



HAL
open science

Etude des plasmas générés par interaction laser-matière en régime confiné. Application au traitement des matériaux par choc laser.

Arnaud Sollier

► **To cite this version:**

Arnaud Sollier. Etude des plasmas générés par interaction laser-matière en régime confiné. Application au traitement des matériaux par choc laser.. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université de Versailles-Saint Quentin en Yvelines, 2002. Français. NNT : . tel-00089243

HAL Id: tel-00089243

<https://theses.hal.science/tel-00089243>

Submitted on 16 Aug 2006

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.

**UNIVERSITÉ DE VERSAILLES SAINT-QUENTIN-EN-YVELINES
U.F.R. DE SCIENCES**

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE VERSAILLES ST-QUENTIN

Spécialité : **PHYSIQUE**

par

Arnaud SOLLIER

Etude des plasmas générés par interaction laser-matière en régime confiné. Application au traitement des matériaux par choc laser.

Directeur de thèse : Rémy FABBRO

Soutenue le 24 septembre 2002 devant la Commission d'Examen composée de :

MM.	G. CERNOGORA	Professeur à l'Université de Versailles St-Quentin	Président
	J-C. GAUTHIER	Directeur de recherche au CNRS, LULI, Palaiseau	Rapporteur
	M. BOUSTIE	Chargé de recherche au CNRS, LCD, Poitiers	Rapporteur
	R. FABBRO	Directeur de recherche au CNRS, LALP, Arcueil	Examineur
	J-L. BOBIN	Professeur à l'Université Pierre et Marie Curie	Examineur
	L. BERTHE	Chargé de recherche au CNRS, LALP, Arcueil	Examineur

Résumé :

Ce travail de thèse est consacré à l'étude des plasmas générés par interaction laser-matière en régime confiné, et plus particulièrement à leur application au traitement des matériaux par choc laser.

Afin de mieux comprendre les phénomènes physiques mis en jeu dans ce régime d'interaction particulier, une modélisation originale du procédé a été développée. Un code numérique traitant les processus de claquage dans l'eau de confinement permet dans un premier temps de déterminer les caractéristiques (intensité crête et durée à mi-hauteur) de l'impulsion laser transmise à travers la fenêtre de confinement. Un modèle hydrodynamique auto-consistant traitant les plasmas confinés (plasmas froids et denses, corrélés et partiellement dégénérés) utilise ensuite ces paramètres pour calculer les chargements mécaniques et thermiques induits à la surface de la cible traitée. Pour terminer, ces chargements sont utilisés en entrée du code aux éléments finis ABAQUS afin de simuler les contraintes résiduelles d'origine mécanique et thermique induites par le traitement.

Les résultats de ces simulations ont été validés par comparaison avec différentes mesures expérimentales réalisées pour des conditions d'irradiation laser (longueurs d'ondes de 1064 nm et de 532 nm, durées d'impulsion de 3 ns et 10 ns) typiques des conditions opératoires réelles utilisées au niveau industriel.

Ces résultats montrent que les petites taches focales permettent de limiter fortement le chauffage de la cible par le plasma confiné, et donc de s'affranchir des effets thermiques induits par le traitement. Ils ouvrent donc de nouvelles perspectives quant à la réalisation du traitement par choc laser sans utiliser de revêtement thermo-protecteur. Par ailleurs, ils permettant d'expliquer les résultats obtenus avec la configuration de traitement développée par Toshiba (très petites taches focales, haute cadence, pas de revêtement protecteur), qui demeuraient incompris jusqu'alors.

Mots clés :

Choc laser
Ondes de choc
Interaction laser-matière
Plasmas corrélés
Plasmas de claquage
Simulation numérique
Contraintes résiduelles

Remerciements

Cette étude a été réalisée au Laboratoire pour l'Application des Lasers de Puissance (LALP) à Arcueil, au sein de la Coopération Laser Franco-Allemande (CLFA).

Je tiens tout d'abord à remercier Rémy Fabbro, directeur du LALP, pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire et pour avoir dirigé ce travail de recherche en me faisant partager son enthousiasme et bénéficier de sa grande expérience de physicien.

Mes remerciements vont également à Michel Boustie, chargé de recherche au LCD (ENSMA Poitiers), et à Jean-Claude Gauthier, directeur de recherche au LULI (Ecole Polytechnique), pour avoir bien voulu examiner et juger ce travail, ainsi qu'à messieurs Jean-Louis Bobin et Guy Cernogora pour avoir accepté d'être membres de mon jury.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Laurent Berthe, qui a eu la tâche difficile d'encadrer le thésard le plus « grincheux » du CLFA. L'intérêt constant qu'il a porté à ce travail, et sa bonne humeur communicative ont fait de cette thèse une expérience très enrichissante, aussi bien sur le plan scientifique que sur le plan humain.

Les travaux présentés dans cette thèse n'auraient pu aboutir sans l'aide des membres du « choc team » du CLFA. Je remercie tout particulièrement Patrice Peyre qui m'a fait découvrir la mécanique et les ondes de choc au cours de nombreuses discussions, et sans qui je n'aurais pas pu réaliser les simulations ABAQUS présentées dans ce manuscrit. Je tiens également à remercier Eric Bartnicki, le plus compétent de tous les techniciens, pour sa disponibilité et son aide précieuse lors des expériences, ainsi que Cyril Bolis pour les nombreuses discussions que nous avons échangées et qui m'ont permis d'y voir un peu plus clair sur la programmation en Fortran 90.

Je voudrais également adresser mes remerciements à tous les membres (Michel, Thibaut, Martine, Patrick, et Michel) de l'équipe « ondes de choc » du Laboratoire de Combustion et de Détonique de Poitiers pour leur soutien et leur bonne humeur lors des expériences réalisées en commun au LULI.

Je remercie le personnel du Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI) pour son accueil et assistance technique lors des expériences réalisées sur leurs installations.

Je remercie vivement tout le personnel du LALP et du CLFA dont les compétences diverses m'ont aidé au cours de ce travail et avec qui j'ai noué des relations amicales qui dépassent largement le cadre de cette étude : Fred et Mehdi pour leur assistance informatique, Sophie pour avoir su égayer l'ambiance de notre bureau, ainsi que les anciens et nouveaux thésards (Karim, Thierry, Christelle, Aïcha, Mohammed, Cédric, ...) qui contribuent à créer une bonne ambiance dans ce laboratoire et à qui je souhaite bonne continuation.

Je remercie aussi Françoise Lenoir, Kyan Schahmaneche ainsi que toutes les personnes de l'UFR de physique de l'Université Paris VII qui m'ont accompagné au cours de mes trois années de monitorat.

Enfin un grand merci à ceux qui m'ont encouragé tout au long de mes études et sans qui rien de tout cela n'aurait été possible : à mes parents ...

Sommaire

INTRODUCTION.....	7
CHAPITRE I : LE TRAITEMENT DE SURFACE PAR CHOC LASER.....	11
I.1 HISTORIQUE DU PROCEDE	11
I.2 PRINCIPE PHYSIQUE DU TRAITEMENT PAR CHOC LASER	13
I.3 EFFETS INDUITS PAR LE TRAITEMENT.....	14
I.3.1 Effets mécaniques.....	14
I.3.2 Effets thermomécaniques lors d'un traitement sans revêtement	17
I.4 POSITION DU CHOC LASER VIS A VIS DU GRENAILLAGE DE PRECONTRAINTÉ	18
I.5 APPLICATIONS INDUSTRIELLES DU CHOC LASER	19
I.6 PROBLEMES DE MISE EN ŒUVRE.....	21
I.7 CONCLUSION	22
I.8 BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I.....	23
CHAPITRE II : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE DE L'INTERACTION LASER MATIERE EN REGIME CONFINE	27
II.1 LES PLASMAS CONFINES	28
II.1.1 Modélisation de l'interaction confinée	28
II.1.1.1 Modèles numériques	28
II.1.1.2 Modèle analytique.....	30
II.1.2 Travaux expérimentaux sur l'interaction confinée	38
II.1.2.1 Caractérisation de l'absorption du plasma confiné.....	38
II.1.2.2 Caractérisation des ondes de choc induites	40
II.1.2.2.a Influence du diagnostic de mesure	41
II.1.2.2.b Influence de la durée et du profil temporel de l'impulsion laser.....	42
II.1.2.2.c Influence de la longueur d'onde.....	45
II.1.2.2.d Influence du revêtement thermoprotecteur et de la nature du matériau cible.....	46
A. Influence sur l'interaction	47
B. Effet mécanique.....	48
II.1.2.2.e Influence de la dimension de la tâche focale.....	49
II.1.2.3 Mesures du taux d'ablation	49
II.1.2.4 Détermination expérimentale des paramètres microscopiques du plasma confiné.....	51
II.1.2.5 Visualisation du plasma confiné	54
II.2 LES PLASMAS DE CLAQUAGE DANS LES MILIEUX DIELECTRIQUES DE CONFINEMENT	56
II.2.1 Travaux expérimentaux sur les plasmas de claquages	57
II.2.1.1 Effets du claquage du milieu de confinement	57
II.2.1.2 Influence de la durée et du profil temporel de l'impulsion laser	59
II.2.1.3 Influence de la longueur d'onde.....	59
II.2.1.4 Visualisation des plasmas de claquages	60
II.2.2 Modélisation des phénomènes de claquages.....	61

II.3 CONCLUSION	63
II.4 BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II	64
CHAPITRE III : SIMULATION NUMERIQUE DES PROCESSUS DE CLAQUAGE DANS L'EAU DE CONFINEMENT	69
III.1 DESCRIPTION THEORIQUE DU MODELE	69
<i>III.1.1 Equation cinétique d'évolution de la densité électronique</i>	69
III.1.1.1 Taux d'ionisation par Multiphotoionisation (MPI).....	71
III.1.1.1.a Formule de Keldysh.....	71
III.1.1.1.b Formule de Grey Morgan	73
III.1.1.1.c Comparaison des deux théories	74
III.1.1.2 Taux d'ionisation par avalanche électronique.....	75
III.1.1.3 Termes de pertes.....	75
<i>III.1.2 Méthode de calcul</i>	77
III.2 VALIDATION DU MODELE	77
<i>III.2.1 Claquages dans l'eau pure</i>	77
III.2.1.1 Seuils de claquage en intensité	77
III.2.1.2 Evolution de la densité électronique	78
III.2.1.2.a Influence de la durée d'impulsion.....	79
III.2.1.2.b Influence de la longueur d'onde	80
<i>III.2.2 Claquages dans la silice</i>	81
III.2.2.1 Impulsions courtes.....	82
III.2.2.2 Impulsions longues	83
III.3 APPLICATION AU CHOC LASER	83
<i>III.3.1 Définition des paramètres</i>	83
III.3.1.1 Densité initiale d'électrons et critère de démarrage de l'avalanche	84
III.3.1.2 Critère de claquage	84
<i>III.3.2 Seuils de claquage en intensité</i>	85
<i>III.3.3 Influence de la fréquence de collision et de l'énergie moyenne des électrons</i>	88
III.4 APPLICATION AU CALCUL DES CARACTERISTIQUES DE L'IMPULSION LASER TRANSMISE A TRAVERS LE PLASMA DE CLAQUAGE	89
<i>III.4.1 Principe du calcul</i>	90
<i>III.4.2 Résultats</i>	91
III.4.2.1 Calculs de l'intensité maximale de l'impulsion transmise.....	91
III.4.2.2 Calculs de la durée à mi-hauteur de l'impulsion transmise.....	92
III.5 UTILISATION DES RESULTATS DU CODE DE CLAQUAGE DANS LE MODELE ANALYTIQUE DE L'INTERACTION CONFINEE	93
III.6 CONCLUSION	94
III.7 BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III	95
CHAPITRE IV : MODELISATION DE L'INTERACTION CONFINEE	99
IV.1 RAPPELS SUR LE MODELE ANALYTIQUE DE FABBRO <i>ET AL.</i> [IV-1]	99
<i>IV.1.1 Présentation du modèle ACCIC</i>	101

IV.1.2	Algorithme de base	101
IV.1.3	Modification du bilan d'énergie	103
IV.1.3.1	Prise en compte de l'absorption du plasma confiné.....	104
IV.1.3.2	Prise en compte des termes de pertes	104
IV.1.3.2.a	Pertes par vaporisation	104
IV.1.3.2.b	Pertes par conduction thermique	105
IV.1.3.2.c	Pertes radiatives.....	108
IV.1.4	Prise en compte de la loi de conservation de la masse.....	109
IV.1.5	Principe du calcul.....	110
IV.1.6	Relations de fermeture du modèle.....	113
IV.1.6.1	Généralités sur les plasmas confinés	113
IV.1.6.2	Loi d'ionisation	114
IV.1.6.2.a	Théorie de Saha-Boltzmann	115
IV.1.6.2.b	Modèle de Thomas-Fermi	116
IV.1.6.2.c	Interpolation de Desjarlais.....	118
IV.1.6.2.d	Comparaison des théories de Saha-Boltzmann, Thomas-Fermi, et Desjarlais.....	119
IV.1.6.2.e	Calcul de l'énergie d'ionisation.....	121
IV.1.6.3	Equation d'état	124
IV.1.6.3.a	Equation d'état électronique.....	125
IV.1.6.3.b	Correction due aux liaisons chimiques (courbe froide)	129
IV.1.6.3.c	Equation d'état ionique.....	130
A.	Modèle structural de Cowan	131
B.	Modèle empirique de Cowan.....	133
C.	Comparaison du modèle du gaz parfait avec le modèle de Cowan.....	134
IV.1.6.4	Loi d'ablation	135
IV.2	RESULTATS DES SIMULATIONS.....	137
IV.2.1	Exemple de simulation	137
IV.2.1.1	Pression et rendement d'interaction.....	139
IV.2.1.2	Epaisseur et densité du plasma confiné	140
IV.2.1.3	Flux de masse ablatée.....	140
IV.2.1.4	Température électronique et degré d'ionisation	140
IV.2.1.5	Paramètres de couplage et de dégénérescence.....	141
IV.2.2	Influence des relations de fermeture.....	141
IV.2.2.1	Influence de l'équation d'état	141
IV.2.2.2	Influence de la loi d'ionisation	144
IV.2.2.3	Influence de la loi d'ablation	145
IV.3	CONCLUSION	146
IV.4	BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV	147
CHAPITRE V : SOURCES LASER ET DIAGNOSTICS EXPERIMENTAUX.....		151
V.1	LES SOURCES LASER.....	151
V.1.1	Le laser impulsif Nd :Verre du CLFA	151
V.1.1.1	Mesure d'énergie	153
V.1.1.2	Profil temporel de l'impulsion laser.....	153

V.1.1.3 Mesure de la tâche focale.....	153
V.1.1.4 Calcul de la densité de puissance.....	154
V.1.2 La chaîne laser impulsionnelle 6 faisceaux du LULI.....	154
V.1.3 Le laser impulsionnel Continuum Powerlite 9000+	155
V.2 LES DIAGNOSTICS EXPERIMENTAUX	156
V.2.1 Mesures de réflectivité	156
V.2.1.1 Principe de la mesure.....	156
V.2.1.2 Dispositifs expérimentaux	157
V.2.1.3 Avantages et inconvénients des deux diagnostics.....	158
V.2.2 Mesure de l'émission du plasma confiné	159
V.2.2.1 Principe.....	159
V.2.2.2 Dispositif expérimental.....	160
V.2.3 Mesures de pression.....	161
V.2.3.1 Principe de la mesure.....	162
V.2.3.2 Calcul de l'atténuation de l'onde de choc par simulation numérique avec le code SHYLAC	162
V.2.3.2.a Présentation du code.....	162
V.2.3.2.b Chargements utilisés et principe de la simulation.....	163
V.2.3.2.c Exemple de simulation.....	164
V.2.3.3 Mesures de pression par jauge électromagnétique (EMV).....	166
V.2.3.3.a Principe de la mesure.....	166
V.2.3.3.b Montage expérimental	166
V.2.3.3.c Signal délivré par la jauge EMV.....	167
V.2.3.3.d Avantages et limites de la jauge EMV.....	168
V.2.3.4 Mesures par vélocimétrie Doppler VISAR	169
V.2.3.4.a Principe de la mesure.....	169
V.2.3.4.b Description du VISAR.....	170
V.2.3.4.c Montage expérimental	171
V.2.3.4.d Signaux délivrés par le VISAR.....	172
V.2.3.4.e Avantages et limites du VISAR.....	174
V.2.4 Mesures d'épaisseur ablatée.....	174
V.2.4.1 Principe de la mesure.....	175
V.2.4.2 Dispositif expérimental.....	175
V.2.5 Mesures de contraintes résiduelles par diffraction des rayons X.....	177
V.2.5.1 Principe de la mesure.....	177
V.2.5.2 Limitations du diagnostic.....	179
V.3 CARACTERISTIQUES DES CIBLES UTILISEES	179
V.4 BILAN SUR LES CONDITIONS EXPERIMENTALES	180
V.5 BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE V	181
CHAPITRE VI : PRESENTATION ET INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX	183
VI.1 RAPPEL SUR LES CONDITIONS EXPERIMENTALES.....	183
VI.2 MESURES DE LA REFLECTIVITE ET DE L'EMISSION DES PLASMAS CONFINES	184

<i>VI.2.1 Résultats typiques obtenus pour une impulsion gaussienne de 10 ns à 1064 nm</i>	184
VI.2.1.1 Réflectivité intégrée	184
VI.2.1.2 Emission du plasma confiné.....	186
VI.2.1.3 Bilan des résultats.....	188
<i>VI.2.2 Influence de la longueur d'onde</i>	188
VI.2.2.1 Réflectivité intégrée	189
VI.2.2.2 Emission du plasma confiné.....	190
VI.2.2.3 Seuils d'initiation du plasma confiné et du plasma de claquage.....	192
VI.2.2.4 Bilan et discussion des résultats	193
<i>VI.2.3 Influence de la durée d'impulsion</i>	194
VI.2.3.1 Réflectivité intégrée	195
VI.2.3.1.a Influence de la longueur d'onde pour les impulsions carrées de 3 ns.....	196
VI.2.3.2 Réflectivité instantanée	197
VI.2.3.3 Emission du plasma confiné.....	199
VI.2.3.4 Seuils d'initiation du plasma confiné et du plasma de claquage.....	200
VI.2.3.5 Bilan et discussion des résultats	200
<i>VI.2.4 Influence de la nature de la cible</i>	202
VI.2.4.1 Réflectivité intégrée	202
VI.2.4.2 Seuils d'initiation des plasmas confinés	204
VI.2.4.3 Discussion des résultats.....	204
<i>VI.2.5 Influence de l'état de surface de la cible</i>	206
<i>VI.2.6 Bilan des mesures de réflectivité et d'émission du plasma confiné</i>	207
VI.3 MESURES DE PRESSION	208
<i>VI.3.1 Résultats typiques obtenus pour une impulsion gaussienne de 10 ns à 1064 nm</i>	208
<i>VI.3.2 Influence de la longueur d'onde</i>	210
VI.3.2.1 Bilan et discussion des résultats	212
<i>VI.3.3 Influence de la durée d'impulsion</i>	214
VI.3.3.1.a Influence du diagnostic de mesure	216
VI.3.3.1.b Bilan et discussion des résultats.....	218
<i>VI.3.4 Influence de certains paramètres opératoires</i>	219
VI.3.4.1 Influence de la nature du revêtement thermoabsorbant	219
VI.3.4.2 Influence de l'épaisseur d'eau de confinement.....	221
<i>VI.3.5 Bilan des mesures de pression</i>	223
VI.4 MESURES D'ÉPAISSEUR ABLATEE	224
<i>VI.4.1 Mesures préliminaires</i>	224
VI.4.1.1 Influence de la répartition spatiale d'intensité.....	224
VI.4.1.2 Influence du nombre de tirs.....	226
VI.4.1.3 Influence de la nature de la cible	227
<i>VI.4.2 Influence de la longueur d'onde</i>	228
<i>VI.4.3 Bilan sur les mesures d'épaisseur ablatée</i>	230
VI.5 MESURES DE CONTRAINTES RESIDUELLES PAR DIFFRACTION DES RAYONS X	231
<i>VI.5.1 Influence du revêtement thermoprotecteur</i>	232
VI.5.1.1 Configuration grands impacts.....	232

VI.5.1.2 Configuration petits impacts.....	233
VI.5.1.3 Bilan et discussion des résultats	234
VI.5.2 <i>Influence de la longueur d'onde</i>	235
VI.5.2.1 Configuration grands impacts.....	235
VI.5.2.2 Configuration petits impacts.....	236
VI.5.2.3 Bilan et discussion des résultats	236
VI.5.3 <i>Influence de la nature de la cible</i>	237
VI.5.4 <i>Influence de l'intensité du rayonnement laser</i>	239
VI.5.5 <i>Influence du taux de recouvrement</i>	240
VI.5.6 <i>Bilan des mesures de contraintes</i>	241
VI.6 CONCLUSION	242
VI.7 BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE VI	243
CHAPITRE VII : SIMULATION DES EFFETS MECANIQUES ET THERMIQUES INDUITS PAR	
CHOC LASER	245
VII.1 TRAVAUX ANTERIEURS.....	245
VII.2 SIMULATIONS DES CONTRAINTES RESIDUELLES INDUITES A L'AIDE DU CODE AUX ELEMENTS FINIS	
ABAQUS	246
VII.2.1 <i>Présentation du code</i>	246
VII.2.2 <i>Définition du maillage</i>	247
VII.2.3 <i>Principe de la simulation avec un chargement mécanique</i>	248
VII.2.4 <i>Principe de la simulation avec un chargement thermique</i>	248
VII.2.5 <i>Résultats des simulations</i>	249
VII.2.5.1 Simulations mécaniques.....	249
VII.2.5.1.a Atténuation des ondes de choc	250
VII.2.5.1.b Enfoncement résiduel et contraintes résiduelles induites	253
VII.2.5.1.c Effet du cumul d'impacts	256
VII.2.5.2 Simulations thermiques	258
VII.2.5.2.a Contraintes résiduelles induites.....	260
VII.2.5.2.b Epaisseur affectée thermiquement	261
VII.3 SIMULATION DES EFFETS THERMIQUES A PARTIR DE L'EQUATION DE DIFFUSION DE LA CHALEUR	262
VII.4 BILAN DES SIMULATIONS THERMIQUES ET DISCUSSION	266
VII.5 CONCLUSION	268
VII.6 BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE VII.....	269
CONCLUSION GENERALE	271
ANNEXE I : RAPPELS SUR LES ONDES DE CHOC	275
ANNEXE II : QUELQUES RAPPELS DE PHYSIQUE DES PLASMAS	285
ANNEXE III : FORMULE APPROCHEE DE MORE POUR LE CALCUL DU DEGRE MOYEN	
D'IONISATION PAR LA THEORIE DE THOMAS-FERMI.....	293
ANNEXE IV : PROPRIETES PHYSIQUES DES MATERIAUX ETUDIES.....	295

Introduction

Introduction

Contrairement aux procédés lasers conventionnels qui utilisent les effets thermiques induits par le rayonnement laser, le choc laser est un traitement peu répandu qui utilise indirectement l'énergie laser pour générer une onde de choc et induire un effet purement mécanique dans la matière. Le principe de ce procédé consiste à focaliser un rayonnement laser impulsif de forte puissance (quelques ns et quelques GW/cm^2) à la surface d'un matériau solide. L'énergie laser est absorbée sur une très faible épaisseur, et un plasma est rapidement généré. La détente de ce plasma vers le laser induit par réaction une onde de choc qui va se propager dans le matériau. Si la pression de cette onde de choc dépasse la limite d'élasticité du matériau, elle engendre un champ de contraintes résiduelles de compression qui permettent d'augmenter les propriétés mécaniques de la cible en retardant l'amorçage et la propagation des fissures de fatigue.

Dans son application au traitement des matériaux métalliques, le choc laser est indissociable du régime d'interaction confinée qui consiste à recouvrir la cible à traiter d'un matériau diélectrique transparent au rayonnement laser. La détente du plasma généré à l'interface entre la cible et le milieu diélectrique est alors retenue, ce qui a pour effet d'augmenter fortement la pression induite par rapport au régime d'interaction directe. Pour des conditions d'irradiation identiques, on peut alors traiter des surfaces plus importantes ou des matériaux possédant des limites élastiques plus élevées.

Si le confinement constitue un avantage indéniable pour la génération de pression, il présente toutefois un inconvénient majeur au niveau de l'interaction entre le rayonnement laser et le milieu diélectrique de confinement. En effet, l'énergie laser pouvant être transmise à travers le milieu diélectrique est limitée par l'apparition de phénomènes de claquages qui se traduisent par une perte de transparence. Les thèses de David Devaux [1] et de Laurent Berthe [2] ont permis d'obtenir une bonne compréhension de ces phénomènes de claquages, et de déterminer les conditions d'irradiation permettant de s'en affranchir. Elles ont ainsi montré que les claquages sont favorisés par les impulsions longues et les courtes longueurs d'ondes.

Outre les phénomènes de claquages, une autre limitation pour l'application du procédé au niveau industriel est liée aux effets thermiques induits par le traitement. Le chauffage de la surface traitée par le plasma confiné induit en effet des contraintes résiduelles de traction qui sont contraires à l'effet recherché. Dans la configuration standard de traitement, le matériau à traiter est donc recouvert d'un revêtement thermoprotecteur (sous forme de peinture ou

d'adhésif) afin de le protéger des effets thermiques de l'interaction, sans quoi il est impossible de générer des contraintes de compression. Des études récentes réalisées par les ingénieurs de la société Toshiba [3] ont toutefois montré la possibilité de générer des contraintes de compression sans utiliser de revêtement, en réalisant le traitement à la longueur d'onde de 532 nm avec des taches focales de très petit diamètre ($\sim 700 \mu\text{m}$) et un fort taux de recouvrement entre les impacts ($> 3600 \text{ tirs/cm}^2$). A l'heure actuelle, cet aspect est encore assez mal compris et les tentatives expérimentales pour reproduire ces résultats se sont soldées par des résultats moins concluants (contraintes résiduelles de compression très faibles voire inexistantes à la surface [4]).

L'objectif de cette thèse est donc de comprendre l'influence des effets thermiques sur le traitement par choc laser dans le but de s'en affranchir et de réaliser le traitement par choc laser sans revêtement thermoprotecteur. Pour cela, une modélisation complète de l'interaction confinée a été développée afin de pouvoir déterminer les chargements mécaniques et thermiques induits par le traitement. D'autre part, l'influence de paramètres opératoires tels que la longueur d'onde laser et le taux de recouvrement entre impacts a également été étudiée afin de déterminer les conditions les mieux adaptées au traitement sans revêtement protecteur.

Le premier chapitre présente un état de l'art sur le procédé de traitement des matériaux par choc laser, dans lequel les effets induits par le traitement et les problèmes de mise en œuvre rencontrés au niveau industriel sont exposés en détail.

Une étude bibliographique consacrée à l'interaction laser-matière en régime confiné est ensuite présentée dans le chapitre II. Cette étude permet d'établir un bilan des connaissances actuelles sur le sujet aussi bien au niveau expérimental que théorique, et de mettre en évidence les problèmes non encore résolus qui seront traités dans les différents chapitres de ce mémoire.

Le chapitre III est consacré à la modélisation numérique des phénomènes de claquages dans le milieu diélectrique de confinement. Un code cinétique de claquage y est développé afin de calculer les caractéristiques de l'impulsion laser réellement transmise à travers le plasma de claquage.

Dans le chapitre IV, nous présentons le modèle ACCIC (Auto Consistant Confined Interaction Code) développé pour décrire l'interaction laser-matière en régime confiné. Ce code (qui utilise les résultats du code de claquage exposé au chapitre III) permet de calculer

les différents paramètres microscopiques du plasma confiné, et de déterminer ainsi les chargements mécanique et thermique induits lors d'un traitement par choc laser.

Le chapitre V présente les sources laser et les différents diagnostics expérimentaux utilisés au cours de cette étude. Dans chaque cas, nous expliquons le principe de la mesure avant de présenter une explication détaillée du montage expérimental.

Le chapitre VI regroupe l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus au cours de cette étude. Ils concernent aussi bien l'étude de l'interaction confinée proprement dite (mesures d'absorption), que l'étude des effets induits par le traitement (mesures de contraintes). Ces résultats permettent de fournir les paramètres d'entrée nécessaires au fonctionnement des modèles développés, mais aussi de valider leurs prédictions. Dans la majorité des cas, les expériences sont réalisées aux longueurs d'ondes de 1064 nm et de 532 nm afin d'étudier l'influence de la longueur d'onde sur le traitement par choc laser.

Dans le chapitre VII, le code aux éléments finis ABAQUS est utilisé pour modéliser les contraintes résiduelles induites par choc laser à partir des chargements mécanique et thermique calculés par le code ACCIC. Ceci permet de différencier les traitements réalisés avec et sans revêtement thermoprotecteur. Dans ce dernier cas, l'influence des effets thermiques est étudiée plus spécialement, et une explication des résultats obtenus par les chercheurs de Toshiba est proposée.

- [1] D. Devaux, *Caractérisation des plasmas formés par laser impulsionnel en géométrie confinée. Application au choc laser*, Thèse de l'Université Paris XI Orsay, 11 juin 1993.
- [2] L. Berthe, *Processus de claquage de milieux transparents sous irradiation laser. Application au choc laser en régime de confinement par eau*, Thèse de l'Université Paris XI Orsay, 7 avril 1998.
- [3] Y. Sano, N. Mukai, K. Okazaki, and M. Obata, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B **121**, 432 (1997).
- [4] T. Schmidt-Uhlig, P. Karlitschek, M. Yoda, Y. Sano, and G. Marowsky, Eur. Phys. J. AP **9**, 235 (2000).

Chapitre I

Le traitement de surface par choc laser

Chapitre I : Le traitement de surface par choc laser

Le traitement de surface par choc laser occupe une position marginale au sein des applications lasers les plus courantes (soudage, découpe, rechargement, refusion, ...). En effet, alors que la plupart de ces procédés utilisent les effets thermiques induits par le rayonnement laser, ce traitement utilise indirectement l'énergie laser pour générer une onde de choc* qui va écrouir et déformer plastiquement le matériau. Il s'apparente donc plus à un traitement mécanique classique tel que le grenailage de précontrainte, d'où son surnom de « grenailage photonique ». D'autre part, contrairement aux autres procédés laser qui sont couramment utilisés dans le monde industriel, le choc laser commence tout juste à être envisagé en tant que procédé industriel. En effet, l'émergence de nouvelles sources lasers adaptées aux impératifs industriels (forte cadence, très bonne fiabilité) a permis de déboucher récemment sur deux applications dans le domaine de la résistance à la fatigue et à la corrosion sous contrainte, et d'autres débouchés potentiels sont actuellement en cours d'étude. Dans ce chapitre introductif, on se propose de présenter un tour d'horizon sur les différents aspects du traitement par choc laser (principe physique, effets induits, principales applications) en commençant par un bref historique du procédé.

I.1 Historique du procédé

Les premiers travaux sur l'interaction laser-matière réalisés au début des années 60 ont mis en évidence la possibilité de générer des ondes de choc en faisant interagir un laser impulsionnel de forte énergie avec une cible solide [I-1]. Cependant, aucune étude ne fut entreprise pour appliquer ces ondes de choc au traitement des matériaux, les niveaux de pression obtenus étant trop faibles pour pouvoir induire des déformations suffisamment importantes. Anderholm [I-2] et d'autres chercheurs [I-3][I-4] développèrent alors le principe de l'interaction en régime confiné, qui consiste à recouvrir la pièce à traiter par un matériau diélectrique (eau ou verre) transparent au rayonnement laser. En emprisonnant le plasma entre la cible et le milieu de confinement, ce régime d'interaction permet d'augmenter fortement le niveau de pression généré ainsi que son temps de maintien. L'idée d'appliquer ce régime d'interaction particulier au traitement des matériaux revient à Mallozzi et Fairand [I-5] qui

* L'Annexe I présente quelques rappels sur les ondes de choc en milieu condensé.

dépôtèrent un brevet de principe en 1974 au profit du Battelle Institute (Columbus, Ohio, USA). Différentes études furent alors entreprises pour étudier la propagation des ondes de choc dans les cibles métalliques [I-3][I-4][I-6]-[I-8], ainsi que les effets mécaniques et métallurgiques induits par les ondes de choc [I-9]-[I-12]. En 1982, les chercheurs du Battelle Institute déposèrent un second brevet [I-13] sur l'application du traitement aux pièces de faible épaisseur (< 1 mm) et publièrent une communication de synthèse sur le traitement de l'aluminium par choc laser [I-14]. Malgré l'intérêt évident du procédé, l'absence de source laser permettant de l'appliquer au niveau industriel va entraîner l'abandon des études sur le sujet aux Etats Unis. A partir de 1986, les premières études sur le choc laser vont être engagées en France sous l'impulsion de PSA-Automobiles dans le domaine de l'amélioration de la tenue en fatigue à grands nombres de cycles. Des études systématiques vont alors être consacrées à la compréhension des différents phénomènes physiques intervenant lors d'une interaction en régime confiné [I-16]-[I-18], puis à l'étude des effets métallurgiques [I-16][I-19] et mécaniques [I-20]-[I-22] des ondes de choc induites dans les matériaux. Par ailleurs, de nouvelles possibilités d'applications vont être envisagées dans différents domaines :

- Amélioration de la tenue en fatigue [I-23]-[I-25],
- Ecaillage par choc laser [I-26][I-27],
- Densification de poudre [I-28][I-29],
- Résistance à la propagation de fissures [I-30].

A partir de 1995, l'arrivée de sources laser mieux adaptées aux contraintes industrielles a ouvert de nouvelles perspectives pour le choc laser, et a entraîné un regain d'intérêt pour le procédé de la part de certaines grandes entreprises (General Electric, Toshiba, Metal Improvement, EADS, Snecma). Des nouvelles études ont ainsi été réalisées pour appliquer le choc laser afin d'améliorer la résistance à la corrosion sous contrainte [I-31], et la résistance à la propagation de fissures [I-32]. Au niveau du procédé, plus d'une cinquantaine de brevets ont été déposés sur le traitement par choc laser depuis 1995, et des développements considérables ont été réalisés sur les sources laser de forte énergie et de forte cadence (100 J, 10 Hz) par l'équipe de Lloyd Hackel à Livermore [I-33]. Ces différentes études ont permis d'aboutir récemment à deux applications du procédé au niveau industriel : le traitement par choc laser est en effet utilisé depuis 1999 par la société Toshiba Corporation pour le renforcement des joints soudés des parois internes et externes en acier 304 des cuves de

réacteurs nucléaires à eau pressurisée [I-34], et depuis 1997 par les sociétés General Electrics et LSP Technologies pour le traitement des aubes fan en titane d'avions militaires américains [I-32]. A l'heure actuelle, des études sont en cours au CLFA/LALP et au LCD (ENSMA Poitiers) pour appliquer le traitement par choc laser aux problèmes de test d'adhérence de dépôts minces [I-35]-[I-37] et de corrosion localisée par piqûration [I-38][I-39].

I.2 Principe physique du traitement par choc laser

Le principe du traitement par choc laser consiste à induire un effet purement mécanique dans un matériau à partir de la détente d'un plasma généré à sa surface par un rayonnement laser impulsionnel (quelques ns et quelques GW/cm^2). L'énergie laser est absorbée dans une très faible épaisseur du matériau à traiter qui est rapidement vaporisée et ionisée. La détente de cette vapeur partiellement ionisée provoque alors, par effet de recul, une pression qui est appliquée à la surface du matériau. Cette contrainte superficielle se propage alors à l'intérieur du matériau sous la forme d'une onde de choc qui peut être utilisée pour modifier ses propriétés. Lorsque l'interaction du faisceau laser se fait directement sur la surface métallique (*Figure I-1a*), le plasma peut se détendre librement dans l'air ou le vide, et le transfert d'impulsion communiqué au matériau est limité par le faible niveau de pression induit ($P < 1$ GPa). De plus, le temps de maintien de la pression est alors limité à la durée de l'impulsion laser.

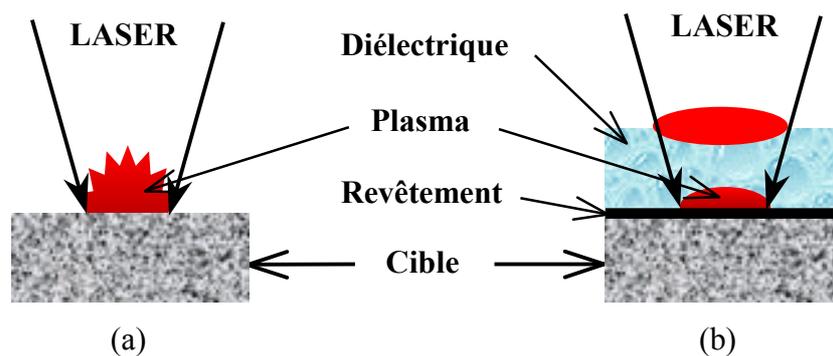


Figure I-1 : Principe de l'interaction laser-matière en régime direct (a) et en régime confiné (b).

Si au lieu de laisser cette vapeur se détendre librement, on recouvre la surface du matériau avec un milieu diélectrique (eau ou verre) transparent au rayonnement laser (*Figure I-1b*), la détente de la vapeur est alors retardée, et on génère une pression plus importante qui

se maintient sur un temps plus long. C'est le principe de l'interaction en régime confiné* qui est utilisée pour le traitement par choc laser.

Pour s'affranchir des effets thermiques engendrés par le plasma, la surface à traiter est recouverte d'un revêtement thermoprotecteur, ce qui permet d'obtenir un traitement purement mécanique. Bien que ce régime d'interaction particulier permette d'augmenter fortement la pression induite, cette dernière est tout de même limitée par les phénomènes de claquage qui peuvent survenir dans le milieu de confinement et absorber partiellement ou totalement l'impulsion laser incidente.

I.3 Effets induits par le traitement

Les effets induits dans un matériau traité par choc laser sont de plusieurs natures : des modifications métallurgiques (augmentation de la densité de défauts par déformation plastique), des modifications mécaniques qui se traduisent principalement par la création d'un champ de contraintes résiduelles de compression résultant de l'hétérogénéité de déformation plastique entre le cœur et la surface du métal, et enfin des modifications géométriques (enfouissement résiduel, rugosité). En absence de revêtement protecteur ou lorsque l'épaisseur de ce dernier est trop faible, des modifications thermomécaniques et thermochimiques peuvent venir s'ajouter aux modifications mécaniques énoncées ci-dessus. Dans ce travail, on s'intéressera uniquement aux modifications mécaniques induites par le traitement avec et sans revêtement thermoprotecteur.

I.3.1 Effets mécaniques

Lorsque la surface traitée est protégée par un revêtement protecteur, le métal est soumis à une sollicitation purement mécanique. L'impulsion de pression soumet alors la zone traitée à une compression uniaxiale plane (selon la direction de propagation du choc) et à une mise sous tension des plans parallèles à la surface. La couche dilatée plastiquement se retrouve alors comprimée horizontalement sous l'effet de la matière environnante. Après l'impulsion laser, la zone impactée devient donc le siège de contraintes résiduelles de compression par réaction du volume environnant non déformé (*Figure I-2*).

* Les processus physiques mis en jeu dans l'interaction confinée sont présentés de façon plus détaillée dans le *Chapitre II*.

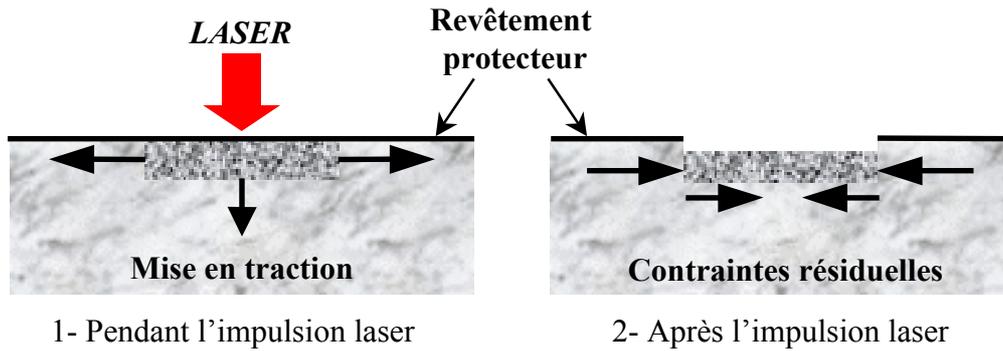


Figure I-2 : Mécanisme de déformation et de création de contraintes résiduelles de compression par choc laser.

Afin d'optimiser les effets du choc sur le matériau traité (en terme d'épaisseur plastifiée, de niveau de déformation, et de contraintes résiduelles induites), Ballard [I-20] a modélisé les effets mécaniques d'un impact rapide de type choc laser en considérant un matériau élasto-plastique satisfaisant au critère de plastification de von-Misès, sollicité par un système d'ondes planes et longitudinales lui imposant une déformation purement uniaxiale. Son modèle met en évidence le rôle essentiel de la limite élastique d'Hugoniot du matériau P_H qui délimite deux régimes de propagation des ondes de choc. Pour une pression d'impact inférieure à P_H , l'onde de choc se propage sous la forme d'une onde élastique et elle n'induit aucun effet dans la matière. Lorsque la pression d'impact est supérieure à P_H , l'onde de choc se propage sous la forme d'une combinaison d'ondes élastiques et d'ondes plastiques qui vont pouvoir déformer plastiquement la matière et induire ainsi des contraintes résiduelles de compression. Les principaux résultats du modèle sont présentés dans le *Tableau I-1*.

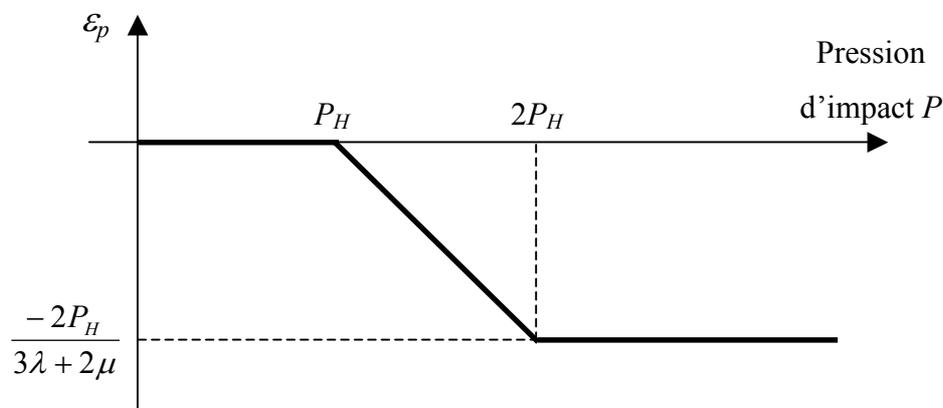


Figure I-3: Evolution de la déformation plastique induite par choc laser en fonction de la pression d'impact.

L'analyse de Ballard montre que la déformation plastique induite par le traitement commence au-delà de $P = P_H$ et arrive à saturation pour des pressions appliquées supérieures à $2P_H$ (Figure I-3).

Grandeur calculée	Formule analytique	Commentaires
Seuil de plastification P_H	$P_H = \left(1 + \frac{\lambda}{2\mu}\right) \sigma_{Y_0} = \left(\frac{1-\nu}{1-2\nu}\right) \sigma_{Y_0}$ $P_H = 1,7 \text{ à } 1,8 \sigma_{Y_0}$	Calcul en déformation uniaxiale plane
Profondeur plastifiée	$L_p = \frac{C_e C_p \tau_p}{C_e - C_p} \left(\frac{P - P_H}{2P_H}\right)$ <p>Impulsion triangulaire</p>	Dépend linéairement de la durée τ_p de l'impulsion de pression
Taux de déformation plastique	$\varepsilon^p = -\frac{2P_H}{3\lambda + 2\mu} \left(\frac{P}{P_H} - 1\right)$	Intervient à partir de P_H , sature à $2P_H$ et dépend linéairement de P
Pression optimale de traitement	$P = 2 \text{ à } 2,5 P_H$	Proche de la pression de saturation en ε^p
Contrainte résiduelle superficielle	$\sigma_{surf} = -\sigma_{Y_0} \left[1 - \frac{4\sqrt{2}}{\pi} (1+\nu) \frac{L_p}{r_0 \sqrt{2}}\right]$ <p>Impact circulaire de rayon r_0</p>	<ul style="list-style-type: none"> - augmente avec ε^p -diminue avec L_p (donc avec τ) -augmente avec la taille de l'impact r_0

Tableau I-1 : Résultats de la modélisation analytique des effets mécaniques induits par un impact rapide de type choc laser [I-20].

On constate donc qu'il existe une pression de traitement optimale (proche de 2 à 2,5 P_H) qui induit une déformation maximale dont le niveau dépend uniquement des propriétés mécaniques de la cible. Cette pression optimale permet de générer le maximum de contraintes à la surface de la cible impactée comme cela a été vérifié expérimentalement sur différents matériaux tels que les aciers [I-20] ou les alliages d'aluminium [I-40]. Pour les matériaux métalliques usuels, l'amplitude maximale des contraintes résiduelles est proche de 0.6 à 0.7 fois la limite d'élasticité en compression du matériau de base (Figure I-4).

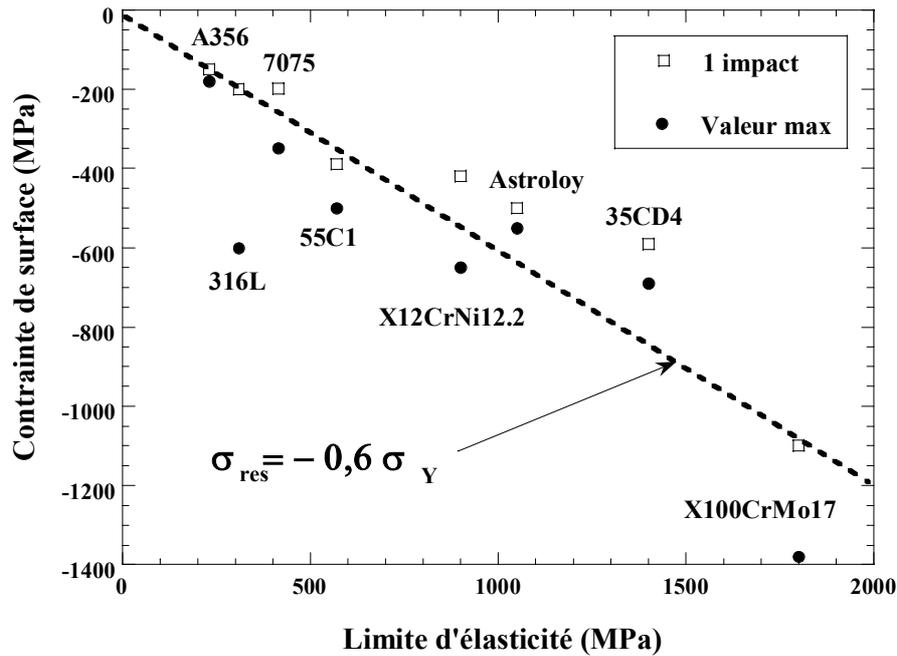


Figure I-4 : Maxima des contraintes résiduelles superficielles induites par choc laser en fonction des propriétés mécaniques des matériaux.

Ces maxima de contraintes résiduelles sont généralement localisés en surface, là où la pression et le niveau de déformation plastique sont les plus élevés. Dans la pratique, le traitement de surfaces étendues et le désir d'obtenir des champs de contraintes uniformes font nécessairement passer par des recouvrements d'impacts. Les expériences montrent que le niveau de contrainte est peu modifié par le cumul d'impacts lorsque la pression imposée est suffisamment élevée. Toutefois, les matériaux sensibles à l'érouissage cyclique tel que l'acier 316L voient leur niveau de contrainte augmenter régulièrement avec la répétition d'impacts. L'utilisation de durées d'impulsions plus courtes permet, pour une même pression d'impact, d'augmenter la contrainte de surface tout en réduisant la profondeur plastifiée. Les contraintes affectent des profondeurs L_p qui peuvent atteindre 1 à 2 mm, et qui sont favorisées par un grand nombre d'impacts, des impulsions longues, des intensités laser élevées et des matériaux à faible limite d'élasticité. Les champs de contraintes induits par choc laser sont donc sensiblement plus profonds qu'après un traitement par grenailage de précontrainte.

I.3.2 Effets thermomécaniques lors d'un traitement sans revêtement

Lorsque le traitement par choc laser est réalisé sans revêtement, des effets thermiques viennent s'ajouter aux effets mécaniques. Ces effets thermiques se manifestent à la surface du matériau par :

- l'ablation des couches superficielles ($\sim 1-5 \mu\text{m}$),
- la création d'un oxyde résiduel superficiel sur une épaisseur de l'ordre du micron,
- la fusion des couches sous-jacentes ($\sim 5-10 \mu\text{m}$),
- et surtout la création de contraintes résiduelles de traction sur toute l'épaisseur affectée thermiquement ($10-80 \mu\text{m}$).

La création de ces contraintes de traction qui sont contraires à l'effet recherché peut s'expliquer simplement à partir de la *Figure I-5*.

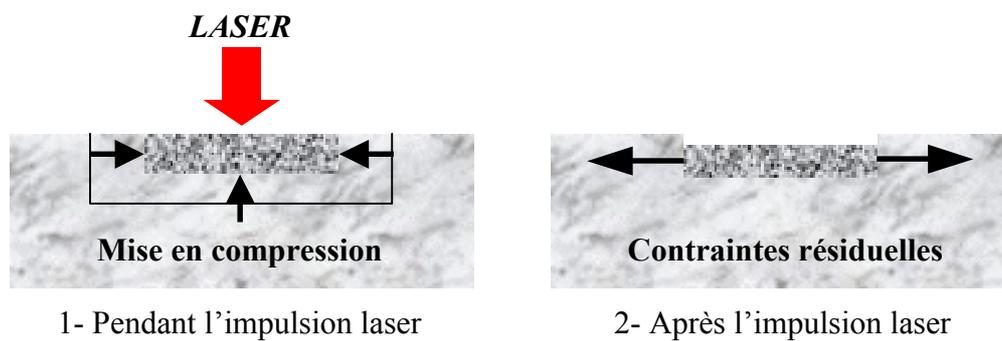


Figure I-5 : Mécanisme de création des contraintes résiduelles de traction induites par un choc laser sans revêtement.

Pendant l'impulsion laser, la zone irradiée se dilate thermiquement et repousse donc la zone périphérique non traitée. Par réaction, celle-ci comprime la zone traitée suffisamment pour la plastifier en compression. A la fin de l'impulsion laser, la zone traitée se refroidit et elle tend à occuper une surface plus petite qu'initialement. La zone non traitée qui l'entoure équilibre cette variation en déformant élastiquement la zone traitée pour lui faire retrouver ses cotes d'origine : celle-ci est donc contrainte en traction. Au delà de la couche dilatée thermiquement, les effets mécaniques reprennent le dessus, et le matériau retrouve un état compressif caractéristique du passage des ondes de choc, entraînant un fort gradient de contrainte en sous-couche.

I.4 Position du choc laser vis à vis du grenailage de précontrainte

Dans son application à l'amélioration de la tenue en fatigue et de la résistance à la corrosion sous contrainte, le traitement par choc laser est en concurrence directe avec le grenailage de précontrainte. Il est donc intéressant de comparer les deux procédés.

En ce qui concerne les effets mécaniques, le choc laser permet d'atteindre des niveaux de contraintes en surface aussi élevés que ceux générés par grenailage, et il affecte des profondeurs beaucoup plus grandes (de l'ordre du mm), tout en maintenant un excellent état de surface. Cependant, le grenailage durcit et écrouit près de deux fois plus les couches superficielles que le choc laser. Ce phénomène s'explique par le temps de maintien plus long de la pression (proche de la μs pour le grenailage contre 10-50 ns pour le choc laser) qui permet la création d'un réseau de défauts plus dense et plus enchevêtré.

Alors que le choc laser provoque un enfoncement de matière généralisé et uniforme mais aucune variation micro-géométrique, le grenailage crée, de par la multitude de micro-cratères associés aux impacts de billes, des modifications importantes de la rugosité.

A l'heure actuelle, le principal défaut du choc laser résulte de la faible cadence de tir des sources lasers utilisées qui limite fortement la surface traitée par rapport aux traitements conventionnels. Cependant, les progrès réalisés dans ce domaine ces dernières années ont permis de résoudre partiellement ce problème, des vitesses de traitement de l'ordre de $1 \text{ m}^2/\text{h}$ pouvant désormais être atteintes. De plus, il peut être utilisé facilement dans des zones inaccessibles aux traitements courants grâce à la diversité des systèmes de transport de faisceau existants (fibres optiques, bras articulés).

I.5 Applications industrielles du choc laser

Très récemment, le traitement par choc laser a été appliqué avec succès au niveau industriel dans deux domaines différents. Dans le cadre d'un programme de recherche sur 5 ans engagé à partir de 1998 en partenariat avec LSP Technologies et Pratt & Whitney, Général Electric a appliqué le choc laser au traitement d'aubes fan en Titane d'avions militaires [I-32]. Les champs de contraintes résiduelles induits par le traitement, combinés à des états de surface préservés permettent alors d'améliorer considérablement la durée de vie des structures, en particulier dans le cas où les bords d'attaque des aubes sont soumis, avant fatigue, à des endommagements par impacts de projectiles (FOD : Flying Object damage). Après traitement par choc laser, les aubes endommagées retrouvent des résistances à rupture supérieures au matériau non endommagé et offrent en cela des améliorations supérieures à celles apportées par le grenailage. Le système de traitement laser utilise un « beam splitter », c'est à dire un partage du faisceau laser incident (YAG, 30-60 J, 20 ns) en deux sous-

faisceaux qui impactent simultanément les deux faces du bord d'attaque afin de générer des déformations symétriques.

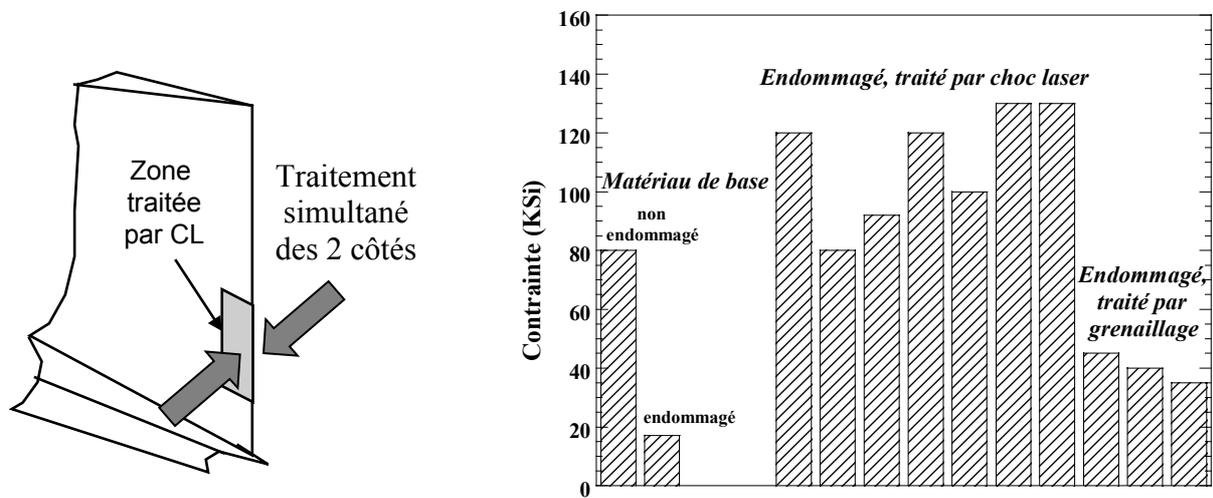


Figure I-6 : Renforcement de bords d'attaque d'aubes fan par choc-laser (GE USA).

D'autre part, depuis 1995 la société Toshiba Corporation a développé un système de renforcement par choc-laser des joints soudés des parois internes et externes en acier 304 des cuves de Réacteurs à Eau Pressurisée soumis à la corrosion sous contrainte [I-31][I-34]. Afin de pouvoir effectuer le traitement in-situ, les chercheurs de Toshiba ont conçu un système complet transportable sur site, basé sur un petit laser YAG industriel (532 nm, 0.2 J / 10 ns / 10 Hz) associé à un système optique (canne optique rotative étanche) permettant de transporter le faisceau laser jusqu'à des profondeurs de 30 à 40 m dans la cuve. Les résultats obtenus sur acier 304 grâce à des essais de corrosion sous contrainte ont permis de supprimer les problèmes de fissuration et ainsi de créer une désensibilisation de la surface traitée. Ces résultats, confirmés sur de l'Inconel 600, ont été obtenus sans utiliser de revêtement protecteur, mais avec des taches focales très petites (~ 700 μm), et un taux de recouvrement très important (> 2000 % : plus de 20 impacts localement). Après avoir reçu un avis favorable de l'organisme de contrôle japonais (JAPEIC), l'utilisation industrielle du procédé a commencé début 1999, et deux centrales avaient été traitées par ce procédé début 2001. Actuellement, des travaux en collaboration avec les chercheurs de l'Université de Göttingen [I-41] sont en cours pour remplacer le système rigide de transport du faisceau par un système plus souple basé sur l'utilisation de fibres optiques.

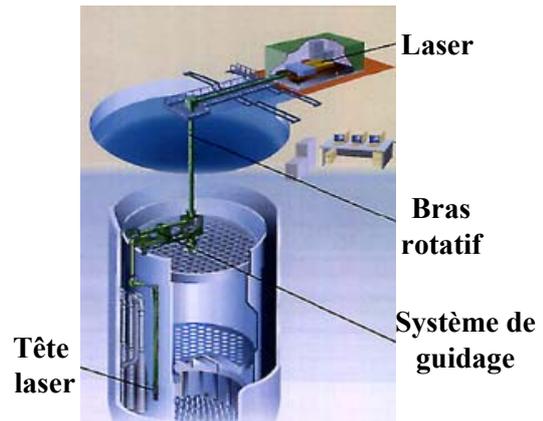
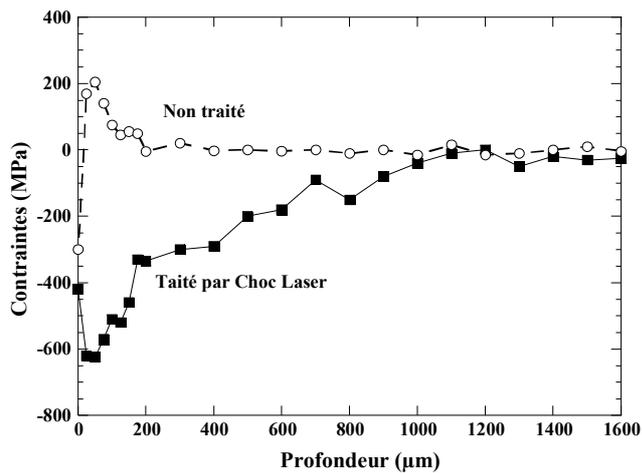


Figure I-7 : Renforcement des joints soudés en acier 304 dans les réacteurs à eau sous pression Japonais. (a) Profil de contraintes résiduelles obtenu sans revêtement, (b) Configuration de traitement.

Tout dernièrement, le choc laser a été utilisé pour étudier l'adhérence de dépôts minces [I-35]-[I-37]. Suite aux résultats encourageants obtenus dans ce domaine, un projet européen (LASAT) a été lancé avec pour objectif la conception d'un démonstrateur industriel de test d'adhérence par choc laser.

I.6 Problèmes de mise en œuvre

Dans la configuration classique, le traitement par choc laser est réalisé à l'aide d'un laser Nd :YAG de puissance émettant à sa longueur d'onde fondamentale de 1064 nm, en utilisant des taches focales de diamètre important (plusieurs mm) afin de palier la faible cadence de tir du laser. C'est cette configuration qui est utilisée par la plupart des laboratoires (CLFA, LSP Technologies) et des industriels (General Electric) à l'heure actuelle. Dans cette configuration, les expériences ont montré qu'il est impossible de générer des contraintes de compression en surface sans utiliser de revêtement thermoprotecteur, et que ce dernier doit avoir une épaisseur supérieure à 50 µm pour protéger efficacement la cible à forte intensité (10 GW/cm²), et supporter un recouvrement entre les impacts laser sans se dégrader [I-23]. Bien que des procédures complètement automatisées à l'aide de robots aient permis de réduire le temps de préparation des surfaces avant traitement (procédé « RapidCoater » breveté par LSP Technologies), la pose du revêtement reste l'étape la plus longue et la plus contraignante du procédé à l'heure actuelle.

Une autre configuration récemment développée par la société Toshiba [I-31] pour le traitement des joints soudés des réacteurs à eau sous pression, permet de générer des contraintes de compression en s'affranchissant de l'utilisation d'un revêtement thermoprotecteur. Le traitement est alors réalisé à l'aide d'un laser Nd :YAG industriel de faible énergie doublé à 532 nm, en utilisant des taches focales très petites ($\sim 700 \mu\text{m}$) avec un fort taux de recouvrement entre les impacts ($> 3600 \text{ impacts/cm}^2$). Cette configuration permet d'assurer des vitesses de traitement importantes proches de $0.3 \text{ m}^2/\text{heure}$ grâce à la forte cadence du laser (10 Hz).

A l'heure actuelle, on ne comprend encore pas bien comment cette configuration permet d'obtenir des contraintes de compression en surface. Il semble que les conditions opératoires utilisées permettent de limiter les effets thermiques induits par le plasma confiné à la surface de la cible traitée, tout en augmentant les effets mécaniques induits. Toutefois, des mesures réalisées dans des conditions similaires ont montré que les contraintes de compression induites sont moins importantes que prévues, et nécessitent d'augmenter fortement le taux de recouvrement entre les impacts (pas de compression pour $3600 \text{ impacts/cm}^2$, et seulement -20 MPa pour $10000 \text{ impacts/cm}^2$) [I-41].

I.7 Conclusion

Dans ce chapitre introductif, nous avons présenté un rappel sur les différents aspects du traitement par choc-laser, en nous intéressant plus spécialement au principe physique qui régit ce procédé, et aux effets qu'il induit à la surface des matériaux traités. En dernier lieu, nous avons évoqué les applications industrielles du procédé, qui restent encore assez confidentielles, mais qui suscitent actuellement un regain d'intérêt grâce au développement de nouvelles sources laser présentant des cadences de traitement importantes. Ce bref aperçu souligne la nécessité de mieux comprendre les phénomènes thermiques induits par le traitement, dans le but d'appliquer le procédé sans avoir à utiliser de revêtement thermoprotecteur.

Cette thèse a donc pour objectif d'étudier les mécanismes physiques qui régissent l'interaction laser-matière en régime confiné, afin de déterminer les chargements mécanique et thermique induits par le plasma confiné à la surface de la cible traitée par choc laser, et de mieux comprendre les effets induits par les deux configurations de traitement actuellement utilisées pour les applications industrielles. D'autre part, l'influence de certains paramètres

opérateurs tels que la longueur d'onde du rayonnement laser et le recouvrement d'impacts sera aussi étudiée afin de déterminer les conditions d'irradiation optimales pour le traitement par choc laser.

I.8 Bibliographie du Chapitre I

- [I-1] R.M. White, J.Appl. Phys. 34, 2123 (1963) ; G.A. Askar'yan and E.M. Moroz, JETP Lett. 16, 1638 (1963) ; N.M. Kroll, J.Appl. Phys. 36, 34 (1965).
- [I-2] N.C. Anderholm, Bull. Am. Phys. Soc. 13, 388 (1968); N.C. Anderholm, Appl. Phys. Lett. **16**, 113 (1970).
- [I-3] J.A. Fox, Appl. Phys. Lett. **24**, 461 (1974).
- [I-4] L.C. Yang, J. Appl. Phys. **45**, 2601 (1974).
- [I-5] U.S. Patent n° 3.850.698, 26/11/1974
- [I-6] B.P. Fairand, A.H. Clauer, R.G. Jung, and B.A. Wilcox, Appl. Phys. Lett. **25**, 431 (1974).
- [I-7] B.P. Fairand and A.H. Clauer, Opt. Com. **18**, 588 (1976).
- [I-8] B.P. Fairand and A.H. Clauer, J. Appl. Phys. **50**, 1497 (1979).
- [I-9] B.P. Fairand and B.A. Wilcox, J. Appl. Phys. **43**, 3893 (1972).
- [I-10] J.D. O'Keefe, C.H. Skeen, and C.M. York, J. Appl. Phys. **44**, 4622 (1973).
- [I-11] A.H. Clauer, B.P. Fairand, and B.A. Wilcox, Metall. Trans. A **8A**,119 (1977).
- [I-12] A.H. Clauer, B.P. Fairand, and B.A. Wilcox, Metall. Trans. A **8A**,1871 (1977).
- [I-13] U.S. Patent n° 4.401.477, 30/08/1983
- [I-14] A.H. Clauer, C.T. Walters, and S.C. Ford, Proc. 1983 ASM Conference on Applications of Lasers in Materials Processing, Los Angeles, 24-26 Jan, vol. 8301-8302, pp. 7-22.
- [I-15] R. Fabbro, J. Fournier, E. Fabre, E. Leberichel, T. Hannau, and C. Corbet, Proc. of SPIE vol. 668, W.W. Duley and R. Weeks eds., pp. 320-324, 1986.
- [I-16] J. Fournier, *Génération d'ondes de choc par laser pulsé de forte énergie. Applications mécaniques et métallurgiques*, Thèse de l'école Polytechnique, 12 juin 1989.
- [I-17] R. Fabbro, J. Fournier, P. Ballard, D. Devaux, and J. Virmont, J. Appl. Phys. **68**, 775 (1990).
- [I-18] D. Devaux, *Caractérisation des plasmas formés par laser impulsif en géométrie confinée. Application au choc laser*, Thèse de l'Université Paris XI Orsay, 11 juin 1993.

- [I-19] M. Hallouin, M. Gerland, J.P. Romain, F. Cottet, and L. Marty, *J. Phys*, Colloque **C3**, 413 (1988).
- [I-20] P. Ballard, *Contraintes résiduelles induites par impact rapide. Application au choc-laser*, Thèse de l'école Polytechnique, 22 avril 1991.
- [I-21] P. Forget, *Création de contraintes résiduelles dans un superalliage à base de nickel par choc laser : une analyse tridimensionnelle simplifiée*, Thèse de L'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 1^{er} décembre 1993.
- [I-22] J-E. Masse, *Caractérisation mécanique de surfaces d'échantillons d'aciers traités par choc-laser*, Thèse de L'Ecole Nationale Supérieure des Arts et Métiers d'Aix-en-Provence, 1^{er} décembre 1994.
- [I-23] C. Dubouchet, *Traitements thermomécaniques de surfaces métalliques à l'aide de lasers CO₂ continus et de lasers impulsions*, Thèse de l'Université Paris XI Orsay, 21 juin 1993.
- [I-24] P. Peyre, *Traitement mécanique superficiel d'alliages d'aluminium par ondes de choc laser. Caractérisation des effets induits et application à l'amélioration de la tenue en fatigue*, Thèse de L'Université de Technologie de Compiègne, 24 novembre 1993.
- [I-25] P. Vermoux, *Caractérisation en élastoplasticité et fatigue de contact de l'acier Z100CD17 durci superficiellement par choc laser*, Thèse de l'Ecole Nationale Supérieure des Arts et Métiers, 06 décembre 1996.
- [I-26] M. Boustie, *Etude de l'endommagement dynamique sous l'action d'une onde de choc induite par une impulsion laser de forte puissance dans une cible solide*, Thèse de l'Université de Poitiers, 11 janvier 1991.
- [I-27] L. Tollier, *Caractérisation de chocs-laser à éclairage modéré par interférométrie VISAR. Application à l'étude de l'endommagement par écaillage de matériaux métalliques*, Thèse de l'Université de Poitiers, 03 mai 1996.
- [I-28] P. Darquey, *Ondes de choc et accélération de feuille mince par impulsion laser en interaction confinée. Test d'application à la compaction dynamique de poudres métalliques*, Thèse de l'Université de Poitiers, 29 juin 1989.
- [I-29] B. Dubrujeaud, *Influence d'un traitement de surface par choc laser sur la microstructure et les propriétés tribologiques en régime non lubrifié de matériaux métalliques poreux élaborés par métallurgie des poudres*, Thèse de l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 10 novembre 1993.

- [I-30] J.R. Desforges, *Propagation en fatigue des fissures courtes dans les alliages d'Aluminium*, Thèse de l'Université de Poitiers, 29 mars 1996.
- [I-31] Y. Sano, N. Mukai, K. Okazaki, and M. Obata, Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. B **121**, 432 (1997).
- [I-32] S.R. Mannava, W.D. Cowie, A.E. Mc Daniel, 1996 USAF Structural Integrity Program Conference, dec 1996.
- [I-33] C.B. Dane, L.A. Hackel, J. Daly, and J. Harrison, Advanced Aerospace Materials and Processes Conference '98, Tysons Corner, Virginia, June 15-18, 1998.
- [I-34] Y. Sano *et al.*, Proc. of the 8th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE 8), Baltimore, April 2-6, 2000.
- [I-35] E. Auroux, *Etude de l'adhérence de couches minces sur des substrats soumis à un choc laser*, Thèse de l'Université de Poitiers, 19 octobre 1999.
- [I-36] M. Boustie, E. Auroux, and J.P. Romain, Eur. Phys. J. AP **12**, 47 (2000).
- [I-37] C. Bolis, *Etude du procédé de décohésion par choc laser pour des revêtements multicouches*, Rapport de DEA, Université de Poitiers, 2001.
- [I-38] P. Peyre *et al.*, Mater. Sci. Eng. **A280**, 294 (2000).
- [I-39] C. Carboni, *Traitements de surface par lasers d'aciers inoxydables pour améliorer leur tenue à la corrosion*, Thèse de l'Université Technologique de Compiègne, en cours.
- [I-40] P. Peyre, R. Fabbro, P. Merrien, and H.P. Lieurade, Mater. Sci. Eng. **A210**, 102 (1996).
- [I-41] T. Schmidt-Uhlig, P. Karlitschek, M. Yoda, Y. Sano, and G. Marowsky, Eur. Phys. J. AP **9**, 235 (2000).

Chapitre II

*Etude bibliographique de l'interaction
laser-matière en régime confiné*

Chapitre II : Etude bibliographique de l'interaction laser matière en régime confiné

L'interaction laser-matière en régime confiné est principalement utilisée pour le traitement des matériaux par choc laser. Toutefois, des études plus récentes réalisées au cours des dix dernières années ont montré qu'elle pouvait avoir un grand intérêt dans d'autres applications telles que l'étude des réactions chimiques à haute densité, le micro-usinage de précision, et d'un point de vue plus fondamental, pour la création et l'étude des plasmas froids et denses.

Ce régime d'interaction particulier met en jeu deux types de plasmas différents : les plasmas confinés qui se développent au niveau de l'interface cible-diélectrique, et les plasmas de claquage qui peuvent se développer dans le milieu diélectrique de confinement au delà d'une certaine intensité laser. Bien que ces derniers aient un effet direct sur les plasmas confinés, en limitant l'énergie laser disponible pour leur développement, ces deux plasmas sont découplés et ils peuvent être traités séparément.

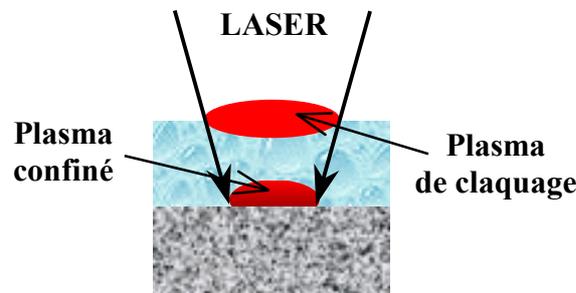


Figure II-1 : Plasmas générés par l'interaction laser-matière en régime confiné.

Ce second chapitre présente une étude bibliographique sur les différents travaux théoriques et expérimentaux qui ont été réalisés afin de caractériser l'interaction laser-matière en régime confiné. La première partie est consacrée aux travaux concernant l'étude des plasmas confinés, et la seconde partie à ceux dédiés à l'étude des phénomènes de claquages dans le milieu diélectrique de confinement. Dans chaque cas, l'objectif est de rappeler les paramètres les plus significatifs de l'interaction, et de faire ressortir les problèmes qui restent en suspens et qui font l'objet de ce travail.

II.1 Les plasmas confinés

II.1.1 Modélisation de l'interaction confinée

Malgré les nombreux travaux entrepris jusque là pour étudier l'interaction en régime confiné, aucune modélisation complète n'a encore été réalisée à ce jour. En effet, ce mode d'interaction particulier met à la fois en jeu l'hydrodynamique classique utilisée pour décrire l'interaction laser-matière en régime direct, mais aussi l'interaction entre le plasma confiné et le milieu diélectrique de confinement (eau ou verre). Dans les paragraphes suivants, nous présentons les différentes approches théoriques qui ont été utilisées afin de modéliser ce mode d'interaction, en soulignant les avantages et les limites de chacune d'entre-elles.

II.1.1.1 Modèles numériques

Fairand et Clauer [II-1] ont été les premiers à simuler le comportement thermique et hydrodynamique d'un matériau soumis à une irradiation laser en régime confiné, à l'aide d'un code numérique mono-dimensionnel, basé sur la méthode des différences finies. Leur code, prénommé LILA, tient compte à la fois de l'absorption de l'énergie laser par le métal, mais aussi de l'absorption collisionnelle par bremsstrahlung inverse dans le plasma. Une équation d'état analytique permet de décrire séparément les contributions du métal froid (à température nulle), des ions, et des électrons. La résolution des équations hydrodynamiques couplées aux équations électromagnétiques associées à l'absorption de l'onde laser, permet alors d'obtenir l'évolution temporelle de la pression à la surface du métal. Bien que la pression ainsi obtenue soit en bon accord avec les mesures expérimentales, les auteurs ne précisent pas comment ils tiennent compte de la présence du milieu de confinement dans leur code, et aucune donnée concernant les paramètres microscopiques (température et densité électroniques) du plasma confiné n'est publiée.

Romashko *et al.* [II-2] se sont plus particulièrement intéressés à la propagation de l'onde d'ionisation engendrée par le plasma confinée, et à son interaction avec l'onde laser. Ils ont ainsi développé un modèle numérique pour simuler la propagation d'une onde d'ionisation créée dans l'eau par interaction d'une impulsion laser ns ayant une intensité de l'ordre de $I \sim 10^{10}$ - 10^{11} W/cm² avec une surface solide immergée. Ces auteurs considèrent que lorsque l'impulsion laser est absorbée au niveau de la cible solide, le plasma créé induit une onde de détonation entretenue par laser qui va se propager dans l'eau. Lors de sa propagation,

des électrons libres vont être créés par ionisation thermique mais surtout par un effet de pression. En effet, la compression du liquide dans le front de l'onde de choc augmente de façon locale la dissociation de H_2O en H^+ et OH^- , et l'ionisation à deux photons de OH^- se produit alors de façon quasi-immédiate. La densité d'électrons libres créés par ce processus est donc fortement liée au degré de compression. Pour une intensité de 34 GW/cm^2 , la pression maximale de l'onde de choc atteint presque 13 GPa, ce qui correspond à un degré de compression de l'eau égal à 1,72. Pour une telle valeur, la densité électronique générée par effet de pression est de l'ordre de 10^{20} cm^{-3} , ce qui se traduit par une très forte absorption dans cette zone. L'absorption de l'énergie laser se trouve ainsi délocalisée au niveau du front de choc, et on observe donc une onde d'ionisation qui se propage dans l'eau en amont du front de l'onde de choc. Ceci montre clairement que pour de fortes intensités laser, l'onde de choc engendrée par le plasma confiné peut favoriser l'ionisation du milieu de confinement.

Devaux et Virmont [II-3][II-4] ont modifié le code d'interaction laser-matière FILM développé dans le cadre des études sur la fusion par confinement inertiel, afin d'y incorporer l'absorption de l'énergie laser par le milieu diélectrique de confinement. Dans sa forme originelle, ce code hydrodynamique lagrangien 1D décrit le comportement de 75 cellules en utilisant les tables d'équation d'état SESAME de Los Alamos. Comme l'ionisation du milieu diélectrique varie rapidement avec la température, Devaux suppose que la transition transparent/opaque du diélectrique se produit pour une température donnée. Cette température inconnue (TEABS), doit être ajustée de façon arbitraire afin de rendre compte des résultats expérimentaux. Dans la pratique, l'énergie laser est d'abord déposée dans la première cellule de métal à l'interface cible-diélectrique, puis est absorbée partiellement dans la première cellule du diélectrique lorsque sa température atteint la valeur TEABS. Le processus recommence pour chaque cellule de diélectrique chauffée par le laser jusqu'à TEABS, et il se traduit par la propagation d'une onde d'ionisation dans le milieu diélectrique. Pour une température TEABS donnée, 2000 K par exemple, la température du plasma confiné atteint environ le double, soit 4000 K. Suivant la valeur de l'intensité laser, le modèle met en évidence deux structures de propagation différentes qui sont représentées sur la *Figure II-2*. A faible intensité (a), le front d'ionisation se propage sous la forme d'une onde de combustion ou LSC (Laser Supported Combustion). Dans ce cas, le plasma n'a que quelques microns d'épaisseur, et le front de température reste collé à l'interface alors que l'onde de pression s'en détache. Pour des intensités élevées (b), le front d'ionisation se propage sous la forme d'une onde de détonation ou LSD (Laser Supported Detonation) conformément aux prédictions de Romashko *et al.* [II-2]. Le front de température se détache de la surface de

quelques dizaines de microns, et sa vitesse devient supérieure à celle de l'onde de choc. La vitesse du front de choc est alors imposée par la vitesse du front de température. Lorsque TEABS augmente, le passage de la structure LSC à LSD se fait pour des intensités plus élevées.

La description du processus de confinement faite dans ce code numérique permet de rendre compte des mesures expérimentales, qui sont essentiellement des mesures de pression et de vitesse de propagation du front de choc. Toutefois, le modèle est très sensible au choix de la température d'absorption TEABS, qui influe peu sur la pression induite dans le métal, mais beaucoup sur les caractéristiques du plasma (température et densité électroniques, degré d'ionisation). Or, à l'heure actuelle, les mesures expérimentales de ces paramètres sont trop peu nombreuses pour permettre de déterminer de façon certaine le paramètre TEABS, ce qui limite fortement la validité du modèle.

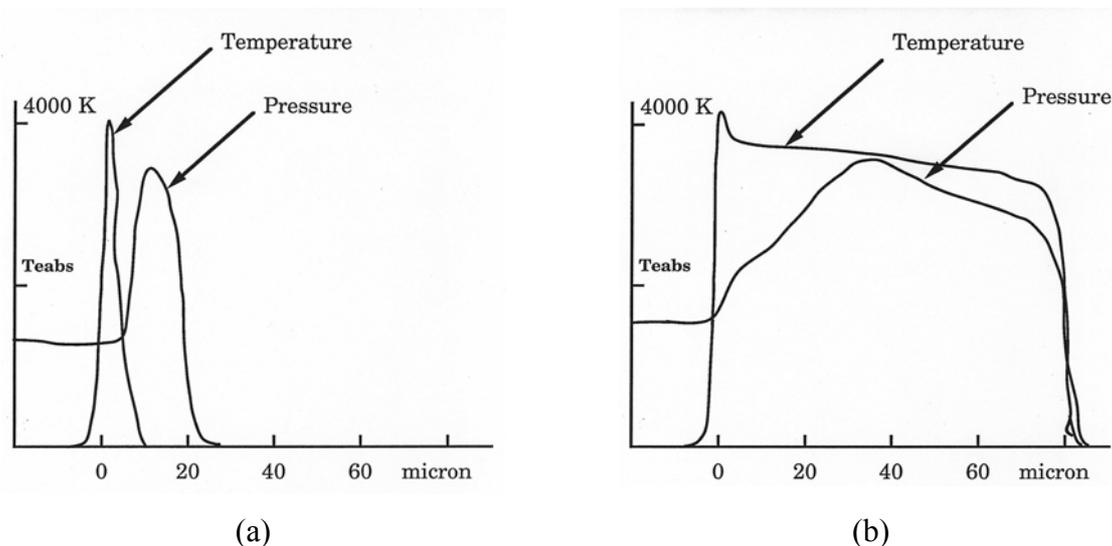


Figure II-2 : Structure de propagation de l'onde d'ionisation créée par interaction d'une impulsion gaussienne de 30 ns à 1064 nm avec une cible d'aluminium confinée par eau pour deux intensités laser différentes : 1 GW/cm^2 (a) et 30 GW/cm^2 (b). Instantané pris 10 ns après le début de l'impulsion laser.

II.1.1.2 Modèle analytique

Les bases théoriques d'un modèle analytique décrivant l'interaction confinée ont été introduites au début de années 70 par O'Keefe *et al.* [II-5] et Anderholm [II-6]. En se basant sur les travaux de Griffin *et al.* [II-7], Fabbro [II-8] et Fournier [II-9] l'ont développé afin de calculer les pressions induites en fonction de l'intensité de l'impulsion laser, et décrire la chronologie de la mise sous pression des matériaux. Ces premières études, limitées à des

impulsions présentant un profil temporel carré, ont été étendues par Devaux [II-4] et Darquey [II-10] à des impulsions triangulaires et à front de montée bref. La *Figure II-3* présente la géométrie de l'interaction confinée utilisée par ces auteurs qui considèrent trois phases dans le processus.

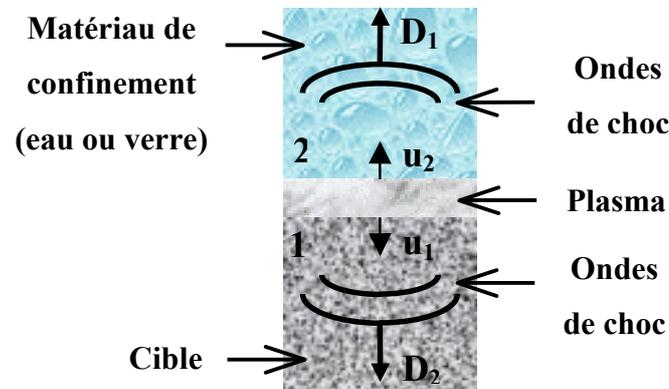


Figure II-3 : Géométrie de l'interaction confinée.

A chaque étape, le plasma est considéré comme un gaz parfait et ses échanges de chaleur avec les matériaux froids sont négligés.

Phase 1 : mise en pression du plasma confiné.

Pendant la durée d'impulsion, l'énergie laser est complètement absorbée à l'interface cible/diélectrique. La pression générée par le plasma induit un système de deux ondes de choc, l'une se propageant dans la cible solide et l'autre, dans le matériau confinant. Ces deux ondes de choc de vitesses respectives D_1 et D_2 mettent en mouvement aux vitesses u_1 et u_2 la matière se trouvant juste derrière elles, de telle sorte que l'épaisseur L de l'interface entre les deux matériaux s'élargit au cours du temps selon :

$$\frac{dL(t)}{dt} = u_1 + u_2 \quad (\text{II-1})$$

u_i ($i = 1, 2$) étant la vitesse de la matière derrière l'onde de choc. Derrière les deux ondes de choc, l'équation de Rankine-Hugoniot traduisant la conservation de la quantité de mouvement donne :

$$P = \rho_i D_i u_i = Z_i u_i \quad (\text{II-2})$$

où P est la pression exercée par le plasma, et ρ_i et Z_i sont respectivement la densité et l'impédance de choc du milieu considéré. En combinant les relations (II-1) et (II-2), on obtient :

$$\frac{dL(t)}{dt} = \frac{2}{Z} P(t), \quad (\text{II-3})$$

Z étant l'impédance mécanique réduite du système : $2/Z = 1/Z_1 + 1/Z_2$. Selon le modèle, l'énergie laser $I(t)dt$ ($I(t)$ étant l'intensité du laser) est totalement absorbée par le plasma sous forme d'énergie interne E_i et de travail des forces de pression $P(t)dL$. Par conséquent, la conservation de l'énergie s'écrit :

$$I(t) = P(t) \frac{dL(t)}{dt} + \frac{d[E_i(t)L(t)]}{dt}. \quad (\text{II-4})$$

L'énergie interne E_i est considérée comme étant la somme de l'énergie thermique $E_{th} = \alpha E_i$ utilisée pour la mise sous pression du plasma, et d'une fraction $(1-\alpha)E_i$ utilisée pour son ionisation. Pour un gaz parfait, la pression peut donc s'écrire sous la forme :

$$P(t) = \frac{2}{3} E_i(t) = \frac{2}{3} \alpha E_i(t). \quad (\text{II-5})$$

L'équation (II-4) devient alors :

$$I(t) = P(t) \frac{dL(t)}{dt} + \frac{3}{2\alpha} \frac{d[P(t)L(t)]}{dt}. \quad (\text{II-6})$$

En combinant cette dernière relation avec l'équation (II-3), il vient :

$$I(t) = \frac{Z}{2} \left[\left(1 + \frac{3}{2\alpha} \right) \left(\frac{dL}{dt} \right)^2 + \frac{3}{2\alpha} L \frac{d^2 L}{dt^2} \right]. \quad (\text{II-7})$$

L'intégration de cette équation permet d'obtenir l'évolution de l'épaisseur du plasma en fonction du temps, et d'en déduire celle de la pression en utilisant l'équation (II-3). La plupart des impulsions lasers utilisées pour les expériences de choc laser sont des impulsions gaussiennes. La résolution analytique de l'équation (II-7) n'est pas possible pour ce type d'impulsion. On est donc amené à simuler le profil gaussien par un profil plus simple, de type carré ou bien triangulaire. Dans le cas d'une impulsion laser carrée de densité de puissance I_0 constante et de durée τ , la pression maximale induite s'écrit simplement [II-8] :

$$P(\tau) = \sqrt{\frac{\alpha}{2\alpha + 3} Z I_0}, \quad (\text{II-8})$$

soit,

$$P(\text{GPa}) = 0.01 \sqrt{\frac{\alpha}{2\alpha + 3} \sqrt{Z (\text{g.cm}^{-2}.\text{s}^{-1})} I_0 (\text{GW/cm}^2)}. \quad (\text{II-9})$$

L'épaisseur de l'interface cible/diélectrique est alors donnée par :

$$L(\tau) = 2\tau \sqrt{\frac{\alpha}{2\alpha + 3} \frac{I_0}{Z}} = \frac{2P(\tau)\tau}{Z}, \quad (\text{II-10})$$

soit,

$$L(\mu\text{m}) = 2 \times 10^5 \frac{P(\text{GPa})\tau(\text{ns})}{Z(\text{g.cm}^{-2}.\text{s}^{-1})}. \quad (\text{II-11})$$

Pour une impulsion laser triangulaire de densité de puissance maximale I_0 et de durée à mi-hauteur τ , Devaux [II-4] a montré que les équations (II-8) et (II-10) se réécrivent sous la forme :

$$P(\tau) = \sqrt{\frac{\alpha}{2\alpha + 4} I_0 Z}, \quad (\text{II-12})$$

$$L(\tau) = \frac{4\tau}{3} \sqrt{\frac{\alpha}{2\alpha + 4} \frac{I_0}{Z}} = \frac{4}{3} \frac{P(\tau)\tau}{Z}. \quad (\text{II-13})$$

On remarque que, quelle que soit l'impulsion laser, la pression induite ne dépend que de l'intensité, des caractéristiques du matériau traité et du milieu de confinement (par le biais de l'impédance réduite Z) et du paramètre α , qui peut être considéré comme le rendement de l'interaction. Pour une même intensité laser, le confinement par verre induit donc des pressions d'impact supérieures au confinement par eau, l'impédance de choc du verre étant supérieure à celle de l'eau ($Z_{\text{verre}} = 1,3 \times 10^6 \text{ g.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ et $Z_{\text{eau}} = 0,165 \times 10^6 \text{ g.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$).

Exemple : considérons une cible d'aluminium ($Z = 1,48 \times 10^6 \text{ g.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$) confinée par de l'eau et irradiée par une impulsion laser carrée d'une durée de 3 ns à 1064 nm. Dans ces conditions, le rendement d'interaction vaut $\alpha = 0,2$ [II-4]. La pression induite est $P = 4,2 \text{ GPa}$, et l'épaisseur du plasma $L = 8,4 \mu\text{m}$. Si cette même cible est maintenant confinée par du verre, la pression induite est $P = 9 \text{ GPa}$, et l'épaisseur du plasma $L = 3,9 \mu\text{m}$.

Afin de montrer l'utilité du régime confiné pour la génération de pression, les pressions maximales générées en régime confiné et en régime direct, en focalisant une impulsion de 30 ns à 1064 nm sur une cible d'aluminium, sont comparées sur la *Figure II-4*. La pression générée en régime direct est calculée à partir du modèle de Phipps *et al.* [II-11], qui a été validé expérimentalement dans une large gamme de longueurs d'ondes (248 nm à 10,6 μm) et de durées d'impulsions (500 ps à 1,5 ms), pour des intensités laser comprises entre 3 MW/cm² et 70 TW/cm². Dans ce modèle, la pression est donnée par :

$$P_a(\text{Mbar}) \approx 0,519 \cdot A^{7/16} \left[\bar{Z}^2 (\bar{Z} + 1) \right]^{3/16} \cdot I_a (\text{TW} / \text{cm}^2)^{3/4} \cdot \lambda (\mu\text{m})^{-1/4} \cdot \tau (\text{ns})^{-1/8}, \quad (\text{II-14})$$

où A est le numéro atomique de la cible, \bar{Z} le degré moyen d'ionisation du plasma, et I_a , λ et τ représentent respectivement l'intensité, la longueur d'onde, et la durée de l'impulsion laser. La pression induite en régime confinée est calculée pour une impulsion laser carrée avec un rendement d'interaction $\alpha = 0,2$ et le degré d'ionisation moyen dans la formule de Phipps est supposé constant et égal à 10.

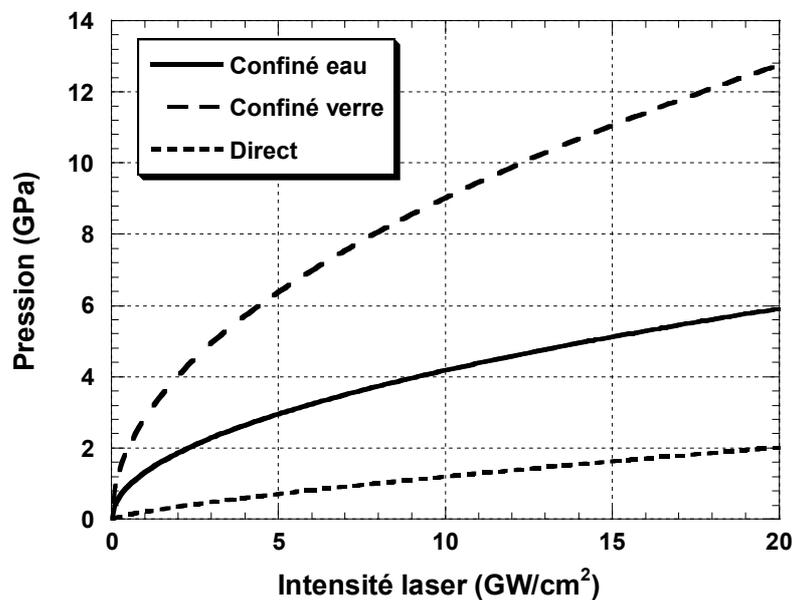


Figure II-4 : Comparaison des pressions maximales générées en régime direct et en régime confiné pour des conditions d'irradiation laser similaires.

On constate que pour une même intensité laser, les pressions induites en régime confiné sont supérieures à celles obtenues en régime direct, d'un facteur quatre environ pour le confinement par eau, et d'un facteur 9 environ pour le confinement par verre.

Phase 2 : détente adiabatique du plasma confiné.

A la fin de l'impulsion laser, la conservation de l'énergie se réécrit sous la forme simplifiée :

$$d[E_i(t)L(t)] = -P(t)dL(t) \text{ soit } d\left[\frac{3P(t)L(t)}{2\alpha}\right] = -P(t)dL(t). \quad (\text{II-15})$$

Cette équation est caractéristique d'un refroidissement adiabatique dont la solution s'écrit :

$$P(t)L(t)^{1+\frac{2\alpha}{3}} = P(\tau)L(\tau)^{1+\frac{2\alpha}{3}} = C^{te} \quad (\text{II-16})$$

la constante adiabatique γ étant reliée directement au rendement de l'interaction : $\gamma = 1 + 2\alpha/3$. A partir de l'équation (II-3), l'évolution de l'épaisseur de l'interface en fonction du temps s'écrit :

$$L(t) = L(\tau) \left[1 + \frac{\gamma + 1}{\tau} (t - \tau) \right]^{\frac{1}{\gamma + 1}}, \quad (\text{II-17})$$

et l'évolution de la pression :

$$P(t) = \frac{P(\tau)}{\left[1 + \frac{\gamma + 1}{\tau} (t - \tau) \right]^{\frac{\gamma}{\gamma + 1}}}. \quad (\text{II-18})$$

La largeur temporelle à mi-hauteur du profil de pression vaut alors :

$$\tau_p = \tau \frac{\gamma + 2}{\gamma + 1} \frac{\gamma + 1}{\gamma}. \quad (\text{II-19})$$

Pour une durée d'impulsion τ d'une dizaine de ns à 1064 nm et un rendement typique d'interaction $\alpha = 0,2$ [II-4], la durée à mi-hauteur du pulse de pression est égale à $\tau_p = 2,26 \tau$.

Le régime confiné permet donc de générer une pression plus importante qu'en régime direct, et cette pression est maintenue sur une durée plus longue, de l'ordre de deux fois la durée de l'impulsion laser irradiant la cible.

Phase 3 : expansion finale.

Pour les temps très longs après la recombinaison du plasma, l'expansion finale du plasma entre les interfaces transfère une dernière quantité de mouvement à la cible par effet fusée. Cependant, les ondes de choc de très faible amplitude produites au cours de cette ultime étape n'ont aucun intérêt pour le choc laser.

Bennet *et al.* [II-12] ont montré qu'il est possible d'améliorer les prédictions du modèle analytique en ajoutant un terme supplémentaire dans le bilan d'énergie, afin de tenir compte des pertes par diffusion thermique dans le milieu environnant. Dans leur modèle, les pertes thermiques sont négligées tant que la température du milieu dans lequel la chaleur diffuse est inférieure à sa température de fusion, et lorsque cette température est atteinte, les pertes sont calculées en considérant que la paroi du milieu reste à cette température. Avec ces hypothèses, l'équation (II-6) se réécrit sous la forme :

$$I(t) = P(t) \frac{dL(t)}{dt} + \frac{3}{2\alpha} \frac{d[P(t)L(t)]}{dt} + \beta \frac{T_{fus}}{\sqrt{t'}} \quad (\text{II-20})$$

où T_{fus} est la température de fusion du matériau dans lequel la chaleur diffuse, t_{fus} représente le temps auquel le matériau atteint cette température, et $t' = t - t_{fus}$. La constante de diffusion β est nulle lorsque $t' \leq 0$, et lorsque $t' > 0$, sa valeur est ajustée pour obtenir le meilleur accord possible avec la mesure expérimentale de pression. Cette modification permet d'obtenir un meilleur accord avec les mesures expérimentales de pression à faible intensité, mais à haute intensité, les pertes deviennent négligeables et elles n'ont plus d'effet sur la pression.

Plus récemment, Zang et Yao [II-13] ont encore amélioré la description de l'interaction confinée. Leur modèle possède une structure très similaire à celle du modèle analytique précédent, mais la prise en compte de la loi de conservation de la masse, en plus de celles de l'énergie et de la quantité de mouvement, permet de calculer le taux d'ablation et de déterminer la densité du plasma confiné. La *Figure II-5* présente les résultats de leurs simulations montrant l'évolution du flux d'ablation au cours du temps pour différentes intensités laser.

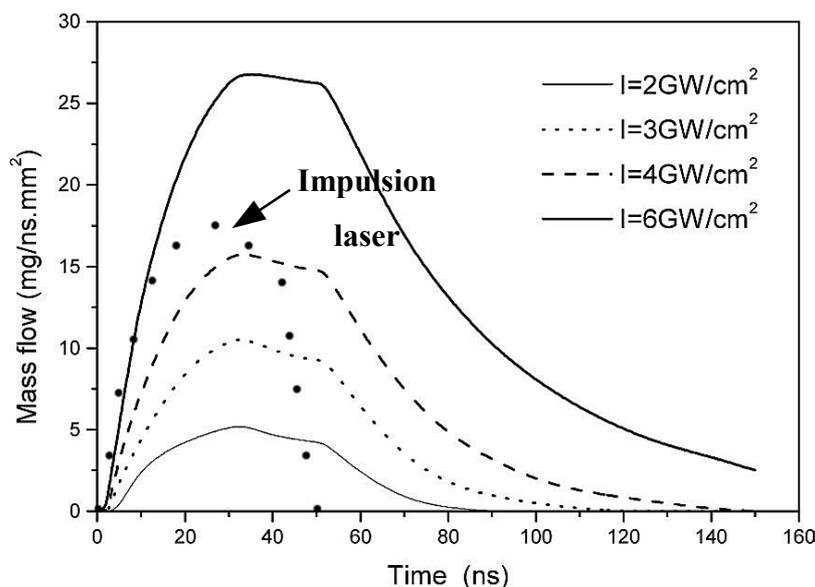


Figure II-5 : Evolution du taux d'ablation en fonction du temps pour différentes intensités laser. Cible de cuivre confinée par eau irradiée par une impulsion laser quasi gaussienne de 40 ns à 1064 nm [II-13].

Ces courbes peuvent être séparées en trois parties distinctes. La première correspond au front de montée de l'impulsion laser, durant lequel le taux d'ablation suit une évolution similaire à celle de la pression en augmentant régulièrement au cours du temps. Dans la seconde partie qui correspond au front de descente de l'impulsion laser, le taux d'ablation reste quasiment constant. En effet, bien que le laser apporte de moins en moins d'énergie, la chaleur dégagée par le plasma confiné est suffisamment importante pour maintenir un flux de masse constant. La troisième partie correspond au refroidissement adiabatique du plasma confiné. Le flux de masse décroît alors avec une dynamique similaire à celle de la pression.

Bien que le modèle analytique ait été validé par de nombreuses expériences réalisées dans différentes conditions d'irradiation, il présente certaines limitations :

- Le paramètre α doit en effet être ajusté arbitrairement pour que la pression calculée s'accorde aux résultats expérimentaux,
- Le modèle ne rend pas compte de la saturation de pression associée à l'apparition des phénomènes de claquages dans le milieu de confinement,
- Il ne permet pas de calculer les paramètres microscopiques du plasma confiné et de prédire le chargement thermique induit à la surface de la cible.

II.1.2 Travaux expérimentaux sur l'interaction confinée

Bien que certains travaux théoriques aient été consacrés à l'étude de l'interaction confinée, la plupart des études entreprises sur ce sujet depuis plus de trente ans maintenant, sont expérimentales. Les paragraphes suivants présentent un état de l'art sur ces différents travaux. Ils concernent principalement la caractérisation des plasmas générés en régime confiné, en s'intéressant tout particulièrement à l'influence des paramètres d'irradiation laser sur :

- L'absorption de l'énergie laser,
- La pression induite,
- La quantité de matière ablatée,
- Les paramètres microscopiques des plasmas confinés,
- Et la dynamique d'expansion de ces plasmas.

II.1.2.1 Caractérisation de l'absorption du plasma confiné

L'absorption de l'énergie laser est un paramètre essentiel de l'interaction laser-matière qui dépend fortement des caractéristiques du rayonnement laser (longueur d'onde, durée d'impulsion, et intensité), du régime d'interaction choisi (directe sous vide ou sous air, confinée eau ou confinée verre), mais aussi des propriétés de la cible (matériau et état de surface) à basse intensité. Dans la gamme d'intensité ($I < 10^{11}$ W/cm²) utilisée pour les expériences en régime confiné, on distingue deux mécanismes principaux d'absorption : à faible intensité (< 1 GW/cm²), l'énergie laser est absorbée directement par la cible métallique, et lorsque l'intensité laser augmente, l'absorption se fait dans le plasma par bremsstrahlung inverse. Ils peuvent être distingués sur les courbes présentant l'évolution de la réflectivité en fonction de l'intensité laser (*Figure II-6*). A faible intensité ($I < 1$ GW/cm²), la réflectivité est constante et égale à la réflectivité du métal à la longueur d'onde du laser. Lorsque l'intensité laser augmente, la réflectivité passe par un maximum caractéristique du seuil d'initiation du plasma confiné, et elle diminue ensuite rapidement au fur et à mesure que l'absorption de ce plasma augmente. Pour des intensités supérieures au seuil de claquage du milieu de confinement, la réflectivité reste constante à environ 4-5 %. Cette valeur correspond à la réflexion à 4% sur le dioptre air-eau, le reste de l'énergie laser étant absorbé par le plasma de claquage.

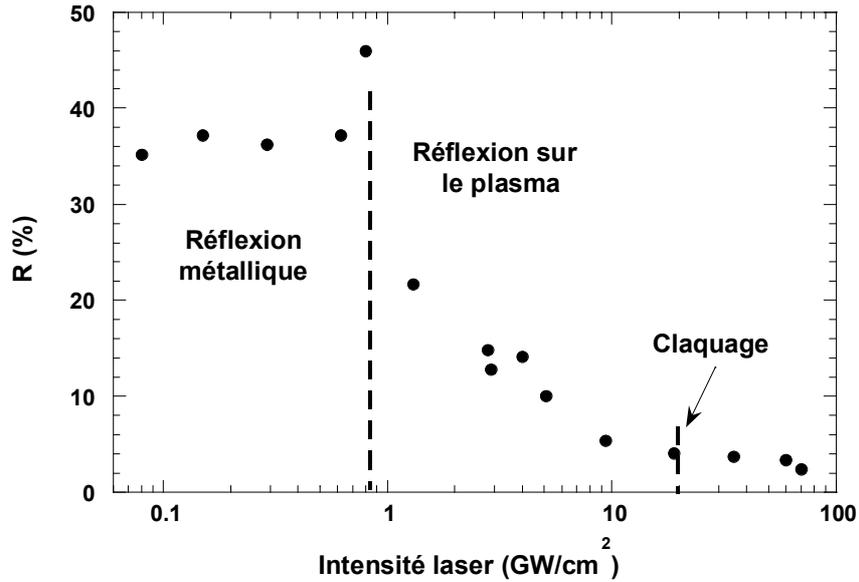


Figure II-6 : Evolution de la réflectivité en fonction de l'intensité laser pour une cible d'aluminium confinée par eau et irradiée par une impulsion gaussienne de 3 ns à 1064 nm [II-4].

Il est important de remarquer que dans les conditions d'irradiation laser optimales, c'est à dire en dessous du seuil de claquage du milieu de confinement, l'absorption du plasma confiné n'est pas totale comme cela est supposé dans le modèle analytique de Fabbro *et al.* [II-8], mais de l'ordre de 80-90 %. Au delà de ce seuil, la mesure intègre l'absorption par le plasma de claquage, et il n'est alors plus possible de déterminer l'absorption du plasma confiné.

Fournier [II-9] a réalisé la première véritable étude de l'absorption en régime confiné en comparant l'absorption de l'énergie laser sur des cibles de cuivre pour différentes conditions d'irradiations laser, dans les régimes d'interaction directe et confinée par verre. Ses travaux ont montré que :

- pour des conditions d'irradiations similaires, l'absorption en régime confiné est supérieure de 10-15 % à l'absorption en régime direct,
- en régime direct et en régime confiné, l'absorption d'impulsions de 30 ns est supérieure de 10-15 % à celle d'impulsions de 3 ns.

A notre connaissance, aucune étude n'a encore été réalisée concernant l'effet de la longueur d'onde laser sur l'absorption en régime confiné. Or, les mesures d'absorption réalisées en régime direct à haute intensité dans le cadre des études sur la fusion par confinement inertiel ont montré que l'absorption par Bremsstrahlung inverse dans le plasma

est d'autant plus importante que la longueur d'onde du laser est courte [II-14]. Cette tendance a aussi été observée par Fournier [II-9] pour des intensités laser plus modérées, l'absorption à 532 nm étant 15 à 20 % supérieure à celle mesurée à 1064 nm.

S'il s'avérait que l'absorption varie de la même façon qu'en régime direct en fonction de la longueur d'onde, comme c'est le cas pour la durée d'impulsion, l'utilisation de courtes longueur d'ondes pourrait donc être envisagée afin d'augmenter le niveau de pression induit en régime confiné.

II.1.2.2 Caractérisation des ondes de choc induites

Le principe de l'interaction confinée a été proposé afin d'augmenter les niveaux de pression induits lors de l'interaction d'un rayonnement laser avec une cible solide. Les premières études sur ce régime d'interaction particulier ont donc porté principalement sur la caractérisation des ondes de choc induites en utilisant différents milieux de confinement [II-1][II-16][II-17], différents matériaux pour la cible et le revêtement thermoprotecteur [II-15][II-17]-[II-19], et différentes durées d'impulsions [II-19][II-20]. Bien que ces travaux aient mis en évidence une augmentation importante de la pression en régime confiné, ainsi qu'une augmentation de la durée de l'onde de choc par rapport au régime direct, ils restent limités par le faible nombre d'échantillons traités, et par les moyens de caractérisation utilisés (uniquement des jauges à Quartz). Au début des années 90, les études sur la caractérisation des ondes de choc ont été fortement développées, particulièrement en France au LALP et au LCD (ENSMA Poitiers). En effet, les progrès technologiques réalisés entre temps ont permis l'apparition de nouveaux diagnostics de mesure, et le développement de sources laser couvrant une plus large gamme de durées d'impulsions et de longueurs d'ondes. De nouvelles mesures de pressions ont ainsi été réalisées par jauge électromagnétique (EMV) [II-21]-[II-23], mais surtout par jauge PVDF [II-23]-[II-26] et interférométrie VISAR [II-7][II-27]-[II-31]. Ces différents diagnostics ont permis d'étudier l'influence de la durée et du profil temporel de l'impulsions laser sur la génération de pression, ainsi que l'influence de la longueur d'onde. Par comparaison avec les résultats de ces expériences, le modèle analytique de Fabbro *et al.* [II-8] a ainsi pu être validé pour différentes conditions d'irradiation en régime de confinement par verre et par eau. Dans les paragraphes ci-dessous, l'influence de divers paramètres sur la génération de pression est analysée plus en détails.

II.1.2.2.a Influence du diagnostic de mesure

La Figure II-7 présente une comparaison de mesures de pression réalisées avec différents diagnostics expérimentaux (jauges quartz, EMV, et PVDF, interférométrie VISAR) sur des cibles d'aluminium confinées par eau, irradiées à 1064 nm par des impulsions gaussiennes de 25 ns et des impulsions carrées de 3 ns. Dans les deux cas, on constate des différences importantes sur la valeur de la pression selon le diagnostic utilisé. Pour les impulsions gaussiennes de 25 ns, les pressions mesurées avec les trois diagnostics sont en très bon accord pour des intensités inférieures à 4 GW/cm². Cependant, pour des intensités supérieures, les pressions mesurées par les jauges Quartz et EMV saturent à 2,5 GPa, alors que les mesures réalisées par VISAR ne saturent à 5 GPa qu'à partir de 10 GW/cm². Un résultat similaire a été mis en évidence dans le cas du confinement par verre [II-23]. Dans le cas des impulsions carrées de 3 ns, la différence entre les différents diagnostics est moins importante, bien que les pressions mesurées par jauge EMV soient légèrement inférieures à celles mesurées par les jauges Quartz et PVDF pour des intensités supérieures à 5 GW/cm². Les mesures réalisées par jauge Quartz sont en bon accord avec les mesures par jauge PVDF, et ce, même pour des intensités laser importantes.

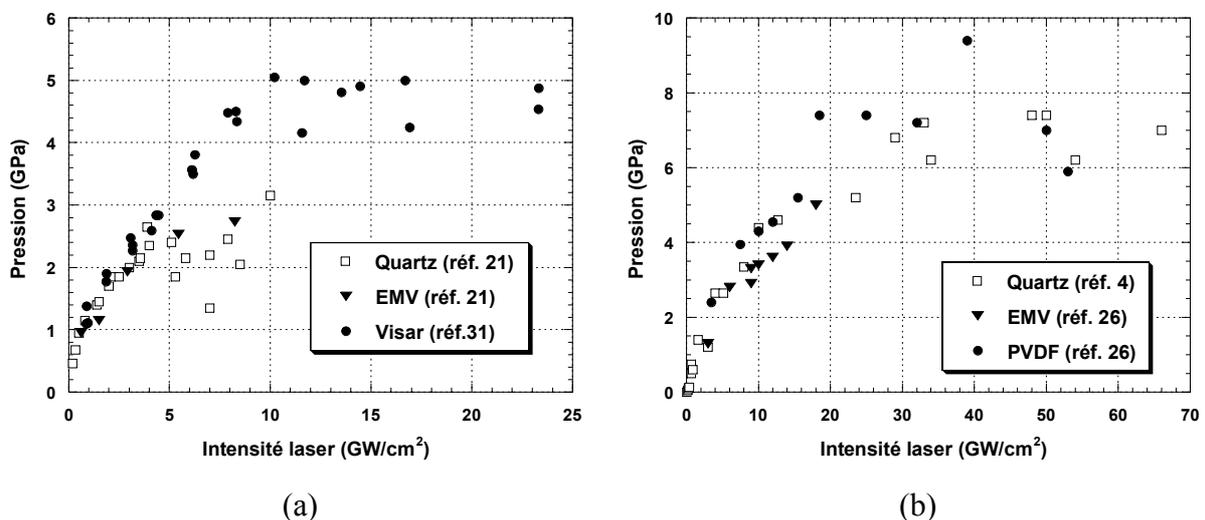


Figure II-7 : Influence du diagnostic expérimental sur les mesures de pression. Cibles d'aluminium confinées par eau irradiées par des impulsions gaussiennes de 25 ns (a), et des impulsions carrées de 3 ns à 1064 nm (b).

De manière générale, les jauges Quartz et EMV ne sont pas bien adaptées aux mesures de fortes pressions pour des raisons très différentes. La limite élastique d'Hugoniot du quartz est d'environ 4 GPa. Au delà de cette limite, la réponse du quartz devient non linéaire, et on

observe alors une saturation de la pression mesurée, particulièrement significative à partir de 6 GPa. Cette atténuation est d'autant plus importante que la durée de l'onde de choc est longue. Ceci explique donc pourquoi les mesures effectuées par jauge quartz pour des impulsions courtes sont en bon accord avec celles réalisées par jauge PVDF. Dans le cas des jauges EMV, ce sont les parasites électromagnétiques produits par le plasma confiné et/ou le plasma de claquage qui perturbent la mesure. Ces parasites sont d'autant plus importants que l'impulsion laser est longue, car ceci favorise l'expansion du plasma confiné et l'initiation du plasma de claquage (cf. paragraphe II.2.1.2).

Il est donc préférable d'utiliser les jauges PVDF et le VISAR pour les mesures de pression à haute intensité. Cependant, la mise en œuvre de ces diagnostics pose aussi des problèmes. Les jauges PVDF doivent en effet être calibrées précisément avant de pouvoir effectuer des mesures, et les signaux obtenus doivent être déconvolués pour obtenir la pression. Dans le cas du VISAR, la seule limitation provient du temps de réponse des photomultiplicateurs qui n'est pas suffisamment rapide pour mesurer la pression avec des impulsions courtes (≤ 1 ns). A l'heure actuelle, la jauge EMV apparaît donc comme étant le diagnostic le mieux adapté pour les mesures de pression à faible intensité du fait de sa simplicité d'utilisation. Pour les mesures de pression à intensité plus élevée, c'est le VISAR qui est le mieux adapté. Ce sont donc ces deux diagnostics qui seront mis en œuvre dans cette étude pour les mesures de pression.

II.1.2.2.b Influence de la durée et du profil temporel de l'impulsion laser

Afin de déterminer les conditions optimales pour le traitement par choc laser, des mesures de pression ont été réalisées pour des impulsions laser ayant des durées et des profils temporels très différents. La *Figure II-8* présente une comparaison de différentes mesures de pression réalisées par VISAR [II-31] et par jauge PVDF [II-26] sur des cibles d'aluminium confinées par eau et irradiées à 1064 nm par des impulsions gaussiennes de 25 ns, 10 ns et 600 ps, et des impulsions carrées de 3 ns. Les résultats de ces mesures sont comparés avec les prédictions du modèle analytique. Dans tous les cas, la courbe peut être séparée en deux parties :

- La pression augmente tout d'abord avec l'intensité laser en suivant une évolution en $P \propto \sqrt{I}$, en très bon accord avec le modèle analytique,
- Au delà d'une certaine intensité, la pression sature.

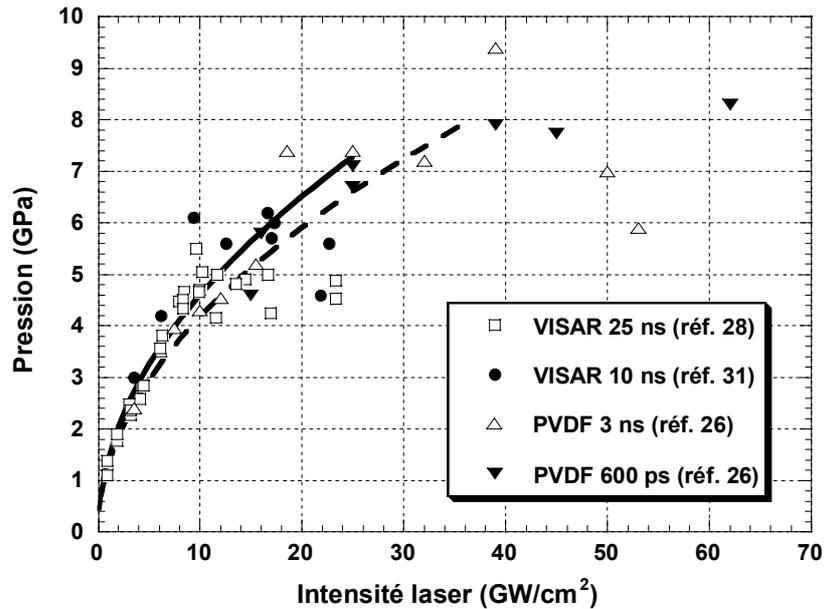


Figure II-8 : Evolution de la pression maximale induite en fonction de l'intensité laser. Comparaison des résultats expérimentaux obtenus à 1064 nm avec les prédictions du modèle analytique ($\alpha = 0,25$ en trait plein, et $\alpha = 0,15$ en tirets).

Cette saturation est due à l'apparition d'un plasma de claquage dans l'eau de confinement qui absorbe une partie de l'énergie laser incidente, et limite donc la pression induite. On constate que l'intensité laser au delà de laquelle la pression sature, augmente lorsque la durée de l'impulsion laser diminue : pour les impulsion gaussiennes de 10 ns et de 25ns, la pression sature à partir de 10 GW/cm^2 , alors que cette saturation n'apparaît qu'à partir de 30 GW/cm^2 pour les impulsions carrées de 3 ns, et de 60 GW/cm^2 pour les impulsions gaussiennes de 600 ps. La pression maximale induite est donc limitée à une valeur plus faible pour les impulsions longues (5-6 GPa) que pour les impulsions courtes (7-8 GPa). Comme nous le verrons au paragraphe II.2.1.2, cette différence s'explique par le fait que les processus de claquages sont favorisés par les impulsions longues. Ils apparaissent donc pour des intensités moins élevées, et le niveau de pression sature donc à des niveaux plus faibles.

La comparaison avec le modèle analytique montre que le rendement énergétique α de l'interaction diminue lorsque la durée d'impulsion diminue : il passe de $\alpha = 0,25$ pour les impulsions de 10 et 25 ns, à $\alpha = 0,15-0,2$ pour les impulsions de 3 ns. Ceci tient au fait que l'absorption de l'énergie laser est d'autant plus importante que la durée de l'impulsion laser est grande, ce qui se traduit par un rendement d'interaction plus important, et donc par une pression induite plus importante.

Bien que la plupart de ces études aient été réalisées avec des impulsions ayant des durées proches de la ns, certains travaux ont aussi été effectués avec des impulsions beaucoup

plus courtes, de l'ordre de la ps. Schoen et Campillo [II-27] ont ainsi utilisé l'interférométrie VISAR pour mesurer les pressions générées par des impulsions gaussiennes de 10 ps sur des cibles de Cu confinées par verre. Leurs résultats montrent que pour ces impulsions très courtes, la pression ne varie plus en \sqrt{I} comme le prédit le modèle analytique, mais varie linéairement en fonction de l'intensité. Ceci s'explique par le fait que le confinement par verre est inefficace pour les impulsions très courtes. En effet, le plasma se détend alors sur une distance inférieure à la rugosité moyenne des cibles, et l'interaction ne se fait plus en régime confiné, mais en régime direct. Fournier [II-9] a ainsi montré que pour des impulsions de 600 ps, il n'y a aucune différence entre la pression induite en régime direct et celle induite en régime de confinement par verre.

Outre sa durée, le profil temporel de l'impulsion laser peut aussi avoir une grande importance sur le niveau de pression généré. Dans sa thèse, Devaux [II-4] a ainsi mis en évidence l'effet bénéfique des impulsions à front de montée bref (FMB) vis à vis de la saturation en pression. En comparant les niveaux de pression induits par des impulsions laser ayant une même durée (30 ns) mais des profils temporels différents (une impulsion gaussienne et une impulsion FMB), il a montré que les pressions induites sur des cibles d'aluminium confinées par eau sont semblables à faible intensité, mais que la pression ne sature qu'à partir de 10 GW/cm² pour l'impulsion FMB alors qu'elle sature déjà au delà de 5 GW/cm² pour l'impulsion gaussienne classique.

Ces différentes études font donc ressortir l'intérêt des impulsions courtes vis à vis de la saturation de la pression induite. Alors que les impulsions de 10 et 25 ns permettent d'obtenir une pression maximale de l'ordre de 5-6 GPa, les impulsions plus courtes de 3 ns et 600 ps permettent d'obtenir une pression plus importante de l'ordre de 7-8 GPa. Du point de vue du traitement, la pression doit être maintenue suffisamment longtemps pour induire des contraintes résiduelles en surface et en profondeur, et il faut donc trouver un compromis entre une pression importante et un temps de maintien relativement long. Les impulsions ayant une durée comprise entre 3 et 10 ns apparaissent donc comme étant les mieux adaptées au traitement par choc laser en permettant de limiter les phénomènes de claquages tout en générant des pressions importantes sur des temps relativement longs (≥ 10 ns).

II.1.2.2.c Influence de la longueur d'onde

Comme cela a été montré au paragraphe II.1.2.1, la longueur d'onde joue un rôle très important dans l'interaction laser-matière, tout particulièrement en ce qui concerne l'absorption de l'énergie laser par la cible métallique et par le plasma. Elle exerce donc une grande influence sur le rendement énergétique d'interaction et sur la génération de pression.

Jusqu'à ces dernières années, la plupart des études sur le choc laser ont été réalisées avec des lasers Nd :YAG ou Nd :verre dans leur longueur d'onde fondamentale de 1064-1053 nm. Cependant, des travaux plus récents ont montré que l'utilisation de longueurs d'ondes plus courtes pourrait présenter certains avantages [II-4][II-31]. Afin d'étudier l'effet de la longueur d'onde sur la génération de pression en régime confiné, les niveaux de pression induits par des impulsions gaussiennes de 25 ns sur des cibles d'aluminium confinées par eau ont été comparés pour les trois premières harmoniques du laser Nd :YAG (1064 nm, 532 nm, et 355 nm) [II-31][II-29]. D'autres mesures de pression ont aussi été réalisées dans des conditions similaires avec un laser excimère XeCl de puissance émettant des impulsions triangulaires de 50 ns, et des impulsions trapézoïdales de 150 ns à la longueur d'onde de 308 nm [II-30]. La Figure II-9 présente une comparaison de ces différents résultats expérimentaux avec les prédictions du modèle analytique.

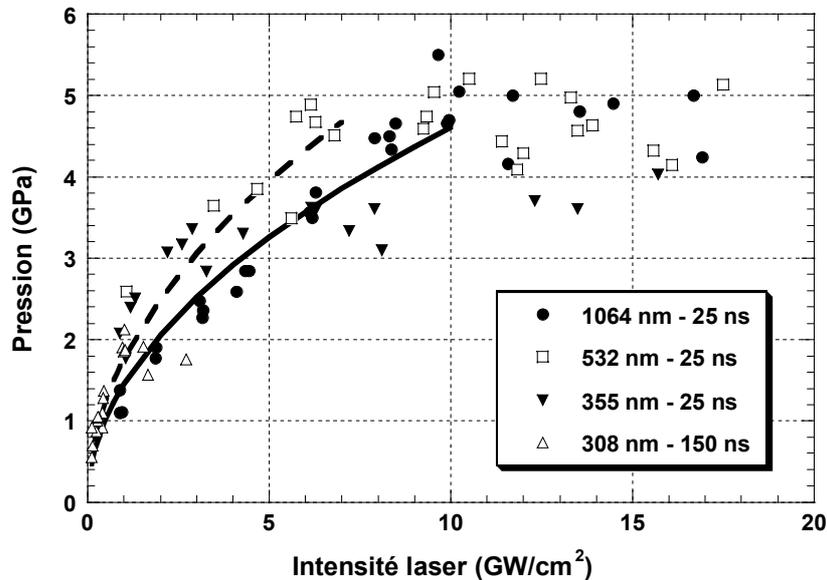


Figure II-9 : Evolution de la pression maximale induite en fonction de l'intensité du rayonnement laser. Comparaison des résultats expérimentaux obtenus pour différentes longueurs d'ondes avec les prédictions du modèle analytique ($\alpha = 0,25$ en trait plein, et $\alpha = 0,4$ en tirets).

Sur cette courbe, on constate que le rendement α de l'interaction confinée est plus important aux courtes longueurs d'ondes ($\alpha = 0,4$) que dans l'IR ($\alpha = 0,25$). D'autre part, on peut noter que la saturation de la pression apparaît pour des intensités d'autant plus faibles que la longueur d'onde est courte : 2 GW/cm² à 308 nm, 4 GW/cm² à 355 nm, 6 GW/cm² à 532 nm, et 10 GW/cm² à 1064 nm.

Ces résultats montrent donc que la longueur d'onde de 532 nm semble offrir le meilleur compromis, en permettant d'obtenir un rendement d'interaction élevé tout en n'étant pas trop sensible aux phénomènes de claquages.

A première vue, le meilleur rendement d'interaction obtenu aux courtes longueurs d'ondes semble lié à une meilleure absorption de l'énergie laser, mais cette hypothèse n'a pas encore été vérifiée expérimentalement dans le cas du régime confiné.

Comme nous le verrons dans la seconde partie de ce chapitre, la variation du seuil de claquage en fonction de la longueur d'onde semble quant à elle liée au fait que les phénomènes de claquage résultent de processus physiques différents suivant la longueur d'onde du rayonnement laser : ils sont dominés par l'avalanche électronique dans l'IR, et par l'ionisation multiphotonique dans le visible et l'UV [II-29]. Toutefois, l'importance relative de ces différents phénomènes en fonction de la longueur d'onde n'a pas encore été clairement établie.

Il apparaît donc nécessaire d'étudier l'influence de la longueur d'onde sur l'interaction laser matière en régime confiné, afin de mieux comprendre l'origine des phénomènes de claquages aux courtes longueurs d'ondes, et d'expliquer pourquoi le rendement d'interaction est plus important à ces longueurs d'ondes.

II.1.2.2.d Influence du revêtement thermoprotecteur et de la nature du matériau cible

Lors d'un traitement par choc laser, un revêtement protecteur est utilisé pour s'affranchir des effets thermiques associés au plasma confiné. Suivant sa nature (revêtement métallique, peinture, scotch, ...) et son épaisseur, il peut avoir une influence non négligeable sur l'interaction en modifiant l'absorption de l'énergie laser, mais aussi en modifiant la pression induite par effet mécanique.

A. Influence sur l'interaction

Les premiers travaux expérimentaux réalisés en régime d'interaction confinée ont clairement montré que l'utilisation d'un revêtement de peinture noire [II-17][II-18] ou d'un métal ayant une faible conductivité thermique (tels que le Zinc) [II-18] permettait d'augmenter fortement la pression générée à faible intensité ($< 1 \text{ GW/cm}^2$). Dans le premier cas, ceci résulte d'une augmentation de l'absorption qui passe de 80 % (pour le métal de base) à environ 100 % (avec la peinture noire) [II-25], et dans le second cas, d'une diminution des pertes thermiques qui ont une influence non négligeable sur l'interaction à faible intensité [II-12]. Cependant, les expériences réalisées pour des intensités plus élevées [II-18][II-1] ont montré que l'utilisation d'un revêtement de ce type n'a plus d'effet positif sur la génération de pression au delà de $1,2 \text{ GW/cm}^2$. En effet, lorsque l'intensité laser augmente, l'absorption se fait majoritairement dans le plasma et les pertes thermiques deviennent négligeables dans le bilan énergétique de l'interaction : la composition de la cible induit alors peu de différence sur la pression générée.

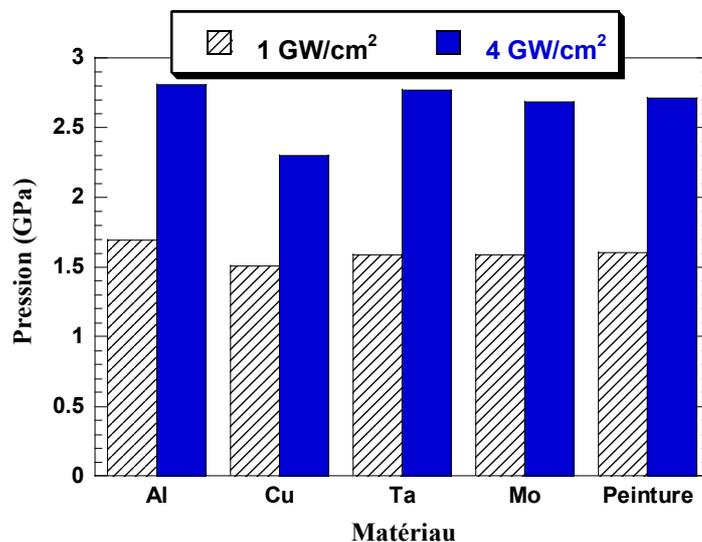


Figure II-10 : Influence de la nature du revêtement thermoprotecteur sur le niveau de pression induit [II-31].

Dans sa thèse, Berthe [II-31] a comparé les niveaux de pression induits en régime de confinement par eau sur des cibles d'aluminium de $250 \mu\text{m}$ d'épaisseur recouvertes d'une épaisseur de $5 \mu\text{m}$ de différents matériaux : tantale, molybdène, cuivre, et peinture métallisée d'aluminium. Ces épaisseurs de revêtement sont suffisamment importantes pour éviter qu'elles ne soient complètement ablatées, et suffisamment minces pour minimiser les effets de

désadaptation d'impédance mécanique. Pour montrer une éventuelle différence de comportement, ces mesures ont été réalisées à deux intensités différentes (1 et 4 GW/cm²) avec des impulsions gaussiennes de 25 ns à 1064 nm. Malgré une faible différence observé pour le cuivre, probablement due à une absorption plus faible à cette longueur d'onde et à sa conductivité thermique élevée, les résultats présentés sur la *Figure II-10* montrent que les pressions induites sont quasiment indépendantes de la nature de la cible.

B. Effet mécanique

Le choix du revêtement thermoprotecteur peut être optimisé afin d'augmenter la pression induite dans la cible par un effet de désadaptation d'impédance. En utilisant une épaisseur suffisamment importante d'un matériau avec une impédance de choc plus faible que celle du matériau à traiter, il est en effet possible de générer une pression supérieure à la pression du plasma. Cet effet est particulièrement mis en évidence sur des cibles en acier recouvertes d'aluminium [II-32][II-33]. Les pressions obtenues dans l'acier sans matériau de recouvrement sont similaires à celles obtenues dans l'aluminium dans les mêmes conditions d'irradiation laser. Par contre, lorsque les cibles en acier sont recouvertes d'une épaisseur d'aluminium d'une centaine de microns (sous forme de peinture métallisée ou d'adhésif), les pressions induites augmentent d'environ 50 % par rapport à celles obtenues sur les cibles nues (*Figure II-11*).

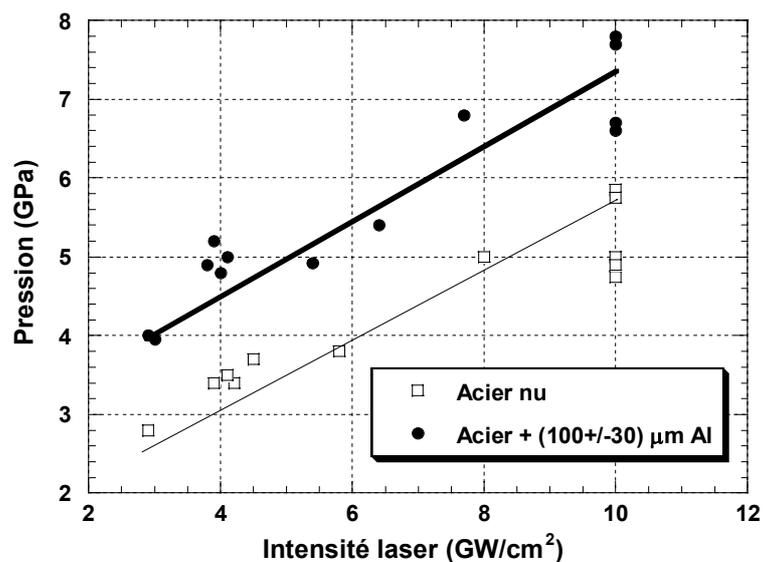


Figure II-11 : Influence d'un revêtement d'aluminium sur les pressions générées dans des cibles de 200 µm d'acier 316L [II-33].

II.1.2.2.e Influence de la dimension de la tâche focale

L'influence de la dimension de la tâche focale sur la pression induite en régime de confinement par eau a fait l'objet de différents travaux sur acier et aluminium. Peyre *et al.* [II-33] ont comparé les pressions induites sur des cibles d'acier 316L par des impulsions laser de 10 ns à 1064 nm avec des taches focales de différents diamètres : 4-5 mm, et 1 mm pour les petites taches. Leurs résultats montrent que les pressions induites sont similaires dans les deux cas. Des résultats équivalents ont été obtenus dans le cas de cibles d'aluminium irradiés par des impulsions gaussiennes de 25 ns [II-31].

II.1.2.3 Mesures du taux d'ablation

Alors que de très nombreuses études ont été consacrées à la caractérisation des niveaux de pression induits dans les années 80 et 90, très peu de travaux ont été réalisés pour étudier l'ablation en régime confiné. Or, une bonne connaissance de l'ablation est nécessaire dans la perspective d'appliquer le traitement par choc laser sans revêtement thermoprotecteur. D'autre part, cela permet de connaître avec précision la quantité de matière mise en jeu dans l'interaction confinée.

A notre connaissance, seules les équipes russes de Arutyunyan *et al.* [II-34] et de Ageev *et al.* [II-35] se sont intéressées à ce problème jusqu'à ces dernières années. Toutefois, l'ablation en régime confiné a connu récemment un regain d'intérêt avec l'apparition de nouvelles applications dans les domaines du micro-usinage par laser [II-36]-[II-39] des semi-conducteurs et de l'étude des réactions chimiques à fortes densités [II-40][II-41]. Certaines études ont aussi été réalisées dans le cas de l'interaction en régime de confinement par verre pour optimiser le rendement d'interaction pour les applications d'envol de plaques minces [II-42][II-43]. Globalement, ces études font ressortir deux résultats principaux :

- Le taux d'ablation en régime confiné est fortement réduit (≤ 50 %) par rapport à celui obtenu en régime direct [II-35]-[II-37],
- Le cratère formé est deux fois plus large dans l'eau que dans l'air [II-35][II-38] et il présente moins d'effets de bords (*Figure II-12*) [II-36]-[II-38].

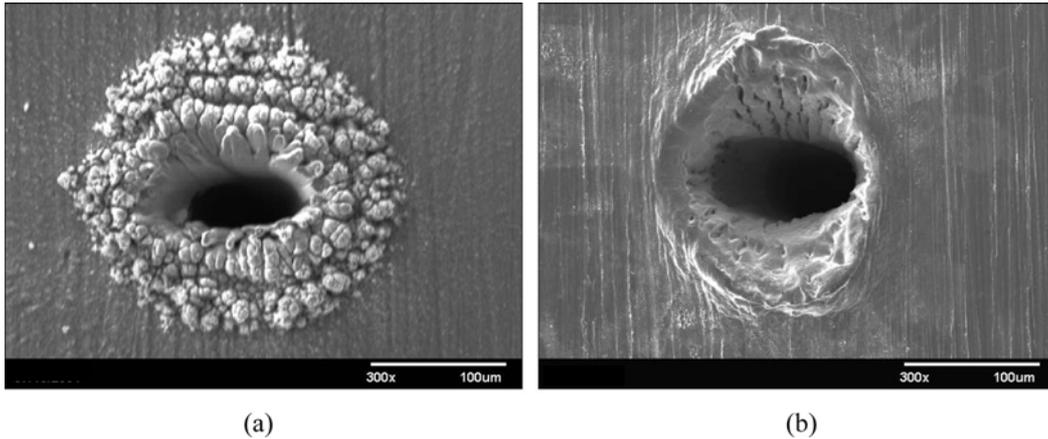


Figure II-12 : Comparaison de l'ablation d'une cible de cuivre en régime direct (a) et en régime de confinement par eau (b) après un traitement de 10000 tirs effectué à une cadence de 1 kHz avec des impulsions de 250 fs à 248 nm [II-37].

Tout dernièrement, Sano [II-44] a étudié l'influence de différents paramètres laser sur l'ablation de cibles d'acier 304 confinées par eau. Bien que ces mesures ne soient pas réalisées à intensité constante, il est tout de même possible d'établir certaines tendances en extrapolant ses résultats. Sur la Figure II-13, on constate ainsi que :

- Pour une même durée d'impulsion, l'ablation augmente linéairement lorsque l'énergie laser augmente,
- Pour une même durée d'impulsion, l'ablation augmente lorsque le diamètre de la tâche focale diminue,
- Pour un même diamètre de tâche focale, l'ablation augmente lorsque la durée d'impulsion laser augmente.

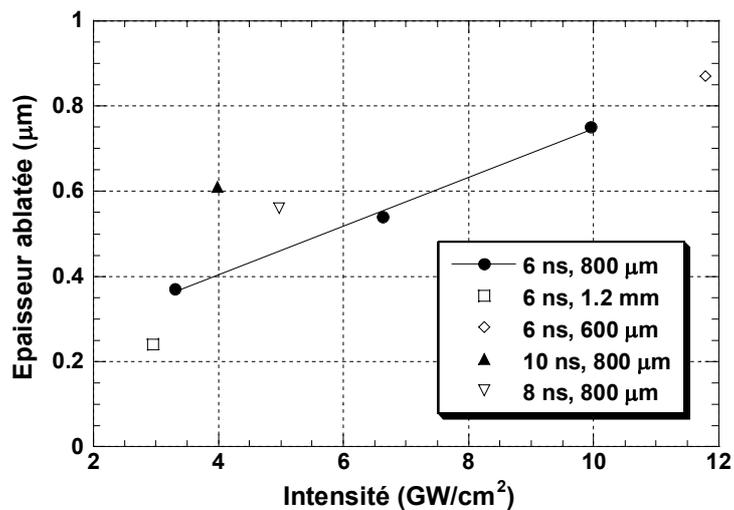


Figure II-13 : Evolution de l'épaisseur ablatée par tir en fonction des paramètres laser pour des cibles d'acier 304 irradiées à 532 nm en régime confiné.

A notre connaissance, l'influence de la longueur d'onde sur l'ablation en régime confiné n'a pas encore été étudiée. Or, des études récentes réalisées en interaction directe sur des cibles d'acier et d'aluminium ont montré que la longueur d'onde a une grande influence sur l'épaisseur ablatée par tir, cette dernière étant plus importante à 355 nm et 532 nm qu'à 1064 nm [II-45].

L'influence de la longueur d'onde sur l'ablation en régime confiné devra donc être étudiée afin de mettre en évidence d'éventuelles différences en terme d'épaisseur ablatée, et donc de densité du plasma confiné.

II.1.2.4 Détermination expérimentale des paramètres microscopiques du plasma confiné

A ce jour, les paramètres microscopiques des plasmas confinés sont encore mal connus. En effet, ces plasmas sont caractérisés par des densités élevées et des températures faibles qui compliquent énormément les mesures par spectroscopie, ces dernières étant en outre réalisées à travers la fenêtre de confinement (eau ou verre). Or, la connaissance de ces paramètres a une importance capitale pour la prédiction des effets induits lors d'un traitement par choc laser, tout particulièrement pour déterminer le chargement thermique induit par le plasma confiné à la surface de la cible traitée par choc laser.

Devaux [II-4] a été le premier à étudier les caractéristiques microscopiques des plasmas confinés. Pour cela, il a utilisé une méthode consistant à enregistrer l'émission lumineuse du plasma à l'aide d'une photodiode munie alternativement de différents filtres interférentiels de courte bande passante (10 nm) couvrant l'ensemble du spectre visible. Cette méthode a été appliquée pour mesurer la température de plasmas créés par interaction d'une impulsion de 3 ns à 1064 nm avec une cible d'aluminium confinée par eau, en comparant les spectres expérimentaux au spectre d'émission d'un corps noir. Les spectres d'émission obtenus sont relativement plats, et ils s'apparentent plutôt à des spectres de corps blanc qu'à des spectres de corps noir. La température estimée varie de 6000 K à 0,4 GW/cm², à 7500 K pour 0,6 GW/cm², et se situe entre 10000 et 13000 K pour une intensité de 1,2 GW/cm².

Plus récemment, plusieurs études spectroscopiques des plasmas créés à l'interface entre un métal et un diélectrique ont été entreprises dans le cadre de travaux concernant l'envol de plaques minces déposées en bout de fibre optique (confinement verre) [II-43][II-46], l'étude des réactions chimiques à haute densité et haute pression (confinement par eau mais aussi par différents liquides) [II-40][II-41][II-47][II-48], et l'étude des plasmas froids et denses

[II-12][II-49][II-50]. Comme on peut le voir sur la *Figure II-14*, les spectres des plasmas générés en interaction confinée se différencient nettement de ceux générés en régime direct.

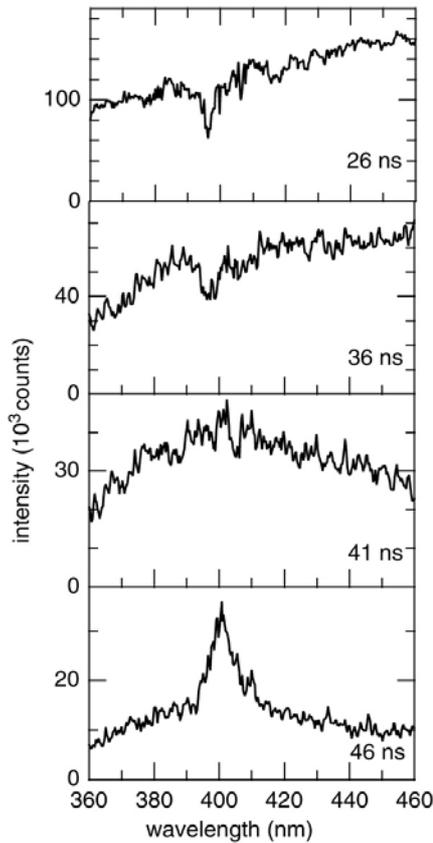


Figure II-14 : Exemple de spectre d'un plasma confiné d'aluminium [II-41]. Conditions d'irradiation : 1064 nm, impulsion gaussienne de 20 ns, tache focale de 1 mm de diamètre, densité d'énergie de 7.2 J/cm².

Ces différences portent essentiellement sur les points suivants :

- L'intensité du spectre du plasma confiné est beaucoup plus faible,
- Le spectre est dominé par un fond continu très important dont le maximum est situé dans l'ultraviolet, et très peu de raies émergent de ce fond continu,
- Les raies observées sont peu intenses et mal résolues,
- A partir d'un certain délai après l'impulsion laser, l'observation de raies moléculaires et de bandes de vibrations de molécules composées d'éléments appartenant à la fois à la cible solide et au milieu de confinement, montre que les espèces ablatées interagissent fortement avec celles du milieu de confinement,
- Les phases d'apparition des raies ioniques et moléculaires sont bien séparées dans le temps pour les plasmas créés en régime direct. Pour un plasma confiné, ces phases sont plus regroupées,
- Les densités électroniques atteintes dans les plasmas confinés sont beaucoup plus importantes ($n_e > 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) que celles obtenues en régime direct,

- Les températures atteintes sont relativement faibles (< 10 eV) par rapport à celles observées dans les autres types de plasmas.

Le *Tableau II-1* récapitule les résultats de ces différents travaux expérimentaux réalisés afin de caractériser les plasmas confinés par des méthodes spectroscopiques. Ces travaux concernent différents matériaux et milieux de confinement, et ils permettent donc de se faire une idée relativement précise des caractéristiques des plasmas confinés. D'autre part, ils constituent une base de données qui pourra être utilisée pour valider les modèles développés dans cette étude.

<i>Réf</i>	<i>Paramètres laser</i>	<i>Cible / confinement</i>	<i>Raies observées</i>	<i>Délai (ns)</i>	<i>Densité (cm^{-3})</i>	<i>Température</i>
[II-4]	1064 nm, 3 ns ≤ 1.2 GW/cm ²	Al / eau	Emission corps noir	***	***	6000 à 13000 K
[II-49]	1064 nm 4.5 ns ~ 1 GW/cm ²	Al / verre	Al III (452 nm et 570 nm) et Al II (623 nm) Al II (466 nm et 623 nm) et Al I (396 nm)	60 130	$1-3 \times 10^{19}$	1-8 eV
[II-50]	1054 nm 1-10 GW/cm ²	Al / eau	Emission absolue + réflectivité	***	$n \sim 0.5$ n_0	1-3 eV
[II-40] [II-48]	1064 nm, 20 ns ~ 10 J/cm ²	Graphite/eau	C ₂ Swan system (entre 436.7 et 563.3 nm)	100	$\sim 10^{20}$	5000 à 6000 K
[II-40]	1064 nm, 20 ns 8-9 J/cm ²	nitride de bore / eau	B I (345.1 nm) BO α band (entre 435.5 et 548.3 nm)	0-150 400	10^{20}	***
[II-41]	1064 nm, 20 ns 0,36 GW/cm ²	Al / eau	Al I (396 nm)	0	$\sim 10^{20}$	5000 à 7000 K

Tableau II-1 : Récapitulatif des résultats des différentes études spectroscopiques concernant les plasmas confinés.

Ces résultats montrent que les plasmas confinés sont des plasmas denses et relativement froids qui interagissent fortement avec les espèces du milieu de confinement. Ils appartiennent donc à la catégorie des plasmas corrélés (voir *Annexe II*) dans lesquels les interactions entre les différentes espèces de particules (électrons, ions et neutres) jouent un rôle majeur. Comme nous le verrons par la suite (voir *Chapitre IV*), ceci pose de nombreux problèmes quant à la description théorique utilisée pour les décrire. En particulier, l'équation d'état et la loi d'ionisation utilisées doivent tenir compte des interactions spécifiques liées aux fortes densités et aux faibles températures des plasmas confinés.

II.1.2.5 Visualisation du plasma confiné

La dynamique d'expansion d'un plasma généré par laser est fortement influencée par la présence d'un gaz ambiant. En effet, par rapport au cas d'une expansion rapide dans le vide, les particules de la plume sont retardées du fait des collisions avec les molécules du gaz ambiant et avec les autres particules de la plume, et leur vitesse d'éjection est donc fortement réduite. Cet effet de freinage est d'autant plus important que la pression du gaz ambiant est élevée [II-51][II-52]. Lorsque le gaz ambiant est remplacé par un milieu diélectrique plus dense tel que l'eau, l'effet de confinement est beaucoup plus important, et la réduction de la vitesse est bien plus grande que celle obtenue avec un gaz ambiant.

Dans sa thèse, Devaux [II-4] a utilisé une caméra à balayage de fente pour visualiser l'expansion d'un plasma confiné créé par interaction d'une impulsion laser de 25 ns à 1064 nm avec une cible d'aluminium confinée par eau. Ses images montrent que le plasma reste collé à la cible alors que le front de choc s'en détache et se propage vers le laser à une vitesse supérieure à la vitesse d'expansion du plasma, ce qui est caractéristique d'une onde de combustion. Sur les images, le front de choc est visible sous la forme d'un fin trait lumineux dont l'intensité augmente avec l'intensité du rayonnement laser. Comme l'explique Romashko [II-2] le front de choc augmente de façon locale la dissociation de H_2O en H^+ et OH^- , ce qui a pour effet de favoriser l'ionisation de l'eau. En effet, l'énergie de liaison entre l'électron et le radical OH^- est inférieure à 2 eV, de telle sorte que l'ionisation à 2 photons de OH^- se produit de façon quasi-immédiate. Ceci engendre une émission lumineuse qui permet de mettre en évidence le front de choc. En traçant la pente de ce front d'ionisation sur les images, Devaux calcule alors la vitesse de propagation de l'onde de combustion engendrée par le plasma confiné. Comme on peut le voir sur la *Figure II-15*, cette vitesse reste constante

autour de 1900 m/s pour des intensités laser inférieures à 1 GW/cm², puis elle augmente linéairement avec l'intensité jusqu'à environ 10 GW/cm².

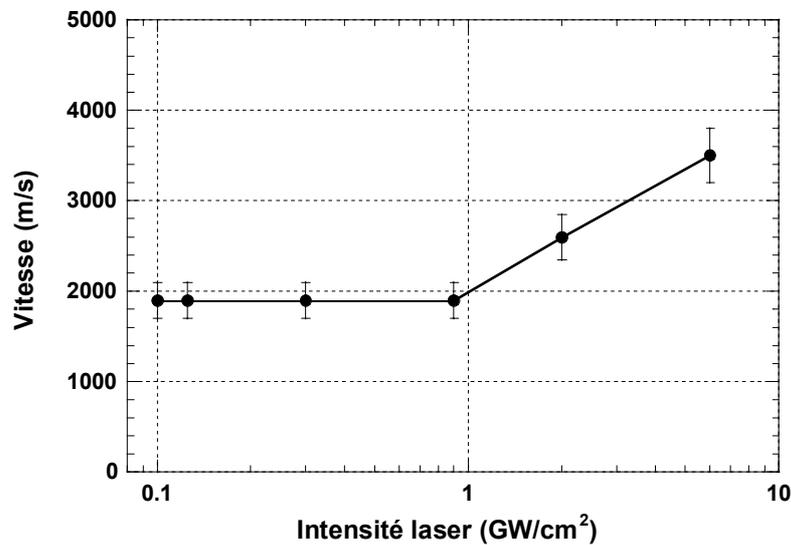


Figure II-15 : Vitesse de propagation du front de choc créé par interaction d'une impulsion de 25 ns à 1064 nm avec une cible d'aluminium confinée par eau.

Sano *et al.* [II-53] ont utilisé une caméra CCD intensifiée pour visualiser le plasma confiné créé par interaction d'une impulsion laser à 532 nm avec une cible d'acier 304. Leurs expériences ont été réalisées en utilisant une impulsion gaussienne ayant une durée à mi-hauteur de 5 ns et une intensité de 4.5 GW/cm², focalisée sur une tache de 800 μm de diamètre. Leurs photos, présentées sur la Figure II-16, montrent que la luminosité du plasma confiné décroît rapidement par rapport à celle du plasma sous air, et que le plasma confiné se détend sur une distance beaucoup moins importante. Pour un délai de 20 ns, les vitesses d'expansion des plasmas obtenues à partir de ces photographies sont respectivement de 1500 m/s pour le plasma généré dans l'eau, ce qui est égal à la vitesse du son dans l'eau, et de 7500 m/s pour le plasma créé dans l'air.

Saito *et al.* [II-54] ont réalisé une expérience similaire pour une cible de graphite irradiée par une impulsion laser de 20 ns à 1064 nm. Le plasma confiné reste lumineux sur une durée d'environ 100 ns avant de s'éteindre, alors que le plasma créé dans l'air pour des conditions d'irradiation similaires reste lumineux pendant un peu plus d'une microseconde.

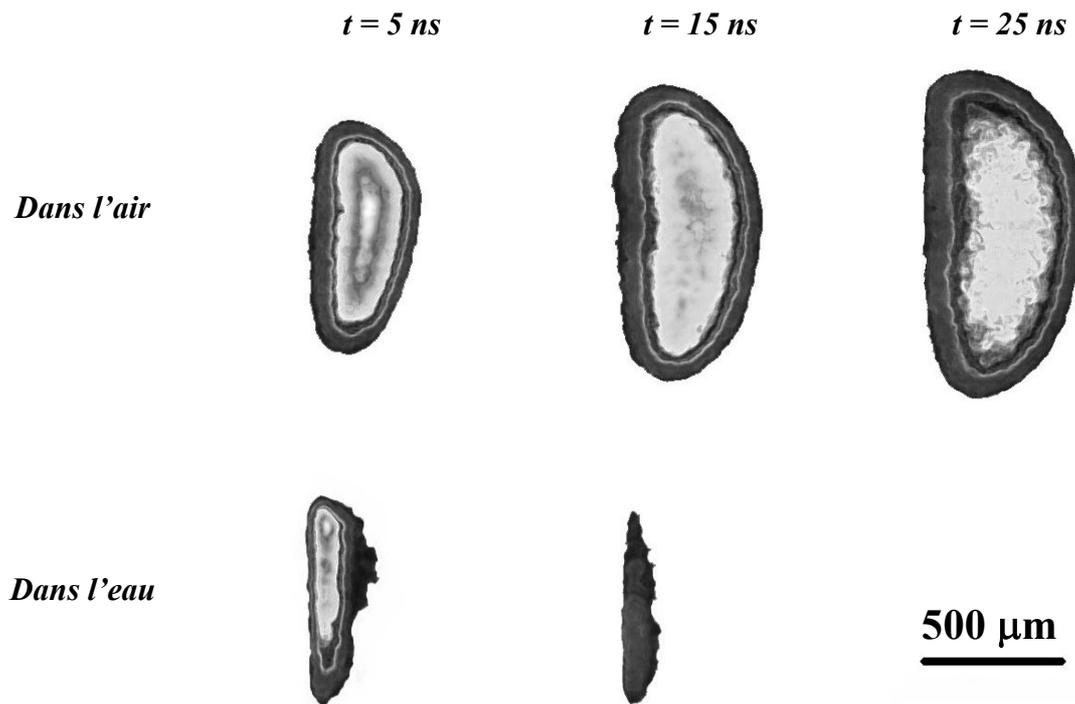


Figure II-16 : Visualisation par caméra CCD intensifiée de l'expansion d'un plasma créé en régime direct et en régime confiné par eau.

II.2 Les plasmas de claquage dans les milieux diélectriques de confinement

Les premières études concernant les claquages induits par laser dans les milieux diélectriques liquides et solides ont démarré simultanément vers 1965. Du fait de leur intérêt pour le développement des lasers de puissance, les claquages des milieux solides ont fait l'objet de très nombreuses études (voir réf. [II-55] pour une synthèse des travaux réalisés avant 1980), alors que les claquages des liquides ne présentaient à l'époque qu'un intérêt purement scientifique. Toutefois, les études consacrées au claquage des milieux diélectriques liquides et plus particulièrement de l'eau, ont été fortement développées durant ces dix dernières années avec l'apparition de nombreuses applications médicales des lasers [II-56], notamment en ophtalmologie [II-57] (microchirurgie de l'œil), ainsi que pour le traitement des calculs rénaux [II-58] (fragmentation in vivo).

Dans cette revue bibliographique, nous nous limiterons volontairement aux travaux ayant un lien direct avec le traitement des matériaux par choc laser. Le lecteur désirant obtenir plus d'informations sur les phénomènes de claquage induits par laser pourra consulter la synthèse réalisée par Weyl [II-59], et le *Chapitre III* de cette étude.

II.2.1 Travaux expérimentaux sur les plasmas de claquages

Contrairement aux autres travaux sur le choc laser qui ont débuté dès le début des années 70, les études plus spécifiques consacrées au claquage du milieu de confinement n'ont été entreprises que très récemment dans le cadre des thèses de David Devaux [II-4] et de Laurent Berthe [II-31]. Ces travaux se sont particulièrement intéressés à l'effet des plasmas de claquage sur la génération de pression, et à l'influence des paramètres du rayonnement laser sur l'initiation des claquages.

II.2.1.1 Effets du claquage du milieu de confinement

Devaux [II-4] a été le premier à étudier l'influence des phénomènes de claquage sur les caractéristiques de l'impulsion laser, et les effets induits par cette dernière en terme de pression induite. Au niveau expérimental, il s'est tout d'abord intéressé à l'étude de la transmission des impulsions laser à travers le milieu de confinement (eau et verre), pour différents types d'impulsions. Les résultats de ses mesures montrent clairement l'intérêt d'utiliser des impulsions à front de montée bref (FMB). En effet, pour une même durée d'impulsion de 30 ns, l'intensité laser transmise à travers du verre sature à partir de 6-7 GW/cm² pour une impulsion FMB, alors qu'elle sature déjà à partir de 3-4 GW/cm² pour une impulsion gaussienne classique. Les résultats obtenus dans le verre avec l'impulsion de 3 ns sont semblables à ceux obtenus avec l'impulsion FMB. Dans le cas du confinement par eau, l'effet est moins important, le seuil de saturation passant simplement de 1,5 GW/cm² pour l'impulsion gaussienne, à 2 GW/cm² pour l'impulsion FMB.

En comparant les profils temporels des impulsions laser incidentes et transmises, Devaux a montré que le claquage se manifeste aussi par une diminution de la largeur à mi-hauteur de l'impulsion transmise. Cette coupure de l'impulsion laser s'effectue très rapidement sur un temps de l'ordre de 3 ns pour des impulsions gaussiennes de 30 ns. Le seuil en intensité à partir duquel la durée à mi-hauteur de l'impulsion transmise diminue, est inférieur au seuil à partir duquel la transmission diminue. Ceci montre donc clairement qu'à faible intensité, le claquage se produit dans le front de descente de l'impulsion laser : la transmission reste égale à 100 % mais la durée à mi-hauteur de l'impulsion laser commence déjà à raccourcir. Au fur et à mesure que l'intensité laser augmente, le claquage se produit de plus en plus tôt dans l'impulsion, et la transmission ne commence à diminuer que lorsqu'il se produit dans le front de montée de l'impulsion laser.

Dans sa thèse, qui s'inscrit dans la continuité de celle de Devaux [II-4], Berthe [II-31] s'est lui-aussi intéressé à l'étude de la transmission des plasmas de claquage créés par des impulsions gaussiennes de 25 ns à 1064 nm à la surface de l'eau de confinement [II-60]. Comme on peut le voir sur la *Figure II-17*, ses résultats confirment ceux obtenus par Devaux : au delà de 10 GW/cm², la transmission commence à diminuer et l'intensité maximale de l'impulsion laser transmise à travers le plasma de claquage sature à environ 10 GW/cm². Cette saturation de la transmission s'accompagne d'une réduction de la durée à mi-hauteur de l'impulsion laser transmise, qui commence vers 4-5 GW/cm².

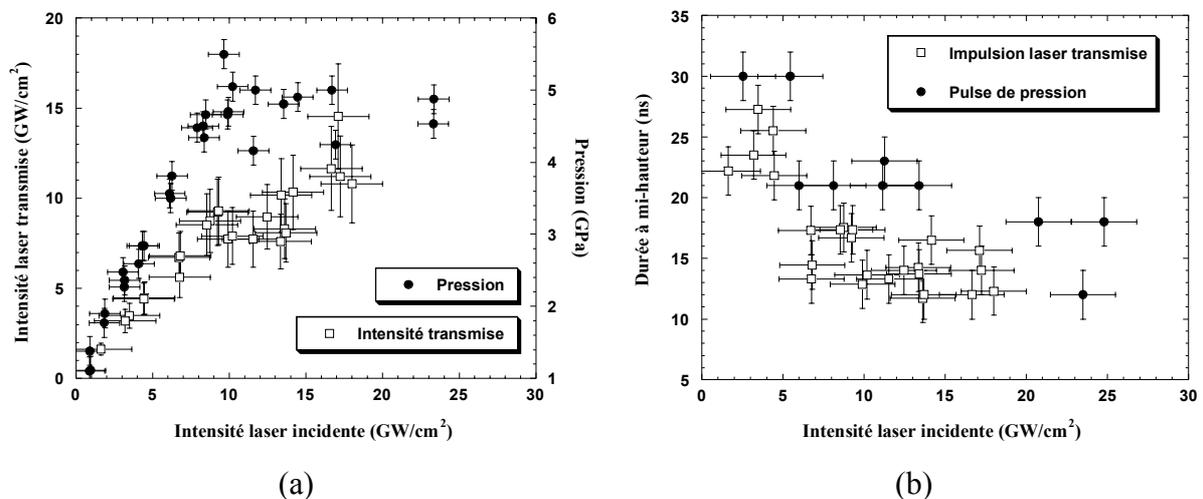


Figure II-17 : Effets du claquage sur l'impulsion laser transmise à la cible et sur la pression induite .

Le résultat principal de ce travail réside dans la corrélation établie entre la saturation de la transmission à travers le plasmas de claquage, et la saturation de la pression induite dans la cible par le plasma confiné. En effet, la comparaison des mesures de transmission et de pression réalisée dans la *Figure II-17a* montre clairement que la saturation de la pression observée à partir de 10 GW/cm² est directement liée à la saturation de la transmission du plasma de claquage observée à la même intensité laser. La réduction de l'intensité et de la durée de l'impulsion laser transmise à travers le plasma de claquage se traduit donc par une pression induite moins importante (*Figure II-17a*) imposée sur une durée plus courte (*Figure II-17b*).

Ces travaux ont donc permis de mettre en évidence le fait que les phénomènes de claquages constituent la principale limitation pour le traitement des matériaux par choc laser. Afin de déterminer les paramètres laser optimaux pour le traitement, différentes études ont été réalisées pour étudier l'influence des paramètres d'irradiation (durée d'impulsion et longueur

d'onde) sur la génération des plasmas de claquage dans le milieu de confinement. Les résultats de ces études sont présentés dans les paragraphes ci-dessous.

II.2.1.2 Influence de la durée et du profil temporel de l'impulsion laser

Les mesures de transmission présentées au paragraphe précédent ont été complétées par des mesures de pression réalisées à l'aide de différents diagnostics. Comme nous l'avons vu au paragraphe II.1.2.2.b, ces mesures ont montré que le seuil de saturation de la pression, qui correspond au seuil de claquage de l'eau de confinement, est d'autant plus important que la durée de l'impulsion laser est courte.

Outre les mesures de pression, l'influence de la durée d'impulsion sur les phénomènes de claquage a aussi été étudiée par le biais de mesures de seuils de claquage réalisées à l'aide d'une photodiode [II-31]. Ces mesures ont clairement montré que le seuil de claquage augmente lorsque la durée de l'impulsion laser diminue, en suivant une loi en $\tau^{-0.5}$ similaire à celle obtenue dans d'autres études consacrées au claquage en volume dans l'eau [II-61].

II.2.1.3 Influence de la longueur d'onde

Dans les perspectives présentées en conclusion de sa thèse, Devaux [II-4] indique qu'il serait intéressant d'utiliser des longueurs d'ondes plus courtes (dans le visible et l'UV) afin de limiter l'absorption de l'énergie laser par l'eau de confinement, et s'affranchir ainsi des phénomènes de claquages. En effet, ses travaux bibliographiques ayant clairement montré que le seuil de claquage dans les milieux diélectriques solides augmente sensiblement pour 0,53 et 0,35 microns, il suppose alors qu'on peut s'attendre à un comportement similaire dans l'eau. Afin de vérifier ce point, Berthe [II-31] a comparé les niveaux de pression générés par des impulsions de 25 ns aux trois premières harmoniques du laser Nd :YAG (1064 nm, 532 nm, et 355 nm). Ses résultats montrent que le seuil de saturation de la pression diminue lorsque la longueur d'onde diminue, le seuil passant respectivement de 10 GW/cm² à 1064 nm, à 6 GW/cm² à 532 nm et 4 GW/cm² à 355 nm (*Figure II-9*), ce qui contredit complètement les hypothèses de Devaux. Ce résultat a été confirmé récemment par de nouvelles mesures de pression réalisées avec un laser excimère XeCl émettant à 308 nm [II-30]. Pour des impulsions triangulaires de 50 ns et des impulsions trapézoïdales de 150 ns, la saturation de la pression apparaît à partir d'environ 1,5 GW/cm². Une analyse théorique simple réalisée par Berthe semble indiquer que cette différence de comportement en fonction

de la longueur d'onde, tient au fait que les claquages sont générés par avalanche électronique à 1064 nm, alors qu'aux longueurs d'ondes plus courtes, ils sont générés par multiphotonisation [II-29]. Toutefois, ce point n'est pas encore totalement tranché.

II.2.1.4 Visualisation des plasmas de claquages

Dans le but de mieux comprendre comment est initié le plasma de claquage dans le milieu de confinement, différentes expériences de visualisation ont été réalisées. Berthe [II-31][II-28] a ainsi utilisé une caméra CCD intensifiée permettant de faire des temps de pose minima de 5 ns, afin de visualiser les plasmas de claquages générés dans l'eau de confinement, par interaction d'une impulsion gaussienne de 25 ns de durée avec une cible d'aluminium recouverte de 3-4 mm d'eau. Comme on peut le voir sur la *Figure II-18*, ses photos montrent qu'à la longueur d'onde de 1064 nm, le plasma de claquage apparaît à la surface de l'eau. A basse intensité (a), les photos montrent une unique trace lumineuse, située à la surface de la cible, et caractéristique du plasma confiné. Lorsque l'intensité laser augmente (b), un second plasma apparaît à la surface de l'eau. Ce plasma s'initie dans le front de montée de l'impulsion laser, et il finit par écranter la cible (c), l'intensité du plasma confiné diminuant au cours du temps.

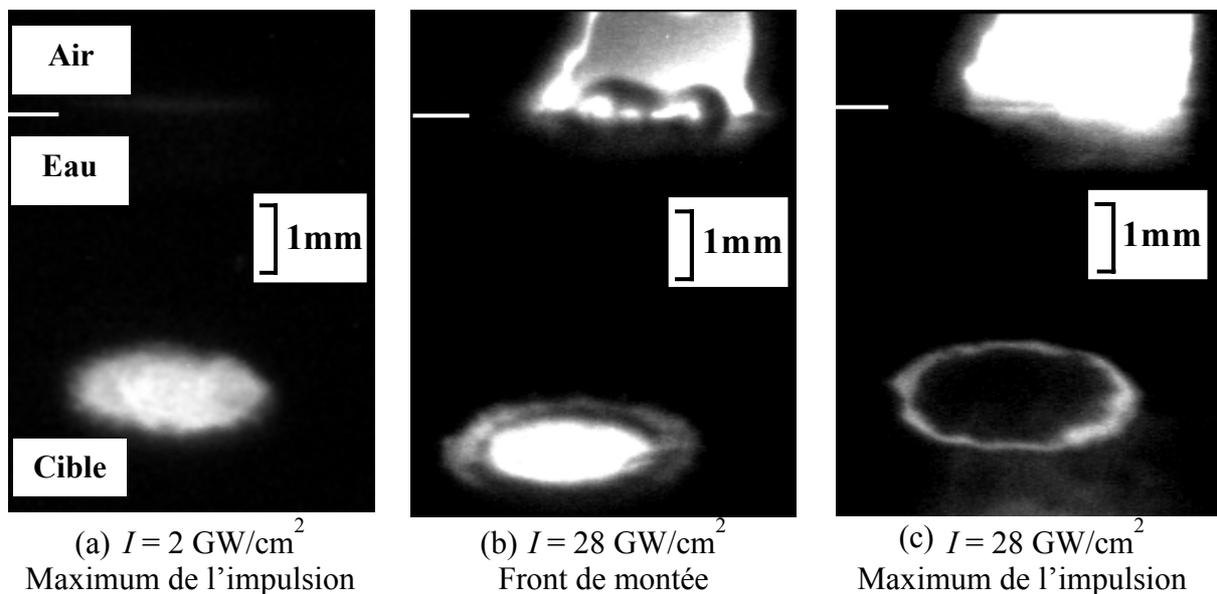


Figure II-18 : Visualisation du plasma de claquage à 1064 nm par caméra CCD intensifiée. Impulsions gaussiennes de 25 ns focalisées sur des cibles d'aluminium confinées par 3 mm d'eau.

Des expériences plus récentes ont été réalisées avec la même caméra que celle utilisée par Berthe, dans le cas d'impulsions laser trapézoïdales de 150 ns à 308 nm [II-62]. Les photos de la zone d'interaction sont alors très différentes de celles obtenues à 1064 nm. On constate en effet que pour cette longueur d'onde plus courte, le claquage semble s'initier en volume sur les nombreuses impuretés présentes dans l'eau de confinement (*Figure II-19*).

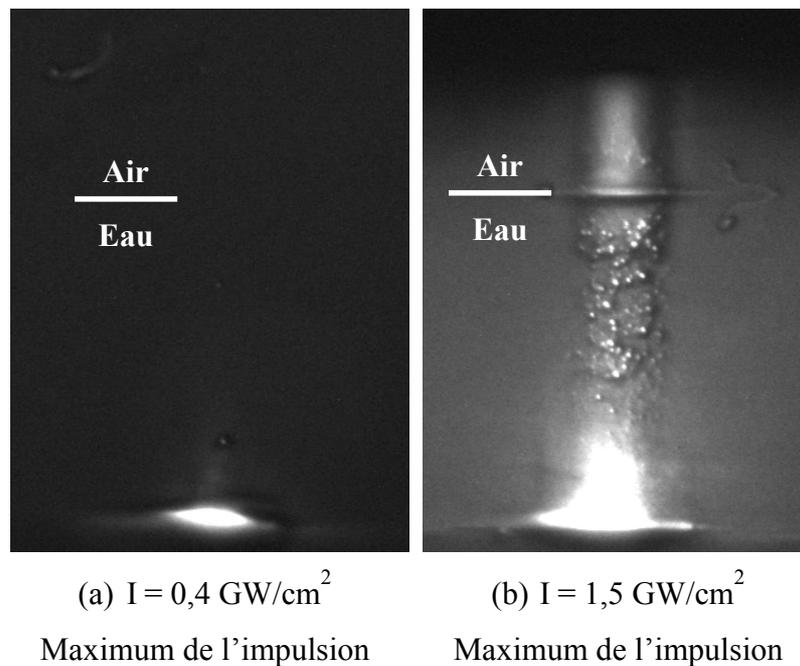


Figure II-19 : Visualisation du plasma de claquage à 308 nm par caméra CCD intensifiée. Impulsions trapézoïdales de 150 ns focalisées sur des cibles d'aluminium confinées par 10 mm d'eau.

Ces observations semblent donc corroborer l'analyse de Berthe [II-31] selon laquelle le claquage de l'eau de confinement est dominé par l'avalanche électronique à 1064 nm, et par l'ionisation multiphotonique aux longueurs d'ondes plus courtes. Toutefois, de nouvelles études devront être réalisées afin de valider cette hypothèse.

II.2.2 Modélisation des phénomènes de claquages

Afin de mieux comprendre l'influence des différents processus physiques mis en jeu dans le claquage en fonction des paramètres d'irradiation laser, différentes études théoriques ont été consacrées à la modélisation des phénomènes de claquages dans les milieux diélectriques solides et liquides. Dans la plupart de ces travaux, le traitement théorique de ces

phénomènes est basé sur la résolution de l'équation cinétique décrivant l'évolution temporelle de la densité électronique dans le plasma de claquage* [II-63]-[II-66]. Dans le cadre des études sur le choc laser, Berthe [II-31] a utilisé une approche similaire pour développer un modèle théorique simple afin de calculer les seuils de claquage dans l'eau de confinement. Bien que la validité de ses calculs puisse être remise en cause du fait des simplifications utilisées, ses résultats permettent tout de même d'obtenir un certain nombre d'informations sur les claquages. Ils montrent en particulier que les claquages sont dominés par l'avalanche électronique dans l'infrarouge, alors que pour les longueurs d'onde plus courtes, ils sont dominés par les processus multiphotoniques. D'autre part, les simulations reproduisent bien la variation du seuil de claquage en $\tau^{0.5}$ observée expérimentalement.

L'un des aspects les plus intéressants de ce travail réside dans le fait qu'il montre qu'il est possible de déterminer les caractéristiques de l'impulsion laser transmise à travers le plasma de claquage en modifiant légèrement le code numérique dédié au calcul des seuils de claquages.

Plus récemment, Mazhukin *et al.* [II-67] ont utilisé un code hydrodynamique 2D prenant en compte les phénomènes de transferts radiatifs pour simuler les claquages qui apparaissent dans l'eau de confinement lors du traitement par choc laser. Les résultats de leurs simulations sont comparés aux résultats expérimentaux de Berthe *et al.* [II-60] sur la transmission des plasmas de claquages (*Figure II-20*). Leurs simulations montrent que le plasma de claquage possède des propriétés très différentes selon la longueur d'onde du laser. A 1064 nm, le plasma de claquage se propage rapidement sous la forme d'une onde d'ionisation alors qu'à 355 nm, il se propage sous la forme d'une onde de détonation. Contrairement à l'hypothèse formulée par Berthe à partir des résultats de ses mesures de transmission, la densité électronique maximale du plasma de claquage est de l'ordre de 5×10^{20} cm⁻³, et elle n'atteint jamais la densité critique à la longueur d'onde du laser. Dans l'infrarouge, le claquage apparaît principalement dans le front de montée de l'impulsion laser, alors qu'il lui faut beaucoup plus de temps pour se développer dans l'UV, ce qui fait que l'impulsion transmise à travers le plasma de claquage est plus longue dans ce cas (*Figure II-20b*).

* Se reporter au *Chapitre III* pour plus de détails.

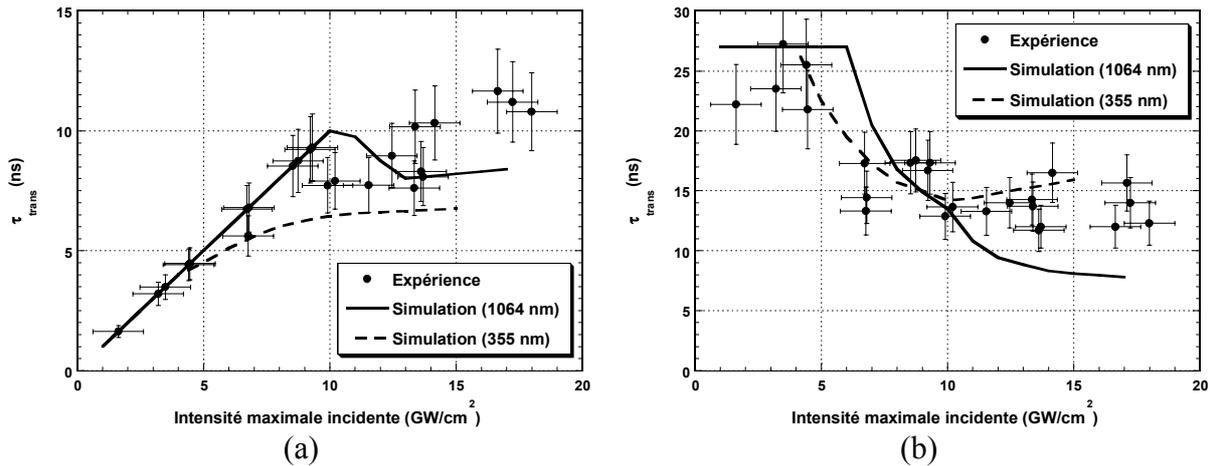


Figure II-20 : Comparaison des résultats des simulations de Mazhukin et al. [II-67] avec les résultats expérimentaux de Berthe [II-60] : intensité (a) et durée (b) de l'impulsion transmise.

L'avantage de ce code par rapport à un code de claquage classique tel que celui utilisé par Berthe [II-31], réside principalement dans la prise en compte de l'hydrodynamique du plasma. Il décrit la propagation dans l'air d'un plasma (Hot Zone) déjà initié à la surface de l'eau dont les paramètres (dimensions, température et densité) sont ajustables. Malheureusement, les simulations sont très sensibles aux caractéristiques de ce plasma initial, ce qui limite fortement la validité du code. D'autre part, le formalisme utilisé est très complexe et les temps de calculs sont trop importants pour que le code puisse être utilisé en temps réel pour valider des résultats expérimentaux. Il est tout de même envisageable de l'utiliser pour valider les résultats d'un code plus simple basé par exemple sur une approche similaire à celle utilisée par Berthe.

II.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons réalisé une étude bibliographique consacrée à l'interaction laser matière en régime confiné, afin d'établir un bilan des connaissances actuelles sur le sujet, et de mettre en évidence les problèmes non encore résolus qui font l'objet des chapitres suivants de cette étude. Ces différents travaux mettent clairement en évidence la nécessité de :

- Caractériser l'absorption de l'énergie laser par le plasma confiné afin d'expliquer les différences de rendement d'interaction observées dans les différentes conditions d'irradiation laser,

- réaliser de nouvelles mesures de pression pour compléter les courbes pression-flux existantes à faible intensité, et comparer les pressions induites pour différentes longueurs d'ondes et durées d'impulsions,
- réaliser des mesures d'épaisseur ablatées pour déterminer la quantité de matière mise en jeu dans l'ablation confinée.

Au point de vue théorique, le modèle analytique développé par Fabbro *et al.* [II-8] apparaît comme étant la solution la mieux adaptée pour décrire l'interaction confinée. Toutefois, des modifications importantes devront lui être apportées, en se basant en particulier sur les travaux de Zhang et Yao [II-13]. Le modèle devra permettre de déterminer les différents paramètres microscopiques du plasma confiné, afin de calculer simultanément les chargements mécaniques et thermiques induits par ce dernier, qui pourront ensuite être utilisés pour modéliser les contraintes induites dans le matériau traité par choc laser. Cette analyse théorique devra aussi rendre compte des effets des phénomènes de claquages, en permettant de calculer les caractéristiques de l'impulsion laser irradiant réellement la cible. Pour ce faire, il semble intéressant de développer l'approche suivie par Berthe [II-31], en modélisant ces phénomènes de claquage à partir d'un simple code cinétique.

II.4 Bibliographie du Chapitre II

- [II-1] B.P. Fairand and A.H. Clauer, *J. Appl. Phys.* **50**, 1497 (1979).
- [II-2] E.A. Romashko, G.I. Rudin, and S.I. Shabunya, *Sov. Tech. Phys. Lett.* **11**, 188 (1985).
- [II-3] D. Devaux, R. Fabbro, and J. Virmont, *J. Phys. IV France, Colloque C7*, 179, (1991).
- [II-4] D. Devaux, *Caractérisation des plasmas formés par laser impulsionnel en géométrie confinée. Application au choc laser*, Thèse de l'Université Paris XI Orsay, 11 juin 1993.
- [II-5] J.D. O'Keefe, D.C. Crouse, and C.H. Skeen, *Bull. Am. Phys. Soc.* **14**, 839 (1969).
- [II-6] N.C. Anderholm, *Appl. Phys. Lett.* **16**, 113 (1970).
- [II-7] R.D. Griffin, B.L. Justus, A.J. Campillo, and L.S. Goldberg, *J. Appl. Phys.* **59**, 1968 (1986).
- [II-8] R. Fabbro, J. Fournier, P. Ballard, D. Devaux, and J. Virmont, *J. Appl. Phys.* **68**, 775 (1990).

- [II-9] J. Fournier, *Génération d'ondes de choc par laser pulsé de forte énergie. Applications mécaniques et métallurgiques*, Thèse de l'école Polytechnique, 12 juin 1989.
- [II-10] P. Darquey, *Ondes de choc et accélération de feuilles minces par impulsion laser en interaction confinée. Tests d'application à la compaction dynamique de poudres métalliques*, Thèse de l'Université de Poitiers, 29 juin 1989.
- [II-11] C.R. Phipps *et al.*, J. Appl. Phys. **64**, 1083 (1988).
- [II-12] G. R. Bennet *et al.*, Phys. Rev. E **50**, 3935 (1994).
- [II-13] W. Zhang and Y.L. Yao, in Proceedings of ICALEO 2001, A105, (2001).
- [II-14] C. Garban-Labaune, *Etude expérimentale des mécanismes d'absorption dans l'interaction laser-matière à haut flux. Effet de la longueur d'onde*, Thèse de l'Université Paris XI Orsay, 16 avril 1982.
- [II-15] L.C. Yang, J. Appl. Phys. **45**, 2601 (1974).
- [II-16] J.D. O'Keefe, C.H. Skeen, and C.M. York, J. Appl. Phys. **44**, 4622 (1973).
- [II-17] J.A. Fox, Appl. Phys. Lett. **24**, 461 (1974).
- [II-18] B.P. Fairand and A.H. Clauer, Opt. Com. **18**, 588 (1976).
- [II-19] A.H. Clauer, B.P. Fairand, and B.A. Wilcox, Metall. Trans. A **8A**, 119 (1977).
- [II-20] P.S. Peercy, E.D. Jones, J.C. Bushnell, and G.W. Gobeli, Appl. Phys. Lett. **16**, 120 (1970).
- [II-21] P. Peyre and R. Fabbro, J. Phys. III France **5**, 1953 (1995).
- [II-22] J.P. Romain and D. Zagouri, in *Shock Compression of Condensed Matter 1991*, S.C. Schmidt, R.D. Dick, J.W. Forbes, D.G. Tasker, eds., Elsevier, p. 801, 1992.
- [II-23] M. Boustie, S. Couturier, J.P. Romain, D. Zagouri, and H. Simonet, Laser Part. Beams **14**, 171 (1996).
- [II-24] G. Banas, Proceedings of the 2nd Conference on Computer and Experimental Measurements for Surface Treatment Effects, p. 239, 1995.
- [II-25] X. Hong *et al.*, Opt. Lasers Eng. **29**, 447 (1998).
- [II-26] P. Peyre, L. Berthe, R. Fabbro, and A. Sollier, J. Phys. D: Appl. Phys. **33**, 498 (2000).
- [II-27] P.E. Schoen and A.J. Campillo, Appl. Phys. Lett. **45**, 1049 (1984).
- [II-28] L. Berthe, R. Fabbro, P. Peyre, L. Tollier, and E. Bartnicki, J. Appl. Phys. **82**, 2826 (1997).
- [II-29] L. Berthe, R. Fabbro, P. Peyre, and E. Bartnicki, J. Appl. Phys. **85**, 7552 (1999).
- [II-30] L. Berthe, A. Sollier, P. Peyre, R. Fabbro, and E. Bartnicki, J. Phys. D: Appl. Phys. **33**, 2142 (2000).

- [II-31] L. Berthe, *Processus de claquage de milieux transparents sous irradiation laser. Application au choc laser en régime de confinement par eau*, Thèse de l'Université Paris XI Orsay, 7 avril 1998.
- [II-32] P. Peyre, L. Berthe, X. Scherpereel, and R. Fabbro, *J. Mat. Science* **33**, 1421 (1998).
- [II-33] P. Peyre, L. Berthe, X. Scherpereel, R. Fabbro, and E. Bartnicki, *J. Appl. Phys.* **84**, 5985 (1998).
- [II-34] R.V. Arutyunyan et al., *Sov. Phys. Dokl.* **28**, 1061 (1983).
- [II-35] V.A. Ageev, A.F. Bokhonov, V.V. Zhukovskii, and A.A. Yankovskii, *J. Appl. Spectr.* **64**, 683 (1997).
- [II-36] S. Roth and M. Geiger, in *Proceedings of ICALEO 2000*, vol. **90**, B-11, 2000.
- [II-37] J. Sun and J.P. Longtin, in *Proceedings of ICALEO 2001*, M702, 2001.
- [II-38] S. Zhu, Y.F Lu, M.H. Hong, and X.Y. Chen, *J. Appl. Phys.* **89**, 2400 (2001).
- [II-39] S. Zhu, Y.F Lu, and M.H. Hong, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 1396 (2001).
- [II-40] T. Sakka, S. Iwanaga, Y.H. Ogata, A. Matsunawa, and T. Takemoto, *J. Chem. Phys.* **112**, 8645 (2000).
- [II-41] T. Sakka, K. Takatani, Y.H. Ogata, and M. Mabuchi, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **35**, 65 (2002).
- [II-42] D. Brisset, *Mise en vitesse d'un projectile mince par impulsion laser en mode plasma confiné. Etude de matériaux pour l'optimisation des performances de l'interaction*, Thèse de l'Université de Poitiers, 25 novembre 1998.
- [II-43] S. Watson and J.E. Field, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33**, 170 (2000).
- [II-44] Y. Sano, PhD Thesis, University of Osaka, 2002.
- [II-45] S.V. Govorkov, E.V. Slobodtchikov, A.O. Wiessner, and D. Basting, in *Proceedings of SPIE*, vol. **3933**, 2000.
- [II-46] W.M. Trott, *Proceedings of the Conference on Shock Compression of Condensed Matter (Seattle, USA, August 13-18, 1995)*, p. 921, 1996.
- [II-47] C.A. Brown and T.P. Russel, *Proceedings of the Conference on Shock Compression of Condensed Matter (Seattle, USA, August 13-18, 1995)*, p. 909, 1996.
- [II-48] T. Sakka, K. Saito, and Y.H. Ogata, *Proceedings of the Conference On Laser Ablation (Tsukuba, Japan, October 1-5, 2001)*.
- [II-49] D.J. Heading, G.R. Bennet, J.S. Wark, and R.W. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3616 (1995).
- [II-50] Mostovych and Y. Chan, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 5094 (1997).
- [II-51] J.L. Bobin, Y.A. Durand, Ph.P. Langer, and G. Tonon, *J. Appl. Phys.* **39**, 4184 (1968).

- [II-52] D.B. Goehegan, A.A. Puretzky, Appl. Phys. Lett. **67**, 197 (1995).
- [II-53] Y. Sano, N. Mukai, K. Okazaki, and M. Obata, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B **121**, 432 (1997).
- [II-54] K. Saito, K. Takatani, T. Sakka, and Y.H. Ogata, Proceedings of the Conference On Laser Ablation (Tsukuba, Japan, October 1-5, 2001).
- [II-55] W.Lee Smith, Opt. Eng. **17**, 489 (1978).
- [II-56] S.J. Gitomer and R.D. Jones, IEEE Trans. Plasma Sci. **19**, 1209 (1991).
- [II-57] R.F. Steinert and C.A. Puliafito, *The Nd :YAG Laser in Ophthalmology*, (Saunders, Philadelphia, 1985).
- [II-58] P. Teng, N.S. Nishioka, R.R. Anderson, and T.F. Deutsch, Appl. Phys. B **42**, 73 (1987).
- [II-59] G. M. Weyl, *Physics of Laser-Induced Breakdown : An Update*, in *Laser-Induced Plasmas and Applications*, edited by L. J. Radziemski and D. A. Cremers, (Marcel Dekker, New York, 1989).
- [II-60] L. Berthe, R. Fabbro, P. Peyre, and E. Bartnicki, Eur. Phys. J. AP **3**, 215 (1998).
- [II-61] F. Docchio, C.A. Sacchi, and J. Marshall, Lasers Ophthalmol. **1**, 83 (1986) ;
B. Zysset, J.G. Fujimoto, and T.F. Deutsch, Appl. Phys. B **48**, 139 (1989).
- [II-62] A. Sollier, Rapport de stage de DEA, CLFA-LALP, juin 1998.
- [II-63] A.V. Vinogradov and F.S. Faizullov, Sov. J. Quantum Electron. **7**, 650 (1977)
- [II-64] B.C. Stuart, M.D. Feit, A.M. Rubenchik, B.W. Shore, and M.D. Perry, Phys. Rev. Lett. **74**, 2248 (1995).
- [II-65] P.K. Kennedy, IEEE J. Quant. Electr. **31**, 2241 (1995).
- [II-66] J. Noack and A. Vogel, IEEE J. Quantum Electron. **35**, 1156 (1999).
- [II-67] V.I. Mazhukin, V.V. Nossov, and I. Smurov, J. Appl. Phys. **90**, 607 (2001).

Chapitre III

*Simulation numérique des processus de
claquage dans l'eau de confinement*

Chapitre III : Simulation numérique des processus de claquage dans l'eau de confinement

Dans la configuration standard utilisée pour le traitement des matériaux par choc laser, la pièce à traiter est immergée sous une faible épaisseur d'eau (quelques mm) afin d'augmenter le rendement mécanique de l'interaction. Au delà d'une certaine intensité, l'effet bénéfique du milieu de confinement est contrebalancé par l'apparition d'un plasma de claquage à sa surface. Selon la valeur de l'intensité du rayonnement laser, la densité de ce plasma peut être suffisamment importante pour qu'il absorbe partiellement ou totalement l'impulsion laser incidente ; la cible métallique est alors irradiée par une impulsion laser plus courte et moins intense, ce qui a pour effet de réduire la pression induite [III-1][III-2]. Les phénomènes de claquages dans le milieu de confinement représentent donc la principale limitation du traitement par choc laser.

Afin de mieux comprendre comment se développent ces phénomènes de claquage et comment ils interagissent avec le rayonnement laser, nous avons développé un code numérique [III-3] permettant de traiter les claquages induits par laser dans n'importe quel matériau diélectrique.

La première partie du chapitre est consacrée à une présentation des différents phénomènes physiques mis en jeu dans le claquage d'un milieu diélectrique, et des lois qui les régissent. Après avoir expliqué les différentes hypothèses utilisées dans le code, sa validité est examinée dans la seconde partie, en comparant ses prédictions avec différentes mesures expérimentales de seuils de claquage dans l'eau et la silice. Dans la dernière partie, les résultats des simulations sont comparés avec les résultats expérimentaux obtenus lors des expériences sur le traitement par choc laser.

III.1 Description théorique du modèle

III.1.1 Equation cinétique d'évolution de la densité électronique

Il existe deux principaux mécanismes qui peuvent mener à la création d'un plasma de claquage dans un milieu diélectrique : l'ionisation directe du milieu par multi-photoionisation (MPI) [III-4][III-5][III-6] et/ou par avalanche électronique (ou ionisation par cascade) [III-7][III-8][III-9]. Le premier mécanisme consiste en l'absorption simultanée par un atome

d'un nombre suffisant de photons pour son ionisation. Ce processus peut être schématisé par la réaction suivante :



où le nombre de photons k nécessaires à l'ionisation de l'atome considéré est relié à son potentiel d'ionisation ΔE par $k = \langle \Delta E / (h\nu) + 1 \rangle$, le symbole $\langle \rangle$ représentant l'opérateur partie entière. Le second processus est basé sur l'absorption collisionnelle du rayonnement laser par Bremsstrahlung inverse. En effet, si l'énergie acquise par les électrons en interagissant avec le rayonnement laser est suffisante, ils peuvent alors ioniser les atomes neutres ou les ions par collisions. Ce mécanisme peut être schématisé de la façon suivante :



où A est soit un atome neutre, soit un ion. Lors de chacune de ces collisions, un nouvel électron est généré, ce qui conduit rapidement à une augmentation exponentielle de la densité électronique (avalanche électronique). Pour que ce phénomène puisse se déclencher, il faut qu'un ou plusieurs électrons soient présents dans le volume focal au début de l'impulsion laser. Ces électrons « primaires » (ou électrons germes) peuvent être générés par l'ionisation thermique d'impuretés ou par multi-photoionisation, suivant la pureté du milieu. Dans le cas des solides, ce sont les électrons libres de la bande de valence qui jouent ce rôle. On parle de « claquage optique » lorsqu'une densité d'électrons libre supérieure à 10^{18} - 10^{20} cm^{-3} est obtenue pendant l'impulsion laser [III-10][III-11][III-12]. L'intensité requise pour produire un claquage peut être déterminée en résolvant l'équation cinétique décrivant l'évolution de la densité électronique en fonction du temps. Cette équation peut s'écrire sous la forme générale :

$$\frac{dn_e}{dt} = \left(\frac{dn_e}{dt} \right)_{MPI} + \eta_{casc} n_e - \eta_{diff} n_e - \eta_{rec} n_e^2. \quad (\text{III-1})$$

Les deux premiers termes du membre de droite de l'équation décrivent respectivement la génération d'électrons par multi-photoionisation ($(dn_e/dt)_{MPI}$) et par avalanche électronique ($\eta_{casc} n_e$). Les termes suivants décrivent les pertes d'électrons par diffusion en dehors du volume focal ($\eta_{diff} n_e$) et par recombinaison ($\eta_{rec} n_e^2$). De façon rigoureuse, la dynamique du plasma de claquage devrait être traitée par une équation de Fokker-Planck décrivant l'évolution temporelle de la fonction de distribution en énergie des électrons [III-13]. Malheureusement, cette approche nécessite de connaître précisément les taux de diffusion détaillés et, à notre connaissance, ces derniers ne sont pas connus pour la plupart des

matériaux et en particulier pour l'eau. L'utilisation de l'équation (III-1) revient à simplifier le problème en considérant que les sections efficaces d'ionisation ne varient pas dans le temps. En étudiant les phénomènes de claquage dans la silice, Stuart et *al.* [III-14] ont montré que la résolution de l'équation (III-1) donnait des résultats similaires à ceux obtenus en intégrant l'équation de Fokker-Planck. De la même manière, Noack et Vogel [III-12] ont montré que les prédictions théoriques de l'équation (III-1) étaient en très bon accord avec des mesures expérimentales sur les plasmas de claquage générés dans l'eau. Dans les paragraphes suivants, nous allons décrire de manière plus précise les différents mécanismes mis en jeu dans les phénomènes de claquages et les modèles utilisés pour calculer les taux correspondants.

III.1.1.1 Taux d'ionisation par Multiphotoionisation (MPI)

Dans un milieu condensé, l'ionisation multi-photonique (MPI) d'un atome ou d'une molécule se réfère à la transition d'un électron de la bande de valence vers la bande de conduction ou d'excitation, et donc à la création d'une paire électron-trou. Ce processus nécessite l'absorption de $k = \langle \Delta E / (\hbar\omega) + 1 \rangle$ photons, ΔE étant le gap en énergie entre les deux bandes. La majorité des modèles théoriques développés pour traiter ce phénomène sont basés sur la théorie des perturbations au $k^{\text{ième}}$ ordre. Dans ces modèles, l'absorption des k photons par un électron atomique est traitée en supposant que les états d'énergie intermédiaire traversés par ce dernier sont tous virtuels. La probabilité d'ionisation fait alors intervenir une sommation sur l'ensemble des transitions depuis l'état fondamental jusqu'au continuum, et les calculs deviennent vite difficiles à résoudre pour $k \geq 2$. Dans ce travail, deux formules différentes ont été utilisées pour le calcul du taux d'ionisation par MPI. Elles sont présentées en détails dans les paragraphes ci-dessous.

III.1.1.1.a Formule de Keldysh

Keldysh [III-4] a utilisé une approche non perturbative pour résoudre le problème de l'arrachage d'un électron emprisonné dans un puits de potentiel rectangulaire par une onde électromagnétique intense. Pour cela, il a supposé que les fonctions d'ondes de l'électron en présence de l'onde EM ne sont pas décrites par les fonctions de Bloch usuelles, mais par des fonctions de Houston modifiées, qui sont en fait des solutions approchées de l'équation de Schrödinger de l'électron. Il a ainsi obtenu une expression générale pour le taux d'ionisation

par MPI en fonction d'un paramètre γ , défini comme étant le rapport de la fréquence du rayonnement EM sur la fréquence de l'effet tunnel, soit :

$$\gamma = \frac{\omega}{\omega_t} = \omega \frac{\sqrt{2m' \Delta E}}{eE_{EM}}, \quad (\text{III-2})$$

où ω et E_{EM} sont respectivement la pulsation et le champ électrique de l'onde EM, m' est la masse réduite, et ΔE est le gap en énergie. Pour $\gamma \ll 1$, son expression donne le taux d'ionisation par effet tunnel, et pour $\gamma \gg 1$, elle donne le taux d'ionisation par MPI. Dans ce cas, le taux d'ionisation peut s'écrire sous la forme simplifiée [III-4][III-11] :

$$\left(\frac{dn_e}{dt} \right)_{MPI} = \frac{2\omega}{9\pi} \left(\frac{m' \omega}{\hbar} \right)^{3/2} \left[\frac{e^2}{16m' \Delta E \omega^2 c \epsilon_0 n} I \right]^k \exp(2k) \Phi \left(\sqrt{2k - \frac{2\Delta E}{\hbar \omega}} \right) \quad (\text{III-3})$$

avec

$$\Phi(x) = \exp(-x^2) \int_0^x \exp(y^2) dy. \quad (\text{III-4})$$

Dans l'équation (III-3), I est l'intensité de l'onde laser, n est l'indice de réfraction du milieu à la fréquence ω , et m' est la masse réduite supposée égale à $m_e/2$ [III-15], $m_e = 9.1 \times 10^{-31}$ kg étant la masse de l'électron.

Dans la littérature, le potentiel d'ionisation de l'eau est souvent donné comme étant égal à $\Delta E = 13$ eV [III-16], une valeur proche de celle des éléments gazeux qui composent la molécule d'eau (13.6 eV pour l'oxygène et l'hydrogène). Cependant, certaines études ont montré que l'on pouvait considérer l'eau comme étant un semi-conducteur amorphe [III-17]. L'énergie d'ionisation minimale correspond alors à une transition entre l'orbitale moléculaire $1b_1$ et la bande de conduction, et elle vaut 6.5 eV [III-17]. Sacchi [III-18] fut le premier à montrer que l'utilisation de cette valeur permettait d'obtenir de meilleurs résultats qu'avec la valeur classique de 13 eV, et la plupart des études récentes concernant les claquages dans l'eau ont repris son hypothèse avec succès [III-11][III-12].

De nombreux auteurs ont souligné le fait que la formule de Keldysh est inadaptée pour $k \leq 2$, c'est à dire pour les courtes longueurs d'ondes [III-19][III-20]. Ils lui reprochent de sous estimer le taux d'ionisation de plusieurs ordres de grandeur et donc de surestimer l'intensité nécessaire pour atteindre un certain degré d'ionisation. Ceci est dû au fait que cette approche ne tient pas compte de l'interaction Coulombienne entre l'électron libre et l'atome ionisé. Une approche perturbative [III-21] équivalente à celle de Keldysh, mais dans laquelle l'action du

champ coulombien est considérée comme une faible correction de celle du champ EM, semble donner de meilleurs résultats, mais son intégration dans un code numérique est assez complexe [III-22]. Les études récentes de Du *et al.* [III-23] et de Lenzner *et al.* [III-24] ont de nouveau soulevé la question de savoir si la théorie de Keldysh pouvait donner des taux d'ionisation corrects dans la matière condensée, du fait qu'elle ne considère pas l'influence des collisions sur les électrons dans la bande de valence. Lenzner *et al.* [III-24] ont comparé les seuils de claquage obtenus avec des impulsions fs dans le BBS ($\Delta E = 4$ eV) et dans la silice ($\Delta E = 9$ eV), et ils ont montré que les résultats obtenus avec la formule de Keldysh étaient 2 ordres de grandeurs supérieurs aux seuils expérimentaux dans le BBS, et 6 ordres de grandeurs supérieurs dans la silice. A notre connaissance, aucune investigation comparable n'a encore été réalisée pour l'eau.

III.1.1.1.b Formule de Grey Morgan

Afin d'avoir un point de comparaison avec la formule de Keldysh, un second formalisme a été utilisé pour le calcul du taux d'ionisation par MPI. Il s'agit d'une expression beaucoup plus simple, obtenue par Grey Morgan [III-5] dans le cas des gaz. Les mécanismes physiques qui gouvernent les claquages optiques sont sensiblement les mêmes dans les gaz, les liquides et les solides. Dans ce dernier cas, les électrons de la bande de conduction jouent simplement le rôle des électrons libres, et l'excitation des électrons de valence jusqu'à la bande de conduction est équivalente à l'ionisation des atomes neutres dans un gaz. En résolvant la série d'équations couplées régissant l'occupation des niveaux virtuels lors de l'absorption des i ($i = 1$ à $i = k$) photons, Grey Morgan a obtenu l'expression suivante du taux d'ionisation par MPI :

$$\left(\frac{dn_e}{dt}\right)_{MPI} = \frac{2\pi}{(k-1)!\omega^{k-1}} \left(\frac{\sigma I}{\hbar\omega}\right)^k n_0 \quad (\text{III-5})$$

où σ est la section efficace d'absorption simultanée des k -photons supposée être la même pour l'ensemble des état virtuels, n_0 est la densité de molécules d'eau, et les autres paramètres sont semblables à ceux utilisés dans l'équation (III-3). Une valeur de $\sigma = 10^{-16}$ cm² permet d'obtenir un bon accord avec différentes données expérimentales sur l'ionisation multiphotonique des gaz [III-5][III-20]. Il faut cependant noter que ce paramètre est susceptible de varier avec la longueur d'onde λ , étant donné que la section efficace d'absorption de $k = 2$

(355 nm) photons ne doit pas être la même que pour l'absorption de $k = 3$ (532 nm) ou de $k = 6$ (1064 nm) photons. Ce point est discuté en détails dans le paragraphe III.3.2.

III.1.1.1.c Comparaison des deux théories

Les deux expressions du taux d'ionisation par MPI varient de manière similaire avec la longueur d'onde λ : en effet, si l'on néglige la faible variation de l'indice optique avec la longueur d'onde λ , les expressions (III-3) et (III-5) varient respectivement en $\lambda^{2k-1} I^k$ et $\lambda^{2k-5/2} I^k$. Nous avons représenté sur la *Figure III-1*, l'évolution des deux taux d'ionisation en fonction de l'intensité laser pour trois longueurs d'ondes différentes. On remarque que le taux d'ionisation par MPI augmente lorsque la longueur d'onde décroît, ce qui montre clairement que la multi-photoionisation est favorisée aux courtes longueurs d'ondes. Quelque soit la longueur d'onde considérée, le taux d'ionisation de Grey Morgan est environ 10^9 fois supérieur à celui de Keldysh, ce qui permet d'éviter les problèmes de sous estimation rencontrés avec ce dernier.

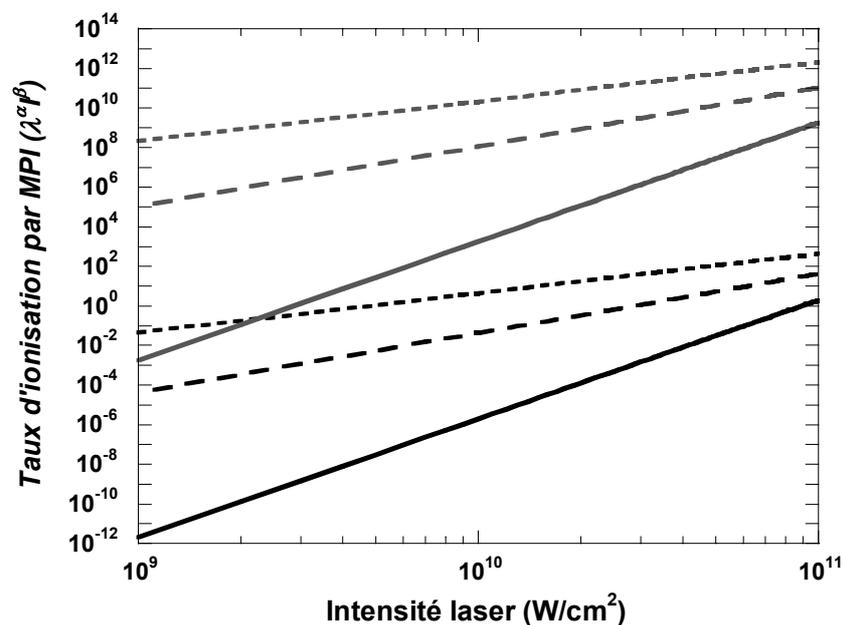


Figure III-1 : Evolution des lois d'échelle des taux d'ionisation de Keldysh (en noir) et de Grey Morgan (en gris) en fonction de l'intensité laser, pour trois longueurs d'ondes différentes (1064 nm en trait plein, 532 nm en tirets, et 355 nm en pointillés).

III.1.1.2 Taux d'ionisation par avalanche électronique

L'avalanche électronique résulte de l'absorption collisionnelle du rayonnement laser par Bremsstrahlung inverse. Par collision avec les atomes neutres et les ions du milieu, les électrons germes préalablement générés soit par multi-photoionisation soit par ionisation thermique des impuretés, peuvent absorber une partie de l'énergie de l'onde laser. Si le gain en énergie est suffisant, la collision peut entraîner l'ionisation de l'atome neutre ou de l'ion, et l'émission d'un nouvel électron. Ceci conduit rapidement à une augmentation exponentielle de la densité électronique (avalanche électronique). L'ionisation des gaz par ce mécanisme a été étudiée de manière approfondie par Raizer [III-8], et des études similaires ont été réalisées par Fradin *et al.* [III-25] et Bloembergen [III-10] pour les milieux solides, et par Sacchi [III-18] pour les liquides. Lorsque l'énergie des photons laser $\hbar\omega$ est inférieure à l'énergie moyenne des électrons ε_{av} , ce qui est le cas dans notre étude, on peut traiter le problème de manière classique. Le taux d'ionisation par électron η_{casc} est alors donné par [III-11] :

$$\eta_{casc} = \frac{\tau}{(\omega^2 \tau^2 + 1)\Delta E} \left[\frac{e^2 I}{m_e c n \varepsilon_0} - \frac{2m_e \varepsilon_{av} \omega^2}{M} \right], \quad (III-6)$$

où τ est le temps moyen entre deux collisions, M est la masse d'une molécule du milieu diélectrique ($M = 2.99 \times 10^{-26}$ kg pour l'eau, et $M = 9.98 \times 10^{-26}$ kg pour la silice), et les autres paramètres sont semblables à ceux définis dans le paragraphe III.1.1.1. A notre connaissance, aucune valeur expérimentale du temps moyen entre deux collisions n'a encore été mesurée dans l'eau, mais la plupart des auteurs [III-11][III-12] s'accordent sur une estimation de l'ordre de la fs, ce qui est proche de la valeur mesurée dans la silice [III-26]. L'influence des paramètres τ et ε_{av} sur les seuils de claquage est discutée dans le paragraphe III.3.3.

III.1.1.3 Termes de pertes

Le premier terme de pertes dans l'équation (III-1) est lié à la diffusion des électrons en dehors du volume focal. Le taux de diffusion est donc directement relié à la définition de ce volume. Dans son modèle, Kennedy [III-11] suppose que le volume focal est un cylindre dont le rayon et la longueur sont respectivement égaux au waist ω_0 et à la longueur de Rayleigh $z_R = \pi\omega_0^2/\lambda$ associés à l'onde laser. Cette définition du volume focal, conduit à l'expression suivante pour le taux de diffusion par électron :

$$\eta_{diff} = \frac{2\tau\epsilon_{av}}{3m_e} \left[\left(\frac{2.4}{\omega_0} \right)^2 + \left(\frac{1}{z_R} \right)^2 \right]. \quad (\text{III-7})$$

On constate que de petites tâches focales produiront un taux de diffusion plus important, et qu'elles induiront donc un seuil de claquage plus important pour des impulsions plus longues que le temps caractéristique de diffusion $\tau_d = 1/\eta_{diff}$. Pour des durées d'impulsions plus courtes que la ns, τ_d est généralement plus grand que la durée de l'impulsion laser, et on peut donc négliger les pertes par diffusion dans ce cas.

Dans les expériences de choc laser, l'impulsion laser est focalisée sur la pièce métallique à traiter de telle sorte que le rayon de la tâche focale à la surface de l'eau atteint plusieurs millimètres. Des expériences de visualisation des plasmas de claquages générés dans ces conditions ont montré que le plasma de claquage est généré à la surface de l'eau de confinement et qu'il se détend sur environ 2-3 mm à la fin de l'impulsion laser [III-2]. Dans de telles conditions, l'équation (III-7) n'est plus adaptée pour décrire le processus de diffusion, le claquage étant alors un claquage en surface. Plutôt que de considérer un cylindre de rayon ω_0 et de longueur z_R , on considère un cylindre de rayon $d/2$ (d étant le diamètre de la tâche focale à la surface de l'eau) et de longueur d , ce qui conduit à [III-27] :

$$\eta_{diff} = \frac{2\tau\epsilon_{av}}{3m_e} \left[\left(\frac{4.8}{d} \right)^2 + \left(\frac{1}{d} \right)^2 \right]. \quad (\text{III-8})$$

Dans les conditions opératoires typiques de nos expériences, la durée de l'impulsion est de quelques ns et le diamètre de la tâche focale à la surface de l'eau de quelques millimètres. Le temps caractéristique de diffusion correspondant $\tau_d = 1/\eta_{diff}$ est de quelques ms, et l'on peut donc négliger les pertes par diffusion.

Le second terme de pertes dans l'équation (III-1) est lié à la recombinaison des électrons dans le plasma de claquage. Pour le calcul du taux de recombinaison, nous avons fait le même choix que Noack *et al.* [III-12], en prenant le taux empirique de Docchio [III-28] obtenu à partir de mesures expérimentales de la décroissance de l'émission lumineuse de plasmas : $\eta_{rec} = 2 \times 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$. Pour des durées d'impulsion de l'ordre de la ns, les pertes par recombinaison pendant l'impulsion laser sont assez importantes, mais elles deviennent négligeables pour des impulsions plus courtes.

III.1.2 Méthode de calcul

Afin de déterminer l'intensité requise pour générer un plasma de claquage, sous certaines conditions d'irradiation laser (τ_L et λ fixées), l'équation (III-1) est intégrée numériquement par la méthode de Runge-Kutta à l'ordre 4. Pour cela, on fait varier la valeur de l'intensité laser incidente, jusqu'à ce que la densité électronique maximale obtenue pendant la durée de l'impulsion laser atteigne la densité électronique critique de claquage. L'intensité pour laquelle cette égalité est vérifiée est alors définie comme étant le seuil de claquage en intensité pour les conditions d'irradiations utilisées en entrée. Tous les calculs sont réalisés en FORTRAN double précision.

III.2 Validation du modèle

Pour valider le comportement du modèle, nous avons comparé ses prédictions avec différentes valeurs expérimentales de seuils de claquages obtenues dans l'eau pure, mais aussi dans la silice. Dans le cas de l'eau, l'importance relative des différents phénomènes impliqués dans le processus de claquage est comparée en fonction de la longueur d'onde et de la durée d'impulsion laser.

III.2.1 Claquages dans l'eau pure

III.2.1.1 Seuils de claquage en intensité

Dans un premier temps, les prédictions du modèle ont été comparées aux valeurs expérimentales et numériques de seuils de claquages en intensité obtenues dans l'eau pure par Noack et Vogel [III-12]. Les expressions utilisées pour cette comparaison sont semblables à celles utilisées par ces auteurs pour tous les mécanismes impliqués dans le processus de claquage : les expressions (III-6) et (III-7) obtenues par Kennedy [III-11] pour les taux d'ionisation par avalanche et de diffusion, la formule de Keldysh [III-4] pour le taux d'ionisation par MPI, et la formule empirique de Docchio pour le taux de recombinaison [III-28]. Les calculs sont réalisés pour deux valeurs différentes de la densité électronique critique de claquage : $n_{cr} = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, et $n_{cr} = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Comme dans les références [III-11] et [III-12], l'énergie moyenne des électrons est choisie comme étant égale à $\varepsilon_{av} = \Delta E/2$, et le temps moyen entre deux collisions électron-particule lourde est fixé à $\tau = 1 \text{ fs}$. La variation de

l'indice optique de l'eau en fonction de la longueur d'onde est obtenue à partir de la référence [III-29]. On suppose qu'aucun électron primaire n'est présent dans le volume focal au début de l'impulsion laser, et que l'avalanche ne peut se déclencher que lorsque au moins un électron est présent dans ce même volume. Les résultats de la comparaison sont présentés dans le *Tableau III-1*.

On constate que nos résultats numériques (I_{code}) sont en bon accord avec ceux de Noack et Vogel (I_{NV}) quelles que soient les conditions d'irradiation laser, la petite différence observée pouvant être imputée au choix d'un pas de temps différent dans l'algorithme de Runge-Kutta. Dans tous les cas, la différence avec les résultats expérimentaux ne dépasse pas 17 %. On remarque que pour les impulsions ns, l'accord simulation-expérience est meilleur pour $n_{cr} = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, alors que pour les impulsions plus courtes, il est meilleur pour $n_{cr} = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$.

λ (nm)	τ_L	$2\omega_0$ (μm)	I_{exp}	$n_{cr} = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$		$n_{cr} = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$	
				I_{code}	I_{NV}	I_{code}	I_{NV}
1064	6 ns	7.7	50	35	50	109	110 ^a
1064	30 ps	4.7	450	117	100	140	130 ^a
532	6 ns	5.3	30	41	40	360	360
532	30 ps	3.4	380	95	90	360	360
580	3 ps	5.0	850	751	710	952	900
580	300 fs	5.0	4760	4393	3900	5473	4800
580	100 fs	4.4	11100	9314	8400	12092	9800

Tableau III-1 : Comparaison des seuils de claquage en intensité calculés par le modèle numérique (I_{code}) avec les seuils expérimentaux (I_{exp}) et numériques (I_{NV}) obtenus par Noack et Vogel. Tous les seuils en intensité sont donnés en unités de 10^9 W/cm^2 . (^a valeurs corrigées [III-30]).

III.2.1.2 Evolution de la densité électronique

La *Figure III-2* montre l'évolution de la densité électronique dans l'eau pure pour différentes durées d'impulsion laser aux longueurs d'ondes de 355, 532, et 1064 nm. Les calculs sont réalisés pour de l'eau pure avec des paramètres similaires à ceux utilisés dans le paragraphe précédent. L'impulsion laser est focalisée sur une tâche focale de 5 μm de diamètre, et la densité critique de claquage est prise égale à $n_{cr} = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

III.2.1.2.a Influence de la durée d'impulsion

Pour les impulsion ns, la densité électronique augmente lentement au début par ionisation multiphotonique. Dès que le premier électron est généré dans le volume focal, l'avalanche électronique démarre et la densité d'électrons est alors multipliée de plusieurs ordres de grandeur en moins d'une ns.

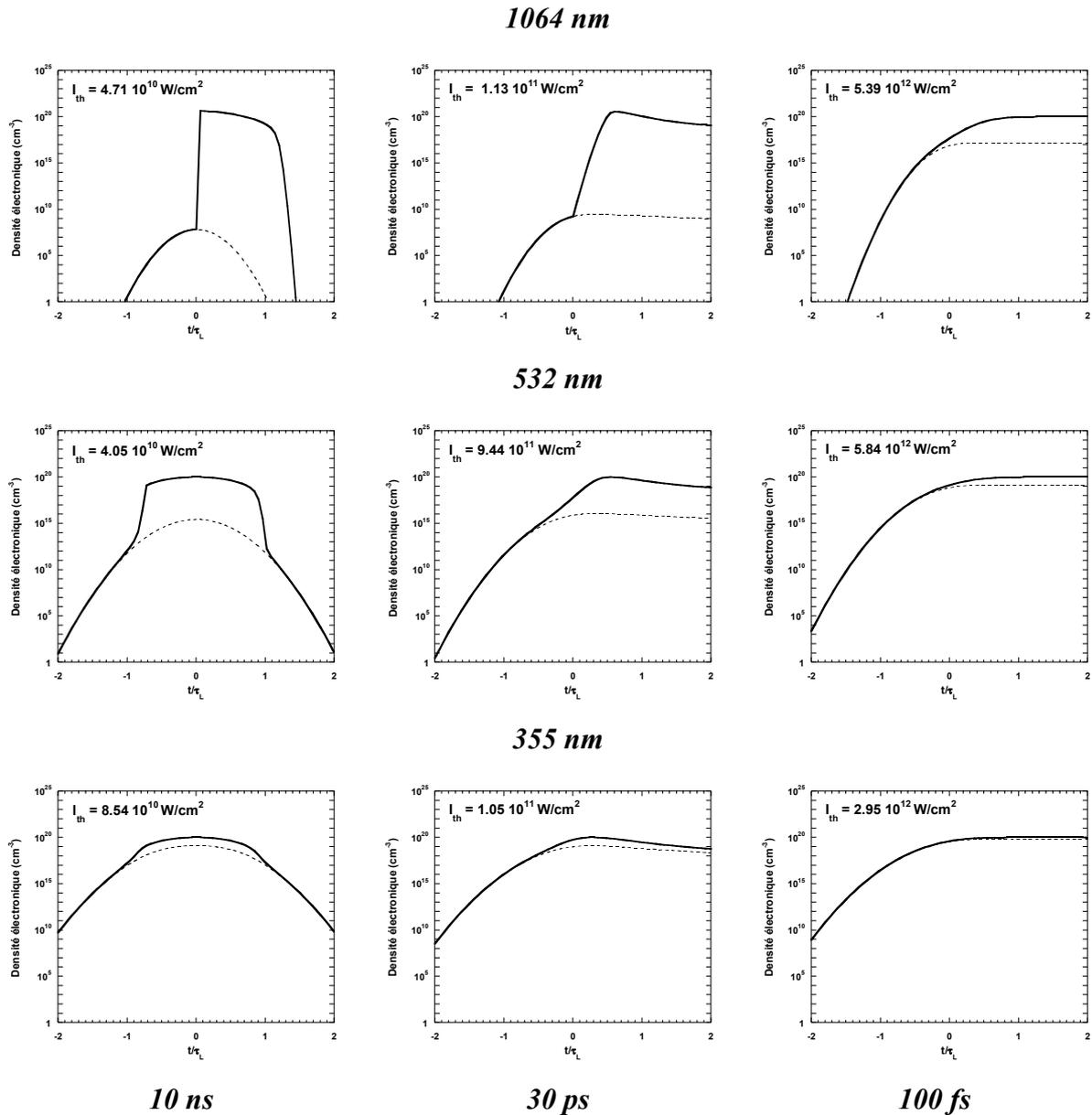


Figure III-2 : Evolution de la densité électronique au seuil de claquage pour différentes durées d'impulsions (de gauche à droite) et différentes longueurs d'ondes (de haut en bas). En plus de la densité électronique totale (trait plein), la densité générée par ionisation multiphotonique est aussi représentée (trait pointillé). L'axe temporel est normalisé à la durée de l'impulsion laser.

Lorsqu'une densité importante proche de la densité critique de claquage est atteinte, l'augmentation exponentielle de la densité est freinée brutalement par la recombinaison électronique ($\propto n_e^2$). Durant cette phase, un équilibre dynamique entre les termes de gain et de perte d'électrons s'établit, et la densité suit alors l'évolution temporelle du profil de l'impulsion laser. Dans le front de descente de l'impulsion laser, les pertes par recombinaison ne peuvent plus être compensées par le gain d'électrons, et la densité décroît rapidement. Lorsque la durée de l'impulsion laser est du même ordre de grandeur que le temps caractéristique de démarrage de l'avalanche électronique (\sim fs), un taux d'ionisation plus important est nécessaire pour atteindre la densité critique de claquage, et le seuil de claquage en intensité augmente fortement. Ceci favorise l'ionisation multiphotonique dont la variation en intensité ($\propto I^k$) est supérieure à celle de l'avalanche ($\propto I$). Quelle que soit la longueur d'onde, on constate en effet que la contribution de l'avalanche électronique diminue fortement lorsque la durée d'impulsion laser passe de 10 ns à 100 fs, la densité électronique étant multipliée par un facteur ~ 13 dans le premier cas, et seulement par un facteur ~ 3 dans le second cas. D'autre part, on peut noter que l'évolution de la densité électronique dans la seconde partie de l'impulsion laser est fortement modifiée lorsque la durée de cette impulsion diminue. Lorsque la durée d'impulsion laser est du même ordre de grandeur que le temps caractéristique de recombinaison dans le plasma (\sim ns), la densité électronique diminue rapidement à la fin de l'impulsion laser. Pour des durées d'impulsions beaucoup plus courtes, l'influence des pertes par recombinaison devient négligeable, et la densité électronique évolue très lentement dans cette phase.

III.2.1.2.b Influence de la longueur d'onde

Les courbes obtenues à 1064 nm sont caractéristiques d'une avalanche électronique assistée par MPI. Le claquage est alors dominé par l'avalanche électronique, la MPI permettant simplement de fournir les électrons germes nécessaire à son démarrage.

Au fur et à mesure que la longueur d'onde diminue, on constate que la contribution de la multiphotoionisation à la densité électronique totale augmente alors que celle de l'avalanche diminue. Le claquage est alors dominé par les processus multiphotoniques. Pour les impulsions ns, on peut remarquer que le claquage se produit toujours au maximum de l'impulsion laser, mais qu'il présente une dynamique complètement différente selon la longueur d'onde. A 1064 nm, le claquage est dominé par l'avalanche électronique, et la

densité électronique passe brutalement d'environ 10^8 cm^{-3} à 10^{20} cm^{-3} au moment du claquage. Pour les longueurs d'onde plus courtes, la MPI fournit une densité de l'ordre de 10^{18} cm^{-3} bien avant le maximum de l'impulsion laser, et la densité électronique varie très peu au moment du claquage.

III.2.2 Claquages dans la silice

Une seconde vérification du fonctionnement du code a été réalisée en comparant ses résultats avec des mesures expérimentales de seuils de claquage dans la silice. Ne possédant aucune valeur expérimentale pour la section efficace d'absorption simultanée de k -photons dans la silice, nous avons utilisé la formule de Keldysh [III-4] pour le taux d'ionisation par MPI. Pour le taux d'ionisation par avalanche et le taux de diffusion, nous avons utilisé les expressions (III-6) et (III-7). Pour les impulsions dont la durée à mi-hauteur est inférieure à la nanoseconde, nous avons négligé les pertes par recombinaison. Dans le cas des impulsions plus longues, pour lesquelles la recombinaison électron-ion est un phénomène important pour déterminer le développement de l'ionisation lors des derniers instants de l'avalanche, nous avons fait appel à la théorie développée par Gurevich et Pitaevskii [III-31]. En comparant les différents processus de recombinaison dans les plasmas froids ($T_e \approx \text{qq eV}$) et denses, ils ont montré que la recombinaison à trois corps est le phénomène dominant. Le taux correspondant peut s'écrire sous la forme simplifiée [III-20] :

$$\eta_{rec} = 8.8 \times 10^{-27} \frac{n_e}{T_e^{3.5}}. \quad (\text{III-9})$$

où η_{rec} est en s^{-1} lorsque T_e et n_e sont respectivement en eV et en cm^{-3} . Dans les calculs, nous avons supposé que la température du plasma de claquage est de 1 eV, ce qui est compatible avec les mesures expérimentales de la température des plasmas de claquages effectuées dans différents cristaux proches de la silice [III-32].

Les calculs ont été réalisés en prenant l'énergie moyenne des électrons égale à $\varepsilon_{av} = \Delta E/2$ et la fréquence de collision égale à $2.5 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$. Cette valeur de la fréquence de collision est similaire à celle utilisée par Quoit [III-22][III-33] dans ses simulations, et elle est en bon accord avec les estimations de Arnold et *al.* [III-34] qui ont montré que pour les énergies accessibles dans la bande de conduction de la silice, la fréquence de collision est comprise entre 10^{14} et 10^{16} s^{-1} . La variation de l'indice optique de la silice en fonction de la longueur

d'onde est obtenue à partir de la référence [III-35]. Dans tous les calculs, nous avons supposé qu'il y a toujours une densité électronique initiale de 10^8 cm^{-3} , due principalement à la thermoionisation des impuretés présentes dans la bande de conduction [III-10], et que cette densité initiale est suffisante pour le démarrage de l'avalanche électronique.

III.2.2.1 Impulsions courtes

Pour les impulsions courtes dont la durée à mi-hauteur est inférieure à la ns, trois seuils différents ont été calculés en faisant varier la valeur de la densité critique de claquage (Tableau III-2).

Réf	$\lambda \text{ (nm)}$	τ	$\phi \text{ (\mu m)}$	I_{exp}	I_{code}		
					$n_{cr} = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	$n_{cr} = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$	$n_{cr} = (m_e \epsilon_0 \omega^2) / c^2$
[III-36]	620	120 fs	11.6	1.0×10^{13}	1.06×10^{13}	1.25×10^{13}	1.34×10^{13}
[III-33]	800	760 fs	***	2.24×10^{12}	2.42×10^{12}	2.66×10^{12}	2.72×10^{12}
	800	2.2 ps	***	1.14×10^{12}	1.03×10^{12}	1.11×10^{12}	1.13×10^{12}
[III-13]	825	140 fs	500	1.14×10^{13}	8.68×10^{12}	9.89×10^{12}	1.02×10^{13}
[III-14]	1053	760 fs	500	2.89×10^{12}	2.45×10^{12}	2.64×10^{12}	2.64×10^{12}
	526	760 fs	500	1.58×10^{12}	2.44×10^{12}	2.84×10^{12}	3.08×10^{12}
	1053	2.2 ps	500	1.36×10^{12}	8.81×10^{11}	9.54×10^{11}	9.54×10^{11}
	526	2.2 ps	500	6.36×10^{11}	1.04×10^{12}	1.18×10^{12}	1.26×10^{12}
[III-37]	400	110 fs	***	2.9×10^{13}	9.41×10^{12}	1.31×10^{13}	1.64×10^{13}
	800	110 fs	***	3.2×10^{13}	9.96×10^{12}	1.15×10^{13}	1.19×10^{13}
[III-38]	1064	21 ps	2.2	7.0×10^{10}	9.39×10^{10}	1.01×10^{11}	1.01×10^{11}
	532	21 ps	2.2	7.6×10^{10}	1.54×10^{11}	1.19×10^{13}	1.19×10^{13}
	1064	30 ps	2.2	4.7×10^{10}	6.65×10^{10}	7.18×10^{10}	7.18×10^{10}

Tableau III-2 : Comparaison des résultats du code de claquage avec différentes mesures expérimentales dans la silice pour des impulsions courtes. Tous les seuils en intensité sont donnés en W/cm^2 .

Dans tous les cas, l'accord avec les résultats expérimentaux est relativement bon, la différence entre les seuils numériques et expérimentaux ne dépassant pas un facteur 3. Pour les impulsions très courtes ($< \text{ps}$), on observe globalement que les seuils calculés pour une

densité critique de $n_{cr} = (m_e \varepsilon_0 \omega^2) / c^2$ sont en meilleur accord avec les mesures expérimentales, excepté pour les courtes longueurs d'ondes où les seuils calculés pour une densité critique de $n_{cr} = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ donnent de meilleurs résultats.

III.2.2.2 Impulsions longues

Pour les impulsions laser ayant une durée supérieure à la ns, les calculs ont été réalisés pour une densité critique de claquage égale à $n_{cr} = 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Dans le *Tableau III-3*, les seuils de claquages déterminés par le code sont comparés avec les mesures expérimentales : le premier seuil est calculé sans tenir compte des pertes par recombinaison, et le second est calculé en estimant ces pertes à l'aide de la formule (III-9) de Gurevich et Pitaevskii [III-31].

<i>Réf</i>	λ (nm)	τ	ϕ (μm)	I_{exp}	I_{code}	
					<i>Sans recomb.</i>	<i>Avec recomb.</i>
[III-39]	1064	12 ns	30	2.50×10^{10}	9.40×10^8	1.64×10^{10}
[III-40]	1064	4.7 ns	20	2.05×10^{10}	1.32×10^9	2.97×10^{10}

Tableau III-3 : Comparaison des résultats du code de claquage avec différentes mesures expérimentales dans la silice pour des impulsion ns. Tous les seuils en intensité sont donnés en W/cm^2 .

On remarque que les seuils calculés sans tenir compte de la recombinaison électronique sous estiment largement les seuils expérimentaux, alors que ceux calculés en en tenant compte sont en bon accord avec les valeurs expérimentales.

III.3 Application au choc laser

III.3.1 Définition des paramètres

Après avoir vérifié le bon fonctionnement du code, nous avons cherché à comparer ses prédictions avec les résultats de différentes expériences concernant le choc laser. Dans un premier temps, les paramètres utilisés dans le modèle ont dû être adaptés pour tenir compte des spécificités des plasmas de claquages générés dans les expériences de choc laser.

III.3.1.1 Densité initiale d'électrons et critère de démarrage de l'avalanche

Les conditions d'irradiation utilisées pour le choc laser sont très différentes de celles utilisées pour les mesures expérimentales de seuils de claquage en volume dans l'eau. Dans la plupart de ces expériences, on se place au foyer image des lentilles de focalisation, et le diamètre de la tâche focale ne dépasse pas quelques dizaines de μm . Dans de telles conditions, de nombreux auteurs supposent que la présence d'un électron dans le volume focal suffit pour déclencher une avalanche électronique [III-11][III-12]. Cependant, pour des tâches focales plus importantes, il a déjà été montré que la présence d'un seul électron pourrait ne pas être suffisante pour déclencher l'avalanche dans l'ensemble du volume focal [III-11][III-41]. En effet, un électron ne peut déclencher une avalanche que dans une zone délimitée par son rayon caractéristique de diffusion pendant l'impulsion laser, ce qui représente une très petite zone. Vogel *et al.* [III-41] ont montré expérimentalement que pour des tâches focales supérieure à 5 μm , la valeur du seuil de claquage devient indépendante de celle de la tâche focale. Ils en ont conclu que le claquage nécessite une densité électronique initiale constante plutôt qu'un nombre d'électrons donné. Pour des impulsion de 6 ns à 1064 nm, ils ont trouvé que cette densité électronique initiale devait être d'environ 10^9 cm^{-3} pour pouvoir initier un claquage. Nous avons donc retenu le critère suivant : pour que l'avalanche électronique puisse démarrer, la densité électronique doit être supérieure à une valeur seuil n_{casc} . L'eau de confinement utilisée pour le choc laser est généralement de l'eau courante, et elle contient donc toujours une certaine quantité d'impuretés. Ces dernières vont pouvoir générer des électrons primaires par différents processus tels que l'ionisation thermique, et on peut donc estimer que cette eau contiendra toujours une densité électronique initiale de l'ordre de 10^8 - 10^9 cm^{-3} [III-10]. Dans tous les calculs qui suivent, nous avons considéré que l'eau contient une densité électronique initiale d'environ 10^8 cm^{-3} , suffisante pour le déclenchement d'une avalanche électronique.

III.3.1.2 Critère de claquage

Dans leur étude expérimentale de la transmission d'impulsions lasers de 25 ns à 1064 nm, Berthe *et al.* [III-1] ont montré que, pour des intensités laser supérieures ou égales à 13.5 GW/cm^2 , leur faisceau sonde (laser Argon émettant à 514 m) était totalement absorbé par le plasma de claquage. Il en ont conclu qu'une densité électronique de 10^{21} cm^{-3} (densité critique à la longueur d'onde du faisceau sonde) devait être atteinte ou dépassée dans le plasma généré à la surface de l'eau. Les résultats de nos calculs montrent que les seuils de claquages obtenus

à 1064 nm avec cette valeur de la densité critique de claquage surestiment d'un facteur deux les valeurs expérimentales (*Tableau III-1*). Le meilleur accord obtenu pour $n_{cr} = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ peut s'expliquer au vu des résultats récents de Nahen et Vogel [III-42]. Dans ces travaux, ils ont montré que pour des impulsions ns à 1064 nm, la transmission de plasmas sous-critiques pouvait être réduite en dessous de 5 % si le trajet de l'onde laser à travers ces plasmas était suffisamment long, ces plasmas ayant un coefficient d'absorption de quelques milliers de cm^{-1} [III-12]. Or, des photographies des plasmas de claquages survenant à la surface de l'eau lors d'expériences de choc laser ont montré que l'épaisseur de ces plasmas est d'environ 1 mm au maximum de l'impulsion laser, et d'environ 2-3 mm à la fin de cette même impulsion, pour une intensité de 10 GW/cm^2 [III-2]. Un plasma sous-critique ($n_e \approx 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) avec de telles dimensions peut donc être suffisamment absorbant pour expliquer l'écrantage total du faisceau sonde observé à 13.5 GW/cm^2 . Dans la suite, nous avons supposé que la densité électronique critique de claquage est égale à $n_{cr} = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ quelle que soit la longueur d'onde considérée.

Le *Tableau III-4* résume les différents paramètres utilisés dans le modèle pour les calculs concernant l'application du code de claquage aux expériences de choc laser.

<i>Paramètre</i>	<i>Valeur</i>
Fréquence de collision électron-particule lourde	$\nu = 1/\tau = 10^{15} \text{ s}^{-1}$
Energie moyenne des électrons	$\varepsilon_{av} = \Delta E/2$
Densité initiale d'électrons libres	$n_{e0} = 10^8 \text{ cm}^{-3}$
Critère d'amorçage de l'avalanche électronique	$n_{casc} = 10^8 \text{ cm}^{-3}$
Critère de claquage	$n_{cr} = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$

Tableau III-4 : Récapitulatif des paramètres utilisés dans le code pour traiter les phénomènes de claquages dans les expériences de choc laser.

III.3.2 Seuils de claquage en intensité

Les conditions d'irradiations utilisées dans le code sont similaires à celles des expériences de Berthe [III-1][III-2] : impulsions gaussiennes de 25 ns de durée à mi hauteur, focalisées sur une tâche de 4 mm de diamètre pour les trois harmoniques du laser Nd :YAG (1064, 532 et 355 nm). Trois seuils en intensité différents sont calculés : I_{Keld} en utilisant le

taux d'ionisation par MPI de Keldysh, I_{GM1} en utilisant celui de Grey Morgan avec $\sigma = 10^{-16}$ cm^2 pour toutes les longueurs d'onde, et enfin I_{GM2} en utilisant cette même expression mais avec une valeur de σ ajustée afin d'obtenir le meilleur accord possible pour chaque longueur d'onde. Dans le *Tableau III-5*, les résultats de ces calculs sont comparés avec les seuils expérimentaux (I_{sat}) obtenus à partir de mesures de pression [III-43][III-44]. Nous devons souligner ici le fait que ces seuils expérimentaux (I_{sat}) ne correspondent pas exactement à la définition usuelle des seuils de claquage. Ils correspondent au seuil à partir duquel la pression sature du fait de l'apparition d'un plasma de claquage qui absorbe partiellement ou totalement l'impulsion laser incidente. Toutefois, comme nous l'avons vu au *Chapitre II*, les mesures de transmission réalisées par Berthe [III-1] ont clairement établi que la saturation de la transmission à travers le plasma de claquage intervient à la même intensité laser que celle de la pression pour des conditions d'irradiation similaires. On peut donc en conclure que le seuil en intensité (I_{sat}) au delà duquel la pression sature, correspond bien à un seuil de claquage pour les expériences sur le choc laser.

λ (nm)	I_{sat}	I_{Keld}	I_{GM1}	I_{GM2}
1064	10	12.0	12.0	12.0
532	6	40.5	28.0	6.1
355	4	85.3	3.0	4.0

Tableau III-5 : Comparaison des seuils expérimentaux (I_{sat}) obtenus à partir de mesures de pression avec les seuils théoriques calculés par le modèle numérique. Tous les seuils en intensité sont donnés en unités de 10^9 W/cm^2 .

A 1064 nm, les résultats numériques sont en bon accord avec les mesures expérimentales : les deux expressions du taux d'ionisation par MPI donnent le même seuil de claquage de 12 GW/cm^2 comparable au seuil expérimental de 10 GW/cm^2 . Pour les autres longueurs d'ondes, on constate des différences importantes entre les calculs et les mesures expérimentales. Alors que les seuils expérimentaux décroissent lorsque la longueur d'onde décroît (10 GW/cm^2 à 1064 nm et 4 GW/cm^2 à 355 nm), les résultats des calculs effectués avec le taux de MPI de Keldysh montrent un comportement opposé : I_{Keld} est égal à 12 GW/cm^2 à 1064 nm, et $85,3 \text{ GW/cm}^2$ à 355 nm. Ces résultats semblent donc confirmer la remise en cause de la formule de Keldysh déjà mentionné au paragraphe III.1.1.1, lorsque le

nombre de photons impliqués dans la MPI est faible, c'est à dire aux courtes longueurs d'ondes [III-19][III-20]. Le seuil I_{GMI} calculé en utilisant l'expression de Grey Morgan avec $\sigma = 10^{-16} \text{ cm}^2$ pour le taux de MPI, donne de bons résultats à 1064 nm et à 355 nm, mais il surestime le seuil de claquage à 532 nm. Le problème réside dans le fait que pour utiliser cette expression, on doit connaître la valeur de la section efficace d'absorption simultanée de k -photons qui varie avec la longueur d'onde. A notre connaissance, il n'y a pas à l'heure actuelle de données expérimentales sur ce paramètre pour l'eau. Nous avons donc fait varier sa valeur numérique jusqu'à obtenir le meilleur accord possible entre les seuils expérimentaux et numériques (I_{GM2}) à 532 nm et 355 nm. Les meilleurs résultats ont été obtenus pour $\sigma = 6.5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ à 532 nm, et $\sigma = 7.5 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ à 355 nm. A 1064 nm, la valeur de σ n'a aucune influence sur le seuil de claquage, car à cette longueur d'onde, le claquage est dominé par l'avalanche électronique et la MPI est complètement négligeable. Sur la *Figure III-3*, nous comparons les valeurs de σ utilisées dans nos calculs pour l'eau avec les valeurs expérimentales obtenues pour différents gaz aux mêmes longueurs d'ondes [III-9].

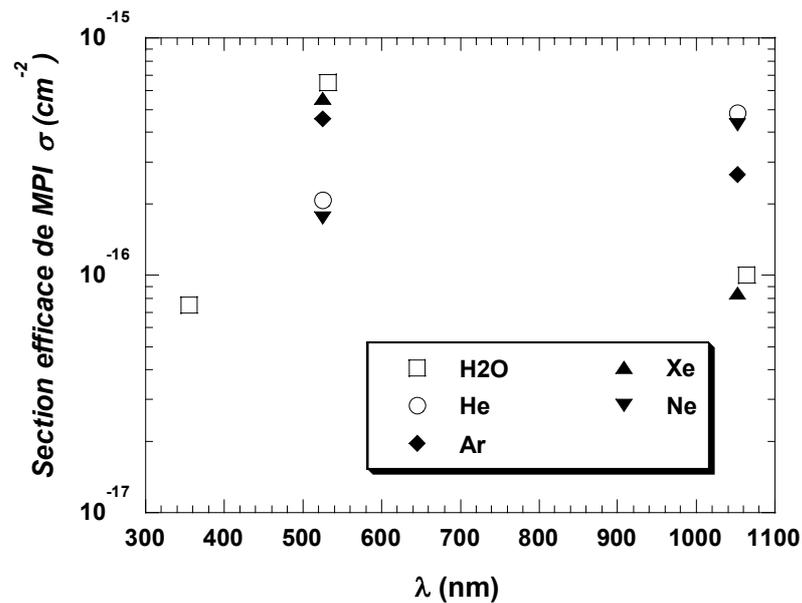


Figure III-3 : Evolution de la section efficace de multiphotoionisation avec la longueur d'onde. Comparaison avec les valeurs expérimentales de certains gaz rares [III-9].

On peut voir que la variation en fonction de la longueur d'onde est similaire, mais des mesures expérimentales devraient être réalisées afin de confirmer le choix de ces valeurs.

III.3.3 Influence de la fréquence de collision et de l'énergie moyenne des électrons

Comme on peut le voir dans l'équation (III-6), la fréquence de collision $\nu = 1/\tau$ et l'énergie moyenne des électrons ε_{av} sont les paramètres qui déterminent le taux d'ionisation par avalanche électronique. La fréquence de collision intervient dans les deux membres de l'équation et elle possède donc une plus grande influence sur le taux d'ionisation que l'énergie moyenne des électrons qui n'intervient que dans le second membre.

Ayant été mesurée expérimentalement pour très peu de matériaux, la valeur de ces deux paramètres est en général estimée à partir de mesures réalisées pour des matériaux ayant des propriétés proches de celles du matériau étudié. Dans le cas de l'eau, la plupart des études [III-11][III-12] s'accordent sur un temps moyen entre deux collisions électron-particule lourde τ égal à 1 fs (soit une fréquence de collision $\nu = 10^{15} \text{ s}^{-1}$), et une énergie moyenne des électrons égale à $\varepsilon_{av} = \Delta E/2$.

Afin de vérifier l'influence de ces paramètres sur le seuil de claquage, des calculs semblables à ceux présentés dans le *Tableau III-5* ont été réalisés en faisant varier leur valeur. La *Figure III-4* présente l'évolution du seuil de claquage I_{Keld} en fonction de la valeur de τ pour une impulsion gaussienne de 25 ns à 1064 nm.

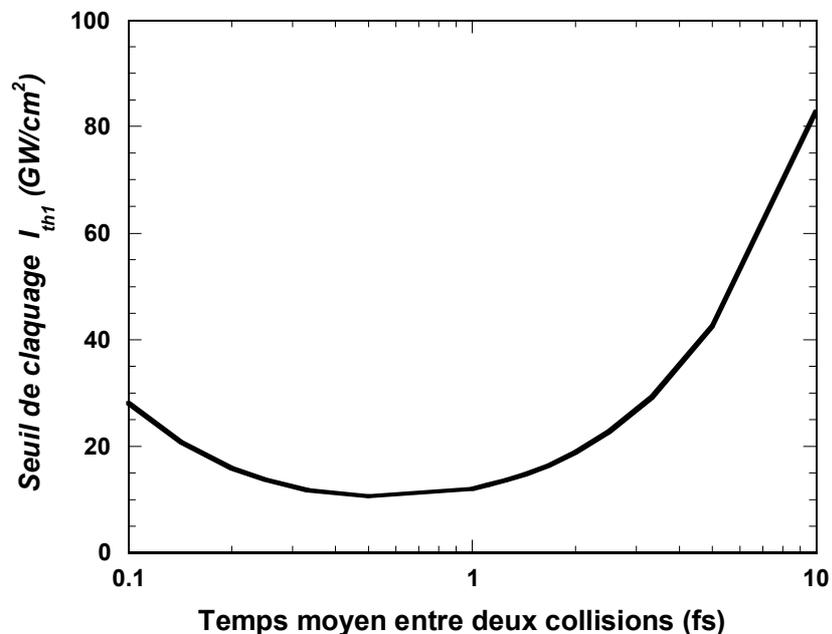


Figure III-4 : Evolution du seuil de claquage I_{Keld} en fonction de la valeur du temps moyen entre deux collisions électron-particule lourde τ .

On constate que le seuil de claquage varie très peu pour des valeurs de τ comprises entre 0.3 fs et 1 fs, mais qu'il augmente très rapidement lorsque que l'on sort de cette gamme de valeurs. On remarque aussi que du fait de la dépendance en τ^2 du taux d'ionisation par avalanche électronique, il est possible d'obtenir deux valeurs similaires du seuil de claquage I_{Keld} pour deux valeurs différentes du paramètre τ . Afin d'obtenir le meilleur accord possible avec les résultats expérimentaux, nous avons choisi la valeur $\tau = 0.5$ fs qui permet d'obtenir un seuil de claquage minimum égal à $I_{Keld} = 10,6$ GW/cm².

Après avoir optimisé la valeur de la fréquence de collision, la même procédure a été réalisée avec l'énergie moyenne des électrons. Les meilleurs résultats ont alors été obtenus en prenant $\varepsilon_{av} = \Delta E/3$. Ils sont présentés dans le *Tableau III-6*.

λ (nm)	I_{sat}	I_{Keld}	I_{GM2}
1064	10	10.2	10.2
532	6	25.0	5.9
355	4	49.4	4.0

Tableau III-6 : Calculs similaires à ceux présentés dans le Tableau III-5, mais réalisés en prenant $\tau = 0.5$ fs et $\varepsilon_{av} = \Delta E/3$. Tous les seuils en intensité sont donnés en GW/cm².

Cette valeur de ε_{av} est en bon accord avec les estimations de Weyl [III-20], qui montrent que dans des conditions proches du claquage, l'énergie moyenne des électrons est comprise entre $\Delta E/4$ et $\Delta E/3$.

III.4 Application au calcul des caractéristiques de l'impulsion laser transmise à travers le plasma de claquage

Après avoir déterminé les paramètres optimaux du modèle pour rendre compte correctement de la variation du seuil de claquage dans l'eau en fonction des conditions d'irradiation, nous avons utilisé le modèle pour calculer les caractéristiques (intensité maximale et durée à mi-hauteur) de l'impulsion laser transmise à travers le plasma de claquage.

III.4.1 Principe du calcul

Dans ces expériences, Berthe [III-1][III-2] a montré que l'impulsion laser transmise à travers le plasma de claquage correspond presque exactement à la partie de l'impulsion laser incidente précédant la coupure de transmission induite par le claquage. Le calcul des caractéristiques des impulsions transmises est basé sur cette observation. On suppose en effet que jusqu'à ce que la densité critique de claquage soit obtenue au temps t_{claq} , l'impulsion laser incidente n'est pas affectée par le plasma de claquage. On suppose aussi que la coupure au temps t_{claq} est instantanée et que l'impulsion incidente est alors complètement écrantée.

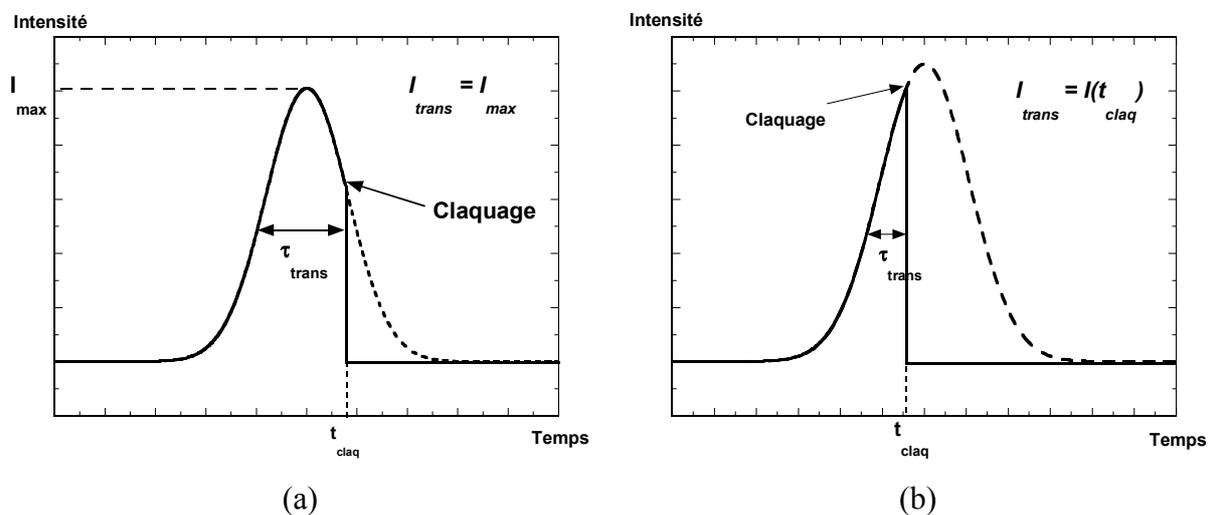


Figure III-5 : Principe du calcul des caractéristiques (intensité maximale et durée à mi-hauteur) de l'impulsion laser transmise lorsque le claquage survient dans le front de descente (a) et dans le front de montée (b) de l'impulsion laser.

Si le claquage apparaît dans le front de descente de l'impulsion laser (Figure III-5 a), l'intensité maximale de l'impulsion transmise est égale à l'intensité maximale de l'impulsion incidente. S'il apparaît dans le front de montée de l'impulsion (Figure III-5 b), l'intensité maximale de l'impulsion transmise est égale à l'intensité de l'impulsion incidente au temps t_{claq} du claquage. Dans les deux cas, la durée à mi-hauteur de l'impulsion transmise est obtenue en calculant la largeur à mi-hauteur du profil temporel de l'impulsion transmise.

III.4.2 Résultats

III.4.2.1 Calculs de l'intensité maximale de l'impulsion transmise

La *Figure III-6* montre l'évolution de l'intensité maximale de l'impulsion laser transmise en fonction de l'intensité incidente, pour des impulsions gaussiennes de 25 ns de durée à mi-hauteur aux longueurs d'ondes de 1064, 532 et 355 nm. Les résultats numériques à 1064 nm sont comparés avec les données expérimentales de Berthe *et al.* [III-1].

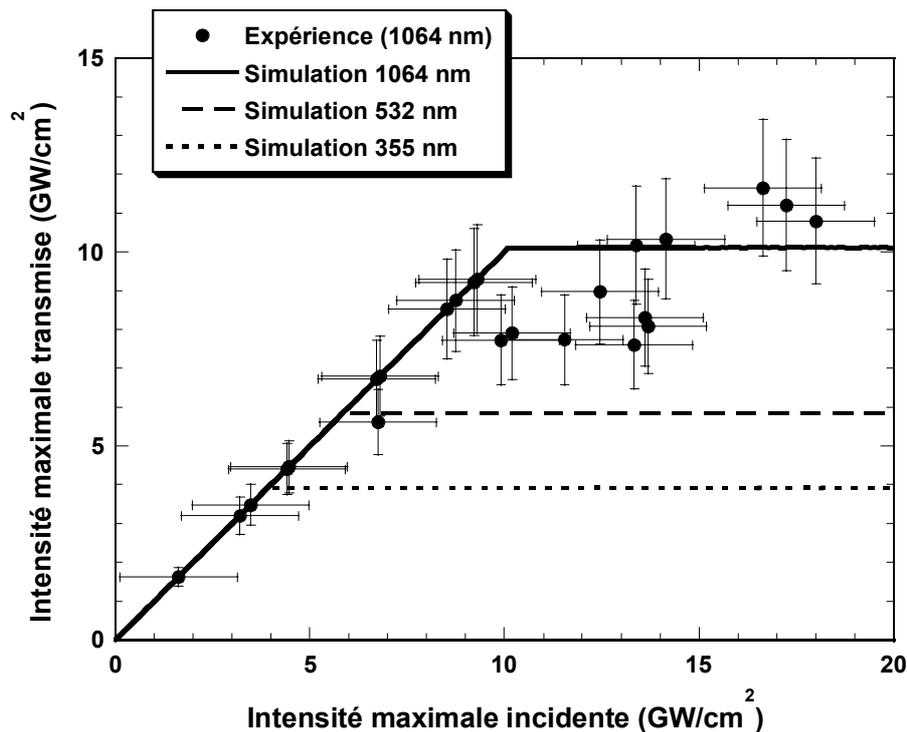


Figure III-6 : Evolution de l'intensité maximale de l'impulsion transmise en fonction de l'intensité maximale de l'impulsion incidente pour une impulsion laser gaussienne de 25 ns de largeur à mi-hauteur.

On constate que l'accord entre la simulation et l'expérience est bon. En dessous de 10 GW/cm^2 , le claquage survient dans le front de descente de l'impulsion laser, et l'intensité maximale de l'impulsion transmise est égale à celle de l'impulsion incidente. Au dessus de ce seuil, le claquage intervient dans le front de montée de l'impulsion laser : l'intensité maximale de l'impulsion transmise sature, et la transmission commence à décroître comme dans les expériences. Aux longueurs d'ondes plus courtes, la saturation apparaît à des intensités plus faibles : 6 GW/cm^2 à 532 nm et 4 GW/cm^2 à 355 nm. Il n'est malheureusement pas possible d'effectuer de comparaison à 532 nm et 355 nm, car il n'y a pas de données expérimentales disponibles pour ces longueurs d'ondes.

III.4.2.2 Calculs de la durée à mi-hauteur de l'impulsion transmise

L'évolution de la durée à mi-hauteur de l'impulsion laser transmise en fonction de l'intensité maximale de l'impulsion incidente est présentée dans la *Figure III-7*. Les calculs sont réalisés pour des conditions d'irradiations similaires à celles utilisées au paragraphe III.4.2.1. Qualitativement, les courbes expérimentale et théorique à 1064 nm présentent une évolution similaire en fonction de l'intensité incidente, mais on constate cependant quelques différences. En effet, la durée de l'impulsion transmise commence à diminuer à partir de 5 GW/cm^2 dans les expériences, alors que cette diminution n'apparaît pas avant 10 GW/cm^2 sur la courbe théorique. D'autre part, la durée à mi-hauteur calculée au delà du seuil de claquage sous estime d'environ un facteur deux la valeur expérimentale.

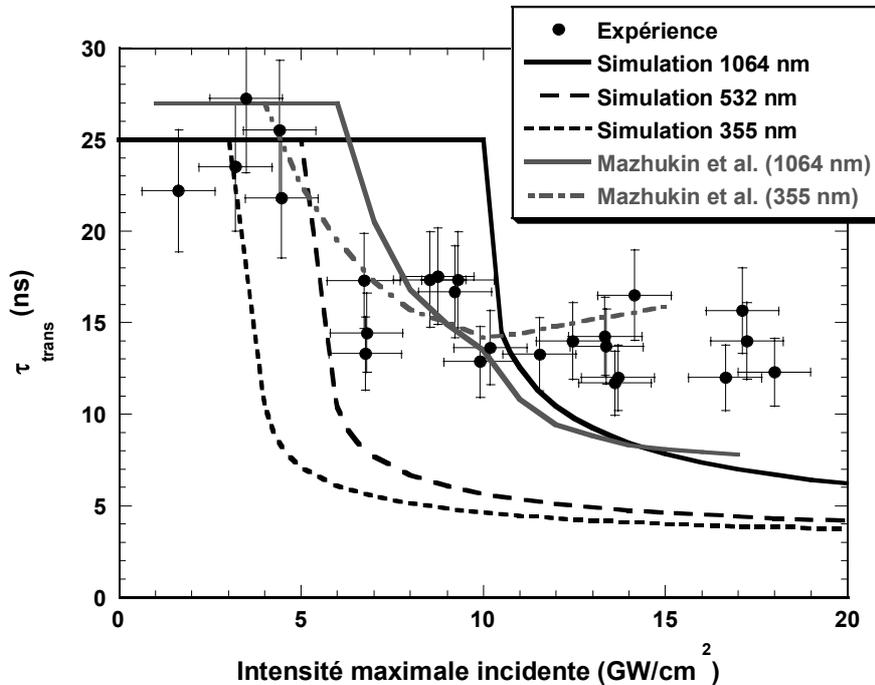


Figure III-7 : Evolution de la durée à mi-hauteur de l'impulsion transmise en fonction de l'intensité maximale de l'impulsion incidente.

Ces différences sont principalement dues au fait que l'on ne tient pas du tout compte de l'hydrodynamique du plasma de claquage. Nous supposons en effet que la coupure en transmission est instantanée et qu'elle survient lorsque la densité critique est atteinte, ce qui revient à considérer une absorption sur un front de densité raide. En réalité, le plasma de claquage se détend au cours de sa formation, et l'absorption de l'énergie laser se fait donc sur

un certain profil de densité. Ainsi, dès que la densité électronique du plasma de claquage atteint une valeur proche de 10^{18} cm^{-3} , le plasma commence à écranter légèrement l'impulsion laser incidente. Or, cette densité peut être atteinte pour une intensité moins importante que le seuil de claquage, ce qui explique pourquoi la durée de l'impulsion transmise diminue déjà pour des intensités inférieures à ce seuil.

Pour les longueurs d'ondes plus courtes, les courbes présentent une évolution similaire à celle obtenue à 1064 nm, mais la diminution de la durée à mi-hauteur de l'impulsion transmise commence à des intensités plus faibles, correspondant aux seuils de claquage à ces longueurs d'ondes : 4 GW/cm^2 à 355 nm, et 6 GW/cm^2 à 532 nm. Dans ces deux cas, on peut voir que la durée à mi-hauteur de l'impulsion transmise sature rapidement vers une valeur proche de 4 ns. Sur la *Figure III-7*, nous avons aussi représenté les courbes théoriques obtenues par Mazhukin et *al.* [III-45] à partir de simulations hydrodynamiques 2D des plasmas de claquage incluant le transfert radiatif. L'accord avec nos simulations est assez bon à 1064 nm, mais à 355 nm on obtient une différence significative. Mazhukin et *al.* ont en effet montré qu'à cette longueur d'onde, la durée à mi-hauteur de l'impulsion transmise sature vers une valeur proche de 15 ns. Ces auteurs expliquent l'importance de cette valeur par le fait que l'absorption de l'impulsion laser par le plasma de claquage se fait principalement par bremsstrahlung inverse. Comme ce processus est moins efficace aux courtes longueurs d'ondes, le plasma de claquage est donc moins absorbant qu'à 1064 nm, et il affecte moins l'impulsion laser. Des mesures de transmission devraient donc être entreprises à 355 nm et à 532 nm pour pouvoir conclure sur la validité de ces observations théoriques.

III.5 Utilisation des résultats du code de claquage dans le modèle analytique de l'interaction confinée

L'utilité du code de claquage est clairement visible lorsque l'on utilise ses résultats comme paramètres d'entrée du modèle analytique. Sur la *Figure III-8*, nous présentons l'évolution de la pression (a) et de l'épaisseur (b) du plasma confiné en fonction de l'intensité laser, pour une impulsion gaussienne de 25 ns de durée à mi-hauteur à 1064 nm.

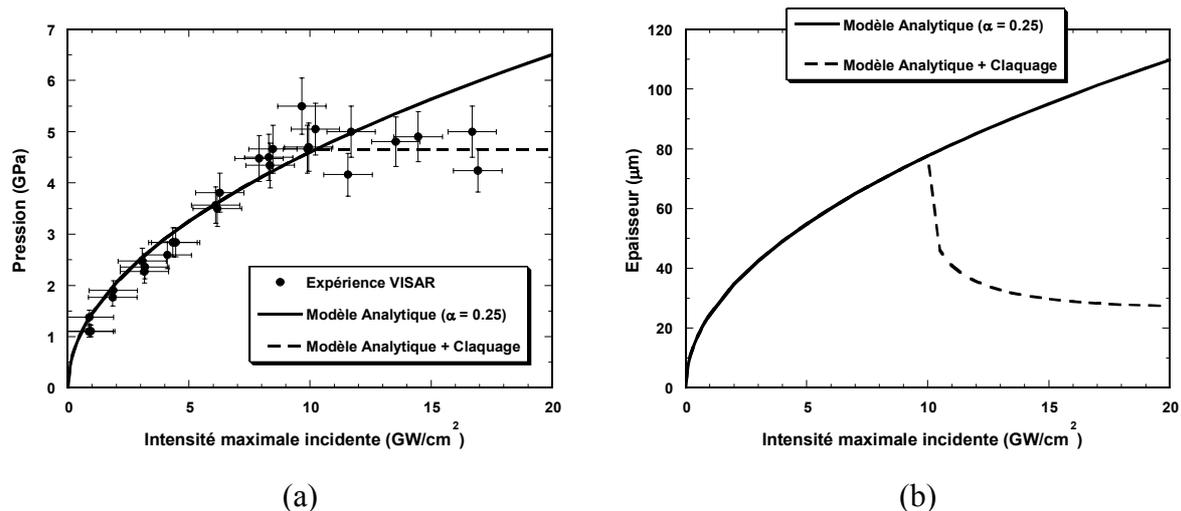


Figure III-8 : Evolution de la pression (a) et de l'épaisseur (b) du plasma confiné en fonction de l'intensité laser. Comparaison des résultats du modèle analytique obtenus sans tenir compte du code de claquage (traits pleins), et en tenant compte des résultats de ce dernier (traits pointillés).

On constate que sans le code de claquage, le modèle analytique ne prédit pas la saturation de la pression qui apparaît pour des intensités supérieures à 10 GW/cm². D'autre part, au delà du seuil de claquage, le modèle analytique surestime l'expansion du plasma confiné car il ne prend pas en compte la diminution de la durée à mi-hauteur de l'impulsion laser transmise.

III.6 Conclusion

Nous avons montré qu'il est possible, à partir d'hypothèses simples, de décrire les claquages optiques dans les milieux diélectriques en se basant sur la résolution de l'équation cinétique décrivant l'évolution de la densité électronique dans le plasma. Les prédictions du code développé dans cette étude ont été comparées avec succès à différentes mesures expérimentales de seuils de claquages dans l'eau et la silice. L'influence des paramètres du modèle a été étudiée de manière à pouvoir traiter correctement les claquages dans l'eau, dans les conditions spécifiques du choc laser. Les simulations ont confirmé que les phénomènes de claquages sont dominés par l'avalanche électronique à 1064 nm, et qu'aux courtes longueur d'ondes, c'est l'ionisation multiphotonique qui devient prépondérante.

Le calcul des caractéristiques de l'impulsion laser transmise à travers le plasma de claquage généré dans l'eau de confinement donne des résultats en bon accord avec les mesures expérimentales, mais aussi avec les prédictions d'un modèle radiatif 2D plus

complexe [III-45]. Toutefois, aux courtes longueurs d'ondes, les hypothèses simples du modèles ne permettent pas de rendre compte correctement de la durée à mi-hauteur de l'impulsion laser transmise à travers le plasma de claquage. Ce point pourrait être amélioré en résolvant de façon couplée en fonction du temps l'équation cinétique d'évolution de la densité électronique, et les équations électromagnétiques associées au champ électrique du laser en tenant compte de la forme du gradient. Ceci permettrait ainsi de tenir compte de la dynamique du plasma de claquage, et de pouvoir calculer l'absorption du rayonnement laser sur tout le gradient de densité. Des travaux sont actuellement en cours pour intégrer ces modifications dans le code de claquage existant.

L'utilisation des résultats du code de claquage comme paramètres d'entrée du modèle analytique décrivant l'interaction confinée, permet de rendre compte de la saturation de la pression pour des intensités laser supérieures au seuil de claquage. Ce point est discuté plus en détail dans le *Chapitre IV* consacré à la modélisation de l'interaction confinée.

III.7 Bibliographie du Chapitre III

- [III-1] L. Berthe, R. Fabbro, P. Peyre and E. Bartnicki, Eur. Phys. J. AP **3**, 215 (1998).
- [III-2] L. Berthe, *Processus de claquage de milieux transparents sous irradiation laser. Application au choc laser en régime de confinement par eau*, Thèse de l'Université Paris 11 (1998).
- [III-3] A. Sollier, L. Berthe, and R. Fabbro, Eur. Phys. J. AP **16**, 131 (2001).
- [III-4] L. V. Keldysh, Sov. Phys. JETP **20**, 1307 (1965).
- [III-5] C. Grey Morgan, Rep. Prog. Phys. **38**, 621 (1975).
- [III-6] N. B. Delone, Sov. Phys. –Usp. **18**, 169 (1975).
- [III-7] Y. B. Zel'dovich and Yu. P. Raizer, Sov. Phys. JETP **20**, 772 (1965).
- [III-8] Yu. P. Raizer, Sov. Phys. –Usp. **8**, 650 (1966).
- [III-9] C. DeMichelis, IEEE J. Quantum Electron. **5**, 188 (1969).
- [III-10] N. Bloembergen, IEEE J. Quantum Electron. **10**, 375 (1974).
- [III-11] P. K. Kennedy, IEEE J. Quantum Electron. **31**, 2241 (1995).
- [III-12] J. Noack and A. Vogel, IEEE J. Quantum Electron. **35**, 1156 (1999).
- [III-13] B.C. Stuart, M.D. Feit, A.M. Rubenchik, B.W. Shore, and M.D. Perry, Phys. Rev. Lett. **74**, 2248 (1995).

- [III-14] B.C. Stuart, M.D. Feit, S. Herman, A.M. Rubenchik, B.W. Shore, and M.D. Perry, *Phys. Rev. B* **53**, 1749 (1996).
- [III-15] P. K. Kennedy, S. A. Boppart, D. X. Hammer, B. A. Rockwell, G. D. Noojin, and W. P. Roach, *IEEE J. Quantum Electron.* **31**, 2250 (1995).
- [III-16] R.C. Weast, *Hanbook of Chemistry and Physics* (CRC Press, Boca Raton, 1985), 65th ed., p. E-72.
- [III-17] F. Williams, S. P. Varma, and S. Hillenius, *J. Chem. Phys.* **64**, 1549 (1976).
- [III-18] C. A. Sacchi, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 337 (1991).
- [III-19] V. Nathan, A. H. Guenther, and S. S. Mitra, *J. Opt. Soc. Am. B* **2**, 294 (1985).
- [III-20] G. M. Weyl, in *Laser-Induced Plasmas and Applications*, edited by L. J. Radziemski and D. A. Cremers, (Marcel Dekker, New York, 1989).
- [III-21] A.M. Perelomov, V.S. Popov, and M.V. Terent'ev, *Sov. Phys. JETP* **23**, 924 (1966).
A.M. Perelomov, V.S. Popov, and M.V. Terent'ev, *Sov. Phys. JETP* **24**, 207 (1967).
A.M. Perelomov, V.S. Popov, *Sov. Phys. JETP* **25**, 336 (1967).
- [III-22] C. Quaix, *Etude des propriétés optiques et de l'hydrodynamique de plasmas produits par impulsion laser subpicoseconde sur cible solide*, Thèse de l'Université Paris 6, 22 juin 1998.
- [III-23] D. Du, X. Liu, and G. Mourou, *Appl. Phys. B* **63**, 617 (1996).
- [III-24] M. Lenzner, J. Krüger, S. Sartania, Z. Chend, Ch. Spielmann, G. Mourou, W. Kautek, and F. Krausz, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4076 (1998).
- [III-25] D.W. Fradin, E. Yablonovitch, and M. Bass, *Appl. Opt.* **12**, 700 (1973).
- [III-26] P.P. Pronko, P.A. VanRompay, C. Horvath, F. Loesel, T. Juhasz, X. Liu, and G. Mourou, *Phys. Rev. B* **58**, 2387 (1998).
- [III-27] C. Knight, *AIAA Journal* **17**, 519, (1979).
- [III-28] F. Docchio, *Europhys. Lett.* **6**, 407 (1988).
- [III-29] G. M. Hale and M. R. Querry, *Appl. Opt.* **12**, 555 (1973).
- [III-30] A. Vogel and J. Noack (communication privée).
- [III-31] A.V. Gurevich and L.P. Pitaevskii, *Sov. Phys. JETP* **19**, 870 (1964).
- [III-32] L.M. Belyaev, A.N. Golovistikov, and V.V. Nabatov, *Sov. Phys. Solid State* **10**, 2972 (1969).
- [III-33] C. Quaix, G. Grillon, A. Antonetti, J.-P. Geindre, P. Audebert, and J.-C. Gauthier, *Eur. Phys. J. AP* **5**, **163** (1999).
- [III-34] D. Arnold, E. Cartier, and D.J. DiMaria, *Phys. Rev. A* **45**, 1477 (1992).

- [III-35] C.Z.Tan and J.Arndt, in *Silicon-Based Materials and Devices*, Vol. 2, ed. H.S.Nalwa, pp. 51-91, Academic Press, 2001.
- [III-36] D. von der Linde and H. Schüler, *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 216 (1996).
- [III-37] C.B. Schaffer, A. Brodeur, and E. Mazur, *Meas. Sci. Technol.* **12**, 1784 (2001).
- [III-38] W.L. Smith, J.H. Bechtel, and N. Bloembergen, *Phys. Rev.B* **15**, 4039 (1977).
- [III-39] M. Bass and H. Barret, *IEEE J. Quantum Electron.* **8**, 338 (1972).
- [III-40] D.W. Fradin and H. Barret, *Appl. Phys. Lett.* **22**, 157 (1973).
- [III-41] A. Vogel, K. Nahen, D. Theisen, and J. Noack, *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **2**, 847 (1996).
- [III-42] K. Nahen and A. Vogel, *IEEE J. Selected Topics Quantum Electron.* **2**, 861 (1996).
- [III-43] L. Berthe, R. Fabbro, P. Peyre, L. TOLLIER, and E. Bartnicki, *J. Appl. Phys.* **82**, 2826 (1997).
- [III-44] L. Berthe, R. Fabbro, P. Peyre, and E. Bartnicki, *J. Appl. Phys.* **85**, 7552 (1999).
- [III-45] V.I. Mazhukin, V.V. Nossov, and I. Smurov, *J. Appl. Phys.* **90**, 607 (2001).

Chapitre IV

Modélisation de l'interaction confinée

Chapitre IV : Modélisation de l'interaction confinée

Ce nouveau chapitre est consacré à la description du modèle numérique auto-consistant ACCIC (Auto Consistent Confined Interaction Model) développé au cours de cette étude pour décrire l'interaction laser-matière en régime confiné en s'affranchissant des limitations du modèle analytique de Fabbro *et al.* [IV-1]. Utilisé conjointement avec le code de claquage présenté au chapitre précédent, qui permet de déterminer l'impulsion laser réellement transmise à la cible confinée, ce modèle permet de calculer les paramètres microscopiques des plasmas confinés et de remonter aux chargements induits (mécanique et thermique) par ces derniers sur les matériaux traités.

La première partie du chapitre est consacrée à un bref rappel sur le modèle analytique de Fabbro *et al.* [IV-1], dans lequel on fait ressortir les modifications à réaliser afin d'améliorer la description de l'interaction confinée. Dans la seconde partie, les modifications apportées à ce modèle sont présentées en détails. Pour terminer, la validité du code ACCIC est examinée en comparant ses prédictions avec différents résultats expérimentaux obtenus en régime confiné.

IV.1 Rappels sur le modèle analytique de Fabbro *et al.* [IV-1]

Le modèle analytique de Fabbro *et al.* [IV-1] a été présenté en détails dans le *Chapitre II*. Il prend en compte les lois de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie, et le plasma confiné est considéré comme un gaz parfait sans échanges de chaleur avec le milieu environnant. Après des jeux d'écriture, les équations constitutives du modèle s'écrivent sous la forme :

$$\frac{dL(t)}{dt} = \frac{2}{Z} P(t), \quad (\text{IV-1})$$

$$I(t) = P(t) \frac{dL(t)}{dt} + \frac{d[E_i(t)L(t)]}{dt}, \quad (\text{IV-2})$$

$$P(t) = \frac{2}{3} E_i(t) = \frac{2}{3} \alpha E_i(t), \quad (\text{IV-3})$$

où Z est l'impédance mécanique réduite du système ($2/Z = 1/Z_1 + 1/Z_2$), et E_i représente l'énergie interne du plasma obtenue en additionnant l'énergie thermique $E_{th} = \alpha E_i$ utilisée

pour la mise sous pression du plasma, et la fraction $(1-\alpha)E_i$ utilisée pour son ionisation. En insérant les équations (IV-1) et (IV-3) dans le bilan d'énergie (IV-2), on obtient finalement :

$$I(t) = \frac{Z}{2} \left[\left(1 + \frac{3}{2\alpha} \right) \left(\frac{dL}{dt} \right)^2 + \frac{3}{2\alpha} L \frac{d^2L}{dt^2} \right]. \quad (\text{IV-4})$$

Cette équation différentielle du second ordre est résolue analytiquement pour des profils temporels d'intensité simples, ce qui permet d'obtenir l'évolution de la pression et de l'épaisseur du plasma au cours du temps. Bien que ce modèle ait été validé pour différentes conditions d'irradiation laser, il présente plusieurs limitations qui doivent être corrigées afin d'obtenir une description complète de l'interaction confinée :

- L'équation (IV-4) ne peut être résolue analytiquement que pour des profils temporels simples (impulsion carrée ou triangulaire), et une procédure numérique doit donc être développée pour pouvoir la résoudre pour n'importe quel profil temporel d'impulsion laser,
- Le rendement d'interaction α est ajusté afin d'obtenir un bon accord avec les résultats expérimentaux, mais le modèle ne permet pas de rendre compte de sa variation en fonction des paramètres d'irradiation laser (longueur d'onde et durée de l'impulsion laser),
- L'énergie laser est supposée être complètement absorbée par le plasma confiné, et on néglige les différents phénomènes de pertes (pertes par rayonnement, pertes par conduction thermique dans la cible et dans le milieu de confinement, ...) qui peuvent modifier le bilan d'énergie de l'interaction. Or, les résultats expérimentaux présentés dans le *Chapitre II* ont montré que l'absorption n'est pas totale et que les pertes par conduction thermique peuvent être relativement importantes à faible intensité.
- Les premières mesures des paramètres microscopiques des plasmas confinés ont montré que ce sont des plasmas froids et denses qui peuvent être corrélés et dégénérés dans certains cas. L'utilisation de l'équation d'état du gaz parfait pour décrire ce type de plasma peut donc être remise en cause, car elle n'est pas adaptée pour traiter les effets des fortes interactions qui entrent en jeu dans ces plasmas.
- Le modèle ne permet pas de rendre compte de la saturation de la pression associée à l'apparition d'un plasma de claquage dans le milieu de confinement au delà d'une certaine intensité laser.

- Il ne permet pas de déterminer les paramètres microscopiques du plasma confiné (densité et température électronique, degré d'ionisation, ...), et il n'est donc pas possible de calculer les effets thermiques associés à la présence du plasma à la surface de la cible.

IV.1.1 Présentation du modèle ACCIC

Le modèle ACCIC (Auto Consistent Confined Interaction Model) est un modèle hydrodynamique 0D basé sur les lois de conservation standard : conservation de l'énergie, de la quantité de mouvement, et de la masse. Il reprend les hypothèses de base du modèle analytique de Fabbro *et al.* [IV-1], et il utilise les résultats de différentes études [IV-3]-[IV-5] pour corriger ses principales limitations, et obtenir ainsi une description la plus fidèle possible de l'interaction laser-matière en régime confiné. Contrairement au modèle analytique de base dans lequel les calculs sont réalisés de façon analytique, le modèle ACCIC utilise une procédure numérique pour résoudre un système d'équations différentielles couplées. Les paragraphes qui suivent présentent les différentes modifications apportées au modèle analytique ainsi que les hypothèses utilisées pour le calcul des différents paramètres du modèle ACCIC.

IV.1.2 Algorithme de base

Afin de pouvoir calculer la mise en pression pour n'importe quel type d'impulsion laser, nous avons tout d'abord développé un algorithme numérique permettant de résoudre les équations du modèle analytique, en nous basant sur les travaux de Giffin *et al.* [IV-2]. Cet algorithme multidimensionnel utilise la méthode de Runge Kutta à l'ordre 4 pour résoudre n'importe quel système de N équations différentielles couplées. Dans un premier temps, cet algorithme a été utilisé pour résoudre le système constitué par les équations différentielles (IV-1) et (IV-2). Cette dernière équation peut en effet se réécrire sous la forme :

$$I(t) = \left(\frac{3}{2\alpha} + 1 \right) \frac{2}{Z} P(t)^2 + \frac{3}{2\alpha} L(t) \frac{dP(t)}{dt}, \quad (\text{IV-5})$$

soit,

$$\frac{dP(t)}{dt} = \frac{I(t) - \frac{2P(t)^2}{Z} \left(1 + \frac{3}{2\alpha}\right)}{\frac{3}{2\alpha} L(t)}. \quad (\text{IV-6})$$

Sous cette forme, on remarque que cette équation forme avec l'équation (IV-1) un système de deux équations différentielles couplées, que l'on peut représenter sous forme vectorielle :

$$\frac{d\vec{X}}{dt} = \begin{pmatrix} \dot{L}(t) \\ \dot{P}(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{2}{Z} P(t) \\ \frac{I(t) - \frac{2P(t)^2}{Z} \left(1 + \frac{3}{2\alpha}\right)}{\frac{3}{2\alpha} L(t)} \end{pmatrix}, \quad (\text{IV-7})$$

soit,

$$\dot{\vec{X}} = F(\vec{X}). \quad (\text{IV-8})$$

Ce système a été résolu en utilisant les conditions initiales suivantes : au temps $t = 0$, la pression est égale à la pression atmosphérique standard ($P_0 = 1,0133 \times 10^5$ Pa) et l'épaisseur du plasma est prise égale à l'épaisseur de peau de la cible pour la longueur d'onde du laser ($L_0 = 4,8$ nm pour de l'aluminium avec $\lambda = 1064$ nm). Pour être rigoureux, il faudrait prendre une épaisseur de plasma nulle à l'origine, mais comme on peut le voir dans l'équation (IV-7), cela introduit une singularité. Le choix d'une valeur d'origine égale à l'épaisseur de peau permet d'éviter cette singularité et de retrouver des résultats équivalents à ceux obtenus avec les formules analytiques pour les profils temporels carré et triangulaire.

La *Figure IV-1* présente les résultats numériques obtenus avec cet algorithme pour trois profils temporels d'impulsion différents : une impulsion carrée, une impulsion triangulaire, et une impulsion gaussienne. Les trois impulsions ont une durée à mi-hauteur de 10 ns, et elles sont centrées en $t = 20$ ns. Les calculs sont réalisés pour une cible d'aluminium confinée par eau, avec un rendement d'interaction égal à $\alpha = 0,2$. Pour les impulsions laser ayant un profil temporel carré et triangulaire, le code numérique reproduit très exactement les résultats obtenus avec les formules analytiques. On constate que le profil de pression généré par une impulsion laser gaussienne est très proche de celui obtenu avec une impulsion triangulaire, comme cela avait déjà été montré par Darquey [IV-6] à partir de simulations réalisées avec le code SHYLAC.

L'algorithme numérique permet donc de reproduire les résultats du modèle analytique pour des profils d'impulsion laser carré et triangulaire, et d'étendre ce modèle à n'importe quel profil temporel d'impulsion.

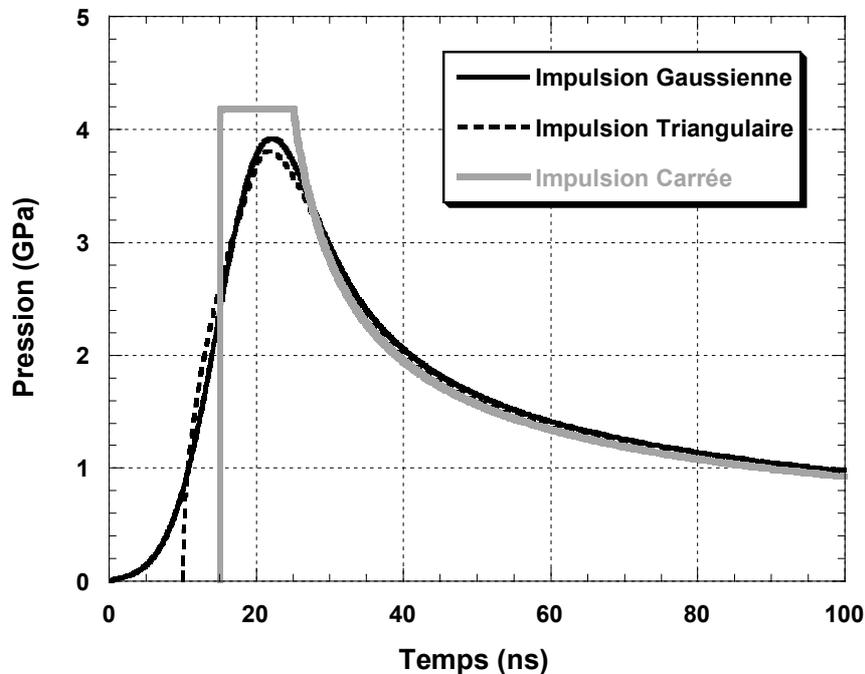


Figure IV-1 : Résultats de la résolution numérique des équations du modèle analytique de Fabbro et al. [IV-1] pour trois profils temporels d'impulsion laser différents.

IV.1.3 Modification du bilan d'énergie

L'étude bibliographique présentée au *Chapitre II* a clairement montré que l'absorption de l'énergie laser par le plasma confiné n'est pas totale comme cela est supposé dans le modèle analytique, et que différents processus de pertes peuvent modifier le bilan énergétique de l'interaction. Le bilan d'énergie (IV-2) du modèle analytique a donc été modifié afin de tenir compte de ces différents phénomènes en y ajoutant un terme d'absorption ($A = 1-R$) et un flux de perte Φ_{pertes} regroupant l'ensemble des processus de pertes énergétiques :

$$(1-R)I(t) = \left(\frac{3}{2\alpha} + 1 \right) \frac{2}{Z} P(t)^2 + \frac{3}{2\alpha} L(t) \frac{dP(t)}{dt} + \phi_{pertes} . \quad (IV-9)$$

IV.1.3.1 Prise en compte de l'absorption du plasma confiné

Le terme d'absorption ($A = 1-R$) de l'équation (IV-9) est déterminé expérimentalement à partir de mesures de réflectivité (intégrée et résolue temporellement). Ceci permet de prendre en compte de manière simple l'absorption réelle de l'énergie laser par le plasma confiné. Ces mesures ont été réalisées dans différentes conditions d'irradiations laser (1064 nm et 532 nm, impulsion carrée de 3 ns et impulsion gaussienne de 15 ns) pour six matériaux métalliques (Al, Cu, Fe, Ti, Mo, Ta). Les résultats de ces mesures sont présentés dans le *Chapitre VI*.

IV.1.3.2 Prise en compte des termes de pertes

Différents phénomènes physiques peuvent réduire la quantité d'énergie réellement utilisée pour la création et le développement du plasma confiné. Parmi ces différents processus, on distingue principalement les pertes par vaporisation, les pertes par conduction thermique, et les pertes radiatives. Dans les paragraphes suivants, l'importance relative de ces différents phénomènes est analysée, et les expressions utilisées pour leur prise en compte dans le modèle sont explicitées.

IV.1.3.2.a Pertes par vaporisation

Dans leur modèle de balance énergétique de l'interaction laser-matière à intensité modérée, Dingus et Goldman [IV-3] ont montré qu'il est nécessaire de prendre en compte les pertes par vaporisation dans le bilan énergétique d'interaction. Ces pertes peuvent en effet représenter une fraction non négligeable de l'énergie laser, et ce tout particulièrement à faible intensité laser. Dans le modèle ACCIC, ces pertes sont prises en compte en insérant un terme de vaporisation dans le flux de pertes. Ce terme est exprimé par :

$$\phi_{vap} = \dot{m} \Delta H_{vap}, \quad (IV-10)$$

où \dot{m} représente le flux de masse ablatée calculé à partir de la loi de conservation de la masse, et ΔH_{vap} est l'enthalpie de création de la vapeur définie par :

$$\Delta H_{vap} = H_{vap} + H_{fus} + C_p (T_{vap} - T_{ini}). \quad (IV-11)$$

Dans cette formule, H_{vap} et H_{fus} représentent respectivement les enthalpies de vaporisation et de fusion, et la capacité calorifique C_p est moyennée entre 300 K et T_{fus} par :

$$C_p = \frac{C_p(300^\circ K) + C_p(T_{fus})}{2}. \quad (IV-12)$$

A.N. : dans le cas d'une cible d'aluminium irradiée à 1064 nm par une impulsion gaussienne de 10 ns ayant une intensité de 5 GW/cm², le modèle ACCIC donne un flux de masse maximum de 6,73×10⁵ kg.m⁻².s⁻¹, ce qui correspond à un flux de pertes par vaporisation maximum de 0,92 GW/cm² (18,4 % de l'intensité laser incidente).

IV.1.3.2.b Pertes par conduction thermique

Comme cela a été mentionné au *Chapitre II*, les pertes thermiques peuvent jouer un rôle important dans l'interaction confinée, tout particulièrement à basse intensité. Pendant le temps caractéristique d'interaction t , les pertes par conduction thermique peuvent être estimées par [IV-1][IV-5]:

$$E_{cond} = \left(\frac{4KC_p\rho t}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} (T_{vap} - T_{ini}), \quad (IV-13)$$

où K est la conductivité thermique, C_p la capacité calorifique, ρ la densité, et T_{vap} la température de vaporisation du matériau dans lequel la chaleur diffuse. Dans cette formule, les pertes sont exprimées par unité de surface en J/cm². Ces pertes par conduction se font à la fois dans le milieu de confinement (eau ou verre), mais aussi et surtout, dans la cible métallique en contact avec le plasma confiné. Dans ce dernier cas, le flux de conduction qui traverse les zones liquide et solide de la cible est déterminé en supposant que la surface d'ablation liquide est à la température de vaporisation, et les grandeurs thermiques sont moyennées entre ces deux états. Une estimation de ces pertes a été réalisée à l'aide de l'équation (IV-13) en supposant que le temps d'interaction est égal au temps de vie du plasma confiné, c'est à dire à peu près deux fois la durée de l'impulsion laser. Les résultats des calculs réalisés pour des impulsions laser de 5 et 10 ns sont présentés dans le *Tableau IV-1*. On remarque que les pertes par conduction dans le milieu de confinement (eau ou quartz) sont

très faibles, et qu'elles peuvent donc être négligées. Il en va tout autrement des pertes dans la cible solide qui peuvent représenter jusqu'à 10 % de l'énergie laser absorbée. Ceci montre clairement que l'énergie laser absorbée n'est pas convertie intégralement en énergie interne du plasma, mais qu'une fraction de cette énergie est transmise sous forme de chaleur à la cible solide. Il est donc nécessaire de prendre en compte ces pertes thermiques dans le modèle, tout particulièrement à faible intensité où elles peuvent représenter une fraction importante de l'énergie laser absorbée.

Matériau	Durée impulsion laser (ns)	$E_{cond} (J/cm^2)$	E_{cond} / E_{laser} à 1 GW/cm ²	E_{cond} / E_{laser} à 10 GW/cm ²
Al	10	0.82	8 %	0.8 %
	5	0.58	12 %	1.2 %
Quartz (Silice)	10	0.08	0.8 %	0.08 %
	5	0.06	1.2 %	0.12 %
Eau	10	2.5×10^{-3}	2.5×10^{-2} %	2.5×10^{-3} %
	5	1.8×10^{-3}	3.6×10^{-2} %	3.6×10^{-3} %

Tableau IV-1 : Estimation des pertes par conduction thermiques dans différents matériaux.

Pour insérer ces pertes dans le modèle, nous avons choisi de suivre une approche similaire à celle utilisée par Bennet *et al.* [IV-5] en ajoutant un terme supplémentaire ϕ_{cond} , assimilé à un flux de chaleur, dans le bilan énergétique de l'interaction :

$$(1-R)I(t) = \left(\frac{3}{2\alpha} + 1 \right) \frac{2}{Z} P(t)^2 + \frac{3}{2\alpha} L(t) \frac{dP(t)}{dt} + \phi_{vap}(t) + \phi_{cond}(t). \quad (IV-14)$$

Contrairement au modèle de Bennet *et al.* [IV-5] dans lequel le flux de conduction ϕ_{cond} est obtenu en fixant arbitrairement un paramètre de conduction β , nous avons préféré utiliser un flux de conduction qui ne dépend que des propriétés thermodynamique de la cible. Ce flux de conduction est obtenu en intégrant l'équation (IV-13) qui donne une bonne estimation des pertes thermiques dans la cible :

$$\phi_{cond}(t) = \left[\frac{4KC_p\rho}{\pi(t-t_{vap})} \right]^{\frac{1}{2}} (T_{vap} - T_{ini}). \quad (IV-15)$$

Dans cette expression, on suppose que les pertes thermiques ne commencent réellement que lorsque le matériau atteint sa température de vaporisation au temps t_{vap} , et qu'elles peuvent être négligées pour des températures inférieures.

Pour se faire une idée de l'influence réelle de ces pertes thermiques sur la pression induite, le flux de perte (IV-15) a été inséré dans le bilan énergétique (IV-5) du modèle analytique de base, et cette équation modifiée a été résolue simultanément avec l'équation (IV-1) en utilisant l'algorithme numérique présenté au paragraphe IV.1.2. La *Figure IV-2* présente le profil de pression calculé par cette méthode pour une cible d'aluminium confinée par eau et irradiée à 1064 nm par une impulsion gaussienne de 10 ns ayant une intensité de $1\text{GW}/\text{cm}^2$. Lorsqu'on tient compte des pertes thermiques, la pression maximale passe de 1,25 GPa à 1,15 GPa, et la durée à mi-hauteur de l'impulsion de pression est réduite d'environ 5 ns. Le léger décrochage observé vers $t = 14\text{ns}$ correspond à l'instant auquel la cible atteint sa température de vaporisation et où l'on commence à tenir compte des pertes thermiques.

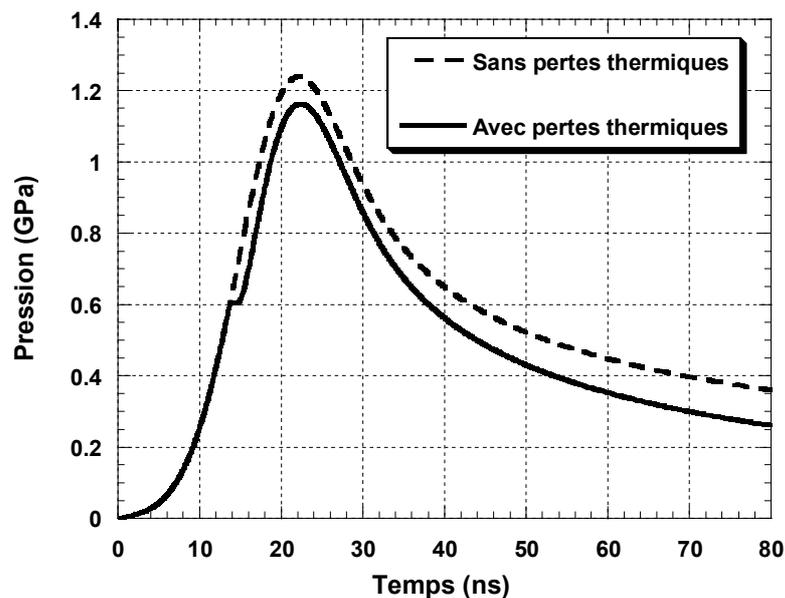


Figure IV-2 : Influence des pertes thermiques sur le profil de pression. Cible d'aluminium confinée par eau, irradiée à 1064 nm par une impulsion gaussienne de 10 ns ayant une intensité de $1\text{GW}/\text{cm}^2$.

La *Figure IV-3* montre l'évolution de la pression maximale induite calculée avec et sans pertes thermiques, en fonction de l'intensité laser. Cette courbe montre clairement que lorsque l'intensité laser devient supérieure à $1\text{GW}/\text{cm}^2$, l'effet des pertes par conduction devient négligeable. Nous avons donc choisi de négliger les pertes thermiques pour des intensités

supérieures 1 GW/cm^2 , et d'en tenir compte pour les intensités plus faibles en insérant le flux de pertes (IV-15) dans le bilan d'énergie.

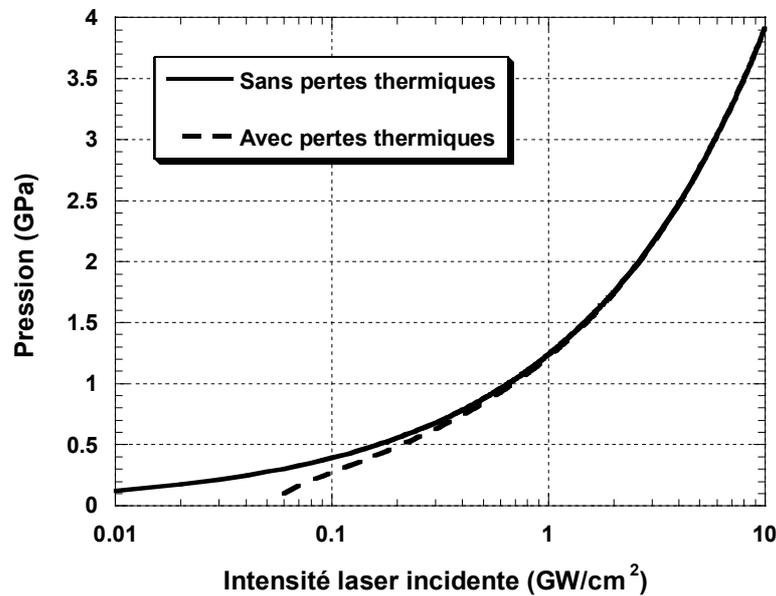


Figure IV-3 : Influence des pertes thermiques sur la pression maximale induite en fonction de l'intensité laser. Cible d'aluminium confinée par eau, irradiée à 1064 nm par une impulsion gaussienne de 10 ns .

IV.1.3.2.c Pertes radiatives

Les plasmas confinés sont des plasmas froids et denses (cf. *Chapitre II*) qui peuvent, en première approximation, être considérés comme des corps noirs. Du fait de leur faible température électronique, la quantité totale de radiation émise par ces plasmas pendant l'impulsion laser est négligeable. De plus, ces plasmas émettent principalement dans l'UV, ce qui fait que la majorité des radiations émises sont réabsorbées par le plasma. Les radiations émises ne sont donc pas perdues, mais emprisonnées dans le plasma, et on peut donc légitimement négliger les pertes radiatives.

A.N. : Considérons un plasma confiné ayant une température électronique de 2 eV . Si on suppose que ce plasma émet comme un corps noir, la loi d'émission de Stefan-Boltzmann donne une quantité totale de radiation émise égale à $\varepsilon = \sigma T^4 = 1,64 \text{ MW/cm}^2$, ce qui est négligeable par rapport aux intensités laser couramment utilisées pour les expériences de choc laser ($> 0,1 \text{ GW/cm}^2$).

IV.1.4 Prise en compte de la loi de conservation de la masse

La différence principale du modèle ACCIC avec le modèle analytique de Fabbro *et al.* [IV-1] réside dans la prise en compte de la loi de conservation de la masse en plus de celles de l'énergie et de la quantité de mouvement. Cette loi joue en effet un rôle crucial dans le modèle car elle relie la densité du plasma confiné à ses autres paramètres tels que la pression et l'épaisseur. Pour obtenir une expression simple du taux d'ablation, le bilan de masse est réalisé à la surface de la cible métallique. On suppose que l'expansion du plasma est monodimensionnelle, ce qui est bien vérifié pour des diamètres de tache focale supérieurs au mm [IV-7], et que le profil du cratère d'ablation est quasi-cylindrique [IV-8]. On considère alors le cylindre dont la longueur totale est la somme de l'épaisseur de solide ablatée $E_{abla}(t)$ et de l'épaisseur de la couche de plasma $L(t)$ à l'instant t , et dont la surface de la tranche S est égale à la tache focale du laser (*Figure IV-4*).

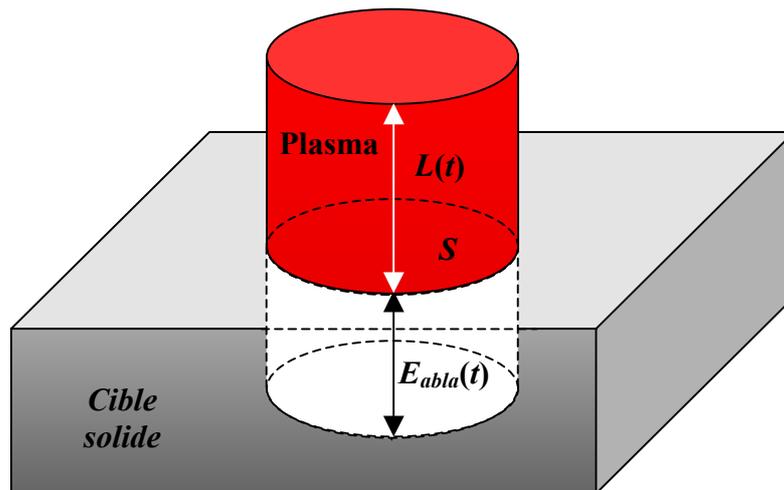


Figure IV-4 : Schéma de principe utilisé pour établir la loi de conservation de la masse.

Les phénomènes de re-dépôt étant négligeables dans le cas du régime confiné, la masse de solide ablatée se retrouve intégralement sous forme de plasma. A chaque instant t , la masse du cylindre de solide d'épaisseur $E_{abla}(t)$ est donc égale à la masse du cylindre de plasma d'épaisseur $L(t)$, et le flux de masse ablaté obéit donc à :

$$m_{abla}(t) = S \int_0^t \dot{m}(t) dt = SL(t)\rho_p(t) = SE_{abla}(t)\rho_0, \quad (\text{IV-16})$$

où S représente la surface de la tache focale à la surface de la cible solide, ρ_p et ρ_0 sont respectivement la densité du plasma et de la cible solide, et E_{abla} est la profondeur de solide ablatée. En supprimant le paramètre S de l'équation (IV-16), et en dérivant par rapport au temps, on obtient alors l'expression suivante du flux de masse ablatée :

$$\dot{m}(t) = \rho_0 V_{abla}(t) = \rho_p(t) \frac{dL(t)}{dt} + L(t) \frac{d\rho_p(t)}{dt}, \quad (\text{IV-17})$$

où $V_{abla}(t)$ est la vitesse de récession de la surface d'ablation dans la cible solide. Cette équation traduit l'égalité entre le flux de masse entrant dans le plasma par la face en contact avec la cible solide, et le flux de masse sortant du solide par cette même face. En utilisant la relation (IV-1), cette dernière équation se réécrit sous la forme :

$$\frac{d\rho_p(t)}{dt} = \frac{1}{L(t)} \left[\rho_0 V_{abla}(t) - \frac{2}{Z} P(t) \rho_p(t) \right]. \quad (\text{IV-18})$$

Contrairement au modèle de Zhang et Yao [IV-4] dans lequel le bilan de masse prend en compte à la fois le flux de masse provenant de la cible solide et celui provenant du milieu de confinement, l'équation (IV-18) ne tient compte que de la contribution de la cible solide. En effet, les diverses mesures spectroscopiques des plasmas confinés présentées au *Chapitre II* ont montré qu'aucune raie caractéristique du milieu de confinement n'est présente dans le spectre du plasma confiné pendant l'interaction. De plus, des estimations des paramètres microscopiques de ces plasmas, réalisées à partir d'une résolution numérique de l'équation de Saha, ont montré que la prise en compte d'une contribution de l'eau dans le plasma confiné ne modifiait pas ses paramètres [IV-9]. On peut donc en conclure que l'eau a peu d'influence sur le plasma confiné, et qu'on peut donc négliger sa contribution dans le bilan de masse.

IV.1.5 Principe du calcul

Les équations (IV-1), (IV-14) et (IV-18) forment un système de trois équations différentielles couplées qui peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{d\vec{X}}{dt} = \begin{pmatrix} \dot{L}(t) \\ \dot{P}(t) \\ \dot{\rho}_p(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{2}{Z}P(t) \\ \frac{AI(t) - \phi_{vap}(t) - \phi_{cond}(t) - \frac{2P(t)^2}{Z} \left(1 + \frac{3}{2\alpha}\right)}{\frac{3}{2\alpha}L(t)} \\ \frac{1}{L(t)} \left[\rho_0 V_{abla}(t) - \frac{2}{Z}P(t)\rho_p(t) \right] \end{pmatrix}. \quad (IV-19)$$

Ce système d'équations peut être résolu par l'algorithme de Runge-Kutta multidimensionnel présenté au paragraphe IV.1.2. Cependant, de nouvelles relations doivent être prises en compte afin de fermer le système. Ces relations sont constituées respectivement :

- d'une équation d'état,
- d'une loi d'ionisation,
- et d'une loi d'ablation.

L'équation d'état est une relation du type $f(P, \rho, E) = 0$, qui permet de relier entre-eux les différents paramètres thermodynamiques du plasma. La loi d'ionisation établit une relation bi-univoque entre le degré d'ionisation et le couple densité-température, et la loi d'ablation permet de relier la densité du plasma confiné à sa température. En combinant ces trois relations, on peut montrer qu'il existe un couple unique densité-température permettant d'obtenir une valeur donnée de la pression ou de l'énergie. La procédure utilisée dans ACCIC pour déterminer les paramètres microscopiques du plasma confiné est directement liée à l'unicité de cette solution. Le synoptique du programme est représenté sur la *Figure IV-5*.

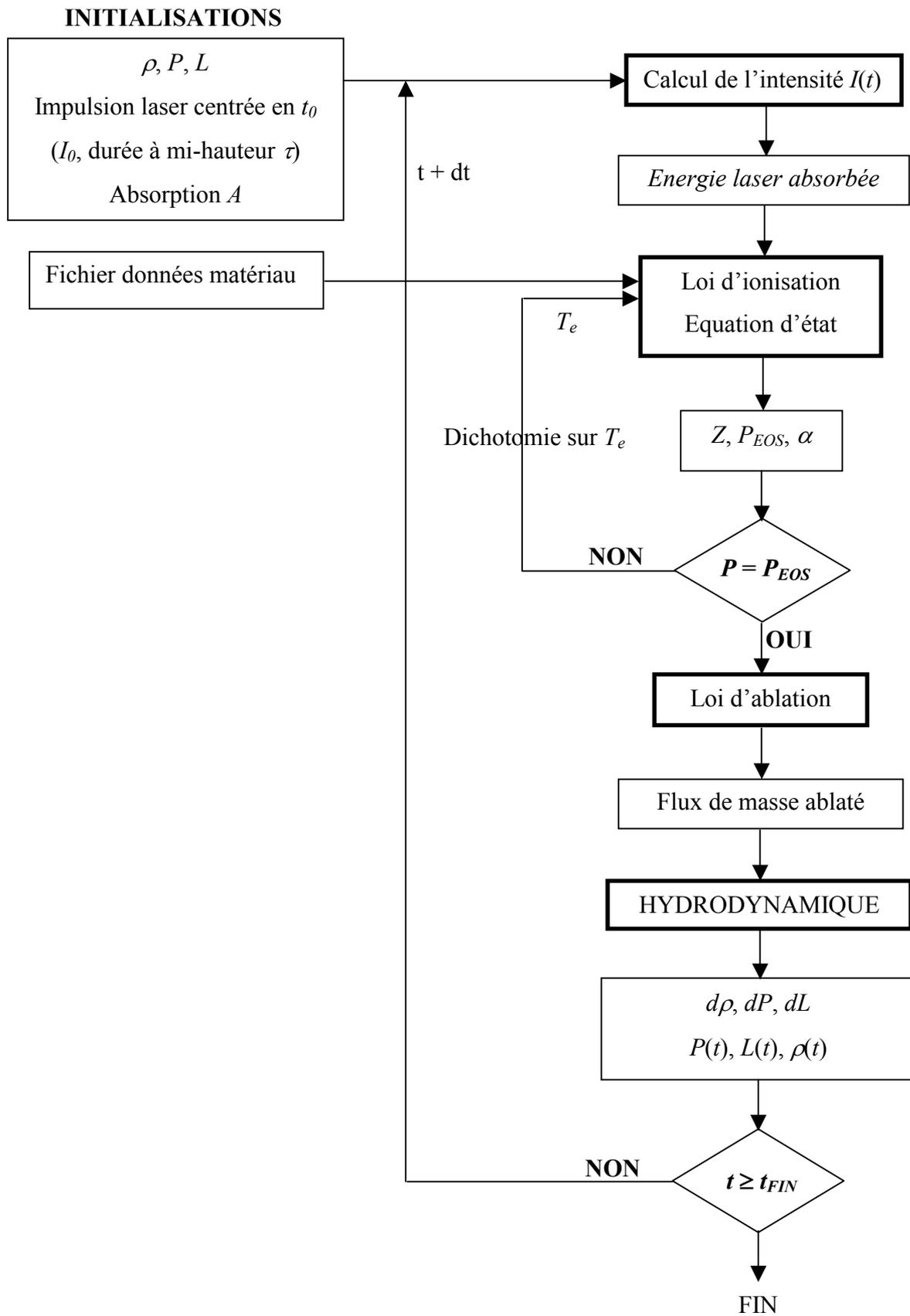


Figure IV-5 : Synoptique du code ACCIC.

Paramètres d'entrée et initialisations :

Les caractéristiques (intensité crête I_0 et durée à mi-hauteur τ) de l'impulsion laser irradiant réellement la cible sont déterminées à l'aide du code de claquage présenté au chapitre précédent, et la valeur de l'absorption est obtenue à partir des mesures expérimentales de réflectivité (*Chapitre VI*). Pour chaque matériau cible, un fichier de données fournit les paramètres atomiques, thermodynamiques et mécaniques du matériau, ainsi que ses différents potentiels d'ionisation (cf. *Annexe IV*).

Les valeurs initiales de la densité, de la pression, et de l'épaisseur du plasma sont respectivement égales à la densité du solide, à la pression atmosphérique, et à l'épaisseur de peau du matériau cible à la longueur d'onde du laser. Elles permettent d'initialiser l'algorithme de Runge-Kutta utilisé pour la résolution du système d'équations (IV-19).

Principe du calcul :

A partir des valeurs initiales de la densité, de la pression et de l'épaisseur du plasma, une première itération est effectuée. Le code recherche alors la température électronique qui permet de vérifier l'égalité des pressions entre le modèle analytique et l'équation d'état. Cette température est ensuite utilisée pour calculer l'accroissement des trois paramètres des équations de conservation (P , L , et ρ_p), et on passe à l'itération suivante. La procédure est répétée jusqu'au temps t_{FIN} fixé par l'opérateur.

IV.1.6 Relations de fermeture du modèle

Le choix des relations de fermeture constitue un des points les plus délicats dans le développement du modèle. En effet, ces relations doivent tenir compte des spécificités de l'interaction confinée afin de pouvoir décrire le plus fidèlement possible le comportement du plasma confiné.

IV.1.6.1 Généralités sur les plasmas confinés

Les mesures spectroscopiques des paramètres microscopiques des plasmas confinés présentées au *Chapitre II* ont clairement montré que ces derniers sont des plasmas froids et denses qui peuvent être corrélés et dégénérés. En effet, comme on peut le voir sur la *Figure IV-6*, ces plasmas chevauchent différents domaines du diagramme densité-température, et des théories différentes doivent donc être utilisées pour les décrire selon la valeur de ces

paramètres. On constate ainsi que les modèles les plus simples, tels que l'équation d'état du gaz parfait et la loi d'ionisation de Saha-Boltzmann, ne peuvent être utilisés que pour décrire des plasmas classiques caractérisés par de faibles densités. Pour des densités plus importantes, les plasmas confinés appartiennent à ce que l'on appelle la matière tiède et dense (Warm Dense Matter). Dans ces conditions, les fortes interactions associées aux effets de densité et de dégénérescence doivent être prises en compte, et des modèles plus complets doivent alors être utilisés pour décrire les plasmas confinés.

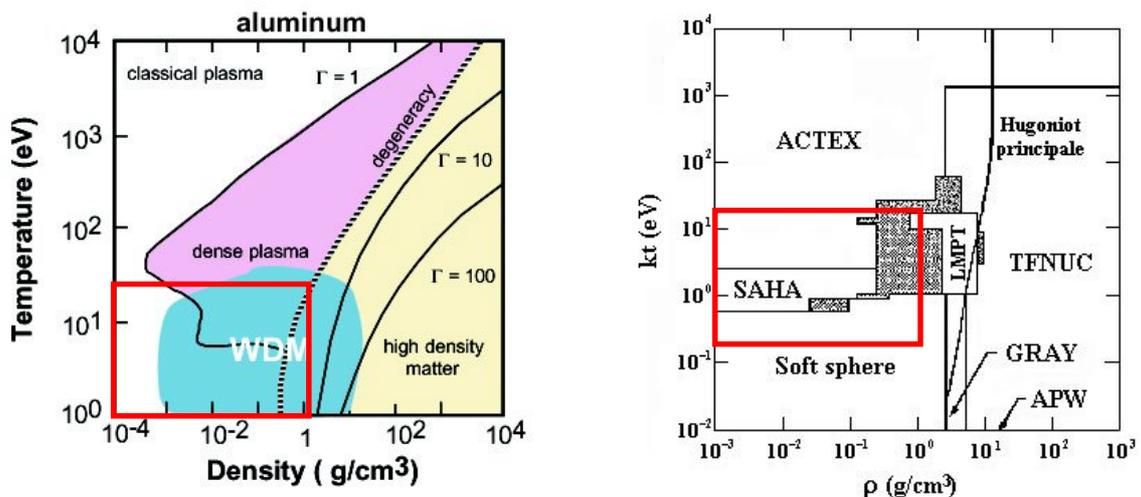


Figure IV-6 : Position des plasmas confinés dans le diagramme densité-température de l'Aluminium.

Différentes théories ont donc été comparées pour le calcul de l'équation d'état et de la loi d'ionisation, afin de décrire le plus fidèlement possible le comportement des plasmas confinés. Elles sont présentées en détail dans les paragraphes suivants.

IV.1.6.2 Loi d'ionisation

L'état d'ionisation d'un plasma a une forte influence sur la majorité de ses propriétés. Afin d'obtenir une description correcte de l'ionisation du plasma confiné, trois théories différentes ont été comparées :

- La théorie de Saha-Boltzmann,
- La théorie de Thomas-Fermi,
- Une interpolation entre ces deux théories.

Dans chaque cas, le domaine de validité de la théorie a été étudié en fonction des paramètres du plasma (densité et température).

IV.1.6.2.a Théorie de Saha-Boltzmann

L'une des théories fondamentales de l'ionisation dans les plasmas chauds est donnée par l'équation de Saha-Boltzmann (SB). Cette équation donne le rapport entre les densités ioniques de deux états d'ionisation successifs :

$$\frac{n_e N_{j+1}}{N_j} = \frac{G_{j+1}}{G_j} \frac{2}{\lambda_{the}^3} \exp\left(-\frac{I_j}{kT}\right), \quad (IV-20)$$

où l'indice j définit l'état d'ionisation ($0, \dots, Z$) d'un ion quelconque, n_e et N_j représentent la densité d'électrons libres et d'ions de charge j , G_j et I_j sont respectivement la fonction de partition et le potentiel d'ionisation de l'ion de charge j , et λ_{the} est la longueur d'onde thermique de De Broglie. Le degré d'ionisation moyen est alors défini par :

$$\bar{Z} = \frac{n_e}{n_i} = \frac{\sum_j j \cdot N_j}{\sum_j N_j}. \quad (IV-21)$$

Dans cette étude, le degré d'ionisation donné par la théorie de SB a été calculé en utilisant le modèle de Raizer [IV-10]. Dans cette théorie, on construit un potentiel d'ionisation continu $I(\bar{Z})$ en interpolant entre les potentiels d'ionisation discrets, et le degré d'ionisation est alors obtenu en résolvant l'équation suivante :

$$I\left(\bar{Z} + \frac{1}{2}\right) = kT(eV) \ln\left(\frac{10^{-2} A [kT(eV)]^{3/2}}{\bar{Z} \rho (g/cm^3)}\right). \quad (IV-22)$$

La *Figure IV-7* compare le degré d'ionisation moyen d'un plasma d'aluminium calculé à l'aide de la relation (IV-22) avec celui obtenu à partir d'une résolution numérique de l'équation (IV-20) [IV-11]. On constate que les deux courbes sont en bon accord. Dans les deux cas, le degré d'ionisation prédit par l'équation de SB augmente avec la température et il présente plusieurs plateaux associées aux sauts du potentiel d'ionisation entre les différentes orbitales atomiques.

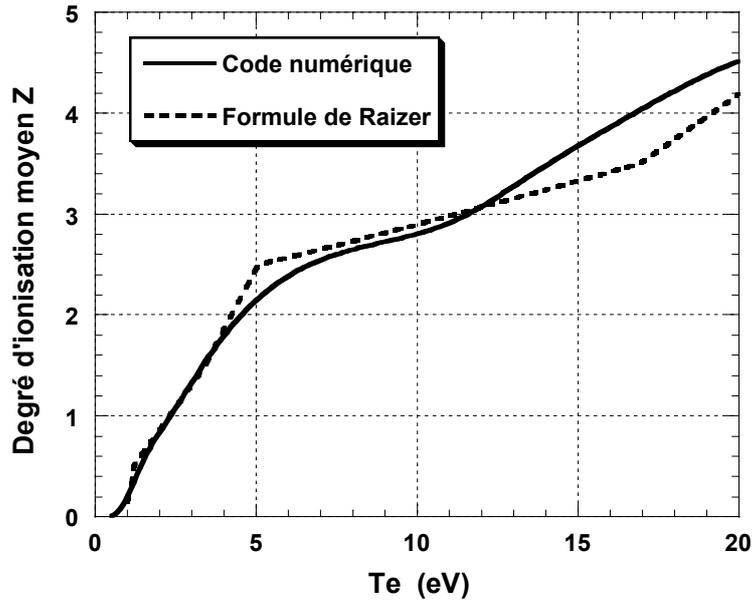


Figure IV-7 : Degré d'ionisation moyen d'un plasma d'aluminium (densité de neutre égale à $n = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) calculé par la théorie de Saha-Boltzmann.

De manière générale, la théorie de SB n'est pas adaptée pour traiter les plasmas de forte densité dans lesquels les interactions coulombiennes sont importantes [IV-12]. Une comparaison détaillée [IV-13] des résultats obtenus avec l'équation de SB et ceux obtenus avec le code ACTEX [IV-14] qui tient compte des corrélations dans le plasma (ions fortement corrélés et électrons modérément corrélés) dans le cas d'un plasma d'aluminium, a montré que la théorie de SB donne des résultats corrects pour les densités inférieures à 1 g/cm^3 (soit $n_0 < 2,2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$) et qu'elle peut être utilisée de manière fiable tant que le coefficient de couplage* Γ du plasma ne dépasse pas 0,2.

IV.1.6.2.b Modèle de Thomas-Fermi

Pour les densités et les températures élevées, la matière peut être décrite par la théorie statistique de Thomas-Fermi [IV-15][IV-16]. Dans cette théorie, on s'intéresse principalement à la densité spatiale électronique autour des atomes (ou des ions) et on adopte généralement l'approximation de l'ion sphérique. Chaque noyau se trouve alors au centre d'une sphère de rayon a_i et les autres ions sont maintenus en dehors de cette sphère par les potentiels coulombiens d'interaction ion-ion. A l'intérieur de la sphère, le potentiel électrostatique d'interaction $V(r)$ est calculé en résolvant l'équation de Poisson :

* Ce paramètre est défini dans l'Annexe II qui présente quelques rappels sur la physique des plasmas.

$$\nabla^2 V = 4\pi e [n(r) - Z\delta(\vec{r})], \quad (\text{IV-23})$$

dans laquelle $n(r)$ représente la densité totale d'électrons qui inclut à la fois les électrons libres et les électrons liés. A l'origine, le potentiel tend vers le potentiel nucléaire :

$$V(r) \xrightarrow{r \rightarrow 0} \frac{Ze}{r}. \quad (\text{IV-24})$$

La neutralité de la sphère ionique implique $\partial V / \partial r = 0$ pour $r = a_i$. La densité électronique est définie par :

$$n(r) = \int \frac{2f(r, p)}{2\pi\hbar} d^3 p = c_1 (kT)^{3/2} F_{1/2} \left(-\frac{\mu + eV(r)}{kT} \right). \quad (\text{IV-25})$$

où $f(r, p)$ représente la fonction de distribution de Fermi-Dirac définie par,

$$f(r, p) = \frac{1}{1 + \exp \left(\frac{\frac{p^2}{2m} - \mu - eV(r)}{kT} \right)}. \quad (\text{IV-26})$$

c_1 est une constante numérique égale à :

$$c_1 = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2}, \quad (\text{IV-27})$$

et $F_j(x)$ représente l'intégrale de fermi d'ordre j définie par :

$$F_j(x) = \int_0^\infty \frac{y^j}{1 + \exp(x + y)} dy. \quad (\text{IV-28})$$

Le potentiel chimique μ est obtenu à partir de la condition de neutralité de la sphère ionique :

$$\int n(r) d^3 r = Z. \quad (\text{IV-29})$$

De même que pour la théorie de SB, la théorie de Thomas-Fermi est limitée au cas où le système est en équilibre thermodynamique, les équations (IV-25) et (IV-26) n'étant pas valables dans le cas contraire. La théorie de TF est un modèle d'atome moyen, qui ne décrit

pas la distribution des différents états d'ionisation comme dans la théorie de SB. L'avantage de cette théorie réside dans le fait qu'elle incorpore de nombreux effets liés aux plasmas denses. Les corrélations ioniques sont traitées au travers du modèle de l'ion sphérique qui est raisonnablement valable pour les plasmas denses, et les électrons libres peuvent être dégénérés. A haute densité, ces électrons libres peuvent pénétrer dans le noyau ionique et le potentiel d'interaction $V(r)$ inclut l'écrantage des électrons liés qui en résulte. Deux formules différentes peuvent être utilisées pour calculer le degré d'ionisation [IV-16]. A basse densité, elles donnent des résultats en bon accord avec l'équation de SB, excepté pour les oscillations produites par la structure atomique. A haute densité, les deux formules diffèrent d'environ 10 %. Dans le premier cas, le degré d'ionisation Q_1 mesure le nombre d'électrons de chaque sphère ayant une énergie positive par rapport au potentiel à la périphérie de la sphère :

$$Q_1 = \iint \frac{2f(r, p)}{(2\pi\hbar)^3} d^3r d^3p, \quad (\text{IV-30})$$

l'intégrale sur p étant restreinte à $p^2/2m > eV(r)$. La seconde définition compte les électrons situés à la frontière de la sphère ($r = a_i$), c'est à dire, ceux qui sont libres de changer immédiatement d'atome :

$$Q_2 = \frac{4\pi}{3} a_i^3 n(a_i). \quad (\text{IV-31})$$

C'est cette seconde définition qui est la mieux adaptée pour les calculs. More [IV-16] a donné une formule approchée qui permet de calculer Q_2 en fonction de la densité et de la température. Cette formule, qui est explicitée dans l'*Annexe III*, reproduit les résultats de l'équation (IV-31) à quelques % près pour toutes les températures et les densités. C'est cette formule approchée que nous avons utilisé dans nos calculs.

IV.1.6.2.c Interpolation de Desjarlais

Plus récemment, Desjarlais [IV-17] a développé un schéma d'interpolation entre la théorie de Saha-Boltzmann et le modèle de Thomas-Fermi afin d'améliorer le calcul du degré d'ionisation dans les plasmas froids et denses générés par décharges capillaires et explosions de fils métalliques [IV-18]-[IV-19]. Dans son modèle, la contribution de SB est donnée par :

$$f_e = \frac{1}{2} \left(\sqrt{K^2 + 4K} - K \right), \quad (\text{IV-32})$$

où

$$K = \frac{2g_1}{g_0} \frac{1}{n_a} \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{I}{kT} \left(1 - \left(\frac{1,5e^2}{IR_a} \right)^{3/2} \right) \right]. \quad (\text{IV-33})$$

Les poids statistiques g_0 et g_1 correspondent respectivement à l'état fondamental de l'atome neutre et à l'ion une fois ionisé, I au potentiel de première ionisation, n_a à la somme des densités de neutres et d'ions, et $R_a = (3/4\pi n_a)^{1/3}$. Pour Al et Cu, $g_0 = 2$ et $g_1 = 1$, et pour les autres éléments, on utilise le niveau de dégénérescence $g = 2J+1$. Le second terme de l'exponentielle dans l'équation (IV-33) est une correction semi-empirique pour le phénomène d'ionisation par pression. Le degré d'ionisation moyen est alors obtenu en réalisant l'interpolation suivante :

$$\bar{Z} = f_e^{2/Z_{TF}^2} Z_{TF} + (1 - f_e^{2/Z_{TF}^2}) f_e, \quad (\text{IV-34})$$

dans laquelle Z_{TF} est calculé à partir de la formule approchée de More.

IV.1.6.2.d Comparaison des théories de Saha-Boltzmann, Thomas-Fermi, et Desjarlais

La *Figure IV-8* présente une comparaison des résultats obtenus à l'aide des trois modèles décrits ci-dessus pour différentes valeurs de la densité de neutres dans un plasma d'aluminium. Quelle que soit la valeur de la densité, on constate que l'interpolation de Desjarlais tend vers la valeur de SB pour les faibles températures, et que lorsque la température augmente, elle se rapproche de la valeur prédite par le modèle de TF. Ce dernier a tendance à surestimer le degré d'ionisation par rapport aux deux autres théories à basse température, mais il donne des résultats similaires à la théorie de SB pour des températures plus élevées, sans pour autant pouvoir rendre compte de la structure atomique de l'atome.

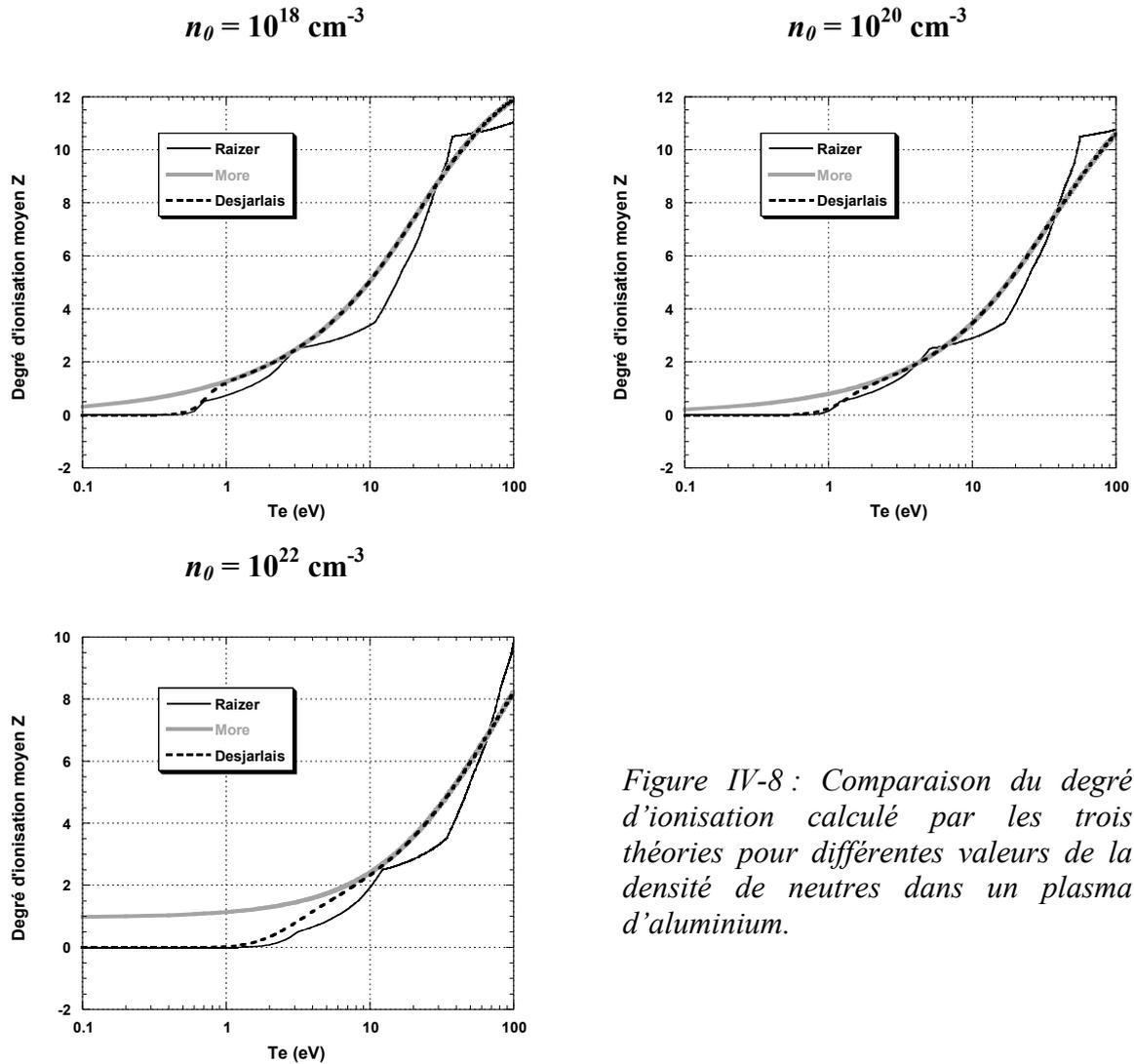


Figure IV-8 : Comparaison du degré d'ionisation calculé par les trois théories pour différentes valeurs de la densité de neutres dans un plasma d'aluminium.

Afin de valider le choix du modèle utilisé pour la loi d'ionisation, nous avons comparé les prédictions des trois modèles présentés ci-dessus avec des données expérimentales. Ne disposant pas de mesures du degré d'ionisation dans les plasmas confinés générés par laser, nous avons utilisé les résultats des mesures de Krisch et Kunze [IV-20] réalisées sur des plasmas denses générés par explosion de fils d'aluminium confinés dans des capillaires de verre. Ces plasmas sont en effet caractérisés par des densités et des températures électroniques comprises respectivement entre $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et $3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, et entre 7000 et 24000 K, qui sont très proches des conditions rencontrées dans les plasmas générés lors des expériences de choc laser. Les résultats de la comparaison sont présentés dans la Figure IV-9.

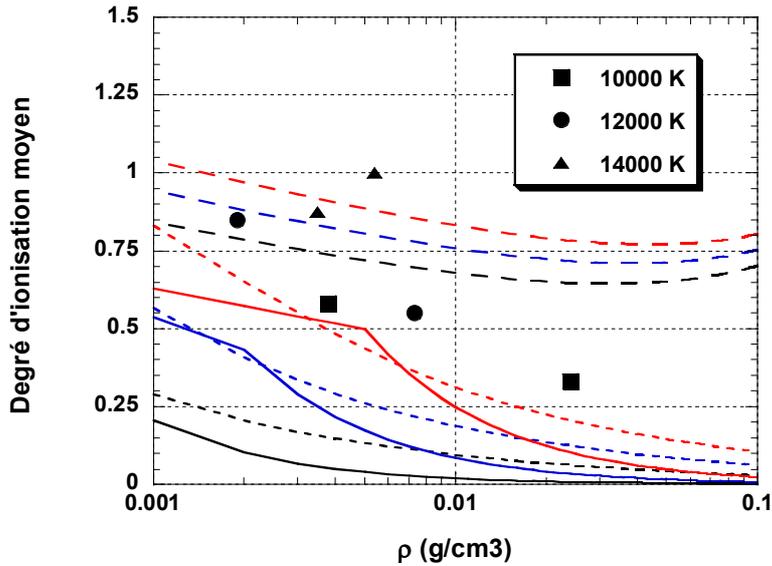


Figure IV-9 : Comparaison des données expérimentales de Krisch et Kunze [IV-20] avec le degré d'ionisation moyen calculé par les modèles de SB (trait plein), de TF (tirets) et de Desjarlais (pointillés) pour trois températures différentes (10000 K en noir, 12000 K en bleu, et 14000 K en rouge).

On remarque que le théorie de SB et le schéma d'interpolation de Desjarlais donnent un degré d'ionisation trop faible par rapport aux valeurs expérimentales, alors que le modèle de TF a tendance à légèrement le surestimer. C'est tout de même ce modèle qui permet d'obtenir le meilleur accord avec les résultats expérimentaux. C'est donc le modèle de Thomas-Fermi qui a été utilisé pour calculer le degré d'ionisation moyen du plasma confiné dans le modèle ACCIC.

IV.1.6.2.e Calcul de l'énergie d'ionisation

L'énergie d'ionisation est calculée directement à partir du degré d'ionisation moyen Z et des potentiels d'ionisation du matériau constituant la cible, en utilisant la méthode simplifiée développée par Raizer [IV-10]. On construit tout d'abord un potentiel d'ionisation continu en interpolant entre les valeurs des potentiels d'ionisation discrets :

$$I(\bar{Z}) = I(Z) + (\bar{Z} - Z)[I(Z + 1) - I(Z)], \quad (IV-35)$$

où $Z = \langle \bar{Z} - 0.5 \rangle$, le symbole $\langle \rangle$ représentant l'opérateur partie entière. L'énergie d'ionisation $Q(\bar{Z})$ nécessaire pour générer un ion de charge \bar{Z} est alors obtenue simplement en intégrant ce potentiel sur les différents états de charge :

$$Q(\bar{Z}) = \int_{m=1}^{m=\bar{Z}} I(m) dm. \quad (\text{IV-36})$$

La *Figure IV-10* présente le potentiel d'ionisation continu ainsi que l'énergie d'ionisation correspondante dans le cas d'un plasma d'aluminium. Cette courbe fait ressortir le fait qu'après avoir extrait les trois électrons de valence d'un atome d'aluminium ($3s^2 3p^1$), il est très difficile d'extraire le quatrième électron du niveau ($1s^2 2s^2 2p^6$) de Al^{3+} . Pour les faibles températures électroniques caractéristiques des plasmas confinés ($T_e < 10$ eV), on aura donc affaire à des plasmas ayant un degré d'ionisation faible, inférieur à 3.

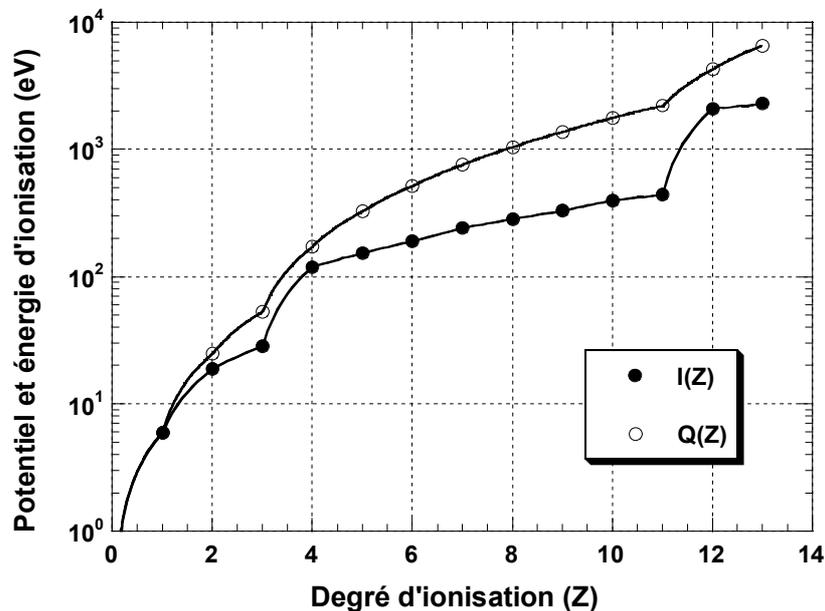


Figure IV-10 : Evolution du potentiel d'ionisation continu $I(Z)$ et de l'énergie d'ionisation $Q(Z)$ en fonction du degré d'ionisation pour un plasma d'aluminium.

Dans un plasma de densité finie, la distribution du potentiel dans et autour d'un ion donné est influencée par ses propres électrons mais aussi par les électrons libres et les ions voisins. Lorsque la densité du plasma est importante, les perturbations induites par ces interactions conduisent à une modification des niveaux d'énergie accessibles à l'ion en question. Ceci a pour effet de diminuer tous les potentiels d'ionisation et de déplacer les nombres d'occupation à l'équilibre dans la direction croissante d'ionisation. Pour les plasmas corrélés, la réduction du potentiel d'ionisation est en général calculée à partir de l'approximation de Stewart-Pyatt [IV-21]. Elle est alors donnée par :

$$\Delta I = \frac{\left(\left[\left\{ \frac{a_i}{\lambda_D} \right\}^3 + 1 \right]^{1/3} - 1 \right)}{2(Z+1)} T_e . \quad (\text{IV-37})$$

où a_i et λ_D représentent respectivement le rayon ionique moyen et la longueur de Debye (définis dans l'Annexe II). La Figure IV-11 montre l'évolution de la réduction du potentiel d'ionisation calculée à partir de l'équation (IV-37) dans le cas d'un plasma d'aluminium ayant une température de 1 eV.

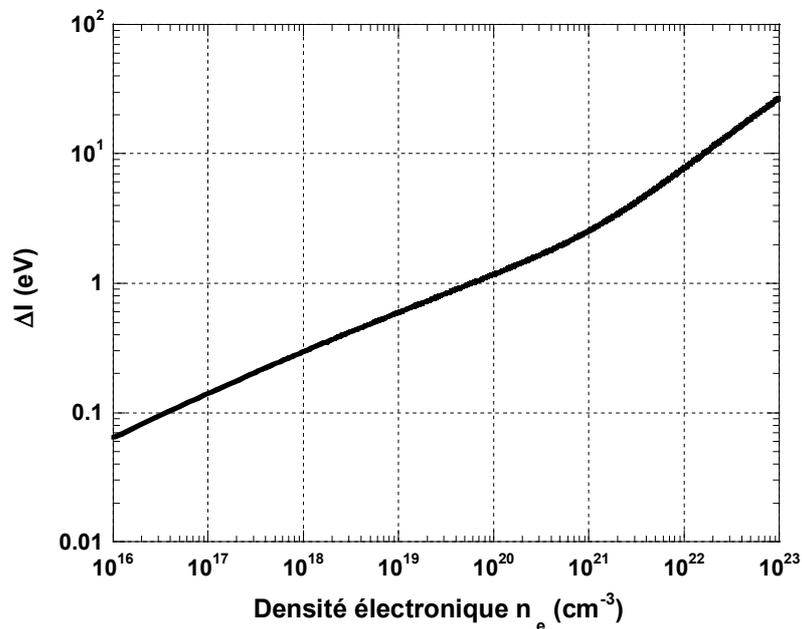


Figure IV-11 : Réduction du potentiel d'ionisation en fonction de la densité électronique dans un plasma d'aluminium avec une température de 1 eV.

On remarque que pour des densités électronique supérieures à 10^{20} cm^{-3} , la correction du potentiel d'ionisation atteint une valeur supérieure à 1 eV, ce qui représente une fraction non négligeable du potentiel d'ionisation (environ 17 % du premier potentiel d'ionisation de l'aluminium).

IV.1.6.3 Equation d'état

L'équation d'état constitue le noyau central du modèle ACCIC. Elle est utilisée pour calculer les différentes propriétés thermodynamiques du plasma (énergie, pression, ...) en fonction de la densité et de la température du plasma.

Dans le modèle analytique de Fabbro *et al.* [IV-1], mais aussi dans la plupart des tentatives de modélisation de l'interaction confinée [IV-4][IV-9][IV-22], le plasma est considéré comme un gaz parfait sans interactions entre les particules. Toutefois, comme nous l'avons expliqué au paragraphe IV.1.6.1, ces hypothèses ne sont valables que pour des plasmas de faible densité dans lesquels les interactions entre particules peuvent être négligées. Pour des densités plus importantes, il est nécessaire d'utiliser un modèle tenant compte de ces interactions. Bennet *et al.* [IV-5] ont ainsi montré que le modèle de Thomas-Fermi est mieux adapté que le modèle du gaz parfait pour décrire les plasmas confinés, tout particulièrement lorsque les effets de dégénérescence entrent en jeu.

Afin de déterminer si l'équation d'état du gaz parfait est bien adaptée pour décrire les plasmas confinés, nous l'avons comparé à une équation d'état plus complète prenant en compte les termes d'interactions. Pour cela, nous avons utilisé une équation d'état analytique similaire à celle du modèle QEOS [IV-23], développé par R.M. More au Lawrence Livermore National Laboratory, en cherchant à simplifier au maximum les expressions utilisées. Cette approche permet en effet d'avoir une certaine flexibilité et de tester la sensibilité des résultats à certaines modifications des paramètres du modèle, ce qui n'est pas possible avec les tables SESAME [IV-24].

Pour établir l'équation d'état analytique, on est amené à distinguer les ions des électrons en supposant que les quantités relatives à ces deux espèces sont additives [IV-25][IV-23]. Dans notre modèle, l'énergie du plasma s'écrit ainsi sous la forme générale :

$$E = E_e + E_i + E_c + E_{\text{ionisation}}. \quad (\text{IV-38})$$

La contribution électronique E_e inclut l'énergie cinétique des électrons libres et l'énergie potentielle d'interaction des électrons entre eux ainsi qu'avec les neutres. La contribution ionique E_i est constituée de l'énergie cinétique des ions et de l'énergie potentielle résultant des interactions coulombiennes ion-ion et ion-électrons. Le terme E_c représente une correction due aux interactions électron-électron à température nulle. Ces interactions peuvent être dues aux liaisons chimiques à l'état solide, aux effets d'échange, ou à d'autres effets quantiques. L'énergie d'ionisation $E_{\text{ionisation}}$ est calculée séparément (paragraphe IV.1.6.2.e)

car elle n'intervient pas dans le calcul de la pression. Les paragraphes suivants sont consacrés à une présentation détaillée des théories utilisées pour calculer les différents termes de l'équation d'état.

IV.1.6.3.a Equation d'état électronique

Afin de déterminer l'influence des effets de dégénérescence sur l'équation d'état électronique à forte densité, l'équation d'état du gaz parfait a été comparée au modèle de Thomas-Fermi développé par Feynman, Metropolis et Teller [IV-15]. En effet, comme cela a été mentionné au paragraphe IV.1.6.2.b, ce modèle permet de rendre compte de la plupart des effets associés aux fortes densités, et plus particulièrement de la dégénérescence des électrons. D'autre part, cela permet de donner une certaine consistance au modèle, le degré d'ionisation moyen étant lui-aussi calculé à l'aide de cette théorie. Dans le modèle de Thomas-Fermi, l'énergie totale électronique est la somme de l'énergie cinétique des électrons, et des énergies d'interactions électron-électron et électron-neutre :

$$E_e = K + U_{en} + U_{ee}$$

$$E_e = c_1 (kT)^{5/2} \int F_{3/2} \left(\frac{\mu + eV(r)}{kT} \right) d^3r - \int \frac{Ze^2}{|r|} n(r) d^3r + \frac{e^2}{2} \int \frac{n(r)n(r')}{|r-r'|} d^3r d^3r' \quad (\text{IV-39})$$

où les différents paramètres sont les mêmes que ceux définis au paragraphe IV.1.6.2.b, et l'intégrale de Fermi généralisée est définie par :

$$F_\nu(\psi) = \int_0^\infty \frac{x^\nu}{\exp(x-\psi)} dx, \quad (\text{IV-40})$$

$\psi = \mu/kT$ représentant le potentiel chimique réduit. En utilisant le théorème du Viriel, l'équation (IV-39) peut se réécrire sous la forme simplifiée :

$$E_e = K + E_{pot} = 3P_e V - K. \quad (\text{IV-41})$$

où la pression électronique est donnée par :

$$P_e = \frac{2}{3} c_1 (kT)^{5/2} F_{3/2}(\psi), \quad (\text{IV-42})$$

le potentiel chimique réduit ψ étant alors déterminé à partir de la densité électronique :

$$n_e = c_1 (kT)^{3/2} F_{1/2}(\psi). \quad (\text{IV-43})$$

A haute température, les électrons libres sont non dégénérés et l'équation (IV-42) se réduit à l'équation bien connue du gaz parfait : $P_e = n_e kT$, où la densité électronique n_e est calculée à la frontière de la sphère ionique $n_e = n(a_i)$. A température nulle, l'équation (IV-42) devient :

$$P_e = P_0 = \frac{2}{5} \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n_e)^{2/3} n_e, \quad (\text{IV-44})$$

qui reste une bonne approximation pour des températures jusqu'à la température de Fermi. Cependant, cette formule donne une pression de quelques Mbars pour $\rho = \rho_0$ et $T \approx 0$, alors que la pression expérimentale correspondante est égale à la pression atmosphérique. Ceci est dû au fait que la théorie de TF ne tient pas compte de la pression négative associée aux liaisons chimiques dans le solide froid. On est alors obligé de rajouter un terme correctif E_c dans le modèle, afin d'obtenir une pression correcte pour ces conditions. Ce point est détaillé dans le paragraphe suivant.

Le problème majeur lorsque l'on utilise le modèle de Thomas-Fermi réside dans le fait que tous les paramètres thermodynamiques sont exprimés par des intégrales de Fermi. En général, les calculs sont simplifiés en limitant au maximum le nombre d'intégrales à calculer. Pour cela, elles sont calculées et tabulées pour un matériau donné sur une large gamme de valeurs de densité et de température, et il est ensuite possible de calculer les paramètres de n'importe quel matériau à partir de cette table en utilisant les lois d'échelle de la théorie de TF [IV-23]. Dans cette étude, nous avons choisi d'utiliser les expressions analytiques des intégrales de Fermi développées par Chabrier et Potekhin [IV-26], et Stolzmann et Blöcker [IV-27]. Ces expressions, qui peuvent s'écrire sous la forme :

$$F_{3/2}(\psi) = \frac{8}{15\sqrt{\pi}} \theta^{-5/2} \frac{\left(1 + 7.74\theta^{3/2}\right)^{5/3}}{1 + 12.0987\theta^{3/2}}, \quad (\text{IV-45})$$

$$\frac{F_{3/2}(\psi)}{F_{1/2}(\psi)} = \frac{2}{5} \theta^{-1} \frac{\left(1 + 7.74\theta^{3/2}\right)^{5/3}}{1 + 12.0987\theta^{3/2}}, \quad (\text{IV-46})$$

permettent de calculer simplement les intégrales de Fermi à partir du paramètre de dégénérescence du plasma défini par :

$$\theta = \frac{k_B T}{k_B T_F} = \left(\frac{4}{3\sqrt{\pi}} \frac{2}{n_e \lambda_{the}^3} \right)^{2/3}. \quad (IV-47)$$

où λ_{the} est la longueur d'onde thermique de de Broglie (définie dans l'*Annexe II*).

La pression électronique P_e est calculée en utilisant la formule approchée (IV-45) pour calculer l'intégrale de Fermi d'ordre 3/2 dans l'expression (IV-42). Connaissant la pression, il suffit alors de déterminer l'énergie cinétique K pour obtenir la contribution électronique de l'énergie interne du plasma E_e . Dans notre cas, l'énergie cinétique K est calculée à partir de l'approximation de Latter [IV-28] qui est bien vérifiée pour les plasmas homogènes :

$$K = Zk_B T \frac{F_{3/2}(\psi)}{F_{1/2}(\psi)}, \quad (IV-48)$$

le rapport des intégrales de Fermi étant calculé à l'aide de l'expression simplifiée (IV-46).

La *Figure IV-12* présente une comparaison de la pression électronique calculée par les deux modèles (gaz parfait et Thomas-Fermi) dans un plasma d'aluminium pour trois valeurs de la densité de neutres typiques des conditions rencontrées dans les plasmas confinés. Conformément au choix fait au paragraphe IV.1.6.2.d, le degré d'ionisation est calculé à partir de la théorie de Thomas-Fermi. On remarque que pour des densités inférieures à 10^{20} cm^{-3} , il n'y a aucune différence entre les deux modèles. Ceci est en bon accord avec les résultats de la *Figure IV-13* qui montrent que les électrons ne deviennent dégénérés que pour des densités supérieures à 10^{20} cm^{-3} . Pour ces densités élevées, les électrons deviennent partiellement dégénérés à basse température, et le modèle de Thomas-Fermi donne alors une pression plus importante que celle calculée par le modèle du gaz parfait.

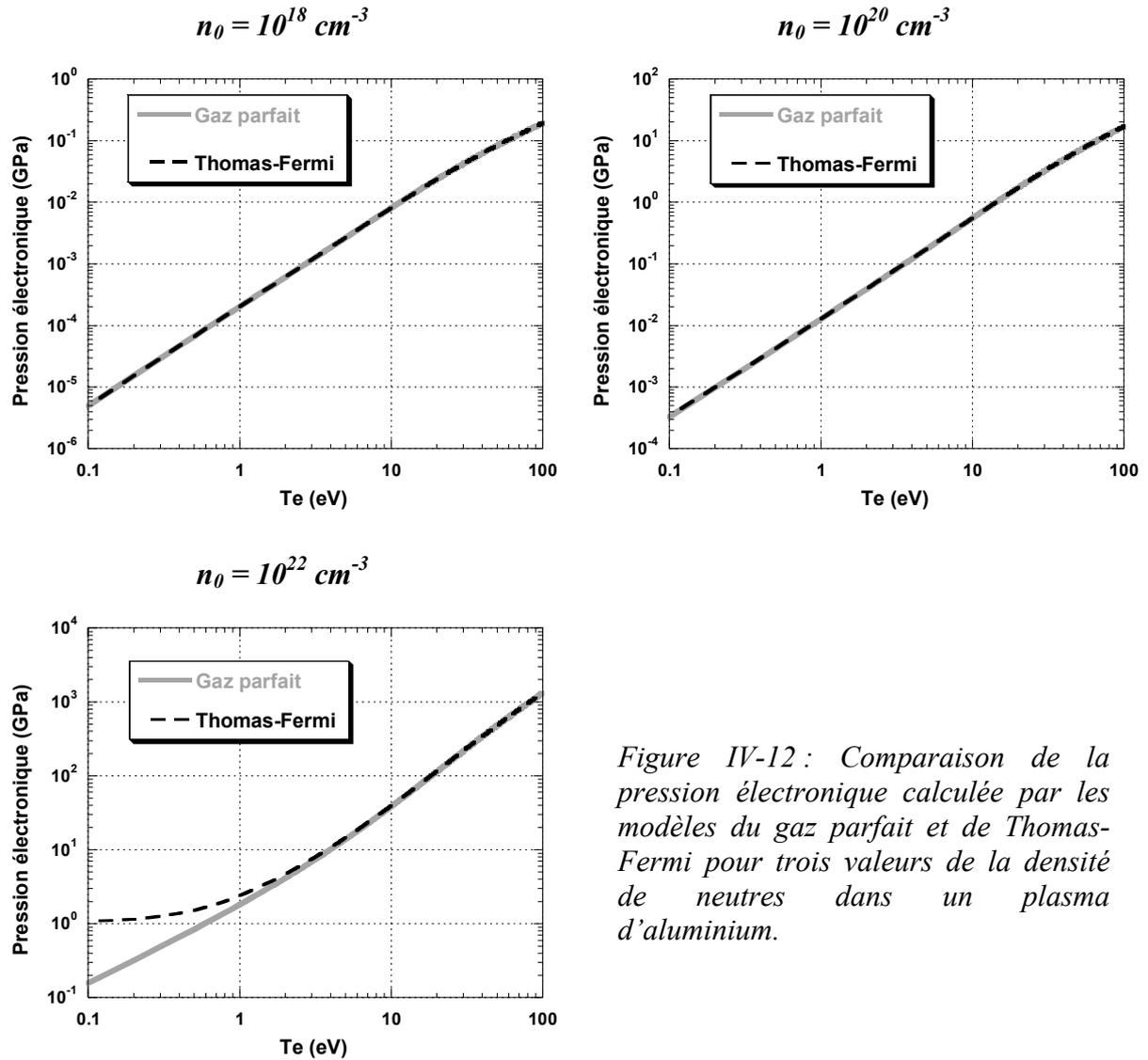


Figure IV-12 : Comparaison de la pression électronique calculée par les modèles du gaz parfait et de Thomas-Fermi pour trois valeurs de la densité de neutres dans un plasma d'aluminium.

Cette comparaison montre donc qu'en dehors du cas extrême où la densité du plasma est élevée et sa température très faible, les effets de dégénérescence électronique ont très peu d'influence sur les plasmas confinés. L'utilisation de l'équation d'état du gaz parfait, qui simplifie énormément les calculs à réaliser, est donc pleinement justifiée pour décrire les électrons dans la plupart des conditions propres aux plasmas confinés.

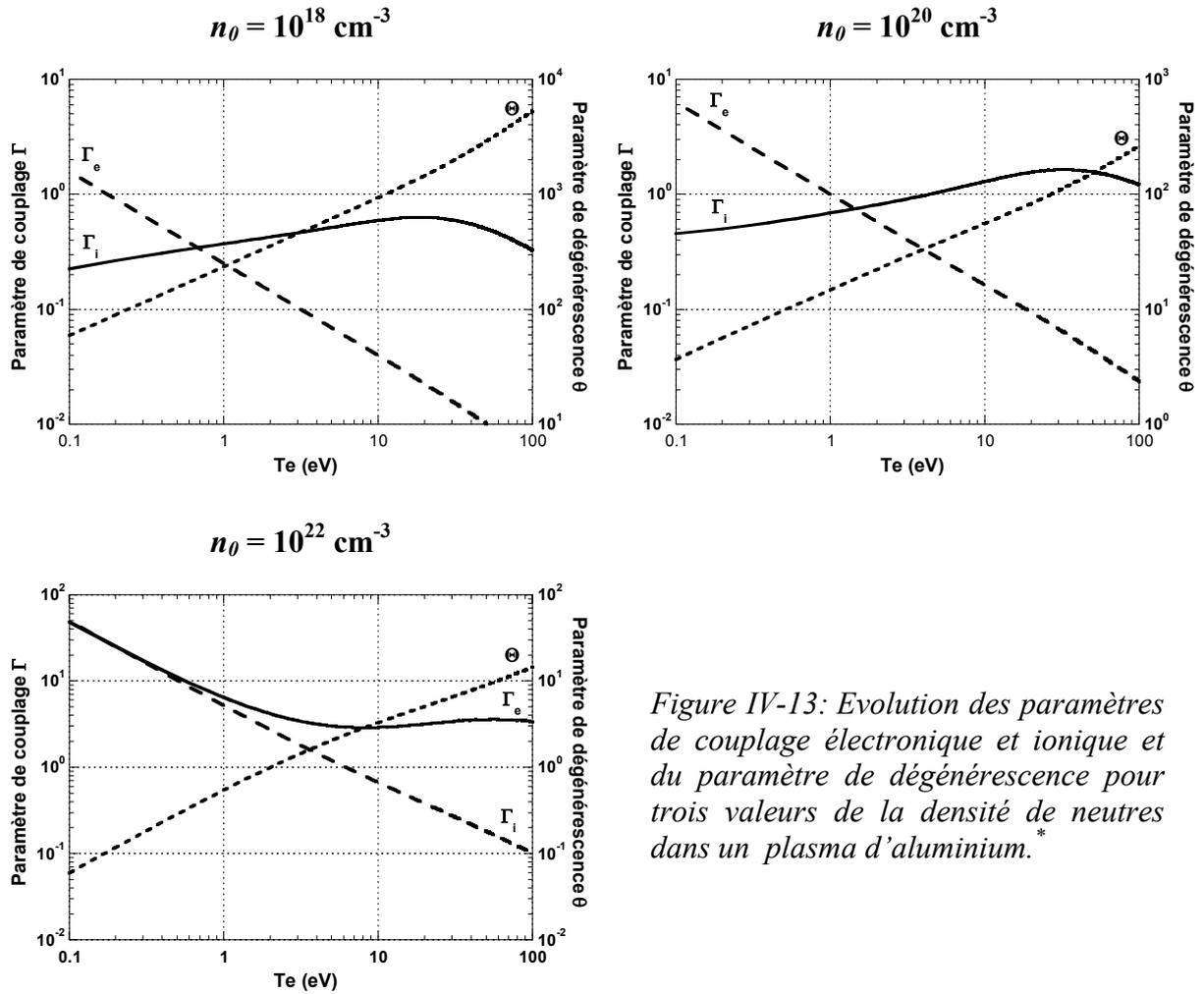


Figure IV-13: Evolution des paramètres de couplage électronique et ionique et du paramètre de dégénérescence pour trois valeurs de la densité de neutres dans un plasma d'aluminium.*

IV.1.6.3.b Correction due aux liaisons chimiques (courbe froide)

Comme nous venons de le voir, le modèle de Thomas-Fermi donne une pression électronique de quelques Mbar pour des densités proches de celle du solide et des températures très basses. On obtient donc une pression totale positive alors qu'en réalité on devrait trouver $P_{tot} = 0$. Dans la plupart des cas, le problème est résolu en utilisant une correction empirique développée par Barnes [IV-29]. Ceci revient à introduire un terme supplémentaire E_c dans l'énergie totale, donné par :

$$E_c = E_0 \left[1 - \exp \left\{ b \left[1 - \left(\frac{\rho}{\rho_s} \right)^{1/3} \right] \right\} \right], \quad (IV-49)$$

* Les définitions des paramètres de couplage et de dégénérescence sont données dans l'Annexe II qui présente quelques rappels sur la physique des plasmas.

où b et E_0 sont des constantes liées à la portée et à l'intensité des forces de liaison. Le terme de pression correspondant est alors donné directement par :

$$P_c = \rho^2 \frac{\partial E_c}{\partial \rho}. \quad (\text{IV-50})$$

Les deux constantes b et E_0 sont déterminées en imposant que le Bulk modulus

$$B = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial P_{tot}}{\partial \rho} \right)_s$$

soit égal à la valeur expérimentale, et que la pression totale $P_{tot}(\rho_s, T=0)$ soit nulle.

Dans ce travail, nous avons utilisé une formule approchée obtenue par Basko *et al.* [IV-30], dans laquelle la correction du terme de pression est donnée par :

$$P_c(\rho) = \frac{B}{n} \left(\frac{\rho}{\rho_s} \right)^m \left[\left(\frac{\rho}{\rho_s} \right)^n - 1 \right] \quad \text{pour } \rho < \rho_s, \quad (\text{IV-51})$$

où les paramètres m et n sont des constantes qui doivent être ajustées afin d'obtenir une énergie de cohésion correcte. Pour $m = 4/3$ et $n = 6.62$, la formule (IV-51) reproduit à quelques % près la courbes froide de l'aluminium obtenue à partir des tables SESAME [IV-24]. Le terme d'énergie correspondant est obtenu simplement par intégration en utilisant la relation (IV-50).

IV.1.6.3.c Equation d'état ionique

Dans la plupart des modèles décrivant les plasmas chauds et denses produits dans les expériences de fusion par confinement inertiel, les ions sont décrits par l'équation d'état du gaz parfait [IV-31]. A haute température, la pression ionique est inférieure à la pression électronique d'un facteur $\sim 1/Z^*$, et la contribution ionique dans le calcul de l'équation d'état est inférieure à 10%. Toutefois, pour des températures inférieures, de l'ordre de 1-10 eV, la contribution ionique peut devenir dominante, et un traitement plus approprié doit être utilisé afin de rendre compte des fortes interactions qui entrent en jeu. En effet, à densité élevée et à basse température, le potentiel coulombien $V(r) = (\bar{Z} e)^2/r$ entre les ions, qui dépend de la température électronique T_e par le biais du degré d'ionisation moyen $\bar{Z}(T_e)$, devient important.

Dans ce travail, le calcul de l'équation d'état ionique est basée sur le modèle de Cowan [IV-32] qui unit les théorie de Debye et de Grüneisen pour l'état solide, avec une loi d'échelle pour l'état liquide. Ce modèle analytique simple permet de rendre compte des effets associés aux fortes densité. Il peut être décomposé en deux parties distinctes : une *partie structurale* qui calcule les quantités thermodynamiques (F, E, P, S) en fonction de la température de fusion $T_m(\rho)$ et de la température de Debye $\Theta_D(\rho)$, et une *partie empirique* qui permet de déterminer ces deux paramètres en fonction de la densité, pour n'importe quel matériau. Dans les paragraphes suivants, nous décrivons brièvement ces deux parties.

A. Modèle structural de Cowan

Dans le modèle de Cowan, la partie ionique de l'énergie libre est donnée par :

$$F_i(\rho, T) = \left(\frac{k_B T_i}{AM_p} \right) f(u, w), \quad (\text{IV-52})$$

où A est le poids atomique, M_p est l'unité de masse atomique ($M_p = 1,66 \cdot 10^{-24}$ g), T_i est la température ionique en K, $u = \Theta_D(\rho)/T$, $w = T_m(\rho)/T$, et $f(u, w)$ est une fonction donnée par des expressions différentes suivant la valeur des variables u et w . Celles-ci sont cohérentes avec l'équation d'état de Grüneisen pour les solides, la théorie de Debye pour la chaleur spécifique d'un solide à basse température, la loi de Dulong et Petit pour les températures élevées, et le théorème de Nerst.

La phase solide correspond à $w > 1$. Elle est décomposée en une phase solide à haute température pour $u < 3$ (qui correspond en réalité à $T_i > 100$ K), et une phase solide à basse température pour $u > 3$. Dans la gamme de température qui nous intéresse ($T_i > 300$ K), la condition $u < 3$ est toujours vérifiée et on se restreint donc à la phase solide à haute température. La phase fluide, pour laquelle on ne distingue pas l'état gazeux de l'état liquide, correspond quant à elle à $w < 1$.

Pour la phase solide à haute température, l'énergie interne (en J/cm³) est donnée par :

$$E_i = \frac{3k_B T_i}{AM_p} \left(1 + \frac{u^2}{20} - \frac{u^4}{1680} \right), \quad (\text{IV-53})$$

et la pression par :

$$P_i = \gamma_s \rho E_i, \quad (\text{IV-54})$$

γ_s étant le coefficient de Grüneisen en phase solide du matériau.

Pour la phase fluide, l'énergie et la pression sont respectivement données par :

$$E_i = \frac{3k_B T_i}{2AM_p} \left(1 + w^{1/3}\right), \quad (\text{IV-55})$$

$$P_i = \frac{\rho k_B T_i}{AM_p} \left(1 + \gamma_F w^{1/3}\right), \quad (\text{IV-56})$$

le coefficient de Grüneisen en phase liquide étant relié au coefficient en phase solide par :

$$1 + \gamma_F = 3\gamma_s. \quad (\text{IV-57})$$

Dans le modèle ACCIC, nous avons considéré que la température ionique T_i est égale à la température électronique T_e . Ceci se justifie par le fait que les plasmas confinés sont des plasmas fortement collisionnels dans lesquels les collisions entre les électrons et les ions sont suffisamment nombreuses pour thermaliser le plasma sur un temps très inférieur à la durée de l'impulsion laser. En effet, le temps caractéristique de transfert d'énergie entre les électrons et les ions est directement proportionnel à la fréquence de collision électron-ion ν_{ei} :

$$\tau_{ei} \cong \frac{M}{m_e} \frac{1}{\nu_{ei}}.$$

Or, comme le montre la *Figure IV-14*, dans des conditions de densité et de température caractéristiques de celles rencontrées dans les plasmas confinés, la fréquence de collision électron-ion est très importante ($\nu_{ei} > 10^{14} \text{ s}^{-1}$). L'égalisation des température ionique et électronique se fera donc sur un temps $\tau_{ei} < 400 \text{ ps}$, inférieur au temps de montée des impulsions laser ns utilisées dans cette étude, ce qui justifie donc pleinement l'égalité entre les températures ionique et électronique.

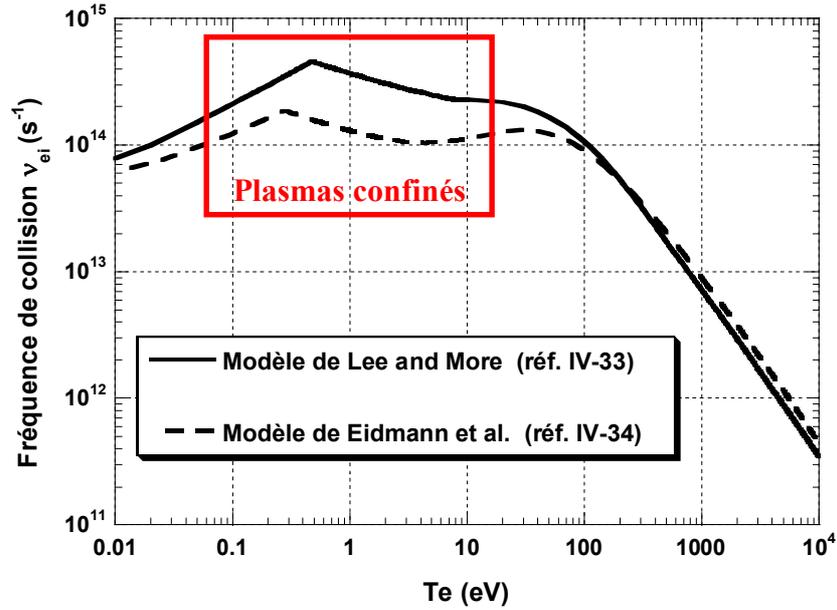


Figure IV-14 : Fréquence de collision électron-ion calculée par les modèles Lee et More [IV-33] et de Eidmann et al. [IV-34] dans un plasma d'aluminium ayant une densité de neutres de 10^{20} cm^{-3} .

B. Modèle empirique de Cowan

Afin de pouvoir utiliser la *partie structurale* de l'EOS ionique de Cowan décrite au paragraphe précédent, nous avons besoin de connaître les valeurs des paramètres suivants : la température de fusion T_m , la température de Debye Θ_D , et le coefficient de Grüneisen en phase solide du matériau γ_s . Des valeurs expérimentales de ces paramètres existent, mais elles sont limitées aux basses pressions. Dans le modèle de Cowan, des formules simples permettent de déterminer l'évolution de ces paramètres en fonction de la densité pour n'importe quel matériau. On obtient ainsi :

$$T_m (eV) = 0.32 \left[\frac{\xi^{2b+10/3}}{(1+\xi)^4} \right], \quad (\text{IV-58})$$

$$\Theta_D (eV) = \frac{1.68}{Z+22} \left[\frac{\xi^{b+2}}{(1+\xi)^2} \right], \quad (\text{IV-59})$$

$$\gamma_s = b + \frac{2}{1+\xi}, \quad (\text{IV-60})$$

où $b = 0.6Z^{1/9}$ et $\xi = 9Z^{0.3} \rho/A$ sont des constantes dépendant du matériau. Ces formules donnent des résultats en assez bon accord avec les valeurs expérimentales.

C. Comparaison du modèle du gaz parfait avec le modèle de Cowan

Afin de vérifier l'importance des termes d'interaction dans l'équation d'état ionique, les résultats du modèle de Cowan ont été comparés avec ceux du modèle du gaz parfait. La *Figure IV-15* présente ainsi une comparaison de la pression ionique calculée par ces deux modèles dans un plasma d'aluminium, pour trois valeurs de la densités de neutres typiques des conditions rencontrées dans les plasmas confinés.

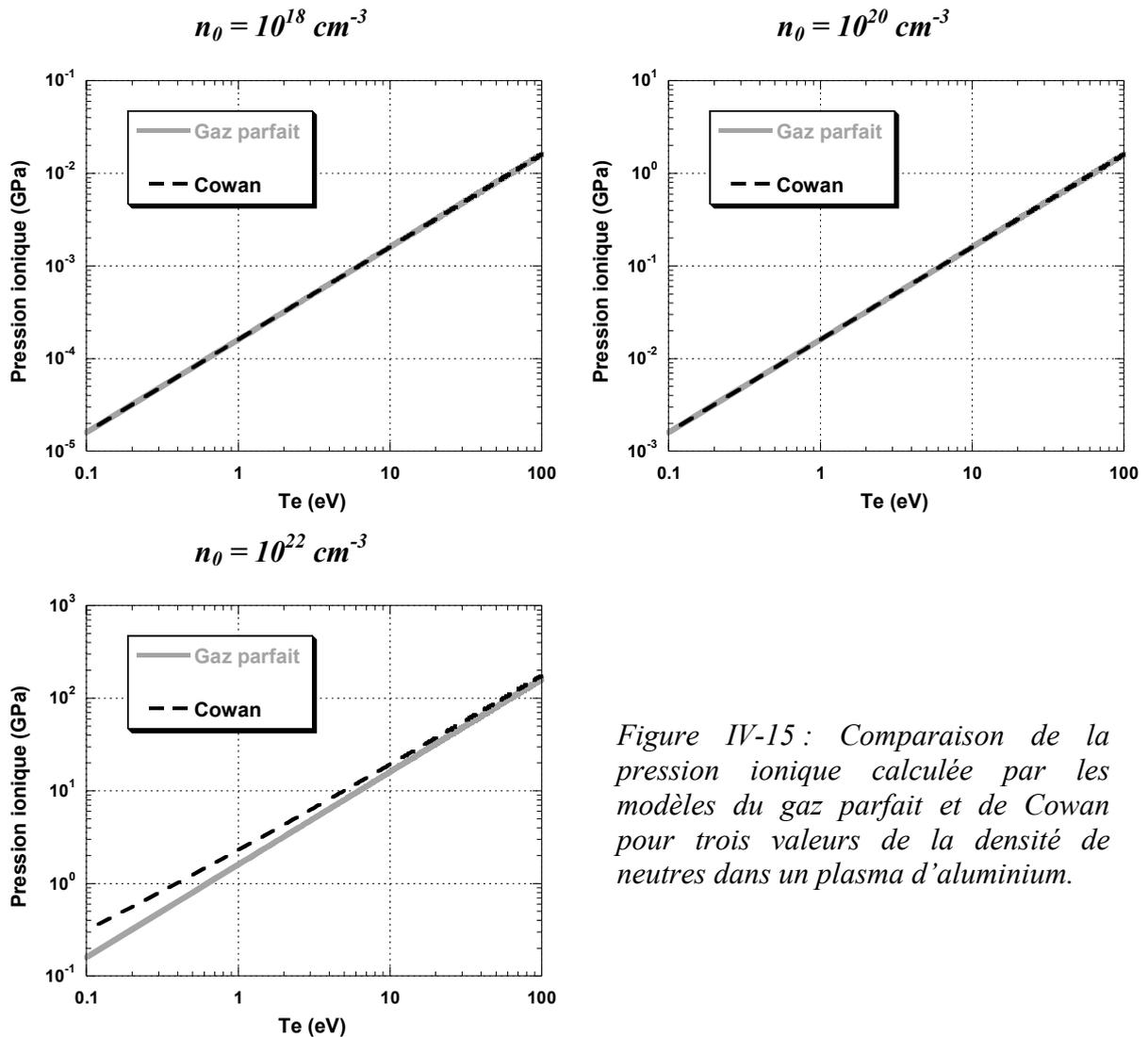


Figure IV-15 : Comparaison de la pression ionique calculée par les modèles du gaz parfait et de Cowan pour trois valeurs de la densité de neutres dans un plasma d'aluminium.

On constate que pour des densités inférieures à 10^{20} cm^{-3} , il n'y a aucune différence entre les deux modèles sur toute la gamme de température étudiée. Ceci est en bon accord avec les résultats de la *Figure IV-13* qui montrent que les ions ne deviennent fortement corrélés que pour des densités supérieures à 10^{20} cm^{-3} . Pour ces densités élevées, le modèle de

Cowan qui tient compte des effets des interactions entre les ions, donne une pression ionique plus importante que celle obtenue avec le modèle du gaz parfait, la différence entre les deux modèles augmentant avec le degré de couplage T_i du plasma. Sachant que la densité de neutres dans le plasma confiné atteint couramment une valeur proche de 10^{22} cm^{-3} , comme l'ont montré les mesures expérimentales de Saito *et al.* [IV-35], il apparaît donc nécessaire d'utiliser l'équation d'état de Cowan pour tenir compte des interactions entre particules, et décrire correctement les ions à haute densité.

IV.1.6.4 Loi d'ablation

Les processus physiques mis en jeu dans l'ablation laser dépendent fortement de l'intensité du rayonnement laser, de sa longueur d'onde, et de la présence ou non d'un milieu quelconque (gaz ou liquide) au dessus de la cible. A basse intensité ($I < 1 \text{ GW/cm}^2$) ou lorsque le chauffage de la cible n'est pas trop important, la température de la surface reste très inférieure à la température critique T_c et l'ablation laser se fait sous forme d'éjection de vapeur à l'extrême surface de la cible métallique [IV-36][IV-37]. Il existe alors une discontinuité très marquée entre la phase gazeuse et la phase solide au niveau de la surface, et l'équilibre se fait à l'intérieur d'une couche très mince (couche de Knudsen) dont l'épaisseur est de l'ordre du libre parcours moyen des atomes. Le transfert de l'énergie dans la phase solide est alors un processus purement thermique qui peut être traité en résolvant l'équation de conduction de la chaleur [IV-36][IV-37]. Le flux de particules à travers la surface est faible et il peut être calculé par la théorie de Hertz-Knudsen [IV-38][IV-39] :

$$\phi_{vap} = \frac{P_s(T)}{\sqrt{2\pi RTM}} \quad (\text{part.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}) \quad (\text{IV-61})$$

où $P_s(T)$ est la pression de la vapeur à la température T . En général, la pression est calculée à partir de la relation de Clausius-Clapeyron :

$$P_s(T) = P_0 \exp\left[\frac{mL_v}{k_B T_v} \left(1 - \frac{T_v}{T}\right)\right]. \quad (\text{IV-62})$$

La vitesse de récession du front d'ablation dans la cible est alors donnée par :

$$V_a = \frac{m}{\rho_0} \phi_{vap} \quad (\text{IV-63})$$

soit, en tenant compte des relations (IV-61) et (IV-62) :

$$V_a = \frac{P_0}{\rho_0} \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{1/2} \exp \left[\frac{mL_v}{k_B T_v} \left(1 - \frac{T_v}{T} \right) \right]. \quad (\text{IV-64})$$

Lorsque l'intensité laser augmente et que le chauffage de la cible est très important, le flux de matière à travers la surface d'ablation augmente fortement. La création, le chauffage et l'expansion de la plume d'ablation sont alors gouvernés par les équations hydrodynamiques [IV-40][IV-41]. L'absorption de l'énergie laser par la plume d'ablation est alors importante, et la température dans la zone d'absorption peut atteindre une valeur proche ou supérieure à la température critique [IV-38]. La discontinuité observée en surface à basse intensité se transforme alors en une zone de transition douce entre la phase condensée et le plasma. Pour des impulsions ns, le temps d'interaction est suffisamment important pour que la conduction de la chaleur ait le temps de se propager dans la cible et de créer une couche fondue d'une certaine épaisseur [IV-42]. Dans ce cas, l'éjection de matière en dehors du cratère d'ablation se fait à la fois sous forme de vapeur et de liquide, la vaporisation induisant une pression de recul qui expulse le liquide sous forme de gouttelettes [IV-43]. On parle alors d'ablation « explosive » [IV-38][IV-39]. Pour traiter ce régime d'ablation, les équations hydrodynamiques sont résolues en supposant que la température à l'interface plasma-liquide est égale à la température de surface du solide et en utilisant la relation (IV-64) comme condition aux limites [IV-41]. Toutefois, lorsque la température de l'interface plasma-liquide excède une valeur de 0,9 T_c, la relation (IV-64) n'est plus valable et l'on est amené à utiliser les résultats de la théorie cinétique des liquides [IV-44]. Le flux de particules ablatées est alors donné par :

$$\phi_{vap} = n \left(\frac{k_B T}{2\pi m} \right)^{1/2} \exp \left[- \frac{mU_0}{k_B T} \right], \quad (\text{IV-65})$$

où U_0 représente la chaleur latente de vaporisation : $U_0 = C_p(T_v - T_m) + H_v$. Dans ce cas, la vitesse de récession du front d'ablation dans la cible est donnée par :

$$V_a = \frac{mN_A}{A} \left(\frac{k_B T}{2\pi m} \right)^{1/2} \exp \left[- \frac{mU_0}{k_B T} \right]. \quad (\text{IV-66})$$

C'est cette dernière équation qui est alors utilisée comme condition aux limites pour la résolution des équations hydrodynamiques à la place de la relation (IV-64).

Les études sur l'ablation laser en présence d'une atmosphère gazeuse montrent que même à basse intensité, l'ablation se fait plutôt sous forme d'ablation explosive que de vaporisation classique [IV-45]. Le gaz environnant a alors pour effet d'augmenter les instabilités hydrodynamiques en surface et de faciliter ainsi l'ablation du liquide sous forme de gouttelettes. On peut donc s'attendre à ce que l'ablation en régime confiné se comporte de manière similaire. Le problème qui se pose alors, consiste à déterminer la relation la mieux adaptée pour décrire la vitesse de récession du front d'ablation en fonction des paramètres d'irradiation laser et plus particulièrement en fonction de la longueur d'onde. Différents travaux expérimentaux réalisés en régime direct semblent en effet indiquer que l'ablation varie fortement selon la longueur d'onde du rayonnement laser.

IV.2 Résultats des simulations

Afin de vérifier l'exactitude et le bon fonctionnement du code ACCIC, des simulations ont été réalisées pour différentes conditions d'irradiation laser. Les résultats de ces simulations ont été analysés et comparés avec différents résultats expérimentaux provenant de la littérature.

IV.2.1 Exemple de simulation

La *Figure IV-16* montre le résultat typique d'une simulation ACCIC correspondant à l'interaction à la longueur d'onde de 1064 nm, entre une impulsion laser gaussienne de 25 ns de durée à mi-hauteur ayant une intensité de 5 GW/cm² et une cible d'aluminium. Sur toutes les courbes, le temps $t = 50$ ns correspond au maximum de l'impulsion laser. La simulation est réalisée en utilisant les relations de fermeture suivantes :

- Equation d'état du gaz parfait pour les ions et les électrons,
- Loi d'ionisation de Thomas-Fermi,
- Loi d'ablation de Hertz-Knudsen.

La valeur de l'absorption utilisée comme paramètre d'entrée dans la simulation est extrapolée à partir des mesures de réflectivité réalisées dans cette étude (*Chapitre VI*) pour des impulsions gaussiennes de 10-12 ns de durée à mi-hauteur : $A \approx 95$ %.

Comme on peut le voir sur ces différentes courbes, le code ACCIC permet de calculer l'ensemble des paramètres microscopiques (température et densité électronique, degré d'ionisation) du plasma confiné, et de déterminer les chargements thermiques et mécaniques induits par ce dernier sur la cible traitée par choc laser.

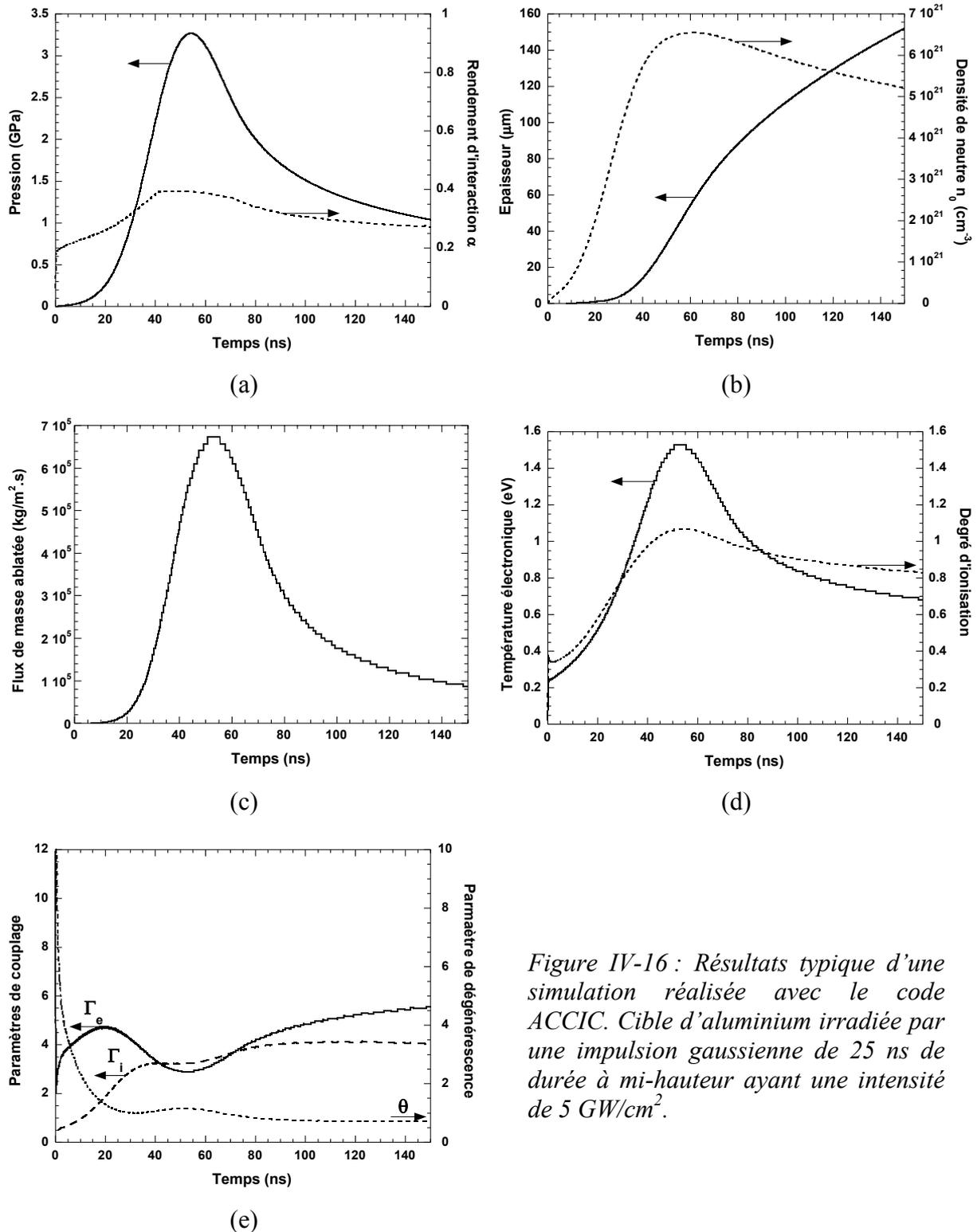


Figure IV-16 : Résultats typique d'une simulation réalisée avec le code ACCIC. Cible d'aluminium irradiée par une impulsion gaussienne de 25 ns de durée à mi-hauteur ayant une intensité de 5 GW/cm^2 .

IV.2.1.1 Pression et rendement d'interaction

Sur la courbe (a), on constate que l'impulsion de pression possède un profil caractéristique de l'interaction confinée, avec une durée à mi-hauteur deux fois plus longue que celle de l'impulsion laser. La pression maximale calculée ($P_{max} = 3,3$ GPa) est en bon accord avec la mesure expérimentale correspondante ($P \sim 3,5$ GPa à 5 GW/cm² [IV-9]).

Contrairement au modèle analytique de Fabbro *et al.* [IV-1] dans lequel il doit être fixé afin d'obtenir un bon accord avec les résultats expérimentaux, le rendement d'interaction α est directement calculé dans le modèle ACCIC à partir des paramètres microscopiques du plasma confiné. La courbe (a) montre qu'il varie peu pendant l'interaction et que sa valeur ($\alpha \sim 0,4$ pendant l'impulsion laser) est légèrement supérieure à celle déduite de la comparaison entre le modèle analytique et les mesures expérimentales ($\alpha = 0,25$) dans les mêmes conditions d'irradiation [IV-9]. En effet, la valeur obtenue à partir de la simulation tient compte des pertes énergétiques et de l'absorption réelle de l'énergie laser, alors que la valeur expérimentale n'en tient pas compte. Si on considère l'intensité laser réellement absorbée par le plasma confiné dans le modèle analytique, l'expression de la pression induite par une impulsion triangulaire se réécrit sous la forme :

$$P = \sqrt{\frac{\alpha}{2\alpha + 4}} Z A_p I_{inc} \quad (IV-67)$$

où $A_p = A(1-P)$ représente l'absorption moyenne de la cible qui prend en compte l'absorption réelle A de l'énergie laser, et la fraction P de l'énergie absorbée dissipée par les différents phénomènes de pertes. Pour une impulsion laser gaussienne de 25 ns de durée à mi-hauteur avec une intensité de 5 GW/cm², on peut estimer l'absorption moyenne A_p à environ 70 %. En comparant l'expression (IV-67) avec l'expression équivalente ne tenant pas compte des pertes, on peut estimer la valeur du rendement équivalente à celle obtenue par ACCIC. On obtient alors :

$$\frac{A_p \alpha}{2\alpha + 4} = \frac{\alpha_{exp}}{2\alpha_{exp} + 4}, \quad (IV-68)$$

ce qui donne une valeur de $\alpha = 0,4$ pour $\alpha_{exp} = 0,25$ et $A_p = 70$ %. On constate donc qu'il y a un très bon accord entre cette valeur de α et celle issue de la simulation ACCIC.

IV.2.1.2 Epaisseur et densité du plasma confiné

Alors que pour des conditions d'irradiation similaires, le plasma se détendrait sur une distance supérieure au millimètre en interaction directe, on constate qu'il se détend très peu en régime confiné. La courbe (b) montre que son épaisseur atteint seulement $L \sim 80 \mu\text{m}$ à la fin de l'impulsion laser. La matière ablatée se retrouve dans un volume très limité, et le plasma confiné possède donc une forte densité. La valeur maximale de la densité de neutres dans le plasma confiné ($n_0 = 6,54 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$) est du même ordre de grandeur que la valeur expérimentale obtenue par Saito *et al.* [IV-46] pour une cible de graphite irradiée dans des conditions similaires (1064 nm, impulsion gaussienne de 20 ns) : $n_0 = 6,7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$.

IV.2.1.3 Flux de masse ablatée

L'évolution temporelle du flux de masse ablatée présentée sur la courbe (c) est très similaire à celle de la pression. Comme cela et tout comme dans le modèle de Zhang et Yao [IV-4], son profil temporel est caractérisé par une durée à mi-hauteur égale à environ deux fois celle de l'impulsion laser.

IV.2.1.4 Température électronique et degré d'ionisation

Outre une forte densité, le plasma confiné est aussi caractérisé par une faible température électronique ($T_{e_{max}} = 1,53 \text{ eV}$), et son degré d'ionisation moyen est très proche de 1. Ces valeurs sont conformes aux résultats des mesures spectroscopiques de Sakka *et al.* [IV-47] qui ont montré que pour une cible d'aluminium irradiée à 1064 nm par une impulsion gaussienne de 20 ns de durée à mi-hauteur, seule la raie à 396 nm de l'ion $Al I$ une fois ionisé est apparente sur le spectre du plasma confiné.

Si on compare l'évolution temporelle de la température électronique du plasma confiné à celle d'un plasma généré en régime direct dans les mêmes conditions d'interaction, on remarque que le chauffage de la cible par le plasma confiné est moins important qu'en régime direct, mais que ce chauffage dure deux fois plus longtemps. En effet, la température du plasma confiné est relativement faible (généralement $< 5 \text{ eV}$), mais tout comme la pression, elle est maintenue sur une durée de l'ordre deux fois celle de l'impulsion laser. Or, les travaux expérimentaux réalisés en régime direct dans des conditions d'irradiation similaires montrent

que la température des plasmas est supérieure à 15 eV, et que les profils de température possèdent une durée égale à celle de l'impulsion laser [IV-48].

Comme nous le verrons par la suite, ceci peut avoir des conséquences non négligeables sur les effets thermiques induits à la surface de la cible lors d'un traitement par choc laser sans revêtement thermoprotecteur.

IV.2.1.5 Paramètres de couplage et de dégénérescence

La courbe (e) montre l'évolution des paramètres de couplage et de dégénérescence qui caractérisent l'état du plasma confiné. On remarque que le plasma confiné est fortement corrélé (T_e et $T_i \sim 3$) pendant l'interaction avec l'impulsion laser et qu'il devient légèrement dégénéré ($\theta < 1$) à la fin de l'interaction.

IV.2.2 Influence des relations de fermeture

Après avoir montré que les résultats du code ACCIC sont cohérents et bien représentatifs des plasmas confinés, nous avons cherché à déterminer l'influence des relations de fermeture sur les résultats des simulations ACCIC. Pour cela, nous avons comparé ces simulations avec différents résultats expérimentaux obtenus sur des cibles d'aluminium irradiées à 1064 nm par différents types d'impulsion laser :

- Mesures de pression par interférométrie VISAR avec des impulsions gaussiennes de 25 ns de durée à mi-hauteur (Berthe [IV-9]),
- Mesures de pression par jauge Quartz et mesures spectroscopiques de température avec des impulsions gaussiennes de 3 ns de durée à mi-hauteur (Devaux [IV-49]),
- Mesures spectroscopiques de température avec des impulsions gaussiennes de 20 ns de durée à mi-hauteur (Sakka *et al.* [IV-47]).

IV.2.2.1 Influence de l'équation d'état

Dans un premier temps, différentes simulations ont été réalisées dans les mêmes conditions en comparant l'équation d'état du gaz parfait à l'équation d'état analytique complète constituée du modèle de Thomas-Fermi pour les électrons avec la correction de Barnes pour la courbe froide, et du modèle de Cowan pour les ions. Pour ces simulations,

nous avons utilisé le modèle de Thomas-Fermi pour la loi d'ionisation, et la théorie de Hertz-Knudsen pour décrire l'ablation.

Comme on peut le voir sur la *Figure IV-17*, les pressions calculées avec ces deux équations d'état sont très proches, et elles permettent de reproduire correctement les résultats expérimentaux. Ceci semble donc indiquer que l'équation d'état du gaz parfait est une bonne approximation pour traiter les plasmas confinés, comme nous l'avons envisagé dans notre analyse présentée aux paragraphes IV.1.6.3.a et IV.1.6.3.c.

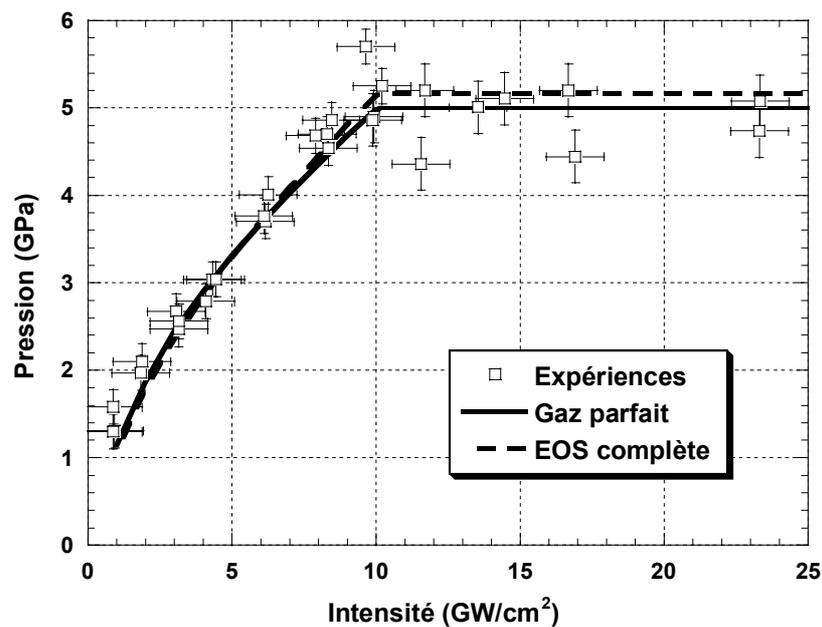


Figure IV-17 : Comparaison des simulations ACCIC avec les résultats expérimentaux de Berthe [IV-9]. Conditions d'irradiation : cible d'aluminium irradiée à 1064 nm par une impulsion gaussienne de 25 ns de durée à mi-hauteur.

Toutefois, si l'on compare les prédictions du code ACCIC avec les mesures expérimentales de température électronique, on constate que les simulations réalisées en utilisant l'équation d'état complète sont en meilleur accord avec les résultats expérimentaux. En effet, comme le montre la *Figure IV-18* qui présente une comparaison avec les résultats expérimentaux de Sakka *et al.* [IV-47], la simulation réalisée en utilisant l'équation d'état du gaz parfait a tendance à sous-estimer la température du plasma confiné. Elle est en bon accord avec la mesure expérimentale obtenue par comparaison du spectre du plasma confiné avec l'émission d'un corps noir (T_P), mais elle est inférieure d'environ 1000 K à la température obtenue à partir du rapport d'intensité des niveaux de la raie à 396 nm du plasma confiné d'aluminium (T_{Al}). Cette valeur plus précise de la température est en bon accord avec la simulation réalisée en utilisant l'équation d'état complète.

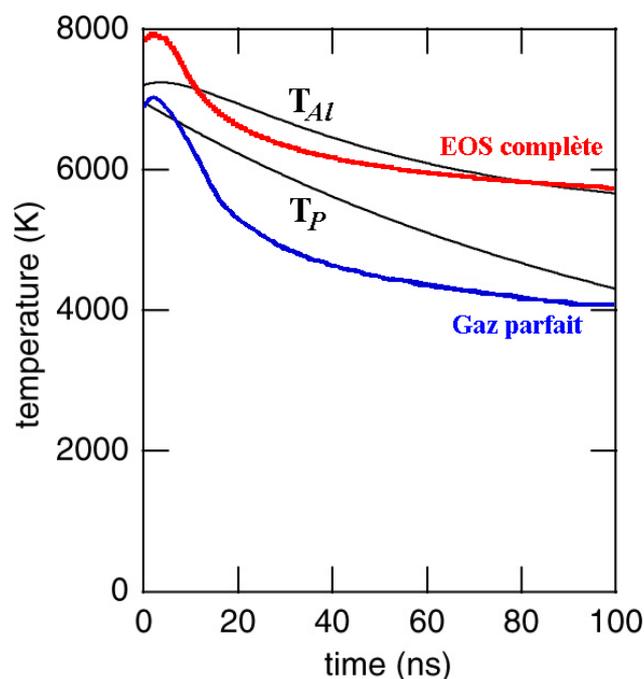


Figure IV-18 : Comparaison des simulations ACCIC avec les résultats expérimentaux de Sakka et al. [IV-47].

La comparaison avec les mesures expérimentales de Devaux [IV-49] présentée dans le Tableau IV-2, donne un résultat similaire. On constate en effet que la température calculée avec l'équation d'état du gaz parfait sous-estime la valeur expérimentale obtenue par comparaison avec le spectre d'un corps noir.

<i>Conditions d'irradiation</i>	<i>Intensité (GW/cm²)</i>	<i>Paramètre mesuré</i>	<i>Expérience</i>	<i>Simulation ACCIC</i>	
				<i>Gaz Parfait</i>	<i>EOS Comp.</i>
Cible d'aluminium confinée par eau Impulsion gaussienne 1064 nm, 3 ns	0,4	Température (K)	6000	6778	7816
		Pression (GPa)	0,2 ± 0,2	0,40	0,35
	0,6	Température (K)	7500	7055	8231
		Pression (GPa)	0,4 ± 0,2	0,49	0,41
1,2	Température (K)	10000-13000	9684	11758	
	Pression (GPa)	1,0 ± 0,2	1,12	1,06	

Tableau IV-2 : Comparaison des simulations ACCIC avec les résultats expérimentaux de Devaux [IV-49].

Cette comparaison indique que l'équation d'état analytique développée dans ce travail permet d'obtenir un meilleur accord avec les résultats expérimentaux que celui obtenu en utilisant l'équation d'état du gaz parfait. C'est donc cette équation d'état complète qui a été utilisée dans les simulations réalisées pour valider et interpréter nos résultats expérimentaux (*Chapitre VI*).

IV.2.2.2 Influence de la loi d'ionisation

De la même manière que pour l'équation d'état, l'influence de la loi d'ionisation a aussi été étudiée en comparant les théories de Saha-Boltzmann, de Thomas-Fermi, et de Desjarlais. Pour cette comparaison, nous avons utilisé l'équation d'état complète et la loi d'ablation de Hertz-Knudsen.

Ces simulations montrent que les résultats obtenus en utilisant la loi d'ionisation de Saha-Boltzmann sont équivalents à ceux obtenus en utilisant l'interpolation de Desjarlais. Si on les compare aux résultats expérimentaux de Devaux (*Tableau IV-3*), on constate que ces deux théories donnent des pressions et des températures électroniques qui surestiment les valeurs expérimentales, alors que les simulations réalisées dans les mêmes conditions avec le modèle de Thomas-Fermi sont en bon accord avec les expériences.

<i>Conditions d'irradiation</i>	<i>Intensité (GW/cm²)</i>	<i>Paramètre mesuré</i>	<i>Expérience</i>	<i>Simulation ACCIC</i>	
				S-B/Desjarlais	T-F
Cible d'aluminium confinée par eau	0,4	Température (K)	6000	8093	7816
		Pression (GPa)	0,2 ± 0,2	0,39	0,35
Impulsion gaussienne	0,6	Température (K)	7500	8577	8231
		Pression (GPa)	0,4 ± 0,2	0,47	0,41
1064 nm, 3 ns	1,2	Température (K)	10000-13000	12727	11758
		Pression (GPa)	1,0 ± 0,2	1,25	1,06

Tableau IV-3 : Comparaison des simulations ACCIC avec les résultats expérimentaux de Devaux [IV-49].

Ceci confirme donc notre analyse du paragraphe IV.1.6.2.d, dans laquelle nous avons observé que seul le modèle de Thomas-Fermi permettait de donner un degré d'ionisation en bon accord avec les mesures expérimentales réalisées dans des plasmas froids et dense ayant

des caractéristiques (densité et température) semblables à celles des plasmas confinés. C'est donc le modèle de Thomas-Fermi qui a été utilisé dans les simulations ACCIC pour décrire l'ionisation des plasmas confinés. On peut remarquer que ceci donne une certaine consistance au modèle ACCIC, car l'équation d'état électronique est elle aussi basée sur le modèle de Thomas-Fermi.

Dans tous les calculs précédents, nous avons négligé la correction du potentiel d'ionisation associée aux effets de forte densité. En effet, comme on peut le voir sur la *Figure IV-19*, la prise en compte de cette correction donne des résultats qui sous-estiment les paramètres du plasma confiné à des intensités plus élevées.

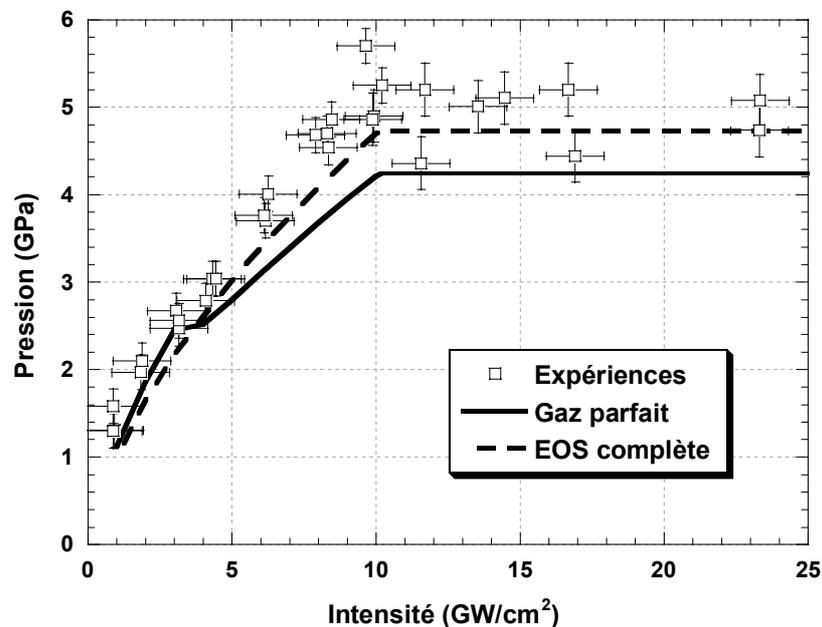


Figure IV-19 : Comparaison des simulations ACCIC (avec prise en compte de la correction de l'ionisation de Stewart-Pyatt) avec les résultats expérimentaux de Berthe [IV-9].

IV.2.2.3 Influence de la loi d'ablation

Dans le *Tableau IV-4*, les résultats expérimentaux de Devaux sont comparés aux simulations ACCIC réalisées en utilisant respectivement la théorie de Hertz-Knudsen et la théorie cinétique des liquides pour décrire la loi d'ablation. Conformément aux résultats obtenus dans les paragraphes précédents, ces simulations sont réalisées en utilisant l'équation d'état complète et le modèle de Thomas-Fermi pour le calcul de l'ionisation.

<i>Conditions d'irradiation</i>	<i>Intensité (GW/cm²)</i>	<i>Paramètre mesuré</i>	<i>Expérience</i>	<i>Simulation ACCIC</i>	
				Hertz-Knudsen	Théo. Ciné.
Cible d'aluminium confinée par eau Impulsion gaussienne 1064 nm, 3 ns	0,4	Température (K)	6000	7816	12173
		Pression (GPa)	0,2 ± 0,2	0,35	0,44
	0,6	Température (K)	7500	8231	12727
		Pression (GPa)	0,4 ± 0,2	0,41	0,51
	1,2	Température (K)	10000-13000	11758	17984
		Pression (GPa)	1,0 ± 0,2	1,06	1,23

Tableau IV-4 : Comparaison des simulations ACCIC avec les résultats expérimentaux de Devaux [IV-49].

Alors que les résultats obtenus avec la loi de Hertz-Knudsen sont en bon accord avec les mesures expérimentales, ceux obtenus avec la théorie cinétique des liquides les surestiment. Comme nous le verrons au *Chapitre VI*, ceci tient au fait que ces deux lois décrivent des processus d'ablation différents. La loi de Hertz-Knudsen est bien adaptée pour décrire l'ablation thermique classique rencontrée à 1064 nm, alors que la théorie cinétique des liquides rend compte de l'ablation hydrodynamique sous forme liquide observée à 532 nm et dans l'UV.

IV.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le modèle numérique ACCIC qui a été développé afin de décrire l'interaction laser-matière en régime confiné. Ce modèle prend en compte les effets associés à la présence d'un plasma de claquage dans le milieu de confinement par le biais du modèle de claquage présenté au *Chapitre III*, et il permet de s'affranchir des limitations du modèle analytique utilisé jusqu'alors. Contrairement à ce dernier, aucun paramètre ajustable n'est utilisé dans le modèle ACCIC. Le rendement d'interaction est ainsi calculé de manière consistante à partir des paramètres microscopiques du plasma confiné, et le bilan d'énergie tient compte des différents phénomènes de pertes énergétiques qui peuvent intervenir dans l'interaction. Outre les divers paramètres microscopiques du plasma confiné, ce code permet de déterminer simultanément le chargement de pression et le chargement thermique induits par le plasma à la surface de la cible traitée par choc laser. Comme nous le verrons au *Chapitre VII*, les résultats des simulations ACCIC peuvent alors être utilisés pour

étudier les effets mécaniques et thermiques induits par le traitement par choc laser, ce qui n'était pas possible jusqu'alors.

IV.4 Bibliographie du Chapitre IV

- [IV-1] R. Fabbro, J. Fournier, P. Ballard, D. Devaux, and J. Virmont, *J. Appl. Phys.* **68**, 775 (1990).
- [IV-2] R.D. Giffin, B.L. Justus, A.J. Campillo, and L.S. Goldberg, *J. Appl. Phys.* **59**, 1968 (1986).
- [IV-3] R.S. Dingus and S.R. Goldman, Proceedings of the 1st International Conference On Lasers, Orlando, Nov. 3-7, 1986.
- [IV-4] W. Zhang and Y.L. Yao, Proceedings of ICALEO'2001, **A105** (2001).
- [IV-5] G. R. Bennet *et al.*, *Phys. Rev. E* **50**, 3935 (1994).
- [IV-6] P. Darquey, *Ondes de choc et accélération de feuilles minces par impulsion laser en interaction confinée. Tests d'application à la compaction dynamique de poudres métalliques*, Thèse de l'Université de Poitiers, 29 juin 1989.
- [IV-7] C. Knight, *AIAA Journal* **17**, 519, (1979).
- [IV-8] S. Zhu, Y.F Lu, M.H. Hong, and X.Y. Chen, *J. Appl. Phys.* **89**, 2400 (2001).
- [IV-9] L. Berthe, *Processus de claquage de milieux transparents sous irradiation laser. Application au choc laser en régime de confinement par eau*, Thèse de l'Université Paris XI Orsay, 7 avril 1998.
- [IV-10] Yu.P. Raizer, *Sov. Phys. JETP* **15**, 1124 (1959).
- [IV-11] J. Virmont, Rapport PMI n°1878, Ecole Polytechnique, mai 1987.
- [IV-12] R.M. More, Rapport UCRL-84991, Lawrence Livermore National Laboratory (1991).
- [IV-13] R.J. Harrach and F.J. Rogers, *J. Appl. Phys.* **52**, 5592 (1981).
- [IV-14] F.J. Rogers, *Phys. Rev. A* **24**, 1531 (1981).
- [IV-15] R.P. Feynman, N. Metropolis, and E. Teller, *Phys. Rev.* **75**, 1561 (1949).
- [IV-16] R.M. More, *Adv. At. Mol. Phys.* **21**, 305 (1985).
- [IV-17] M.P. Desjarlais, *Contrib. Plasma Phys.* **41**, 267 (2001).
- [IV-18] A.W. DeSilva and J.D. Katsouros, *Phys. Rev. E* **57**, 5945 (1998).
- [IV-19] J.F. Benage, W.R. Shanahan, and M.S. Murillo, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2953 (1999).
- [IV-20] I. Krisch and H.-J. Kunze, *Phys. Rev. E* **58**, 6557 (1998).
- [IV-21] J.C. Stewart and K.D. Pyatt, *Ap. J.* **144**, 1203 (1966).

- [IV-22] J.D. O’Keefe, D.L. Krause, C.H. Skeen, and C.M. York, Bull. Am. Phys. Soc. **14**, 839 (1969).
- [IV-23] R.M. More, K.H. Warren, D.A. Young, and G.B. Zimmerman, Phys. Fluids **31**, 3059 (1988).
- [IV-24] SESAME Report on the Los Alamos Equation-of-State Library, report LALP-83-4, T4 Group, Los Alamos National Laboratory (1983).
- [IV-25] Y.B. Zel’dovich and Y.P. Raizer, *Physics of shock waves and high temperature hydrodynamic phenomena* (Academic press, New York, 1967).
- [IV-26] G. Chabrier and A.Y. Potekhin, Phys. Rev. E **58**, 4941 (1998).
- [IV-27] W. Stolzmann and T. Blöcker, Astron. Astrophys. **314**, 1024 (1996).
- [IV-28] R. Latter, Phys. Rev. **99**, 1854 (1955).
- [IV-29] J.F. Barnes, Phys. Rev. **153**, 269 (1967).
- [IV-30] M. Basko, Th. Löwer, V.N. Kondrashov, A. Kendl, R. Sigel, and J. Meyer-ter-Vehn, Phys. Rev. E **56**, 1019 (1997).
- [IV-31] A. Benuzzi, *Génération de hautes pressions par choc laser : application à la mesure d’équations d’état*, Thèse de l’Ecole Polytechnique, 18 décembre 1997.
- [IV-32] C.W. Cranfill and R.M. More, Los Alamos National Laboratory report LA-7313-MS (1978).
- [IV-33] Y.T. Lee and R.M. More, Phys. Fluids **27**, 1273 (1984).
- [IV-34] K. Eidmann, J. Meyer-ter-Vehn, T. Schlegel, and S. Hüller, Phys. Rev. E **62**, 1202 (2000).
- [IV-35] K. Saito *et al.*, Proceedings of COLA’01, Tsukuba, Japan, October 1-5, 2001.
- [IV-36] J.F. Ready, J. Appl. Phys. **36**, 462 (1965).
- [IV-37] S.I. Anisimov, Sov. Phys. JETP **27**, 182 (1968).
- [IV-38] A. Miotello and R. Kelly, Appl. Phys. Lett. **67**, 3535 (1995).
- [IV-39] R. Kelly and A. Miotello, Appl. Surf. Sci. **96-98**, 205 (1996).
- [IV-40] S.I. Anisimov, V.A. Gal’burt, M.F. Ivanov, I.E. Poyurovskaya, and V.I. Fisher, Sov. Phys. Tech. Phys. **24**, 295 (1979).
- [IV-41] L. Balazs, R. Gijbels, and A. Vertes, Anal. Chem. **63**, 314 (1991).
- [IV-42] B.N. Chichkov, C. Momma, S. Nolte, F. von Alvensleben, and A. Tünnermann, Appl. Phys. A **63**, 109 (1996).
- [IV-43] D.B. Geohegan, Appl. Phys. Lett. **62**, 1463 (1993).
- [IV-44] J. Frenkel, *Kinetic Theory of Liquids* (Dover Publications, Inc., New York, 1955).

- [IV-45] X. Zhang, S.S. Chu, J.R. Ho, and C.P. Grigoropoulos, *Appl. Phys. A* **64**, 545 (1997).
- [IV-46] K. Saito, K. Takatani, T. Sakka, and Y.H. Ogata, *Proceedings of the Conference On Laser Ablation* (Tsukuba, Japan, October 1-5, 2001).
- [IV-47] T. Sakka, K. Takatani, Y.H. Ogata, and M. Mabuchi, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **35**, 65 (2002).
- [IV-48] I.A. Bufetov, G.A. Bufetova, S.B. Kravtsov, V.B. Fedorov, and V.K. Fomin, *Quant. Electron.* **25**, 794 (1995).
- [IV-49] D. Devaux, *Caractérisation des plasmas formés par laser impulsionnel en géométrie confinée. Application au choc laser*, Thèse de l'Université Paris XI Orsay, 11 juin 1993.

Chapitre V

Sources laser et diagnostics expérimentaux

Chapitre V : Sources laser et diagnostics expérimentaux

Ce chapitre présente les moyens expérimentaux mis en œuvre au cours de cette thèse afin de caractériser les plasmas confinés et leurs effets sur les matériaux traités. La première partie est consacrée à la description des trois sources laser utilisées dans ce travail :

- Les chaînes laser impulsionnelles du CLFA et du LULI qui sont des sources de laboratoire délivrant une forte énergie avec une très faible cadence de tir,
- Le laser Continuum Powerlite 9000+ du CLFA qui est une source industrielle ayant une cadence de tir de 10 Hz, permettant de réaliser le traitement par choc laser à un niveau industriel.

Dans la seconde partie du chapitre, nous présentons les différentes expériences réalisées avec ces trois sources laser :

- caractérisation de l'absorption des plasmas confinés par le biais de mesures de réflectivité intégrées (sphère intégrante) et résolues dans le temps (réflectivité spéculaire),
- caractérisation des ondes de choc induites par jauge EMV et interférométrie VISAR,
- mesures d'épaisseur ablatées réalisées par profilométrie,
- mesures par diffraction X des contraintes résiduelles induites.

Dans chaque cas, le principe théorique de la mesure est expliqué brièvement, et le montage expérimental utilisé pour les mesures est décrit en détails.

V.1 Les sources laser

V.1.1 Le laser impulsionnel Nd :Verre du CLFA

La chaîne laser impulsionnelle du CLFA comporte deux voies constituées chacune d'un oscillateur suivi d'un système d'amplification à quatre niveaux. Les amplificateurs de diamètre croissant ($\phi 7$, $\phi 16$, $\phi 25$, $\phi 45$) sont constitués de barreaux cylindriques de verre phosphate dopé au néodyme et pompés par flashes. Les deux voies sont munies d'un rotateur de Faraday ($\phi 25$) couplé à deux polariseurs croisés afin d'éviter d'éventuels retours issus de réflexions sur les cibles ou les optiques de focalisation. Les faisceaux laser sont distribués sur

les différents postes d'expérimentations à l'aide d'un jeu de miroir R_{max} montés sur vérins. Lors des expériences présentées dans ce travail, seule la voie 1 de la chaîne laser a été utilisée. Dans la longueur d'onde du fondamental (1064 nm), cette voie délivre une impulsion de forme gaussienne (*Figure V-1*) dont la largeur à mi-hauteur peut être réglée entre 10 ns et 20 ns, avec une énergie de 30 J. Comme on peut le voir sur la *Figure V-1*, cette impulsion est très modulée, ce qui rend difficile la mesure de sa durée à mi-hauteur. Au cours de ce travail, elle était de l'ordre de 10-12 ns.

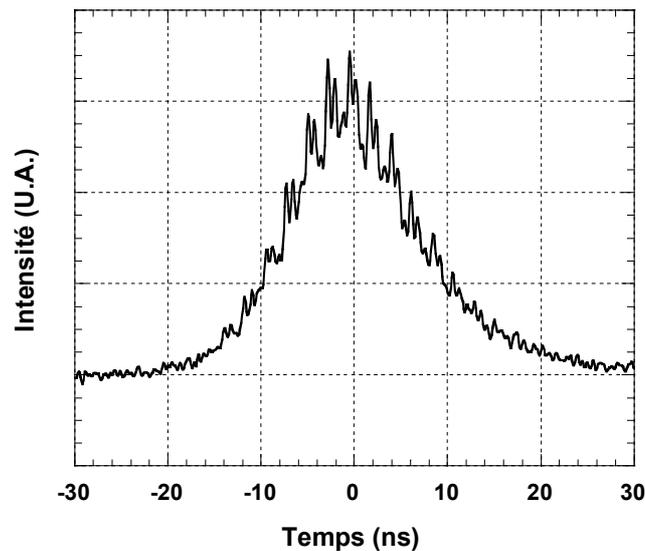


Figure V-1: Profil temporel typique de l'impulsion gaussienne de la voie 1.

Un cristal en KDP est utilisé pour réaliser le doublage en fréquence de l'harmonique fondamentale, et obtenir ainsi une impulsion laser à 532 nm. L'accord de phase des cristaux est réglé avec une photodiode FND100 sur le signal de l'oscillateur du laser. Pour supprimer les fuites de l'harmonique fondamentale en sortie du cristal doubleur, nous avons ajouté un filtre BG38. La réflexion sur ce dernier est utilisée pour la mesure d'énergie à 532 nm (voir V.1.1.1). La réduction de la durée de l'impulsion laser au cours du doublage est compensée en jouant sur la tension de charge de l'oscillateur laser. Afin de pouvoir travailler sur une même gamme de flux pour les deux longueurs d'ondes, sans trop changer le diamètre de la tâche focale, un deuxième amplificateur $\phi 45$ a été rajouté sur la voie 1. Ceci nous a permis d'obtenir 50 J à 1064 nm, et environ 9 J à 532 nm après conversion de fréquence, le rendement de conversion étant resté à peu près constant autour de 17-18 % pour l'ensemble des expériences.

V.1.1.1 Mesure d'énergie

L'énergie du laser est déterminée à chaque tir par un calorimètre diffuseur couplé à une photodiode FND100 en mode photovoltaïque. Ce système est placé derrière un miroir de renvoi $R = 99 \%$ afin de mesurer un signal constant correspondant à 1% de l'énergie laser incidente. Le système est étalonné avant et après chaque série de tirs à l'aide d'un calorimètre absolu installé dans la zone d'interaction.

A la longueur d'onde de 532 nm , la mesure d'énergie est réalisée suivant le même principe. Cependant, comme on ne dispose pas d'un miroir $R = 99 \%$ à cette longueur d'onde, le signal est pris sur la réflexion du filtre BG38 placé en sortie du cristal doubleur.

Dans toutes nos expériences, l'énergie incidente sur la zone d'interaction est modulée en utilisant un jeu de densités (D) préalablement étalonnées pour chaque longueur d'onde. Ceci permet de faire varier l'énergie sans changer les autres caractéristiques de l'impulsion laser (durée et tache focale).

V.1.1.2 Profil temporel de l'impulsion laser

Le profil temporel de l'impulsion laser (*Figure V-1*) est mesuré par une photodiode rapide Hamamatsu (temps de montée de 600 ps) installée après le dernier miroir R_{max} de renvoi. Cette photodiode est munie d'un filtre interférentiel à la longueur d'onde du laser. L'acquisition des signaux est effectuée par un oscilloscope Tectronics TDS 684B (1 GHz) ou par un HP54542 A (500 MHz). Ceci permet de vérifier le niveau des modulations temporelles et de déterminer la largeur à mi-hauteur de l'impulsion laser à chaque tir.

V.1.1.3 Mesure de la tache focale

Lors de nos expériences, la surface de la tache focale a été mesurée à partir de l'impact, sur du papier thermique KODAK installé à la place de la cible, d'un tir atténué pour que la densité d'énergie soit d'environ $0,3 \text{ J/cm}^2$ sur le papier. Les dimensions de la tache sont mesurées à l'aide d'une loupe munie d'une mire graduée avec une précision de $100 \mu\text{m}$. Pour confirmer cette mesure, nous avons aussi mesuré les dimensions d'un impact réalisé sur cible métallique. La répartition d'intensité obtenue sur le papier thermique en comparant les zones plus ou moins brûlées peut être comparée à celle obtenue par une caméra CCD située en fin de chaîne et couplée à un système d'analyse d'image.

V.1.1.4 Calcul de la densité de puissance

La densité de puissance maximale I_0 irradiant la cible est calculée à partir des trois paramètres définis ci-dessus qui sont mesurés expérimentalement lors de chaque tir :

$$I_0 = \frac{E}{\tau S}. \quad (\text{V-1})$$

Pour une impulsion gaussienne, cette approximation induit une erreur systématique de 6 %. Néanmoins, la précision sur les mesures de E , τ et S n'excédant pas les 10 %, la formule (V-1) est suffisante pour le calcul de la densité de puissance. Bien que ceci soit un abus de langage, dans toute cette étude, le terme d'« intensité laser » a été utilisé pour décrire la « densité de puissance ».

V.1.2 La chaîne laser impulsionnelle 6 faisceaux du LULI

La chaîne impulsionnelle du LULI est construite sur un modèle similaire à celle du CLFA, mais elle permet d'obtenir simultanément 6 faisceaux laser ayant chacun une énergie proche de 100 J. Suivant l'oscillateur utilisé, la chaîne peut fournir une impulsion gaussienne avec une durée à mi-hauteur de 600 ps, ou bien une impulsion carrée à front de montée bref avec une durée proche de 3 ns. Dans le cadre de cette étude, seule l'impulsion carrée de 3 ns a été utilisée. Le profil temporel typique de cette impulsion est présenté sur la *Figure V-2*.

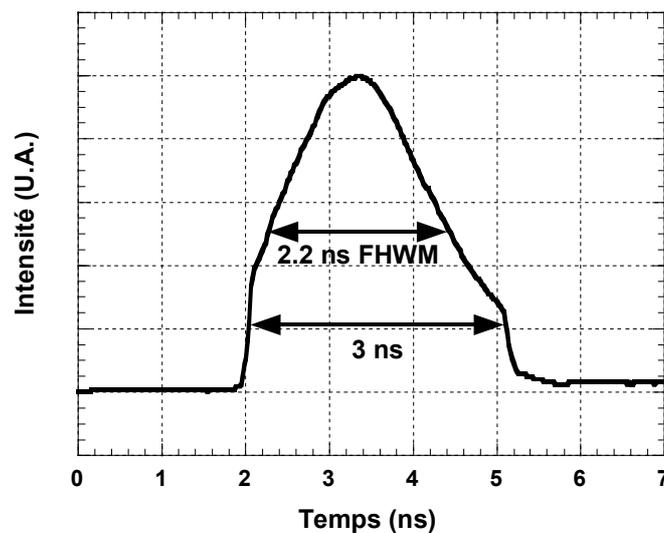


Figure V-2 : Profil temporel typique de l'impulsion carrée de 3 ns de la chaîne 6 faisceaux du LULI.

L'énergie et la durée d'impulsion sont obtenues directement à partir du tableau de contrôle du laser et la tâche focale est mesurée de la même façon qu'au CLFA, en utilisant du papier thermique.

Nous avons aussi réalisé un doublage de fréquence sur ce laser. Le signal de l'oscillateur ne pouvant pas être acheminé jusqu'en salle d'expérimentation, l'accord de phase a été réglé en utilisant une lentille divergente accolée au cristal doubleur. Le rendement de conversion a été calculé en comparant la valeur de l'énergie de l'onde laser doublée en fréquence, mesurée en salle d'expérience avec un calorimètre absolu, avec la valeur de l'énergie de l'onde fondamentale mesurée en salle laser. Le meilleur rendement de conversion obtenu, d'environ 19 %, est très proche de celui obtenu avec le laser du CLFA. A 532 nm, la mesure d'énergie est réalisée suivant le même principe qu'au CLFA, à partir de la réflexion sur un filtre BG38 placé en sortie du cristal doubleur.

V.1.3 Le laser impulsionnel Continuum Powerlite 9000+

Ce laser est un laser Nd :YAG industriel qui présente plusieurs avantages par rapport aux sources précédentes :

- il peut fonctionner avec une fréquence de tir pouvant aller jusqu'à 10 Hz, ce qui permet de traiter des zones relativement importantes en un temps relativement court,
- il nécessite beaucoup moins de réglages que les sources de laboratoire, et ces derniers sont automatisés,
- du fait de ses dimensions réduites, il peut être transporté et utilisé en dehors des locaux du CLFA.

A 1064 nm, il délivre une impulsion gaussienne d'une durée à mi-hauteur de 9 ns avec une énergie de 3 J. Un système de conversion de fréquence intégré permet d'obtenir un très bon rendement de conversion, tout en simplifiant énormément les réglages d'accord de phase. Après conversion, l'impulsion laser à 532 nm a une énergie de 1,5 J et une durée à mi-hauteur légèrement réduite, égale à 8 ns. Le profil temporel de l'impulsion laser est mesuré par une photodiode installée derrière le premier miroir R_{max} de renvoi, et l'acquisition des signaux est effectuée par un oscilloscope Tectronics TDS 684B (1 GHz). Le laser ayant une très bonne stabilité en énergie, cette dernière n'est mesurée qu'avant et après chaque série de tirs à l'aide

d'un calorimètre absolu installé en sortie de cavité. La tâche focale est mesurée de la même façon qu'avec les deux sources précédentes, en utilisant du papier thermique.

V.2 Les diagnostics expérimentaux

Les paragraphes suivants sont consacrés à la description des dispositifs expérimentaux utilisés au cours de ce travail. Pour chaque diagnostic, un bref rappel théorique est tout d'abord proposé afin de bien comprendre le principe de la mesure, et le montage expérimental est ensuite présenté en détails.

V.2.1 Mesures de réflectivité

Les mesures de réflectivité ont été réalisées dans le but de caractériser l'absorption de l'énergie laser par le plasma en régime de confinement par eau. En effet, les cibles métalliques utilisées étant opaques au rayonnement laser incident, leur absorption est directement reliée à leur réflectivité par les lois de Kirchoff : $A = 1 - R$. Dans cette étude, deux mesures différentes ont été réalisées :

- La première R_{int} est une mesure intégrée temporellement sur la durée de l'impulsion laser. C'est une grandeur globale qui intervient dans le bilan énergétique de l'interaction pour le calcul de l'énergie absorbée par la cible. C'est cette grandeur qui est utilisée comme paramètre d'entrée du modèle ACCIC.
- La deuxième est une mesure résolue temporellement. Elle donne accès à chaque instant à la réflectivité instantanée $R(t)$ de la cible. Cette mesure permet d'observer la variation de la réflectivité pendant l'impulsion laser.

Ces mesures ont été réalisées avec deux diagnostics différents, l'un utilisant une sphère intégrante, et l'autre mesurant directement la réflexion spéculaire du faisceau incident.

V.2.1.1 Principe de la mesure

La sphère intégrante ou sphère de Ulbricht permet de collecter toute la lumière réfléchie (réflexion spéculaire directe et réflexion diffuse) dans 4π stéradians par une cible placée à l'intérieur de celle-ci. Possédant une géométrie sphérique et une surface parfaitement

diffusante, chaque élément de la surface intérieure éclaire tous les autres éléments de surface de façon égale : la mesure de l'éclairement en un point quelconque de la sphère est donc proportionnelle à l'intensité lumineuse émise par la source, ce qui permet de la mesurer [V-1].

La réflexion spéculaire correspond à la partie du rayonnement incident qui est réfléchié suivant la direction correspondant à la symétrique par rapport à la normale de la cible du rayon incident. Cette réflexion se fait sous la forme d'un faisceau bien collimaté dont la divergence est du même ordre que celle du faisceau incident.

Lorsque la cible possède un bon état de surface (faible rugosité), sa diffusion est très faible, et les deux diagnostics donnent un résultat semblable, la réflectivité totale étant quasiment égale à la réflectivité spéculaire. Dans le cas contraire, la mesure réalisée par réflexion spéculaire sous-estime la réflectivité totale de la cible car elle ne prend pas en compte la partie diffusée du rayonnement.

V.2.1.2 Dispositifs expérimentaux

Les photos des deux dispositifs expérimentaux utilisés pour les mesures de réflectivité sont présentées sur la *Figure V-3*.

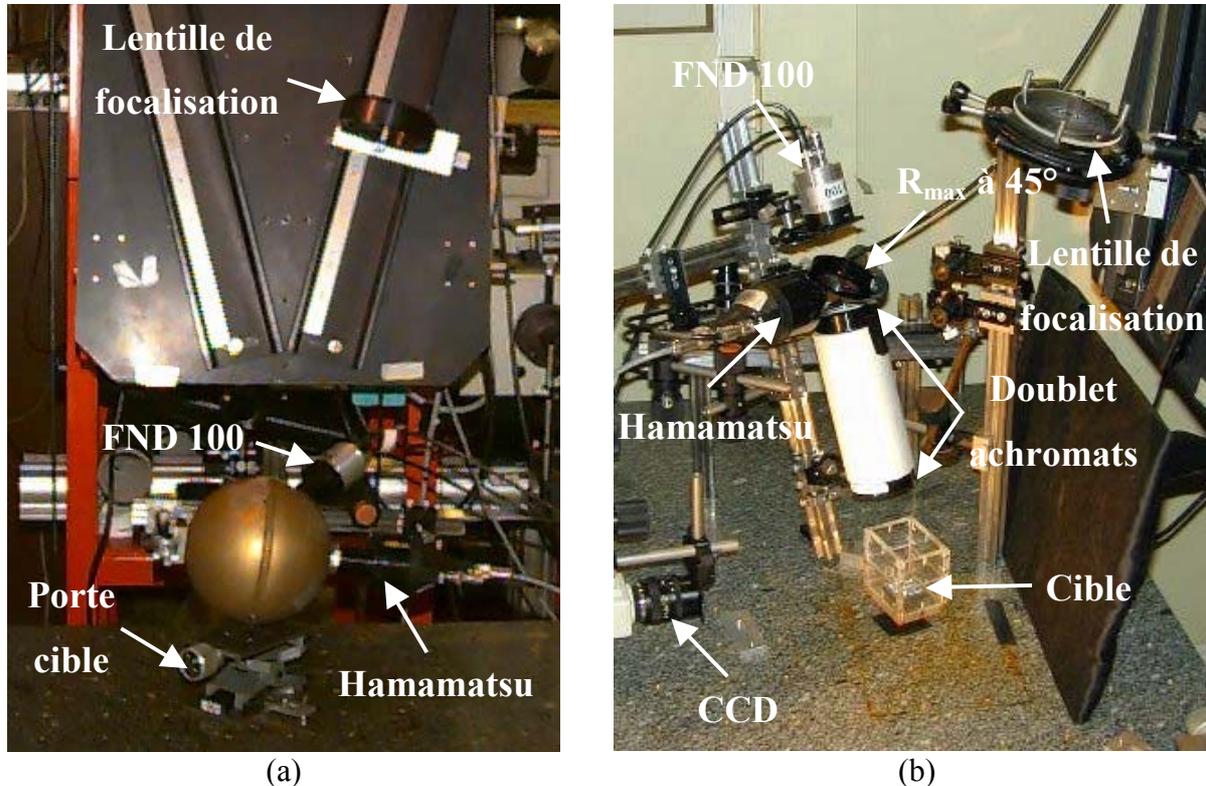


Figure V-3 : Montages expérimentaux utilisés pour les mesures de réflectivité : sphère intégrante (a), et réflexion spéculaire (b).

Dans toutes les expériences, nous avons utilisé une inclinaison de 15° entre le faisceau laser et la normale à la surface de la cible. Cet angle, imposé par le système de transport du faisceau laser du CLFA a été reproduit artificiellement au LULI en inclinant la cible de 15° par rapport à l'horizontale .

Sur les deux montages, l'impulsion laser réfléchie est enregistrée par une photodiode rapide Hamamatsu munie d'un filtre interférentiel à la longueur d'onde du laser. Cette photodiode est étalonnée en énergie avant et après chaque série de tirs, en tirant uniquement avec l'oscillateur du laser à très faible intensité sur un miroir en cuivre dont la réflectivité est parfaitement connue. Une photodiode similaire, placée derrière l'un des miroir R_{\max} , permet d'enregistrer simultanément l'impulsion laser incidente avec la même résolution temporelle. Les signaux issus de ces deux photodiodes sont enregistrés à l'aide d'un oscilloscope (Tektronix TDS684B), puis transférés et traités par un programme Labview sur un PC.

La sphère intégrante utilisée dans nos expérience (*Figure V-3a*) est une sphère en laiton de 25 cm de diamètre. Ne pouvant pas utiliser de peinture diffusante du fait des éjections d'eau produites lors de l'interaction confinée, l'intérieur de la sphère a été préalablement sablé. Les deux photodiodes sont fixées sur des supports dont l'entrée est protégée de la lumière directe du laser par un cache circulaire.

Pour les mesures de réflectivité spéculaire, un doublet achromatique de 80 mm de focale est utilisé afin de réaliser l'image du plasma confiné sur les photodiodes. Un miroir (diamètre 50 mm) R_{\max} à 45° traité anti-reflets à la longueur d'onde du laser est inséré dans le trajet optique pour séparer le rayonnement laser du rayonnement visible émis par le plasma confiné. Comme le montre la *Figure V-3a*, une photodiode FND100 qui mesure le signal visible est placée directement dans l'axe de réflexion, et le miroir permet d'intercepter le rayonnement laser et de le diriger vers la photodiode Hamamatsu. Cette dernière est munie d'un diaphragme de même diamètre que la tache focale afin de n'enregistrer que le signal émis dans l'axe, et d'éviter le signal laser issu de la réflexion à 4 % à la surface de l'eau de confinement.

V.2.1.3 Avantages et inconvénients des deux diagnostics

Pour des raisons pratiques, il n'a pas été possible d'utiliser les deux diagnostics dans toutes nos expériences. La réflexion spéculaire a été utilisée pour les expériences réalisées

avec la chaîne impulsionnelle du CLFA, et la sphère intégrante pour celles réalisées avec les installations laser du LULI.

La sphère intégrante nécessite beaucoup moins de réglages que la mesure spéculaire. Elle permet d'intégrer la réflexion diffuse et la réflexion spéculaire et donne donc directement une mesure de la réflectivité totale de la cible. Le seul problème qui se pose pour son utilisation en régime d'interaction confiné, réside dans le fait que son état de surface se détériore rapidement au bout d'un certain nombre de tirs du fait des éjections d'eau. Il est alors nécessaire de re-sabler sa paroi intérieure et de recommencer tout le processus d'étalonnage.

La mesure de la réflexion spéculaire nécessite énormément de réglages pour aligner précisément toutes les optiques. Cependant, une fois que ces réglages ont été effectués, il suffit simplement de nettoyer l'achromat utilisé pour la reprise d'image entre deux tirs, afin d'enlever les traces laissées par les éjections d'eau et éviter ainsi tout dommage sur les optiques. Lorsque la cible possède un bon état de surface, la réflexion diffuse est très faible et la réflexion spéculaire est donc une bonne approximation de la réflectivité totale de la cible. Toutefois, les mesures réalisées avec ce dispositif sous-estiment la valeur de la réflectivité lorsque la cible possède une surface diffusante, car elles ne permettent pas de tenir compte de la composante diffuse du rayonnement réfléchi.

Pour obtenir des mesures comparables avec ces deux diagnostics, les expériences ont été réalisées avec des cibles présentant un bon état de surface. Ceci présente l'avantage d'augmenter l'intensité du signal réfléchi et d'améliorer la précision de la mesure.

V.2.2 Mesure de l'émission du plasma confiné

V.2.2.1 Principe

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.

V.2.2.2 Dispositif expérimental

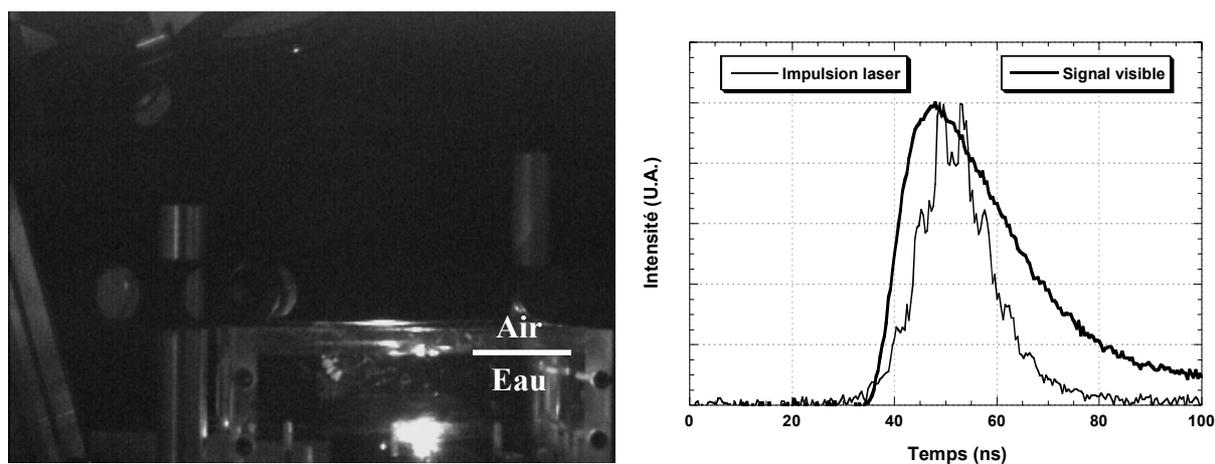
Les mesures de luminosité du plasma confiné ont été réalisées simultanément avec les mesures de réflectivité. Outre la photodiode Hamamatsu utilisée pour la mesure de réflectivité, les deux montages expérimentaux (*Figure V-3*) sont munis d'une seconde photodiode qui enregistre le signal émis dans le visible par le plasma confiné. Il s'agit d'une photodiode FND 100 munie d'un filtre KG3 ou UG3 pour éliminer l'émission à la longueur d'onde du laser (respectivement à 1064 nm et 532 nm). Le signal obtenu est enregistré simultanément avec le signal laser réfléchi, et traité de la même manière à l'aide d'un programme sous Labview. Sur le montage de réflexion spéculaire (*Figure V-3b*), une caméra CCD est utilisée afin de visualiser la zone d'interaction. Les images prises par ce dispositif permettent de vérifier la présence ou non d'un plasma à la surface de la cible mais aussi dans l'eau de confinement.

Selon les conditions d'irradiation laser utilisées, trois cas de figure différents peuvent se présenter :

- A très faible intensité, aucun plasma n'est initié à la surface de l'eau et la photodiode n'enregistre aucune signal,
- A partir d'une certaine intensité, la photodiode enregistre un signal dont la durée à mi-hauteur est égale à environ deux fois celle de l'impulsion laser incidente (*Figure V-4*, cas n°2), ce qui est caractéristique de la création d'un plasma confiné à la surface de la cible,
- Lorsque l'intensité laser devient supérieure au seuil de claquage de l'eau de confinement, le signal visible augmente et s'allonge car l'émission du plasma de claquage vient s'ajouter à celle du plasma confiné (*Figure V-4* cas n°3).

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.

Cas n°2 : présence d'un plasma confiné



Cas n°3 : présence d'un plasma confiné et d'un plasma de claquage

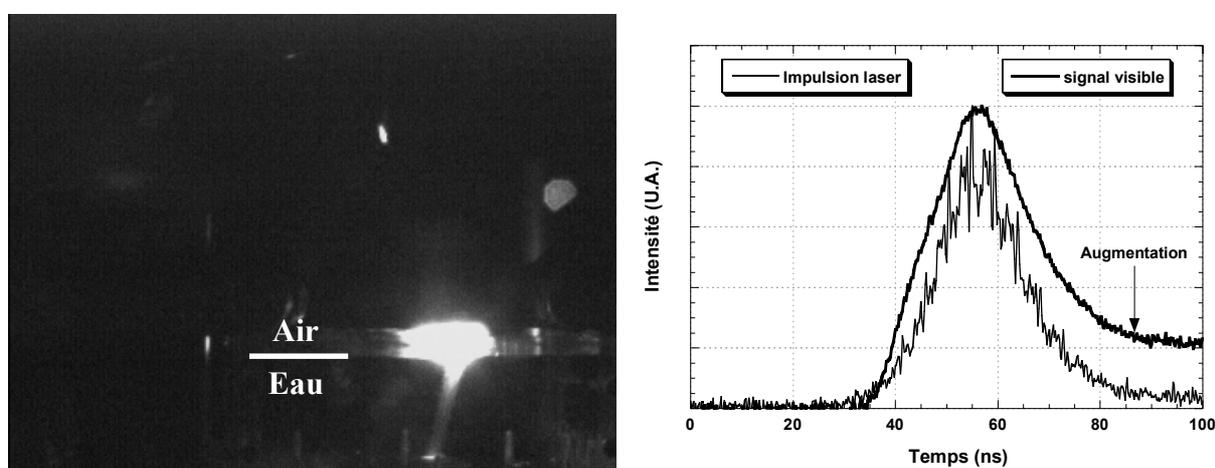


Figure V-4 : Signaux et photographies typiques obtenus au cours des mesures d'émission du plasma confiné.

V.2.3 Mesures de pression

Le paramètre physique principal pour le traitement par choc laser est le niveau de pression généré par le plasma confiné à la surface du matériau traité. Les diagnostics utilisés ne permettent pas sa mesure directe. En général, ils mesurent la vitesse de face arrière de cibles irradiées sur leur face avant par le laser d'interaction. Pour remonter au profil de la pression induite par le plasma, il faut alors utiliser la polaire de choc du matériau et prendre en compte la propagation de l'onde de choc dans la cible (*Annexe I*).

V.2.3.1 Principe de la mesure

Comme cela est expliqué en détails dans l'*Annexe I*, la polaire de choc d'un matériau permet de relier la vitesse matérielle u à la pression P appliquée à ce matériau. Le principe de la mesure de pression consiste donc à mesurer la vitesse de surface libre ($u_s = 2u$) à l'arrière d'une cible mince, et de remonter ensuite à la pression à l'aide de l'équation de la polaire de choc de la cible :

$$P = \rho_0 \left(C_0 + S \frac{u_s}{2} \right) \frac{u_s}{2} + \frac{2}{3} \sigma_{Y_0} + \delta P, \quad (\text{V-2})$$

où ρ_0 , S et σ_{Y_0} sont respectivement la densité, la constante de Hugoniot, et la limite d'élasticité dynamique de la cible, et C_0 est la vitesse du son dans cette cible. Dans cette équation, le premier terme est issu des équations de Rankine-Hugoniot, et le second est un terme correctif provenant de la prise en compte du comportement élasto-plastique de la cible. Le troisième terme δP est aussi un terme correctif correspondant à l'atténuation (hydrodynamique et élasto-plastique) de l'onde de choc entre la face avant et la face arrière de la cible où est effectuée la mesure. Ce terme est déterminé par simulation numérique à l'aide du code SHYLAC.

V.2.3.2 Calcul de l'atténuation de l'onde de choc par simulation numérique avec le code SHYLAC

Afin d'étudier la propagation des ondes de choc dans les cibles et de pouvoir remonter au profil temporel de pression appliqué en face avant par le plasma confiné, nous avons réalisé des simulations avec le code SHYLAC (Simulation HYdrodynamique LAgrangienne des Chocs) développé au Laboratoire de Combustion et de Détonique de l'ENSMA [V-2] à Poitiers.

V.2.3.2.a Présentation du code

Le code SHYLAC est un code lagrangien monodimensionnel basé sur un schéma numérique explicite utilisant la méthode des différences finies. Il résout les équations hydrodynamiques de Rankine-Hugoniot en tenant compte du comportement élasto-plastique du matériau cible, le seuil de contrainte élasto-plastique étant déterminé par le critère de Von-

Mises. Pour des pressions inférieures à sa limite élastique dynamique, le matériau se comporte comme un solide élastique, et pour des pressions supérieures, comme un solide élasto-plastique. L'équation d'état utilisée dans cette étude est du type Mie-Grüneisen référencée à l'Hugoniot du matériau. Les principaux paramètres d'entrée de ce code sont les propriétés physiques et mécaniques du matériau (*Annexe IV*). Le code SHYLAC peut alors fournir à la fois les profils temporels et axiaux de toutes les grandeurs thermodynamiques et cinétiques ainsi que les diagrammes ($x-t$) de propagation dans la cible d'un chargement en pression. Lors de cette étude, le code SHYLAC a été principalement utilisé pour déterminer les profils de pression générés par le plasma confiné s'ajustant aux résultats expérimentaux des mesures de vitesses de surfaces libres.

V.2.3.2.b Chargements utilisés et principe de la simulation

Les simulations réalisées dans cette étude font appel à deux types différents de chargements appliqués en face avant de la cible :

- un profil temporel de pression (gaussien, gaussien coupé, trapézoïdal, ou quelconque),
- un dépôt d'énergie paramétré par son profil temporel et sa densité d'énergie (J/cm^2).

Ce dernier chargement est utilisé pour simuler l'interaction en régime confiné. Pour calculer le profil de pression induit par le plasma confiné, la description de l'interaction confinée utilisée dans le code SHYLAC [V-3] reprend les hypothèses du modèle analytique de Fabbro *et al.* [V-4] :

- l'énergie laser est complètement déposée à l'interface entre la cible et le milieu de confinement,
- le plasma est traité comme un gaz parfait en expansion entre les deux matériaux, dont les échanges thermiques avec le milieu environnant sont négligés,
- à la fin du dépôt d'énergie, le plasma subit un refroidissement adiabatique,
- seule une fraction α de l'énergie interne du plasma est utilisée pour sa mise en pression.

En pratique, la simulation d'un profil de pression se décompose en deux étapes. La première étape de la simulation consiste à appliquer un dépôt d'énergie correspondant à l'impulsion laser à la surface d'une feuille métallique mince recouverte d'une fine couche d'eau. Ceci permet d'obtenir le profil temporel de pression induit à la surface de la cible par le plasma confiné. Ce profil, dont l'amplitude et la durée peuvent être modifiées, est ensuite utilisé comme chargement de pression sur la cible métallique nue. Cela permet de calculer le profil temporel de vitesse en face arrière de la cible, qui peut alors être comparé avec le profil de vitesse expérimental. Les paramètres du chargement de pression sont alors modifiés jusqu'à ce que l'on obtienne le meilleur accord possible entre les deux profils. Une fois le chargement de pression optimum trouvé, on calcule son atténuation δP lors de sa propagation dans la cible.

V.2.3.2.c Exemple de simulation

La *Figure V-5* présente un exemple de simulation numérique de la propagation dans une cible d'Aluminium pur d'une onde de choc induite en régime de confinement par eau pour des impulsions gaussiennes de durée à mi-hauteur $\tau = 10-12$ ns ayant une intensité de $2,5$ GW/cm^2 (a) et de 19 GW/cm^2 (b). Le coefficient d'interaction est pris égal à $\alpha = 0,2$.

Les profils de pression à 0 μm correspondent à la pression générée par le plasma à la surface du métal. Ils sont en bon accord avec les caractéristiques déterminées par le modèle analytique et par le modèle ACCIC :

- les pressions maximales induites par les trois méthodes sont proches (respectivement $2,1$ GPa et $2,18$ GPa pour le modèle analytique et le modèle ACCIC, contre $2,35$ pour SHYLAC avec une intensité de $2,5$ GW/cm^2).
- la durée à mi-hauteur de l'onde de choc est environ deux fois plus longue que la durée de l'impulsion laser en raison de la phase de refroidissement adiabatique du plasma. A 19 GW/cm^2 , sa durée doit être réduite pour tenir compte de l'absorption d'une partie de l'impulsion laser incidente par le plasma de claquage qui apparaît alors dans l'eau de confinement.

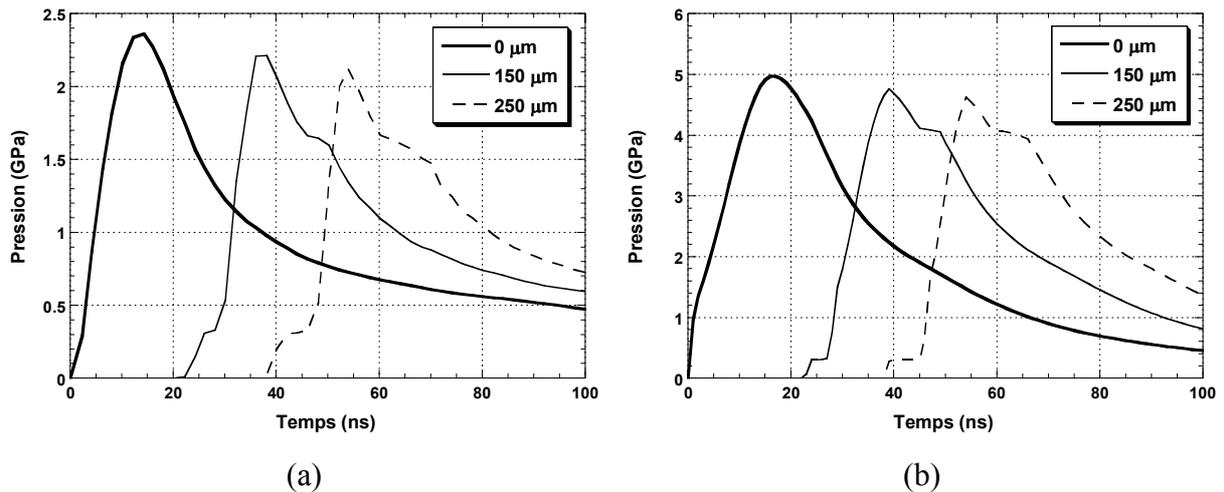


Figure V-5 : Exemple de simulation de profil de pression avec le code SHYLAC. L'impulsion laser incidente est une gaussienne de 10-12 ns de durée à mi-hauteur ayant une intensité de 2,5 GW/cm² (a) et de 19 GW/cm² (b).

A 150 et à 250 μm de profondeur, l'onde de choc se propageant dans le matériau, présente les particularités suivantes :

- un précurseur élastique qui se propage à l'avant de l'onde de choc,
- une détente élastique qui rattrape le front de l'onde de choc,
- une atténuation de l'onde de choc, qui est purement hydrodynamique car la détente élastique n'a pas encore rattrapé le front de l'onde de choc.

Comme cela avait déjà été observé par Berthe [V-5] dans le cas d'une impulsion gaussienne de 25 ns de durée à mi-hauteur, on constate que l'atténuation varie peu sur la gamme d'intensité étudiée pour l'impulsion gaussienne de 10 ns. Lorsque l'intensité laser passe de 2,5 à 19 GW/cm², l'atténuation passe respectivement de 0,18 à 0,21 GPa au bout de 150 μm, et de 0,26 à 0,34 GPa au bout de 250 μm. Nous avons donc estimé sa valeur à 0,2 GPa pour les cibles de 150 μm, et à 0,3 GPa pour les cibles de 250 μm.

Dans le cas des impulsions plus courtes du laser impulsif du LULI (3 ns à base carrée) utilisées dans cette étude, l'atténuation est plus importante et elle peut varier d'une quantité non négligeable pour deux intensités laser différentes. Elle a donc été calculée pour chaque profil de vitesse expérimental. Le *Tableau V-1* présente les résultats de quelques unes de ces simulations réalisées pour trois valeurs différentes de l'intensité laser. On constate que l'atténuation augmente au fur et à mesure que l'intensité augmente. Pour l'intensité de 22,1 GW/cm², la durée de l'impulsion laser incidente a été réduite afin de tenir compte du claquage de l'eau de confinement. La durée du profil de pression résultant a donc elle aussi été réduite,

ce qui explique la forte augmentation de l'atténuation par rapport à l'intensité plus faible de 12,1 GW/cm².

	<i>50 μm</i>	<i>150 μm</i>	<i>250 μm</i>
7,2 GW/cm²	0,27	1,07	1,44
12,1 GW/cm²	0,45	1,30	2,08
22,1 GW/cm²	1,36	2,88	3,91

Tableau V-1 : Atténuation de la pression calculée par simulation SHYLAC pour des cibles d'aluminium irradiées par des impulsions carrées de 2,2 ns de durée à mi-hauteur à différentes intensités.

V.2.3.3 Mesures de pression par jauge électromagnétique (EMV)

La technique de mesure de pression par jauge électromagnétique a été développée par Jean-Pierre Romain [V-6] au Laboratoire de Combustion et de Détonique de l'ENSMA Poitiers. A l'heure actuelle, c'est la technique la plus facile à mettre en œuvre pour caractériser les ondes de choc créées par laser. Au cours de cette étude, elle a été employée pour caractériser les ondes de choc induites en régime de confinement par eau avec le laser Nd :YAG du LULI.

V.2.3.3.a Principe de la mesure

Le principe de la jauge électromagnétique est basé sur la loi d'induction magnétique de Laplace. Selon cette loi, le déplacement d'un matériau conducteur dans un champ magnétique crée une force contre électromotrice d'induction qui se manifeste par une différence de potentiel et un courant induit. Cette tension induite est directement proportionnelle à la vitesse de déplacement du circuit. La jauge électromagnétique permet donc une mesure de la vitesse en face arrière de la cible irradiée.

V.2.3.3.b Montage expérimental

La *Figure V-6* présente le dispositif expérimental utilisé lors des mesures de pression par jauge électromagnétique.

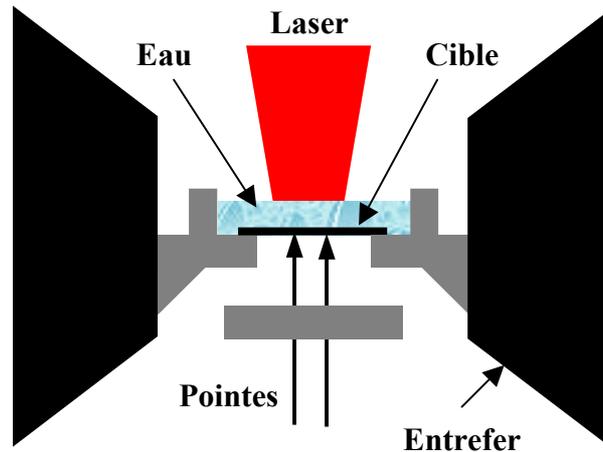


Figure V-6 : Montage expérimental de la jauge électromagnétique.

Deux pointes métalliques sont mises en contact avec la face arrière de la cible et sont reliées à l'entrée d'un oscilloscope rapide (TDS 684B) dont l'impédance est réglée sur 50 Ohms. Le circuit électrique ainsi formé est plongé dans un champ magnétique constant produit par l'entrefer d'un aimant permanent.

Lorsque l'onde de choc générée par l'interaction laser-matière débouche en face arrière de la cible, celle-ci est alors mise en mouvement à la vitesse u_s , ce qui induit une différence de potentiel E entre les deux pointes métalliques. La relation directe qui existe entre la vitesse u_s et la différence de potentiel induite E , s'exprime simplement en fonction de la distance L entre les pointes et du champ magnétique B par :

$$u_s = E/(BL). \quad (V-3)$$

Les mesures effectuées à l'aide de la jauge électromagnétique permettent donc d'acquérir un signal directement proportionnel à la vitesse en face arrière de la cible.

V.2.3.3.c Signal délivré par la jauge EMV

La Figure V-7 présente le résultat d'une mesure réalisée sur une cible d'aluminium pur de 100 μm d'épaisseur recouverte de 3 mm d'eau, et irradiée par une impulsion carrée de 3ns ayant une intensité de 2,8 GW/cm^2 .

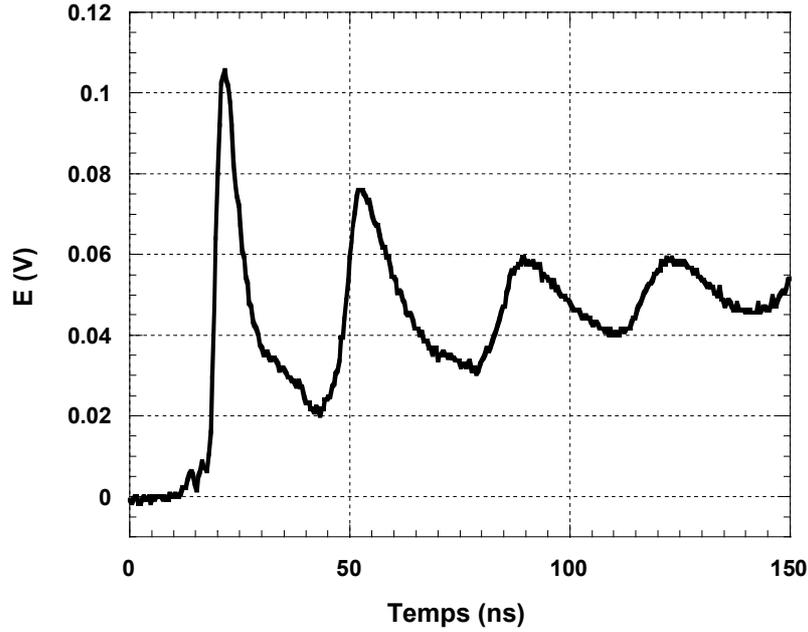


Figure V-7 : Exemple de signal obtenu par jauge électromagnétique.

On observe quatre pics d'amplitudes décroissantes se succédant à intervalles réguliers dans le temps. Chacun de ces pics correspond à un débouché de l'onde de choc en face arrière de la cible, et ils sont espacés d'un temps égal au temps de trajet de l'onde de choc sur une distance de deux épaisseurs de cible. L'amplitude des débouchés secondaires diminue au fur et à mesure de l'atténuation de l'onde de choc lors de son trajet dans la cible.

A partir du maximum du premier débouché et de la polaire de choc de la cible, on peut déterminer facilement la pression maximale sur la face arrière :

$$P = \rho_0 \left(C_0 + S \frac{E}{2BL} \right) \frac{E}{2BL} + \frac{2}{3} \sigma_{Y_0}. \quad (\text{V-4})$$

Dans l'exemple de la *Figure V-7*, le champ magnétique vaut $B = 0,235$ T, la distance entre les deux pics est $L = 2,5$ mm, et la différence de potentiel maximale induite vaut 106 mV. On obtient donc une pression maximale induite en face arrière de 1,4 GPa. Pour remonter à la pression maximale induite en face avant par le plasma confiné, il est nécessaire de déterminer l'atténuation δP à l'aide du code SHYLAC.

V.2.3.3.d Avantages et limites de la jauge EMV

La jauge électromagnétique est un diagnostic très simple à mettre en œuvre. Elle permet d'obtenir une mesure directe de la pression sans effectuer aucun traitement. Elle ne nécessite

aucun réglage particulier, et il suffit simplement de changer les pointes lorsqu'elles sont émoussées, c'est à dire environ tous les 8-10 tirs.

Toutefois, la validité des mesures peut être remise en cause du fait des incertitudes sur la valeur réelle du champ magnétique. En effet, il est déterminé globalement à l'intérieur de l'entrefer mais sa valeur ne tient pas compte de la présence de la cible pendant l'interaction. D'autre part, les parasites électromagnétiques générés par le plasma d'interaction peuvent perturber le champ magnétique durant l'interaction. A partir d'une certaine intensité, il est ainsi nécessaire de blinder la cible à l'aide de scotch métallique pour atténuer l'effet des parasites, ces derniers pouvant rendre le signal complètement inutilisable. La mesure de la distance entre les pointes métalliques peut aussi être une source d'erreur importante.

V.2.3.4 Mesures par vélocimétrie Doppler VISAR

Le VISAR (Velocity Interferometer System for Any Reflector) est un diagnostic optique de caractérisation des ondes de choc qui permet de surmonter la plupart des difficultés rencontrées avec les différents types de jauges (Quartz, EMV, PVDF). Au cours de ce travail, le système dont dispose le CLFA a été fortement modifié et miniaturisé afin de le rendre transportable. Il a été utilisé pour caractériser les ondes de choc induites en régime de confinement par eau avec les trois sources laser dont nous disposons : les chaînes laser du CLFA et du LULI, et le laser Continuum du CLFA.

V.2.3.4.a Principe de la mesure

Le principe du VISAR est de mesurer, par interférométrie, le décalage Doppler en longueur d'onde d'un laser sonde réfléchi sur la face arrière d'une cible mince mise en mouvement par l'onde de choc y débouchant, cette dernière ayant été induite en face avant de la cible par le plasma d'interaction. La vitesse de la surface est liée au décalage en longueur d'onde du faisceau par effet Doppler par la relation :

$$\lambda(t) = \lambda_0 \left(1 - 2 \frac{u(t)}{c}\right) \quad (\text{V-5})$$

λ_0 étant la longueur d'onde initiale du faisceau sonde (532 nm).

Le défilement de franges $F(t)$ produit par l'interféromètre est relié simplement à la vitesse par :

$$u(t) = K.F(t) \tag{V-6}$$

K étant le facteur de frange (m/s/frange) de l'appareil. La structure de l'interféromètre VISAR est de type Michelson, mais il possède la particularité de faire interférer le faisceau réfléchi avec lui-même mais décalé d'un retard τ . Autrement dit, le système fait la figure d'interférence entre le faisceau réfléchi au temps t et celui réfléchi au temps $t-\tau$. Le facteur de frange K est alors directement relié au retard τ par $K = \lambda_0/2\tau$. K ayant les dimension d'une vitesse, chaque frange d'interférence correspond à un incrément de vitesse K , ce qui fait que le VISAR mesure plutôt l'accélération de la cible.

V.2.3.4.b Description du VISAR

Afin de disposer d'un diagnostic transportable et facilement utilisable, la configuration initiale du VISAR du CLFA développée par L.Tollier et E.Bartnicki [V-7] sur la base du modèle de Barker [V-8], a été fortement modifiée au cours des deux dernières années. Le schéma de la configuration actuelle du VISAR est présenté sur la *Figure V-8*.

Une fibre optique amène le faisceau laser sonde réfléchi par la surface de la cible à l'interféromètre. Un polariseur P est utilisé en entrée pour polariser le faisceau. Le faisceau polarisé est partagé dans les deux bras du Michelson par une lame séparatrice LS. Le premier bras situé entre la lame et le miroir M1, appelé 'branche de référence', est parcouru par l'onde réfléchie au temps t . Le second, situé entre la lame et le miroir M2 constitue la 'branche de retard' de l'interféromètre. Il comprend un étalon en verre BK7 (dont l'indice optique est supérieur à celui de l'air) qui retarde l'onde d'un temps τ égal à un aller et retour dans l'étalon. De cette manière, on fait interférer le signal à un instant t avec celui à l'instant $t-\tau$ au niveau de la lame séparatrice LS. Pour faire varier τ , et par conséquent K , la longueur de l'étalon peut être changée selon la gamme de vitesse mesurée. Le miroir M3 renvoie la figure d'interférence vers les détecteurs. Au CLFA, ce sont des photomultiplicateurs dont les signaux sont mesurés par un oscilloscope numérique rapide (1 GHz). Les autres composants du montage permettent d'améliorer le traitement ultérieur des signaux. Ainsi, les fuites du polariseur sont envoyées par fibre optique vers le photomultiplicateur BIM. Celui-ci fournit le niveau moyen du signal réfléchi qui sera utilisé pour normaliser l'ensemble des signaux. L'ensemble optique constitué par le polariseur P et la lame $\lambda/8$ permet de créer deux systèmes

d'interférences déphasés de $\pi/2$. Ceux-ci, recueillis distinctement par les détecteurs PM1 et PM2 permettent de lever l'indétermination lors d'un changement de signe de l'accélération.

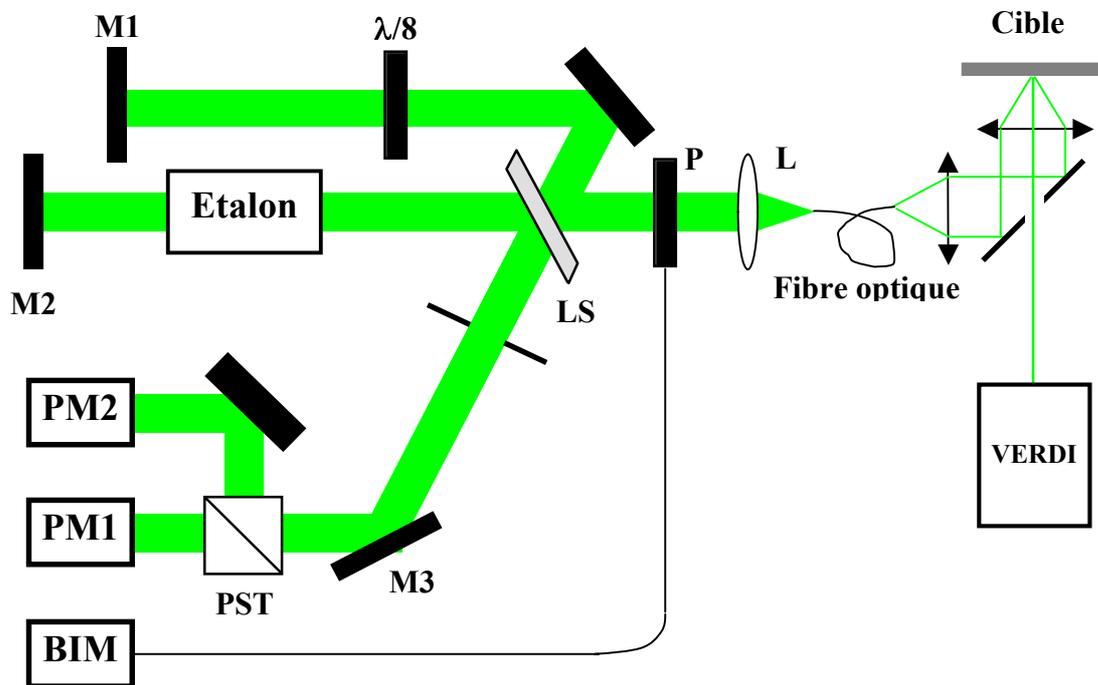


Figure V-8 : Schéma de principe du VISAR transportable du CLFA.

Dans l'ancienne configuration, le faisceau sonde était un laser Argon continu monomode de 1,4 W de puissance maximale, émettant à 514,5 nm. Ce laser très encombrant fonctionnait avec un système de refroidissement par eau à haut débit et nécessitait des réglages fréquents. Dans le nouveau système, ce laser a été remplacé par un laser VERDI émettant à 532 nm. Ce laser continu monomode possède une puissance de 5W qui permet de disposer d'une ressource de signal importante permettant d'utiliser le VISAR sur des matériaux très peu réfléchissant. Son encombrement réduit permet de le transporter beaucoup plus facilement que le laser Argon. D'autre part, la cavité de ce laser étant scellée, il n'est pas nécessaire de réaliser de nouveaux réglages, même après transport du laser.

V.2.3.4.c Montage expérimental

La Figure V-9 présente la configuration expérimentale utilisée pour mesurer les vitesses de surfaces libres avec le VISAR.

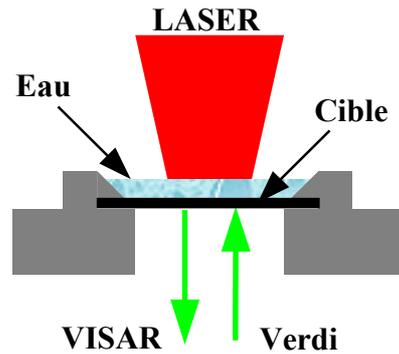


Figure V-9 : Montage expérimental du VISAR.

Le faisceau laser d'interaction est focalisé sur la cible recouverte d'eau. Le faisceau sonde VERDI traverse d'abord un miroir troué puis une lentille achromatique qui le focalise (diamètre de 800 à 1000 μm) au centre de la tache focale sur la face arrière de la cible. Celle-ci est dépolie de telle sorte que la réflexion du faisceau sonde soit diffuse. Cette réflexion est renvoyée à travers l'achromat et le miroir troué vers un second achromat qui la focalise sur l'entrée de la fibre optique utilisée pour transporter le signal lumineux jusqu'à l'interféromètre. Le VISAR mesure alors la vitesse de surface libre induite par le choc.

V.2.3.4.d Signaux délivrés par le VISAR

Comme on peut le voir sur la *Figure V-10*, les signaux issus des trois photomultiplicateurs ne donnent pas directement le profil de vitesse de la surface mise en mouvement par l'onde de choc. Ces signaux sont traités à l'aide d'un programme développé sous LABVIEW qui permet de déterminer le profil de vitesse en face arrière de la cible. Lorsque le dépouillement des signaux pose problème, le programme permet de corriger les défauts des signaux bruts, et de faciliter leur traitement. La *Figure V-11* présente le signal de vitesse obtenu après dépouillement des signaux de la *Figure V-10*.

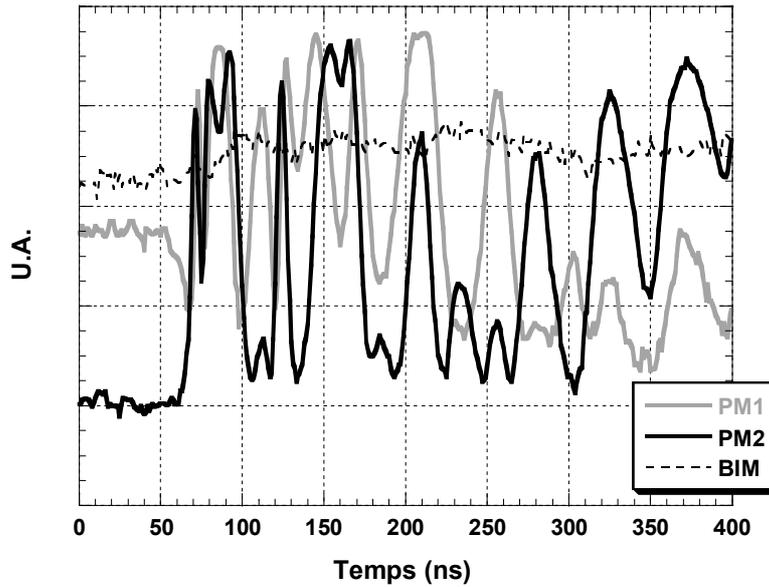


Figure V-10 : Exemple de signaux délivrés par le VISAR. Cible d'aluminium de $150\ \mu\text{m}$ d'épaisseur confinée par eau, et irradiée par une impulsion laser gaussienne de $15\ \text{ns}$ avec une intensité de $3,4\ \text{GW}/\text{cm}^2$.

Comme sur le signal mesuré avec la jauge EMV (Figure V-7), on distingue les oscillations correspondant aux allers et retours des ondes de choc et de détente dans la feuille mince. Dans le cas présent, l'augmentation de la vitesse maximale des débouchés successifs, traduit l'envol de la cible au cours du tir.

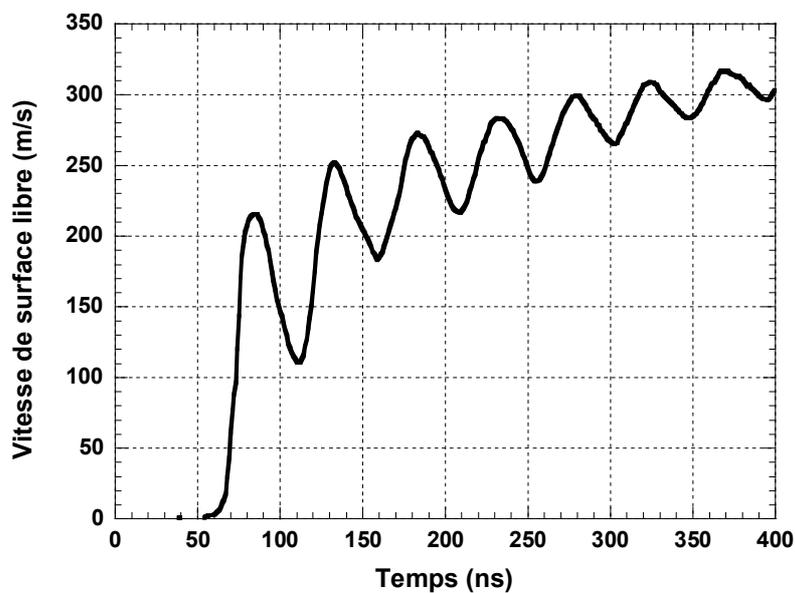


Figure V-11 : Profil de vitesse de surface libre correspondant aux signaux présentés dans la Figure V-10.

A partir de la vitesse maximale en face arrière du premier débouché ($u_s = 215,5$ m/s), la pression maximale en face arrière peut être déterminée facilement avec la polaire de choc de l'aluminium. Dans l'exemple de la *Figure V-11*, elle est égale à 1,6 GPa.

V.2.3.4.e Avantages et limites du VISAR

Comparativement aux autres diagnostics de mesure de pression, la mise en œuvre du VISAR est assez complexe. En effet, les cibles doivent être préalablement dépolies, et l'interféromètre doit être réglé précisément pour obtenir les meilleurs signaux possibles. De plus, ces signaux doivent faire l'objet d'un traitement numérique complexe avant de pouvoir être exploités. Cependant, le VISAR est un système très fiable pour mesurer les pressions et il présente un certain nombre d'avantages vis à vis des autres diagnostics :

- La cible n'a aucun contact matériel avec le VISAR ce qui fait que le plasma n'a aucune influence sur la mesure,
- Si on dispose d'une gamme suffisante d'étalons, il n'y a pas de limitation en pression,
- Les mesures dépendent uniquement des propriétés de la cible.

A l'heure actuelle, la seule limitation du VISAR comme diagnostic pour le choc laser est son utilisation pour les impulsions courtes (< 1 ns) et/ou à front de montée raide (quelques centaines de ps). En effet, les photomultiplicateurs utilisés dans notre montage n'ont pas un temps de réponse suffisamment rapide pour ce type d'impulsions, et le dépouillement des signaux de vitesse obtenus dans ces conditions s'avère difficile. Cependant, les développements récents apportés au programme de dépouillement ont permis d'améliorer considérablement la situation pour ce types d'impulsions.

V.2.4 Mesures d'épaisseur ablatée

Dans cette étude, des mesures d'épaisseur ablatée ont aussi été réalisées afin de caractériser la quantité de matière mise en jeu dans l'interaction confinée, et obtenir ainsi une estimation de la densité du plasma confiné.

V.2.4.1 Principe de la mesure

Les mesures d'épaisseur ablatées présentées dans ce travail ont été réalisées par profilométrie. Leur principe consiste à déplacer à la surface de l'échantillon à étudier une pointe en diamant sur laquelle est exercée une force de l'ordre du mN, et à enregistrer les variations d'altitude subies par cette pointe. Cette technique est principalement utilisée pour caractériser l'état de surface des matériaux (rugosité, enfoncement mécanique) et mesurer les épaisseur ablatées.

V.2.4.2 Dispositif expérimental

Dans cette étude, nous avons utilisé un profilomètre Tencor P10, permettant d'obtenir une résolution verticale inférieure à 0,1 nm. Afin de caractériser le cratère d'ablation sans avoir à scanner toute la tache focale, deux profils ont été réalisés dans des directions perpendiculaires (*Figure V-12*).

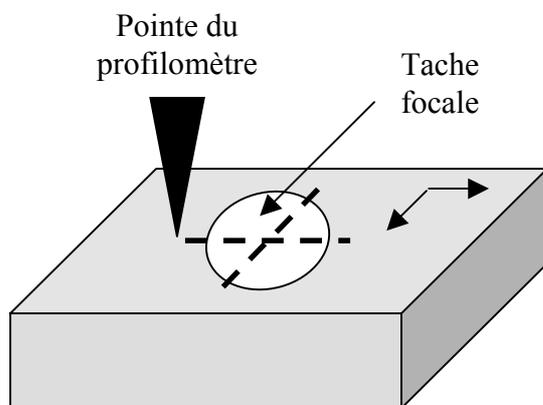


Figure V-12 : Schéma de principe de la mesure de l'épaisseur ablatée par profilométrie.

L'enfoncement total mesuré par le profilomètre intègre à la fois l'épaisseur de matière ablatée, mais aussi l'enfoncement résiduel résultant de la mise en pression de la cible. En effet, lorsque la pression d'impact est supérieure à la limite de Hugoniot du matériau, la déformation plastique superficielle induite par un impact laser s'accompagne d'un enfoncement de matière résiduel visible à l'œil nu qui peut atteindre plusieurs dizaines de microns selon les conditions d'irradiation laser [V-9]. En général, la contribution de cet enfoncement mécanique est bien plus importante que l'épaisseur ablatée en régime confiné [V-10].

Afin de distinguer l'épaisseur ablatée de l'enfoncement mécanique, deux mesures différentes doivent être réalisées sur deux échantillons traités dans des conditions d'irradiation similaires. Dans le premier cas, l'interaction se fait directement à la surface de la cible. Dans le second cas, on recouvre la surface de la cible d'un revêtement thermoprotecteur afin de s'affranchir de l'ablation (*Figure V-13*).

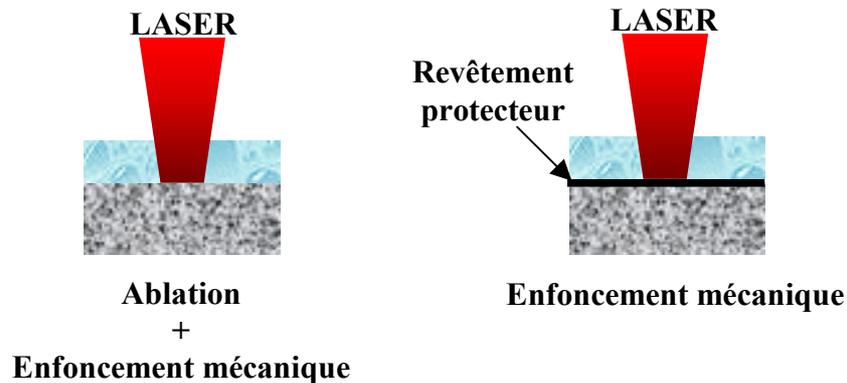


Figure V-13 : Différenciation de l'épaisseur ablatée et de l'enfoncement résiduel.

En soustrayant le résultat de la seconde mesure qui ne prend en compte que l'enfoncement mécanique, de la première qui intègre les deux composantes (enfoncement mécanique et ablation), on obtient alors la valeur de l'épaisseur de matière ablatée.

Une autre méthode consiste à estimer l'enfoncement mécanique à partir du modèle analytique de Fabbro *et al.* [V-4]. En effet, on peut considérer en première approximation, que l'enfoncement résiduel est égal à une constante K près à [V-9] :

$$e_{méca}(m) = K \int_0^{\infty} u(m/s) dt, \quad (V-7)$$

où u est la vitesse matérielle définie par $u = P/(\rho D)$. Si on considère que la déformation plastique (donc l'enfoncement) n'est effective qu'au delà de la limite de Hugoniot P_H du matériau, on trouve alors :

$$e_{méca}(m) = \int_{P=P_H}^{\infty} \frac{P}{\rho D} dt. \quad (V-8)$$

Dans la pratique, plusieurs tirs sont utilisés afin d'obtenir une épaisseur ablatée suffisamment importante pour être mesurée. Or, l'enfoncement résiduel varie énormément

avec le nombre d'impacts selon le matériau utilisé, ce qui limite fortement l'utilisation de cette seconde méthode pour la mesure de l'épaisseur ablatée. Il faut en effet mesurer au préalable l'évolution de l'enfoncement résiduel en fonction du nombre d'impacts afin d'obtenir une mesure correcte de ce paramètre, ou bien utiliser un matériau sur lequel de telles mesures ont déjà été réalisées (tel que l'aluminium 7175 [V-9]).

V.2.5 Mesures de contraintes résiduelles par diffraction des rayons X

La méthode de détermination des contraintes résiduelles par diffraction des rayons X (DRX) a été utilisée afin de caractériser l'état mécanique de la cible (en surface et en profondeur) après traitement par choc laser.

V.2.5.1 Principe de la mesure

La diffraction des rayons X est utilisée depuis très longtemps par les physiciens pour sonder la matière à l'échelle microscopique. Elle repose sur la loi de Bragg (*Figure V-14*) selon laquelle un faisceau lumineux monochromatique de longueur d'onde λ , incident sur un cristal de distance interplanaire d_{hkl} , est diffracté si la condition suivante sur l'angle de diffraction est vérifiée :

$$\lambda = 2d_{hkl} \sin \theta . \quad (V-9)$$

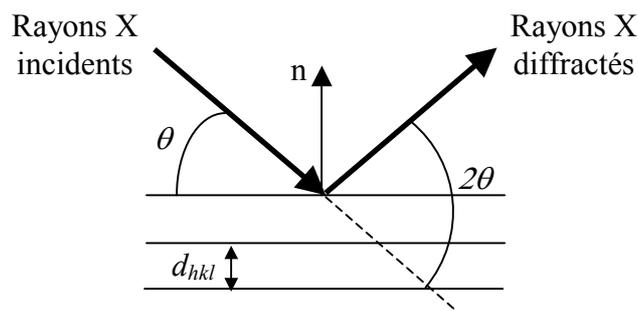


Figure V-14 : Principe de la loi de Bragg.

La méthode de mesure des contraintes résiduelle par diffraction X est basée sur la mesure des variations de la distance interréticulaire d_{hkl} d'une famille de plans cristallographiques (hkl) en fonction de l'orientation de ces derniers par rapport à la surface

de la pièce [V-11]. En effet, en l'absence de contraintes, la distance interréticulaire d'une même famille de plans (hkl) ne varie pas quelle que soit l'orientation de ces plans dans le matériau. La présence d'une contrainte appliquée va modifier cette distance de façon plus ou moins marquée selon l'angle ψ entre la normale [hkl] aux plans cristallins et la normale n à la surface de l'échantillon (Figure V-15).

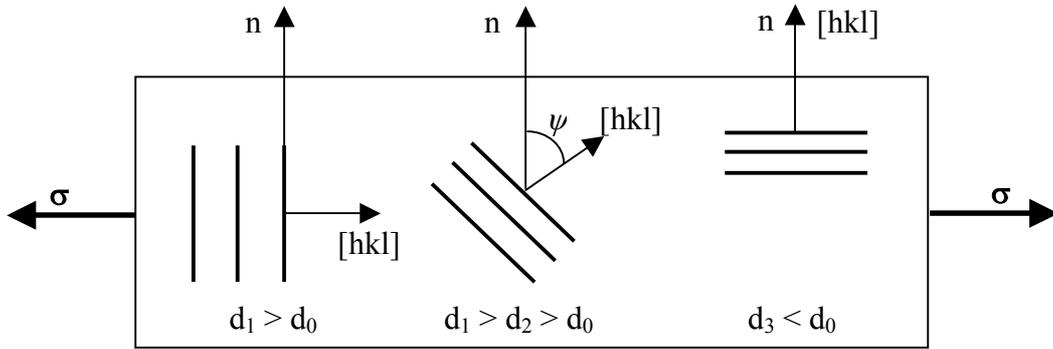


Figure V-15 : Variation de la distance interréticulaire d_{hkl} suivant l'orientation des grains par rapport à la contrainte appliquée.

En différenciant la loi de Bragg par rapport à l'angle θ et en utilisant les lois de la mécanique (loi de Hooke et théorie de l'élasticité), il est possible d'établir une relation entre la contrainte appliquée σ_ϕ et les angles θ et ψ :

$$\theta_{hkl} - \theta_{hkl}^0 = \frac{1+\nu}{E \cot g \theta_{hkl}^0} \sigma_\phi \sin^2 \psi, \quad (\text{V-10})$$

où les angles ϕ et ψ sont définis sur la Figure V-16.

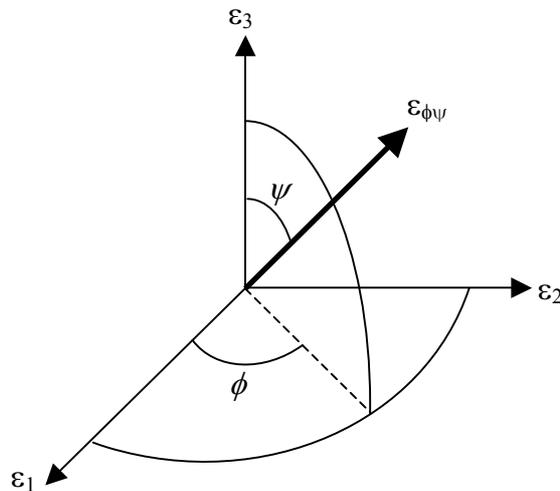


Figure V-16 : Définition des angles ϕ et ψ .

Cette formule, connue sous le nom de loi des sinus carré, montre qu'il existe une relation linéaire entre l'angle de Bragg θ et $\sin^2\psi$ qui permet de déduire la contrainte appliquée σ_ϕ . La méthode expérimentale de mesure consiste à mesurer la position angulaire θ_{hkl} du pic de diffraction d'un plan (hkl) pour un certain nombre d'angles ψ , et à tracer la droite $2\theta_{hkl} = f(\sin^2\psi)$. La contrainte σ_ϕ est alors directement proportionnelle à la pente de cette droite. On peut ainsi déterminer les contraintes en surface du matériau et, après polissage électrolytique, déterminer celles en sous-couche. La méthode de diffractométrie X permet également, par l'analyse des largeurs des pics de diffraction, de remonter à l'état microstructural du matériau.

V.2.5.2 Limitations du diagnostic

Bien qu'elle permette de caractériser les contraintes dans la plupart des matériaux, la mesure par diffraction X présente toutefois quelques limitations, en particulier sur des matériaux texturés ou sur des alliages à gros grains qui limitent le nombre de plans diffractants pour une incidence donnée. La texture engendre une diminution de l'intensité du rayonnement réfracté qui se traduit par une augmentation de l'imprécision sur le tracé de la droite des $\sin^2\psi$. Expérimentalement, cette difficulté est contournée en pratiquant des oscillations de l'échantillon autour de l'angle ψ pour augmenter le nombre de plans diffractants. Pour un matériau donné, la taille de grain détermine le volume diffractant. Lorsque la dimension des grains devient non négligeable par rapport au diamètre du faisceau de rayons X, ceci a pour effet de diminuer le nombre de plan diffractants : l'incertitude de la mesure est alors du même ordre de grandeur que la mesure elle-même. Il n'y a pas beaucoup de solutions à ce problème, et ceci peut par exemple, rendre l'analyse de contraintes par rayons X difficile voir impossible sur certains alliages d'aluminium.

V.3 Caractéristiques des cibles utilisées

Selon les expériences, différents types de cibles ont été utilisés, soit sous forme de feuilles minces (de 50 à 450 microns d'épaisseur), soit sous forme de bloc massifs (de 6 à 15 mm d'épaisseur). Ces cibles étaient constituées soit de métaux purs (pureté > 99 %, origine Goodfellow) soit d'alliage 7175, d'acier martensitique à 12 % Cr, ou d'acier 35ncd16. Les

caractéristiques physiques détaillées de ces différents matériaux sont présentées dans l'*Annexe IV*.

V.4 Bilan sur les conditions expérimentales

Le tableau ci-dessous récapitule les caractéristiques des sources laser et les différentes conditions expérimentales dans lesquelles elles ont été utilisées pour nos expériences.

<i>Source laser</i>	<i>Nd :Verre (CLFA)</i>	<i>Nd :Verre (LULI)</i>	<i>Nd :YAG Continuum (CLFA)</i>
<i>Longueur d'onde (nm)</i>	1064 532	1064 532	1064 532
<i>Durée d'impulsion (ns)</i>	10-12	3	7-8
<i>Diamètre de la tache focale (mm)</i>	3-6	3-15	1-2
<i>Gamme d'intensité</i>	0,01-40	1-80	0,1-20
<i>Cadence de tir maximale</i>	10^{-2} Hz (1 tir / 1 min 30 s)	8×10^{-4} Hz (1 tir / 20 min)	10 Hz
<i>Expériences réalisées avec la source</i>	<ul style="list-style-type: none"> • Mesures de réflectivité par réflexion spéculaire • Mesure de l'émission du plasma confiné • Mesures de pression par interférométrie VISAR • Mesures d'épaisseur ablatées 	<ul style="list-style-type: none"> • Mesures de réflectivité par sphère intégrante • Mesure de l'émission du plasma confiné • Mesures de pression par jauge EMV et par interférométrie VISAR • Mesures de contraintes résiduelles 	<ul style="list-style-type: none"> • Mesures d'épaisseur ablatées • Mesures de contraintes résiduelles

V.5 Bibliographie du Chapitre V

- [V-1] E.B. Rosa, A.H. Taylor, Scientific Papers of Bureau of Standards, n°447, vol. **18** (1922).
- [V-2] L. Marty, *Etude numérique et expérimentale d'une onde de choc induite par impact laser dans une cible solide*, Thèse de l'Université de Poitiers, 14 juin 1988.
- [V-3] J.P. Romain and P. Darquey, J. Appl. Phys. **68**, 1926 (1990).
- [V-4] R. Fabbro, J. Fournier, P. Ballard, D. Devaux, and J. Virmont, J. Appl. Phys. **68**, 775 (1990).
- [V-5] L. Berthe, *Processus de claquage de milieux transparents sous irradiation laser. Application au choc laser en régime de confinement par eau*, Thèse de l'Université Paris XI Orsay, 7 avril 1998.
- [V-6] J.P. Romain and D. Zagouri, *Proceedings of the 7th Conference on Shock Compression of Condensed Matter*, Williamsburg, June 1991, pp. 801-804.
- [V-7] L. Tollier, *Caractérisation de chocs-laser à éclaircissements modérés par interférométrie VISAR. Application à l'étude de l'endommagement par écaillage de matériaux métalliques*, Thèse de l'Université de Poitiers, 1996.
- [V-8] L.M. Barker, R.E. Hollenbach, J. Appl. Phys. **43**, (1972).
- [V-9] P.Peyre, *Traitement mécanique superficiel d'alliages d'aluminium par ondes de choc-laser. Caractérisation des effets induits et application à l'amélioration de la tenue en fatigue*, Thèse de l'Université de Technologie de Compiègne, 24 novembre 1993.
- [V-10] R.V. Arutyunyan *et al.*, Sov. Phys. Dokl. **28**, 1061 (1983).
- [V-11] G. Maeder et J.L. Lebrun, *Mesures de contraintes résiduelles par diffraction X*, Cours de formation continue, ENSAM Paris.

Chapitre VI

*Présentation et interprétation des résultats
expérimentaux*

Chapitre VI : Présentation et interprétation des résultats expérimentaux

Dans ce chapitre, les différents résultats expérimentaux obtenus au cours de cette thèse sont présentés et commentés. L'objectif principal de ces expériences est d'étudier l'influence des conditions d'irradiation (longueur d'onde, durée d'impulsion) sur l'interaction laser-matière en régime de confinement par eau. L'effet d'autres paramètres plus liés au procédé comme le revêtement thermoprotecteur, l'épaisseur d'eau de confinement, et le recouvrement d'impact, a aussi été abordé. Les résultats obtenus permettent de mieux comprendre les phénomènes physiques mis en jeu dans ce régime d'interaction particulier, et de déterminer les paramètres opératoires les mieux adaptés pour le traitement par choc laser. D'autre part, ces expériences fournissent les paramètres indispensables au fonctionnement et à la validation des différents modèles développés au cours de ce travail.

VI.1 Rappel sur les conditions expérimentales

Les expériences présentées dans ce travail ont toutes été réalisées avec les sources laser Nd :YAG décrites au chapitre précédent. Dans la majorité des cas, ces sources laser ont été utilisées aux longueurs d'ondes de 1064 nm et de 532 nm, ce qui nous a permis d'étudier à la fois l'effet de la durée d'impulsion et de la longueur d'onde sur l'interaction laser-matière en régime confiné.

Pour chacune des sources laser, la gamme d'intensité balayée a été définie de telle sorte qu'elle permette de mettre en évidence le seuil d'apparition des claquages dans l'eau de confinement : de 0,01 à 35 GW/cm² pour le laser Nd :YAG du CLFA, de 0,01 à 10 GW/cm² pour le laser Continuum du CLFA, et de 0,5 à 60 GW/cm² pour la chaîne impulsionnelle du LULI.

Dans toutes les expériences, le diamètre de la tache focale est supérieur ou égal au millimètre afin d'éviter les effets 2D. Pour les mesures de réflectivité et de pression, les cibles utilisées sont des feuilles minces (de 50 à 450 μm d'épaisseur), et pour les autres expériences, ce sont des blocs massifs dont l'épaisseur peut aller jusqu'à 1,5 cm. Les propriétés détaillées des différents matériaux utilisés sont données dans l'*Annexe IV*. Aucune préparation de la surface n'est faite avant irradiation, excepté pour les mesures d'épaisseur ablatées pour lesquelles les cibles massives utilisées sont préalablement polies.

VI.2 Mesures de la réflectivité et de l'émission des plasmas confinés

Dans ce paragraphe, nous présentons les résultats des mesures de réflectivité et d'émission réalisées dans le but de caractériser l'absorption de l'énergie laser par le plasma confiné, et de déterminer les seuils d'initiation des plasmas confinés et des plasmas de claquages.

VI.2.1 Résultats typiques obtenus pour une impulsion gaussienne de 10 ns à 1064 nm

VI.2.1.1 Réflectivité intégrée

La *Figure VI-1* montre l'évolution de la réflectivité intégrée en fonction de l'intensité laser, pour une cible d'aluminium irradiée à 1064 nm par une impulsion gaussienne de 10 ns de durée à mi-hauteur.

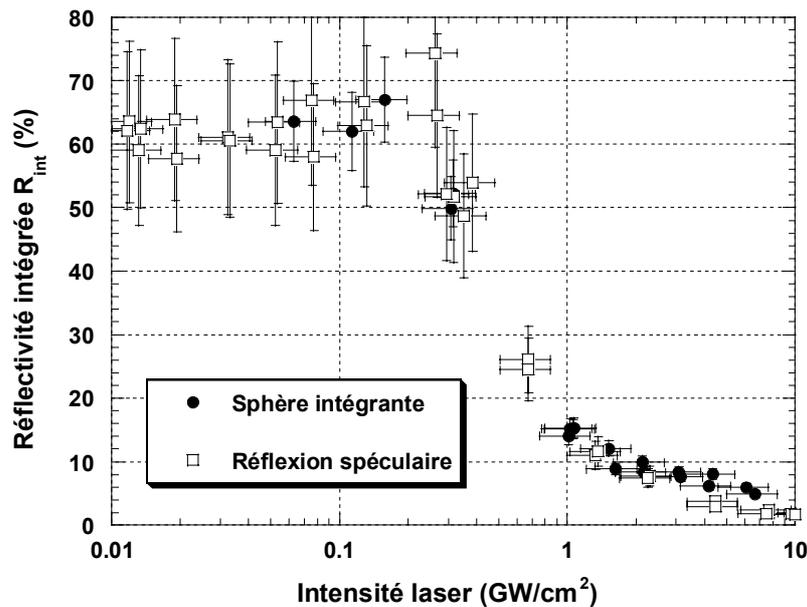


Figure VI-1 : Evolution de la réflectivité intégrée en fonction de l'intensité laser pour une cible d'aluminium irradiée à 1064 nm par une impulsion laser gaussienne de 10 ns de durée à mi-hauteur.

Cette courbe peut être décomposée en deux parties distinctes. A faible intensité, la réflectivité est constante et égale à la réflectivité métallique de la cible. La valeur mesurée (~ 60 %) est sensiblement inférieure à la valeur théorique (95 %), car les cibles sont utilisées en l'état, sans polissage préalable de leur surface. 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 $0,3 \text{ GW/cm}^2$. 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.

Sur cette figure, on constate que les deux diagnostics expérimentaux (sphère intégrante et réflexion spéculaire) utilisés pour nos mesures de réflectivité, donnent des résultats identiques. Les mesures de réflectivité ont donc été réalisées par réflexion spéculaire au CLFA, et par sphère intégrante au LULI.

Sur la *Figure VI-2*, qui montre l'évolution de la durée à mi-hauteur de l'impulsion laser réfléchie en fonction de l'intensité laser, on retrouve les deux parties distinctes mises en évidence sur la courbe de réflectivité. 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.

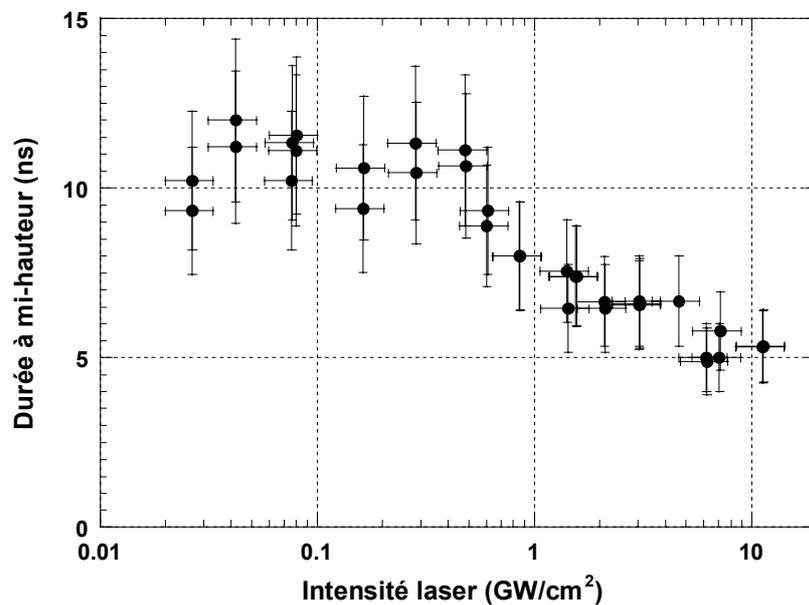


Figure VI-2 : Evolution de la durée à mi-hauteur de l'impulsion laser réfléchie à 1064 nm sur une cible d'aluminium en fonction de l'intensité laser.

VI.2.1.2 Emission du plasma confiné

La Figure VI-3 présente l'évolution de l'intensité et de la durée à mi-hauteur de l'émission lumineuse d'un plasma confiné d'aluminium en fonction de l'intensité laser.

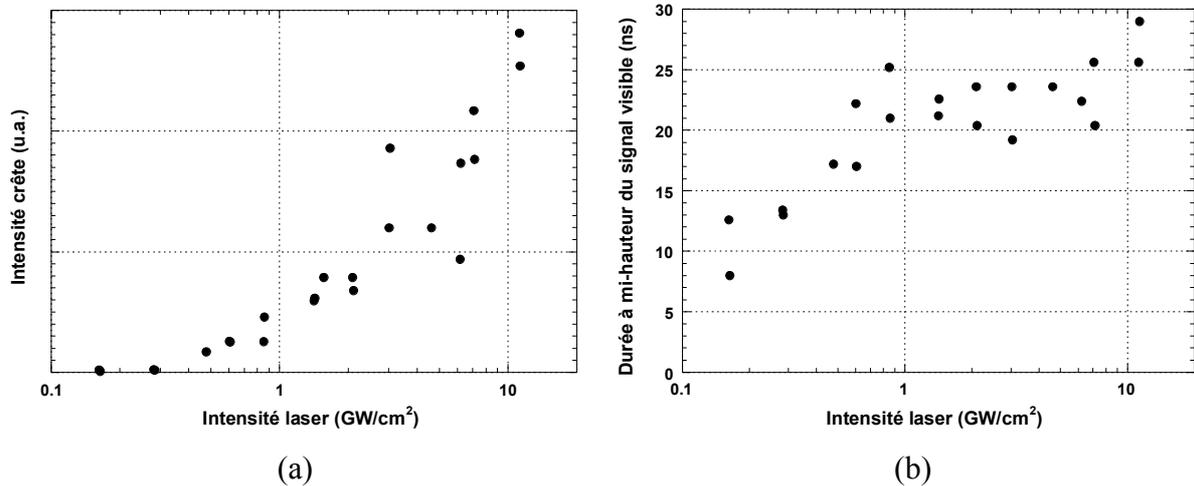


Figure VI-3 : Intensité crête (a) et durée à mi-hauteur (b) de l'émission lumineuse d'un plasma confiné d'aluminium en fonction de l'intensité du rayonnement laser.

A partir de cette courbe, on peut estimer le seuil d'initiation du plasma confiné d'aluminium entre 0,3 et 0,4 GW/cm^2 . En effet, la très faible luminosité observée en dessous de 0,3 GW/cm^2 a une durée égale à la durée à mi-hauteur τ de l'impulsion laser. Elle ne correspond donc pas à l'émission d'un plasma confiné proprement dite, mais plutôt au rayonnement issu d'une vapeur chaude très faiblement ionisée à la surface de la cible. Au delà de 0,3 GW/cm^2 , la durée à mi-hauteur de l'émission lumineuse atteint rapidement une valeur proche de 2τ , caractéristique de la création d'un plasma confiné à la surface de la cible. Lorsque l'intensité laser augmente encore au delà de 10 GW/cm^2 , la durée de l'émission lumineuse augmente brusquement d'environ 5 ns, ce qui est caractéristique de l'appariation d'un plasma de claquage dans l'eau de confinement. L'émission produite par ce plasma de claquage vient alors s'ajouter à celle du plasma confiné, ce qui a pour effet d'augmenter à la fois l'intensité et la durée du rayonnement visible enregistré.

Ces trois gammes d'intensité sont bien mises en évidence sur la Figure VI-4, qui montre le profil temporel de l'émission lumineuse du plasma pour trois valeurs différentes de l'intensité laser. A très basse intensité, le profil temporel de l'émission lumineuse épouse la forme de l'impulsion laser. Lorsque l'intensité est suffisamment importante pour générer un

plasma confiné, le front de montée de l'émission lumineuse suit celui de l'impulsion laser, mais sa décroissance se fait plus lentement, ce qui donne un profil ayant une durée à mi-hauteur d'environ 2τ , caractéristique du plasma confiné. Pour une intensité supérieure au seuil de claquage, le profil temporel de l'émission est déformé, car sa dynamique est alors imposée à la fois par le plasma confiné et par le plasma de claquage.

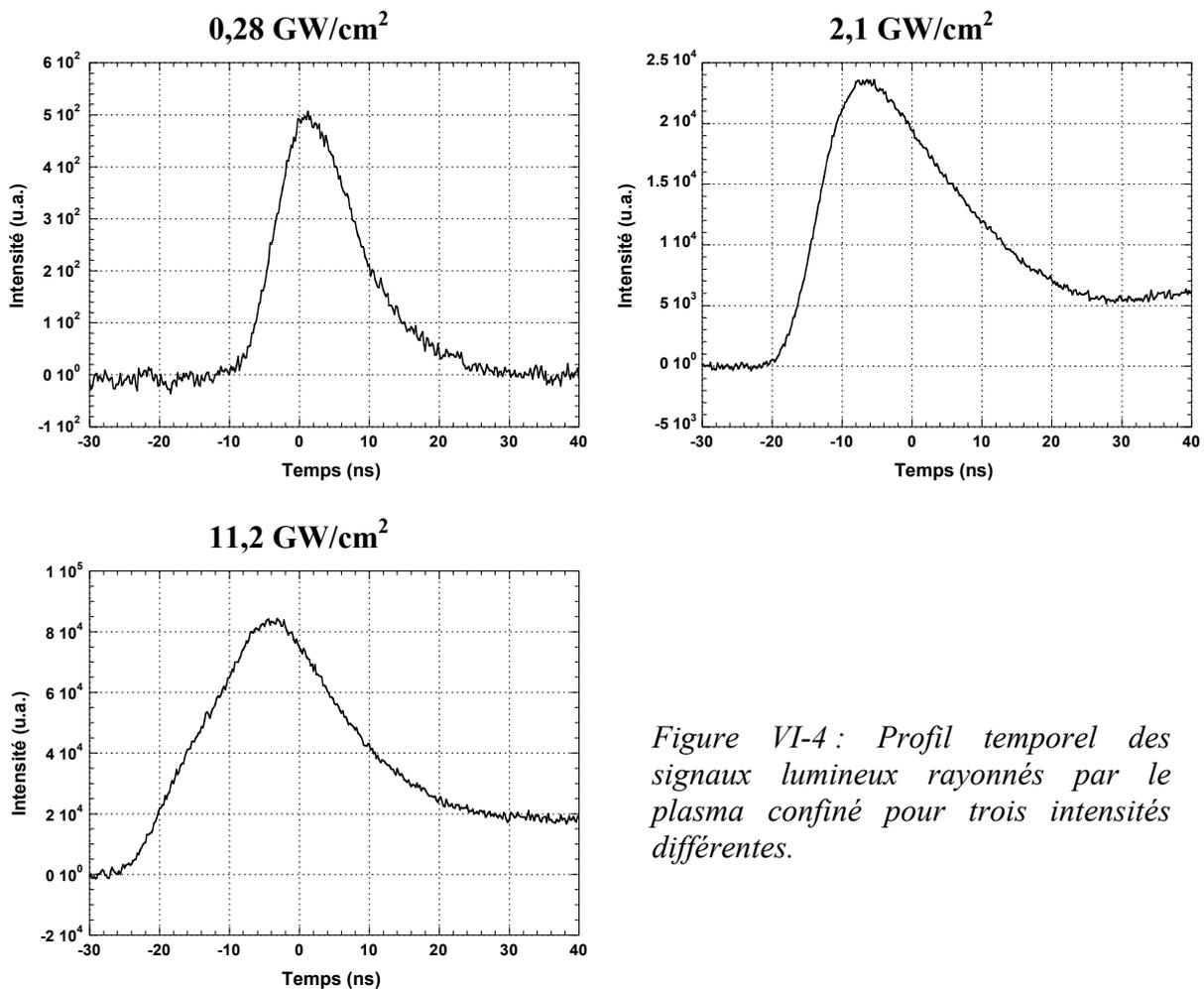


Figure VI-4 : Profil temporel des signaux lumineux rayonnés par le plasma confiné pour trois intensités différentes.

On retrouve ces trois parties sur les photographies transverses de la zone d'interaction réalisées à l'aide d'une caméra CCD déclenchée sur le plasma confiné (*Figure VI-5*). A faible intensité, on observe une très faible émission lumineuse à la surface de la cible, caractéristique de la génération d'un plasma à cet endroit. Au fur et à mesure que l'intensité laser augmente, ce plasma se détend de plus en plus et son émission augmente. Au delà d'une certaine intensité laser, un plasma de claquage est initié à la surface de l'eau de confinement.

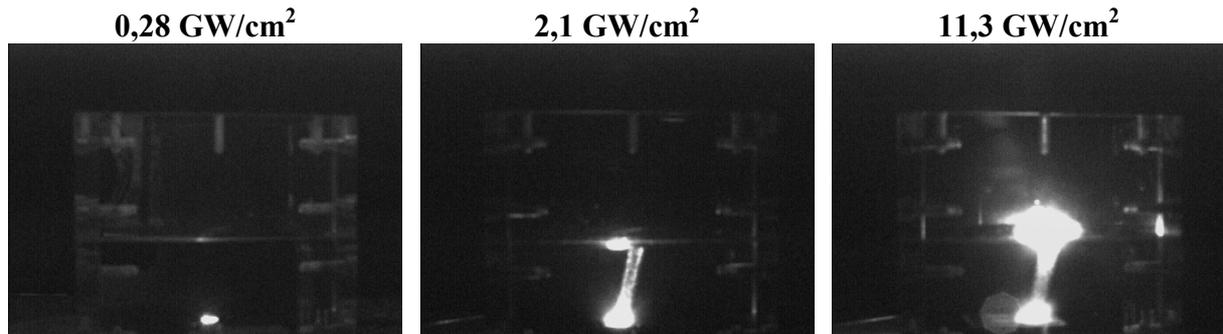


Figure VI-5 : Visualisation par caméra CCD de la zone d'interaction pour trois intensités différentes.

VI.2.1.3 Bilan des résultats

Les mesures de réflectivité présentées ci-dessus montrent que l'absorption de l'énergie laser par le plasma confiné n'est pas totale, comme cela est supposé dans le modèle analytique, mais comprise entre 60 % à basse intensité, et 95 % à haute intensité. La corrélation de ces résultats avec ceux des mesures d'émission permet d'estimer le seuil d'initiation du plasma confiné d'aluminium entre 0,3 et 0,4 GW/cm². Ce plasma est caractérisé par une émission lumineuse dans le visible ayant une durée à mi-hauteur égale à environ deux fois celle de l'impulsion laser irradiant la cible. Pour des intensités supérieures à 10 GW/cm², un plasma de claquage est initié à la surface de l'eau de confinement. Ce seuil de claquage est en bon accord avec la valeur expérimentale obtenue par Berthe [VI-1] dans des conditions d'irradiation similaires, à partir de la saturation de la courbe pression-flux. D'autre part, l'observation de ce plasma à la surface de l'eau de confinement tend à corroborer l'hypothèse de ce dernier, selon laquelle les phénomènes de claquages sont dominés par l'avalanche électronique à 1064 nm.

VI.2.2 Influence de la longueur d'onde

Afin d'étudier l'influence de la longueur d'onde du rayonnement laser sur l'interaction confinée, des mesures similaires à celles présentées au paragraphe précédent ont été réalisées à la longueur d'onde de 532 nm.

VI.2.2.1 Réflectivité intégrée

La *Figure VI-6* compare la réflectivité intégrée d'une cible d'aluminium irradiée par une impulsion laser gaussienne de 10 ns de durée à mi-hauteur aux longueurs d'ondes de 1064 nm et de 532 nm. Les courbes de réflectivité obtenues aux deux longueurs d'ondes sont très similaires. On constate toutefois que le plasma confiné d'aluminium est généré pour une intensité plus faible à 532 nm (0,06 GW/cm² contre 0,3 GW/cm² à 1064 nm), et que la réflectivité est moins importante à cette longueur d'onde.

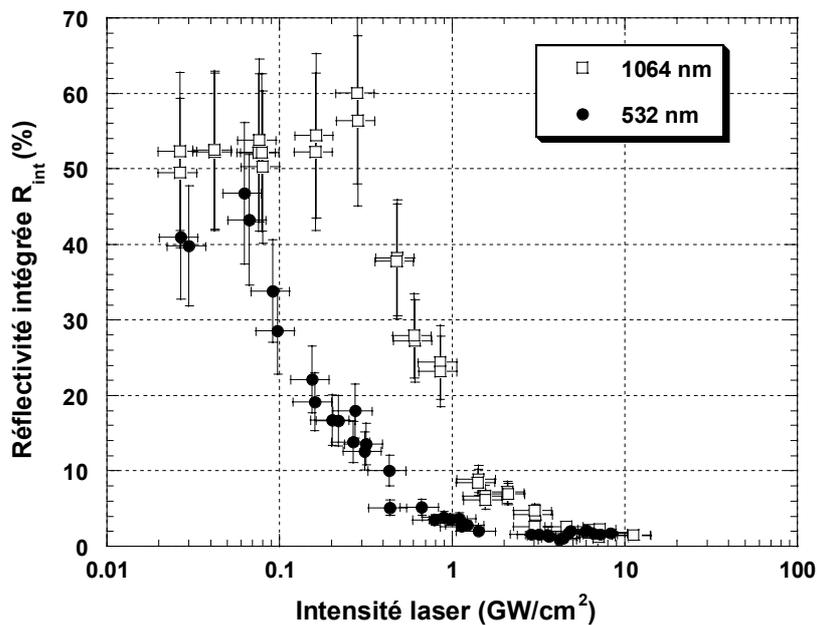


Figure VI-6 : Evolution de la réflectivité intégrée en fonction de l'intensité laser pour une impulsion gaussienne de 10 ns irradiant une cible d'aluminium aux longueurs d'ondes de 1064 nm et 532 nm.

Sur la *Figure VI-7*, la courbe qui montre l'évolution de la durée à mi-hauteur de l'impulsion laser réfléchie à 532 nm en fonction de l'intensité laser, est elle aussi très similaire à celle obtenue à 1064 nm (*Figure VI-2*). On remarque toutefois que la durée à mi-hauteur de l'impulsion laser réfléchie ne commence à diminuer qu'à partir d'une intensité proche de 1 GW/cm² à 532 nm, alors qu'elle diminue déjà à partir de 0,5 GW/cm² à 1064 nm. Ceci semble indiquer qu'à basse intensité ($I < 1$ GW/cm²), l'impulsion laser interagissant est affectée par le plasma confiné à 532 nm, bien que l'absorption du rayonnement laser soit plus importante à cette longueur d'onde qu'à 1064 nm.

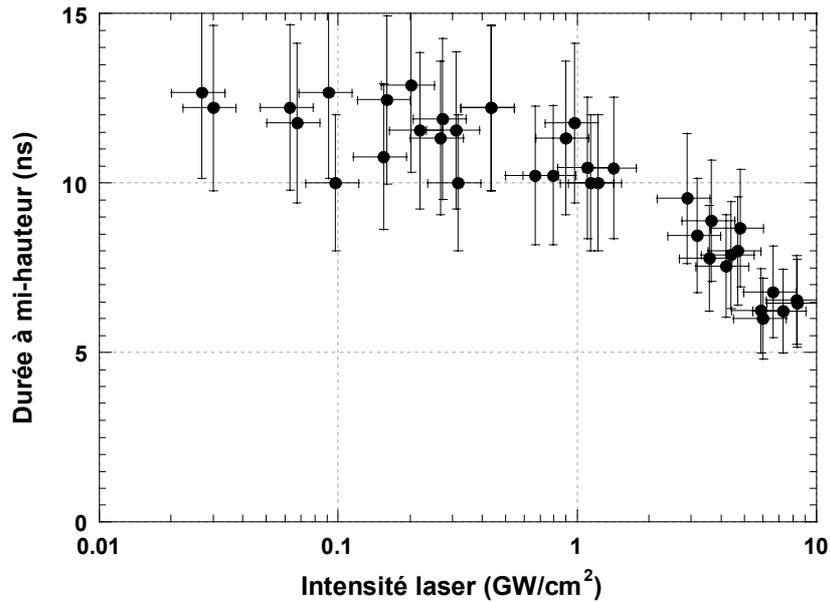


Figure VI-7 : Evolution en fonction de l'intensité laser de la durée à mi-hauteur de l'impulsion laser réfléchie à 532 nm sur une cible d'aluminium.

VI.2.2.2 Emission du plasma confiné

De la même manière que pour les expériences de réflectivité, des mesures d'émission ont aussi été réalisées à 532 nm. Comme on peut le voir sur la Figure VI-8, les courbes caractéristiques de l'émission du plasma confiné à 532 nm sont très similaires à celles obtenues à 1064 nm.

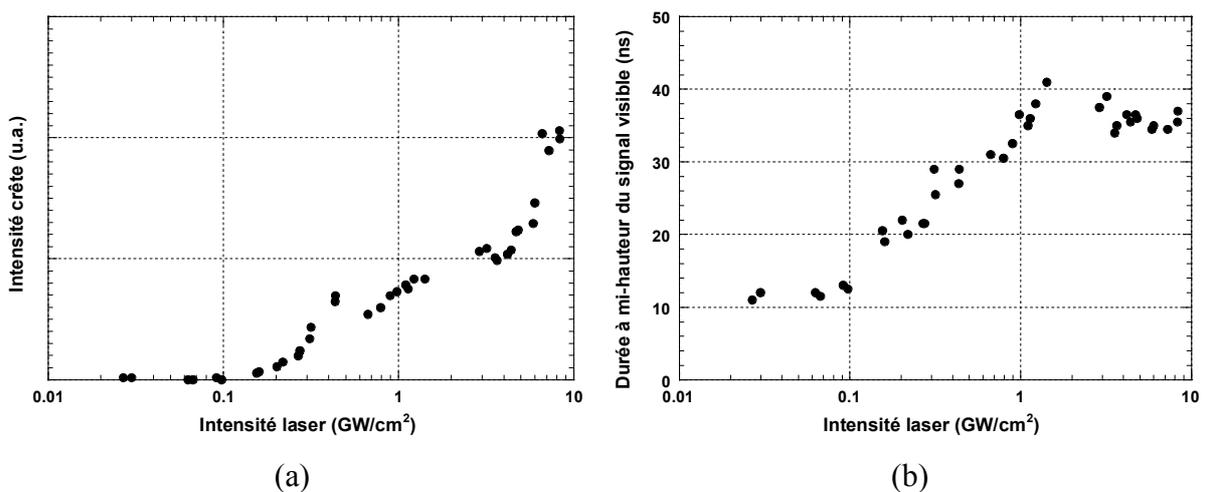


Figure VI-8 : Intensité crête (a) et durée à mi-hauteur (b) de l'émission lumineuse d'un plasma confiné d'aluminium en fonction de l'intensité du rayonnement laser.

Conformément aux résultats des mesures de réflectivité, elles montrent que le seuil d'initiation du plasma confiné est plus faible à 532 nm ($\sim 0,06 \text{ GW/cm}^2$) qu'à 1064 nm.

Sur la *Figure VI-9* qui présente le profil temporel de l'émission lumineuse du plasma confiné pour trois valeurs différentes de l'intensité laser, on constate que la divergence induite par l'apparition du plasma de claquage est plus marquée à 532 nm. Ceci semble indiquer que le plasma de claquage se comporte différemment à cette longueur d'onde.

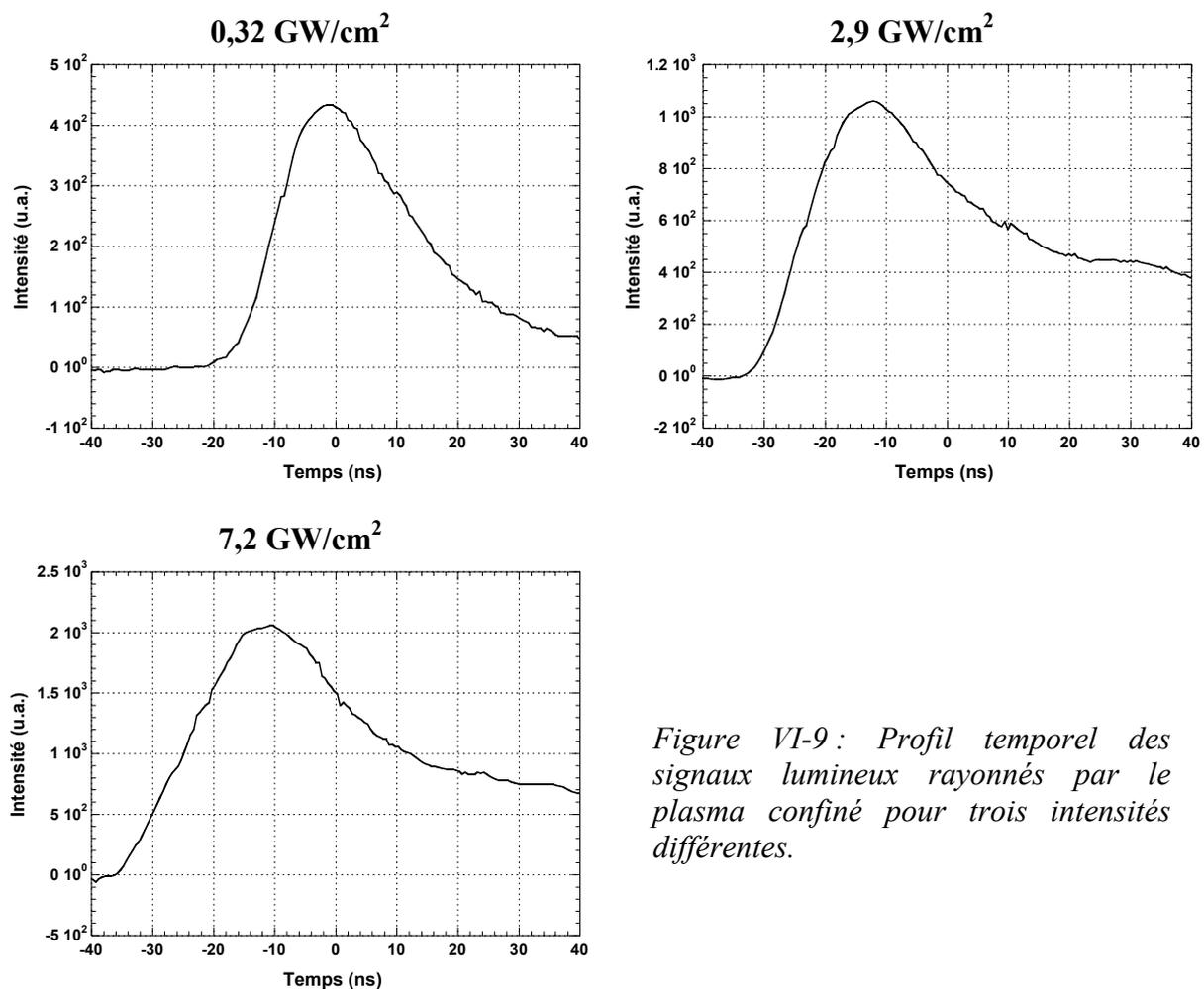


Figure VI-9 : Profil temporel des signaux lumineux rayonnés par le plasma confiné pour trois intensités différentes.

Cette hypothèse est d'ailleurs confirmée par les photos de la zone d'interaction réalisées à 532 nm (*Figure VI-10*), qui montrent bien qu'aucun phénomène lumineux n'est observé à la surface de l'eau de confinement, alors qu'une multitude de points lumineux sont observés le long du trajet du faisceau laser dans l'eau de confinement.

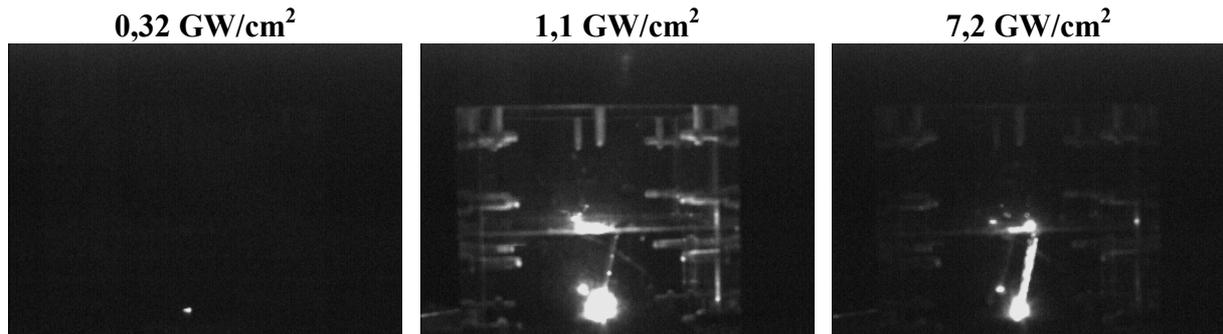


Figure VI-10 : Visualisation par caméra CCD de la zone d'interaction pour trois intensités différentes.

La proximité entre le plasma de claquage et le plasma confiné se traduit donc par une émission visible totale plus importante à 532 nm qu'à 1064 nm, car le plasma de claquage se trouve alors en partie sur l'axe de visée de la photodiode utilisée pour la mesure du rayonnement visible. D'autre part, le plasma de claquage étant initié pour une intensité laser plus faible à 532 nm, la durée à mi-hauteur de l'émission visible est donc plus importante qu'à 1064 nm.

VI.2.2.3 Seuils d'initiation du plasma confiné et du plasma de claquage

En comparant les résultats des mesures d'émission et de réflectivité, nous avons pu déterminer précisément les seuils d'initiation des plasmas confinés aux deux longueurs d'onde. Le seuil de claquage de l'eau de confinement a été déterminé de manière similaire, en corrélant les résultats des mesures d'émission et les observations réalisées à l'aide de la caméra CCD de visualisation. Les résultats obtenus dans le cas d'une cible d'aluminium irradiée par l'impulsion gaussienne de 10 ns du CLFA sont présentés dans le *Tableau VI-1*.

<i>Seuil d'initiation</i>	<i>1064 nm</i>	<i>532 nm</i>
Plasma confiné	0,38	0,04
Plasma de claquage	10-11	7-8

Tableau VI-1 : Seuils d'initiation (en GW/cm^2) des plasmas confinés et des plasmas de claquage en fonction de la longueur d'onde pour une cible d'aluminium irradiée par une impulsion gaussienne de 10 ns.

Ces résultats montrent que les plasmas confinés et les plasmas de claquages sont initiés pour des intensités laser plus faibles à 532 nm. Les seuils de claquages estimés à environ 10-11 GW/cm² à 1064 nm, et à environ 7-8 GW/cm² à 532 nm, sont en bon accord avec les valeurs expérimentales de Berthe [VI-1] obtenues à partir de la saturation des courbes pression-flux : 10 GW/cm² pour des impulsions gaussiennes de 10 et 25 ns à 1064 nm, et 6 GW/cm² pour une impulsion gaussienne de 25 ns à 532 nm.

VI.2.2.4 Bilan et discussion des résultats

Les résultats des mesures de réflectivité présentés ci-dessus montrent que l'absorption de l'énergie laser est plus importante à 532 nm qu'à 1064 nm. Cette meilleure absorption peut s'expliquer simplement du point de vue théorique, en considérant l'absorption collisionnelle par Bremstrahlung inverse (BI) qui représente le principal mécanisme de chauffage des plasmas pour les intensités laser modérées utilisées dans cette étude [VI-2]. Le coefficient d'absorption par Bremstrahlung inverse dépend principalement de la température T_e , de la densité électronique n_e , du degré d'ionisation Z du plasma, et de la longueur d'onde λ du rayonnement laser :

$$K_{BI} \propto \frac{Zn_e^2 \lambda^2}{T_e^{3/2}}. \quad (\text{VI-1})$$

Ce coefficient est donc d'autant plus faible que la longueur d'onde est courte, toutes choses égales par ailleurs. Cependant, l'absorption par Bremstrahlung inverse A_{BI} sur un profil de densité linéaire de longueur L (depuis une densité nulle jusqu'à la densité critique) peut s'écrire sous la forme :

$$A_{BI} = 1 - \exp\left(-C^{te} \frac{ZL}{\lambda^2 T_e^{3/2}}\right). \quad (\text{VI-2})$$

On constate donc, que pour une longueur de gradient, une température et un degré d'ionisation constants, l'absorption du rayonnement laser par le plasma est plus importante à courte longueur d'onde. On doit tout de même noter que ceci suppose que la densité critique est atteinte dans le plasma confiné, ce qui semble bien vérifié d'après les résultats des simulations ACCIC (*Chapitre IV*).

Lorsque cette densité critique n'est pas atteinte, comme cela peut être le cas à faible intensité pour la longueur d'onde de 532 nm, l'absorption par BI est alors très faible et le plasma interagit peu avec l'impulsion laser. Ceci explique pourquoi la durée de l'impulsion laser réfléchie à 532 nm est peu modifiée à faible intensité (cf. paragraphe VI.2.2.1).

Le seuil d'initiation du plasma confiné moins important à 532 nm pourrait quant à lui s'expliquer par la meilleure absorption à froid de l'aluminium à cette longueur d'onde. D'autre part, des études réalisées en régime direct avec des longueurs d'ondes courtes (UV) semblent indiquer que l'ionisation des cibles solides se fait directement par Multiphotoionisation (MPI) à faible intensité et non plus par Bremstrahlung inverse [VI-3]. Si on suppose que le plasma confiné est initié par Multiphotoionisation (MPI) à 532 nm, comme cela est le cas pour les plasmas de claquage dans l'eau générés à cette longueur d'onde, cela pourrait expliquer pourquoi son seuil d'initiation est moins important qu'à 1064 nm. Les résultats présentés au paragraphe VI.2.4.3 semblent confirmer cette hypothèse.

Les seuils de claquage obtenus à partir de ces différentes mesures (10-11 GW/cm² à 1064 nm, et à 7-8 GW/cm² à 532 nm), sont en bon accord avec les résultats des simulations réalisées avec notre code de claquage : respectivement 11 GW/cm² à 1064 nm, et 8 GW/cm² à 532 nm pour l'impulsion gaussienne de 10 ns du CLFA. Ces simulations semblent donc indiquer que pour cette impulsion laser, les phénomènes de claquages de l'eau de confinement sont dominés par l'avalanche électronique à 1064 nm, et par la MPI aux longueurs d'ondes plus courtes. Cette hypothèse est d'ailleurs confirmée par les photos de la zone d'interaction qui montrent que les plasmas de claquage apparaissent à la surface de l'eau à 1064 nm, alors qu'à 532 nm, ils apparaissent en volume le long du trajet du faisceau laser dans le milieu de confinement. Nous reviendrons sur ce point au paragraphe VI.2.3.5.

VI.2.3 Influence de la durée d'impulsion

Afin d'étudier l'influence de la durée d'impulsion laser sur l'interaction confinée, des expériences similaires à celles menées au CLFA ont été réalisées avec l'impulsion carrée de 3 ns du laser Nd :YAG 6 faisceaux du LULI. Ces nouvelles mesures ont été réalisées aux deux longueurs d'ondes de 1064 nm et 532 nm, afin de comparer l'effet de ce paramètre pour différentes durées d'impulsions.

VI.2.3.1 Réflectivité intégrée

La Figure VI-11 présente une comparaison des mesures de réflectivité intégrée réalisées sur des cibles d'aluminium irradiées par les deux impulsions laser (impulsion gaussienne de 10 ns du CLFA, et impulsion carrée de 3 ns du LULI) aux longueurs d'ondes de 1064 nm et de 532 nm.

Quelle que soit la longueur d'onde, les courbes de réflectivité obtenues pour les deux impulsions laser présentent un aspect similaire, mais quelques différences permettent tout de même de les distinguer. 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 0,3 GW/cm² à 1064 nm, et 0,2 GW/cm² contre 0,07 GW/cm² à 532 nm. D'autre part, ces courbes mettent en évidence 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.

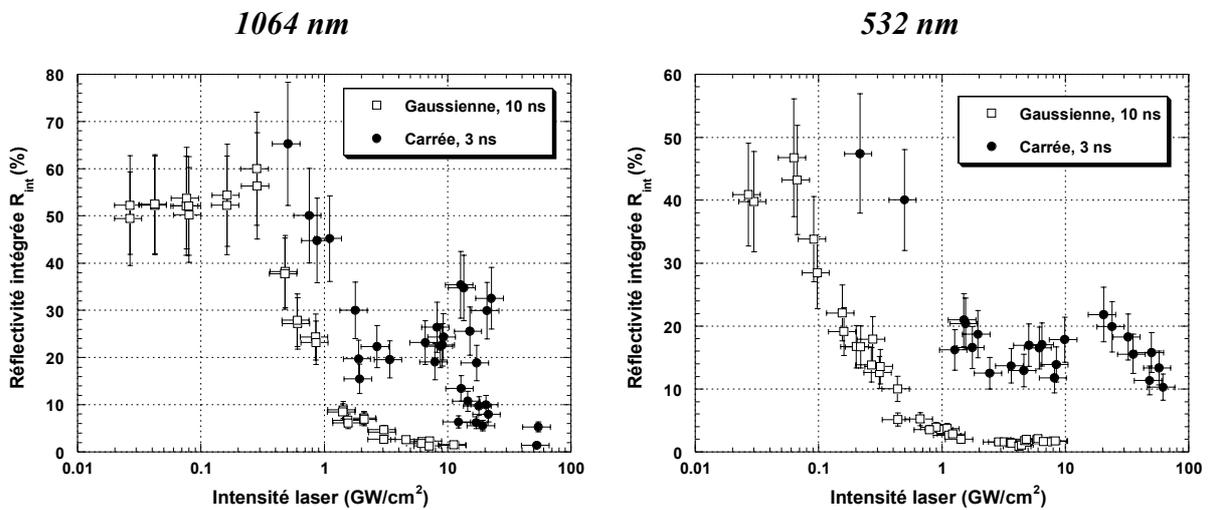


Figure VI-11 : Influence de la durée de l'impulsion laser sur la réflectivité intégrée d'une cible d'aluminium.

Comme on peut le voir sur la Figure VI-12, cette chute de la réflectivité s'accompagne d'une réduction de la durée à mi-hauteur de l'impulsion laser réfléchie. Ceci correspond à l'apparition d'un plasma de claquage dans l'eau de confinement, respectivement à partir de 20 GW/cm² à la longueur d'onde de 1064 nm, et de 10 GW/cm² à la longueur d'onde de 532 nm.

Pour des intensités supérieures à ce seuil, l'énergie laser est absorbée à la fois par le plasma confiné et par le plasma de claquage, et la mesure de réflectivité ne peut plus être utilisée pour caractériser l'absorption du plasma confiné. La réflectivité tend alors vers une valeur constante d'environ 4 %, qui correspond à la partie du faisceau laser incident réfléchi sur le dioptre air-eau, le reste de l'énergie laser étant absorbé par les deux plasmas.

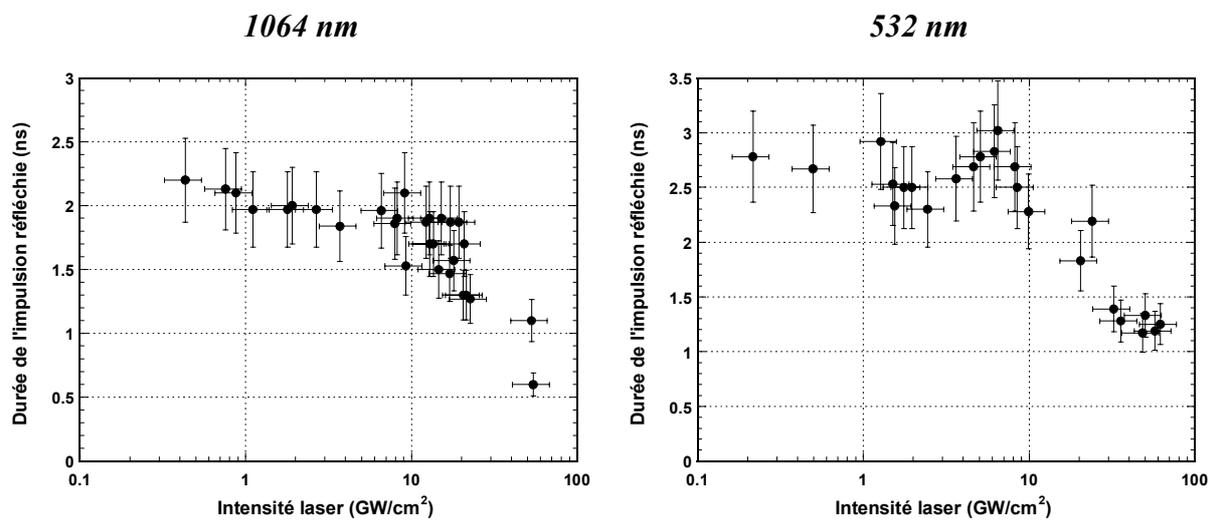


Figure VI-12 : Evolution de la durée à mi-hauteur de l'impulsion laser réfléchie sur une cible d'aluminium en fonction de l'intensité laser.

VI.2.3.1.a Influence de la longueur d'onde pour les impulsions carrées de 3 ns

La Figure VI-13 compare la réflectivité intégrée d'une cible d'aluminium aux longueurs d'ondes de 1064 nm et de 532 nm, pour l'impulsion laser carrée de 3 ns du LULI.

Tout comme pour l'impulsion gaussienne de 10 ns du CLFA, on constate que les courbes obtenues aux deux longueurs d'ondes sont très similaires. On constate aussi que le plasma confiné d'aluminium est généré pour une intensité plus faible à 532 nm (0,15 GW/cm² contre 0,5 GW/cm² à 1064 nm), et que la réflectivité est moins importante à cette longueur d'onde.

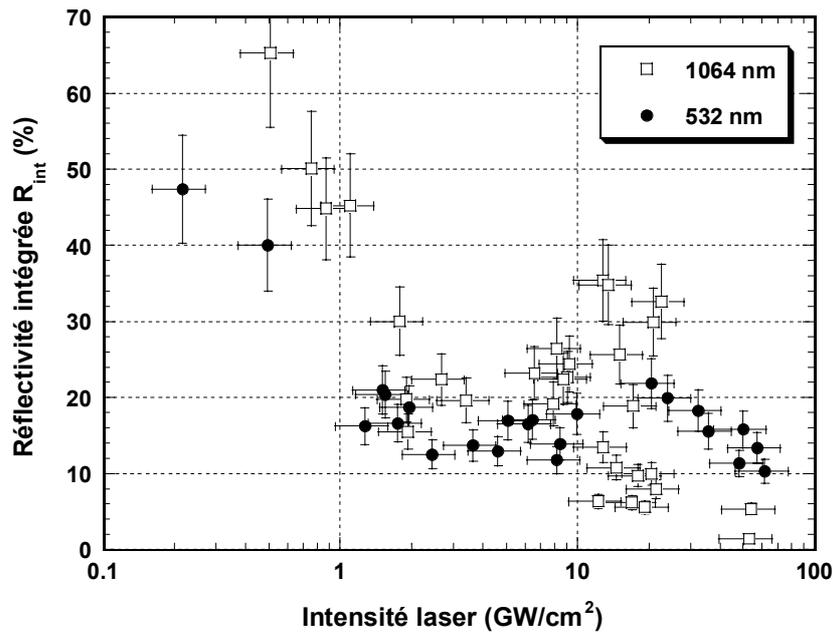


Figure VI-13 : Evolution de la réflectivité intégrée en fonction de l'intensité laser pour une impulsion carrée de 3 ns irradiant une cible d'aluminium aux longueurs d'ondes de 1064 nm et 532 nm.

VI.2.3.2 Réflectivité instantanée

Sur les installations laser du LULI, les mesures de réflectivité intégrée ont été complétées par des mesures résolues temporellement afin de caractériser l'évolution de l'absorption au cours de l'interaction. La Figure VI-14 présente les résultats de ces mesures pour des cibles d'aluminium irradiées par l'impulsion carrée de 3 ns du LULI aux longueurs d'ondes de 1064 nm et de 532 nm.

Pour les deux longueurs d'ondes, la réflectivité instantanée varie très peu au cours du temps quelle que soit l'intensité laser utilisée. Ce résultat est très intéressant du point de vue des simulations ACCIC. En effet, cela montre que l'on peut utiliser la valeur de la réflectivité intégrée R_{int} comme paramètre d'entrée du code, sans avoir à tenir compte de sa variation temporelle.

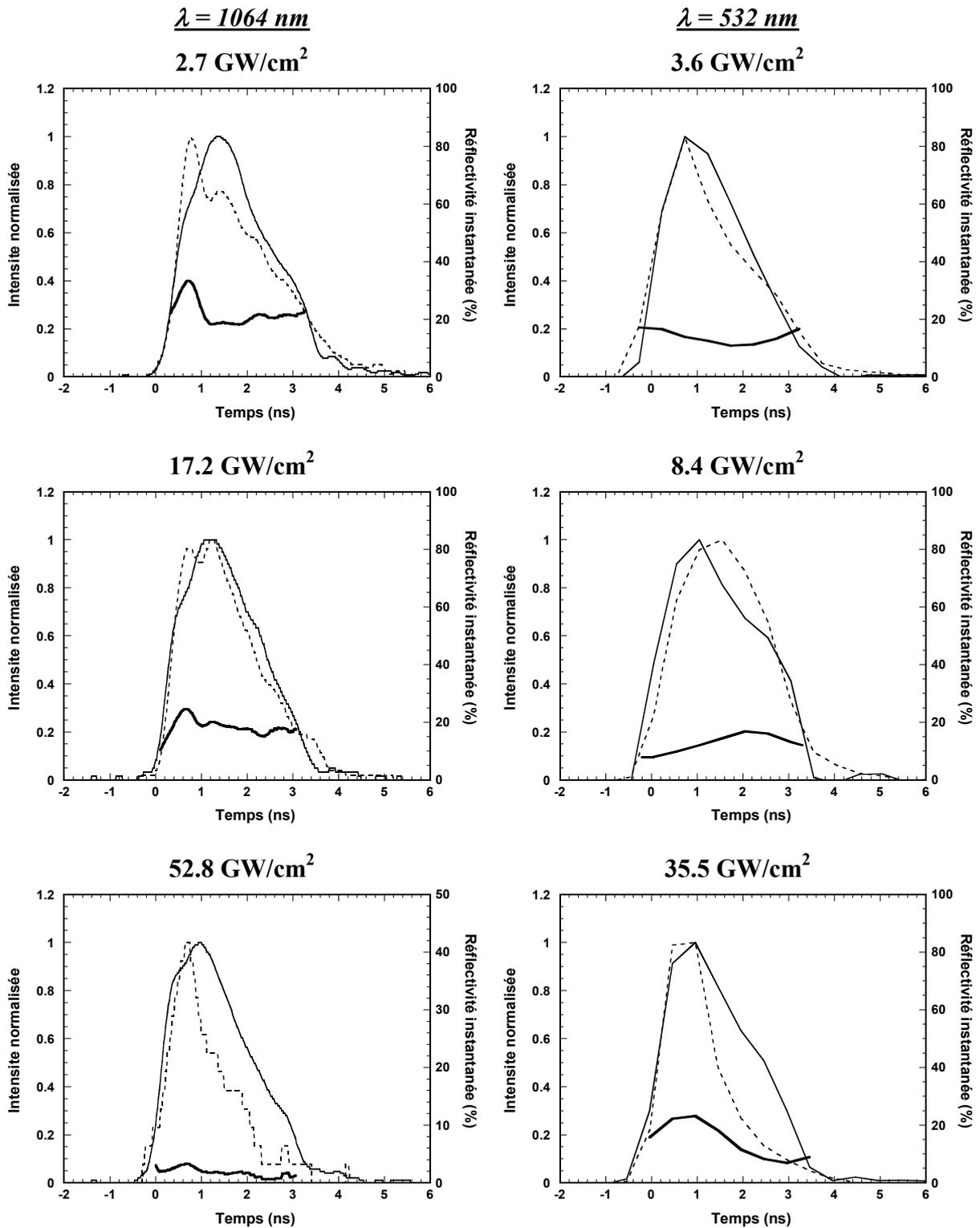


Figure VI-14 : Evolution de la réflectivité instantanée (trait gras) en fonction de l'intensité laser pour une impulsion laser carrée de 3 ns à 1064 nm et à 532 nm. Impulsion laser incidente (trait plein) et impulsion réfléchie (trait pointillé).

VI.2.3.3 Emission du plasma confiné

Comme on peut le voir sur la *Figure VI-15*, les courbes présentant l'évolution de l'intensité lumineuse émise par le plasma confiné (a) et de sa durée à mi-hauteur (b) en fonction de l'intensité, sont semblables à celles obtenues avec le laser Nd:YAG du CLFA. Cependant, les seuils d'intensité caractéristiques des différents plasmas ne sont pas les mêmes. Avec l'impulsion carrée de 3 ns du laser du LULI, plus courte que celle du laser du CLFA, le plasma confiné n'est généré qu'à partir d'une intensité laser d'environ $0,6 \text{ GW/cm}^2$, et le plasma de claquage dans l'eau de confinement n'apparaît qu'au delà de 20 GW/cm^2 . Ces valeurs ont en bon accord avec les résultats obtenus par Fournier [VI-4] et Devaux [VI-5] pour cette même impulsion laser.

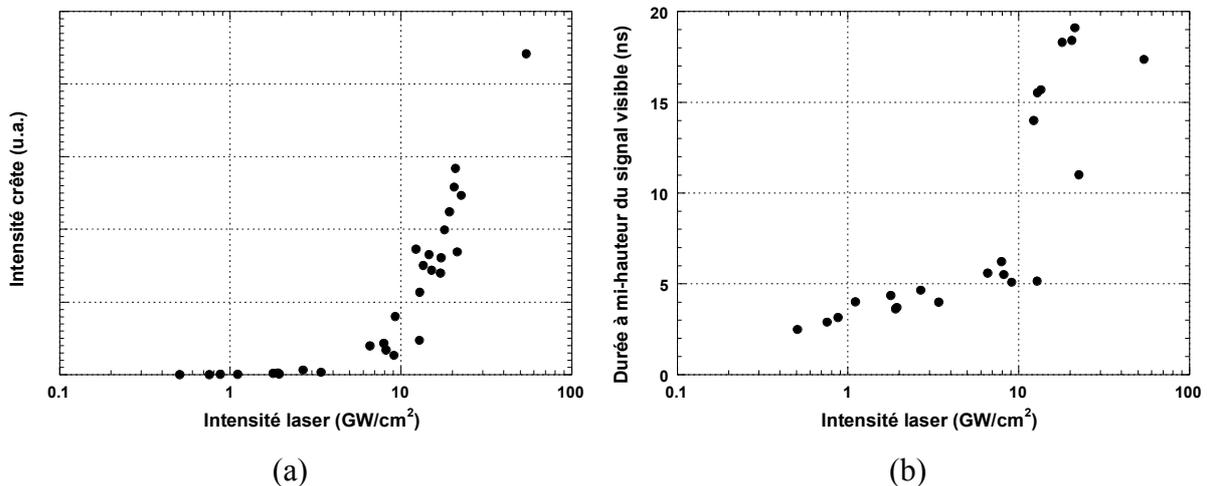


Figure VI-15 : Evolution de l'intensité crête (a) et de la durée à mi-hauteur (b) de l'émission du plasma confiné en fonction de l'intensité du rayonnement laser pour une cible d'aluminium irradiée à 1064 nm par une impulsion carrée de 3 ns.

Les résultats obtenus à 532 nm sont très similaires à ceux obtenus à 1064 nm. Pour cette longueur d'onde plus courte, le seuil d'initiation du plasma confiné est d'environ $0,2 \text{ GW/cm}^2$, et la divergence de l'émission résultant de l'initiation d'un plasma de claquage dans l'eau de confinement apparaît pour une intensité moins importante qu'à 1064 nm, vers 10 GW/cm^2 .

VI.2.3.4 Seuils d'initiation du plasma confiné et du plasma de claquage

Tout comme pour l'impulsion gaussienne de 10 ns du CLFA, les seuils d'initiation des plasmas confinés et des plasmas de claquage induits par l'impulsion carrée de 3 ns du LULI ont été déterminés en comparant les résultats des mesures d'émission et de réflectivité. Les résultats obtenus pour ces deux impulsions sur des cibles d'aluminium confinées par eau, sont comparés dans le *Tableau VI-2*.

	Laser Nd :YAG du CLFA		Laser Nd :YAG du LULI	
	Impulsion gaussienne de 10 ns		Impulsion carrée de 3 ns	
	<i>1064 nm</i>	<i>532 nm</i>	<i>1064 nm</i>	<i>532 nm</i>
Plasma confiné	0,38	0,04	0,6	0,2
Plasma de claquage	10-11	7-8	20	10

Tableau VI-2 : Seuils d'initiation (en GW/cm^2) du plasma confiné d'aluminium et du plasma de claquage en fonction des conditions d'irradiation laser.

Pour une même longueur d'onde, on constate que les deux seuils sont plus importants pour l'impulsion laser carrée de 3 ns. Ceci montre donc qu'il faut une intensité plus importante pour générer un plasma confiné avec une impulsion courte, mais qu'en contrepartie, cela permet de limiter les phénomènes de claquage dans le milieu de confinement en augmentant leur seuil d'initiation.

L'effet de la longueur d'onde est similaire pour les deux impulsions laser. Dans les deux cas, on constate en effet que le plasma confiné est initié pour une intensité laser plus faible à 532 nm, et que le seuil de claquage de l'eau est moins important qu'à 1064 nm.

VI.2.3.5 Bilan et discussion des résultats

Les résultats de ces mesures indiquent que l'absorption de l'énergie laser est moins importante pour l'impulsion carrée de 3 ns que pour l'impulsion gaussienne de 10 ns. Ce résultat est conforme à celui des expériences réalisées en régime direct qui ont montré que

l'absorption du rayonnement laser par le plasma est d'autant plus importante que la durée de l'impulsion laser est longue [VI-4]. En effet, si l'on se reporte à notre analyse théorique simplifiée présentée au paragraphe VI.2.2.4, on peut voir qu'une impulsion laser plus longue se traduira par un gradient de densité plus long, et donc par une absorption par BI plus importante du rayonnement laser.

Comme cela a déjà été observé dans différents travaux expérimentaux [VI-1][VI-6], nos résultats montrent que l'intensité laser nécessaire pour générer un plasma de claquage dans l'eau de confinement est plus importante lorsque la durée d'impulsion laser est plus courte. Toutefois, cet effet bénéfique des impulsions courtes vis à vis des phénomènes de claquages est beaucoup plus marqué à 1064 nm, où le seuil de claquage passe d'environ 10 GW/cm² pour l'impulsion de 10 ns, à 20 GW/cm² pour l'impulsion de 3 ns, qu'à 532 nm où il passe d'environ 7 GW/cm² à 10 GW/cm² pour les mêmes impulsions. Cette différence est liée au fait que la dynamique du plasma de claquage n'est pas la même suivant la longueur d'onde du rayonnement laser. Comme nous l'avons déjà expliqué au *Chapitre III*, les plasmas de claquage sont initiés par Bremsstrahlung inverse (BI) à 1064 nm, alors qu'à 532 nm, ils sont initiés par ionisation multiphotonique (MPI). Les photos de la zone d'interaction présentées aux paragraphes VI.2.1.2 et VI.2.2.2, montrent ainsi que les plasmas de claquages apparaissent en surface de l'eau à 1064 nm, et en volume à 532 nm.

Cette différence de comportement des phénomènes de claquage selon la longueur d'onde du rayonnement laser, peut d'ailleurs être vérifiée simplement à partir des analyses théoriques de Niemz [VI-7] et de Noack et Vogel [VI-8]. Leurs travaux montrent en effet que les seuils de claquage en intensité varient respectivement en $1/\tau^{0.5}$ pour l'avalanche électronique, et en $1/\tau^{1/k}$ pour l'ionisation multiphotonique. Pour les deux durées d'impulsions utilisées dans cette étude, les rapports des seuils de claquages théoriques sont donc égaux à :

$$\frac{I_{th}(3ns)}{I_{th}(10ns)} \propto \sqrt{\frac{10}{3}} \approx 1.83 \quad \text{BI à la longueur d'onde de 1064 nm,} \quad (\text{VI-3})$$

$$\frac{I_{th}(3ns)}{I_{th}(10ns)} \propto \left(\frac{3}{10}\right)^{-1/3} \approx 1.49 \quad \text{MPI à la longueur d'onde de 532 nm (k=3).} \quad (\text{VI-4})$$

Or, on constate que ces valeurs sont en très bon accord avec les valeurs expérimentales de ces rapports calculées en utilisant les seuils de claquages du *Tableau VI-2* : 1,82-2,0 à 1064 nm et 1,25-1,43 à 532 nm.

VI.2.4 Influence de la nature de la cible

VI.2.4.1 Réflectivité intégrée

Afin de mettre en évidence l'influence de la nature de la cible, des mesures de réflectivité et d'émission ont été réalisées sur différents matériaux irradiés par l'impulsion gaussienne de 10 ns du laser impulsif du CLFA. La *Figure VI-16* compare les mesures réalisées sur les différents matériaux pour les longueurs d'ondes de 1064 nm et 532 nm.

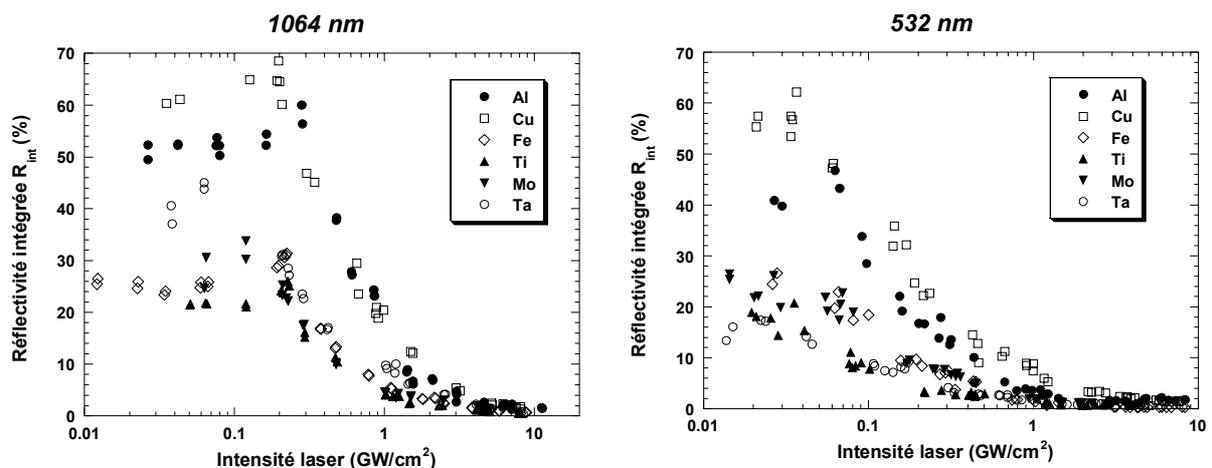


Figure VI-16 : Influence de la nature de la cible sur la réflectivité intégrée.

A basse intensité, la réflectivité est très différente selon la nature de la cible. A 1064 nm, elle passe ainsi d'environ 60 % pour la cible de cuivre, à environ 20 % pour la cible de titane. Cette différence s'explique d'une part, par le fait que la réflectivité à froid varie suivant le matériau (voir *Annexe IV* pour les valeurs théoriques), et d'autre part, par le fait que les cibles présentent des états de surface différents. Pour des intensités supérieures à 1 GW/cm², il n'y a presque plus de différence entre les différents matériaux. L'énergie laser est alors absorbée par Bremstrahlung inverse dans le plasma confiné, et elle dépend peu du matériau constituant la cible. Les simulations ACCIC montrent en effet que les plasmas confinés des différents métaux ont des propriétés (température et densité électronique, degré d'ionisation) très similaires. Si on compare la réflectivité intégrée mesurée à 1064 nm et à 532 nm pour chacun des six matériaux étudiés (*Figure VI-17*), on constate qu'elle est plus importante à 1064 nm qu'à 532 nm dans tous les cas.

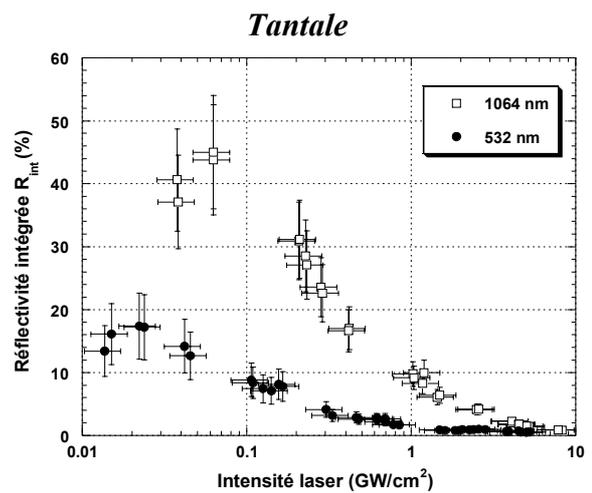
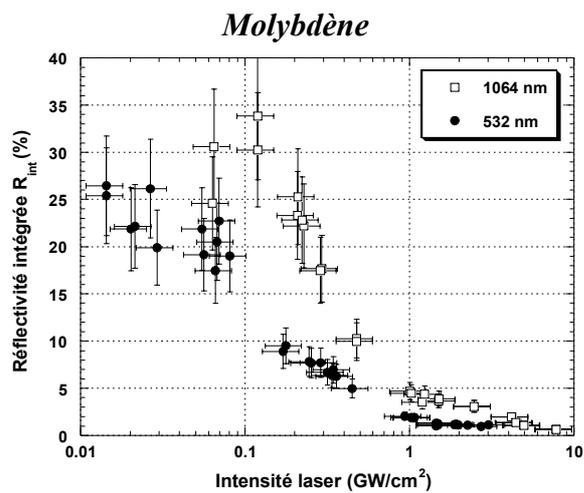
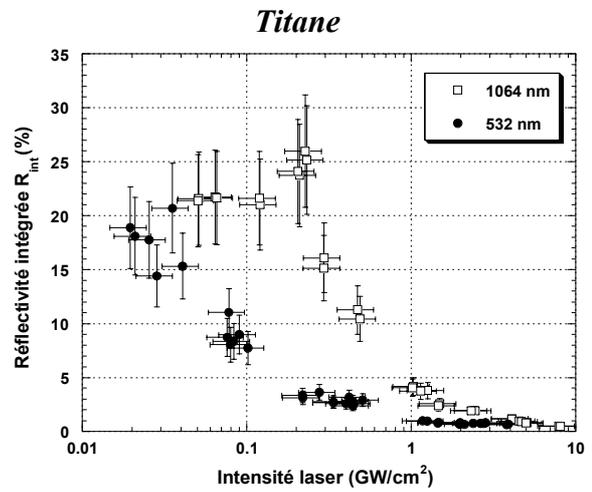
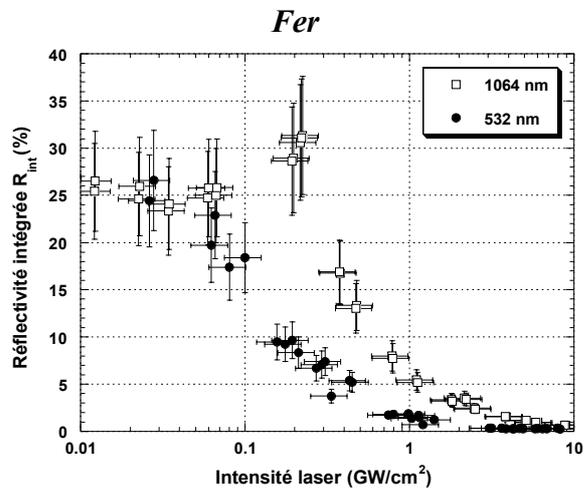
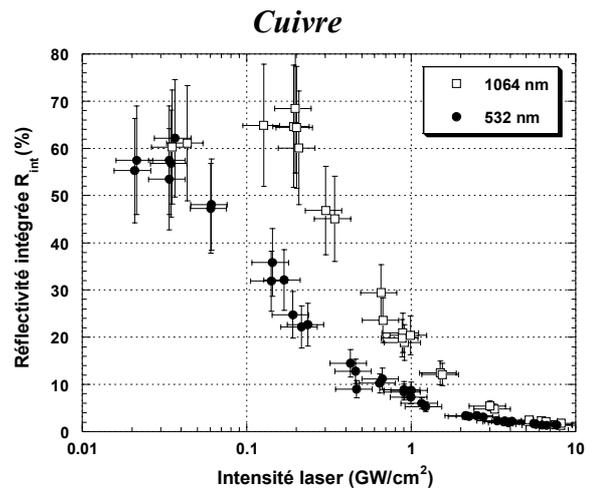
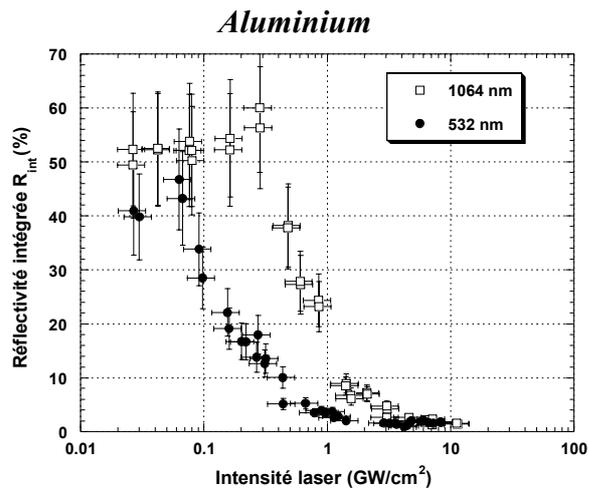


Figure VI-17 : Effet de la longueur d'onde sur la réflectivité intégrée de différents matériaux.

VI.2.4.2 Seuils d'initiation des plasmas confinés

Le *Tableau VI-3* compare les seuils d'initiation des plasmas confinés pour les différents matériaux étudiés, aux longueurs d'ondes de 1064 nm et 532 nm.

	Al	Cu	Fe	Ti	Mo	Ta
1064 nm	0.38	0.2	0.22	0.21	0.12	0.06
532 nm	0.042	0.036	0.036	0.038	0.027	0.023

Tableau VI-3 : Seuils d'initiation du plasma confiné en GW/cm^2 .

L'erreur expérimentale sur ces mesures est estimée à environ 30 % à partir de l'écart moyen d'intensité entre les tirs (dans la gamme des faibles intensités). Il est intéressant de noter que les seuils d'initiation des plasmas confinés sont très proches de ceux des plasmas générés dans les mêmes conditions d'irradiation laser en régime direct [VI-4]. Ceci montre que le seuil de création du plasma est le même en interaction directe et en interaction confinée et que la différence entre les deux régimes d'interaction s'établit lors de l'expansion du plasma.

VI.2.4.3 Discussion des résultats

Les seuils d'initiation des plasmas confinés mesurés expérimentalement ont été comparés avec ceux obtenus à l'aide d'un modèle simple développé par Hermann [VI-9]. Ce modèle consiste à calculer les fréquences caractérisant les différents processus de perte et de gain d'énergie dans le plasma, et d'estimer le seuil d'initiation du plasma à partir de la balance entre ces différents termes de perte et de gain. Les processus physiques mis en jeu dans le modèle sont les mêmes que ceux utilisés dans le modèle de claquage que nous avons présenté au *Chapitre III*. Dans la phase initiale de création du plasma, la plupart des termes de pertes peuvent être négligés, de telle sorte que la dynamique du plasma est déterminée par la balance entre le gain d'énergie par Bremsstrahlung inverse et les pertes par collisions élastiques des électrons. Après simplification des différentes expressions, la condition de création du plasma confiné peut donc s'écrire sous la forme :

$$\frac{4\pi e^2}{m_e c \Delta} \frac{\nu}{\omega^2} I > \frac{2m_e}{3M} \nu, \quad (\text{VI-5})$$

soit,

$$I [\text{MW/cm}^2] \approx 2 \cdot 10^3 \frac{\Delta [\text{eV}]}{\lambda^2 [\mu\text{m}] M [\text{uma}]} \quad (\text{VI-6})$$

La *Figure VI-18* présente une comparaison des seuils expérimentaux et des seuils théoriques pour la longueur d'onde de 1064 nm. On constate qu'il y a un très bon accord entre l'expérience et la théorie pour les six métaux étudiés. Cependant, si on réalise une comparaison similaire à 532 nm, les seuils théoriques calculés à l'aide de la formule (VI-6) sont très supérieurs aux seuils expérimentaux.

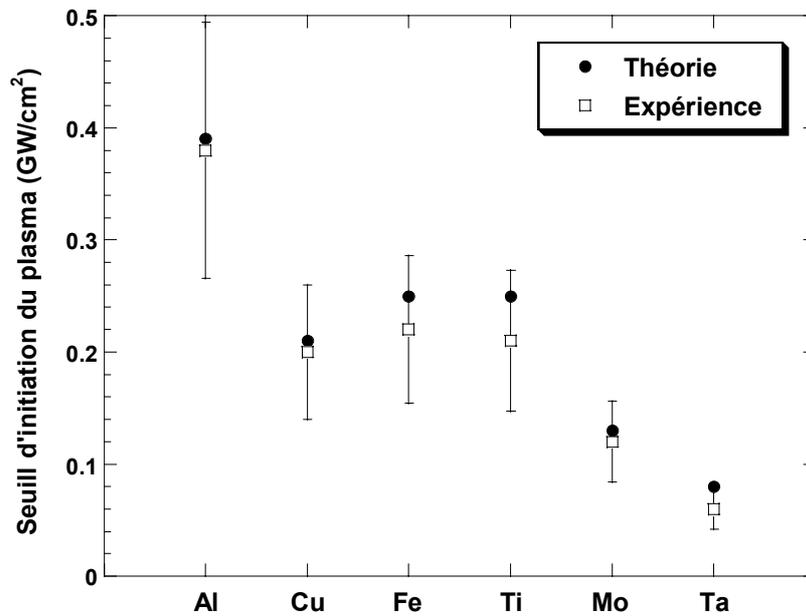


Figure VI-18 : Comparaison des seuils expérimentaux d'initiation du plasma confiné à 1064 nm avec les seuils théoriques correspondants calculés à l'aide du modèle de Hermann [VI-9].

Ces résultats montrent donc qu'il y a une grande similitude entre les plasmas de claquage et les plasmas confinés. Dans les deux cas, les plasmas sont générés par avalanche électronique à 1064 nm, alors qu'aux longueurs d'ondes plus courtes, ils sont générés par ionisation multiphotonique.

VI.2.5 Influence de l'état de surface de la cible

Afin de déterminer l'influence de l'état de surface sur la réflectivité, des mesures ont été réalisées à 1064 nm sur des cibles de titane présentant différents états de surface. Les trois cibles utilisées ont été préalablement polies, puis les surfaces de deux d'entre elles ont été dégradées en effectuant un rainurage sur la première à l'aide d'un disque de polissage à gros grain, et en sablant la seconde. Les états de surface obtenus après ces traitements sont présentés dans la *Figure VI-19*.

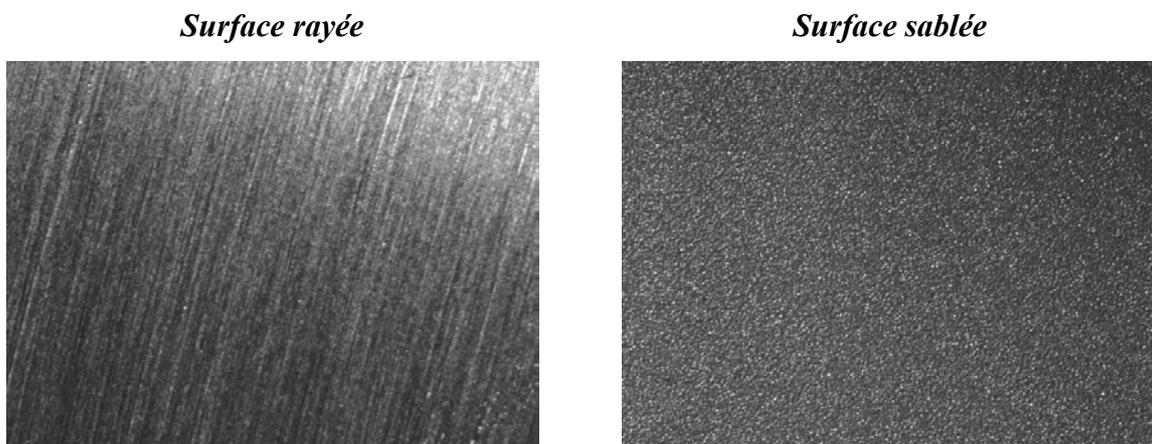


Figure VI-19 : Etat de surface des cibles de titane après dégradation.

Les mesures ont été réalisées avec le laser impulsionnel du CLFA, à deux intensités différentes : à $0,38 \text{ GW/cm}^2$ juste au delà du seuil d'initiation du plasma confiné, et à une intensité de 2 GW/cm^2 pour laquelle l'absorption de l'énergie laser par le plasma est importante. Comme on peut le voir sur la *Figure VI-20*, la dégradation de l'état de surface entraîne une diminution de la réflectivité de la cible, cette dernière devenant à la fois plus absorbante et plus diffusante. La réflectivité de la cible rayée et de la cible sablée sont toutefois sous estimées car la mesure par réflexion spéculaire n'intègre pas la composante diffusée du rayonnement qui est importante dans ces conditions.

Ceci montre donc que l'utilisation de la réflexion spéculaire pour des mesures de réflectivité n'est envisageable que pour des cibles présentant un bon état de surface (ce qui est le cas dans nos expériences). Dans le cas contraire, seule la sphère intégrante qui intègre à la fois la réflexion spéculaire et la réflexion diffuse permet d'obtenir des mesures correctes de la réflectivité.

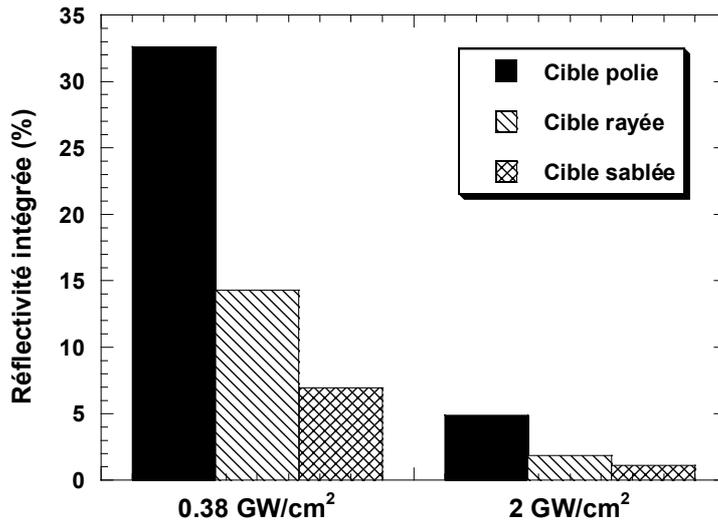


Figure VI-20 : Influence de l'état de surface sur la mesure de la réflectivité intégrée par réflexion spéculaire.

VI.2.6 Bilan des mesures de réflectivité et d'émission du plasma confiné

Les résultats des mesures de réflectivité réalisées dans ce travail 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 (cf. *Chapitre II*). 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 : respectivement $\alpha = 0,2$ et $\alpha = 0,4$ pour une impulsion de 25 ns de durée à mi-hauteur (cf. paragraphe II.1.2.2.c du *Chapitre II*). Comme nous le verrons par la suite (cf. paragraphe VI.3.2.1), ceci semble 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 montrent qu'aux intensités utilisées pour le traitement par choc laser ($I > 1 \text{ GW/cm}^2$), la réflectivité dépend peu de la nature de la cible, mais varie fortement en fonction de son état de surface.

Les mesures d'émission nous ont quant à elles permis d'obtenir des informations complémentaires, concernant les plasmas confinés et les plasmas de claquages. 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 de ces différentes expériences sont en bon accord avec ceux obtenus lors de travaux antérieurs, et ils confirment que les phénomènes de claquages sont dominés par l'avalanche électronique à 1064 nm (claquage en surface), et par les processus multi-photoniques à 532 nm (claquage en volume).

VI.3 Mesures de pression

Comme nous l'avons expliqué précédemment, la pression induite est le paramètre critique du traitement par choc laser. C'est en effet le niveau de pression induit qui détermine les matériaux pouvant être traités par choc laser dans des conditions d'irradiation données. Des mesures par interférométrie VISAR et par jauge EMV ont donc été réalisées sur les installations laser du CLFA et du LULI, afin de caractériser l'influence de la durée d'impulsion et de la longueur d'onde du rayonnement laser sur la pression induite en régime de confinement par eau. L'influence de paramètres opératoires tels que le revêtement protecteur et l'épaisseur d'eau de confinement a aussi été étudiée.

VI.3.1 Résultats typiques obtenus pour une impulsion gaussienne de 10 ns à 1064 nm

Les mesures de pression présentées dans ce paragraphe ont été réalisées avec le vélocimètre Doppler VISAR, sur des cibles en aluminium pur (de 150 et de 250 μm d'épaisseur) irradiées en régime de confinement par eau (~ 3 mm d'eau) avec des taches focales de 4 mm de diamètre.

La *Figure VI-21* présente une mesure de vitesse de surface libre et la simulation SHYLAC correspondante. Le chargement utilisé pour la simulation est un dépôt d'énergie correspondant à une impulsion laser gaussienne de 12 ns de durée à mi-hauteur, ayant une intensité de 5 GW/cm^2 . On constate que l'accord entre le profil expérimental et le profil simulé est très bon.

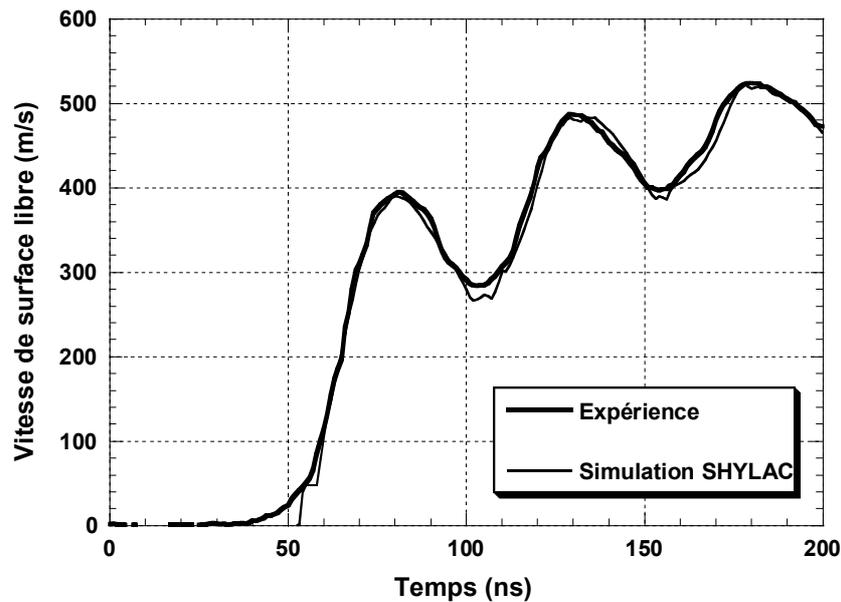


Figure VI-21 : Mesure de vitesse de surface libre sur une cible d'aluminium de 150 μm d'épaisseur. Conditions d'irradiation laser : longueur d'onde de 1064 nm, impulsion gaussienne de 12 ns de durée à mi-hauteur, intensité de 5 GW/cm^2 .

Comme cela a été expliqué au *Chapitre V*, la pression maximale induite par le plasma confiné à la surface de la cible peut être déterminée à partir du maximum de vitesse du premier débouché et de la polaire de choc de l'aluminium. Dans les conditions expérimentales décrites, le code numérique SHYLAC donne une atténuation de $\delta P = 0,2$ GPa pour les cibles de 150 μm , et de $\delta P = 0,3$ GPa pour les cibles de 250 μm . Les niveaux de pression maximum déterminés à partir des profils de vitesse expérimentaux sont représentés sur la *Figure VI-22* en fonction de l'intensité laser. Les résultats obtenus sont comparés aux mesures expérimentales de Berthe [VI-1] réalisées dans des conditions d'irradiation laser similaires, ainsi qu'aux prédictions du code ACCIC (présenté au *Chapitre IV*). De manière très classique, la courbe expérimentale peut être séparée en deux parties :

- De 0 à 11 GW/cm^2 , la pression augmente régulièrement avec l'intensité laser jusqu'à environ 5 GPa. Dans cette partie, il y a un très bon accord entre les valeurs expérimentales et la simulation ACCIC.
- Au delà de 11 GW/cm^2 , le niveau de pression sature autour de 5 GPa du fait de l'apparition d'un plasma de claquage dans l'eau de confinement. La prise en compte des résultats du code de claquage (cf. *Chapitre III*) dans le code ACCIC permet de bien rendre compte de cette saturation, ce qui n'était pas possible avec le modèle analytique originel.

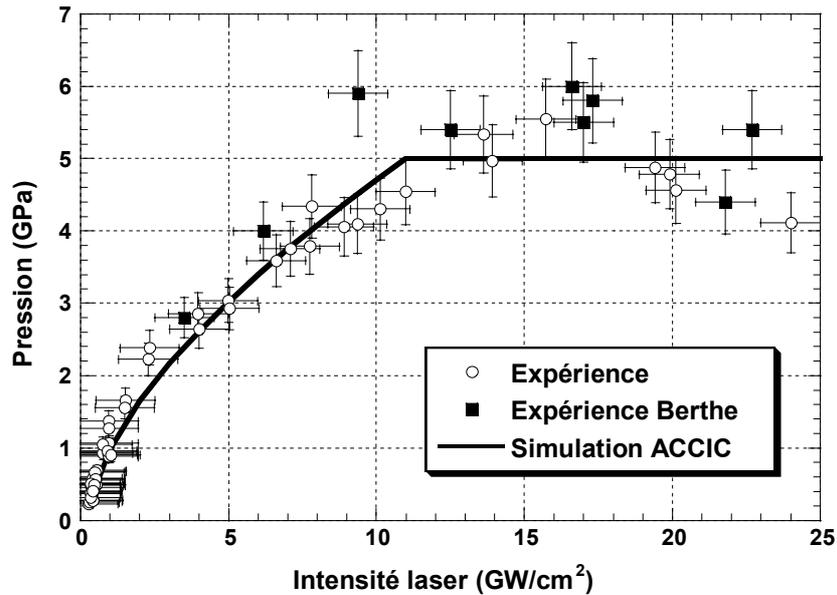


Figure VI-22 : Pression maximale induite à 1064 nm en fonction de l'intensité laser.

On constate que nos mesures de pression sont en bon accord avec celles de Berthe [VI-1] sur toute la gamme d'intensité étudiée, et qu'elles permettent de compléter la courbe à basse intensité. Le seuil de saturation de la pression est en très bon accord avec la valeur du seuil de claquage (10-11 GW/cm²) déterminée à partir des mesures de réflectivité et d'émission du plasma confiné (cf. *Tableau VI-2*).

VI.3.2 Influence de la longueur d'onde

Afin de déterminer l'influence de la longueur d'onde laser sur la génération de pression en régime d'interaction confinée, des mesures de pression ont été réalisées dans des conditions similaires à 532 nm. Disposant de moins d'énergie à cette longueur d'onde, le diamètre de la tache focale a été réduit à 2,5 mm pour couvrir la même gamme d'intensité qu'à 1064 nm. Des travaux antérieurs [VI-1] ont en effet montré qu'une réduction de la tache focale ne modifie pas l'interaction confinée, et en particulier la pression induite.

La *Figure VI-23* présente une mesure de vitesse de surface libre d'une cible d'aluminium de 150 μm d'épaisseur irradiée par une impulsion laser gaussienne de 12 ns de durée à mi-hauteur ayant une intensité de 2,2 GW/cm². Le profil expérimental est comparé avec une simulation SHYLAC. Tout comme dans les travaux de Berthe [VI-1], nous avons dû réduire la durée à mi-hauteur du dépôt d'énergie gaussien utilisé dans le code SHYLAC par

rapport à la durée réelle de l'impulsion laser. Ainsi, dans l'exemple présenté sur la *Figure VI-23*, le dépôt d'énergie utilisé dans la simulation possède une durée à mi-hauteur de 10 ns alors que la mesure expérimentale de l'impulsion laser correspondante était de 12 ns.

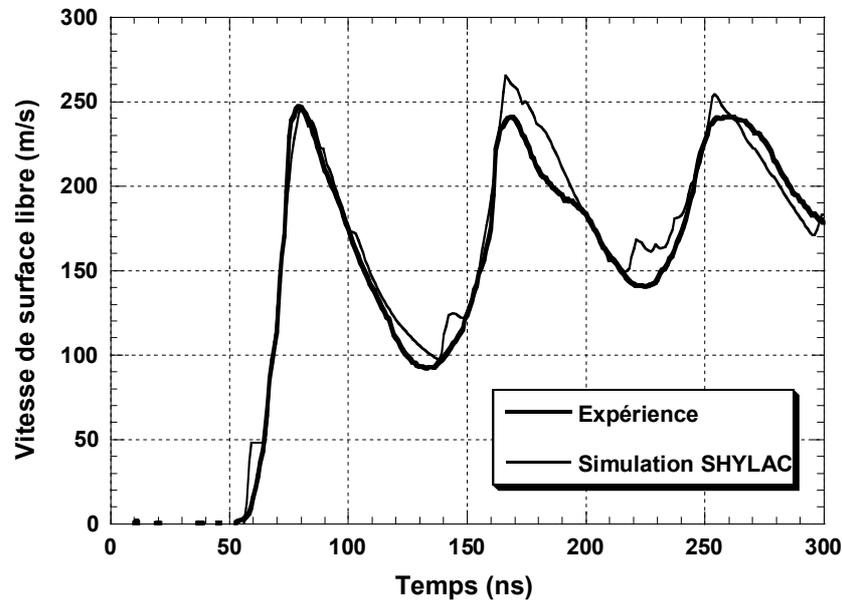


Figure VI-23 : Mesure de vitesse de surface libre sur une cible d'aluminium de $150\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. Conditions d'irradiation laser : longueur d'onde de $532\ \text{nm}$, impulsion gaussienne de $12\ \text{ns}$ de durée à mi-hauteur, intensité de $2\ \text{GW}/\text{cm}^2$.

La *Figure VI-24* présente les pressions maximales obtenues à partir des profils de vitesse de surface libre en fonction de l'intensité. Les résultats obtenus sont comparés aux prédictions du code ACCIC. De la même manière qu'à $1064\ \text{nm}$, la courbe obtenue peut être séparée en deux parties distinctes :

- De 0 à $8\ \text{GW}/\text{cm}^2$, la pression augmente régulièrement avec l'intensité laser jusqu'à environ $5\ \text{GPa}$,
- Au delà de $8\ \text{GW}/\text{cm}^2$, le niveau de pression sature autour de $5\ \text{GPa}$ du fait de l'apparition d'un plasma de claquage dans l'eau de confinement.

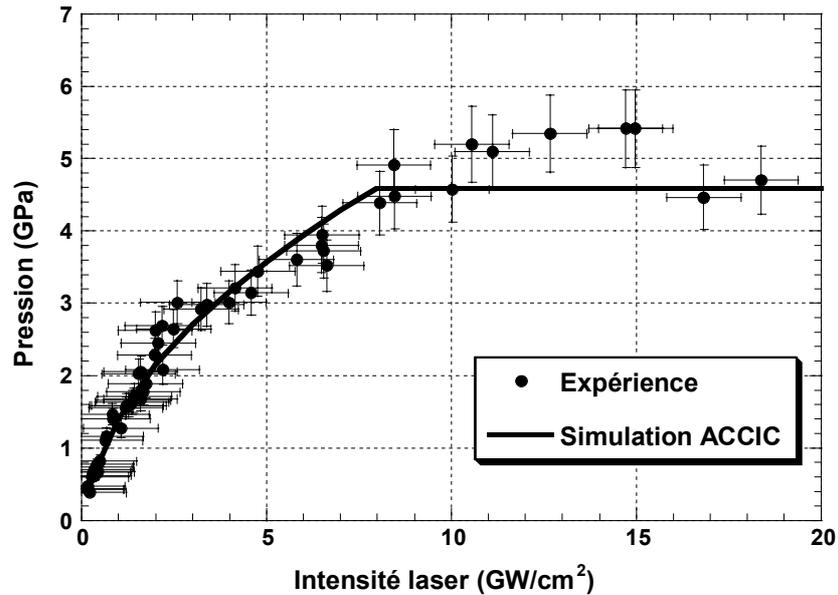


Figure VI-24 : Pression maximale induite à 532 nm en fonction de l'intensité laser.

Pour les simulations ACCIC réalisées à la longueur d'onde de 532 nm, nous avons utilisé la théorie cinétique des liquides pour le calcul de la vitesse de récession du front d'ablation en lieu et place de la théorie de Hertz-Knudsen utilisée à 1064 nm. En effet, les niveaux de pression obtenus avec cette dernière théorie sous estiment fortement les mesures expérimentales à 532 nm.

On constate que dans ces conditions, le code ACCIC permet de bien décrire l'évolution de la pression à basse intensité, et qu'il rend bien compte de la saturation de la pression au delà de 8 GW/cm². Cette valeur du seuil de saturation de la pression (~ 8 GW/cm²) est en très bon accord avec la valeur du seuil de claquage (7-8 GW/cm²) déterminée à partir des mesures de réflectivité et d'émission du plasma confiné (cf. paragraphe VI.2.2.3).

VI.3.2.1 Bilan et discussion des résultats

La Figure VI-25 présente une comparaison des niveaux de pression induits à 1064 nm et à 532 nm en fonction de l'intensité laser. Tout comme dans les travaux de Berthe [VI-1] réalisés pour une impulsion gaussienne de 25 ns, on constate que pour des intensités inférieures au seuil de saturation, la pression induite à 532 nm est supérieure d'environ 10-15 % à celle générée à 1064 nm. La pression maximale induite est similaire pour les deux longueurs d'ondes (environ 5 GPa), mais la saturation est atteinte pour une intensité plus

faible à 532 nm ($\sim 8 \text{ GW/cm}^2$) qu'à 1064 nm ($\sim 11 \text{ GW/cm}^2$). Ces seuils de saturation en pression, qui correspondent à l'apparition de plasmas de claquage dans l'eau de confinement, sont légèrement supérieurs à ceux obtenus pour une impulsion gaussienne de 25 ns [VI-1]: respectivement 6 GW/cm^2 à 532 nm, et 10 GW/cm^2 à 1064 nm.

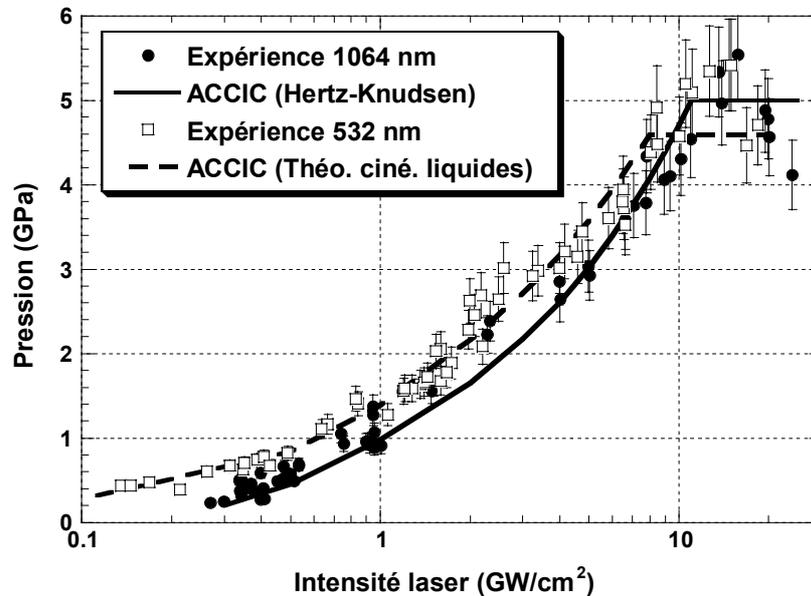


Figure VI-25 : Comparaison de la pression induite par une impulsion gaussienne de 10 ns du CLFA sur une cible d'aluminium en fonction de la longueur d'onde du rayonnement laser.

Comme nous l'avons fait remarquer au paragraphe VI.2.6, la différence d'absorption laser entre les longueurs d'ondes de 1064 et de 532 nm n'est pas suffisamment importante pour expliquer à elle-seule la différence des niveaux de pressions obtenus aux deux longueurs d'ondes. Les simulations ACCIC semblent indiquer que l'ablation en régime confiné est régie par des processus physiques différents selon la longueur d'onde laser, ce qui pourrait expliquer pourquoi la pression induite est plus importante à 532 nm qu'à 1064 nm. En effet, dans les simulations, l'ablation est traitée par la théorie de Hertz-Knudsen à 1064 nm, alors qu'à 532 nm, elle est traitée par la théorie cinétique des liquides. Cette hypothèse est d'ailleurs étayée par les résultats de plusieurs études qui ont montré que l'interaction laser-matière se fait dans des conditions complètement différentes selon la longueur d'onde du rayonnement laser utilisée [VI-3][VI-10]-[VI-13]. Ces travaux ont en effet montré que l'absorption de l'énergie laser varie fortement en fonction de la longueur d'onde, ce qui se traduit par des structures très différentes de la plume d'ablation. En particulier, le chauffage

du plasma par Bremsstrahlung inverse (BI) étant beaucoup plus importants aux grandes longueurs d'ondes, l'absorption à 1064 nm se fait loin de la surface au niveau du front d'ionisation du plasma, alors qu'aux courtes longueurs d'ondes, elle se fait majoritairement dans les gouttelettes de métal fondu qui apparaissent à la surface de la cible [VI-10]. Les photos des plasmas confinés obtenues à 1064 nm par Saito *et al.* [VI-11], montrent ainsi que la partie la plus lumineuse ne se trouve pas à la surface de la cible, mais légèrement au dessus. L'ablation à la longueur d'onde fondamentale du ND :YAG est donc plutôt un processus thermique qui résulte du chauffage de la surface de la cible métallique par le plasma, alors qu'aux harmoniques plus élevées, l'ablation est une ablation hydrodynamique qui se fait sous forme d'éjection de gouttelettes ou d'agglomérats suivant les conditions d'irradiation (ablation favorisée à forte intensité et pour les impulsions longues) [VI-12][VI-13].

VI.3.3 Influence de la durée d'impulsion

Des mesures de pression ont aussi été réalisées sur les installations laser du LULI afin de bénéficier d'une durée d'impulsion plus courte, et étudier ainsi l'influence de ce paramètre sur l'interaction en régime confiné. Tout comme pour les mesures de réflectivité et d'émission, ces mesures de pression ont été réalisées à 1064 nm et à 532 nm, afin de comparer l'effet de la longueur d'onde pour différentes durées d'impulsion laser. Pour ces expériences, des cibles d'aluminium (de 50, 100, 150, et 250 μm d'épaisseur) confinées par 3-4 mm d'eau, ont été irradiées par l'impulsion carrée de 3 ns du laser 6 faisceaux du LULI (durée à mi-hauteur d'environ 2 ns), avec des intensités comprises entre 0.1 et 60 GW/cm^2 .

La *Figure VI-26* présente une mesure de vitesse de surface libre réalisée par interférométrie VISAR sur une cible d'aluminium de 150 μm d'épaisseur, irradiée à 532 nm par une impulsion laser ayant une intensité de 11,2 GW/cm^2 et une durée à mi-hauteur de 2,2 ns. Le profil expérimental est comparé à une simulation SHYLAC réalisée avec un chargement de pression de 3,3 GPa d'amplitude maximale et 4,4 ns de durée à mi-hauteur. Contrairement aux impulsions gaussiennes de 10-12 ns pour lesquelles les profils de pression obtenus à 532 nm devaient être légèrement réduits pour s'ajuster aux profils expérimentaux, il n'a pas été nécessaire d'effectuer cette correction pour les impulsions carrées de 3 ns.

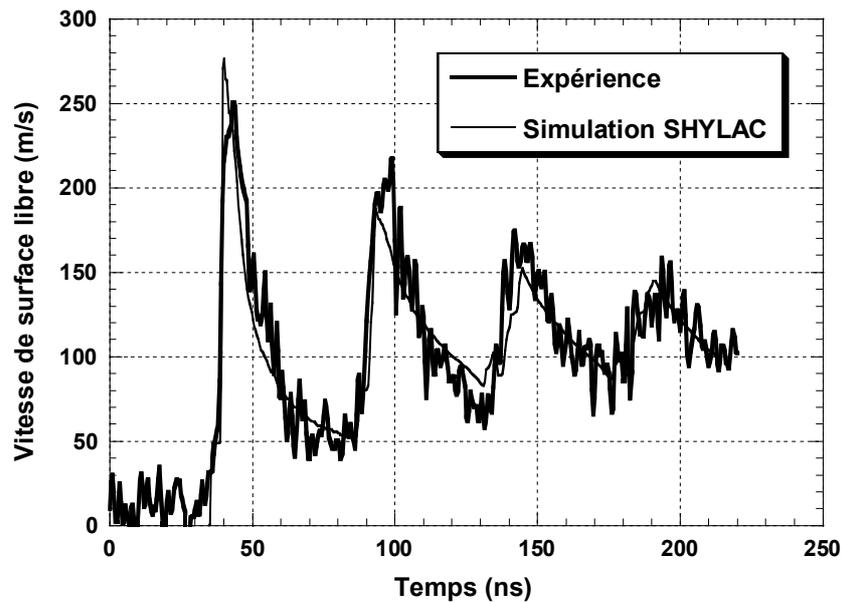


Figure VI-26 : Mesure de vitesse de surface libre réalisée par interférométrie VISAR sur une cible d'aluminium de $150 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Conditions d'irradiation laser : impulsion à base carrée ayant une durée à mi-hauteur de $2,2 \text{ ns}$ et une intensité de $11,2 \text{ GW/cm}^2$.

On constate qu'il y a un bon accord entre le profil expérimental et le profil simulé à l'aide du code SHYLAC. Ceci confirme donc que la description de l'interaction confinée utilisée dans le code SHYLAC reste valable pour les impulsions courtes, aussi bien à 1064 nm qu'à 532 nm . Comme pour les impulsions gaussiennes de 10 ns , les pressions maximales induites par ces impulsions courtes ont été déterminées à partir du maximum de vitesse du premier débouché de chaque profil, et de la polaire de choc de l'aluminium. Toutefois, l'atténuation δP nécessaire pour déterminer la pression maximale induite a été calculée séparément pour chaque profil expérimental de vitesse de surface libre, afin de tenir compte de sa variation en fonction des conditions d'irradiation (cf. *Chapitre V*).

La Figure VI-27 présente une comparaison des pressions maximales induites sur des cibles d'aluminium par les deux impulsions laser étudiées : impulsion gaussienne de 10 ns du CLFA, et impulsion carrée de 3 ns du LULI.

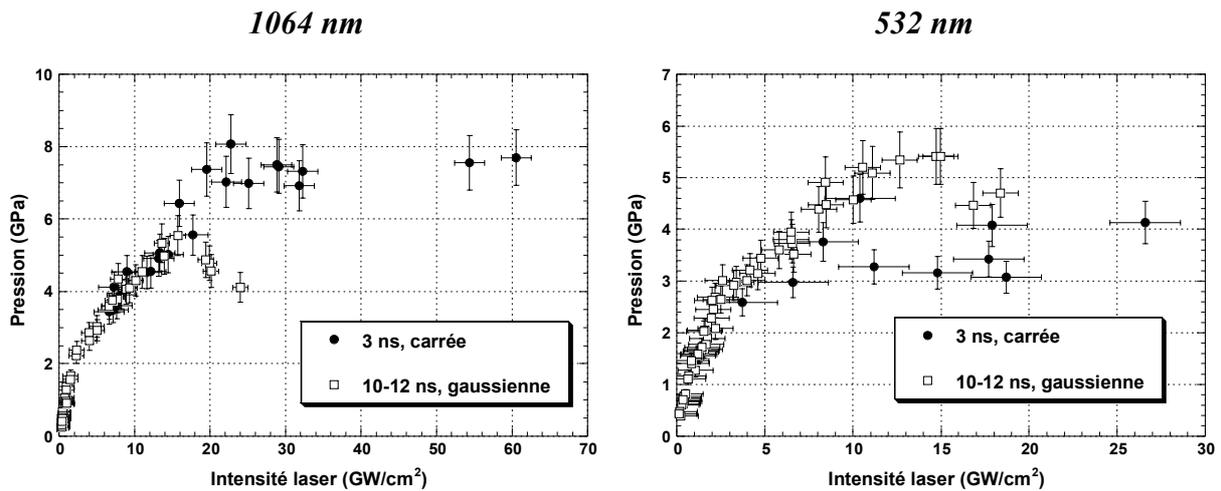


Figure VI-27 : Influence de la durée de l'impulsion laser sur les niveaux de pression induits sur des cibles d'aluminium aux longueurs d'ondes de 1064 nm et de 532 nm.

Les courbes pression-intensité obtenues avec cette impulsion plus courte présentent un aspect similaire (croissance régulière en \sqrt{I} puis saturation) aux courbes correspondantes obtenues avec l'impulsion gaussienne de 10 ns. On constate toutefois que les seuils de claquage et les pressions maximales induites sont très différentes suivant les conditions d'irradiation. A 1064 nm, la pression sature vers 7,5 GPa au delà d'une intensité de 20 GW/cm^2 pour l'impulsion carrée de 3 ns, alors qu'elle sature vers 5 GPa à partir de 10 GW/cm^2 pour l'impulsion gaussienne de 10 ns. A 532 nm, la différence entre les seuils de claquage est beaucoup moins marquée : il passe de 8 GW/cm^2 pour l'impulsion gaussienne de 10 ns, à 10 GW/cm^2 pour l'impulsion carrée de 3 ns. D'autre part, on constate que pour cette longueur d'onde, l'impulsion courte induit une pression maximale (~ 4 GPa) inférieure à celle induite par l'impulsion longue (~ 5 GPa).

VI.3.3.1.a Influence du diagnostic de mesure

Ne disposant pas d'un VISAR transportable au début de cette thèse, une première série de mesures a été réalisée à l'aide d'une jauge EMV. Ces mesures ont ensuite été complétées par des mesures VISAR qui nous ont permis de comparer les deux diagnostics, et de réaliser des mesures sur une plus large gamme d'intensités.

La Figure VI-28 montre une comparaison des pressions maximales mesurées avec les deux diagnostics, aux longueurs d'ondes de 1064 nm et de 532 nm. A 1064 nm, nos résultats

sont comparés aux mesures expérimentales de Peyre *et al.* [VI-6] réalisées par jauge PVDF et jauge EMV.

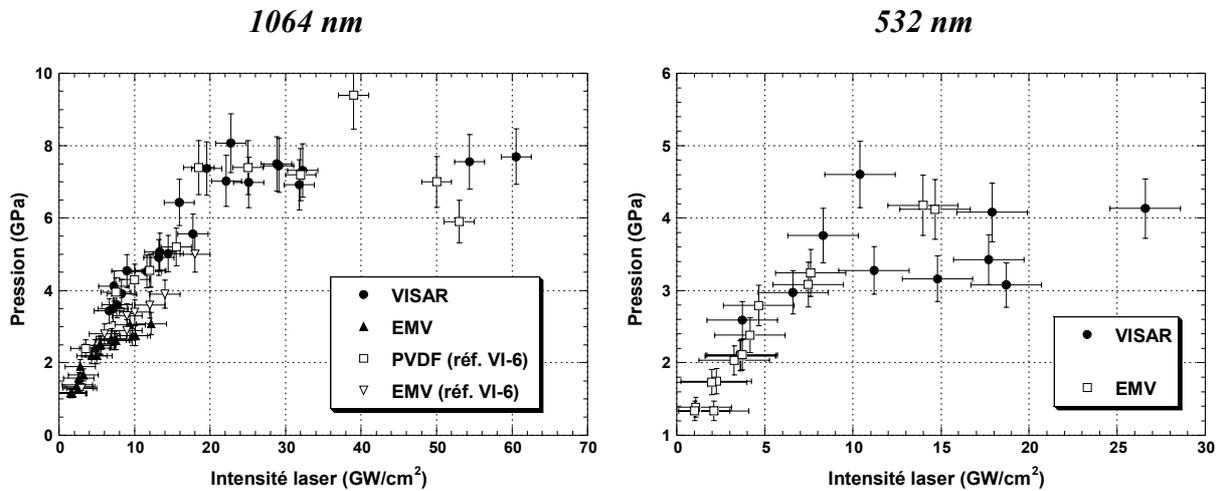


Figure VI-28 : Comparaison des mesures expérimentales de pression réalisées par interférométrie VISAR et jauge EMV.

Sur ces deux courbes, on remarque qu'il y a une différence importante entre les mesures par jauge EMV et les mesures par interférométrie VISAR. Au delà d'une intensité de 5 GW/cm^2 , les pressions mesurées par jauge EMV ont tendance à saturer, et elles sont alors inférieures d'environ 1 GPa aux pressions mesurées par VISAR. La saturation observée pour ces impulsions courtes est tout de même moins marquée que celle observée dans le cas d'impulsions plus longues (gaussiennes de 25 ns) [VI-1]. Durant nos expériences, nous n'avons pas pu utiliser la jauge EMV pour déterminer les pressions induites pour des intensités laser supérieures à 13 GW/cm^2 . En effet, au delà de cette intensité, les signaux électriques de la jauge sont complètement bruités par les parasites électromagnétiques induits par le plasma confiné en contact avec la surface de la cible, ce qui les rend inexploitable. Les mesures réalisées par VISAR pour des intensités laser plus importantes sont en très bon accord avec les mesures réalisées par capteur PVDF [VI-6]. Comme nous l'avons expliqué au *Chapitre II*, ces deux diagnostics sont les seuls adaptés aux mesures de pressions importantes. Toutefois, le VISAR est plus facile à mettre en œuvre, car contrairement aux jauges PVDF, il ne nécessite pas de calibration préalable et les signaux obtenus n'ont pas besoin d'être déconvolués.

VI.3.3.1.b Bilan et discussion des résultats

La Figure VI-29 présente une comparaison des niveaux de pression induits à 1064 nm et à 532 nm par l'impulsion carrée de 3 ns, en fonction de l'intensité laser. Les résultats expérimentaux sont comparés aux prédictions du code ACCIC.

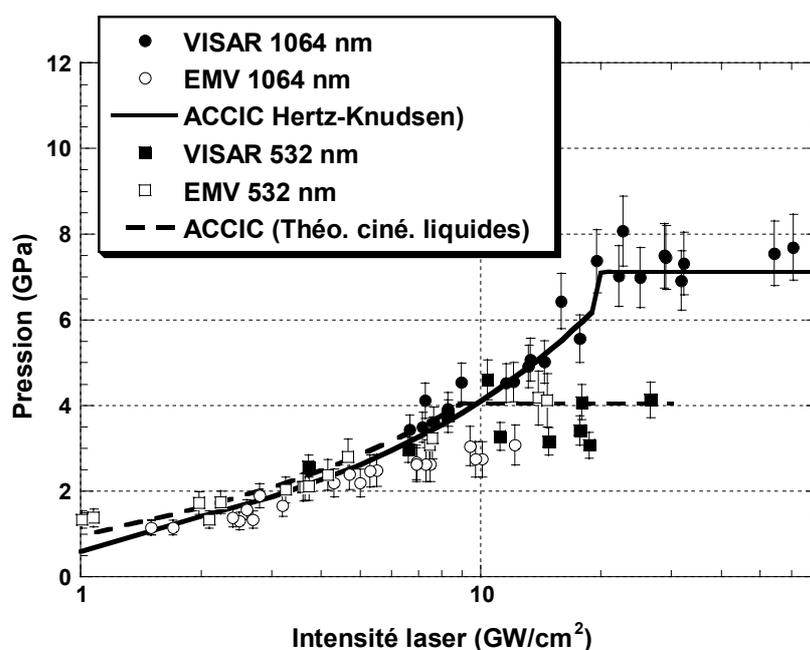


Figure VI-29 : Comparaison de la pression induite par une impulsion carrée de 3 ns sur une cible d'aluminium en fonction de la longueur d'onde du rayonnement laser.

Contrairement aux résultats obtenus pour les impulsions longues, on constate que pour des intensités inférieures au seuil de saturation, la pression induite est similaire aux deux longueurs d'ondes. D'autre part, la pression maximale induite à 532 nm (4 GPa) est très inférieure à celle induite à 1064 nm (7,5 GPa). Ceci s'explique par le fait que la saturation en pression apparaît pour une intensité bien plus faible à 532 nm ($\sim 10 \text{ GW/cm}^2$) qu'à 1064 nm ($\sim 20 \text{ GW/cm}^2$). Si on compare ces seuils de saturation avec ceux obtenus pour l'impulsion gaussienne de 10 ns, on constate que la différence entre les seuils de claquages est beaucoup plus importante pour l'impulsion de 3 ns. Ceci semble donc indiquer que l'effet bénéfique des impulsions courtes vis à vis des phénomènes de claquages est beaucoup moins important à 532 nm qu'à 1064 nm. En effet, les processus multi-photoniques qui dominent les claquages aux courtes longueurs d'ondes, sont favorisés par les impulsions courtes.

Dans les deux cas, la simulation ACCIC est en très bon accord avec les mesures expérimentales réalisées par interférométrie VISAR sur toute la gamme d'intensité étudiée. A 1064 nm, le léger saut observé entre 19 et 20 GW/cm² correspond à la chute de réflectivité induite par le claquage qui survient alors dans l'eau de confinement.

VI.3.4 Influence de certains paramètres opératoires

L'influence de certains paramètres opératoires liés au procédé de traitement par choc laser a également été étudiée, en s'intéressant tout particulièrement à :

- l'effet de la nature du revêtement thermoabsorbant,
- et l'effet de l'épaisseur d'eau de confinement sur le niveau de pression induit.

Ces expériences nous ont permis de compléter les résultats de travaux antérieurs réalisés dans des conditions d'irradiation (longueur d'onde et durée d'impulsion) laser différentes [VI-1] [VI-14].

VI.3.4.1 Influence de la nature du revêtement thermoabsorbant

Comme nous l'avons expliqué au *Chapitre I*, un revêtement thermoprotecteur est utilisé dans la configuration expérimentale standard du traitement par choc laser, afin de s'affranchir des effets thermiques néfastes associés à l'ablation des couches superficielles de la cible traitée. Le revêtement a donc une importance primordiale sur le traitement par choc laser car il sert d'intermédiaire entre l'énergie laser incidente et la pièce à traiter. L'influence de la nature du revêtement thermoabsorbant sur le niveau de pression induit a déjà été étudiée pour des cibles d'aluminium irradiées par une impulsion gaussienne de 25 ns de durée à mi-hauteur à la longueur d'onde de 1064 nm [VI-1]. Afin de compléter ce travail, nous avons entrepris une étude similaire à la longueur d'onde de 532 nm, en utilisant le laser Nd:YAG et le vélocimètre Doppler VISAR du CLFA. Les conditions d'irradiation utilisées pour cette expérience sont les suivantes :

- Impulsion laser gaussienne de 10-12 ns de durée à mi-hauteur
- Longueur d'onde laser de 532 nm
- Tache focale de 2,5 mm de diamètre
- Epaisseur d'eau de confinement de 3 mm

- Intensité de 2,2 GW/cm²

Les mesures ont été réalisées sur des cibles semblables à celles utilisées par Berthe [VI-1], constituées de feuilles minces d'aluminium de 250 µm d'épaisseur sur lesquelles sont déposées des couches de 5 µm d'épaisseur de différents matériaux : Tantale, Molybdène, Cuivre, et peinture métallisée d'aluminium. La *Figure VI-30* compare les profils de vitesse de surface libre obtenus sur ces différentes cibles pour une même intensité laser de 2,2 GW/cm².

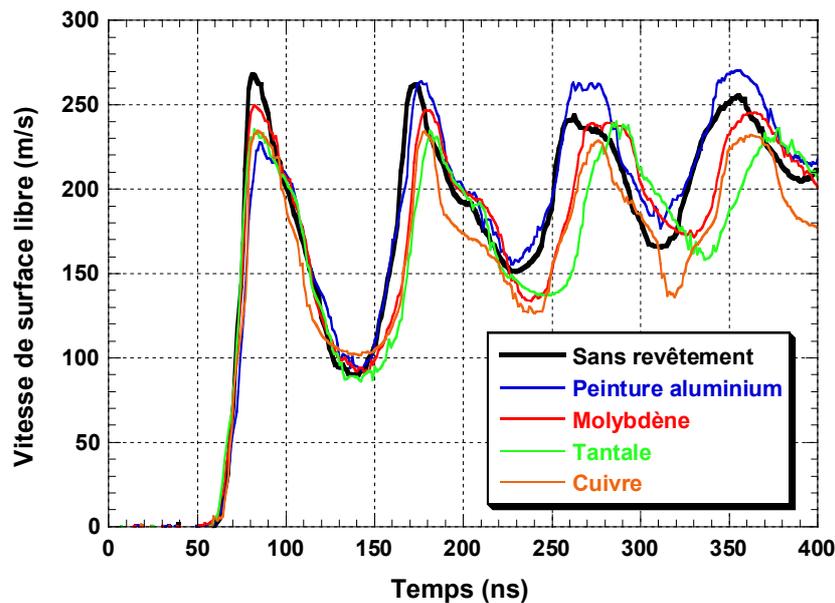


Figure VI-30 : Résultats des mesures de vitesse de surface libre sur les cibles d'aluminium recouvertes par les différents dépôts métalliques. Conditions d'irradiation : impulsion gaussienne de 10 ns de durée à mi-hauteur ayant une intensité de 2 GW/cm².

Les vitesses des premiers débouchés sont à peu près identiques (250 ± 20 m/s) quelle que soit la nature du dépôt, de telle sorte que les pressions induites sont très voisines. Les seconds débouchés, également de même niveau, sont retardés par rapport à celui de la feuille d'aluminium nue d'une durée correspondant à un aller retour de l'onde de choc dans l'épaisseur de la couche déposée. La *Figure VI-31* représente les pressions moyennes obtenues lors de ces expériences en fonction de la nature du dépôt. Elles sont comparées aux prédictions du code ACCIC. On constate qu'il y a peu de différence entre les différents matériaux, la pression étant environ 10 % plus faible que celle obtenue sur la cible d'aluminium non revêtue dans tous les cas. Les pressions maximales calculées par le code ACCIC sont en bon accord avec les valeurs expérimentales.

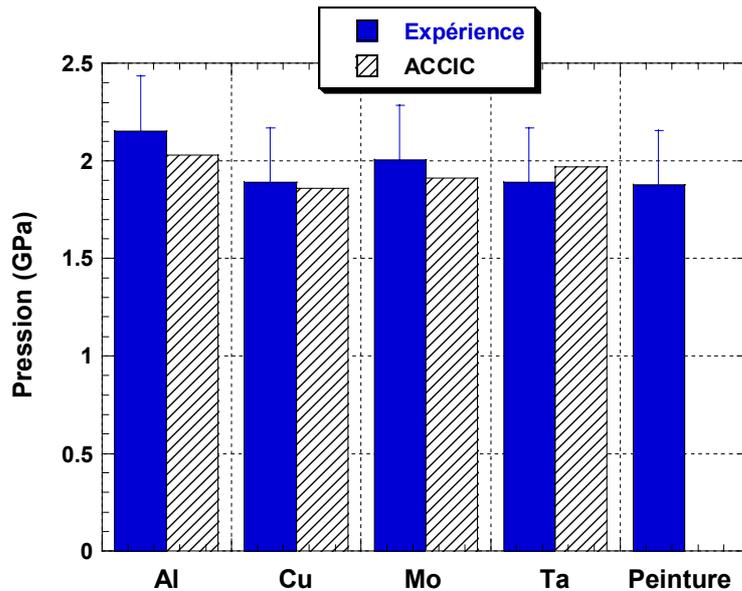


Figure VI-31 : Pression maximale induite sur les cibles d'aluminium en fonction de la nature du dépôt. Conditions d'irradiation : impulsion gaussienne de 10 ns de durée à mi-hauteur ayant une intensité de 2 GW/cm².

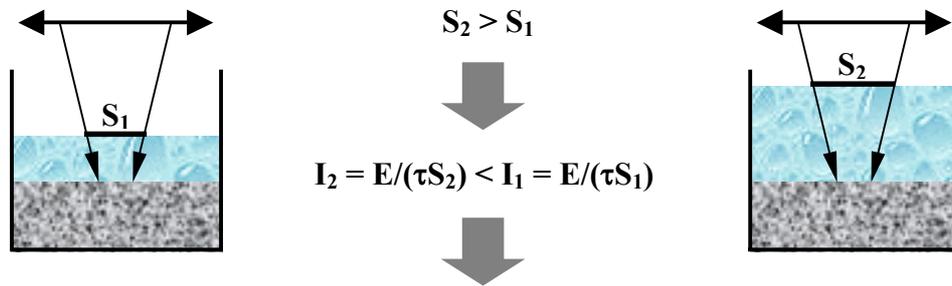
Contrairement aux résultats obtenus à la longueur d'onde de 1064 nm [VI-1], la pression induite sur la cible recouverte d'un dépôt de cuivre n'est pas moins importante que celle obtenue sur les autres cibles à 532 nm. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'à cette longueur d'onde, le cuivre est beaucoup moins réfléchissant qu'à 1064 nm : sa réflectivité passe de $R = 97\%$ à 1064 nm à $R = 62\%$ à 532 nm.

Ces résultats confirment donc que quelle que soit la longueur d'onde du rayonnement laser, la pression générée par le plasma confiné ne dépend pas de manière importante de la nature de la cible.

VI.3.4.2 Influence de l'épaisseur d'eau de confinement

L'utilisation d'une forte épaisseur d'eau de confinement est envisagée depuis plusieurs années pour le traitement par choc laser de pièces massives [VI-15]. Dans cette perspective, la longueur d'onde de 532 nm semble être la mieux adaptée, le coefficient d'absorption de l'eau étant beaucoup moins important pour cette longueur d'onde ($k = 3,31 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$) que pour la longueur d'onde fondamentale du laser Nd:YAG ($k = 0,118 \text{ cm}^{-1}$ à 1064 nm). D'autre part, comme le montre la Figure VI-32, une forte épaisseur d'eau permet de limiter l'intensité du

rayonnement laser à sa surface (mais aussi en volume), et donc de limiter l'apparition des phénomènes de claquages.



Diminution de la probabilité de claquage

Figure VI-32 : Influence de l'épaisseur d'eau de confinement sur la génération des plasmas de claquage.

Des mesures de pression ont donc été réalisées pour différentes épaisseurs d'eau de confinement, afin de déterminer l'influence de ce paramètre sur les niveaux de pression induits. Ces expériences ont été réalisées avec le laser Nd:YAG du CLFA, dans des conditions d'irradiation similaires à celles des mesures présentées au paragraphe VI.3.1. Les résultats de ces mesures sont présentés dans la *Figure VI-33* en fonction de l'intensité laser sur cible (qui tient compte de l'atténuation de l'impulsion laser au cours de sa propagation dans l'eau).

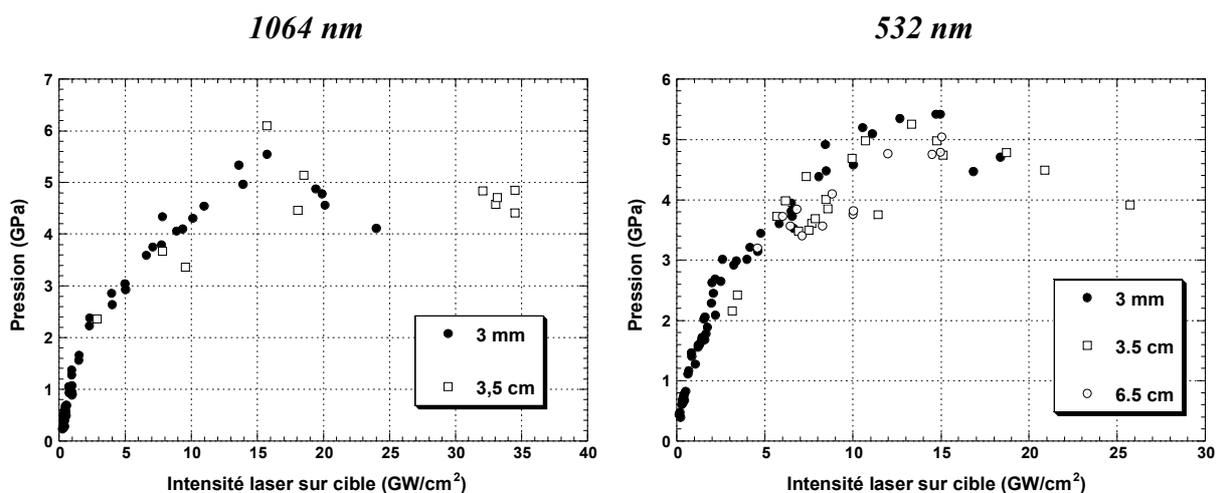


Figure VI-33 : Influence de l'épaisseur d'eau de confinement sur le niveau de pression induit.

On constate que pour les deux longueurs d'ondes, l'épaisseur d'eau n'a quasiment aucune influence sur le niveau de pression généré. Ce résultat est conforme à celui obtenu lors de mesures similaires réalisées avec un laser excimère émettant une impulsion trapézoïdale de 150 ns à 308 nm [VI-14].

Ces expériences montrent donc que l'épaisseur d'eau de confinement a très peu d'influence sur l'interaction en régime confiné, le niveau de pression induit étant le même quelle que soit l'épaisseur d'eau pour une intensité laser sur cible donnée. Ceci semble indiquer que l'eau ne joue qu'un rôle purement mécanique dans l'interaction en retenant la détente du plasma confiné. Les estimations réalisées par Berthe [VI-1] montrent en effet que l'eau a peu d'influence sur les caractéristiques microscopiques du plasma confiné et en particulier sur le rendement d'interaction α . Ceci est d'ailleurs confirmé par les observations spectroscopiques de Sakka *et al.* [VI-19] qui ont montré que les raies moléculaires caractéristiques d'une interaction entre les molécules d'eau et les atomes de métal, n'apparaissent que très tardivement lors de la phase de recombinaison du plasma confiné. Il serait donc intéressant de réaliser des mesures de pression en utilisant un milieu de confinement liquide ayant des propriétés mécaniques proches de l'eau mais une composition chimique très différente, afin de mettre clairement en évidence le rôle du milieu de confinement sur l'interaction confinée.

VI.3.5 Bilan des mesures de pression

Les mesures de pression réalisées dans cette thèse nous ont permis de mettre en évidence l'influence des conditions d'irradiation laser et de certains paramètres opératoires sur la génération de pression en régime d'interaction confinée. D'autre part, les résultats de ces mesures nous ont permis de valider le fonctionnement du code ACCIC, pour des intensités inférieures au seuil de claquage, mais aussi pour des intensités supérieures à ce seuil.

Pour les impulsions gaussiennes de 10 ns, nos mesures montrent que la longueur d'onde de 532 nm permet de générer des pressions plus importantes qu'à 1064 nm à faible intensité, et que les pressions maximales induites aux deux longueurs d'ondes sont identiques (5 GPa). Ces résultats sont similaires à ceux obtenus pour une impulsion gaussienne de 25 ns [VI-1], et ils indiquent donc clairement que pour les impulsions longues, la longueur d'onde de 532 nm constitue le meilleur choix pour le traitement par choc laser.

Conformément aux résultats de certaines expériences antérieures [VI-6][VI-5][VI-1], les mesures réalisées avec l'impulsion carrée de 3 ns du LULI montrent l'effet bénéfique des

impulsions courtes vis à vis des phénomènes de claquage. A 1064 nm, le seuil de claquage passe en effet de 10 GW/cm² pour les impulsions gaussiennes de 10 ns et 25 ns, à 20 GW/cm² pour les impulsions carrées de 3 ns. Ceci se traduit par une pression maximale induite de 7,5 GPa pour les impulsions carrées de 3 ns, contre 5 GPa seulement pour les impulsions gaussiennes de 10 ns. Toutefois, contrairement aux impulsions longues pour lesquelles la longueur d'onde de 532 nm permet de générer des pressions plus importantes, nos mesures montrent que cette longueur d'onde présente peu d'intérêt pour les impulsions courtes. En effet, elle induit des pressions identiques à celles obtenues à 1064 nm à faible intensité, et elle génère une pression maximale (~ 4 GPa) très inférieure à celle générée à 1064 nm (~ 7,5 GPa).

Pour le traitement par choc laser, il semble donc intéressant d'utiliser des impulsions courtes à 1064 nm afin de s'affranchir des phénomènes de claquages, alors qu'à 532 nm, il faut au contraire utiliser une impulsion ayant une durée minimale de l'ordre de 10 ns.

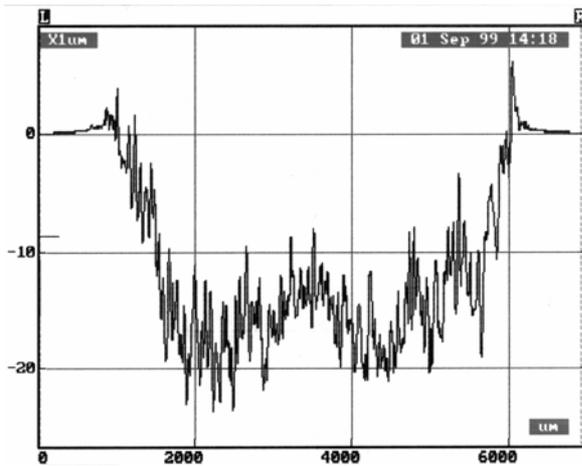
VI.4 Mesures d'épaisseur ablatée

Dans cette étude, des mesures d'épaisseur ablatée ont été réalisées afin de caractériser la quantité de matière mise en jeu dans l'interaction confinée, et obtenir ainsi une estimation de la densité du plasma confiné. Comme pour les autres expériences, l'influence des conditions d'irradiation laser a été étudiée plus particulièrement.

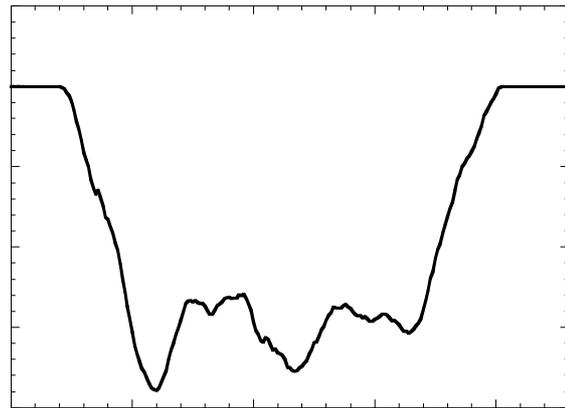
VI.4.1 Mesures préliminaires

VI.4.1.1 Influence de la répartition spatiale d'intensité

Différents travaux expérimentaux ont montré que la qualité optique du faisceau laser est un élément prépondérant pour l'application du traitement par choc laser [VI-1][VI-5]. En particulier, les inhomogénéités de la répartition spatiale d'intensité de l'impulsion laser se traduisent par des variations de pression importantes, qui induisent à leur tour des hétérogénéités dans les contraintes résiduelles induites en surface. La *Figure VI-34* montre que l'ablation est elle aussi très sensible à la répartition spatiale d'intensité.



Cratère d'ablation



Répartition spatiale d'intensité

Figure VI-34 : Comparaison du profil d'ablation avec la répartition spatiale de l'intensité de l'onde laser.

On remarque en effet que le cratère d'ablation reproduit les principales variations d'intensité de l'impulsion laser, et tout particulièrement les surintensités en bord de tache, caractéristiques des barreaux amplificateurs cylindriques utilisés dans les lasers Nd :YAG de puissance. L'obtention d'une ablation homogène sur toute la tache focale passe donc par un lissage préalable du profil spatial de l'onde laser. Un diffuseur holographique permettant de dissocier le front d'onde en une multitudes de speckles individuels a donc été utilisé afin d'homogénéiser le profil spatial d'intensité de l'impulsion laser. La Figure VI-35 montre un cratère d'ablation typique obtenu en utilisant ce dispositif.

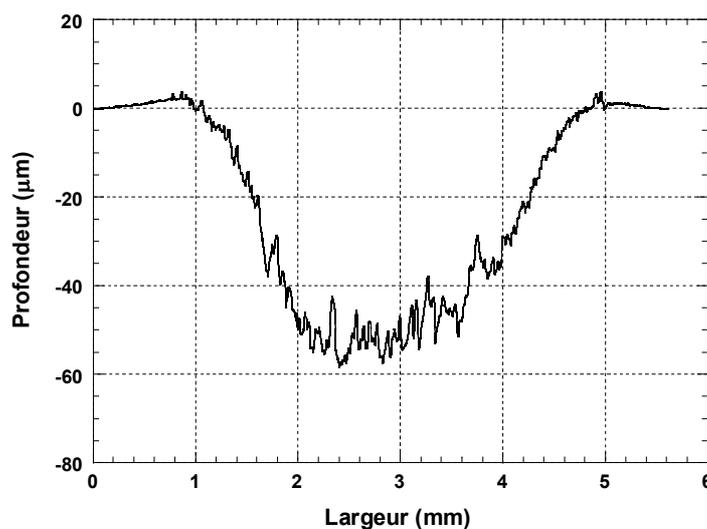


Figure VI-35 : Cratère d'ablation typique obtenu dans une cible d'aluminium en utilisant un diffuseur holographique pour lisser le profil spatial de l'impulsion laser.

VI.4.1.2 Influence du nombre de tirs

Comme nous l'avons expliqué au *Chapitre V*, les mesures d'épaisseur ablatée sont réalisées après plusieurs tirs afin d'obtenir une épaisseur suffisamment importante. Ceci permet entre autre d'améliorer la précision des mesures. La *Figure VI-36(a)* montre l'évolution de l'épaisseur totale ablatée en fonction du nombre de tirs, pour une cible d'aluminium 7175 irradiée à 1064 nm en régime de confinement par eau (3-4 mm d'eau), par une impulsion laser gaussienne de 12 ns de durée à mi-hauteur. Pour s'affranchir de l'enfoncement résiduel mécanique induit par le chargement de pression, les mesures d'ablation sont réalisées à faible intensité : 0,5 et 1 GW/cm². Des séries de 5 et 10 tirs réalisées sur des cibles recouvertes d'un revêtement adhésif d'aluminium de 30 μm ont en effet montré qu'aucun enfoncement résiduel n'était mesurable dans ces conditions.

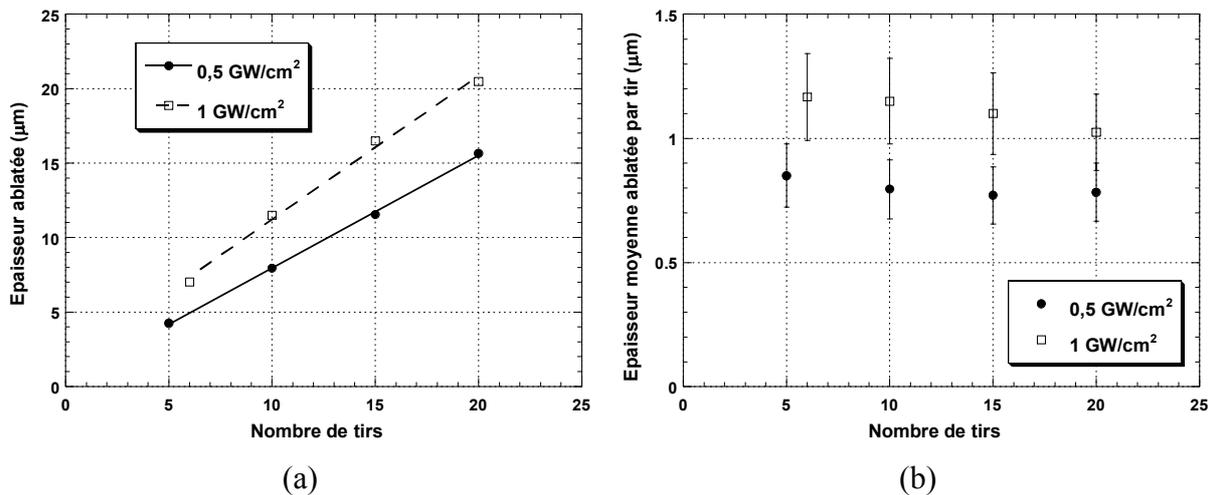


Figure VI-36 : Influence du nombre de tirs sur l'épaisseur ablatée totale (a) et sur l'épaisseur moyenne ablatée par tir (b).

Tout comme dans les travaux de Zhu *et al.* [VI-16], on constate que l'épaisseur ablatée augmente linéairement en fonction du nombre de tirs. L'épaisseur moyenne ablatée par tir peut ainsi être déterminée simplement en divisant l'épaisseur totale ablatée par le nombre de tirs. La *Figure VI-36(b)* montre qu'elle reste à peu près constante quel que soit le nombre de tirs utilisés pour la mesure.

VI.4.1.3 Influence de la nature de la cible

Afin de mettre en évidence l'influence de la nature de la cible sur l'ablation, des mesures similaires à celles présentées au paragraphe précédent ont été réalisées sur différents matériaux. Ces mesures ont été réalisées avec des impulsions gaussiennes ayant une durée un peu plus longue (18 ns contre 10 ns pour les mesures précédentes), focalisées sur une tache de 3,5 mm de diamètre afin d'obtenir une intensité de 1 GW/cm^2 sur la cible.

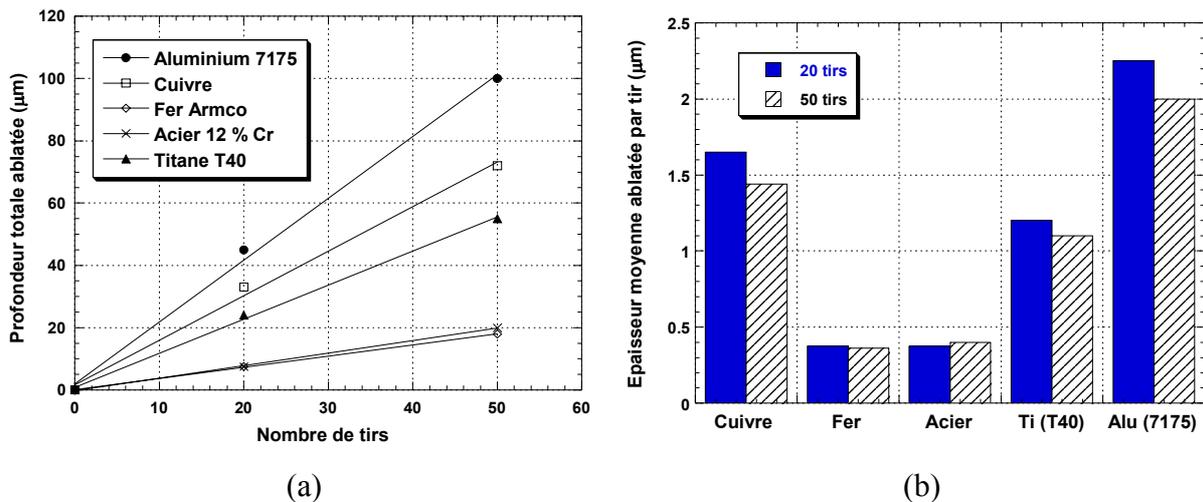


Figure VI-37 : Influence du nombre de tirs sur l'épaisseur ablatée totale (a) et sur l'épaisseur moyenne ablatée par tir (b) pour différents matériaux.

Comme on peut le voir sur la Figure VI-37, l'épaisseur totale ablatée augmente linéairement avec le nombre de tirs pour tous les matériaux étudiés (aluminium 7175, cuivre, fer, acier à 12% de Cr, titane), mais l'épaisseur moyenne ablatée par tir varie fortement selon la nature de la cible. On constate que l'ablation est beaucoup moins efficace pour les éléments les plus lourds (fer et acier). La très forte ablation des cible d'aluminium et de cuivre peut s'expliquer quant à elle par un léger enfoncement résiduel (résultant du cumul d'impacts) qui entraîne une surestimation de l'épaisseur ablatée.

Si on compare les résultats obtenus pour la cible d'aluminium 7175 avec ceux du paragraphe précédent, on constate que l'augmentation de la durée de l'impulsion laser a pour effet d'augmenter l'épaisseur moyenne ablatée par tir : elle passe d'environ $1,1 \mu\text{m}$ pour l'impulsion laser de 12 ns, à environ $2,1 \mu\text{m}$ pour celle de 18 ns.

VI.4.2 Influence de la longueur d'onde

Afin de limiter la durée du temps de traitement, le LALP a acquis un laser Continuum Powerlite 9000+, mieux adapté aux contraintes industrielles (en terme de fiabilité et de cadence de tir) que les chaînes laser de puissance usuelles. Ce laser a été utilisé pour étudier l'influence de la longueur d'onde sur l'ablation en régime confiné. Les expériences ont été réalisées sur des cibles massives d'aluminium 7175 et d'acier martensitique à 12 % de Cr, dans les conditions d'irradiation suivantes :

- Longueur d'onde laser de 1064 nm et de 532 nm
- Impulsions laser gaussiennes de 9 ns (1064 nm) et de 7 ns (532 nm) de durée à mi-hauteur
- Tache focale de 2 mm de diamètre
- Intensité comprise entre 0,5 et 6 GW/cm²

La *Figure VI-38* montre l'évolution de l'épaisseur ablatée en fonction de l'intensité du rayonnement laser pour une cible d'acier martensitique irradiée aux deux longueurs d'ondes.

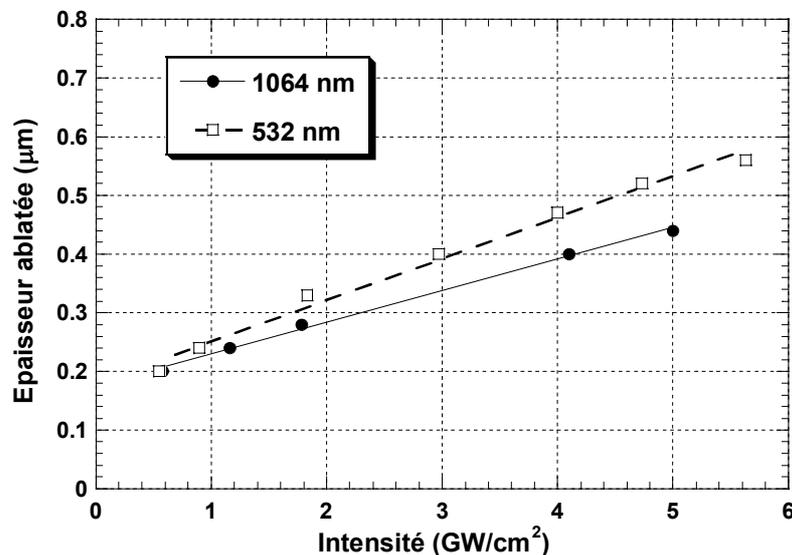


Figure VI-38 : Comparaison de l'épaisseur ablatée sur une cible d'acier martensitique irradiée aux longueurs d'ondes de 1064 nm et de 532 nm.

Pour les deux longueurs d'ondes, on constate que l'épaisseur ablatée augmente quasi linéairement avec l'intensité laser. On peut aussi remarquer qu'elle est plus importante à 532 nm qu'à 1064 nm, et que la différence entre les deux longueurs d'ondes a tendance à

augmenter avec l'intensité laser. Les résultats obtenus à 532 nm sont relativement proches de ceux obtenus par Sano [VI-17] sur des cibles d'acier 304 irradiées dans des conditions similaires.

La *Figure VI-39* montre les résultats équivalents obtenus pour une cible d'aluminium 7175. Les résultats sont comparés aux prédictions du code ACCIC (les simulations sont réalisées en extrapolant la valeur de la réflectivité à partir de celle obtenue pour l'impulsion gaussienne de 10 ns du CLFA).

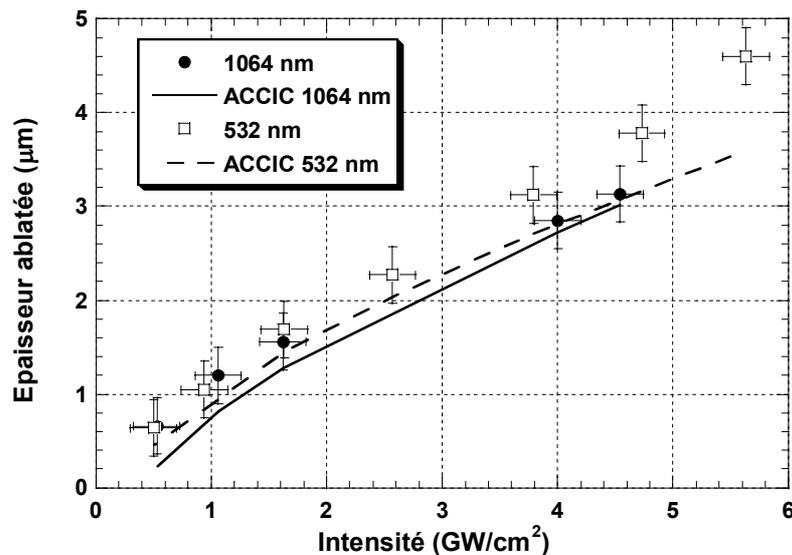


Figure VI-39 : Comparaison de l'épaisseur ablatée sur une cible d'aluminium 7175 irradiée aux longueurs d'ondes de 1064 nm et de 532 nm.

Comme on peut le voir sur ces courbes, l'épaisseur d'aluminium ablatée est plus importante à 532 nm. Le code ACCIC reproduit correctement son évolution avec l'intensité laser pour les deux longueurs d'ondes, mais il sous-estime légèrement sa valeur. La différence entre la valeur expérimentale et la valeur théorique est plus marquée à 532 nm.

La densité de neutres du plasma confiné a été calculée en divisant la quantité de matière ablatée (déduite du volume du cratère d'ablation), par le volume du plasma confiné (obtenu à partir des simulations ACCIC). La *Figure VI-40* montre son évolution en fonction de l'intensité laser pour les deux longueurs d'ondes étudiées.

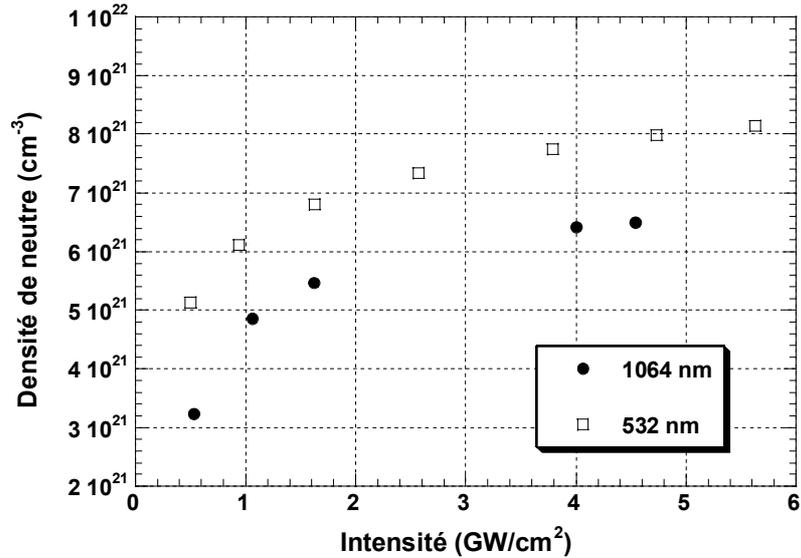


Figure VI-40 : Evolution de la densité de neutres dans le plasma confiné d'aluminium en fonction de l'intensité du rayonnement laser.

Comme pour l'épaisseur ablatée, on constate que la densité de neutres dans le plasma confiné est légèrement supérieure à 532 nm. Les valeurs obtenues sont en très bon accord avec les mesures expérimentales de Saito *et al.* [VI-18], qui ont montré que pour une cible de graphite irradiée à 1064 nm par une impulsion gaussienne de 20 ns à une intensité de 0,5 GW/cm² (tache focale de 1 mm de diamètre), la densité de neutre du plasma confiné de carbone est d'environ $6,7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$.

Le degré d'ionisation du plasma confiné étant proche de 1, on constate donc que l'on atteint facilement la densité critique aux deux longueurs d'ondes. L'expansion réduite du plasma confiné se traduit donc par des gradients de densité assez raides, ce qui explique la très forte absorption de l'énergie laser mesurée aux deux longueurs d'ondes.

VI.4.3 Bilan sur les mesures d'épaisseur ablatée

Les résultats de nos mesures d'épaisseur ablatée montrent que l'ablation est plus importante à 532 nm qu'à 1064 nm, et ce quel que soit le matériau étudié. Ceci semble donc confirmer l'hypothèse émise au paragraphe VI.3.2.1, selon laquelle l'ablation est régie par des processus différents à 532 nm et à 1064 nm. En effet, en comparant les mesures de pression avec les simulations ACCIC, nous avons montré qu'il est nécessaire d'utiliser deux modèles différents pour le calcul de l'ablation, afin de décrire correctement l'interaction laser-matière en régime confiné aux différentes longueurs d'ondes. Comme on peut le voir sur la *Figure*

VI-39, la théorie de Hertz-Knudsen et la théorie cinétique des liquides permettent respectivement de bien décrire l'ablation thermique à 1064 nm, et l'ablation « hydrodynamique » sous forme liquide à 532 nm. On observe toutefois que cette dernière théorie sous estime l'épaisseur ablatée à 532 nm pour les fortes intensités. En effet, les expériences de Zhang *et al.* [VI-13] réalisées en régime direct sous atmosphère gazeuse ont montré que cette théorie ne rend compte que de l'éjection de matière à l'extrême surface de la couche liquide. Or, lorsque l'intensité augmente, les instabilités hydrodynamiques engendrées par interaction de la plume d'ablation avec le milieu de confinement dans les premiers instants de l'interaction, facilitent l'expulsion de matière liquide sous forme de gouttelettes mais aussi d'agglomérats de volume plus important. Ceci a pour effet d'augmenter la quantité de matière ablatée mais aussi d'augmenter la pression induite, et ce d'autant plus que la durée de l'impulsion laser est longue. Ceci peut donc expliquer pourquoi le modèle ACCIC, qui ne tient pas compte de cet effet, donne des épaisseurs ablatées (*Figure VI-39*) et des pressions moins importantes que celles obtenues expérimentalement à forte intensité (*Figure VI-24*). On doit toutefois noter que les intensités utilisées en régime d'interaction confinée sont trop faibles pour atteindre le régime extrême de l'ablation 'explosive'. En effet, les courbes présentant l'évolution de l'épaisseur ablatée en fonction de l'intensité ne font pas apparaître de rupture de pente abrupte, caractéristique de ce phénomène [VI-12].

VI.5 Mesures de contraintes résiduelles par diffraction des rayons X

Dans cette partie, nous allons présenter les résultats des mesures de contraintes résiduelles par diffraction des rayons X, réalisées afin de caractériser l'état mécanique de la cible (en surface et en profondeur) après un traitement par choc laser. Pour la mise en œuvre de ces expériences, deux configurations différentes de traitement très proches de celles utilisées actuellement au niveau industriel (cf. *Chapitre I*) ont été utilisées :

- Traitement avec le laser Nd :YAG du LULI en utilisant un seul impact de grande dimension (~ 1 cm),
- Traitement avec le laser Continuum du CLFA en utilisant plusieurs petits impacts (~ 2 mm) avec différents taux de recouvrement.

Dans chacune de ces configurations, les expériences ont été réalisées aux longueurs d'ondes de 1064 nm et de 532 nm afin d'étudier l'influence de ce paramètre sur l'efficacité du

traitement. D'autre part, des tirs ont été réalisés dans des conditions d'irradiation similaires sur des cibles munies d'un revêtement thermoprotecteur et sur des cible nues, afin d'étudier l'influence des effets thermiques sur les contraintes résiduelles induites par choc laser.

VI.5.1 Influence du revêtement thermoprotecteur

VI.5.1.1 Configuration grands impacts

Sur la *Figure VI-41*, nous avons représenté les profils de contraintes en profondeur obtenus sur des cibles d'acier martensitique traitée à la longueur d'onde de 1064 nm par une impulsion carrée de 3 ns ayant une intensité de 10 GW/cm². L'une des cibles était recouverte d'un revêtement adhésif d'aluminium de 60 μm d'épaisseur afin de la protéger des effets thermiques de l'interaction.

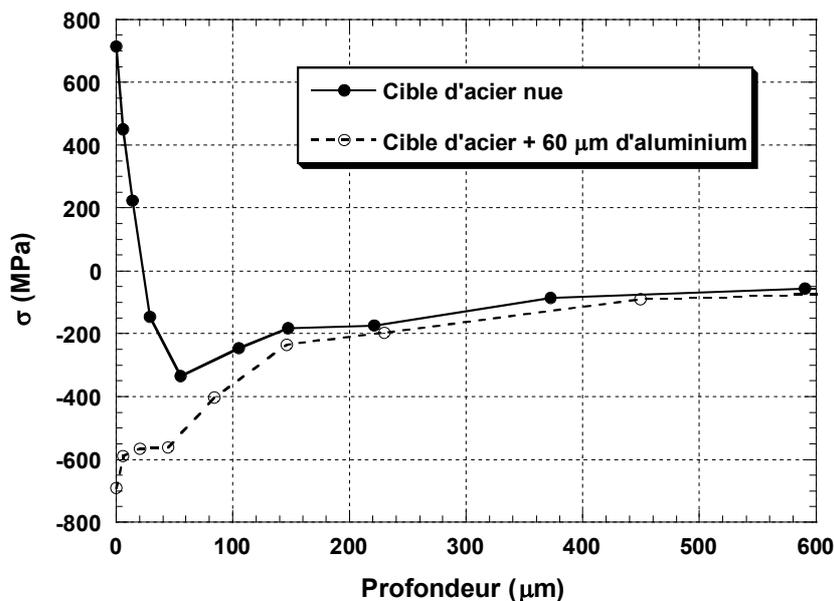


Figure VI-41 : Comparaison des contraintes résiduelles induites à 1064 nm sur des cibles d'acier martensitique traitées avec et sans revêtement thermoprotecteur dans la première configuration.

Selon la présence ou l'absence de revêtement thermoprotecteur, les contraintes résiduelles induites au niveau de la surface de la cible sont très différentes : la surface de la cible non revêtue est en traction (~ +700 MPa) alors que celle de la cible revêtue est en compression (-700 MPa). En effet, lorsque la cible est traitée avec un revêtement thermoprotecteur, le traitement par choc laser peut être considéré comme un traitement

purement mécanique. Le revêtement permet de s'affranchir de l'ablation des couches superficielles de la cible ainsi que des effets thermiques résultant du contact de la cible avec le plasma confiné. Le traitement par choc laser fait alors passer la cible en compression sur toute son étendue, aussi bien en surface qu'en profondeur, la contrainte induite s'atténuant au fur et à mesure de la propagation de l'onde de choc dans la cible. Lorsque l'interaction se fait directement à la surface de la cible métallique, le traitement par choc laser est un traitement thermomécanique qui associe les effets mécaniques induits par la propagation de l'onde de choc dans la cible, aux effets thermiques induits par le plasma confiné. Comme on peut le voir sur la *Figure VI-41*, les effets thermiques ne se font ressentir qu'au niveau de la surface de la cible, les effets mécaniques reprenant le dessus au delà d'une certaine profondeur. On remarque en effet qu'au delà d'une profondeur d'environ 100 μm , la cible non revêtue retrouve un état de compression équivalent à celui obtenu dans la cible revêtue.

En première approximation, on peut considérer que la profondeur au delà de laquelle la cible non protégée passe d'un état de traction à un état de compression est une bonne estimation de la profondeur affectée thermiquement par le traitement : dans le cas présent, elle est d'environ 25 μm . La précision de cette mesure est donnée par la profondeur de pénétration des rayons X dans la cible qui dépend fortement de sa nature : elle vaut environ 20 μm pour l'acier martensitique. La zone comprise entre 25 et 100 μm de profondeur est une zone intermédiaire qui permet d'équilibrer les contraintes entre la zone supérieure affectée par les effets thermiques, et la zone inférieure affectée uniquement par les effets mécaniques.

VI.5.1.2 Configuration petits impacts

La *Figure VI-42* présente des résultats équivalents à ceux de la *Figure VI-41*, obtenus en irradiant des cibles d'acier 35NCD16 à 1064 nm, avec des impulsions gaussiennes de 9 ns ayant une intensité de 6 GW/cm^2 . Dans cette configuration, un recouvrement des impacts de 50 % sur les deux axes permet d'obtenir un recouvrement moyen de 400 %, correspondant à un cumul de 4 impacts localement.

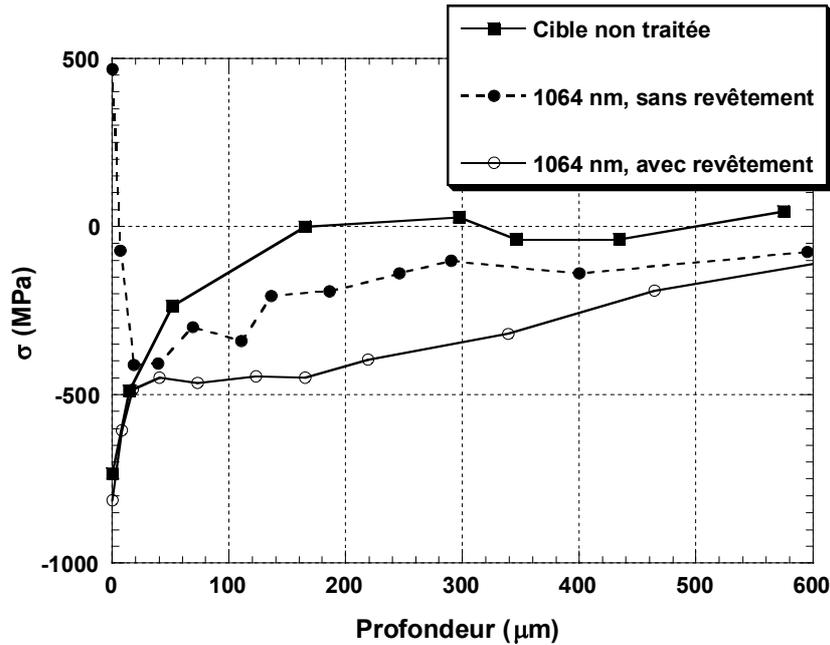


Figure VI-42 : Comparaison des contraintes résiduelles induites à 1064 nm sur des cibles d'acier 35NCD16 traitées avec et sans revêtement thermoprotecteur dans la seconde configuration.

Les résultats obtenus dans cette configuration sont très similaires à ceux obtenus dans la configuration utilisant de grands impacts. On constate en effet que la surface de la cible traitée sans revêtement est le siège de contraintes résiduelles de traction ($\sim +500$ MPa), alors que celle de la cible protégée est en compression (~ -600 MPa). On remarque toutefois que la profondeur affectée thermiquement par le traitement est moins importante dans la configuration utilisant des petits impacts : environ $5 \mu\text{m}$. Ceci peut sans doute s'expliquer par le fait que l'acier 35NCD16 possède une moins bonne conductivité thermique que l'acier martensitique : respectivement $0,268$ et $0,195 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$.

VI.5.1.3 Bilan et discussion des résultats

Ces résultats montrent que dans les deux configurations, le traitement par choc laser génère des contraintes résiduelles de compression à la surface des cibles recouvertes d'un revêtement protecteur, et des contraintes résiduelles de traction à la surface des cibles non revêtues. Comme cela avait déjà été observé, ceci semble donc indiquer qu'il n'est pas possible de générer des contraintes de compression sans utiliser de revêtement

thermoprotecteur. Selon le matériau et les conditions d'irradiation utilisés, les effets thermiques semblent affecter une épaisseur comprise entre 5 et 25 μm .

VI.5.2 Influence de la longueur d'onde

VI.5.2.1 Configuration grands impacts

La Figure VI-43 compare les contraintes résiduelles induites dans des cibles d'acier martensitique en fonction de la longueur d'onde du rayonnement laser. Les cibles sont traitées dans des conditions similaires à celles décrites au paragraphe VI.5.1.1.

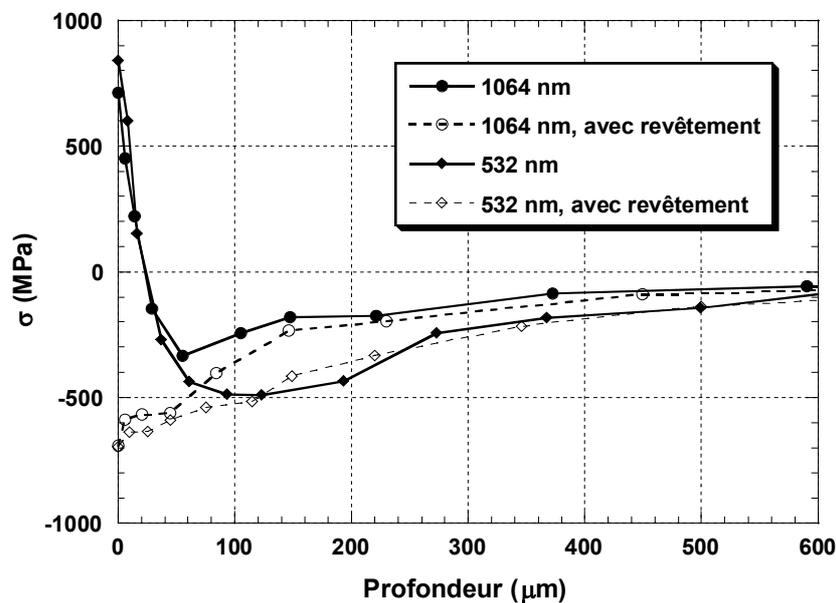


Figure VI-43 : Comparaison des contraintes résiduelles induites sur des cibles d'acier martensitique en fonction de la longueur d'onde du rayonnement laser.

Cette figure montre que la longueur d'onde a peu d'influence sur l'état mécanique de la cible après traitement, le niveau de contrainte induit en surface étant le même aux deux longueurs d'ondes sur chacune des cibles : environ +750 MPa sur la cible non revêtue, et environ -700 MPa sur la cible protégée. Dans le cas des cibles non revêtues, on constate aussi que la profondeur affectée thermiquement est similaire pour les deux longueurs d'ondes : environ 25 μm . Ceci semble indiquer que les effets thermiques induits par le plasma confiné sont du même ordre de grandeur aux deux longueurs d'ondes, et donc que les plasmas confinés initiés à 1064 nm et à 532 nm ont des températures peu différentes.

VI.5.2.2 Configuration petits impacts

La Figure VI-44 présente une comparaison similaire à celle de la Figure VI-43, pour une cible d'acier 35NCD16 traitée dans la seconde configuration.

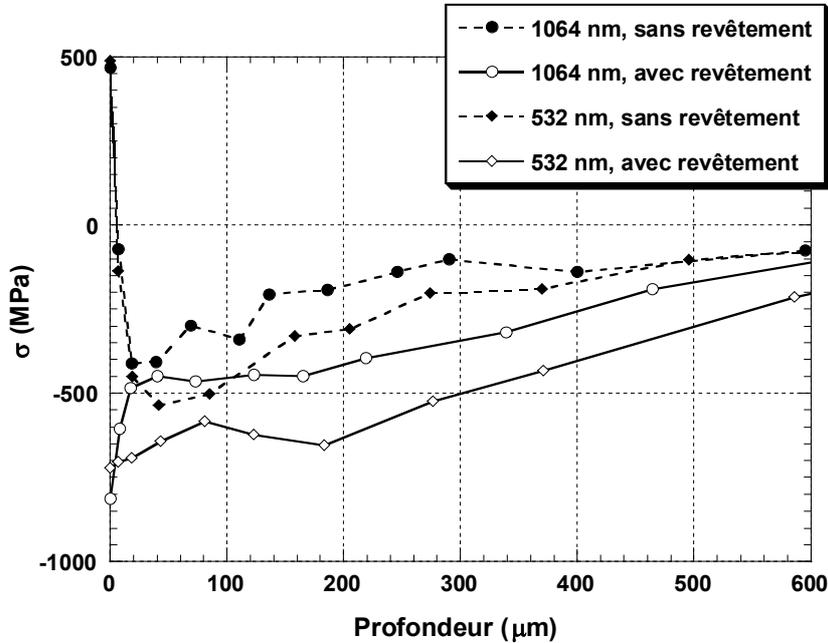


Figure VI-44 : Comparaison des contraintes résiduelles induites sur des cibles d'acier 35NCD16 en fonction de la longueur d'onde du rayonnement laser.

De la même manière que pour les cibles d'acier martensitique traitées dans la première configuration, on constate ici aussi que la longueur d'onde a peu d'influence sur les niveaux de contraintes induits. Ils sont similaires aux deux longueurs d'ondes : environ +500 MPa pour les cibles non revêtues, et environ -500 MPa pour les cibles protégées. D'autre part, la profondeur affectée sur les cibles non revêtues est identique aux deux longueurs d'ondes ($\sim 5 \mu\text{m}$).

VI.5.2.3 Bilan et discussion des résultats

Les résultats présentés ci-dessus montrent que la longueur d'onde a très peu d'influence sur les contraintes résiduelles induites, aussi bien sur les cibles revêtues (effet purement mécanique) que sur les cibles non revêtues (effet mécanique plus effet thermique en surface). Ceci peut s'expliquer du fait que pour les conditions d'irradiation utilisées, la pression et la

température du plasma confiné sont quasiment égales aux deux longueurs d'ondes. En effet, pour l'impulsion carrée de 3 ns, la *Figure VI-29* montre que la pression obtenue pour une intensité de 10 GW/cm^2 est d'environ 4,2 GPa aux deux longueurs d'ondes, et les simulations ACCIC donnent des températures électroniques maximales respectivement égales à 2,81 eV et 3,29 eV pour les longueurs d'ondes de 1064 nm et 532 nm. Bien qu'aucune mesure de pression n'aie été réalisée avec le laser Continuum, les mesures réalisées pour les impulsions gaussiennes de 10 ns (très proches de celles du laser Continuum), donnent une pression équivalente de 3,5 GPa aux deux longueurs d'ondes, pour une intensité de 6 GW/cm^2 . Dans ces conditions, les simulations ACCIC donnent des températures électroniques maximales égales à 2,24 eV (1064 nm), et 2,86 eV (532 nm).

Ces résultats sont en bon accord avec ceux des travaux de Bufetov *et al.* [VI-19] qui ont montré que dans des conditions d'irradiation similaires (impulsions de 10 ns à 1060 nm, 533 nm et 265 nm), la longueur d'onde du rayonnement laser a peu d'influence sur la température des plasma générés en régime direct, cette dernière variant de moins de 30 % pour les trois harmoniques du laser Nd :YAG étudiées.

VI.5.3 Influence de la nature de la cible

Afin de mettre en évidence l'influence de la nature de la cible sur les contraintes induites, des cibles d'aluminium 7175 ont été traitées dans des conditions similaires à celle utilisées pour le traitement des cibles d'acier 35NCD16 présentées au paragraphe VI.5.2.2. Les résultats de ces mesures sont présentés sur la *Figure VI-45*.

Si on compare cette figure à la *Figure VI-44*, on constate que les profils de contraintes obtenus dans les deux matériaux sont très différents, aussi bien en surface qu'en profondeur. Alors que les cibles d'acier 35NCD16 non revêtues sont en traction à la surface ($\sim 500 \text{ MPa}$), les cibles d'aluminium 7175 non revêtues restent en compression ($\sim -100 \text{ MPa}$). Cette différence de comportement est directement liée à la mesure par diffraction X. En effet, comme nous l'avons expliqué plus haut, les rayons X sont caractérisés par une certaine profondeur de pénétration dans la matière. Or, dans le cas d'une cible d'aluminium, cette profondeur est de l'ordre de $70 \mu\text{m}$. La valeur de la contrainte mesurée en $z = 0 \mu\text{m}$ correspond donc en réalité à la valeur de la contrainte à une épaisseur d'environ $z = 70 \mu\text{m}$. Le fait que l'on n'observe pas de contraintes de traction sur ces courbes ne signifie donc pas que la surface de la cible n'est pas en traction.

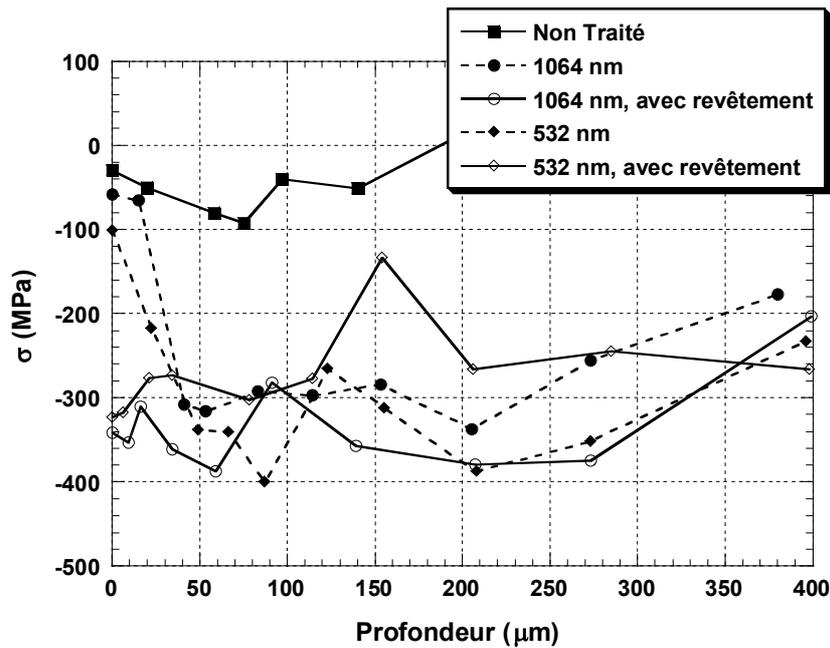


Figure VI-45 : Comparaison des contraintes induites sur des cibles d'aluminium 7175 traitées aux longueurs d'ondes de 1064 et 532 nm, avec et sans revêtement thermoprotecteur.

Pour les deux matériaux, les contraintes induites dans la cible non protégée retrouvent un niveau similaire à celui des contraintes induites dans la cible revêtue, au delà d'une profondeur d'environ 40 μm. Ceci semble donc indiquer que les effets thermiques affectent des épaisseurs équivalentes dans les deux matériaux. Toutefois, si l'on considère la profondeur de pénétration des rayons X, la zone affectée thermiquement est plus étendue dans le cas de l'aluminium. Cette sensibilité accrue vis à vis des effets thermiques peut s'expliquer par les propriétés thermiques très différentes des deux matériaux. Dans le cas de l'aluminium 7175, qui a une bonne conductivité thermique ($1,77 \text{ W.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$ à 300 K), la chaleur transmise par le plasma peut diffuser facilement à l'intérieur de la cible, et les effets thermiques vont donc se propager sur une épaisseur relativement importante. Il en va tout autrement de l'acier 35NCD16, qui possède une conductivité thermique beaucoup plus faible ($0,195 \text{ W.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$ à 300 K). Dans ce cas, la chaleur va diffuser sur une très faible épaisseur, et les effets thermiques vont donc se faire ressentir principalement au niveau de la surface.

Au delà de la profondeur affectée thermiquement, les contraintes résiduelles de compression induites dans la cible d'aluminium 7175 non revêtue sont similaires à celles induites dans la cible protégée (Figure VI-45). Pour l'acier 35NCD16, ces contraintes de compression induites dans la cible non revêtue sont moins importantes que celles générées dans la cible protégée pour les mêmes conditions d'irradiation (Figure VI-44). En effet, pour

l'impulsion laser gaussienne de 10 ns utilisée dans ces expériences, le revêtement adhésif d'aluminium de 60 μm d'épaisseur est suffisamment épais pour induire un effet de désadaptation d'impédance. Ceci a pour conséquence d'augmenter la pression générée à la surface de la cible d'acier revêtue par rapport à celle générée à même intensité sur la cible nue, et donc d'augmenter le niveau des contraintes de compression induites en profondeur.

VI.5.4 Influence de l'intensité du rayonnement laser

La *Figure VI-46* présente une comparaison des profils de contraintes en profondeur obtenus pour deux intensités laser différentes, sur des cibles d'acier martensitique traitées sans revêtement thermoprotecteur à 1064 nm, en utilisant la première configuration de traitement.

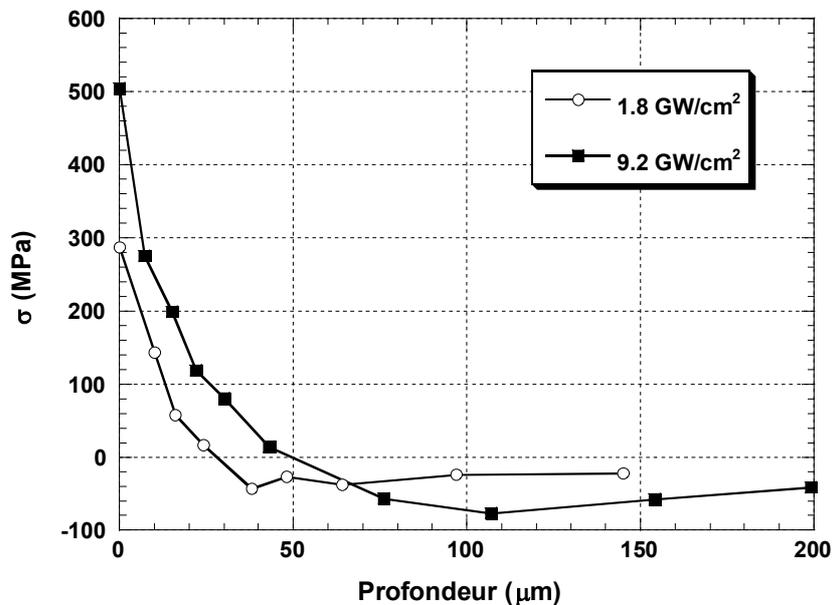


Figure VI-46 : Influence de l'intensité du rayonnement laser sur les contraintes induites dans des cibles d'acier martensitique traitées à 1064 nm sans revêtement thermoprotecteur.

L'augmentation de l'intensité laser se traduit par une augmentation de la contrainte résiduelle de traction induite à la surface, une augmentation de l'épaisseur affectée thermiquement, et une augmentation du niveau des contraintes résiduelles de compression induites en profondeur. Ceci s'explique simplement par le fait qu'une augmentation de l'intensité du rayonnement laser se traduit directement par une augmentation de la pression et

de la température du plasma confiné. Les effets thermiques et mécaniques induits par le traitement sont alors plus importants, et ils affectent des zones plus étendues.

VI.5.5 Influence du taux de recouvrement

Pour mettre en évidence une variation quelconque du niveau de contrainte suite à un cumul local d'impacts, différents échantillons d'acier martensitique ont été traités dans des conditions d'irradiation similaires en faisant varier le taux de recouvrement. Pour cela, les cibles d'acier non revêtues ont été traitées en utilisant la seconde configuration, en réalisant plusieurs passages afin d'augmenter le taux de recouvrement. Les résultats ainsi obtenus sont présentés sur la *Figure VI-47*. La différence du niveau de contrainte entre les deux longueurs d'onde s'explique en partie par la différence de durée d'impulsion : 6 ns à 532 nm, et 9 ns à 1064 nm. L'impulsion plus courte à 532 nm permet ainsi de générer des contraintes plus importantes en localisant plus superficiellement les déformations.

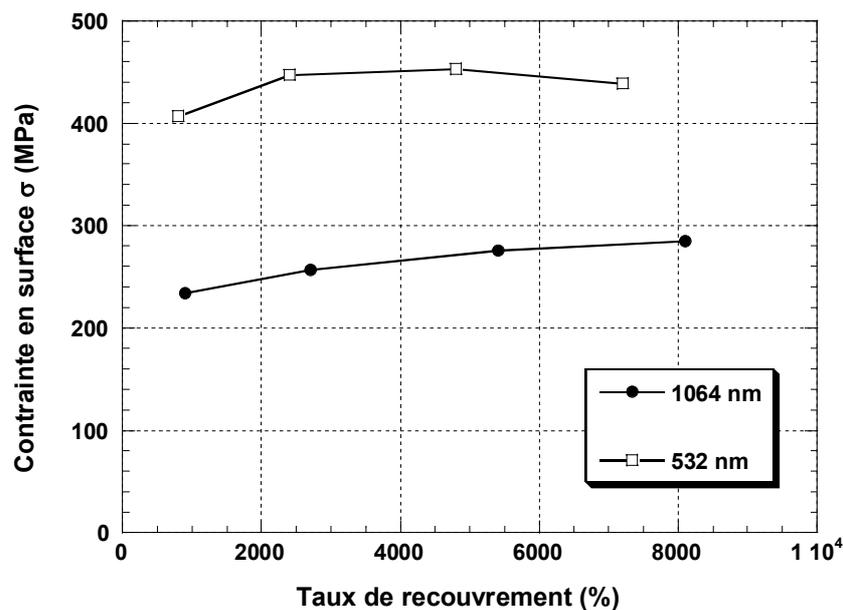


Figure VI-47 : Influence du taux de recouvrement sur le niveau de contrainte induit en surface sur des cibles d'acier martensitique.

On remarque que le niveau de contrainte induit en surface à 1064 nm et à 532 nm varie très peu lorsque que l'on augmente le taux de recouvrement entre les impacts. Ce résultat est très différent de celui obtenu par Sano *et al.* [VI-15] et Schmidt-Uhlig *et al.* [VI-20] sur l'acier 304. Comme nous l'avons mentionné au *Chapitre I*, ces chercheurs ont en effet montré

qu'il est possible de générer des contraintes de compression à la surface d'échantillons d'acier 304 traités sans revêtement, lorsque le taux de recouvrement devient supérieur à 3600 tirs/cm². Différentes hypothèses peuvent être avancées pour expliquer ces résultats :

- Le choix du matériau utilisé pour ces mesures peut être en partie responsable de ces résultats. En effet, contrairement à l'acier martensitique utilisé dans nos expériences, l'acier 304 est sujet à l'érouissage cyclique. Au fur et à mesure du cumul d'impacts, sa limite d'élasticité augmente, et il est alors susceptible d'accepter un niveau de contrainte plus important. Il se pourrait donc qu'au delà d'un certain nombre d'impacts, le volume affecté par les contraintes résiduelles de compression d'origine mécanique devienne suffisamment important pour compenser les contraintes de traction d'origine thermique, et faire passer ainsi la surface de la cible en compression.
- Ce résultat peut aussi s'expliquer par le fait que les mesures de contraintes sont réalisées par diffraction des rayons X (DRX). En effet, comme nous l'avons signalé plus haut, les rayons X sont caractérisés par une certaine profondeur de pénétration dans la matière (15-20 μm pour les aciers). La DRX ne permet donc pas de caractériser l'extrême surface des échantillons, mais elle donne uniquement une information sur les contraintes induites au delà d'une certaine profondeur, qui dépend de la nature du matériau étudié. Il se pourrait donc que l'extrême surface soit toujours en traction, mais que la méthode de détection ne permette pas d'y accéder.
- On peut enfin supposer que les petites taches focales utilisées (~ 750 mm) permettent de limiter fortement les effets thermiques induits. En effet, des effets 2D peuvent alors intervenir à la fin de l'impulsion laser, et entraîner une chute brutale de la pression et de la température du plasma confiné. Ceci pourrait donc permettre de limiter les profondeurs affectées thermiquement.

VI.5.6 Bilan des mesures de contraintes

Les résultats des mesures de contraintes résiduelles présentés dans les paragraphes ci-dessus confirment que quelle que soit la configuration utilisée pour le traitement (impact unique de grand diamètre, ou cumul de plusieurs impacts de petit diamètre), il est impossible

de générer des contraintes résiduelles de compression sans utiliser de revêtement thermoprotecteur.

D'autre part, ces mesures montrent que les niveaux de contrainte induits dépendent peu des conditions d'irradiation utilisées. Pour une intensité laser donnée, les contraintes induites aux longueurs d'ondes de 1064 nm et 532 nm sont identiques, et elles varient très peu lorsque l'on augmente le taux de recouvrement entre les impacts.

VI.6 Conclusion

Les expériences présentées dans ce chapitre avaient pour objectif de caractériser l'influence des paramètres d'irradiation laser sur l'interaction en régime de confinement par eau. Pour cela, différents diagnostics expérimentaux ont été mis en œuvre afin d'étudier :

- l'absorption de l'énergie laser par le plasma confiné (sphère intégrante et réflexion spéculaire),
- l'émission de ce plasma dans le domaine visible (mesures par photodiode et imagerie CCD),
- les niveaux de pressions induits (interférométrie VISAR et jauge EMV),
- l'épaisseur de matière ablatée (profilométrie),
- les contraintes résiduelles induites (diffraction de rayons X).

Ces différentes expériences ont été complétées par des simulations numériques réalisées avec le code SHYLAC pour simuler la propagation des ondes de choc et remonter aux pressions générées par le plasma confiné, et avec le code ACCIC décrivant l'interaction confinée.

Conformément aux résultats des études antérieures [VI-1], les mesures de pression par interférométrie VISAR ont confirmé l'intérêt d'utiliser la longueur d'onde de 532 nm pour les impulsions longues, cette dernière permettant en effet de générer des pressions plus importantes qu'à 1064 nm. D'autre part, ces mesures ont aussi confirmé le rôle bénéfique des impulsions courtes vis à vis des phénomènes de claquages à 1064 nm. Toutefois, elles ont clairement mis en évidence un effet opposé à la longueur d'onde de 532 nm. En effet, les processus multiphotoniques qui dominent les claquages à cette longueur d'onde, sont favorisés par les impulsions courtes, ce qui limite fortement les pressions pouvant être induites dans ces conditions : $P_{max} = 4$ GPa seulement contre 7,5 GPa à 1064 nm.

Bien qu'elle permette de mieux absorber l'énergie laser et d'induire des pressions plus importantes pour les impulsions longues, la longueur d'onde de 532 nm ne semble toutefois pas présenter un gros avantage au niveau du traitement par choc laser. En effet, les mesures de contraintes résiduelles montrent que les niveaux de contraintes induits à cette longueur d'onde sont équivalents à ceux induits à 1064 nm. Ceci s'explique en partie par le fait que les effets thermiques induits par le traitement sont légèrement plus importants à cette longueur d'onde, et qu'il contrebalancent les effets mécaniques. En effet, nos mesures d'ablation indiquent que l'épaisseur de matière ablatée est légèrement plus importante à 532 nm qu'à 1064 nm.

De manière générale, ces différents résultats nous ont permis de valider le fonctionnement du code de claquage et du code ACCIC développés dans cette étude afin de décrire l'interaction laser-matière en régime confiné. Les résultats des mesures d'absorption nous ont permis de constituer une base de donnée qui a ensuite été utilisée lors des simulations. La comparaison des divers résultats expérimentaux avec les simulations ACCIC semble montrer que l'ablation confinée se fait selon deux régimes différents suivant la longueur d'onde du rayonnement laser utilisée : ablation thermique classique à 1064 nm, et ablation hydrodynamique sous forme liquide à 532 nm.

En ce qui concerne le traitement par choc laser, la comparaison des deux configurations de traitement ne nous a pas permis d'expliquer les résultats obtenus par Sano *et al.* [VI-15]. Quelle que soit la longueur d'onde et le taux de recouvrement utilisés, il semble en effet impossible de générer des contraintes résiduelles de compression sans utiliser de revêtement thermoprotecteur. Différentes hypothèses ont toutefois été avancées afin d'expliquer ce phénomène. Elles sont analysées plus en détail dans le chapitre suivant qui est consacré à la simulation des effets induits d'origine mécanique et d'origine thermique générés par un choc laser.

VI.7 Bibliographie du Chapitre VI

- [VI-1] L. Berthe, *Processus de claquage de milieux transparents sous irradiation laser. Application au choc laser en régime de confinement par eau*, Thèse de l'Université Paris XI Orsay, 7 avril 1998.
- [VI-2] C. Garban-Labaune, *Etude expérimentale des mécanismes d'absorption dans l'interaction laser-matière à haut flux. Effet de la longueur d'onde*, Thèse de

l'Université Paris XI Orsay, 16 avril 1982.

- [VI-3] Y-K. Choi, H-S. Im, K-W. Jung, *Int. J. Mass Spectrom.* **189**, 115 (1999).
- [VI-4] J. Fournier, *Génération d'ondes de choc par laser pulsé de forte énergie. Applications mécaniques et métallurgiques*, Thèse de l'école Polytechnique, 12 juin 1989.
- [VI-5] D. Devaux, *Caractérisation des plasmas formés par laser impulsionnel en géométrie confinée. Application au choc laser*, Thèse de l'Université Paris XI Orsay, 11 juin 1993.
- [VI-6] P. Peyre, L. Berthe, R. Fabbro, and A. Sollier, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33**, 498 (2000).
- [VI-7] M.H. Niemz, *Appl. Phys. Lett.* **66**, 1181 (1995).
- [VI-8] J. Noack and A. Vogel, *IEEE J. Quantum Electron.* **35**, 1156 (1999).
- [VI-9] J. Hermann, *Caractérisation du plasma créé lors de l'interaction laser-cible métallique. Rôle du plasma dans le transfert d'énergie entre le faisceau laser et le métal*, Thèse de l'Université d'Orléans, 19 mai 1991.
- [VI-10] J.J. Chang and B.E. Warner, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 473 (1996).
- [VI-11] K. Saito, K. Takatani, T. Sakka, and Y.H. Ogata, *Proceedings of the Conference On Laser Ablation (Tsukuba, Japan, October 1-5, 2001)*.
- [VI-12] J.H. Yoo, S.H. Jeong, X.L. Mao, R. Greif, and R.E. Russo, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 783 (2000).
- [VI-13] X. Zhang, S.S. Chu, J.R. Ho, and C.P. Grigoropoulos, *Appl. Phys. A* **64**, 545 (1997).
- [VI-14] A. Sollier, *Rapport de stage de DEA, CLFA-LALP, juin 1998*.
- [VI-15] Y. Sano, N. Mukai, K. Okazaki, and M. Obata, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **121**, 432 (1997).
- [VI-16] S. Zhu, Y.F. Lu, M.H. Hong, and X.Y. Chen, *J. Appl. Phys.* **89**, 2400 (2001).
- [VI-17] Y. Sano, *PhD Thesis, University of Osaka, 2002*.
- [VI-18] K. Saito, K. Takatani, T. Sakka, and Y.H. Ogata, *Proceedings of the Conference On Laser Ablation (Tsukuba, Japan, October 1-5, 2001)*.
- [VI-19] I.A. Bufetov, G.A. Bufetova, S.B. Kravtsov, V.B. Fedorov, and V.K. Fomin, *Quant. Electr.* **25**, 794 (1995).
- [VI-20] T. Schmidt-Uhlig, P. Karlitschek, M. Yoda, Y. Sano, and G. Marowsky, *Eur. Phys. J. AP* **9**, 235 (2000).

Chapitre VII

*Simulation des effets mécaniques et
thermiques induits par choc laser*

Chapitre VII : Simulation des effets mécaniques et thermiques induits par choc laser

Afin de prédire les effets d'origine mécanique mais aussi d'origine thermique induits lors d'un traitement par choc laser, différentes simulations ont été réalisées dans cette étude, en utilisant le code aux éléments finis ABAQUS ainsi qu'un code thermique permettant de résoudre l'équation de la chaleur.

La première partie du chapitre est consacrée aux simulations réalisées avec le code ABAQUS. Après une description rapide du code, le maillage et les différentes lois utilisées pour les calculs mécaniques et thermiques sont présentés. Les résultats des simulations sont ensuite comparés aux résultats expérimentaux des mesures de contraintes résiduelles présentées au Chapitre VI.

Dans la seconde partie, les effets thermiques sont analysés plus en détail en utilisant un code thermique simple. Les résultats de ces différentes simulations permettent d'établir quelques hypothèses pouvant être utilisées afin de minimiser les effets thermiques induits par le traitement, qui représentent actuellement la principale limitation à une utilisation industrielle du traitement par choc laser.

VII.1 Travaux antérieurs

Outre le modèle analytique de calcul des effets mécaniques induits développé par Ballard [VII-1] (cf. *Chapitre I*) mais valable exclusivement pour des impacts isolés, et l'utilisation de codes hydrodynamiques 1D ou 2D pour analyser la propagation des ondes de choc dans des régimes plus ou moins compliqués (mono ou multi-matériaux...), différentes tentatives de modélisation par éléments finis (EF) des effets induits par choc laser ont été présentées récemment [VII-2]-[VII-5]. Tous ces travaux se sont limités à la simulation des effets d'origine purement mécanique induits par un traitement par choc laser réalisé avec un revêtement thermoprotecteur. Bien que des résultats encourageants aient été obtenus [VII-3]-[VII-5], les simulations sont encore embryonnaires, et des progrès doivent encore être accomplis afin de les rendre prédictives.

Comme nous l'avons expliqué au *Chapitre I*, une bonne connaissance des effets thermiques induits par choc laser est une condition sine qua non pour la réalisation du

traitement sans revêtement. Or, à l'heure actuelle, très peu de travaux ont été consacrés à ces effets. Devaux [VII-6] et Ballard [VII-1] ont essayé de déterminer la profondeur affectée thermiquement par le traitement en résolvant l'équation de la chaleur dans le cas d'une source surfacique de chaleur, mais leurs estimations sont très inférieures aux résultats expérimentaux obtenus par Dubouchet [VII-7] à partir de mesures de contraintes résiduelles.

Ces différents travaux soulignent donc la nécessité de développer des simulations permettant de traiter à la fois les effets mécaniques et les effets thermiques induits par le traitement, afin de pouvoir réellement prédire les conditions opératoires optimales permettant d'obtenir des contraintes résiduelles de compression maximales dans la cible traitée. Dans cette étude, le code aux éléments finis ABAQUS 5.8 a donc été utilisé afin de calculer les contraintes résiduelles d'origine mécanique et d'origine thermique induites par choc-laser avec et sans revêtement protecteur [VII-8]. Pour cela, les chargements de pression et de température calculés par le code ACCIC ont été utilisés comme paramètres d'entrée du code ABAQUS. D'autre part, les profondeurs affectées thermiquement lors d'un traitement sans revêtement, ont été déterminées à partir de simulations réalisées avec le code ABAQUS et avec un code thermique permettant de résoudre l'équation monodimensionnelle de la chaleur sans source volumique.

VII.2 Simulations des contraintes résiduelles induites à l'aide du code aux éléments finis ABAQUS

VII.2.1 Présentation du code

ABAQUS est un code de calcul numérique par éléments finis qui permet de traiter les phénomènes thermiques et mécaniques, séparément ou de manière fortement couplée lorsque les effets de la température et des contraintes ne peuvent être dissociés. Dans le code, la résolution thermique se fait à partir des équations de la chaleur. La résolution mécanique se fait à partir d'une méthode incrémentale avec itérations, basée sur l'algorithme de *NEWTON-RAPHSON*.

Dans le cas d'un traitement par choc laser où seuls les effets thermiques de conduction entrent en jeu, les effets thermomécaniques induits peuvent être résolus en utilisant les calculs découplés. Le calcul du champ de contraintes à un temps donné est alors réalisé à partir du champ de température calculé séparément.

VII.2.2 Définition du maillage

Le maillage retenu est un maillage axisymétrique 2D de dimensions 3 mm (largeur) x 4 mm (profondeur) comprenant 2600 nœuds. Les éléments choisis (au nombre de 2520) sont de type DCAX4R (éléments de **D**iffusion, **C**ontinus, **AX**isymétriques, à 4 nœuds et à intégration **R**éduite) pour le calcul thermique, et CAX4R (éléments **C**ontinus, **AX**isymétriques, à 4 nœuds et à intégration **R**éduite) pour le calcul mécanique. Une fonction BIAS a été utilisée afin de réduire la taille des éléments au voisinage de la surface, et de faciliter le calcul en augmentant les pas de temps. Dans la configuration actuelle, les éléments 2D de la surface sont de l'ordre de 40 μm (épaisseur) x 100 μm (largeur).

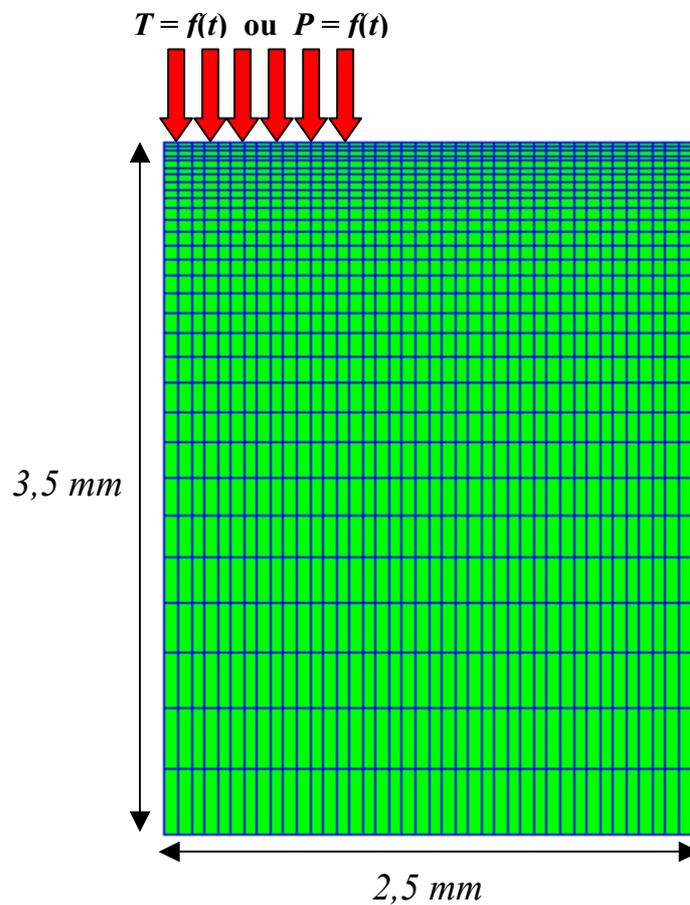


Figure VII-1 : Maillage axisymétrique 2D utilisé pour les simulations ABAQUS.

Bien que les taches focales utilisées au niveau expérimental pour les mesures de contraintes aient un diamètre proche de 1 cm, les simulations ont été réalisées avec des taches focales moins importantes de l'ordre de 4 mm pour limiter les temps de calcul. Les

dimensions du maillage sont toutefois un peu plus grandes afin d'éviter les problèmes de réflexions d'ondes en bord de pièce.

VII.2.3 Principe de la simulation avec un chargement mécanique

Pour calculer les effets mécaniques induits par un traitement de choc laser réalisé avec un revêtement thermoprotecteur, la mise en pression de la surface est imposée par un profil temporel de pression $P = f(t)$ calculé par le modèle ACCIC. Le calcul est réalisé en formulation Explicite qui se prête mieux aux résolutions dynamiques, et il se décompose en deux étapes. La première partie du calcul (step 1) analyse l'atténuation des ondes de choc en profondeur, et la seconde partie (step 2) calcule les déformations plastiques et les contraintes résiduelles après retour à l'équilibre. Les propriétés mécaniques du matériau sont introduites sous forme d'une équation d'état :

$$P = \rho Du, \quad (\text{VII-1})$$

avec $D = C_0 + Su$ (pour la partie hydrostatique), et d'une loi de Johnson-Cook [VII-9] :

$$\sigma = (\sigma_Y + K\varepsilon^n) [1 + C \ln(\dot{\varepsilon})], \quad (\text{VII-2})$$

pour la partie déviatorique faisant intervenir la sensibilité à la vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}$. Les calculs ainsi effectués permettent d'accéder aux contraintes résiduelles d'origine mécanique induites par un choc-laser.

VII.2.4 Principe de la simulation avec un chargement thermique

Pour simuler un traitement par choc laser sans revêtement thermoprotecteur, le chauffage de la surface par le plasma confiné est imposé par un pic de température $T = f(t)$ calculé par le modèle ACCIC. Le maillage est identique à celui utilisé pour la simulation mécanique, mais le calcul est réalisé en formulation Implicite pour tenir compte des temps de relaxation importants ($\sim \mu\text{s}$) des phénomènes thermiques. Le calcul se fait aussi en 2 étapes : une étape thermique utilisant une carte HEAT TRANSFER au cours de laquelle on calcule la diffusion de la chaleur, et une étape mécanique (carte STATIC), qui récupère la température de chaque nœud au cours du temps et calcule les états mécaniques de la pièce au cours du chauffage et après refroidissement. Pour ces simulations, les propriétés thermiques non linéaires (chaleur spécifique, conductivité, coefficient de dilatation, ... variant avec la

température) de l'acier inoxydable à 12 % de Cr ont été extrapolées à partir des valeurs d'un acier inoxydable de structure voisine. Les propriétés mécaniques du matériau sont introduites sous forme d'une loi d'élasto-plasticité simplifiée (propriétés statiques) de type :

$$\sigma = \sigma_Y + K\varepsilon_p^n, \quad (\text{VII-3})$$

où σ_Y représente la limite d'élasticité du matériau ($\sigma_Y = 870$ MPa), K son module d'écrouissage ($K = 500$ MPa), et n son coefficient d'écrouissage ($n = 0,2$).

Le code permet alors de calculer en chaque nœud la température et le déplacement dans les 2 axes, et en chaque élément les contraintes et déformations au cours du temps. En l'état actuel, un calcul thermique + mécanique dure environ 30 à 45 minutes.

VII.2.5 Résultats des simulations

Les résultats des simulations ABAQUS ont été comparés aux mesures expérimentales de contraintes réalisées sur les cibles d'acier martensitique traitées avec le laser impulsif du LULI (présentées au *Chapitre VI*). Les expériences ayant été réalisées avec et sans revêtement thermoprotecteur, il nous a été possible de valider séparément les deux types de simulations présentés ci-dessus.

VII.2.5.1 Simulations mécaniques

Les conditions opératoires utilisées dans les simulations correspondent aux conditions expérimentales utilisées lors de nos mesures de contraintes :

- Cible massive d'acier martensitique à 12 % de Cr recouverte d'un revêtement adhésif d'aluminium de 60 μm d'épaisseur
- Impulsion laser à base carrée de 3 ns ayant une durée à mi-hauteur de 2,2 ns
- Longueur d'onde laser de 1064 nm
- Tache focale d'environ 9 mm de diamètre
- Epaisseur d'eau de confinement de 3-4 mm
- Intensité laser incidente de 10 GW/cm^2 , soit une intensité réellement absorbée de 8 GW/cm^2

Bien qu'il soit possible de tenir compte directement du revêtement d'aluminium dans la simulation ABAQUS, nous avons considéré que l'interaction se faisait directement sur la cible d'acier. Le chargement de pression appliqué à la surface de cette cible a donc été calculé en deux étapes. Dans un premier temps, nous avons utilisé le code ACCIC pour calculer la pression induite à la surface du revêtement d'aluminium par une impulsion gaussienne classique ayant une durée à mi-hauteur de 2,2 ns, centrée au temps $t = 4,4$ ns. Bien que l'impulsion du laser Nd:YAG du LULI ne soit pas réellement gaussienne, c'est ce profil temporel qui se rapproche le plus de son profil réel. Le profil de pression ainsi obtenu est présenté sur la *Figure VII-2*. Il est caractérisé par une pression maximale $P_{max} = 4,1$ GPa, et une durée à mi-hauteur $\tau_p = 5$ ns. Une simulation SHYLAC a ensuite été réalisée afin de tenir compte de l'effet de la désadaptation d'impédance à l'interface entre le revêtement d'aluminium et la cible d'acier. Cette simulation a montré que la pression maximale appliquée à la surface de la cible d'acier était légèrement supérieure ($P_{max} = 4,5$ GPa) à la pression induite à la surface du revêtement protecteur, et le profil de pression a donc été modifié pour tenir compte de cet effet.

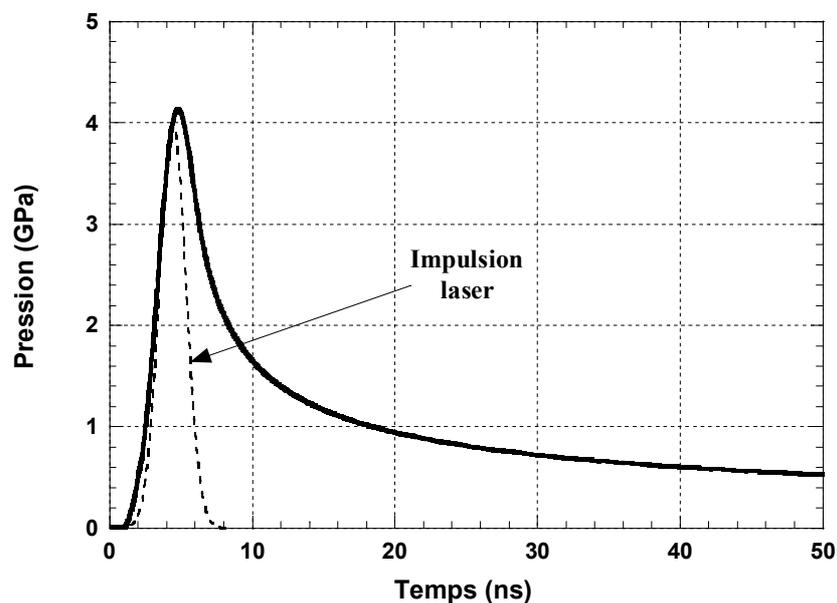
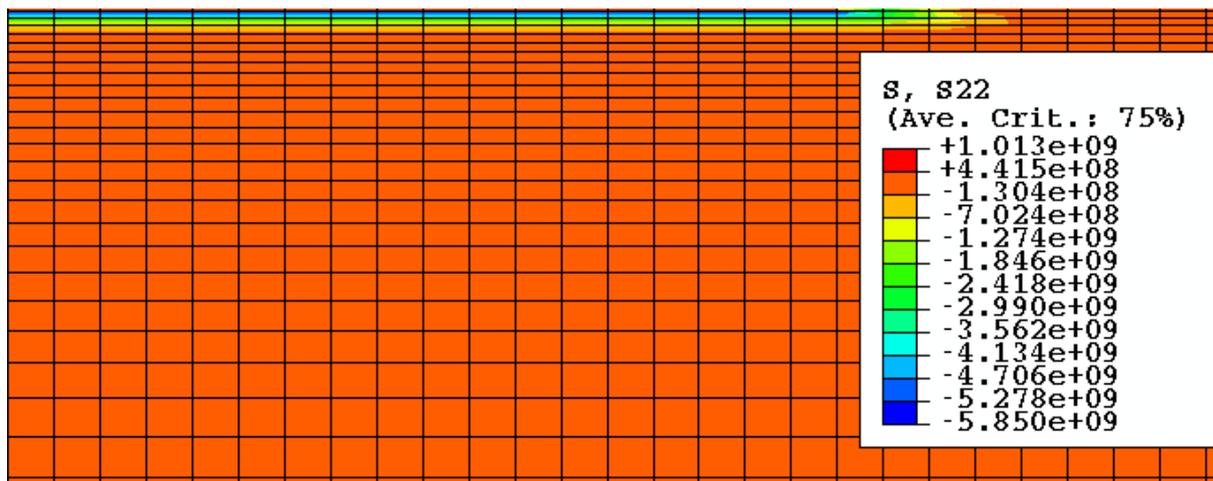


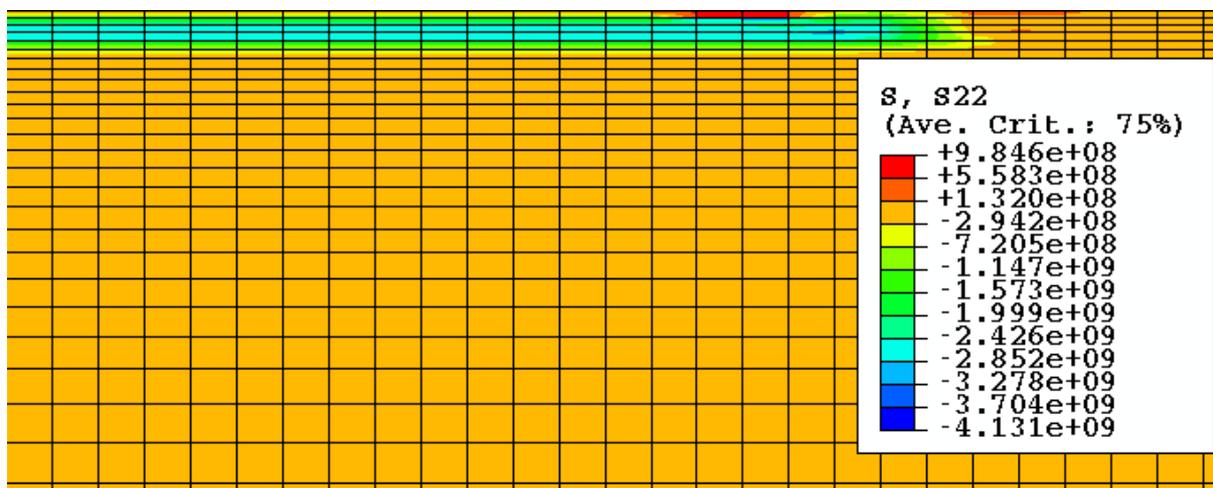
Figure VII-2 : Profil temporel du chargement de pression utilisé dans la simulation ABAQUS.

VII.2.5.1.a Atténuation des ondes de choc

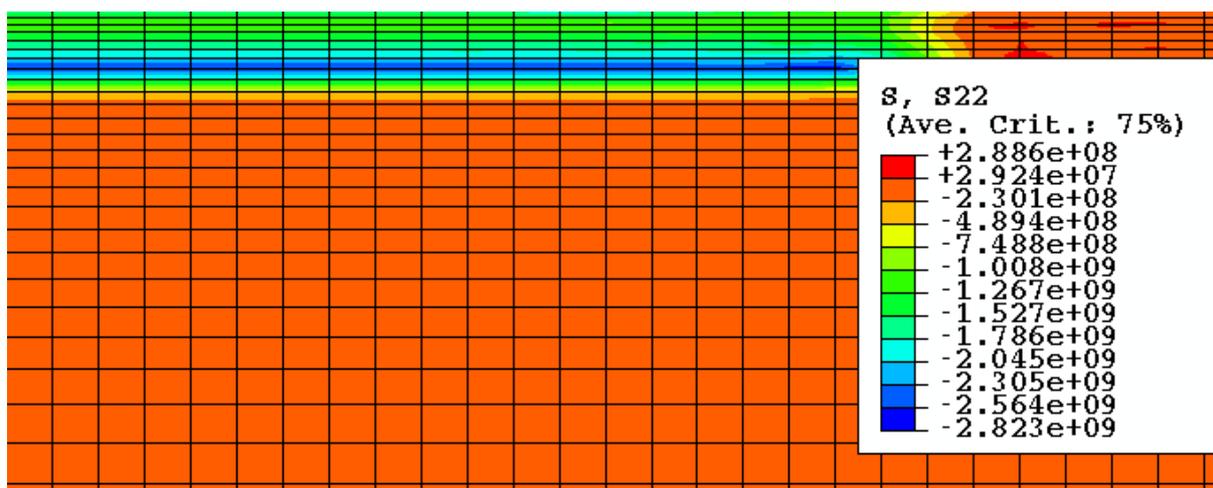
La *Figure VII-3* présente les résultats de la première étape du calcul mécanique (step 1) qui analyse l'atténuation de l'onde de choc au cours de sa propagation dans la cible.



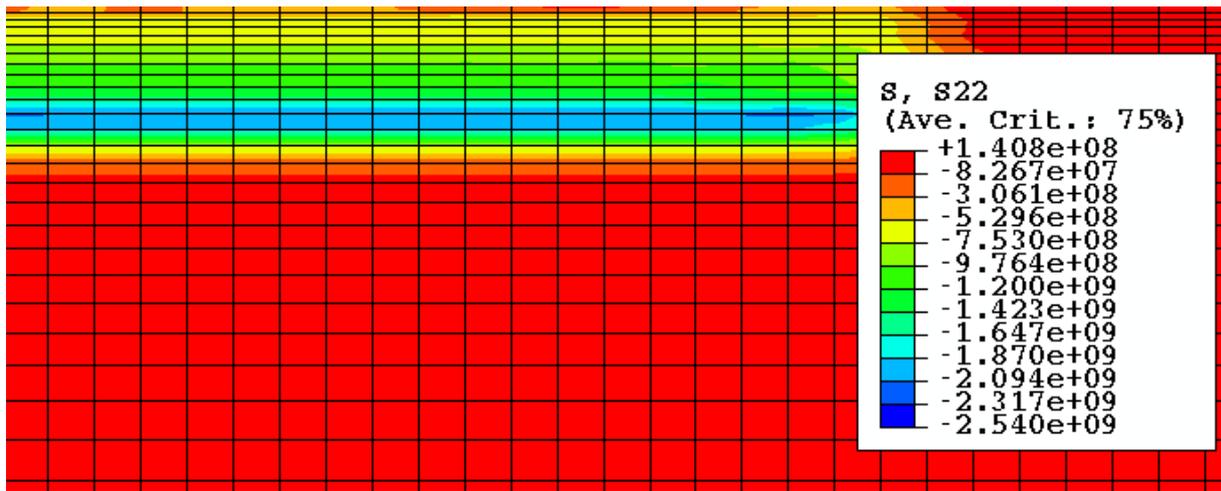
$t = 10 \text{ ns}, P_{max} = -5,85 \text{ GPa}$



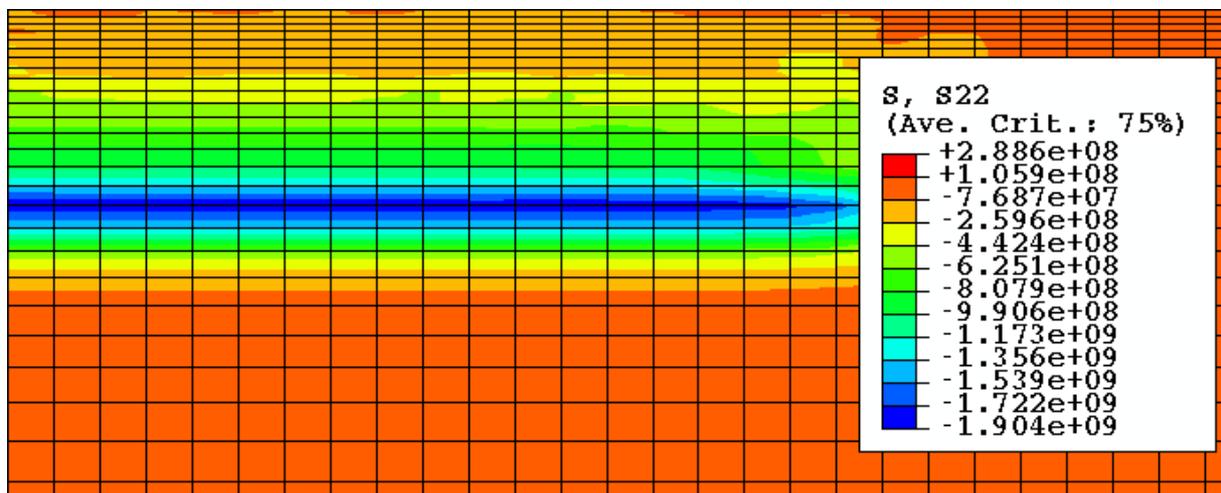
$t = 20 \text{ ns}, P_{max} = -4,13 \text{ GPa}$



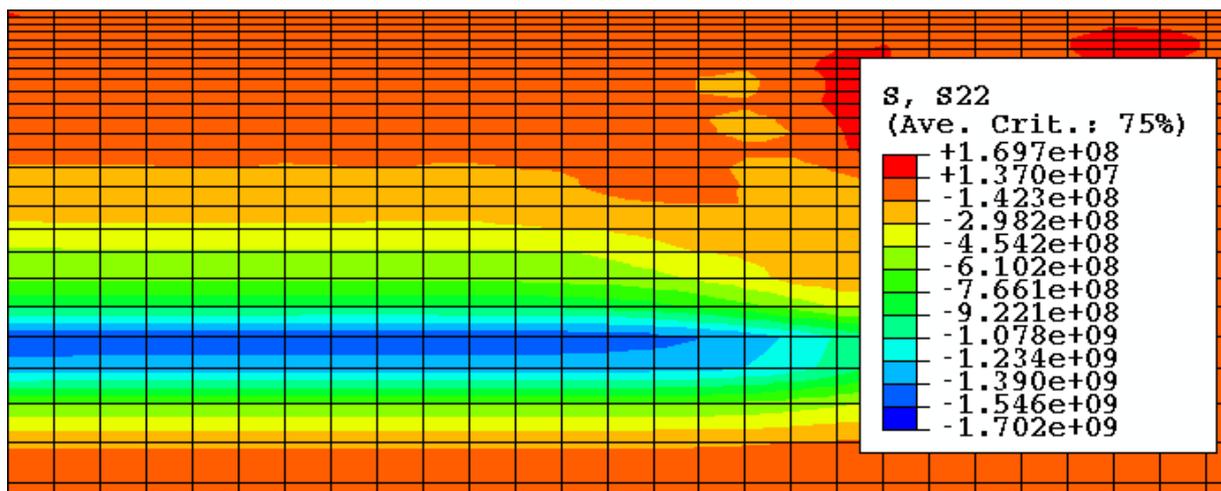
$t = 30 \text{ ns}, P_{max} = -2,82 \text{ GPa}$



$t = 50 \text{ ns}, P_{max} = -2,54 \text{ GPa}$



$t = 100 \text{ ns}, P_{max} = -1,90 \text{ GPa}$



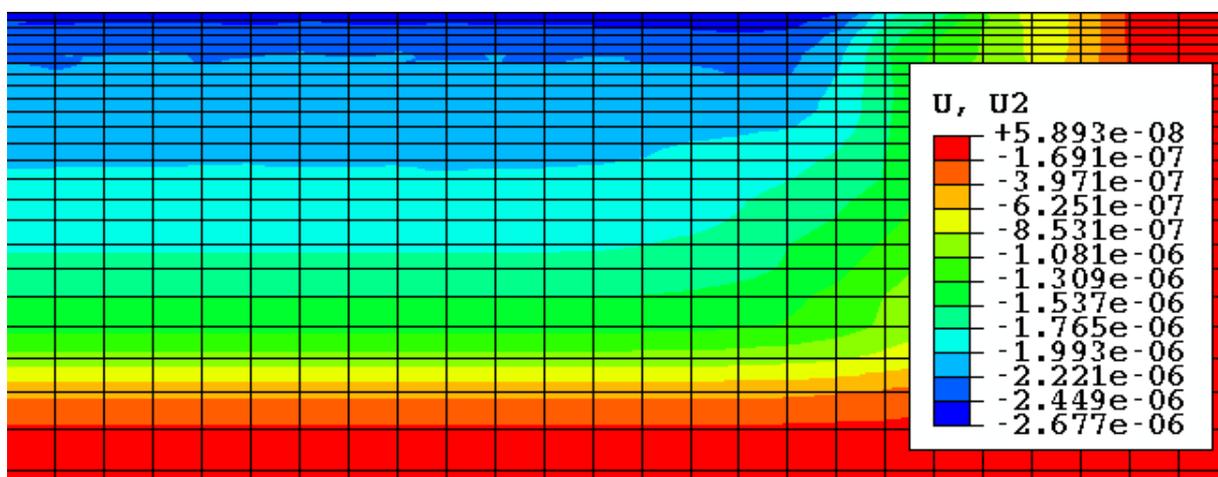
$t = 160 \text{ ns}, P_{max} = -1,70 \text{ GPa}$

Figure VII-3 : Atténuation des ondes de choc en profondeur.

A l'heure actuelle, certains problèmes numériques ne sont pas encore complètement résolus. Sur la première courbe qui présente une cartographie de la pression induite au temps $t = 10$ ns, on constate ainsi que la pression maximale ($P_{max} = 5,85$ GPa) est supérieure au chargement appliqué ($P = 4,5$ GPa). Ceci correspond à une singularité en bord d'impact dont nous ne maîtrisons pas encore bien l'origine. Malgré ces petites imprécisions, le calcul de l'atténuation de l'onde de choc par le code ABAQUS présente un gros avantage par rapport à ce que l'on pourrait obtenir avec le code SHYLAC. Cet avantage tient à la prise en compte des effets 2D par le code ABAQUS. Comme nous allons le voir en analysant plus en détails les simulations des contraintes résiduelles, ces effets 2D peuvent avoir des conséquences importantes.

VII.2.5.1.b Enfouissement résiduel et contraintes résiduelles induites

La Figure VII-4 présente une cartographie des déplacements verticaux induits au temps $t = 1$ ms après la relaxation mécanique de la cible. On remarque que l'enfoncement résiduel induit à la surface de la cible est relativement homogène sur toute la tache focale, et qu'il est de l'ordre de $2,5 \mu\text{m}$. La profondeur plastifiée par l'onde de choc est de l'ordre de $500 \mu\text{m}$.

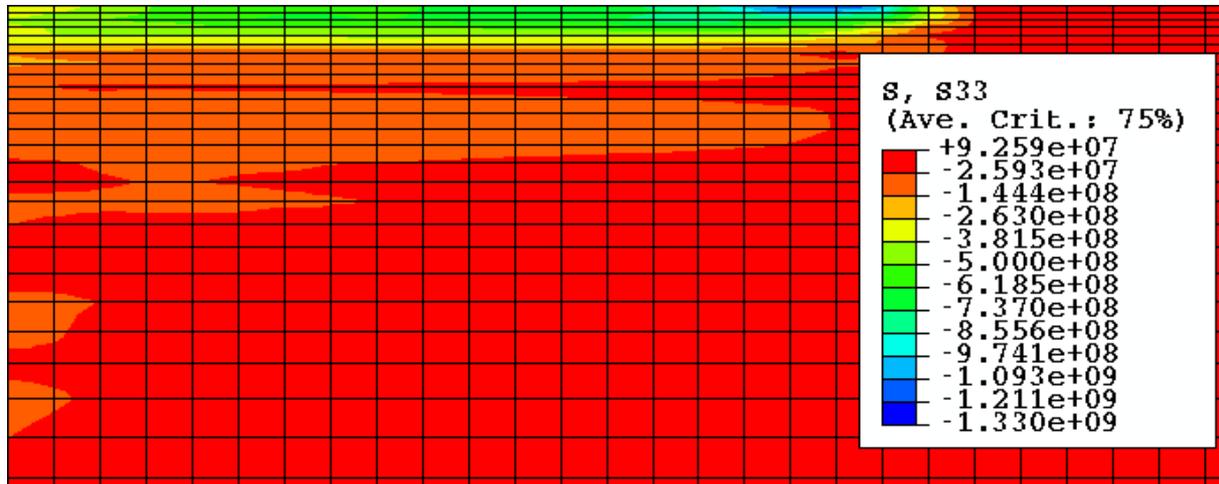


$t = 1$ ms, déformations plastiques

Figure VII-4 : Cartographies des déplacements verticaux induits après la relaxation mécanique de la cible.

Sur la Figure VII-5 qui présente une cartographie des contraintes résiduelles induites selon l'axe horizontal, on retrouve la singularité observée en bord de tache sur les courbes de

pression. D'autre part, on constate que la cible présente un creux de contrainte au centre de l'impact. Le niveau de contrainte maximum induit à la surface de la cible est de l'ordre de – 750 MPa et il est obtenu à une distance environ égale à $x = R/2$.



$t = 1 \text{ ms}$, contraintes résiduelles ($\sigma_{max} = -750 \text{ MPa}$)

Figure VII-5 : Cartographies des contraintes résiduelles induites après la relaxation mécanique de la cible.

Ce creux de contrainte au centre de l'impact est mieux mis en évidence sur la Figure VII-6, qui montre l'évolution de la contrainte induite en surface le long d'un rayon de la tache focale. Forget [VII-10] et Ballard [VII-1] ont montré qu'il résulte de la refocalisation au centre de l'impact d'ondes radiales de détente émises en bord d'impact. Toutes les mesures de contraintes expérimentales réalisées sur des cible traitées avec des taches focales rondes présentent un creux de contrainte au centre de l'impact, quel que soit le matériau considéré (35CD4 [VII-1], 7075 [VII-11], Astroloy [VII-10], XC55 [VII-12]). Un moyen simple pour s'affranchir de cet effet néfaste pour l'homogénéité du champ de contraintes, consiste à utiliser une tache focale carrée [VII-10][VII-12], ou bien à effectuer plusieurs tirs en réalisant un recouvrement entre les impacts successifs [VII-11][VII-10].

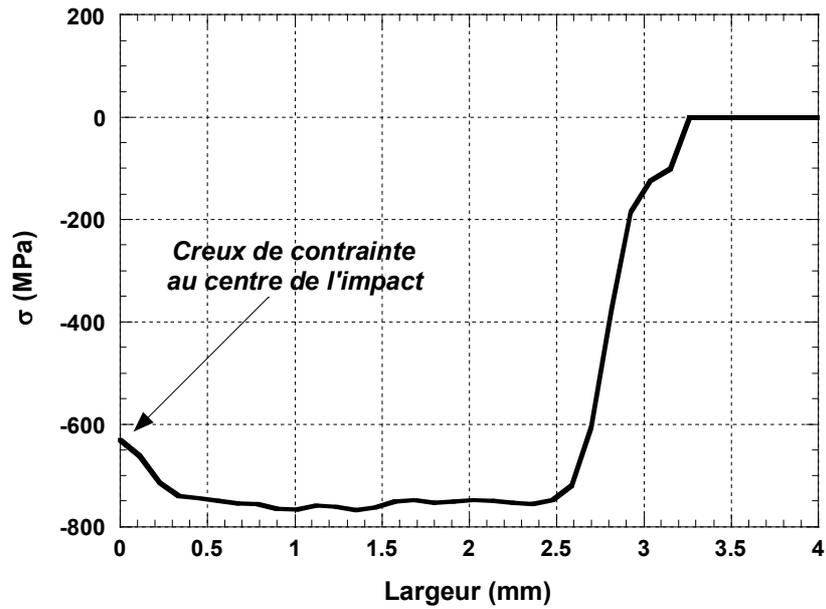


Figure VII-6 : Evolution de la contrainte résiduelle induite en surface le long d'un rayon de la tache focale.

A partir de la Figure VII-5, nous avons tracé le profil en profondeur des contraintes résiduelles induites en $x = R/2$. La courbe ainsi obtenue est comparée sur la Figure VII-7 avec le profil expérimental mesuré par diffraction des rayons X.

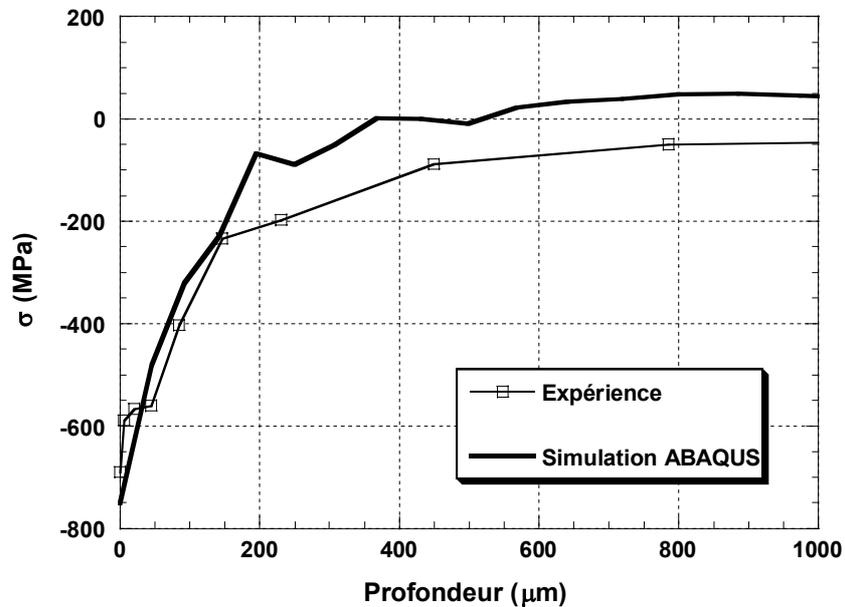


Figure VII-7 : Comparaison du profil de contraintes résiduelles simulé par le code ABAQUS avec le profil expérimental obtenu par diffraction des rayons X.

On constate qu'il y a un très bon accord entre la simulation et l'expérience. La différence observée à partir d'une certaine profondeur ($\sim 150 \mu\text{m}$) provient sans doute des modifications structurales et mécaniques induites par le polissage électrolytique utilisé pour enlever les couches successives de matière, et mesurer ainsi les contraintes à différentes profondeurs. Malgré cette légère différence, l'accord entre le profil expérimental et le profil simulé est bien meilleur que celui obtenu par Braisted et Brockman [VII-3] avec les résultats expérimentaux de Ballard [VII-1]. Cette différence peut s'expliquer par la prise en compte d'une loi de comportement mécanique du matériau plus complète dans notre cas (qui tient compte de l'écroutissement du matériau), et par la connaissance précise de la limite d'élasticité sous choc (mesurée par VISAR).

VII.2.5.1.c Effet du cumul d'impacts

Dans le paragraphe précédent, nous avons considéré l'état mécanique d'une cible résultant d'un choc laser unique. Dans la pratique, le traitement de surfaces étendues et le besoin d'obtenir un champ de contraintes résiduelles homogène imposent de passer par des recouvrements d'impacts. Le problème consiste alors à déterminer comment se comporte, lors d'un second impact, un matériau ayant déjà subi un premier choc.

Les résultats de la modélisation analytique de Ballard [VII-1] et les travaux expérimentaux [VII-11][VII-12] ont montré que la répétition d'impacts avait les effets suivants :

- Une augmentation linéaire de la profondeur plastifiée avec le nombre d'impacts (tant que cette profondeur est négligeable devant la taille de l'impact),
- Aucun effet sur la contrainte résiduelle superficielle, mais une augmentation de la contrainte en profondeur.

L'augmentation de la profondeur plastifiée est liée au fait que les ondes de choc s'amortissent moins dans un matériau déjà écroui dont la limite d'élasticité a été augmentée par le premier choc, et que la profondeur plastifiée dépend du temps de maintien de la pression. Effectuer deux impacts de durée τ revient alors quasiment en terme de profondeur plastifiée à effectuer un seul impact de durée 2τ .

Le second point s'explique quant à lui par le fait que, comme la contrainte résiduelle superficielle augmente avec le taux de déformation plastique et décroît avec la profondeur

plastifiée, la répétition d'impacts en augmentant l'un comme l'autre ne change globalement pas le niveau de la contrainte en surface. Par contre, lorsque les ondes de choc quittent la zone écrouie et débouchent dans la zone non plastifiée de limite d'élasticité inférieure, elles redeviennent plastiques et augmentent sensiblement l'état de contrainte en profondeur en s'amortissant élasto-plastiquement.

On doit toutefois remarquer qu'un matériau soumis à un écrouissage cyclique (tel que l'acier 304), peut voir sa contrainte résiduelle superficielle augmenter. En effet, sous une même condition de chargement, un matériau ayant une limite d'élasticité plus élevée va accepter plus de contraintes résiduelles pour un niveau de déformation plastique comparable.

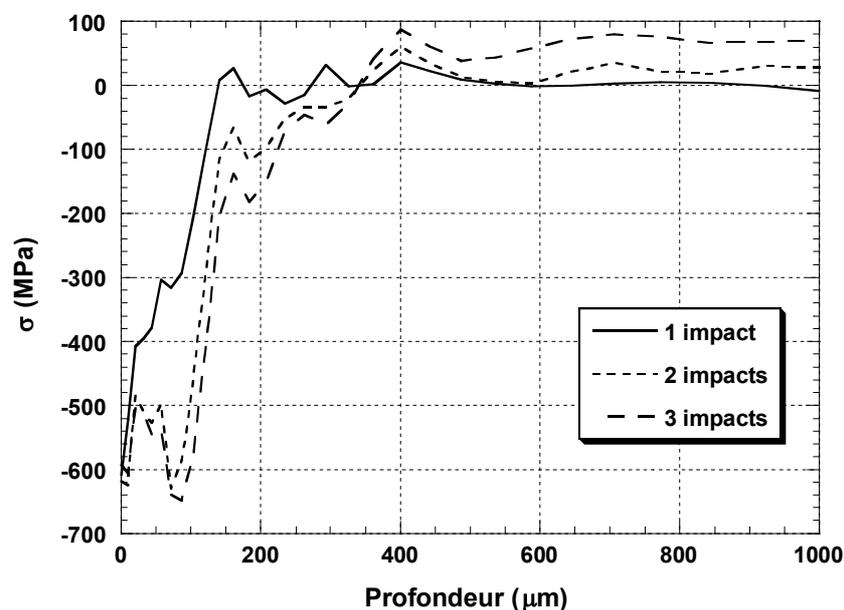


Figure VII-8 : Simulation ABAQUS du profil de contraintes en profondeur après plusieurs impacts.

En utilisant la procédure de calcul décrite précédemment, nous avons étudié l'effet du cumul d'impacts sur les contraintes résiduelles d'origine mécanique induites par choc laser. Dans un souci de simplification, les simulations sont réalisées sans modifier la limite d'élasticité après chaque impact (variation négligeable). La Figure VII-8 présente les résultats des simulations réalisées pour 1, 2, et 3 impacts laser.

Conformément aux résultats de la modélisation analytique de Ballard [VII-1] et aux résultats expérimentaux [VII-11][VII-12], on constate que le cumul d'impacts n'a pas d'effet sur la contrainte superficielle, mais qu'il permet d'augmenter le niveau des contraintes en profondeur.

VII.2.5.2 Simulations thermiques

La grande originalité de ce travail réside dans la simulation des contraintes résiduelles d'origine thermique résultant du chauffage de la surface de la cible par le plasma confiné. Ces contraintes trouvent leur origine dans la dilatation et la contraction différentielle entre la surface chauffée et le cœur de la cible non perturbé. Elles peuvent s'exprimer simplement à partir du gradient de température ΔT entre les différentes zones par :

$$\sigma_{therm} = \frac{\alpha E}{(1-\nu)} \Delta T, \quad (\text{VII-4})$$

où α , E , et ν représentent respectivement le coefficient d'expansion thermique, le module d'Young et le coefficient de Poisson du matériau.

De la même manière que pour le chargement de pression, le chargement de température induit à la surface de la cible par le plasma confiné a été calculé à l'aide du code ACCIC. Trois profils différents ont été utilisés pour les simulations. Comme on peut le voir sur la *Figure VII-9*, le premier profil a été calculé à l'aide du code ACCIC sur un temps très long de l'ordre de 20 μs , afin de bien tenir compte de la très lente décroissance de la température, et assurer ainsi la convergence de la routine thermique du code ABAQUS. La validité de ce profil peut toutefois être remise en cause du fait que le modèle ACCIC est un modèle monodimensionnel. Il n'est donc strictement valable que tant que la détente du plasma confiné reste inférieure au diamètre de la tache focale, c'est à dire pour des temps inférieurs au temps caractéristique τ_{2D} défini par Pirri [VII-14] comme étant le rapport du rayon de la tache focale sur la vitesse du son dans le plasma : $\tau_{2D} = R/a_s$. Au delà de ce temps caractéristique, les effets 2D entrent en jeu dans l'interaction, et une onde de raréfaction émise au centre du plasma confiné entraîne une rapide décompression de ce dernier, qui se traduit aussi par une chute brutale de sa température. En supposant que la température évolue de manière similaire à la pression, les deux autres profils ont donc été corrigés afin de tenir compte des effets 2D en utilisant les expressions de Pirri *et al.* [VII-14] et de Root [VII-15]. Dans le cas du second profil, l'atténuation est calculée en considérant une onde de choc sphérique, et la température est alors donnée par :

$$Te_{2D} = Te \left(\frac{t}{\tau_{2D}} \right)^{-\frac{4}{5}} \quad \text{pour } t > \tau_{2D}. \quad (\text{VII-5})$$

Dans les conditions d'irradiations utilisées pour les simulations, le code ACCIC donne une valeur de $\tau_{2D} \sim 1 \mu\text{s}$.

Pour le troisième profil, l'atténuation est calculée en considérant une onde de choc plane, et la température est alors donnée par :

$$Te_{2D} = Te \left(\frac{t}{\tau} \right)^{-\frac{2}{3}} \quad \text{pour } t > \tau. \quad (\text{VII-6})$$

Ceci suppose que l'impulsion laser est terminée avant que l'onde de raréfaction ne soit générée, c'est à dire pour $\tau < \tau_{2D}$.

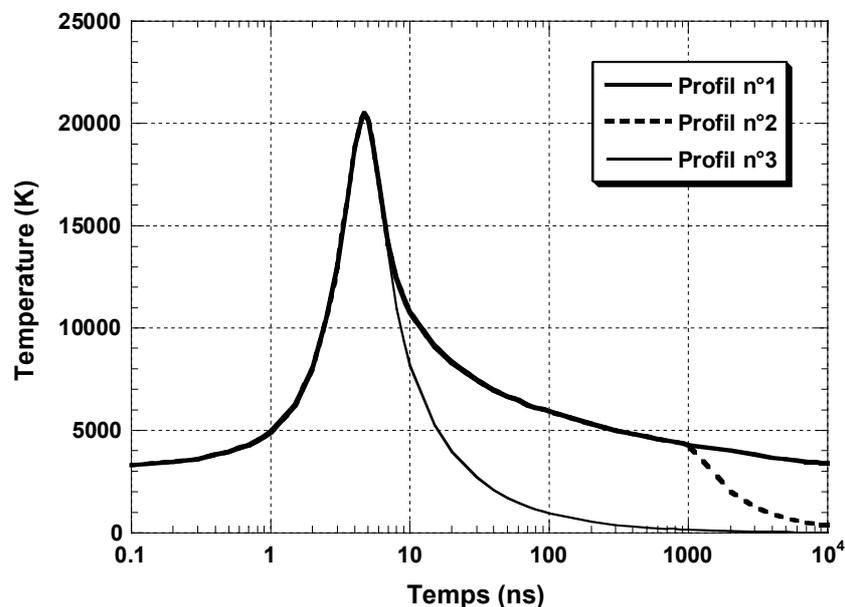


Figure VII-9 : Profils temporels des chargements de température utilisés dans les simulations ABAQUS.

Dans les trois cas, le profil de température se décompose en un pic principal ayant une température maximale de 20474 K et une durée à mi-hauteur de l'ordre de 9 ns, suivi par une phase de refroidissement plus ou moins longue. Nous allons voir que cette phase de refroidissement très longue qui caractérise les plasmas confinés, a une importance capitale sur les effets induits.

VII.2.5.2.a Contraintes résiduelles induites

La Figure VII-10 présente une comparaison des mesures expérimentales de contraintes réalisées sur l'échantillon d'acier martensitique traité à 10 GW/cm^2 sans revêtement thermoprotecteur, avec les simulations ABAQUS réalisées en utilisant les trois chargements de température présentés ci-dessus.

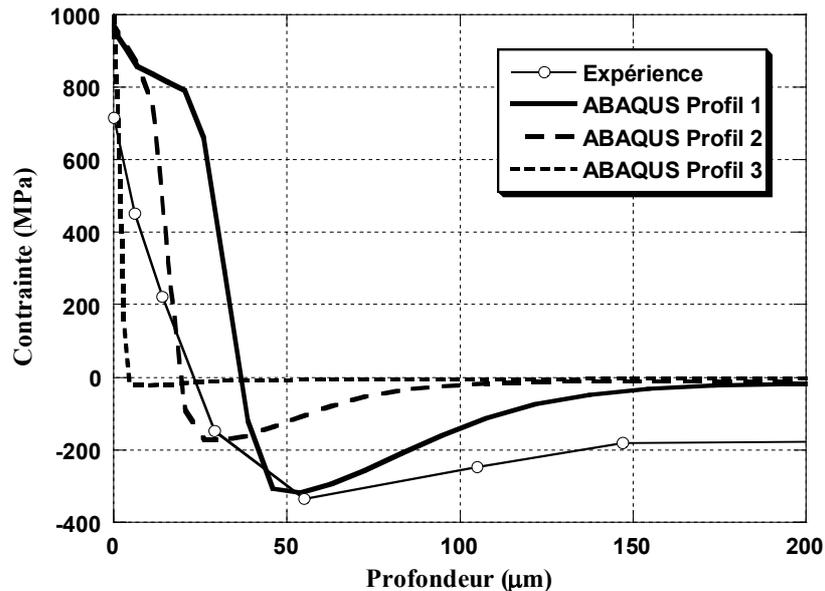


Figure VII-10 : Comparaison des profils de contraintes résiduelles d'origine thermique simulés par le code ABAQUS avec le profil expérimental obtenu par diffraction des rayons X.

On constate que le niveau de contrainte à la surface est le même pour les trois profils de température, et qu'il surestime légèrement la valeur expérimentale : +1000 MPa contre environ +750 MPa. Toutefois, les trois profils diffèrent au niveau de la profondeur affectée thermiquement. Le profil de chargement n°1 donne une profondeur affectée thermiquement trop importante, alors que le profil n°3 qui possède la phase de refroidissement la plus courte, a tendance à la sous-estimer. Le profil n°2 donne une profondeur affectée thermiquement en bon accord avec la valeur expérimentale, de l'ordre de 20-25 µm. Ceci semble donc indiquer que le niveau de contrainte en surface dépend uniquement de la température maximale du chargement thermique, alors que la profondeur affectée thermiquement dépend elle de sa durée. Plus la queue de température du chargement est longue, et plus la profondeur affectée thermiquement est grande.

On peut aussi remarquer qu'aucun de ces profils ne permet de reproduire correctement les contraintes induites en profondeur. En effet, au delà de la zone affectée thermiquement, les contraintes ont une origine purement mécanique. Or, les effets mécaniques résultant de la propagation des ondes de choc dans la matière ne sont pas pris en compte dans notre calcul thermique. Ce dernier est en effet réalisé en mode Implicit afin de bien tenir compte des temps de relaxation très lents des phénomènes thermiques, alors que notre calcul mécanique est réalisé en mode Explicit qui se prête mieux aux résolutions dynamiques utilisées pour traiter la propagation des ondes de choc. Des efforts sont actuellement entrepris afin d'arriver à combiner les deux formalismes et de traiter l'ensemble des effets thermomécaniques dans un calcul unique.

VII.2.5.2.b Epaisseur affectée thermiquement

Les simulations ABAQUS nous ont aussi permis d'étudier le chauffage de la cible par le plasma confiné. La *Figure VII-11* présente les profils de température induits dans la cible à différents instants pour les trois profils de chargement définis plus haut.

On constate que plus le chargement thermique est long, et plus le front de température se propage profondément dans la cible. Ceci confirme donc que la profondeur affectée thermiquement par le traitement dépend principalement de la durée de la phase de refroidissement du plasma confiné.

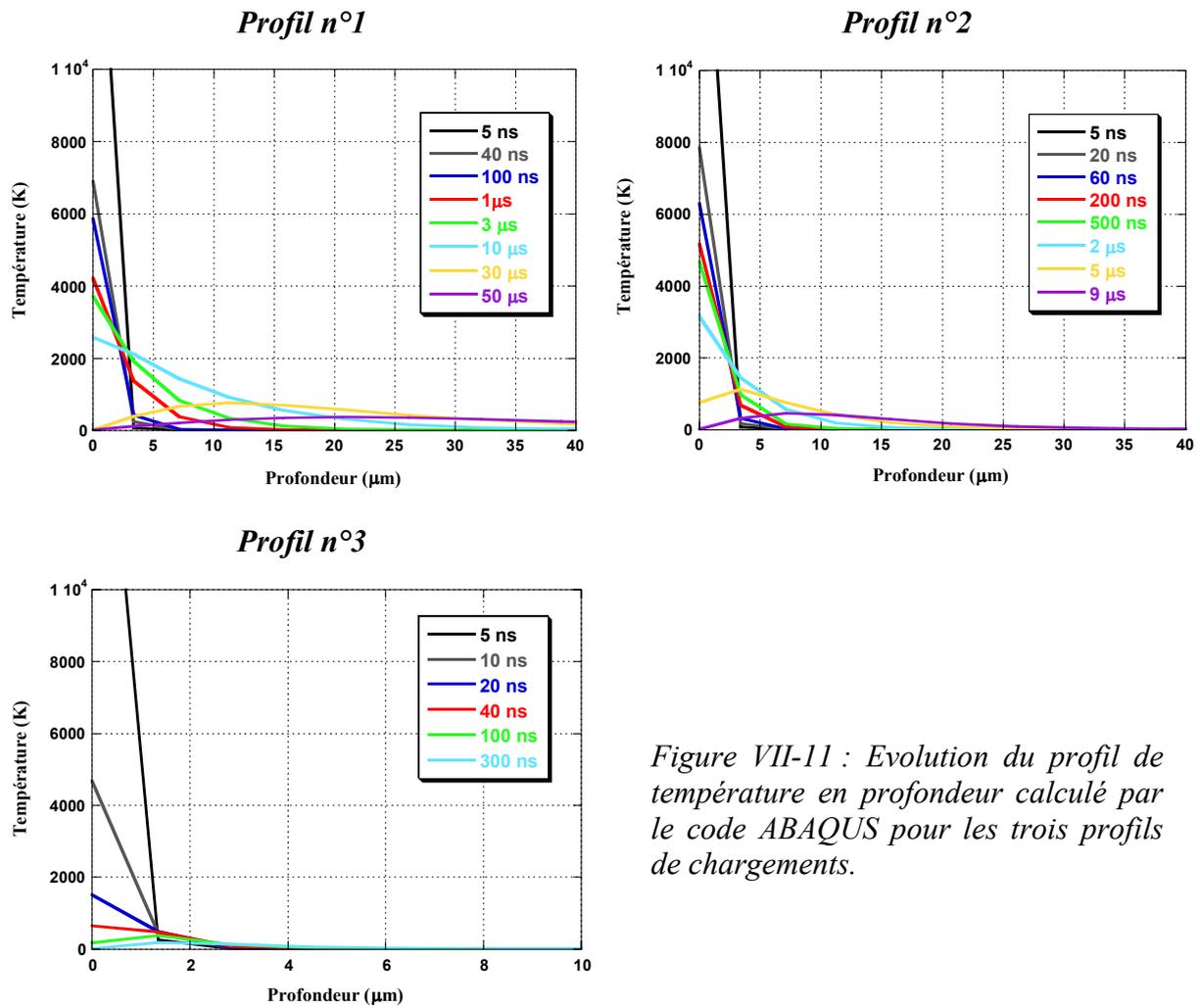


Figure VII-11 : Evolution du profil de température en profondeur calculé par le code ABAQUS pour les trois profils de chargements.

VII.3 Simulation des effets thermiques à partir de l'équation de diffusion de la chaleur

Afin de limiter le nombre de simulations ABAQUS très coûteuses en temps de calcul, des simulations équivalentes ont été réalisées pour déterminer la profondeur affectée thermiquement à l'aide d'un code thermique simple. Dans sa thèse, Devaux [VII-6] a en effet montré que le chauffage de la cible par le plasma confiné peut être traité à partir de l'équation mono dimensionnelle de la chaleur sans source volumique :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{\rho C_p} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = h \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \tag{VII-7}$$

où λ , ρ , C_p , et h représentent respectivement la conductivité thermique, la densité, la capacité calorifique, et la diffusivité thermique.

En supposant que le plasma est une source de chaleur surfacique qui induit un créneau de température maximale T_0 pendant une durée τ :

$$T(x=0) = 0 \quad \text{pour } t < 0,$$

$$T(x=0) = T_0 \quad \text{pour } 0 < t < \tau,$$

$$T(x=0) = 0 \quad \text{pour } t > \tau,$$

l'évolution de la température dans la cible est alors donnée par :

$$\begin{aligned} T(x,t) &= T_0 \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{ht}}\right) && \text{pour } 0 < t < \tau, \\ T(x,t) &= T_0 \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{ht}}\right) - T_0 \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{h(t-\tau)}}\right) && \text{pour } t > \tau. \end{aligned} \tag{VII-8}$$

En utilisant ces équations pour déterminer la profondeur affectée thermiquement par le plasma confiné, Devaux [VII-6] et Ballard [VII-1] ont obtenu des valeurs ($\sim 20 \mu\text{m}$) très inférieures à celles obtenues expérimentalement par Dubouchet [VII-7] à partir de mesures de contraintes résiduelles réalisées pour différentes épaisseurs de revêtement thermoprotecteur. Cette dernière a en effet montré qu'un revêtement de $50 \mu\text{m}$ de peinture aluminium (couramment utilisée pour le traitement) brûle entièrement lors d'un choc laser effectué à 10 GW/cm^2 , et qu'il est donc nécessaire d'utiliser une épaisseur de $100 \mu\text{m}$ pour protéger efficacement la cible des effets thermiques. Cette différence entre la valeur expérimentale et les estimations théoriques tient principalement au fait que Devaux et Ballard ont modélisé le chauffage du plasma confiné par un simple profil de température en créneau, sans tenir compte de sa phase de refroidissement. Or, comme nous venons de le voir à l'aide des simulations ABAQUS, la queue de température associée à ce refroidissement a une importance capitale sur les effets thermiques induits par le plasma confiné. Nous avons donc modifié les équations (VII-8) afin qu'elles décrivent le chauffage de la cible pour une source de chaleur constituée d'un créneau de température maximale T_0 et de durée τ , suivi d'un palier ayant une température T_l beaucoup plus faible et une durée τ' pouvant aller jusqu'à plusieurs μs (*Figure VII-12*). Dans ce cas, l'évolution de la température dans la cible est alors donnée par :

$$\begin{aligned}
T(x,t) &= T_0 \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{ht}}\right) && \text{pour } 0 < t < \tau, \\
T(x,t) &= T_0 \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{ht}}\right) - T_0 \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{h(t-\tau)}}\right) + T_1 \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{h(t-\tau)}}\right) && \text{pour } \tau < t < \tau', \\
T(x,t) &= T_0 \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{ht}}\right) - T_0 \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{h(t-\tau)}}\right) + T_1 \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{h(t-\tau)}}\right) \\
&\quad - T_1 \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{h(t-\tau')}}\right) && \text{pour } t > \tau'.
\end{aligned}
\tag{VII-9}$$



Figure VII-12 : Profil de température typique utilisé dans nos simulations thermiques.

Dans un premier temps, nous avons comparé les résultats obtenus avec ces nouvelles équations avec ceux des simulations thermiques ABAQUS, pour les profils de chargement n°2 et n°3. Pour cela, ces profils ont été simulés respectivement par un créneau de 20400 K ayant une durée de 5 ns suivi par un palier de 5000 K ayant une durée de 2 μ s, et par un créneau de 20400 K ayant une durée de 5 ns sans palier de refroidissement. Les résultats obtenus sont présentés dans la *Figure VII-13*. Si on compare ces courbes à celles de la *Figure VII-11*, on constate que bien que les simulations thermiques aient tendance à surestimer légèrement la température induite pour les temps longs, elles permettent de bien reproduire la propagation du front de température au cœur de la cible au cours du temps.

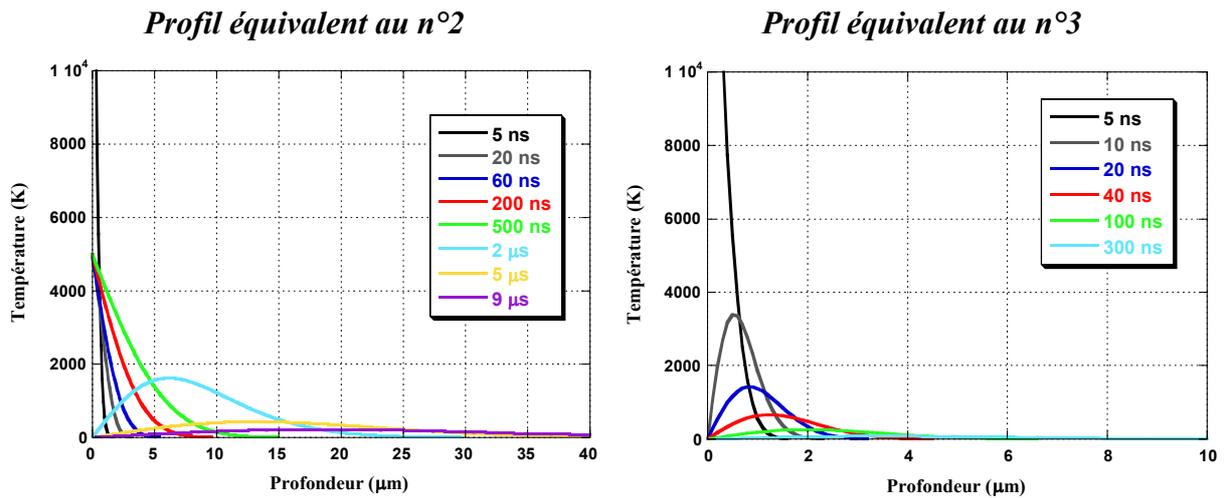


Figure VII-13 : Résultats des simulations thermiques réalisées avec des profils de température similaires aux profils n°2 et n°3 utilisés dans le code ABAQUS.

D'autre part, ces simulations confirment bien que c'est la queue de refroidissement qui détermine la profondeur affectée thermiquement par le plasma confiné. En effet, on remarque que sans cette phase de refroidissement, la profondeur de la cible chauffée à 1000 K est d'environ 1,5 μm , alors qu'avec une queue de refroidissement de 1,5 μs , elle est d'environ 11 μm .

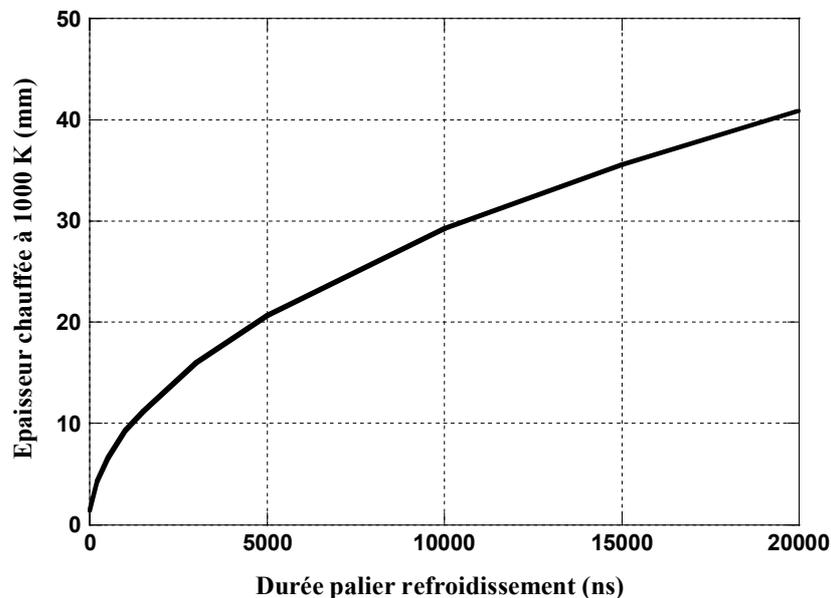


Figure VII-14 : Evolution de la profondeur chauffée à 1000 K en fonction de la durée de la phase de refroidissement du profil de chargement thermique.

Afin de déterminer l'influence de la queue de température du profil de chargement sur la profondeur affectée thermiquement, différentes simulations ont été réalisées en faisant varier la durée du palier de refroidissement de 0 à 20 μs . La *Figure VII-14* montre ainsi l'évolution de la profondeur de la cible chauffée à 1000 K en fonction de la durée du palier de refroidissement du chargement de température. On constate que l'épaisseur chauffée à une température donnée augmente au fur et à mesure que la durée du palier de refroidissement augmente, selon une loi en \sqrt{t} proportionnelle à la profondeur de diffusion thermique.

VII.4 Bilan des simulations thermiques et discussion

Les résultats des différentes simulations thermiques ont montré l'importance de la phase de refroidissement du plasma confiné dans la propagation du front thermique à l'intérieur de la cible traitée. Plus la queue de refroidissement de ce plasma est longue, et plus la zone affectée thermiquement (équivalente à la zone soumise à des contraintes de traction) est étendue.

On constate donc que pour minimiser ces effets thermiques, il faut arriver à réduire le plus possible la phase de refroidissement du plasma confiné, en gardant uniquement le pic principal de durée à mi-hauteur égale à environ deux fois celle de l'impulsion laser. Une solution envisageable consiste donc à ajuster les dimensions de la tache focale afin que les effets 2D entrent en jeu au bon moment, et écourtent la phase de refroidissement du plasma confiné. Cela implique donc d'utiliser des taches focales de petit diamètre afin que la valeur du temps caractéristique τ_{2D} soit très proche de 2τ . Comme l'ont montré différents travaux expérimentaux, ces petites taches focales permettent par ailleurs d'augmenter les contraintes résiduelles induites.

On peut ainsi expliquer pourquoi Sano *et al.* [VII-16] ont réussi à induire des contraintes de compression à la surface de cibles d'acier 304 sans utiliser de revêtement thermoprotecteur. Pour leur traitement, ils ont utilisé des taches focales très réduites (700 μm de diamètre) avec un fort taux de recouvrement entre impacts (3600 tirs/ cm^2). Or, contrairement aux matériaux étudiés dans ce travail, l'acier 304 est sujet à l'érouissage cyclique : il est susceptible d'accepter des contraintes de plus en plus importantes au fur et à mesure que sa limite d'élasticité augmente après chaque tir. Dans ce cas, les petites taches focales ont donc pour effet d'augmenter fortement les niveaux de contrainte induits en surface mais aussi en profondeur. D'autre part, elles ont aussi pour effet de minimiser fortement les

effets thermiques induits. En effet, pour leurs conditions d'irradiation (532 nm, 5 ns, 700 μm , 4.5 GW/cm²) le code ACCIC donne une valeur de τ_{2D} égale à environ 125 ns, ce qui fait que le profil de température du plasma confiné est très court. La *Figure VII-15* montre le profil de température calculé par ACCIC pour ces conditions d'irradiation, ainsi que les profils corrigés afin de prendre en compte les effets 2D.

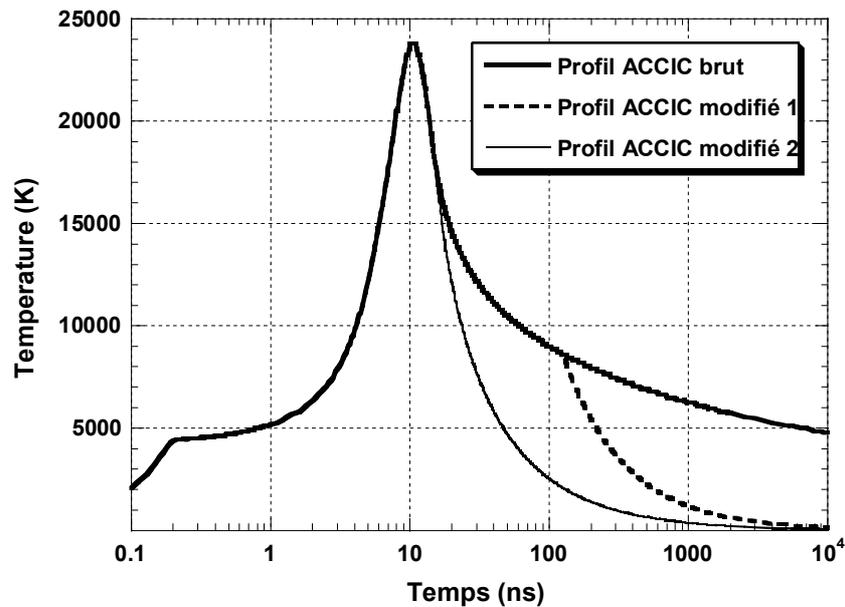


Figure VII-15 : Profils temporels de température obtenus par le code ACCIC dans les conditions expérimentales utilisées par Sano et al. [VII-16].

Afin d'étudier les effets thermiques induits dans ces conditions, le code thermique a été utilisé en simulant les deux profils corrigés par des profils simplifiés équivalents : un créneau de 23800 K ayant une durée de 15 ns suivi par un palier de 8500 K ayant une durée de 200 ns pour le premier profil, et un créneau de 23800 K ayant une durée de 15 ns sans palier de refroidissement pour le second. Les résultats de ces simulations sont présentés dans la *Figure VII-16*. On constate que dans le pire des cas, l'épaisseur de la cible chauffée à la température de fusion de l'acier (~ 1800 K) ne dépasse pas 4,5 μm . Les effets thermiques sont donc cantonnés sur une épaisseur très faible proche de la surface. Or, la pénétration des rayons X dans la matière étant supérieure à 10 μm , il est impossible de caractériser les contraintes résiduelles induites à l'extrême surface par diffraction des rayons X. Les mesures présentées par ces auteurs caractérisent donc l'état de contrainte d'une zone plus profonde ($\sim 10\text{-}20$ μm) qui n'est soumise qu'aux effets mécaniques induits par l'onde de choc. Ceci explique donc pourquoi ils mettent en évidence des contraintes de compression.

Le fait que l'extrême surface de la cible traitée soit soumise aux effets thermiques, et se retrouve donc en traction, ne pose pas de problème au niveau du traitement. En effet, différents travaux ont montré que pour les applications mécaniques de fatigue, il existe une couche critique superficielle qui n'a aucune influence sur les propriétés globales de la cible [VII-17]. Les dimensions de cette couche sont de l'ordre d'une demi taille de grain ($\sim 20 \mu\text{m}$ pour l'acier 304), et on constate donc qu'elles sont très supérieures à l'épaisseur affectée thermiquement. Même si les effets thermiques font passer l'extrême surface de la cible en traction, ceci n'aura aucune influence sur ses propriétés globales tant que l'épaisseur affectée thermiquement reste inférieure aux dimensions de la couche critique.

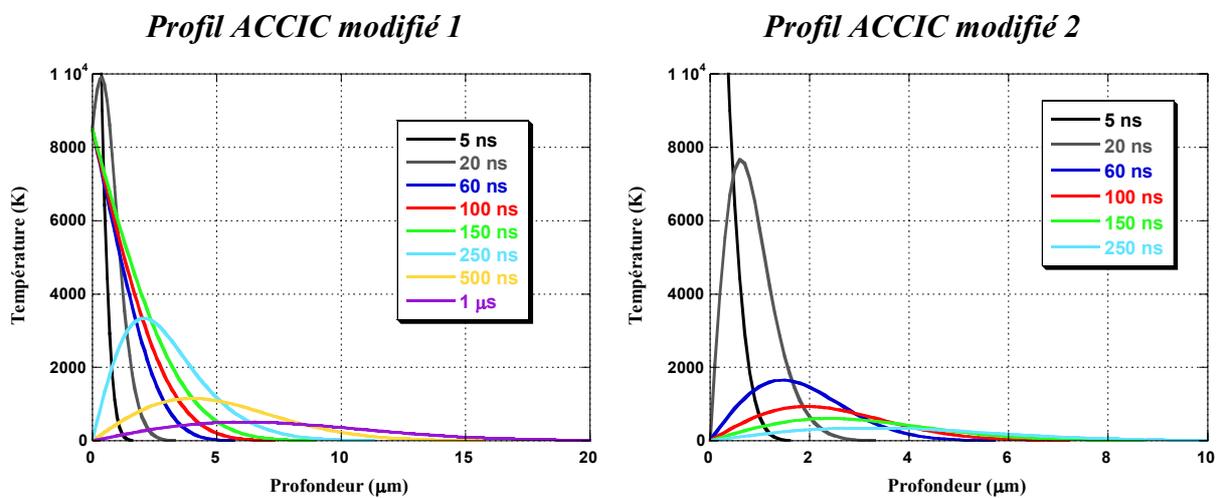


Figure VII-16 : Résultats des simulations thermiques réalisées avec les profils de température corrigés correspondant aux conditions expérimentales de Sano et al. [VII-16].

VII.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré qu'il est possible de simuler les contraintes résiduelles (aussi bien d'origine mécanique que d'origine thermique) induites par un traitement par choc laser à partir d'un code aux éléments finis utilisé en géométrie axisymétrique. La comparaison avec les résultats expérimentaux obtenus sur des cibles d'acier martensitique donne de très bons résultats. Ces simulations soulignent toutefois la nécessité de combiner les deux formalismes (mécanique et thermique) afin de traiter correctement les effets thermomécaniques induits par le traitement.

Une comparaison des résultats des simulations ABAQUS avec ceux d'un code thermique très simple résolvant l'équation monodimensionnelle de la chaleur sans source volumique, nous a permis de montrer que cette seconde approche permet de traiter correctement les effets thermiques induits par le plasma confiné, si le chauffage de la cible par ce dernier tient compte de sa phase de refroidissement (ajout d'une queue de température au profil de chargement thermique afin de tenir compte de cette phase de refroidissement). Ces simulations ont mis en évidence le fait que la profondeur affectée thermiquement par le traitement est directement reliée à la phase de refroidissement du plasma confiné : plus cette dernière est longue, et plus la zone affectée thermiquement sera grande. Ceci souligne donc la nécessité d'utiliser des taches focales de petit diamètre pour s'affranchir des effets thermiques, en favorisant les effets 2D qui écourtent le profil de chargement thermique induit par le plasma confiné à la surface de la cible.

VII.6 Bibliographie du Chapitre VII

- [VII-1] P. Ballard, *Contraintes résiduelles induites par impact rapide. Application au choc laser*, Thèse de l'école Polytechnique, 22 avril 1991.
- [VII-2] Y. Sano *et al.*, Proceedings of SPIE, Vol. 3888, 294 (2000).
- [VII-3] W. Braisted and R. Brockman, Int. J. Fatigue **21**, 719 (1999).
- [VII-4] W. Zhang and Y.L. Yao, Proceedings de ICALEO'2000, Detroit (USA), p. E183.
- [VII-5] C. de Candido et J. Tchorek, Rapport de stage, Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers, 2002.
- [VII-6] D. Devaux, *Caractérisation des plasmas formés par laser impulsif en géométrie confinée. Application au choc laser*, Thèse de l'Université Paris XI Orsay, 11 juin 1993.
- [VII-7] C. Dubouchet, *Traitements thermomécaniques de surfaces métalliques à l'aide de lasers CO₂ continus et de lasers impulsifs*, Thèse de l'Université Paris XI Orsay, 21 juin 1993.
- [VII-8] P. Peyre, A. Sollier, L. Berthe, E. Bartnicki, R. Fabbro, I. Chaieb, and C. Braham, Soumis à Mat. Sci. Eng.
- [VII-9] G.R. Johnson *et al.*, J. Eng. Mat. Techn. **105**, 42 (1983).
- [VII-10] P. Forget, *Création de contraintes résiduelles dans un superalliage à base de nickel par choc laser : une analyse tridimensionnelle simplifiée*, Thèse de L'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 1^{er} décembre 1993.

- [VII-11] P. Peyre, *Traitement mécanique superficiel d'alliages d'aluminium par ondes de choc laser. Caractérisation des effets induits et application à l'amélioration de la tenue en fatigue*, Thèse de L'Université de Technologie de Compiègne, 24 novembre 1993.
- [VII-12] J-E. Masse, *Caractérisation mécanique de surfaces d'échantillons d'aciers traités par choc-laser*, Thèse de L'Ecole Nationale Supérieure des Arts et Métiers d'Aix-en-Provence, 1^{er} décembre 1994.
- [VII-13] J. Fournier, *Génération d'ondes de choc par laser pulsé de forte énergie. Applications mécaniques et métallurgiques*, Thèse de l'école Polytechnique, 12 juin 1989.
- [VII-14] A.N. Pirri, R.G. Root, and P.K.S. Wu, *AIAA J.* **16**, 1296 (1978).
- [VII-15] R.G. Root, *Modeling of Post-Breakdown Phenomena*, in *Laser Induced Plasmas and Applications*, Marcel Dekker, New-York, 1989.
- [VII-16] Y. Sano, N. Mukai, K. Okazaki, and M. Obata, *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. B* **121**, 432 (1997).
- [VII-17] A. Brand, J. F. Flavenot, R. Gregoire, and C. Tournier, *Données technologiques sur la fatigue. Mécanique et matériaux*, CETIM, 1992.

Conclusion générale

Conclusion générale

Dans ce mémoire, nous nous sommes intéressés à l'étude de l'interaction laser-matière en régime de confinement par eau, et à son application au traitement des matériaux par choc laser.

L'objectif de ce travail était d'une part, d'étudier l'influence des conditions d'irradiation laser sur l'interaction et sur les effets induits dans les matériaux, et d'autre part, d'évaluer les effets d'origine thermique induits par un choc laser, afin de déterminer les paramètres les mieux adaptés pour l'application du traitement sans revêtement thermoprotecteur.

Après avoir présenté les principes physiques et les effets induits par le traitement dans le *Chapitre I*, une étude bibliographique consacrée à l'interaction laser-matière en régime confiné (*Chapitre II*) nous a permis de cerner les différents points qui devaient être clarifiés. Ces points ont été abordés dans les chapitres suivants de notre étude, en suivant deux axes de recherche complémentaires :

- Un axe théorique, dans lequel différents modèles numériques ont été développés afin de modéliser l'interaction laser-matière en régime confiné.
- Un axe expérimental, dans lequel différents diagnostics ont été mis en œuvre afin de caractériser l'interaction et les effets induits en fonction des conditions d'irradiation laser.

Dans un premier temps (*Chapitre III*), un code numérique de claquage a été développé afin de déterminer les seuils de claquage de l'eau de confinement pour différentes conditions d'irradiation laser, et de calculer les caractéristiques des impulsions laser transmises à travers ces plasmas de claquage. Conformément aux résultats des études antérieures, les simulations montrent que le claquage du milieu de confinement a pour effet de réduire l'intensité et la durée de l'impulsion laser incidente. Les courbes présentant l'évolution de la densité électronique du plasma de claquage au cours du temps, mettent en évidence une transition entre un claquage dominé par avalanche électronique à 1064 nm, et un claquage dominé par les processus multi-photoniques (MPI) aux longueurs d'ondes plus courtes.

En se basant sur le modèle analytique utilisé jusque là pour décrire l'interaction confinée, un code numérique auto-consistant (ACCIC = Auto Consistant Confined Interaction Code) a ensuite été développé (*Chapitre VI*) afin de calculer les différents paramètres microscopiques du plasma confiné, et pouvoir ainsi déterminer les chargements mécanique et

thermique induits par ce dernier à la surface de la pièce traitée. Pour tenir compte des effets du claquage dans les simulations, les résultats du code de claquage ont été utilisés comme paramètres d'entrée du code ACCIC. Les simulations réalisées avec ce code montrent que les plasmas confinés sont des plasmas froids ($T_e \sim 10$ eV) et denses ($n_e \sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$) fortement corrélés, qui doivent être traités en tenant compte des diverses interactions entre particules chargées. D'autre part, ces simulations mettent aussi en évidence le fait que l'ablation en régime confiné est régie par des processus physiques différents aux deux longueurs d'ondes étudiées : ablation thermique classique à 1064 nm, et ablation hydrodynamique sous forme liquide à 532 nm.

Différentes expériences (mesures de réflectivité, d'émission, de pression, et d'ablation) ont été mises en œuvre lors de ce travail afin de déterminer l'influence des paramètres d'irradiation (longueur d'onde et durée d'impulsion) sur l'interaction confinée, ainsi que sur les effets induits (mesures de contraintes résiduelles). Les résultats de ces expériences (présentés au *Chapitre VI*) nous ont permis de déterminer les paramètres d'entrée (absorption) nécessaires au fonctionnement du code ACCIC, et surtout de valider ses prédictions. Les différentes simulations présentées au *Chapitre VI* montrent en effet que ce code permet de reproduire correctement l'évolution de la pression et de l'épaisseur ablatée pour l'ensemble des conditions d'irradiation laser utilisées.

En ce qui concerne le traitement par choc laser, les mesures de contraintes réalisées par diffractions X sur différents échantillons traités dans les deux configurations de traitement (impact unique de grand diamètre, et cumul de plusieurs impacts de petit diamètre), semblent indiquer qu'il est impossible de générer des contraintes résiduelles de compression sans utiliser de revêtement thermoprotecteur. Afin de mieux comprendre ce point, le code aux éléments finis ABAQUS a été utilisé dans le *Chapitre VII*, afin de simuler les contraintes résiduelles d'origine mécanique et d'origine thermique induites par choc laser. Pour cela, les profils de température et de pression calculés à l'aide du code ACCIC ont été utilisés comme paramètres d'entrée des simulations.

Ces simulations permettent de reproduire correctement les champs de contraintes résiduelles d'origine mécanique induits par un traitement de choc laser réalisé avec un revêtement protecteur, mais aussi les contraintes résiduelles d'origine thermique induites par un traitement sans revêtement. Dans ce dernier cas, il est toutefois nécessaire de réduire la durée de la phase de refroidissement du plasma confiné pour reproduire correctement le profil de contraintes. Ceci est réalisé en tenant compte des effets 2D dans le profil de chargement thermique (formules analytiques de Pirri).

Sur la base de ce résultat, il semble donc possible de s'affranchir des effets thermiques en réduisant le diamètre de la tache focale afin que les effets 2D écourtent la phase de refroidissement du plasma dès la fin de l'impulsion laser. Ceci pourrait alors expliquer pourquoi les chercheurs de Toshiba ont réussi à induire des contraintes résiduelles de compression sans utiliser de revêtement, en réalisant le traitement de choc laser avec des taches focales très réduites (diamètre $\sim 800 \mu\text{m}$).

Perspectives

Nous avons montré dans ce travail que les effets thermiques induits par choc laser semblent dépendre fortement du diamètre de la tache focale utilisée pour le traitement. Des expériences complémentaires devront donc être mises en œuvre afin de vérifier cette hypothèse :

- Des mesures d'émission réalisées à intensité constante, en faisant varier le diamètre de la tache focale, pourraient ainsi permettre de vérifier la réduction de la phase de refroidissement du plasma confiné induite par les effets 2D.
- Ces mesures pourraient être complétées par des mesures de contraintes résiduelles par diffraction X, permettant d'étudier l'influence du diamètre de la tache focale sur le niveau de contrainte induit.

Du point de vue de la description théorique de l'interaction confinée, différentes améliorations peuvent être apportées aux modèles développés dans cette étude. En ce qui concerne le code de claquage, des résultats plus précis pourraient ainsi être obtenus en résolvant de façon couplée en fonction du temps, l'équation cinétique d'évolution de la densité et l'équation du champ électrique en tenant compte du gradient de densité. Ceci permettrait en effet de tenir compte de la dynamique du plasma, et d'affiner la description du claquage. Le code ACCIC pourrait lui aussi être amélioré en y insérant un module d'absorption de l'énergie laser, prenant en compte les processus d'absorption par Bremsstrahlung inverse électron-neutre et électron-ion, ce qui permettrait de ne plus avoir besoin d'une mesure expérimentale de l'absorption comme c'est actuellement le cas. D'autre part, il semble nécessaire d'améliorer la description de l'ablation utilisée actuellement dans le code, et ce plus particulièrement aux courtes longueurs d'ondes.

Annexe I

Rappels sur les ondes de choc

Annexe I : Rappels sur les ondes de choc

I.1 Equations de base

De manière générale, on définit une ondes de choc comme la propagation d'une discontinuité de pression intervenant sur des temps très courts ou des distances très réduites de l'ordre de quelques plans atomiques. L'état thermodynamique d'un milieu sous choc est caractérisé par trois grandeurs : sa pression P , son énergie interne E , et sa densité ρ (ou son volume spécifique $V=1/\rho$). Lors de la propagation du choc, le milieu passe d'un état initial (P_0, E_0, ρ_0) à un état final sous choc (P, E, ρ) . En première approximation, le matériau sous choc peut être considéré comme un fluide, et sa transformation par le passage de l'onde de choc peut être décrite par les trois équations hydrodynamiques de conservation (masse, énergie, quantité de mouvement) appliquées de part et d'autre du front de choc, en faisant intervenir deux paramètres cinétiques supplémentaires : la vitesse D de propagation du choc et la vitesse matérielle u qu'il induit dans le milieu. Pour un milieu initial considéré au repos ($u_0 = 0$), on obtient ainsi les trois équations de Rankine-Hugoniot :

$$\rho_0 D = \rho(D - u) \quad (\text{masse}), \quad (1)$$

$$E - E_0 = \frac{1}{2}(P + P_0) \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho} \right) \quad (\text{énergie}), \quad (2)$$

$$P - P_0 = \rho_0 D u \quad (\text{quantité de mouvement}). \quad (3)$$

Ces trois équations sont complétées par une relation supplémentaire $f(P, E, \rho) = 0$ appelée équation d'état, propre à chaque matériau. Toutefois, lorsque la pression du choc n'est pas trop importante, comme cela est le cas pour les ondes de choc induites en régime d'interaction confinée ($P < 10$ GPa), le comportement fluide ne suffit pas pour déterminer l'état du matériau. On est alors amené à combiner le formalisme hydrodynamique ci-dessus, lié aux grandes vitesses de déformation ($d\varepsilon/dt \sim 10^6$ s⁻¹) pour lesquelles le matériau se comporte comme un fluide, à des notions d'élastoplasticité traditionnelles, le matériau sous choc étant alors considéré comme un solide. Les ondes de choc peuvent alors se propager dans le matériau selon deux régimes délimités par la limite élastique d'Hugoniot du matériau définie par :

$$P_H = 1 + \frac{\lambda}{2\mu} \sigma_{Y_0}, \quad (4)$$

où λ , μ , et σ_{Y_0} sont respectivement les coefficients de Lamé et la limite élastique statique du matériau. Pour des pressions inférieures à P_H , les ondes de choc se propagent sous forme d'ondes élastiques à la vitesse C_e définie par :

$$C_e = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}, \quad (5)$$

et la pression induite s'écrit sous la forme :

$$P = \rho_0 C_e u. \quad (6)$$

Pour des pressions supérieures à P_H , les ondes de choc se propagent sous la forme d'une combinaison d'ondes élastiques et d'ondes plastiques, ces dernières ayant une vitesse inférieure définie par :

$$C_p = \sqrt{\frac{\lambda + \frac{2}{3}\mu}{\rho}}. \quad (7)$$

La pression induite prend alors la forme :

$$P = \rho_0 C_p u + \frac{2}{3} \sigma_{Y_0}, \quad (8)$$

où $\frac{2}{3} \sigma_{Y_0}$ représente la contribution élastique.

I.2 Courbes caractéristiques

Les variables thermodynamiques et cinétiques étant reliées par quatre équations différentes, il est possible d'établir des relations deux à deux entre ces variables. Ces relations définissent des courbes caractéristiques du matériau sous choc dans lesquelles on retrouve les différents régimes de propagation des ondes de choc.

I.2.1 Courbe de Hugoniot

La courbe de Hugoniot (ou adiabatique dynamique) est une représentation dans le plan (P, V) des états accessibles par choc à partir d'un état initial à pression ambiante. Sa forme peut s'interpréter directement en terme de propagation de l'onde de pression dans le milieu considéré.

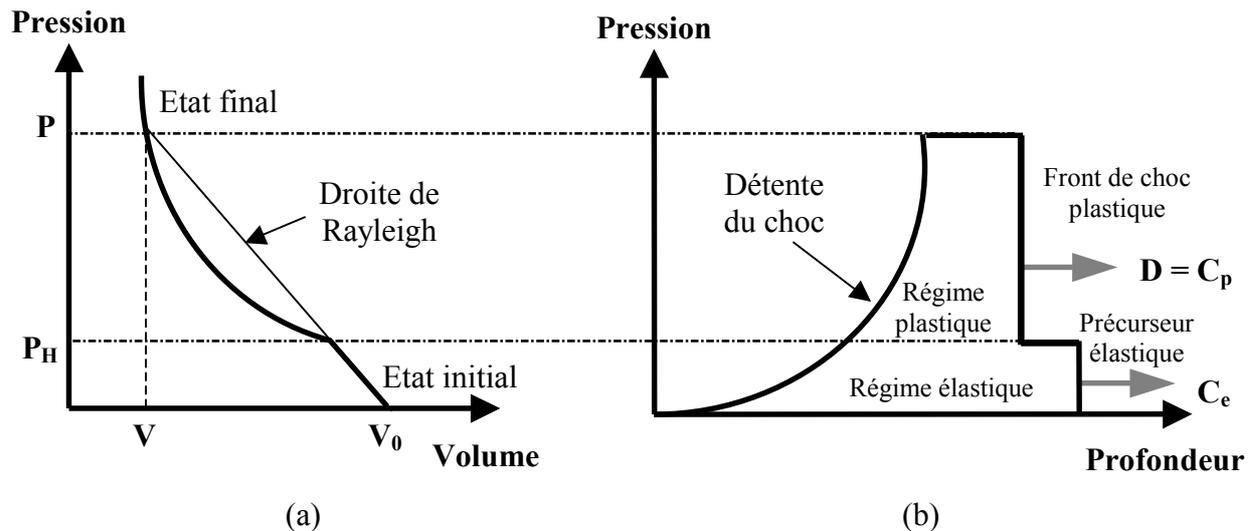


Figure 1 : courbe de Hugoniot (a) et sa représentation équivalente sous forme d'un diagramme $Pression=f(\text{profondeur})$ (b).

Comme cela a été mentionné ci-dessus, la courbe de Hugoniot (Figure 1-a) comporte trois parties :

1. Une partie élastique qui décale la courbe de Hugoniot de P_H vers le haut, dans laquelle la vitesse du choc ne dépend pas de la pression de choc.
2. Une partie plastique située entre la limite élastique-plastique et le point représentant le solide sous choc, matérialisé par l'intersection de la droite de Rayleigh (qui est le prolongement de la partie élastique) avec la courbe de Hugoniot.
3. Une partie hydrodynamique au dessus de la droite de Rayleigh dans laquelle on peut négliger le comportement élastoplastique du matériau.

On retrouve ces trois parties dans la courbe (Figure 1-b) représentant l'évolution de la pression en fonction de la profondeur : on y distingue bien un précurseur élastique d'amplitude P_H qui se propage à la vitesse C_e en avant d'un front de choc plastique raide se

propageant avec une vitesse plus lente C_p , suivis par un front de détente ramenant la matière comprimée à pression normale.

I.2.2 Polaire de choc

La polaire de choc représente l'ensemble des états (P, u) accessibles par choc à partir d'un état de repos à pression ambiante P_0 . Pour la plupart des matériaux et dans une large gamme de pressions, la vitesse de propagation du choc est donnée par :

$$D = C_0 + Su, \quad (9)$$

où C_0 et S représentent respectivement la vitesse du son dans le matériau et la constante de Hugoniot de ce dernier. Cette relation est plus générale que la relation (7), et elle reste valable aussi bien en régime élasto-plastique qu'en régime hydrodynamique. En insérant cette relation dans l'équation (8), on obtient la formule de la polaire de choc en régime plastique :

$$P = \rho_0(C_0 + Su)u + \frac{2}{3}\sigma_{y_0}. \quad (10)$$

Cette relation $P = f(u)$ permet de caractériser l'état sous choc du matériau à partir de son état initial. On remarque que la prise en compte du comportement élasto-plastique du matériau décale la polaire de choc de $\frac{2}{3}\sigma_{y_0}$ dans la partie plastique.

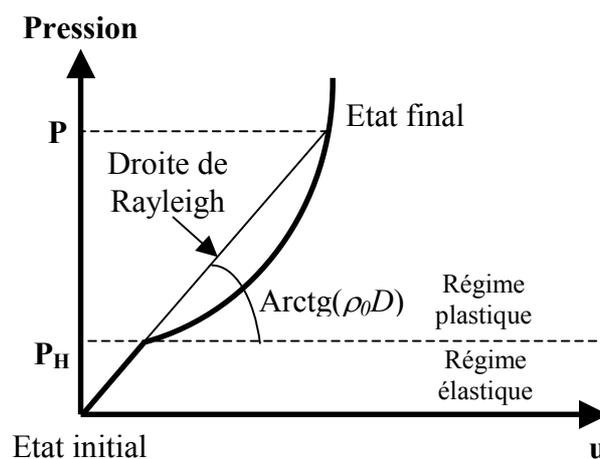


Figure 2 : Polaire de choc

Tout comme la courbe de Hugoniot, la polaire de choc comporte trois parties distinctes lorsque l'on tient compte du comportement élastoplastique du matériau :

1. Lorsque $P < P_H$, le comportement du matériau est linéaire et la vitesse du choc ne dépend pas de la pression (partie décrite par l'équation (6)),
2. Lorsque $P > P_H$, la vitesse de choc D est donnée par la pente de la droite de Rayleigh qui relie le point d'intersection élastoplastique au point de l'état final. Cette pente définie par $Z = \rho_0 D$ est appelée impédance de choc du matériau. Dans cette partie, l'évolution de la pression est décrite par la relation (10).
3. Au delà de l'état final, caractérisé par l'intersection de la droite de Rayleigh avec la polaire de choc, on peut négliger le comportement élastoplastique du matériau et la pression est obtenue à partir des lois hydrodynamiques.

Comme nous allons le voir dans la suite, la polaire de choc est utilisée pour la caractérisation expérimentale des ondes de choc.

I.3 Propagation des ondes de choc

I.3.1 Evolution du profil de chargement

La vitesse de propagation c des ondes de compression peut s'exprimer en fonction de la pente de la courbe de Hugoniot par la relation suivante :

$$c^2 = -V^2 \frac{\partial P}{\partial V}. \quad (11)$$

Pour la majorité des matériaux et plus particulièrement pour les métaux, la concavité de l'Hugoniot est positive, et l'onde de compression va donc se raidir au cours de sa propagation car les pressions élevées se propagent plus vite que les basses pressions . Au contraire, l'onde de détente va s'étaler au cours de sa propagation pour former un faisceau de détente. Au bout d'un certain temps, le sommet de l'onde de détente finira donc par rattraper le sommet du front de choc, ce qui se traduira par une atténuation de l'amplitude de l'onde de choc.

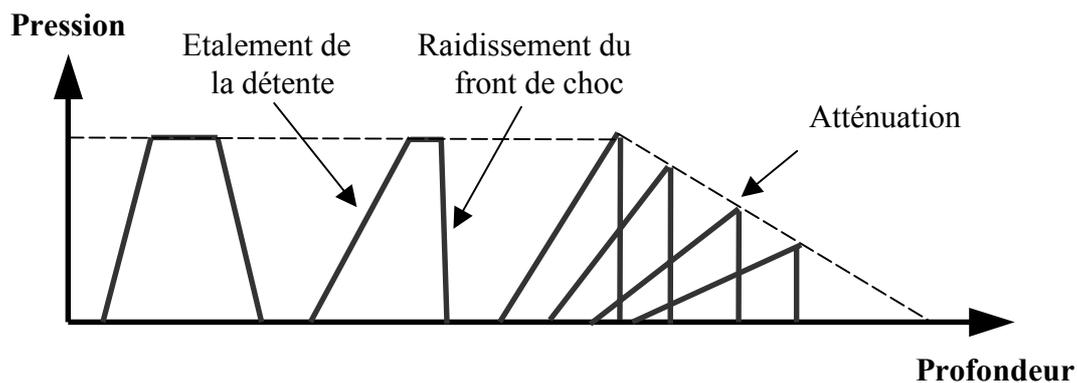


Figure 3 : Evolution du profil de chargement au cours de sa propagation dans la cible.

I.3.2 Amortissement élasto-plastique

En plus de l'amortissement hydrodynamique, l'onde de choc est aussi atténuée élasto-plastiquement au cours de sa propagation dans le matériau. C'est la différence de célérité entre les ondes élastiques et les ondes plastiques qui est à l'origine de cet amortissement. En effet, les ondes élastiques se propagent plus rapidement que les ondes plastiques, et ces dernières pourront donc être rattrapées durant leur propagation (cf. Figure 4).

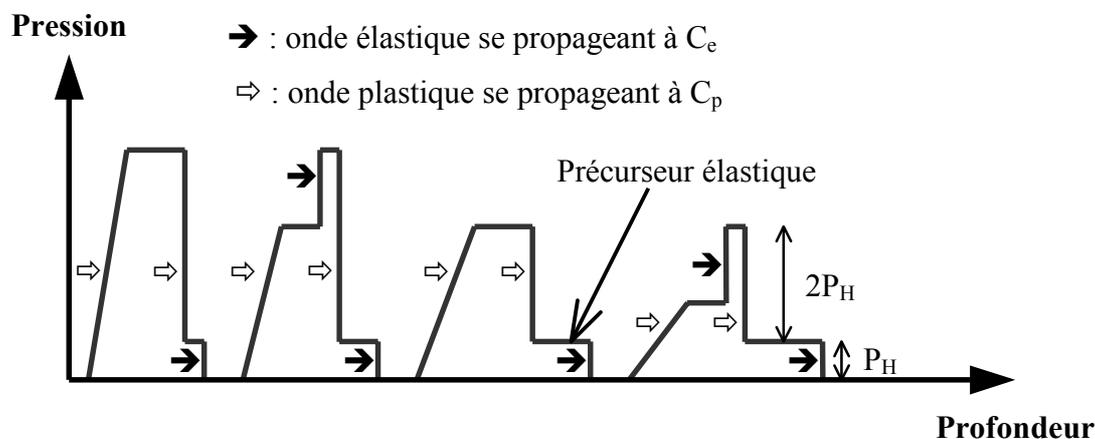


Figure 4 : Amortissement élasto-plastique de l'onde de choc.

Dans la pratique, l'atténuation de l'onde de choc au cours de sa propagation dans une cible solide est calculée à partir d'un code numérique tel que le code SHYLAC (Simulation HYdrodynamique LAgrangienne des Chocs) développé par le Laboratoire de Combustion et de Détonique de Poitiers (ENSMA/LCD).

I.4 Transmission d'un choc entre deux milieux A et B

I.4.1 Cas général : A et B sont des solides

Considérons deux milieux solides A et B en contact. Lorsqu'une onde de choc incidente (P_1, u_1) se propageant dans le milieu A traverse l'interface, une onde de choc est transmise dans le milieu B et une onde de choc ou de détente est réfléchiée dans A, selon la position relative des polaires de choc des matériaux A et B. Un nouvel état d'équilibre (P_2, u_2) se crée de part et d'autre de l'interface, caractérisé par l'égalité des pressions et des vitesses matérielles dans les deux milieux.

- Si la polaire de A est inférieure à celle de B, l'onde réfléchiée est une onde de compression (*Figure 5-a*). Le point (P_2, u_2) est situé à l'intersection de la polaire de B et de la courbe A' qui est la polaire de choc réfléchi de A passant par l'état initial (P_1, u_1) .
- Si la polaire de A est supérieure à celle de B, l'onde réfléchiée dans A est une détente (*Figure 5-b*). Le point (P_2, u_2) est situé à l'intersection de la polaire de B et de la courbe A'' de détente isentropique de A issue du point (P_1, u_1) .

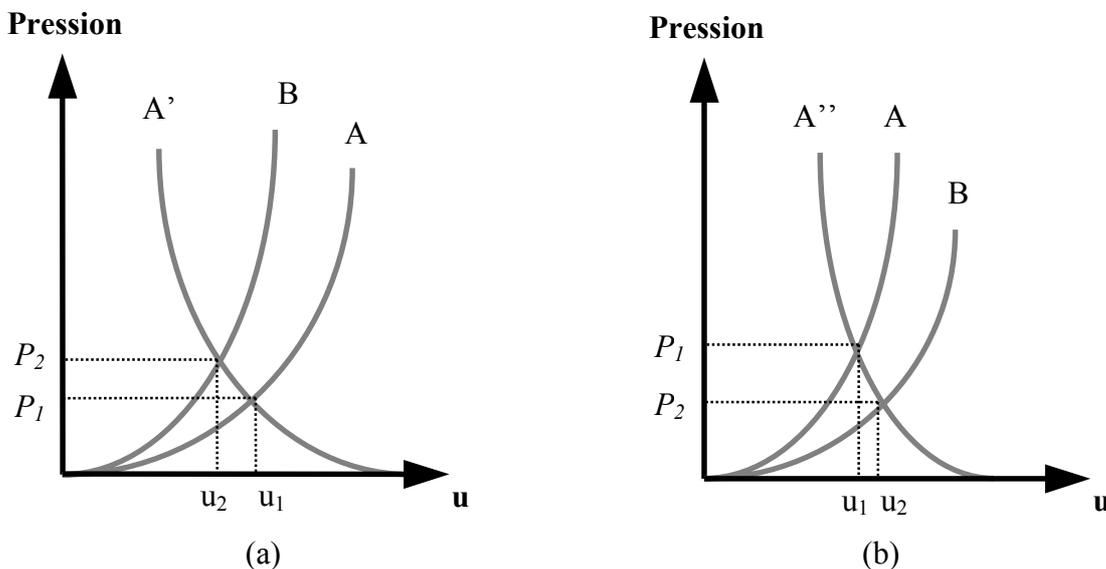


Figure 5 : Transmission d'une onde de choc entre deux milieux A et B.

(a) : le choc transmis est amplifié,

(b) : le choc transmis est atténué.

Cet effet de désadaptation d'impédance est couramment utilisé pour augmenter les pressions induites en utilisant des revêtements ayant des impédances de choc réduites par rapport aux cibles sur lesquelles ils sont appliqués.

I.4.2 Cas particulier : B est un gaz ou le vide

Le cas où le milieu A est un solide et le milieu B est un gaz ou le vide constitue un cas limite de la transmission de type (b) décrite au paragraphe précédent. L'amplitude P_2 du choc transmis dans le milieu B est alors négligeable car la polaire de B est très en dessous de celle de A et peut même être approximée par l'axe horizontal $P = 0$. L'onde de choc incidente est alors réfléchiée intégralement dans le matériau A pour ramener l'interface à pression nulle. La vitesse de l'interface est alors l'intersection de la polaire de détente (supposée être la symétrique de la polaire de choc passant par le point (P_1, u_1)) avec l'axe $P = 0$ (Figure 6).

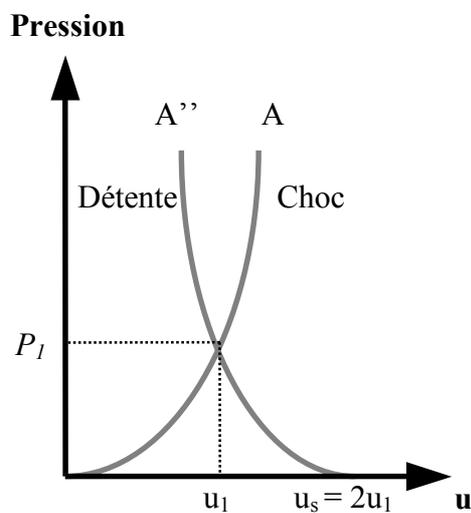


Figure 6 : Vitesse de surface libre

Cette vitesse particulière, appelée vitesse de surface libre (u_s) est définie simplement par :

$$u_s = 2 u_1. \quad (12)$$

Cette relation a une importance pratique capitale. En effet, la vitesse de surface libre de la cible peut être mesurée expérimentalement alors que la vitesse matérielle u n'est pas directement accessible. En mesurant u_s et en tenant compte de la relation (12), on a ainsi accès à la vitesse matérielle dans la cible, et l'on peut alors remonter à la pression induite en utilisant la polaire de choc de la cible (10). Les mesures de pression présentées dans cette étude (*Chapitres V et VI*) sont toutes réalisées selon ce principe.

Références

J.M. Servas, *Ondes de choc en milieu condensé*, Cours de l'Ecole Nationale Supérieure des Ingénieurs des études et Techniques d'Armement, Brest.

J.P. Romain et M. Boustie, *Ondes de choc en milieu condensé*, Cours de l'Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique, Poitiers.

P. Ballard, *Contraintes résiduelles induites par impact rapide. Application au choc-laser*, Thèse de l'Ecole Polytechnique, 22 avril 1991.

Annexe II

Quelques rappels de physique des plasmas

Annexe II : Quelques rappels de physique des plasmas

Le terme « plasma » est utilisé pour décrire un état de la matière, pas nécessairement neutre, dans lequel on rencontre à la fois des ions, des atomes et des électrons. Ainsi définis, les plasmas correspondent au quatrième état de la matière qui fait suite aux états solide, liquide et gazeux dans l'échelle des températures. A l'état naturel, les plasmas constituent 99 % de la matière de notre univers, et les plasmas de laboratoire sont de plus en plus utilisés dans des applications à caractère scientifique ou industriel : études sur la fusion thermonucléaire par confinement inertiel ou magnétique, propulsion d'engins spatiaux par effet Hall, torche à plasma pour la découpe de métaux, traitement de surface des polymères avant collage, dépôt de couches minces en électronique,

Les interactions entre les particules d'un plasma sont régies par les forces coulombiennes à très longue portée, ce qui induit des effets collectifs que l'on ne retrouve pas dans les autres états de la matière. Cependant, la majorité des plasmas rencontrés dans l'univers sont peu denses, et ils conservent donc certaines propriétés des gaz neutres. Les plasmas générés par interaction laser-matière en régime confiné sont des plasmas froids et denses pour lesquels les interactions coulombiennes jouent un rôle primordial.

A partir de quelques grandeurs caractéristiques, il est possible d'établir une classification générale des plasmas selon leur densité et leur température. Après avoir défini ces grandeurs, nous présentons rapidement quelques caractéristiques des plasmas denses.

II.1 Grandeurs caractéristiques

II.1.1 Distance moyenne entre particules

La distance moyenne entre deux particules de même espèce est définie de manière générale comme étant égale au rayon de la sphère qui contient en moyenne une particule de cette espèce. Elle vaut :

$$\frac{4}{3}\pi n_e a_e^3 = 1 \text{ pour les électrons et,} \quad (1)$$

$$\frac{4}{3}\pi n_i a_i^3 = 1 \text{ soit } a_i = \frac{a_e}{Z^{1/3}} \text{ pour les ions.} \quad (2)$$

II.1.2 Longueur de Landau ou longueur critique d'interaction binaire

La longueur de Landau est la distance à laquelle deux électrons doivent s'approcher pour que leur énergie potentielle d'interaction soit égale à leur énergie cinétique. Elle est définie par :

$$kT_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0} \text{ soit } r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 kT_e}. \quad (3)$$

De façon analogue, on peut définir une longueur de Landau ionique telle que :

$$r_{0i} = \frac{Z^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 kT_i} = Z^2 r_0. \quad (4)$$

Cette longueur intervient dans l'analyse des collisions binaires entre particules chargées et dans celle des corrélations de position au sein du plasma.

II.1.3 Longueur d'onde thermique de De Broglie

En première approximation, la longueur thermique de De Broglie représente la longueur caractéristique de la fonction d'onde de l'électron. Elle détermine la distance sur laquelle apparaissent les effets quantiques associés aux particules du plasma. Tout comme pour la longueur de Landau, il est possible de définir séparément cette longueur pour les électrons et pour les ions :

$$\lambda_{the} = \frac{h}{(2\pi m_e kT_e)^{1/2}}, \quad (5)$$

$$\lambda_{thi} = \frac{h}{(2\pi m_i kT_e)^{1/2}} = \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/2} \lambda_{the}. \quad (6)$$

II.1.4 Longueur d'écrantage de Debye

Dans un plasma, les interactions collectives jouent un rôle beaucoup plus important que les interactions binaires. En effet, la lente décroissance du potentiel coulombien avec la distance fait que les interactions lointaines sont statistiquement plus importantes que les interactions proches. La longueur de Debye, qui caractérise cette interaction collective, est en

fait une estimation de la distance au delà de laquelle l'influence du champ électrique d'une particule chargée n'est plus ressentie par les autres particules chargées du plasma. Considérons un ion de charge électrique Ze que nous prenons comme référence. Ce dernier attire les électrons du voisinage et repousse les ions. Il se crée donc autour de lui un nuage électronique de symétrie quasi-sphérique en moyenne, mais de charge non uniforme. Ce nuage est traité comme une distribution continue de charge de densité moyenne $\rho(r)$ qui engendre un potentiel électrostatique moyen $\phi(r)$. L'équation de Poisson s'écrit :

$$\Delta\Phi(r) = -\frac{\rho(r)}{\varepsilon_0}. \quad (7)$$

Si le nuage électronique est en équilibre thermodynamique, la densité électronique suit la statistique de Boltzman et on a :

$$\rho(r) = (n_e(r) - n_{e0})e, \quad (8)$$

avec

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{-e\Phi(r)}{k_B T_e}\right), \quad (9)$$

où n_{e0} représente la densité électronique du plasma électroniquement neutre et homogène. En combinant les équations (7), (8) et (9), on obtient :

$$\varepsilon_0 \Delta\Phi(r) = -en_{e0} \left(\exp\left(\frac{-e\Phi(r)}{k_B T_e}\right) - 1 \right). \quad (10)$$

Si les perturbations de densités sont supposées faibles, c'est à dire si $|e\phi(r)/k_B T_e| \ll 1$, l'exponentielle peut être développée au premier ordre et l'équation de poisson se réécrit alors sous la forme :

$$\Delta\Phi(r) = \frac{e^2 n_{e0}}{\varepsilon_0 k_B T_e} \Phi(r). \quad (11)$$

La solution de cette équation est donnée par :

$$\Phi(r) = \frac{Ze}{4\pi\varepsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) = \Phi_0 \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right), \quad (12)$$

$$\text{où } \lambda_D = \left(\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{n_0 e^2} \right)^{1/2} \text{ est la longueur de Debye.} \quad (13)$$

Cette longueur dite d'écrantage, traduit le fait que dans le plasma, l'influence d'un ion se fait sentir jusqu'à une distance de l'ordre de λ_D . Au delà, sa charge est écrantée : son champ coulombien est atténué par le nuage électronique qu'il attire autour de lui, et le potentiel coulombien est remplacé par le potentiel de Debye (équation (12)). Le calcul décrit ci-dessus n'est valable que sous certaines conditions. En effet, un plasma ne peut se former que si l'énergie cinétique moyenne d'un électron excède de manière significative l'énergie coulombienne moyenne nécessaire à un ion pour le capturer. Cette condition s'écrit :

$$\frac{e\Phi_0}{k_B T_e} \ll 1 \text{ soit } n_0 \lambda_D^3 \gg 1. \quad (14)$$

Ainsi l'expression du potentiel écranté (12) n'est valable que si le nombre d'électrons dans la sphère de Debye est très grand. En réalité, la distribution des ions n'est pas aléatoire et leurs positions dépendent des positions des autres ions. Dans ce cas, les ions participent aussi à l'écrantage et la longueur de Debye s'écrit :

$$\frac{1}{\lambda_D^3} = \frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 k_B T_e} + \frac{n_i (Ze)^2}{\varepsilon_0 k_B T_i}. \quad (15)$$

II.2 Classification des plasmas

En comparant entre elles ces différentes grandeurs, on peut définir de nouveaux paramètres qui permettent de différencier les plasmas en fonction principalement de leur densité et de leur température électroniques.

II.2.1 Paramètre de dégénérescence

Le premier élément de classification est obtenu en comparant la longueur de De Broglie à la distance moyenne inter-particulaire. Si $\lambda_{the} \ll a_e$, le plasma est dit classique et il est alors gouverné par les interactions coulombiennes. Si $\lambda_{the} \gg a_e$, le plasma est dit dégénéré. En effet, la longueur thermique de De Broglie est une bonne approximation de la longueur caractéristique de la fonction d'onde de l'électron. Lorsque $\lambda_{the} \gg a_e$, les nuages

électroniques associés à chaque ion se recouvrent et les électrons suivent alors la statistique de Fermi-Dirac. Cette condition peut s'exprimer également à partir de la température électronique. On définit alors un paramètre de dégénérescence du plasma égal au rapport de la température électronique sur la température de fermi :

$$\theta = \frac{k_B T_e}{k_B T_F} \quad (16)$$

avec,

$$T_F = \frac{\hbar^2}{2k_B m_e} (3\pi^2 n_e)^{2/3} = 3.65 \times 10^{-15} n_e^{2/3} [\text{cm}^{-3}]. \quad (17)$$

Lorsque $\theta < 1$, les électrons sont dans un état de complète dégénérescence et ils sont alors décrits par la statistique de Fermi-Dirac. Les effets thermiques sont alors négligeables par rapport aux effets quantiques. Lorsque $0.1 < \theta < 1$, le plasma est faiblement dégénéré. Les effets thermiques et les effets quantiques coexistent, et ils sont du même ordre de grandeur. Lorsque $\theta > 10$, le plasma est un plasma classique non dégénéré. On peut alors quasiment négliger les effet quantiques, et les électrons sont décrits par la statistique de Boltzmann.

II.2.1.1 Paramètre de couplage

Le paramètre de couplage Coulombien, aussi appelé paramètre de corrélation du plasma, est défini comme étant le rapport entre la longueur de Landau et la distance moyenne entre les particules :

$$\Gamma_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 a_e} \frac{1}{k_B T_e} = 2.32 \times 10^{-7} \frac{n_e^{1/3} [\text{cm}^{-3}]}{T_e [\text{eV}]}, \quad (18)$$

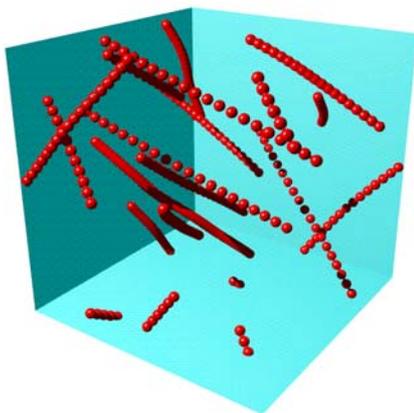
$$\Gamma_i = \frac{(Ze)^2}{4\pi\epsilon_0 a_i} \frac{1}{k_B T_e} = 2.32 \times 10^{-7} \frac{Z^2 n_i^{1/3} [\text{cm}^{-3}]}{T_e [\text{eV}]} \quad \text{soit} \quad \Gamma_i = \Gamma_e Z^{5/3}. \quad (19)$$

A une constante numérique près, ce rapport est aussi le rapport de l'énergie potentielle entre deux électrons séparés d'une distance a_e sur leur énergie cinétique. Lorsque $\Gamma_{i,e} \ll 1$, le plasma est un plasma classique faiblement corrélé dans lequel les interactions coulombiennes peuvent être traitées par la théorie des perturbations. L'énergie potentielle étant faible devant l'énergie cinétique, la répulsion coulombienne influe peu sur le mouvement des électrons, et

par conséquent, les positions respectives des particules dépendent peu l'une de l'autre. Lorsque $\Gamma_{i,e} \gg 1$, la distance moyenne entre deux particules chargées du même type (électrons ou ions) est inférieure à celle imposée par la répulsion coulombienne. L'énergie potentielle d'interaction est alors très supérieure à l'énergie cinétique des particules, et elle induit de très fortes corrélations entre les particules chargées. La théorie des perturbations ne peut plus alors être utilisée, et on doit faire appel à des concepts empruntés à la théorie des liquides pour décrire les interactions dans le plasma.

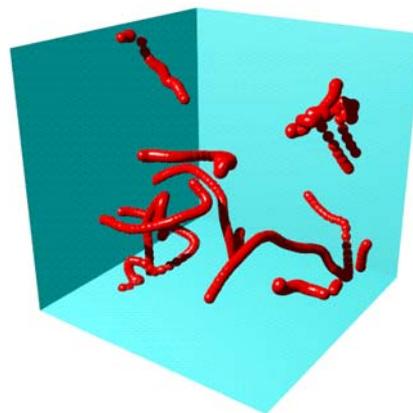
Pour illustrer cette différence de comportement, nous présentons dans la *Figure 1* les résultats de simulations 3D de dynamique moléculaire d'un plasma électriquement neutre avec des frontières périodiques*. Les traits rouges représentent les trajectoires des électrons pendant un court intervalle de temps. L'image de gauche représente un système faiblement corrélé ($\Gamma_i = 0.03$) dans lequel les collisions avec les ions sont des événements très rares. Au contraire, le système de droite montre des trajectoires très incurvées caractéristiques d'un système fortement corrélé ($\Gamma_i = 5$).

$\Gamma_i = 0.03$



(a)

$\Gamma_i = 5$



(b)

Figure 1: Simulations de dynamique moléculaire 3D représentant la trajectoire des électrons dans un plasma faiblement corrélé (a) et dans un plasma fortement corrélé (b).

* simulations réalisées par Paul Gibbon de l'Université de Jena disponibles sur sa page internet à l'adresse suivante : <http://araucaria.physik.uni-jena.de/gibbon/denselp.html>

II.2.1.2 Les différents types de plasmas

A partir des paramètres définis au paragraphe précédent, il est possible d'établir une classification des plasmas sous la forme d'un diagramme densité-température (*Figure 2*). Les plasmas de faible densité avec des températures électroniques élevées sont des plasmas classiques. Ces plasmas bien connus peuvent être traités simplement à l'aide de la théorie des gaz parfaits. A très faible température, les plasmas deviennent dégénérés et on doit alors faire appel à la théorie de Fermi-Dirac pour traiter les électrons, tout en tenant compte des effets quantiques associés aux ions. Pour les densités et températures électroniques intermédiaires, les plasmas sont corrélés et les traitements théoriques associés se compliquent fortement. Les plasmas générés en régime confiné chevauchent ces différents domaines : ils peuvent être corrélés, faiblement ou non dégénérés.

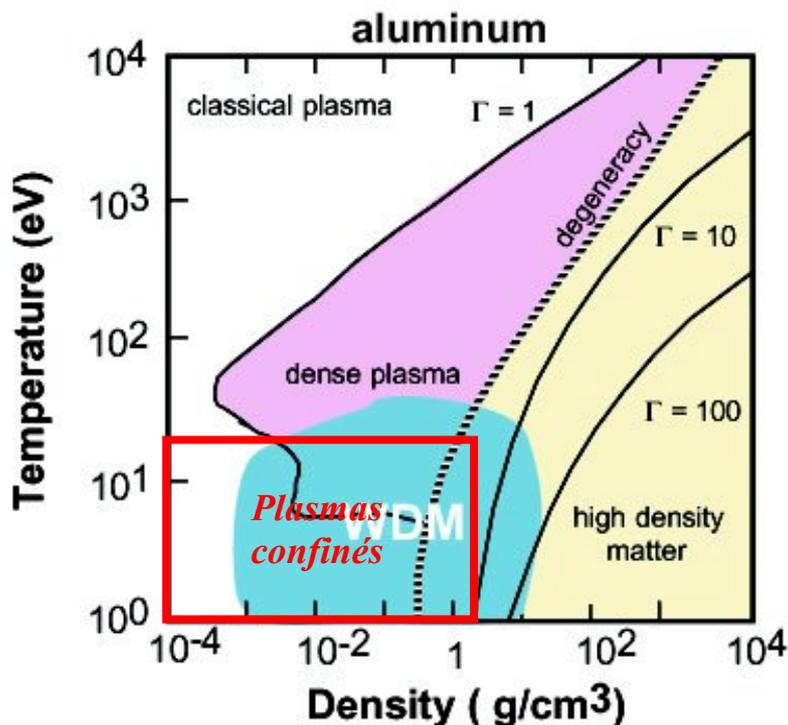


Figure 2 : Classification des plasmas en fonction de la densité et de la température électronique. Exemple de l'aluminium.

Annexe III

*Formule approchée de More pour le calcul
du degré d'ionisation par la théorie de
Thomas-Fermi*

Annexe III : Formule approchée de More pour le calcul du degré moyen d'ionisation par la théorie de Thomas-Fermi

Comme cela a été expliqué au *Chapitre IV*, deux formules différentes peuvent être utilisées pour calculer le degré d'ionisation dans le cadre de la théorie de Thomas-Fermi. Dans le premier cas, le degré d'ionisation Q_1 mesure le nombre d'électrons de chaque sphère ionique ayant une énergie positive par rapport au potentiel à la périphérie de la sphère :

$$Q_1 = \iint \frac{2f(r, p)}{(2\pi\hbar)^3} d^3 r d^3 p, \quad (1)$$

l'intégrale sur p étant restreinte à $p^2/2m > eV(r)$. La seconde définition compte les électrons situés à la frontière de la sphère ($r = a_i$), c'est à dire, ceux qui sont libres de changer immédiatement d'atome :

$$Q_2 = \frac{4\pi}{3} a_i^3 n(a_i). \quad (2)$$

More a donné une formule approchée qui permet de reproduire les résultats de l'équation (2) à quelques % près pour toutes les températures et les densités. C'est cette formule approchée qui a été utilisée dans notre étude pour calculer le degré d'ionisation par la théorie de Thomas-Fermi.

Cette formule, qui ne dépend que des propriétés atomiques de la matière, permet de calculer le degré d'ionisation en fonction de la densité et de la température. On distingue deux cas suivant la valeur de la température :

- $T = 0$,

$$x = \alpha \left(\frac{\rho}{ZA} \right)^\beta \quad \rho \text{ en g/cm}^3$$

$$f = \frac{x}{1 + x + \sqrt{1 + 2x}}$$

$$Z^* = fZ \quad \alpha = 14.3139$$

$$\frac{\partial Z^*}{\partial \rho} = \frac{Z^*}{\rho} \frac{\beta}{\sqrt{1 + 2x}} \quad \beta = 0.6624$$

- T quelconque,

$$T_0 = \frac{T(eV)}{Z^{4/3}}, \quad R = \frac{\rho(g/cm^3)}{ZA}$$

$$a_1 = 0.003323$$

$$T_F = \frac{T_0}{1 + T_0}$$

$$a_2 = 0.9718$$

$$A = a_1 T_0^{a_2} + a_3 T_0^{a_4}$$

$$a_3 = 9.26148 \times 10^{-5}$$

$$B = -\exp(b_0 + b_1 T_F + b_2 T_F^7)$$

$$a_4 = 3.10165$$

$$C = c_1 T_F + c_2$$

$$b_0 = -1.7630$$

$$Q_1 = AR^B$$

$$b_1 = 1.43175$$

$$Q = (R^C + Q_1^C)^{1/C}$$

$$b_2 = 0.31546$$

$$x = \alpha Q^\beta$$

$$c_1 = -0.366667$$

$$Z^* = \frac{Zx}{1 + x + \sqrt{1 + 2x}}$$

$$c_2 = 0.983333$$

Références :

R.M. More, Adv. At. Mol. Phys. **21**, 305 (1985).

Annexe IV

Propriétés physiques des matériaux utilisés

Annexe IV : Propriétés physiques des matériaux étudiés

Le tableau ci-dessous présente les propriétés des matériaux étudiés dans ce travail, extraites des références suivantes :

Handbook of Chemistry and Physics, 65th edition, CRC Press, 1984-1985.

Smithells Metals reference Book, edited by E.A. Brandes and G.B. Brook, 7th edition, Butterworth/Heinemann, 1992.

Aluminium and Aluminium Alloys, edited by J.R. Davis, 4th printing, ASM international, 1998.

LASL Shock Hugoniot Data, S.P. Marsh, Berkeley : University of California Press, 1980.

Materials at Low Temperatures, H. M. LedBetter, American Society for Metals, 1983.

Remarques :

L'enthalpie de création de la vapeur est calculée à partir de la formule suivante :

$$\Delta H_{vap}^0 = H_{vap} + H_{fus} + C_p (T_{vap} - T_{ini}),$$

en moyennant la capacité calorifique entre 300 K et T_{fus} par :

$$C_p = \frac{C_p(300^\circ K) + C_p(T_{fus})}{2}.$$

L'impédance de choc des différents matériaux est calculée pour une vitesse matérielle u nulle à partir de la formule suivante :

$$Z_s = \rho_0 * D = \rho_0 * (C_0 + Su),$$

où C_0 et S représentent la vitesse du son et la constante de Hugoniot de chaque matériau .

Pour l'aluminium 7175, nous avons pris le numéro atomique Z et la masse atomique A de l'aluminium pur. En ce qui concerne l'acier martensitique, nous avons pris le numéro atomique Z du fer et la masse atomique A a été calculé en faisant une combinaison linéaire de celles du fer (87 %) et du chrome (13 %). Les autres paramètres sont issus des diverses références.

Propriétés physiques des matériaux étudiés

			Al	Cu	Fe	Ti	Mo	Ta	7175	Acier 12% Cr
Propriétés atomiques	Numéro atomique	Z	13	29	26	22	42	73	13	26
	Masse atomique	A (g.mol ⁻¹)	26.98	63.55	55.85	47.88	95.94	180.95	26.98	55.35
	Densité	ρ₀ (g.cm ⁻³) solide	2.7	8.96	7.87	4.5	10.21	16.65	2.8	7.75
		ρ₀ (g.cm ⁻³) liquide	2.385	8.0	7.015	4.11	9.34	15.0		
Propriétés thermiques	Température de vaporisation	T_{vap} (K)	2793	2833	3133	3558	4883	5643	2770	3010
	Température de fusion	T_{fus} (K)	933	1356	1809	1940	2893	3288	908	1800
	Capacité calorifique	C_p (J.g ⁻¹ .K ⁻¹) à 300 K à T _{fus}	0.900	0.385	0.452	0.523	0.251	0.138	0.864	0.460
			1.080	0.495	0.750	0.737	0.484	0.234	1.037	0.76
	Conductivité thermique	λ (W.cm ⁻¹ .K ⁻¹) à 300 K à T _{fus}	2.38	3.940	0.733	0.16	1.42	0.575	1.77	0.268
			0.94	1.656	0.290	0.13	0.84	0.234	0.70	0.270
	Diffusivité thermique	h (10 ⁻⁶ m ⁻² .s ⁻¹)	97.9	114.2	20.6	6.8	55.4	25.0	73.2	7.52
	Coefficient d'expansion	α (10 ⁶ K ⁻¹)	23.9	17.1	12.2	8.8	5.2	6.5		10.13
	Enthalpie de vaporisation	H_{vap} (J.g ⁻¹)	10800	4796	6095	8893	6153	4165		6160
Enthalpie de fusion	H_{fus} (J.g ⁻¹)	388	205	272	365	290	174		270	
Enthalpie de création de la vapeur	ΔH⁰_{vap} (J.g ⁻¹)	13743	6127	8086	11327	8137	5338		8100	
Propriétés mécaniques	Vitesse du son	C₀ (m/s)	5386	3940	3570	5220	5124	3414		4569
	Constante de Hugoniot	S	1.339	1.489	1.92	0.767	1.233	1.2		1.49
	Impédance de choc	Z_s (10 ⁶ *g.cm ⁻² .s ⁻¹)	1.45	3.5	2.8	2.4	5.2	5.7		3.6
	Limite élastique statique	σ_{Y0} (GPa)	0.3	0.12			1.4	0.8		0.9
	Coefficient de Poisson	ν	0.345	0.343	0.293	0.361	0.293	0.342	0.33	0.283
	Bulk modulus	B₀ (GPa)	79.38	142.03	169	109.7	265.29	194.21		166

Propriétés optiques	1064 nm	Réfectivité	R (%)	95	97	65	57	71	88		
		Indice réel	n	1.23	0.5	3.28	3.41	2.3	0.96		
		Indice imaginaire	k	10.6	8.48	4.39	3.35	4.54	5.44		
	532 nm	Réfectivité	R (%)	92	62	56	49	57	36		
		Indice réel	n	0.92	1.04	2.65	1.86	3.79	2.56		
		Indice imaginaire	k	6.56	2.53	3.34	2.56	3.61	1.86		
Propriétés physiques	Résistivité électrique	ρ ($\mu\Omega$.cm) à 300 K	2.655	1.678	9.71	42	5.2	12.45	0.375	57	
	1 ^{er} potentiel d'ionisation	I₁ (eV)	5.986	7.726	7.87	6.82	7.099	7.89			
	2 ^{ème} potentiel d'ionisation	I₂ (eV)	18.828	20.292	16.18	13.58	16.15	15			
	3 ^{ème} potentiel d'ionisation	I₃ (eV)	28.447	36.83	30.651	27.491	27.16	23			
	4 ^{ème} potentiel d'ionisation	I₄ (eV)	119.99	55.2	54.8	43.266	46.4	33			
	5 ^{ème} potentiel d'ionisation	I₅ (eV)	153.71	79.9	75	99.22	61.2	48.27			
	6 ^{ème} potentiel d'ionisation	I₆ (eV)	190.47	103	99	119.36	68	65			
	7 ^{ème} potentiel d'ionisation	I₇ (eV)	241.43	139	125	140.8	126.8	122			
	8 ^{ème} potentiel d'ionisation	I₈ (eV)	284.59	166	151.06	168.5	153	140			
	9 ^{ème} potentiel d'ionisation	I₉ (eV)	330.21	199	235.04	193.2		158			
	10 ^{ème} potentiel d'ionisation	I₁₀ (eV)	398.57	232	262.1	215.91		177			
	11 ^{ème} potentiel d'ionisation	I₁₁ (eV)	442.07	266	290.4	265.23		207			
	12 ^{ème} potentiel d'ionisation	I₁₂ (eV)	2085.983	368.8	330.8	291.497		231			
	13 ^{ème} potentiel d'ionisation	I₁₃ (eV)	2304.08	401	361	787.33		256			
	14 ^{ème} potentiel d'ionisation	I₁₄ (eV)		435	392.2	861.33		289			
	15 ^{ème} potentiel d'ionisation	I₁₅ (eV)		484	457	940.36		324			
	16 ^{ème} potentiel d'ionisation	I₁₆ (eV)		520	489.5			360			
	17 ^{ème} potentiel d'ionisation	I₁₇ (eV)		557	1266.1			387			
	18 ^{ème} potentiel d'ionisation	I₁₈ (eV)		633				419			
	19 ^{ème} potentiel d'ionisation	I₁₉ (eV)		671				463			
20 ^{ème} potentiel d'ionisation	I₂₀ (eV)		1698								

Study of laser-generated plasmas in confined interaction geometry. Application to laser-shock processing of materials.

In this work, we study the plasmas generated by laser-matter interaction in a water confinement regime, and more particularly, their application to laser-shock processing of materials.

With the aim to get a better understanding of the physical processes involved in this particular interaction regime, an original modeling has been developed. First, a numerical code describing the breakdown process in water allows us to compute the characteristics (peak intensity and full width at half maximum pulse duration) of the laser pulse which is transmitted through the confinement window. These parameters are then used in an auto-consistent hydrodynamic model describing the confined plasmas (dense cold correlated and partially degenerated plasmas), in order to compute the thermal and mechanical loadings induced at the surface of the processed sample. Last, these loadings are used as input parameters in the FEM code ABAQUS to simulate the thermal and mechanical residual stresses induced by the process.

The results of the simulations have been validated by comparison with various experimental measurements carried out with laser irradiation conditions (1064 nm and 532 nm wavelengths, 3 ns and 10 ns pulse durations) similar to those used for the industrial application of the process.

These results show that small focal spot sizes allow to greatly reduce the heating of the target by the confined plasma, and thus to avoid the thermal effects induced by the process. This highlights the fact that such reduced focal spot sizes could be used in order to realize laser shock processing without any thermal protective coating. Furthermore, they allow to explain recent results obtained with the process configuration developed by Toshiba (very small focal spot diameter, high repetition rate, no protective coating), which were not clearly understood until now.

Keywords :

Laser shock processing
Shock waves
Laser-matter interaction
Correlated plasmas
Breakdown plasmas
Numerical simulation
Residual stresses