accessibles par choc : c'est la courbe d'Hugoniot, dite aussi adiabatique dynamique des états accessibles partir de l'état 0 (figure fig :onde3).

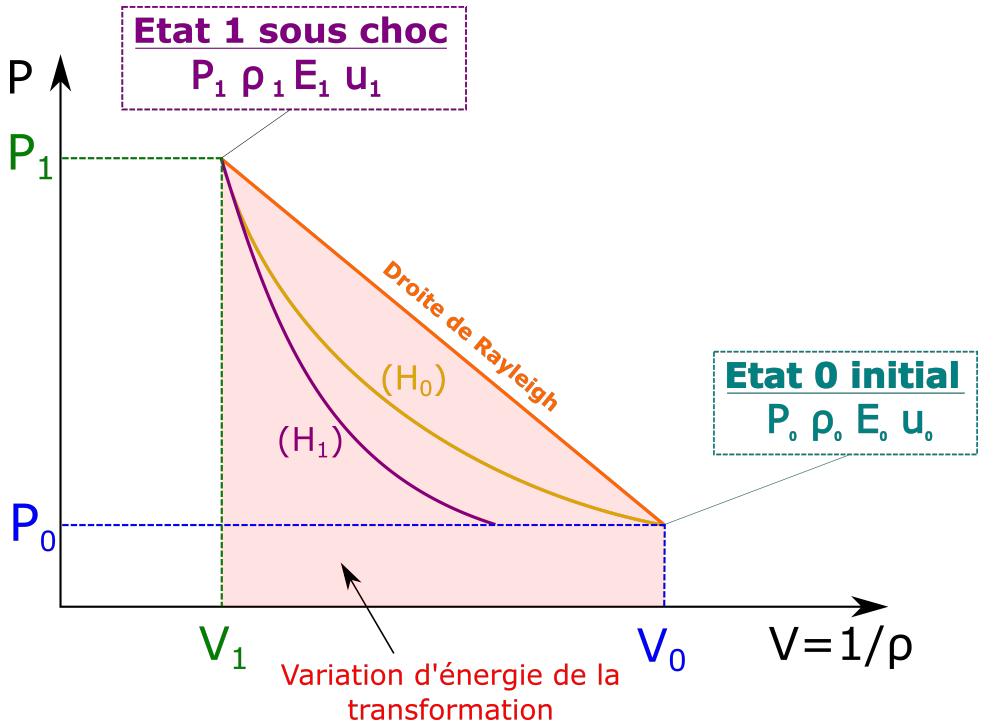


FIGURE B.3 – Courbe d'Hugoniot (H_0) dans (P,V)

Dans le plan de la polaire, la droite joignant l'état initial l'état sous choc s'appelle la droite de Rayleigh et on définit l'impédance du choc par la pente de celle-ci : $Z = \rho_0.D$. Pour une pression sous choc donnée, plus Z est grand plus le matériau est dit " dur " et incompressible. Aux limites, d'un coté se situe le solide rigide (droite verticale $U=U_0$) et à l'opposé le vide (droite horizontale $P=P_0$). La courbe d'Hugoniot peut aussi s'exprimer sous la forme polynomiale à l'aide d'un développement limité d'ordre 3 de B.7 :

$$P_1 - P_0 = K_1\mu + K_2\mu^2 + K_3\mu^3 \tag{B.7}$$

Avec : $\mu = V_0/V_1$. Par identification : $K_1 = \rho_0.C_0^2$,$K_2 = \rho_0.C_0^2(2S-1)$, $K_3 = \rho_0.C_0^2(S-1)(3S-1)$.

L'intérêt de cette formulation réside dans ces 3 coefficients calculables à l'aide des données matériaux. De même, il est possible de construire une courbe des accessibles sous choc dans le plan (P,u). En substituant D dans B.3 par B.5, on obtient la relation qui lie P et u :

$$P_1 - P_0 = \rho_0.C_0.U_1 + \rho_0.S.U_1^2 \tag{B.8}$$

La courbe associée est la polaire de choc qui est un arc de parabole.

B.2.3 Approximation d'Hugoniot

Dans un milieu condensé, l'accroissement d'entropie au cours d'un choc reste faible pour des pressions modérées (jusqu'à l'ordre du Mbar). On peut faire l'approximation que l'Hugoniot (H_1) construite à partir de l'état 1 est identique à l'Hugoniot (H_0) construite à partir de l'état 0. Ainsi on peut supposer qu'il n'existe qu'une seule et unique Hugoniot dans le cadre de pressions modérées.

B.3 la propagation des ondes de choc

B.3.1 Comportement en détente

Les chocs en compression existent car la vitesse du son est en général une fonction croissante de la pression. Mais pour ce qui est des détentes, la formation de chocs est impossible dans ce cas. Une détente peut s'étaler dans l'espace lors de sa propagation. On parlera alors de faisceau de détente. Aussi, on assimile une onde de détente à une décroissance isentropique de la pression se propageant à la vitesse du son, qui est traduite par une courbe (généralement nommée S1) sur les plans (P,V) et (P,u).

B.3.2 Ondes de Choc - Amortissement hydrodynamique

On définit une onde de choc comme étant un choc suivi d'une détente. Dans ce cas le faisceau de détente, entrainé par la vitesse matérielle après choc, sera plus rapide que le choc lui-même. La détente s'étale et finit par rattraper le choc et le pic d'amplitude diminue : c'est le phénomène d'amortissement hydrodynamique figure B.4.

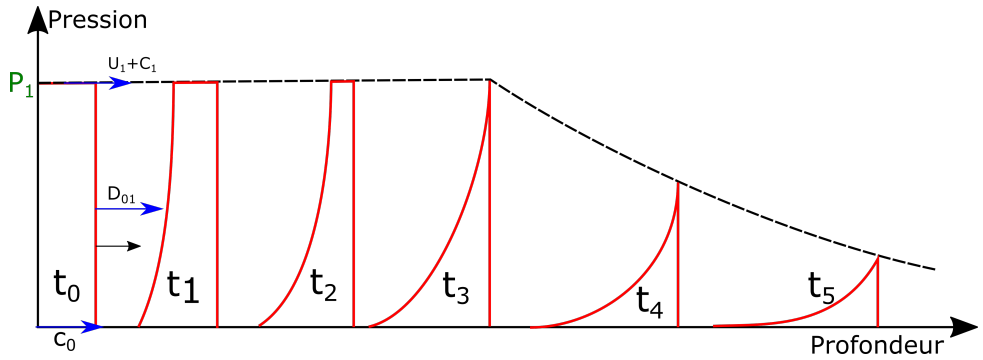


FIGURE B.4 – Représentation de l'amortissement hydrodynamique d'une onde de choc

B.3.3 Diagramme de marche d'une onde de choc

Pour représenter l'évolution des ondes de choc dans l'espace et le temps il est pratique d'utiliser les diagrammes de marche (ou espace-temps : x-t) basés sur la théorie des caractéristiques. Le diagramme ci-dessous reprend la propagation d'une onde de choc. Les lignes grises allant de bas en haut représentent les trajectoires matérielles. Les horizontales représentent des instants t_i fixés correspondant à l'évolution de l'onde de choc représentée sur la figure B.5.

Remarque : La donnée du diagramme de marche mise en correspondance avec le diagramme des polaires de chocs des états permet d'obtenir une représentation analytique graphique assez complète d'un problème de propagation d'ondes de choc.

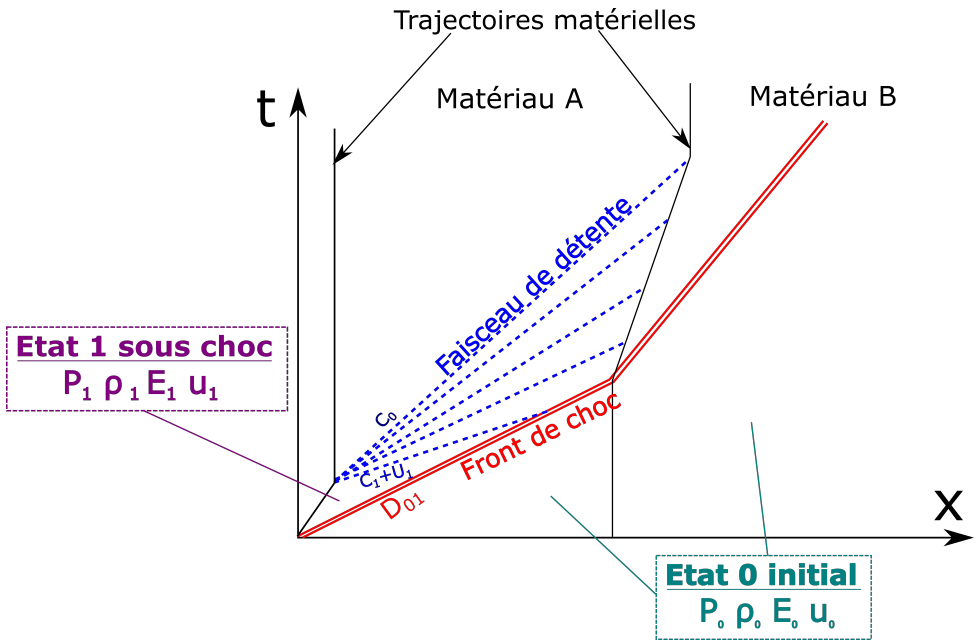


FIGURE B.5 – Diagramme de marche d'une onde choc

B.4 Transmission/réflexion d'un choc entre 2 milieux

B.4.1 Transmission d'un choc à l'interface de deux milieux

Considérons deux milieux A et B adjacents et au repos : P=0 et u=0. Soit un choc droit se propageant dans A et atteignant l'interface entre A et B figure B.6. Au niveau de l'interface deux conditions d'équilibre mécanique doivent toujours être respectées puisqu'il y a continuité de la matière :

$$P_A = P_B \text{et} \quad u_A = u_B \tag{B.9}$$

Afin de respecter cette condition, le choc va se diviser en 2 parties :

— Un choc transmis dans le milieu B.

— Un choc ou une détente dans le milieu A.

B.4.2 Lieu des états réfléchis - approximation de la polaire unique

Le lieu des états réfléchis se construit en deux parties :

— Pour un état de pression supérieur à P_1 on obtient un choc et le lieu correspondant à la polaire (H_1'), symétrique à (H_1) par la droite $u = u_1$ car l'onde se propage dans le sens négatif.

— Pour un état de pression inférieur à P_1 : il s'agit d'une détente et le lieu est l'isentropique (S_1).

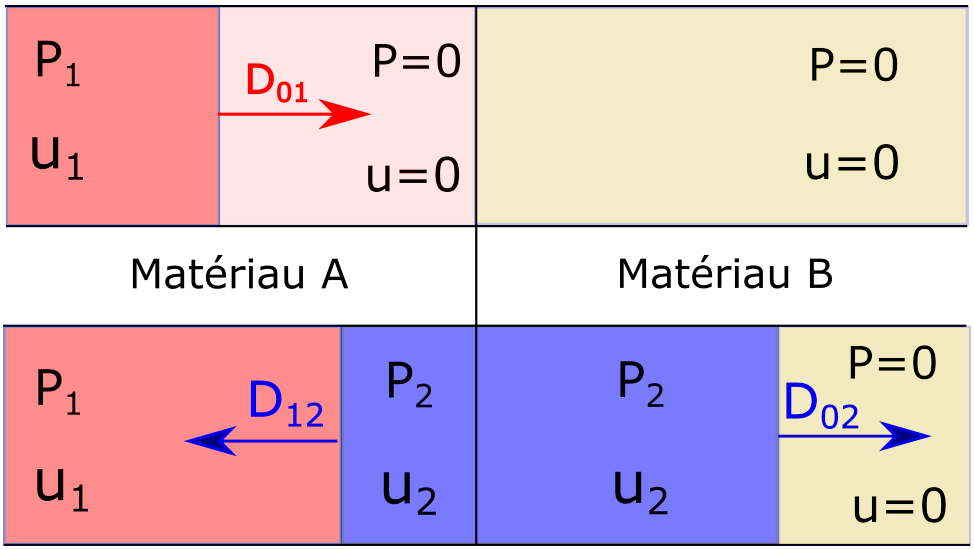


FIGURE B.6 – Principe de transmission et de la rflexion de choc entre deux milieux adjacents

Cependant, on peut admettre l'approximation suivante, valable uniquement pour des pressions modérées (<1Mbar) : le lieu des ondes réfléchies issues de (P_1, u_1) est assimilable à la courbe (H_0') symétrique de la polaire (H_0) par rapport à l'axe $u = u_1$. Il s'agit de l'approximation de la polaire unique.

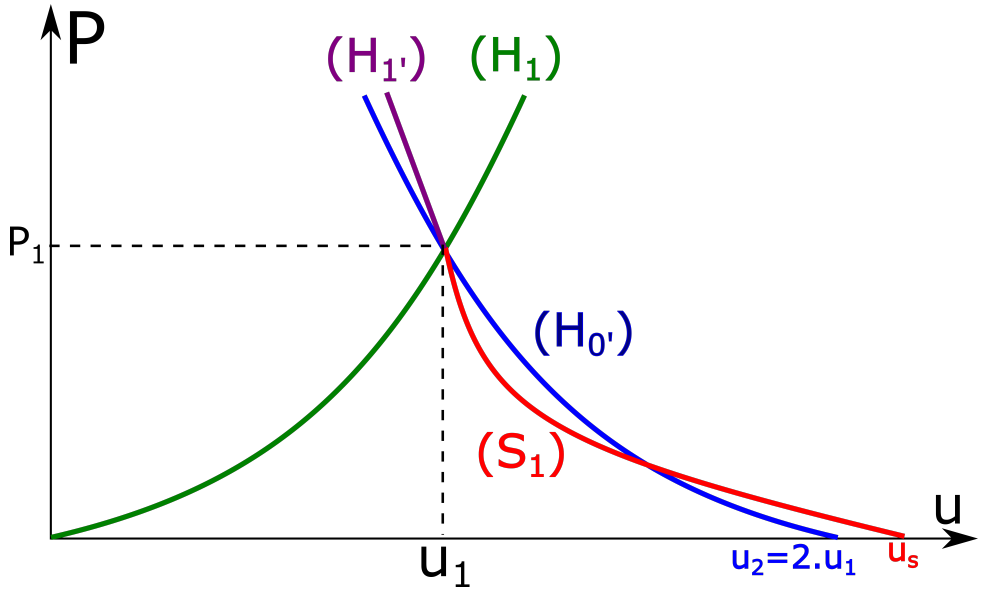


FIGURE B.7 – Lieu des chocs-détentes réfléchies (en rouge et violet)

B.4.3 Représentation des états transmis/réfléchis

Les figures suivantes B.8 et B.9 représentent la schématisation de la réflexion et transmission d'un choc dans les deux cas : soit l'onde réfléchie est un choc soit une détente. On représente sur le diagramme (P, u) : (A) et (B) les polaires des matériaux A et B, (A') le symétrique de (A) par rapport à l'axe $u = u_1$. Le résultat de la réflexion/transmission dépend

essentiellement du rapport d'impédance des matériaux considérés :

— Si le matériau A est plus mou que B : choc incident = choc transmis + choc réfléchi

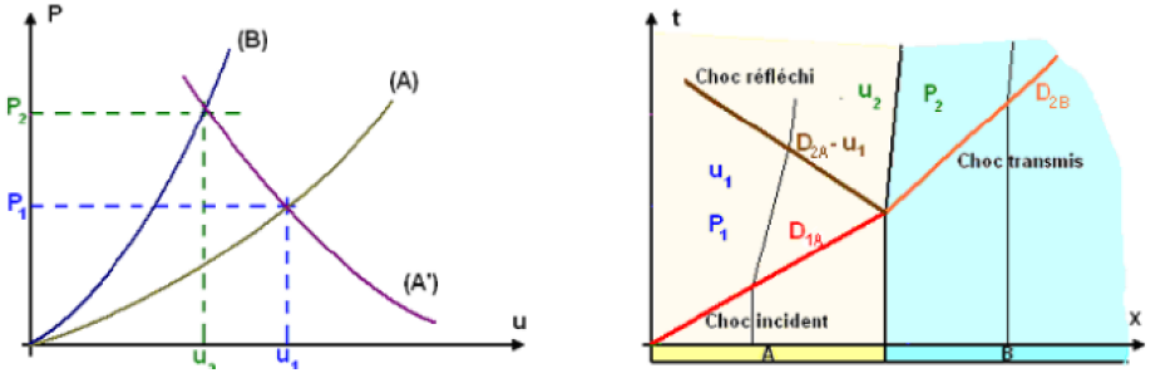


FIGURE B.8 – Lieu des chocs-détentes réfléchies (en rouge et violet)

— Si le matériau A est plus dur que B : choc incident = choc transmis + détente réfléchi

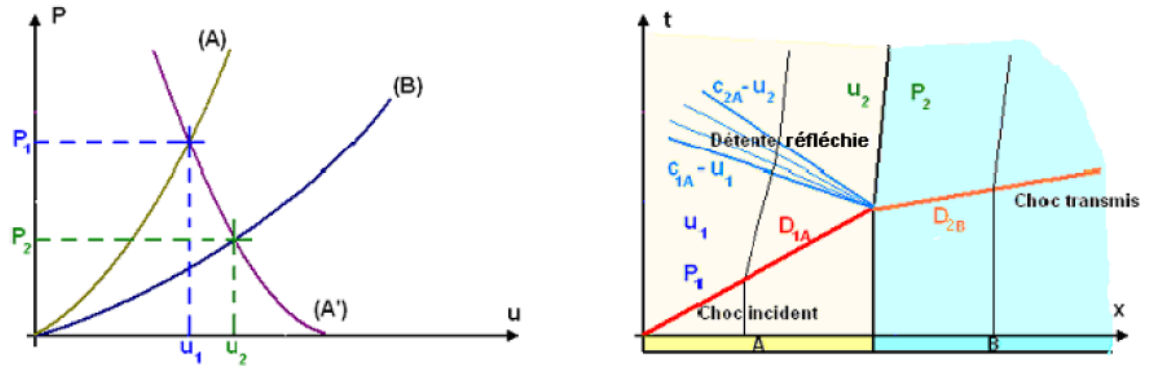


FIGURE B.9 – Lieu des chocs-détentes réfléchies (en rouge et violet)

Annexe C

Calcul de l'amortissement

On se propose donc ici de quantifier l'amortissement comme une fonction de la pression imposée en face avant du matériau (figure C.1) grâce à des simulations.

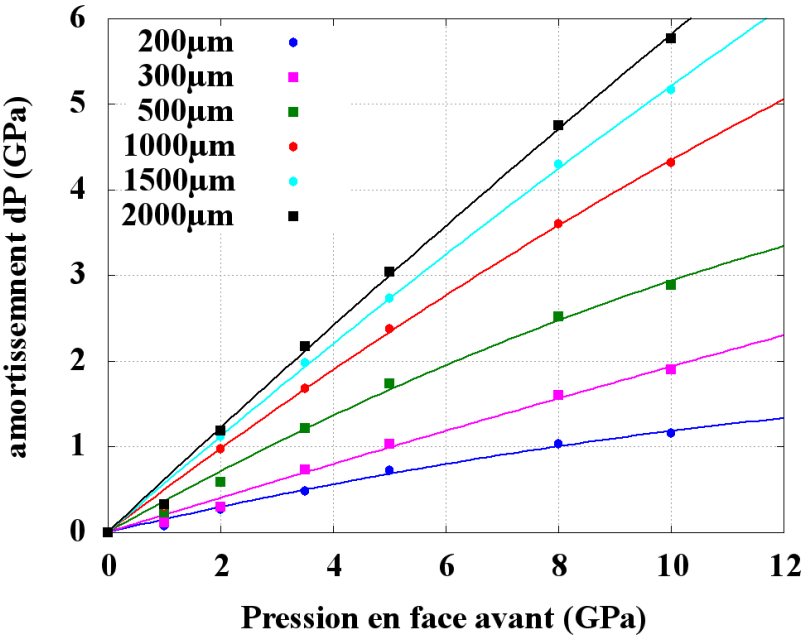


FIGURE C.1 – Courbe numérique représentant l'amortissement comme une fonction de la pression imposée en face avant du matériau pour les différentes épaisseurs d'aluminium considérées

A partir des résultats numériques sur l'amortissement C.1, on constate que celui-ci évolue de façon quasi linéaire avec la pression imposée en face avant.De plus, on retrouve bien le fait que l'amortissement augmente avec l'épaisseur de la cible. Néanmoins, afin de représenter le plus fidèlement possible l'évolution de l'amortissement, on modélise celui-ci comme une fonction du type :

$$\delta P = \gamma_1(e) P_{imp}^2 + \gamma_2(e) P_{imp} \tag{C.1}$$

Une équation $f(\mathrm{P}) = 0$ peut donc être définie pour chaque épaisseur considérée et pour une vitesse U donnée. Par conséquent, on peut résoudre cette équation pour différentes vitesses entre 0 m/S et 1000 m/s par exemple. On obtient finalement les courbes $\mathrm{P} = f(\mathrm{U})$ suivantes (figure C.2). Ces courbes constituent des abaques qui permettent, à partir des mesures expérimentales, d'obtenir la pression générée en face avant par l'interaction laser-matière. L'équation C.2 qui relie la pression P à la vitesse U a donc la forme d'un polynôme du second degré en U.

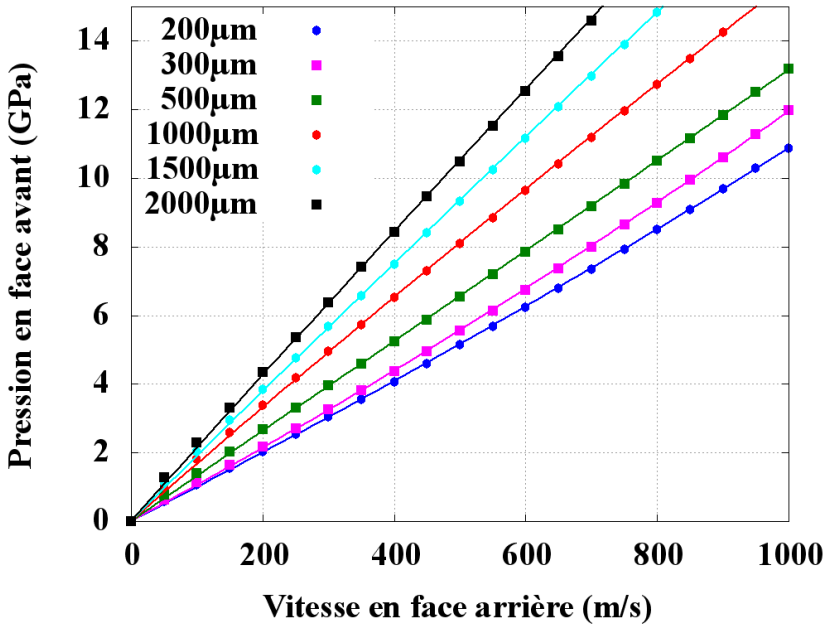


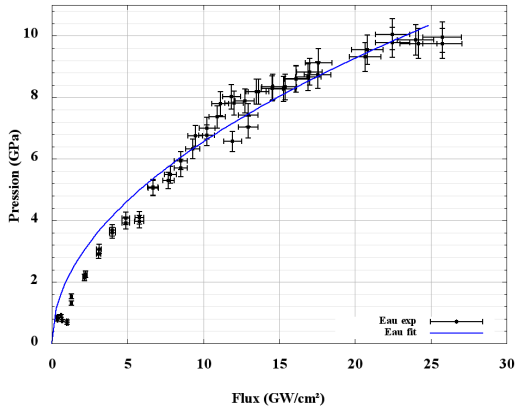
FIGURE C.2 – Courbe représentant la pression en face avant en fonction de la vitesse en face arrière pour les différentes épaisseurs d'aluminium considérées

$$\mathrm{P} = \beta_1(e)\mathrm{U}^2 + \beta_2(e)\mathrm{U} \tag{C.2}$$

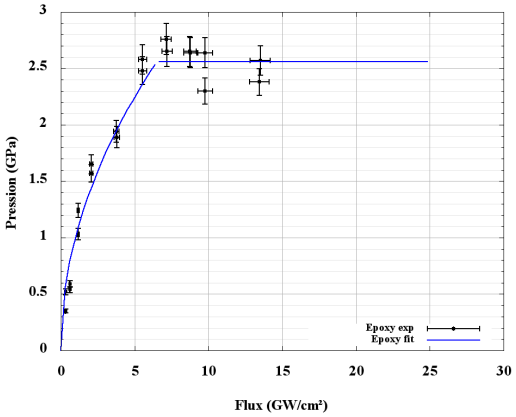
Annexe D

Influence du confinement sur les pressions générées

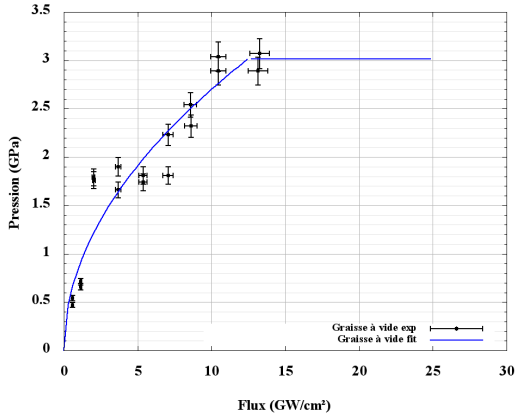
L'étude de différents confinements peut permettre d'atteindre des pressions plus élevées. Le seuil de claquage étant indépendant pour chaque milieu de confinement, on est en droit d'espérer que certains confinements possèdent des seuils de claquage plus élevés que l'eau. De plus, les pressions générées sont à priori dépendantes de l'impédance réduite qui est fonction de l'impédance de la cible et de l'impédance du confinement. La modification de l'impédance du confinement (vitesse du son, densité) peut donc permettre d'accroître la pression.



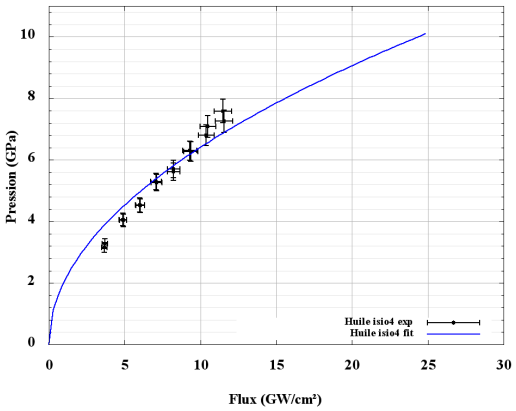
(a) Eau



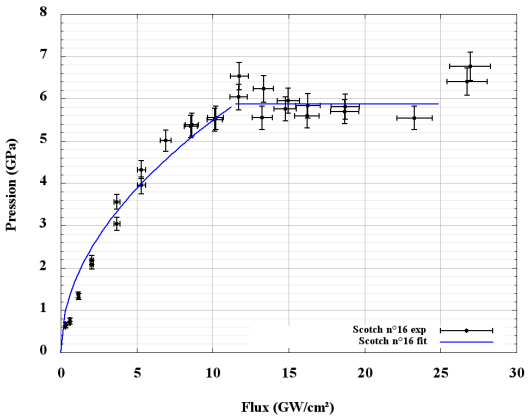
(b) Epoxy



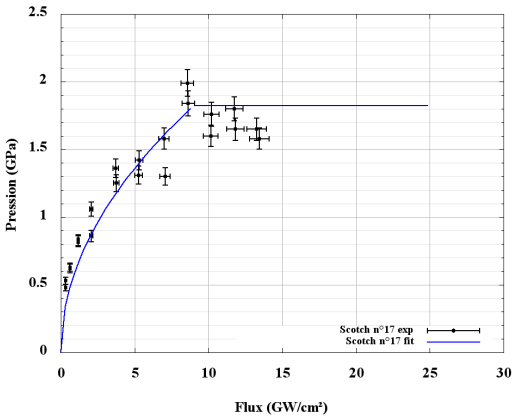
(c) Graisse à vide



(d) Huile

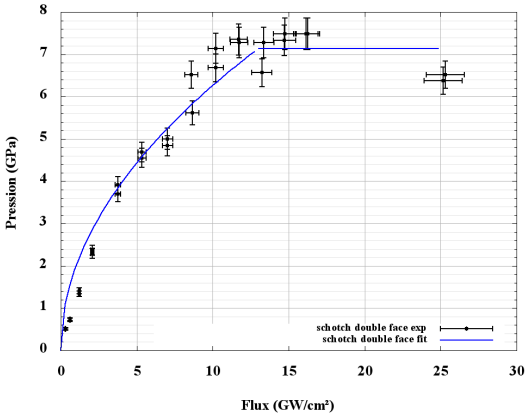


(e) Scotch n°16

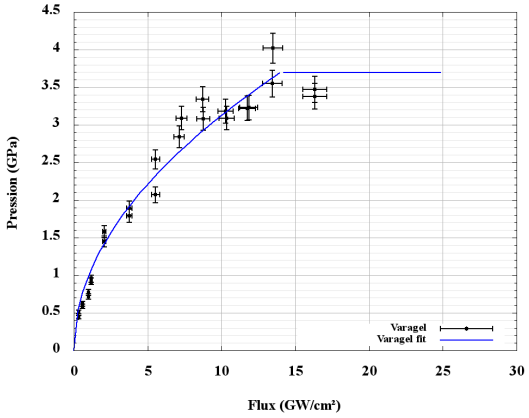


(f) Scotch n°17

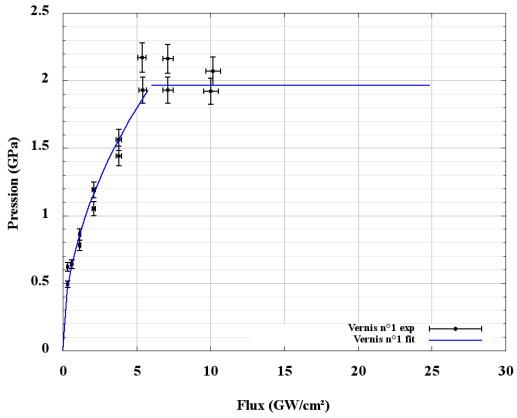
FIGURE D.1 – Courbe pression flux obtenue pour les différents confinements



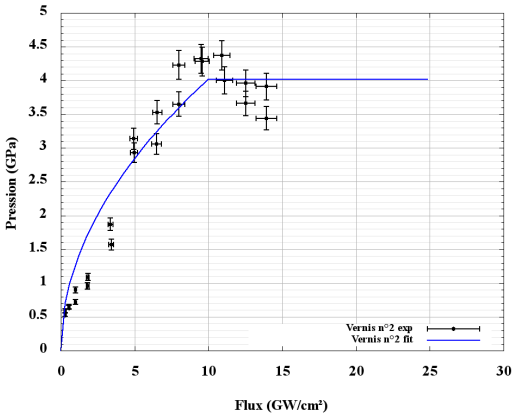
(g) Scotch double face



(h) Varagel



(i) Vernis n°1



(j) Vernis n°2

FIGURE D.1 – Courbe pression flux obtenue pour les différents confinements

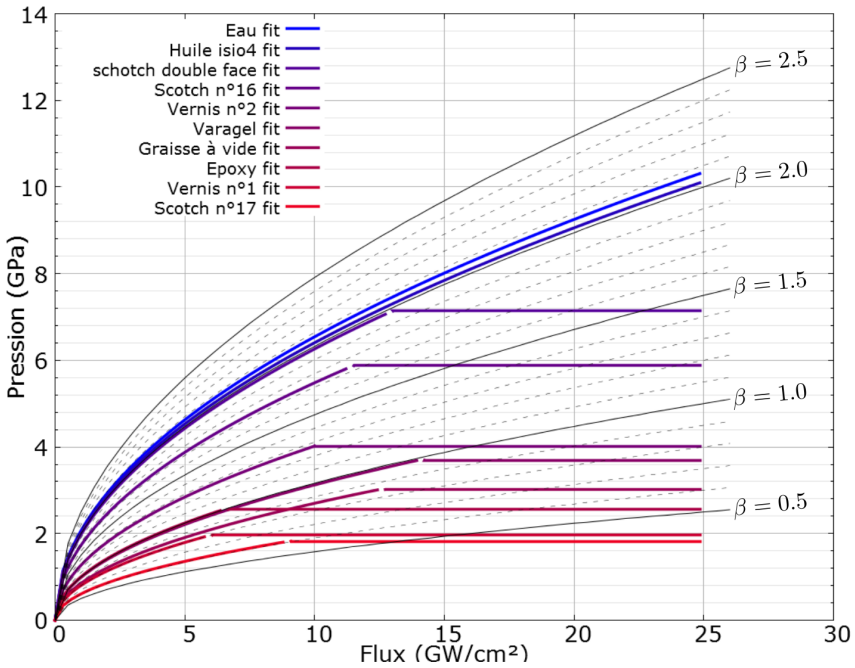
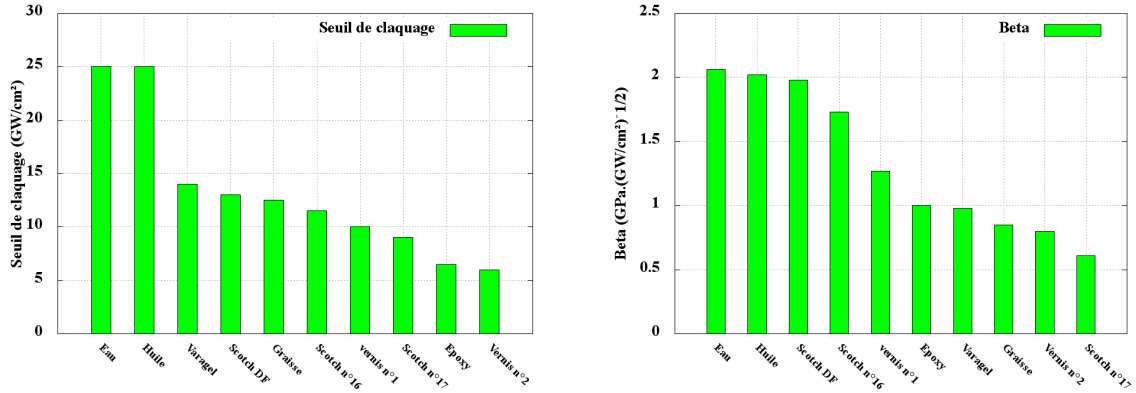


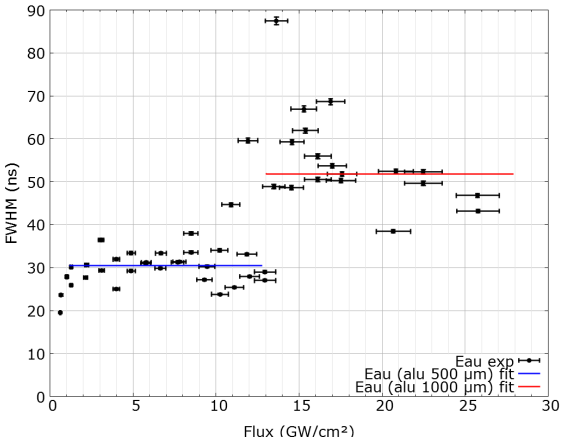
FIGURE D.2 – Résumé des courbes pression flux pour les différents confinements



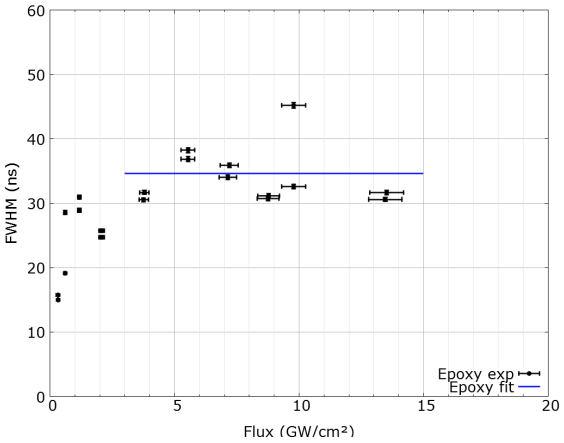
(a) Seuil de claquage

(b) Valeur de β

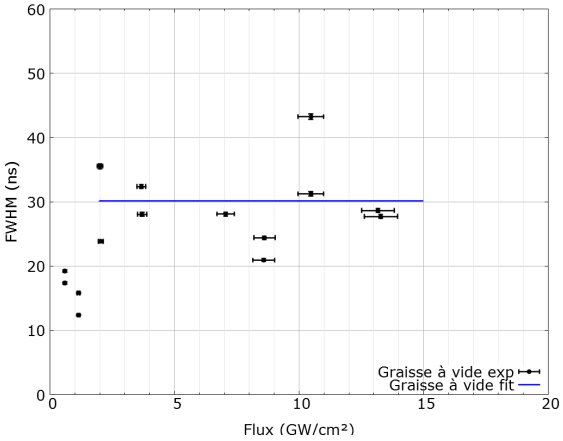
FIGURE D.3 – Seuils de claquage et valeurs de β pour les différents confinements



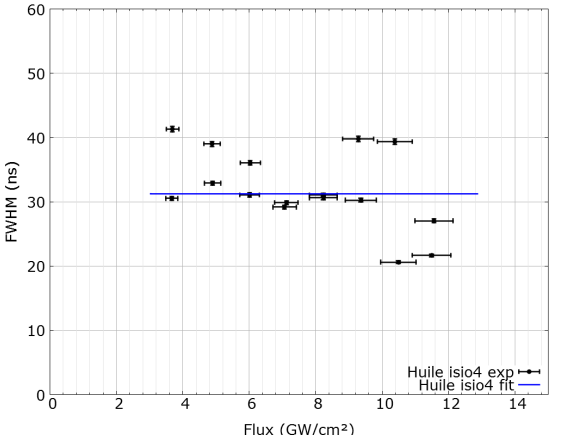
(a) Eau



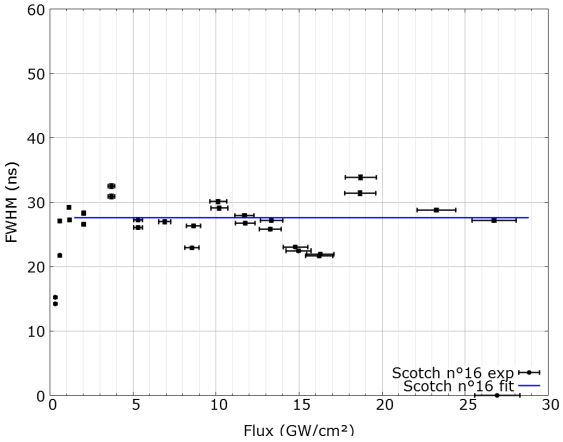
(b) Epoxy



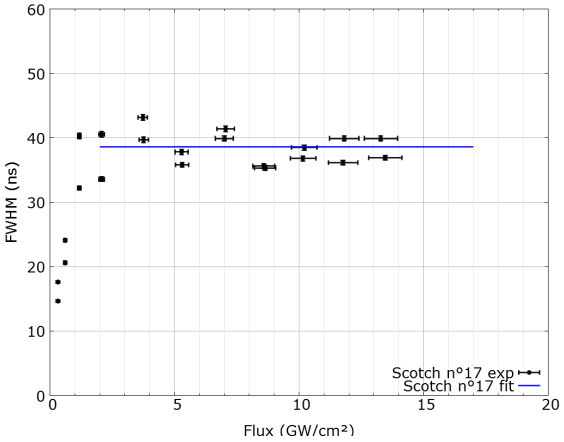
(c) Graisse à vide



(d) Huile

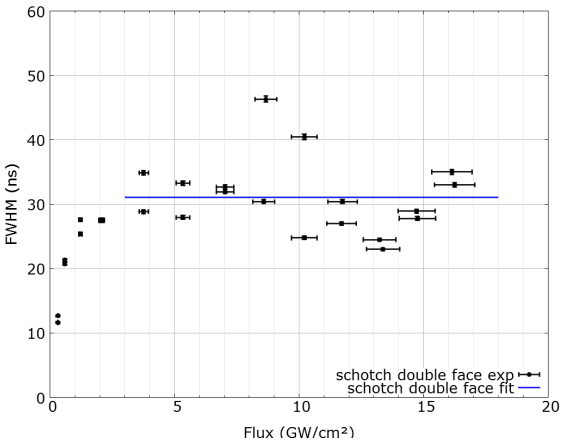


(e) Scotch n°16

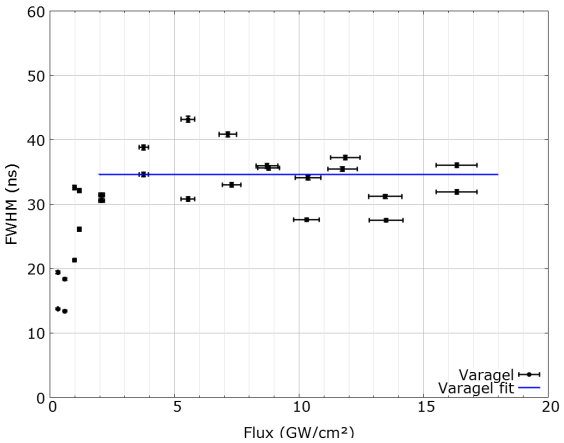


(f) Scotch n°17

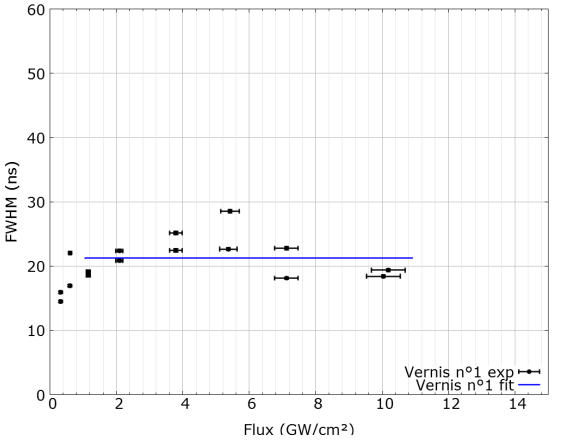
FIGURE D.4 – Durées à mi-hauteur (ns) de la mesure de vitesse obtenues pour les différents confinements



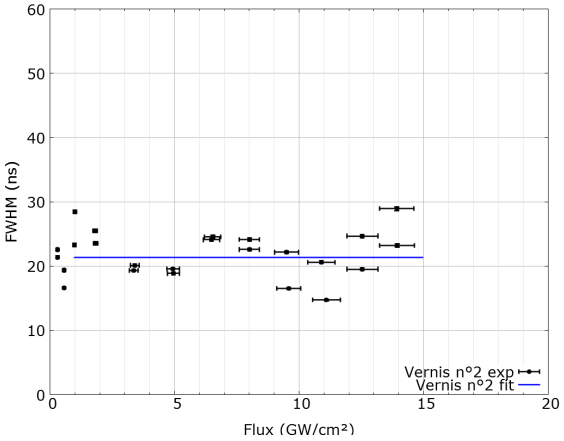
(g) Scotch double face



(h) Varagel



(i) Vernis n°1



(j) Vernis n°2

FIGURE D.4 – Durées à mi-hauteur (ns) de la mesure de vitesse obtenues pour les différents confinements

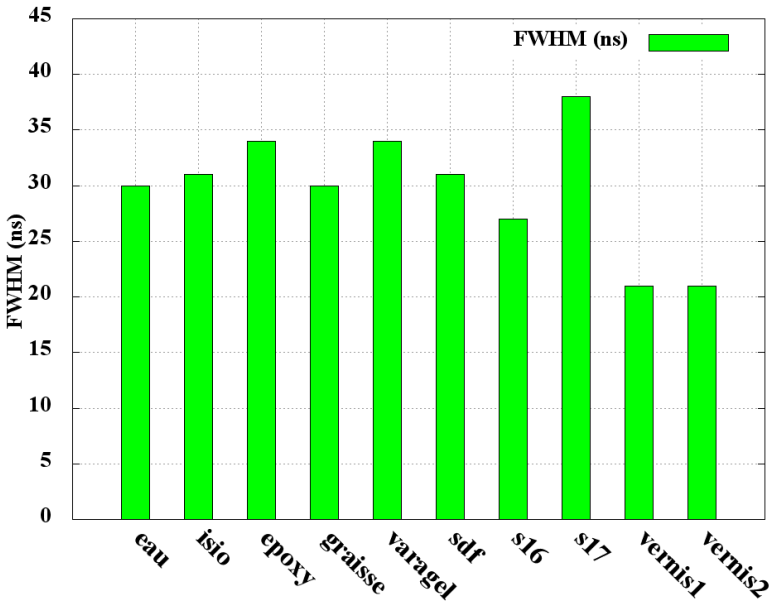


FIGURE D.5 – Résumé des durées à mi-hauteur du signal de vitesse pour les différents confinements

Annexe E

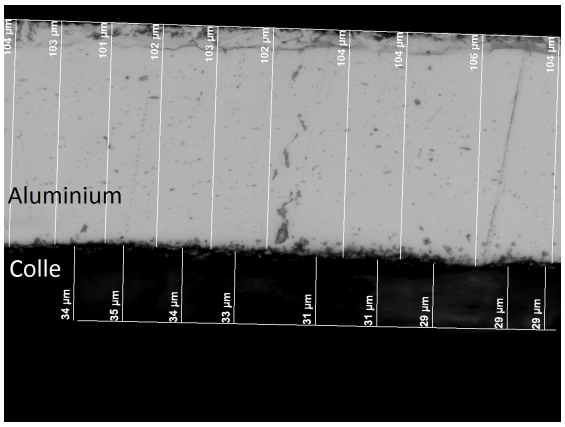
Caractérisation des revêtements thermo-protecteur

Pour les mesures effectuées par profilométrie, la prise en compte de la rugosité de l'adhésif ainsi que les multiples causes d'erreur liées à son application ont été considérées. En effet, lors de l'application de l'adhésif, il est possible que la colle "s'écrase" modifiant ainsi son épaisseur et ses propriétés mécaniques. De plus, il est possible que l'aluminium de l'adhésif soit écroui, modifiant aussi ses propriétés. Par conséquent, afin de minimiser les erreurs possibles, un protocole précis a été mis en place pour appliquer les adhésifs. Afin de pouvoir discriminer l'épaisseur de colle de l'épaisseur d'aluminium, deux types de mesures ont été effectués : une mesure de l'épaisseur totale de l'adhésif et une mesure de l'épaisseur d'aluminium seule. Par déduction, il est alors possible de remonter à l'épaisseur de colle présent dans l'adhésif. Pour mesurer l'épaisseur de l'aluminium seul, on enlève la colle avec de l'éthanol. Dans chaque configuration, plusieurs séries de mesures ont été réalisées afin de moyenner les résultats obtenus.

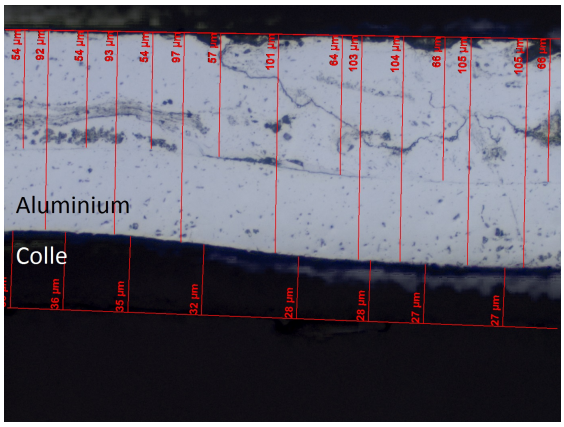
D'autres mesures d'épaisseur ont été faites par microscopie optique. Pour réaliser les mesures, les différents scotchs ont été appliqués sur une lame de verre puis enrobé à froid. Les différentes photos obtenues après polissage des coupes transverses sont présentées dans la figure E.1. Ces images ont été obtenues avec un microscope optique Zeiss et un grandissement x50. La largeur des photos étant de 200 µm, on n'a qu'un petit aperçu du scotch qui a été déposée. Le choix de ces 200 µm s'est porté sur la qualité des photos obtenues. En effet, une des conséquences du polissage est le dépôt, sur la colle, d'une fine couche d'abrasif que l'on retrouve sur certaines images. Ces dépôts empêchent la réalisation de mesures précises car il est difficile de délimiter avec précision l'interface colle/aluminium et verre/colle. Un problème se pose néanmoins pour l'adhésif n°16. La couleur noire du scotch présente le désavantage de ne pas réfléchir la lumière. Il est donc difficile de pouvoir discerner l'interface résine d'enrobage/plastique. Pour cela, un second adhésif en aluminium a été déposé

sur le premier afin d'être sûr de discerner l'interface. Cet empilement de scotch explique les nombreuses interfaces visibles sur la figure E.1 (h). L'ensemble des résultats obtenus quant à la mesure des différentes épaisseurs composant le scotch est résumé dans la figure E.2.

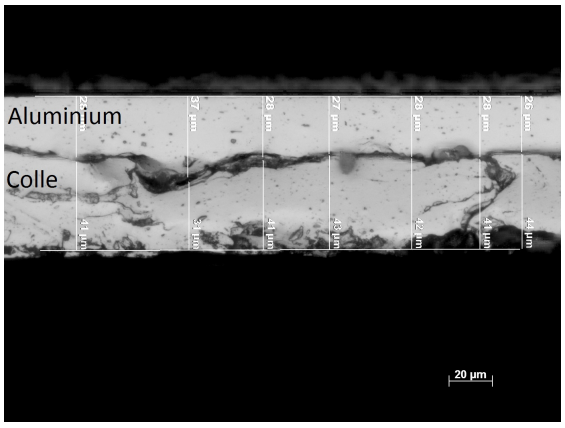
On remarque certains écarts entre les différents types de mesure. Ces écarts sont de l'ordre de 10% excepté pour les scotchs qui présentent des particularités. Ces écarts peuvent s'expliquer de différentes manières. En effet, dans le cadre de notre étude, il a été difficile de définir un protocole d'application des scotchs totalement reproductible. On peut donc d'attendre à des différences lors des mesures. De plus, la rugosité des scotchs rentre aussi en compte. Plus la rugosité du scotch est importante plus le résultat des mesures sera moyenné. Par ailleurs, il y a une différence entre la mesure par profilométrie et celle effectuée par microscopie. La microscopie réduit la plage de mesure. Elle s'appuie donc sur moins de données expérimentales. De plus, la préparation des échantillons pour la microscopie (enrobage, découpe, polissage), qui peut induire des modifications au niveau de l'interface. Ainsi, si on considère que l'épaisseur de l'adhésif n'est pas homogène, les deux méthodes de mesure peuvent donner des résultats différents. Néanmoins, à la vue des résultats obtenus (figure E.2) et en considérant toutes les sources d'erreur décrites précédemment, on peut considérer que les résultats concordent.



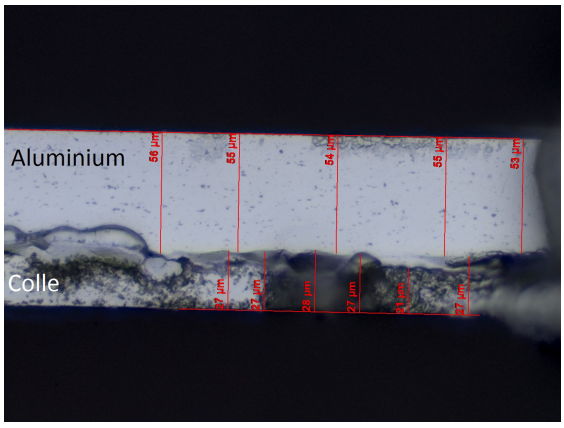
(a) Adhésif n°5



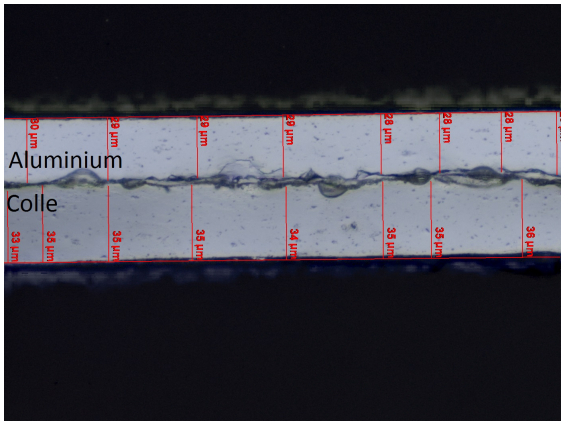
(b) Adhésif n°6



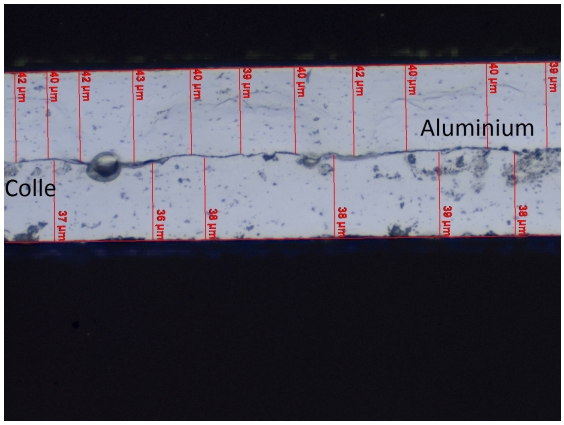
(c) Adhésif n°8



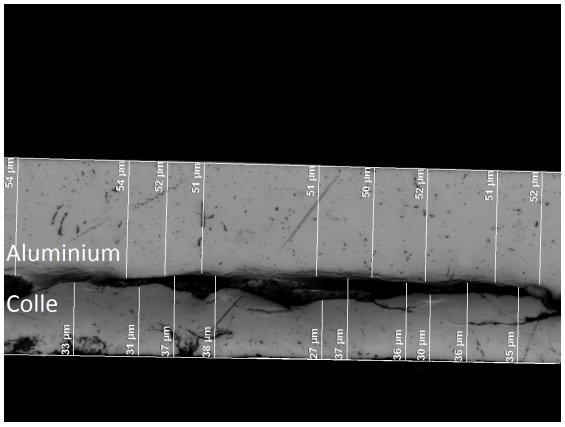
(d) Adhésif n°9



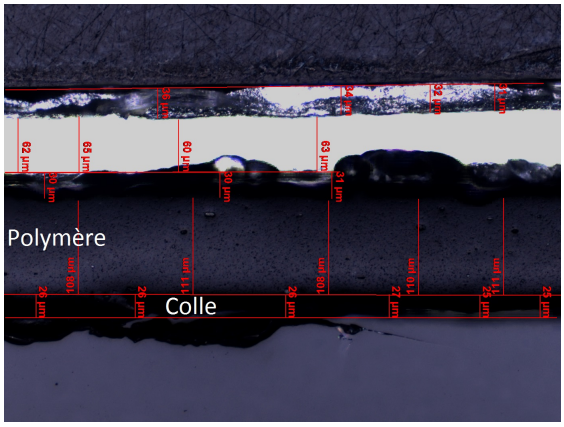
(e) Adhésif n°10



(f) Adhésif n°11



(g) Adhésif n°12



(h) Adhésif n°16

FIGURE E.1 – Photo des coupes transverses pour différents adhésifs.

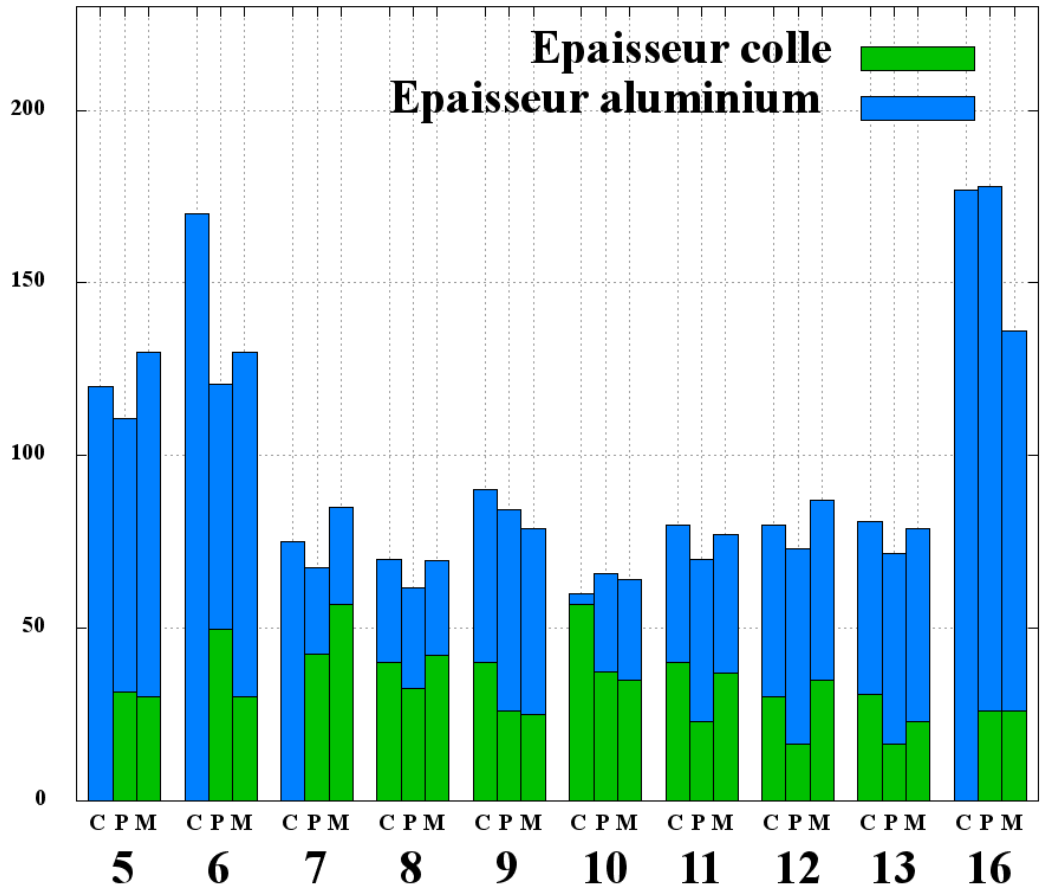


FIGURE E.2 – Résumé des épaisseurs des différents scotchs (C) Constructeur, (P) Profilomètre, (M) Microscope optique

Bibliographie

[Anderholm, 1970] Anderholm, N. C. (1970). LASER-GENERATED STRESS WAVES. Applied Physics Letters, 16(3) :113. 3, 9, 24

[Antoun et al., 2002] Antoun, T., Seaman, L., Curran, D., Kanel, G., and Razonerov, S. (2002). Utkin A. V. Spall Fracture. 34, 188

[Arrigoni, 2004] Arrigoni, M. (2004). Etude de l'influence des rugosités d'interface, de porosités et de l'épaisseur d'échantillon sur la propagation des chocs laser dans des systèmes revêtus : application au procédé LASAT (LASer Adhérence Test). PhD thesis, Poitiers. 3, 38, 41, 69

[Auroux et al., 2001] Auroux, E., Boustie, M., Romain, J., Bertheau, D., Peyre, P., Berthe, L., and Bartnicki, E. (2001). Debonding study of Ni-base substrate/Pt coatings interfaces using laser shock waves : characterization of the targets and experimental study. Surface and Coatings Technology, 138(2) :269–277. 41

[Barker and Hollenbach, 1972] Barker, L. and Hollenbach, R. (1972). Laser interferometer for measuring high velocities of any reflecting surface. Journal of Applied Physics, 43(11) :4669–4675. 61

[Barradas, 2004] Barradas, S. (2004). Etude, à l'aide du choc laser, des mécanismes d'adhérence aux interfaces Cu/Al et Cu/Cu obtenues par projection thermique. PhD thesis, Thèse Sciences et Génie des Matériaux, Centre des Matériaux PM Fourt, Mines de Paris, ENSMP. viii, 3, 38, 39, 41

[Bennett et al., 1994] Bennett, G., Wark, J., Heading, D., Woolsey, N., He, H., Cauble, R., Lee, R., and Young, P. (1994). Production of strongly coupled plasmas by the laser irradiation of thin metallic films confined within micrometer-scale gaps by transparent insulators. Physical Review E, 50(5) :3935. 27

[Berthe, 1998] Berthe, L. (1998). Processus de claquage de milieux transparents sous irradiation laser. Application au choc laser en régime de confinement par eau. PhD thesis. vii, 4, 16, 17, 18, 19, 20, 22, 85, 136

[Berthe et al., 1999] Berthe, L., Fabbro, R., Peyre, P., and Bartnicki, E. (1999). Wavelength dependent of laser shock-wave generation in the water-confinement regime. Journal of Applied Physics, 85(11) :7552–7555. 20

[Berthe et al., 1997] Berthe, L., Fabbro, R., Peyre, P., Tollier, L., and Bartnicki, E. (1997). Shock waves from a water-confined laser-generated plasma. Journal of Applied Physics, 82(6) :2826–2832. 20

[Boccaccini and Fan, 1997] Boccaccini, A. and Fan, Z. (1997). A new approach for the Young's modulus-porosity correlation of ceramic materials. Ceramics International, 23(3) :239–245. 156

[Bolis, 2004] Bolis, C. (2004). Étude numérique et expérimentale de la séparation par chocs brefs d'interface de revêtements multi-couches. Application au test d'adhérence par chocs laser. PhD thesis, Université de Poitiers. 3, 35, 37, 38, 41, 64, 69, 70, 145, 150, 167, 179

[Boustie and Cottet, 1991] Boustie, M. and Cottet, F. (1991). Experimental and numerical study of laser induced spallation into aluminum and copper targets. Journal of applied physics, 69(11) :7533–7538. 19

[Boustie et al., 2007] Boustie, M., Cuq-Lelandais, J. P., Bolis, C., Berthe, L., Barradas, S., Arrigoni, M., de Resseguier, T., and Jeandin, M. (2007). Study of damage phenomena induced by edge effects into materials under laser driven shocks. Journal of Physics D : Applied Physics, 40(22) :7103–7108. 39

[Burgoyne and Daraio, 2014] Burgoyne, H. A. and Daraio, C. (2014). Strain-rate-dependent model for the dynamic compression of elastoplastic spheres. Physical Review E, 89(3) :032203. 154

[Casarcia et al., 1996] Casarcia, D. A., Cowie, W. D., and Mannava, S. (1996). Laser shock peened bearings. Google Patents. US Patent 5,584,586. 32

[Chen and Bull, 2010] Chen, J. and Bull, S. (2010). Approaches to investigate delamination and interfacial toughness in coated systems : an overview. Journal of Physics D : Applied Physics, 44(3) :034001. i

[Cuq-Lelandais, 2010] Cuq-Lelandais, J.-P. (2010). Etude du comportement dynamique de matériaux sous choc laser subpicoseconde. PhD thesis, ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechique-Poitiers. ix, 41, 42, 69

[Cuq-Lelandais et al., 2010] Cuq-Lelandais, J.-P., Boustie, M., Soulard, L., Berthe, L., De Rességuier, T., Combis, P., Bontaz-Carion, J., and Lescoute, E. (2010). Study of spallation by sub-picosecond laser driven shocks in metals. EPJ Web of Conferences, 10 :00014. 94

[DARQUEY, 1989] DARQUEY, P. (1989). Ondes de choc et acceleration de feuilles minces par impulsion laser en interaction confinee : tests d'application a la compaction dynamique de poudres metalliques. PhD thesis, Poitiers. 24

[De Resseguier et al., 1996] De Resseguier, T., Couturier, S., Boustie, M., David, J., Nierat, G., and Bauer, F. (1996). Characterization of laser-driven shocks of high intensity using piezoelectric polymers. Journal of applied physics, 80(7) :3656–3661. 19

[Devaux, 1993] Devaux, D. (1993). Caractérisation des plasmas formés par laser impulsionnel en géométrie confinée. Application au choc laser. PhD thesis. vii, 10, 16, 17, 20, 23, 24

[Devaux et al., 1991] Devaux, D., Fabbro, R., and Virmont, J. (1991). Generation of shock waves by laser-matter interaction in confined geometries. Le Journal de Physique IV, 1(C7) :C7–179. 23

[Ecault et al., 2013] Ecault, R., Boustie, M., Touchard, F., Pons, F., Berthe, L., Chocinski-Arnault, L., Ehrhart, B., and Bockenheimer, C. (2013). A study of composite material damage induced by laser shock waves. Composites Part A : Applied Science and Manufacturing, 53 :54–64. 4, 39, 40, 44, 53

[Epishin et al., 1988] Epishin, I., Suslov, V., and Yanushkevich, V. (1988). Determination of adhesion strengh of film structures of components in electronic devices using laser shock waves. Fizika i Khimiya Obrabovki Materialov, 22(5) :80–84. 38

[Erb et al., 1997] Erb, U., Palumbo, G., Szpunar, B., and Aust, K. (1997). Electrodeposited vs. consolidated nanocrystals : differences and similarities. Nanostructured Materials, 9(1) :261–270. 156

[Fabbro et al., 1990] Fabbro, R., Fournier, J., Ballard, P., Devaux, D., and Virmont, J. (1990). Physical study of laser-produced plasma in confined geometry. Journal of applied physics, 68(2) :775–784. 24, 85

[Fabre, 2013] Fabre, G. (2013). Influence des propriétés optiques et de l'endommagement de barrières thermiques EB-PVD pour la mesure d'adhérence par choc laser LASAT-2D. PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris. 69, 153, 155

[Fairand and Clauer, 1976] Fairand, B. P. and Clauer, A. H. (1976). Effect of water and paint coatings on the magnitude of laser-generated shocks. Optics Communications, 18(4) :588–591. 3, 21

[Fairand and Clauer, 1979] Fairand, B. P. and Clauer, A. H. (1979). Laser generated stress waves : Their characteristics and their effects to materials. volume 50, pages 27–42. AIP. 19, 21, 23

[Ferrigno et al., 2001] Ferrigno, S. J., McAllister, K. G., and Mannava, S. (2001). Laser shock peened gas turbine engine seal teeth. Google Patents. US Patent 6,200,689. 32

[Fournier, 1989] Fournier, J. (1989). Generation d'ondes de choc par laser pulse de forte energie : Applications mecaniques et metallurgiques. 9, 20, 24

[Fox, 1974] Fox, J. A. (1974). Effect of water and paint coatings on laser-irradiated targets. Applied Physics Letters, 24(10) :461. 9, 19, 21

[Garban-Labaune et al., 1982] Garban-Labaune, C., Fabre, E., Max, C., Fabbro, R., Amiranoff, F., Virmont, J., Weinfeld, M., and Michard, A. (1982). Effect of laser wavelength and pulse duration on laser-light absorption and back reflection. Physical Review Letters, 48(15) :1018. 10

[Gassot et al., 2001] Gassot, H., Ji, V., Grandsire, L., Le Goff, A., Jeandin, M., Junquera, T., Le Scornet, J., and Guipont, V. (2001). Caractérisations mécaniques des dépots de cuivre réalisés par projection thermique. Technical report. xiv, 156, 157

[Gay et al., 2012] Gay, E., Berthe, L., Boustie, M., Arrigoni, M., Mercier, P., and Bénier, J. (2012). Étude expérimentale de l'endommagement de composites sous choc LASER. Matériaux & Techniques, 100(6-7) :703–712. viii, 39, 41

[Guetta, 2010] Guetta, S. (2010). Influence des conditions d'impact sur l'adhérence de cuivre projeté dynamiquement sur de l'aluminium. PhD thesis, École Nationale Supérieure des Mines de Paris. 69

[Gupta and Argon, 1990] Gupta, V. and Argon, A. (1990). Measurement of Interface Strength by Laser Pulse Induced Spallation. In MRS Proceedings, volume 188, page 245. Cambridge Univ Press. 38

[Gupta and Yuan, 1993] Gupta, V. and Yuan, J. (1993). Measurement of interface strength by the modified laser spallation technique. II. Applications to metal/ceramic interfaces. Journal of Applied Physics, 74(4) :2397–2404. 38

[Hong and Chengye, 1998] Hong, Z. and Chengye, Y. (1998). Laser shock processing of 2024-T62 aluminum alloy. Materials Science and Engineering : A, 257(2) :322–327. 21

[Hutchinson and Suo, 1991] Hutchinson, J. W. and Suo, Z. (1991). Mixed mode cracking in layered materials. Advances in applied mechanics, 29 :63–191. 193

[Kanel and Fortov, 1987] Kanel, G. and Fortov, V. (1987). Mechanical properties of condensed media under high-intensity impact loading(Mekhanicheskie svoistva kondensirovannykh sred pri intensivnykh umpul'snykh vozdeistviiakh). Uspekhii Mekhaniki-Advances in Mechanics, 10(3) :3–82. 167

[Kromer et al., 2016] Kromer, R., Costil, S., Cormier, J., Berthe, L., Peyre, P., and Courapied, D. (2016). Laser Patterning Pretreatment before Thermal Spraying : A Technique to Adapt and Control the Surface Topography to Thermomechanical Loading and Materials. Journal of Thermal Spray Technology, 25(3) :401–410. x, 75, 76, 190, 193

[Laporte, 2011] Laporte, D. (2011). Analyse de la réponse d'assemblages collés sous des sollicitations en dynamique rapide. Essais et modélisations. PhD thesis, ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechique-Poitiers. 39, 41

[Laporte et al., 2011] Laporte, D., Malaise, F., Boustie, M., Buzaud, E., Chevalier, J.-M., Team, C. C., Team, C. C., and others (2011). Tensile strength of aluminum-epoxy resin composite

structure under high strain rate conditions. In APS Shock Compression of Condensed Matter Meeting Abstracts, volume 1, page 1005. 39

[Laporte et al., 2009] Laporte, D., Malaise, F., Hereil, P.-L., Buzaud, E., and Chevalier, J.-M. (2009). Response of bonded assembly under shock wave loading. In DYMAT-International Conference on the Mechanical and Physical Behaviour of Materials under Dynamic Loading, volume 2, pages 1745–1751. EDP Sciences. 39

[Mannava et al., 1996] Mannava, S., Cowie, W. D., and Ferrigno, S. J. (1996). Laser shock peening surface enhancement for gas turbine engine high strength rotor alloy repair. Google Patents. US Patent 5,525,429. 32

[Mannava et al., 1997] Mannava, S., McDaniel, A. E., Cowie, W. D., Halila, H., Rhoda, J. E., and Gutknecht, J. E. (1997). Laser shock peened gas turbine engine fan blade edges. Google Patents. US Patent 5,591,009. 32

[Marot, 2007] Marot, G. (2007). Modélisation de l'essai d'indentation interfaciale et confrontation aux essais normalisés pour la détermination de l'adhérence de revêtements obtenus par projection thermique. PhD thesis, Lille 1. i

[Nutt et al., 1989] Nutt, G. L., Lai, W., Froeschner, K. E., and King, W. E. (1989). Measurement of bond strength at metal/ceramic interfaces. In MRS Proceedings, volume 153, page 385. Cambridge Univ Press. 38

[O'Keefe, 1972] O'Keefe, J. (1972). Laser-induced stress-wave and impulse augmentation. Applied Physics Letters, 21(10) :464. 19

[OKEEFE et al., 1969] OKEEFE, J., Crouse, D., Skeen, C., and York, C. (1969). DYNAMICS OF INERTIALLY CONFINED LASER INDUCED PLASMAS. In BULLETIN OF THE AMERICAN PHYSICAL SOCIETY, volume 14, page 839. AMER INST PHYSICS CIRCULATION FULFILLMENT DIV, 500 SUNNYSIDE BLVD, WOODBURY, NY 11797-2999. 24

[Peercy et al., 1970] Peercy, P., Jones, E., Bushnell, J., and Gobeli, G. (1970). Ultrafast rise time laser-induced stress waves. Applied Physics Letters, 16 :120–122. 19

[Peyre et al., 2000a] Peyre, P., Berthe, L., Fabbro, R., and Sollier, A. (2000a). Experimental determination by PVDF and EMV techniques of shock amplitudes induced by 0.6-3 ns laser pulses in a confined regime with water. Journal of physics D : Applied physics, 33(5) :498. viii, 19, 20, 22, 136

[Peyre and Fabbro, 1995] Peyre, P. and Fabbro, R. (1995). Laser shock processing : a review of the physics and applications. Optical and Quantum Electronics, 27(12) :1213–1229. 19

[Peyre et al., 2000b] Peyre, P., Scherpereel, X., Berthe, L., Carboni, C., Fabbro, R., Beranger, G., and Lemaitre, C. (2000b). Surface modifications induced in 316l steel by laser peening and shot-peening. Influence on pitting corrosion resistance. Materials Science and Engineering : A, 280(2) :294–302. 22

[Pons, 2016] Pons, E. (2016). Propriétés d'adhérence de revêtements projetés plasma sur substrats fragiles : caractérisation et identification de lois d'interface par Modèles de Zones Cohésives. PhD thesis, Université Grenoble Alpes. xvi, ii

[Pronin et al., 1993] Pronin, A., Gupta, V., Yuan, J., Chawla, K., and Vaidya, R. (1993). Tensile strength of interface between SnO2 coating and alumina substrate. Scripta metallurgica et materialia, 28(11) :1371–1376. 38

[Romashko et al., 1985] Romashko, E., Rudin, G., and Shabunya, S. (1985). Propagation of an absorption wave in a transparent liquid under the action of a laser pulse of nanosecond duration. Pis' ma Zh. Tekh. Fiz., ii, (8) :455–459. 23

[Sano et al., 1997] Sano, Y., Mukai, N., Okazaki, K., and Obata, M. (1997). Residual stress improvement in metal surface by underwater laser irradiation. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms, 121(1) :432–436. 32

[Sano et al., 2006] Sano, Y., Obata, M., Kubo, T., Mukai, N., Yoda, M., Masaki, K., and Ochi, Y. (2006). Retardation of crack initiation and growth in austenitic stainless steels by laser peening without protective coating. Materials Science and Engineering : A, 417(1) :334–340. 32

[Schoen and Campillo, 1984] Schoen, P. and Campillo, A. (1984). Characteristics of compressional shocks resulting from picosecond heating of confined foils. Applied Physics Letters, 45(10) :1049–1051. 19, 20

[Sollier, 2002] Sollier, A. (2002). Etude des plasmas générés par interaction laser-matière en régime confiné. Application au traitement des matériaux par choc laser. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie. vii, viii, 4, 10, 11, 12, 14, 15, 16, 18, 20, 22, 26, 130, 135, 136, 137, 150

[Spriggs, 1961] Spriggs, R. (1961). Expression for effect of porosity on elastic modulus of polycrystalline refractory materials, particularly aluminum oxide. Journal of the American Ceramic Society, 44(12) :628–629. 156

[Tollier, 1996] Tollier, L. (1996). Caractérisation de chocs-laser à éclairements modérés par interférométrie Doppler VISAR. Application à l'étude de l'endommagement par écaillage de matériaux métalliques. PhD thesis. viii, 34

[Tuler and Butcher, 1968] Tuler, F. R. and Butcher, B. M. (1968). A criterion for the time dependence of dynamic fracture. International Journal of Fracture Mechanics, 4(4) :431–437. 167

[Vossen, 1978] Vossen, J. (1978). Measurements of film-substrate bond strength by laser spallation. In Adhesion Measurement of Thin Films, Thick Films, and Bulk Coatings. ASTM International. 38

[Weyl, 1989] Weyl, G. (1989). Physics of laser-induced breakdown. In Laser-induced plasmas and applications. 16

[White, 1963] White, R. M. (1963). Elastic Wave Generation by Electron Bombardment or Electromagnetic Wave Absorption. Journal of Applied Physics, 34(7) :2123. 9

[Wu and Shin, 2005] Wu, B. and Shin, Y. C. (2005). A self-closed thermal model for laser shock peening under the water confinement regime configuration and comparisons to experiments. Journal of Applied Physics, 97(11) :113517. 23

[Wu and Shin, 2007a] Wu, B. and Shin, Y. C. (2007a). A one-dimensional hydrodynamic model for pressures induced near the coating-water interface during laser shock peening. Journal of applied physics, 101(2) :023510. 23

[Wu and Shin, 2007b] Wu, B. and Shin, Y. C. (2007b). Two dimensional hydrodynamic simulation of high pressures induced by high power nanosecond laser-matter interactions under water. Journal of applied physics, 101(10) :103514. 23

[Wu et al., 2011] Wu, X., Duan, Z., Song, H., Wei, Y., Wang, X., and Huang, C. (2011). Shock pressure induced by glass-confined laser shock peening : Experiments, modeling and simulation. Journal of Applied Physics, 110(5) :053112. 23

[Yang, 1974] Yang, L. (1974). Stress waves generated in thin metallic films by a Q-switched ruby laser. Journal of Applied Physics, 45(6) :2601–2608. 9, 19

[Zhang and Yao, 2001] Zhang, W. and Yao, Y. L. (2001). Modeling and simulation improvement in laser shock processing. Proc. ICALEO'2001. 27

Articles et communications scientifiques

Revues internationales à comité de lecture (référencés dans Scopus)

— D. Courapied, R. Kromer, L. Berthe, P. Peyre, S. Costil, J. Cormier, M. Boustie, X. Milhet, *" Laser adhesion test for thermal sprayed coatings on textured surface by laser "*, **Journal of Laser Applications** 28, 022509 (2016) ; (DOI : 10.2351/1.4944451)

— R. Kromer, S. Costil, J. Cormier, D. Courapied, L. Berthe, P. Peyre, *" Laser patterning pre-treatment before thermal spraying : a technique to adapt and control the surface topography to thermomechanical loading and materials "*, **Journal of Thermal Spray Technology**, 25, 401-410, 2016, doi.org/10.1007/s11666-016-0386-8

— D. Courapied, L. Berthe, P. Peyre, F. Coste, J.-P. Zou, A.-M. Sautivet, *« Laser-delayed double shock-wave generation in water-confinement regime »*, **Journal of Laser Applications** 27, S29101 (2015) ; (DOI : 10.2351/1.4906382)

— R. Kromer, S. Costil, J. Cormier, D. Courapied, L. Berthe, P. Peyre, M. Boustie, *« Laser surface patterning to enhance adhesion of plasma sprayed coatings »*, **Surface and Coatings Technology**, 278, 171-182, 2015, doi.org/10.1016/j.surfcoat.2015.07.022

Conférences internationales avec actes et comité de lecture

— D. Courapied, L. Berthe, P. Peyre, F. Coste, J.-P. Zou, A.-M. Sautivet, *" Laser-delayed double shock-wave generation in water-confinement regime "*, **33rd international congress on applications of lasers** & **electro-optics, ICALEO**, Octobre 2014, San diego, USA (CA)

— D. Courapied, R. Kromer, L. Berthe, P. Peyre, S. Costil, J. Cormier, M. Boustie, X. Milhet, *" Laser adhesion test for thermal sprayed coatings on textured surface by laser "*, **34th international congress on applications of lasers** & **electro-optics, ICALEO**, Octobre 2015, Atlanta, USA (GA)

— R. Kromer, S. Costil, J. Cormier, D. Courapied, L. Berthe, P. Peyre, *" Laser patterning pre-treatment before thermal spraying : a technique to adapt and control the surface*

topography to thermomechanical loading and materials ", **International Thermal Spray conference, ITSC2015**, 11-14 Mai 2015, LongBeach, USA (CA).

Conférences internationales sans actes

— D. Courapied, R. Kromer, L. Berthe, P. Peyre, S. Costil, J. Cormier, M. Boustie, *" Physical understanding of the water confined plasma regime for laser shock processing "*, **5th international conference on laser peening** & **related phenomena, ICLPRP**, Mai 2015, Cincinnati, USA (OH)

Conférences nationales et colloques sans actes

— D. Courapied, R. Kromer, L. Berthe, P. Peyre, S. Costil, J. Cormier, M. Boustie, X. Milhet, *" Étude de l'adhérence de dépôts Ni/Al sur Al produits par projection thermique grâce à la technique LASAT avec deux impulsions Laser "*, **Matériaux 2014**, Novembre 2014, Montpellier, France

— D. Courapied, L. Berthe, P. Peyre, M.Sagnard, S. Bardy, C. Gorny, Y. Rouchausse, F. Coste, *"Applications of laser-generated shock waves : From Laser Shock Peening (LSP) to LASer Adhesion Test (LASAT) "*, **40 ans de mécanique numérique**, Compiègne, 26 – 27 novembre 2015

Interaction laser matière en régime de confinement par eau avec deux impulsions laser. Application au test d'adhérence par choc laser.

RESUME:

Le choc laser est un procédé de plus en plus répandu qui utilise l'énergie laser pour générer des ondes de choc et inclure des effets mécaniques dans les matériaux ciblés. Lorsque l'énergie laser est absorbée par la cible, un plasma d'interaction est créé à la surface du matériau. Ce plasma, lors de sa détente, génère une onde de choc qui se propage. Les travaux effectués dans le cadre de cette thèse s'inscrivent donc dans une démarche globale de compréhension des phénomènes liés à l'interaction laser-matière. Dans le domaine des ondes de choc générées par laser, on peut distinguer deux procédés : Le traitement de surface par choc laser (LSP - Laser Shock Peening) et le test d'adhérence par choc laser (LASAT - LASer Adhesion Technique). Aujourd'hui la question se pose sur les limitations des procédés de choc par laser et sur les solutions à mettre en place pour pallier à leurs limitations. Des idées sur l'amélioration des confinements, comme substitution à l'eau, ou encore l'optimisation des revêtements protecteurs ont été proposées. Par ailleurs, au cours de ces travaux de thèse, l'utilisation de deux impulsions laser a permis, dans le cas du procédé LASAT, l'optimisation de la traction générée aux interfaces des multi-matériaux et ainsi de rendre le procédé plus robuste. De plus, dans le cas du procédé LSP, les aspects de rentabilité liés à la cadence de traitement ont été étudiés. Finalement, que ce soit pour les décalages en temps faibles (entre 0 et 1000 ns) ou bien les décalages importants (entre 200µs à 200ms), l'étude des phénomènes liés à l'interaction laser-matière a permis de franchir certaines limitations pour les deux procédés.

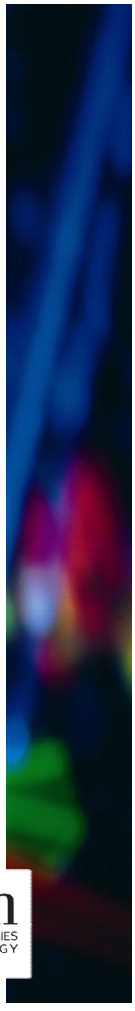
Mots clés : (Interaction laser-matière, Régime confiné, Onde de choc, Plasma, VISAR)

Laser-matter interaction in water confinement regime for two laser pulses. Application for the LASer Adhesion Technique (LASAT).

ABSTRACT:

The laser shock wave generation is a novel process becoming more and more common. The shock waves are used to generate mechanicals effects in the sample. The laser absorption results in the creation of a plasma at the surface. This plasma during its expansion creates a shock wave propagating through the sample. This work aims to study the various phenomena involved in the laser-matter interaction. In the field of laser generated shock waves, two different processes exist: the Laser Shock Peening (LSP) and the LASer Adhesion Technique (LASAT). The new challenge deals with the limitations of those processes and the solutions to be setting up to improve them. Some ideas concerning the confinement improvement as water substitution or thermal coatings optimization are suggested in this work. Moreover, the use of double delayed laser pulses allows, for LASAT, the location of main tensile stresses near interfaces. However, for LSP, some aspects linked to the peening rate are investigated here. Last but not least, whether the very short (0 to 1000 ns) or very long delays (from 200 µs to 200 ms), the study of the laser-matter interaction phenomena allows to overcome some limitations for both laser shock processes.

Keywords : (laser-matter interaction, Shock waves, Plasma, VISAR)



ARTS ET MÉTIERS ParisTech

ParisTech
INSTITUT DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES
PARIS INSTITUTE OF TECHNOLOGY