



HAL
open science

Interaction laser/matière en régime confiné pour des petites taches focales (inférieures au mm). Application au renforcement de surfaces par grenailage laser.

Alexandre Rondepierre

► To cite this version:

Alexandre Rondepierre. Interaction laser/matière en régime confiné pour des petites taches focales (inférieures au mm). Application au renforcement de surfaces par grenailage laser.. Mécanique des matériaux [physics.class-ph]. HESAM Université, 2021. Français. NNT : 2021HESAE052 . tel-03611058v2

HAL Id: tel-03611058

<https://hal.science/tel-03611058v2>

Submitted on 31 May 2022

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

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

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES DES MÉTIERS DE L'INGÉNIEUR
[Laboratoire PIMM – Campus de PARIS]

THÈSE

présentée par : **Alexandre RONDEPIERRE**

soutenue le : **09 novembre 2021**

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

préparée à : **École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers**

Spécialité : **Mécanique-matériaux (AM)**

Interaction laser/matière en régime confiné pour des petites taches focales (inférieures au mm) Application au renforcement de surfaces par grenailage laser

THÈSE dirigée par :
[**BERTHE Laurent**]

co-encadrée par :
[**CASTELNAU Olivier**]

co-encadrement industriel :
[**CASAGRANDE Olivier**]

Jury

M. Henri BENISTY	Professeur	LCF – IOGS	Président
Mme Alessandra BENUZZI	Directrice de recherche	LULI - Ecole Polytechnique	Rapporteuse
M. Claude FOURMENT	Docteur	CEA CESTA	Rapporteur
M. Domenico FURFARI	Docteur	AIRBUS	Examineur
Mme Emmanuelle ROUHAUD	Professeur	UTT	Examinatrice
M. Olivier CASAGRANDE	Docteur	THALES	Examineur
M. Olivier CASTELNAU	Directeur de recherche	PIMM – ENSAM	Examineur
M. Laurent BERTHE	Directeur de recherche	PIMM – ENSAM	Examineur

*Tu n'es plus là pour le voir, mais je sais que tu serais très fier de moi.
Merci pour tout ce que tu m'as donné ; pour l'exemple que tu as été et que tu continues d'être.*

En mémoire de mon Papa, Christophe.

Un bon manuscrit de thèse ne saurait en être s'il ne commençait pas par un lot de citations plus mystérieuses les unes que les autres.

(Alexandre R.)

(Je pense que tu pensais pas que j'allais dire ces choses-là)



χαλεπὰ τὰ καλὰ

(Πλάτων)

Les belles choses font souffrir.

(Platon)

I tried it once, and it did not work.

J'ai essayé une seule fois, et ça n'a pas marché.

(Ernest Rutherford)

Si tu diffères de moi, mon frère, loin de me léser, tu m'enrichis.

(Antoine de Saint-Exupéry)

Pour examiner la vérité il est besoin, une fois dans sa vie, de mettre toutes choses en doute autant qu'il se peut.

(René Descartes)

Dieu se rit des hommes qui se plaignent des effets dont ils chérissent les causes.

(Jacques-Bénigne Bossuet, apocryphe)

Les médiocres n'hésitent pas une seconde à faire payer cher aux incrédules leurs propres incertitudes.

(Georges Bernanos)

Enfin, en ce bicentenaire de la mort d'un des plus grands Hommes de France (finalement, elle en prend de la valeur cette thèse !), je ne conclurai pas sur une citation militaire ou politique, mais plutôt de l'ordre de la morale :

Qui sait flatter sait aussi calomnier.

(Napoléon Bonaparte)



De nos jours, quelques scientifiques proclamés sont devenus les nouveaux prêtres d'une société en perte. Quelques fidèles, qui eux sont en quête d'une nouvelle religion à laquelle s'accrocher pour se rassurer, suivent, prophétisent et parfois, pour complaire à leurs Dieux, censurent.

Hélas, la science n'est pas une croyance ni une foi aveugle. C'est avant tout le doute, l'hésitation, la prudence et le questionnement. La science n'a rien d'incompatible avec la religion, mais elle est constituée d'une essence diamétralement différente. Confondre les deux c'est, assurément, provoquer leur déclin respectif.

On subodore, malheureusement, que les bonnes âmes pyromanes d'aujourd'hui tenteront d'être les pompiers de demain. Mais la réalité, telle une petite luciole étincelante, nous dévoilera un spectacle certes dramatique, mais bien plus juste : on apercevra alors une nuée d'autruches. Oui, des autruches ! Et ces mêmes autruches, demain, deviendront le gibier du monde qu'elles auront bâti. Ce ne sera alors pas une fin, mais au contraire le commencement d'une nouvelle ère.



La science ?

La grande force de cette belle discipline qui est la science, depuis que l'homme moderne (disons depuis quelques millénaires) la pratique, et cela en s'émancipant peu à peu de ses instincts grégaires et vitaux, contemplant (pour expliquer !) le monde au lieu de s'y soumettre, réside dans une forme d'universalisme républicain inventé avant l'heure.

René Descartes, Isaac Newton, André-Marie Ampère, Emilie du Châtelet, Michael Faraday, Antoine Laurent de Lavoisier, Marie Curie, ... ; qu'ils soient riches, pauvres, proches du pouvoir, hommes ou femmes, tous ont depuis longtemps participé à cette grande aventure, certes avec une accélération particulière ces quelques trois derniers siècles, qu'est la science.

Ces esprits et profils, atypiques et brillants, constituent souvent une source de curiosité, voire de motivation, pour les jeunes pousses comme moi, qui finissent parfois par aller jusqu'au doctorat !

Cependant, après ces trois années de thèse, « plongé » au cœur du monde scientifique, j'en sors assez perplexe. Il y a de belles choses, de belles initiatives et, heureusement, encore un potentiel incroyable. Mais, comme partout de nos jours, la médiocrité s'installe et fait (fera ?) d'incroyables ravages.

Qu'on se rassure, je ne vais pas me lancer ici sur une tribune voire un appel à l'aide [je pourrais cela dit : c'est ma thèse, et j'y écris ce que je veux en préambule ! Certains mettent bien des photos d'eux à la plage en guise de souvenirs, alors why not] pour la science en occident, mais je crains, hélas, que des jours plus sombres ne soient inscrits au calendrier à venir...



Remerciements

Nous y voilà enfin !

Los famosos remerciements : ils sont signe de tristesse pour certains (c'est, hélas, la fin d'une aventure longue de trois années ! [*les plus pointilleux me feront remarquer que cette aventure a duré exactement 3 ans et 4 jours*]), et signe d'un renouveau, d'une renaissance même, pour d'autres, au premier rang desquels votre humble serviteur.

Ces quelques lignes qui apparaissent au début de ce manuscrit (alors qu'elles devraient paradoxalement le clôturer), m'auront posé bien des soucis.

En effet, comment remercier toutes les personnes ayant exercé une influence sur ma thèse, sans pour autant tomber dans le phénomène du *Pavé César* ?



J'espère avoir pu y parvenir, et m'excuse par avance pour celles et ceux qui auront été omis !

∞ ∞ ∞ ∞ ∞

Pour commencer, je souhaite remercier les différents membres de mon jury de thèse pour le temps et l'intérêt qu'ils auront su consacrer à mes travaux : **Emmanuelle Rouhaud**, **Domenico Furfari** et **Henri Benisty**. Je remercie en particulier mes rapporteurs, **Alessandra Benuzzi** et **Claude Fourment**, pour ces échanges et approfondissements scientifiques sur ma thèse.

Merci aussi bien sûr à **Olivier Castelnau**, co-directeur de ma thèse. Nos discussions furent toujours enrichissantes, et je n'oublierai jamais cette belle manip' au synchrotron Diamond (et nos nuits blanches 😊).

Enfin, merci à **Laurent Berthe** pour son encadrement scientifique.

∞ ∞ ∞ ∞ ∞

Du côté de mon encadrement « industriel », je remercie premièrement le très sympathique **Olivier Casagrande**, l'architecte (laser !) de chez Thales. Ton expertise sur les lasers ne cessera de m'impressionner, et je suis content d'avoir pu apprendre à tes côtés. Je remercie aussi **Christophe Simon-Boisson** pour sa vision « market » de ma thèse, nos nombreux échanges (parfois automobiles ! 2021 ne sera finalement peut-être pas l'année du 8^{ème} titre d'Hamilton...), et plus globalement sa participation à l'avancement de ma thèse. Merci également à **Hervé Besaucèle** pour sa bienveillance, ses remarques pertinentes et son implication dans ma thèse alors qu'il avait, en tant que « chef » du service laser, de nombreux autres chats à lasériser ! Dans le même registre, merci à **Laurent Boudjema** pour l'intérêt qu'il a su garder sur l'avancement de mes travaux. Enfin, je remercie **Frédéric Caradec** pour ses précieux conseils, et astuces, durant la formation alignement laser que j'ai eu la chance de suivre sous sa directive.

Je ne peux malheureusement remercier individuellement chaque personne du service laser de chez Thales, mais merci à vous : **Pierre Calvet, Igor Martial, Nicolas Bruel, Charles Loy, Eric Etter, Sandrine Ricaud, Sébastien Laux, Alain Pellegrina, Christophe Radier, Loïc Lavenu, Franck Leibreich, Eric Durand, Olivier Chalus, Baya Bennai, François Petit, Mireille Garnier, Jean-Philippe Chan, Vincent Leroux, Christophe Derick** et tous les autres bien sûr !



Retournons du côté académique. Pour commencer, un grand merci à **Rémy Fabbro** : en dépit de ton âge (*aië, ça commence mal !*), je suis impressionné par ta maîtrise de la physique et je te remercie sincèrement pour nos différents échanges, ta grande sympathie, ton regard critique et tes apports sur les modèles physique (et la motivation que tu as su maintenir en moi bien sûr !). Merci aussi à **Patrice Peyre** : tu as gardé un intérêt pour le choc laser (tu y reviendras, c'est sûr ! Parole d'apôtre 😊) et nos discussions ont toujours été bénéfiques et intéressantes. **Frédéric Coste**, le cobaye d'AstraZeneca : merci aussi à toi pour ton soutien « logistique » (bien des expériences n'auraient pu se tenir sans cela !) et nos discussions, toujours joviales.

Même si tu n'es pas du labo, un grand merci à toi **Laurent Videau** ! Tu fais aussi parti de ces grands scientifiques avec qui j'ai aimé échanger, progresser et rire. Dans le même registre, merci à **Didier Zagouri** pour les discussions que nous avons pu avoir en début de thèse, sur les ondes de choc. Enfin, merci à **Arnaud Sollier** pour nos échanges sur l'interaction, sur les modèles existants et ses partages généralement sur l'état de l'art.

I would like also to say a word to **Uroš Trdan**: our discussions and common experiments were of a great interest to me, as was also your consistent good mood.

Je ne peux (bis repetita !) remercier individuellement chaque personne du laboratoire, mais je pense à vous : **Morgan Dal, Cyril Gorny, Vincent Michel, Léo Morin, Corinne Dupuy, Imad Koutiri, Chedly Braham, Matthieu Schneider, Thierry Malot** et tous les autres !

Continuons, mais avec un petit élixir de jeunesse ! Je souhaite ici remercier les doctorants et post-doctorants rencontrés durant ma thèse, je pense particulièrement à : **Maxime Sagnard, Olivier Andreau, Thibaut de Terris, Elise Ferreira, Khaled Ayfi, Abbas Hamie, Alexis Thézé, Eduardo Cuenta** (jaja !), **Julien Daligault, Gwenaëlle Chebil, Lucas Lapostolle, Jason Guy, Mohammad Ayad, Guillaume Nordet, Lucas Fournet Fayard, Julien Rods** et **Raoudha Seddik**.

Sans pouvoir citer tout le monde, je remercie les différentes personnes rencontrées dans le cadre de projets ou autres : **Stéphane Valladon, Mathieu Ducouso, Michel Boustie, Guillaume Gorju, et Emilien Lescoute**.



Je souhaite maintenant remercier mes « amis » découverts durant cette thèse, ceux qui comptent pour moi et ont su considérablement m'épauler. Tout d'abord **Yaasin Mayi** et **Socona Traore**, deux ex-doctorants du groupe laser : un immense merci à vous deux pour vos grandes qualités humaines, votre soutien, nos moments de rires ou nos discussions plus sérieuses.

Singulièrement, merci à toi Yaasin pour ces nombreuses et très enrichissantes lectures que tu as eu l'envie de partager avec moi. Merci aussi pour ton soutien dans les moments difficiles traversés. En fait : merci à la personne pleine de bon sens que tu es ! Quel rafraîchissement de pouvoir discuter régulièrement avec le scientifique accompli que tu es ; ta rigueur, ton recul et tes analyses sont distinguables, ce qui se fait de plus en plus rare parmi notre génération (*faut l'savoir hein*).

Socona, merci pour nos discussions (souvent autour d'un sushi !) et tes conseils avisés (*à la fin, il n'en restera qu'un !*). Je t'attends toujours sur mon île (*oui, oui !*).

Merci à toi aussi, évidemment, **Yann Rouchausse**. Outre le fait que tu fus essentiel pour la réussite de nombreuses expériences, et outre tes grandes qualités techniques et ton esprit calme et réfléchi, je souhaite ici remercier une personne éminemment humaine que j'estime beaucoup, avec qui j'aurais pu partager de très nombreux moments (et couscous !), plus que positifs. Tu es un « mec en or », ne change pas ! (*Ai gonplei ste odon 😊*)

Enfin, je remercie (et je t'adresse un ticket !) **Adrien de Doncker**. Tant nos discussions sur les sports mécaniques que sur la société en général furent d'un grand intérêt pour moi, et m'aèrent l'esprit. Il faudrait plus de personnes comme toi dans le monde scientifique !



Quittons l'univers de la recherche. Merci à toi **Sébastien**. 23 ans qu'on se connaît, qu'on rigole ; bref, je n'ai pas besoin d'en dire plus et tu sais à quel point ta bonne humeur et nos « délires » furent importants. Rendez-vous au premier virage, et attention au *Zapdos diff*!

[tu remarqueras que j'ai réussi à te remercier sans placer un seul « jpp » ni de requin qui rigole]

Merci aussi à la « BDP » : **Tonton Ludo**, **Rageel**, **Julien** (tu comprendras que ton surnom ne figure pas dans ces remerciements... allez, dans un an ce sera ton tour de soutenir et de nous éblouir, « *kekwo* » !), **El Fakir (S.A)**, **Monsieur Vidal (ビダル)**, **Capo**.

La flamboyante (ses cheveux !) et prodige **Sarah**. Merci à toi pour ton soutien et nos discussions.

Merci à vous **Martin** et **Caroline** (et ces séjours en Suisse !), **Thomas** (un jour, je mettrai mes lasers dans tes télescopes !), **Yves (bûcheron)**, **Victor**, **Aurore**, **Antoine (tmtc la recherche)**, **Camille** et **Nissim (yorarien)**.

Une pensée également pour **Carl**, **André** (les « fils » !), **Hyejin (바레부)** et **Alicia**. Bon courage pour la suite, « croisez » dans l'avenir ! *Solana to ze moon* !

Je ne vous oublie pas non plus Monsieur Touati (aka **Clément**). Quel parcours, depuis notre petit lycée du « 93 » ! ... merci pour ces moments de rires et nos échanges boursiers (*HODL*).

Adelin, l'espion de Monsieur Bonjour (M.K) : merci à toi pour ces discussions intéressantes, pour tes gaffes (j'en fais aussi, t'inquiète 😊) et « bon chance » pour ta soutenance à venir !

Malgré la distance nous avons pu garder le contact (et j'ai su te soutirer des infos sur tes fibres creuses !) même si ton accent lozérien m'a beaucoup manqué ; merci **Guillaume**.

Enfin, *last but not least*, merci aussi à toi **Imane** : pour tes snaps légendaires, tes cookies délicieux (enfin, la marque que tu achètes chez Leclerc) et ton abnégation la plus totale devant un trajet de 2 heures en rer. N'oublie pas de finir ton TIPE entre deux tours de balançoire, hein ! Pour te remercier de ton soutien, ma Z4 te sera offerte (la réplique échelle 1/10, *ofc*).

Je remercie plus généralement, en m'excusant par avance pour ne pas avoir pu écrire chacun de vos noms, **tous mes amis** qui se reconnaîtront : ils ont été là pour moi, notamment dans les moments difficiles et diffamants (hélas symptomatiques de nos sociétés modernes).



J'ai également une pensée pour mes anciens « profs » : **Christian Usseglio, Sylvain Condamin, Florence Vivicorsi, Valérie Rajot, Sylvain Bruiltet, Mohammed Moula, Pierre Cortési, Cécile Cazelles, Didier Martinod**. Vous tous, à votre façon, êtes les « façonneurs » du scientifique que je suis devenu, et par conséquent ce travail de thèse est aussi d'une certaine façon le vôtre.



Merci à ma **famille**.

Notamment, le cousin bodybuilder (125 kg au DC il paraît !) **Lucas**. Merci aussi à ta charmante future femme, **Clara**, à votre adorable petite reine des neiges, **Margaux** (*le roi Arthur aura le droit à ses remerciements quand il me dira bonjour !*), et à ces séjours reposants en Occitanie.

Une pensée aussi pour le loubard **Loïc** (*tu finiras par me battre à la pétanque, tkt*).

Merci bien sûr à ma marraine **Sandrine** et sa sœur **Chantal** pour leur grande tendresse.

Et, évidemment, un immense merci en particulier à ma **Maman** (s'il y a une maman en or sur terre, je pense bien que c'est toi ! C'est un métier à part entière !), mes **frères, Nicolas et Maxime**, et mes **grands-parents** (deux beaux exemples inspirants pour moi. **Nicole** : avoir eu la carrière que tu as eue pour une femme de ta génération ; **René** : parti du fin fond de la campagne Vichyssoise, sans aucun diplôme, et finir là où tu as fini, avec une culture inénarrable !).

Vous ne savez à quel point je vous suis gratifiant, même si je ne l'exprime jamais. Votre soutien m'aura été d'une grande aide, et c'est évidemment en (large) partie grâce à vous que j'en suis arrivé ici aujourd'hui.



Fondamentalement, il me faut tout de même tenir un petit mot de remerciements pour les institutions et entreprises ayant financé ma thèse (en l'occurrence le CNRS, Thales et la France).

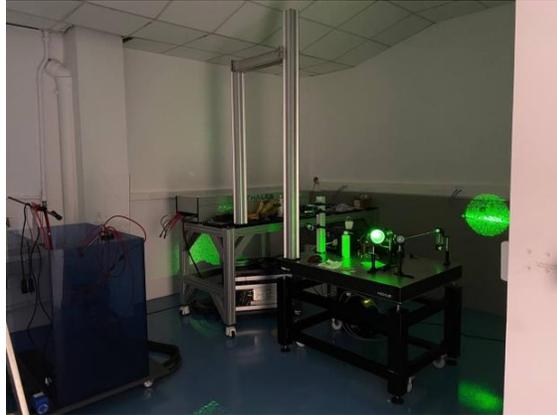
Du côté expérimental, j'ai vraiment eu la chance de pouvoir faire à peu près tout ce que je voulais, et outre l'intérêt scientifique lié à ces expériences, je me serais vraiment bien amusé. C'est le fameux *docere et placere*.

La station de traitement par grenailage laser que nous avons développée (« ma » manip !) à 200 Hz, une première mondiale dans le monde du LSP, est à mon sens véritablement aboutie et d'une très grande qualité (il faut dire que le laser utilisé est sympa !).

Cette plateforme, nommée Rogue Laser en hommage au magnifique film Rogue One (non, non, je ne suis pas du tout un fan pénible de Star Wars) restera dans les annales, je l'espère.



Avant...



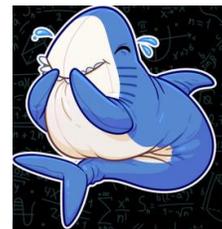
Après ! (qui a coupé la lumière ?)

Je ne sais pas si j'ai l'étoffe d'un Directeur Krennic (son funeste destin ne me fait pas trop rêver cela dit !), ni si l'installation Rogue Laser pourrait être comparée à une lune (« *that's no moon* », inculte !), mais c'est une belle réussite ! Alors, merci à tous ceux qui y ont participé... et bonne lecture !



(je vous laisse deviner où je suis !)

Alexandre R.



Sommaire

Introduction générale	1
I État de l'art, contexte et objectifs	6
I.1 Grenailage laser : historique et principe	7
I.1.1 Historique du procédé	7
I.1.2 Principes de la physique du choc laser	13
I.1.3 Applications industrielles	30
I.1.4 Sources lasers utilisées	32
I.2 Précédents travaux et état de l'art	34
I.2.1 Modèles théoriques utilisés - Prédiction du chargement	34
I.2.1.1 Modèles analytiques	34
I.2.1.2 Modèles numériques	43
I.2.2 Limites du régime confiné : processus de claquage	49
I.2.3 Utilisation d'un revêtement thermoprotecteur	54
I.2.4 Développements récents - confinements solides	60
I.2.5 Bénéfices d'un traitement par choc laser et paramètres usuels	62
I.3 Projet ANR - Forge Laser	64
I.3.1 Contexte et objectifs du projet	64
I.3.2 Développement d'une nouvelle configuration associée au laser Thales THEIA	66
Conclusion - Chapitre I	67
Bibliographie - Chapitre I	68
II Présentation des diagnostics et montages expérimentaux utilisés	84
II.1 Impulsion laser transmise sur cible	85
II.1.1 Mesure énergétique et temporelle par joulemètre et par photodiode rapide de l'impulsion laser	85

II.1.2	Intensité (GW/cm ²) irradiant la cible - mesure de la tache focale	87
II.2	Vélocimétrie Doppler (VISAR) - Mesure mécanique temporelle indirecte de la pression du plasma	90
II.3	Intensité lumineuse émise - Mesure optique temporelle de la température du plasma	97
II.4	Visualisation par ombroscopie du plasma via caméra intensifiée	99
II.5	Dynamique (éjection et écoulement) de l'eau de confinement par caméra rapide .	101
II.6	Mesure de contraintes résiduelles par diffraction X	102
II.6.1	Mesure en laboratoire	103
II.6.2	Mesure sur grands instruments - Synchrotron Diamond	106
II.7	Mesure de l'enfoncement après traitement par choc laser	110
II.8	Présentation des lasers utilisés	111
II.8.1	Laser GAIA	111
II.8.2	Laser THEIA	114
Bibliographie - Chapitre II		116
III Maîtrise du procédé de grenailage laser		118
III.1	Maîtrise du chargement thermique et mécanique : interaction laser/matière en régime confiné eau	119
III.1.1	Interaction laser/matière en petites taches focales	119
III.1.1.1	Résultats expérimentaux	119
III.1.1.2	Développement d'un nouveau modèle analytique pour les plasmas confinés non mono-dimensionnels	122
III.1.1.3	Résultats du modèle	129
III.1.1.4	Simulations numériques en petites taches	135
III.1.1.4.1	Modèles numériques 2D - Code TROLL - Forge Laser	135
III.1.1.4.2	Amortissement et propagation des ondes de choc	137
III.1.1.4.3	Chargement thermique - Zone Mise sous Fusion	144
III.1.1.5	Visualisation - longueur du plasma	148
III.1.2	Profil spatial du chargement et homogénéisation du faisceau laser	151
III.1.3	Prise en compte de la compressibilité de l'eau	156
III.1.3.1	Visualisation du plasma - Vitesse du choc dans l'eau	156
III.1.3.2	Modification du modèle 1D de Fabbro - Pression maximale	158
III.1.3.3	Comparaison avec les mesures expérimentales de pression - discussions	161
III.2	Maîtrise de l'eau de confinement	163

III.2.1	Maîtrise du procédé sous régime d'un fin film d'eau	163
III.2.1.1	Caractérisation du cône d'eau éjectée (angles et vitesses)	163
III.2.1.2	Observation d'un claquage parasite	167
III.2.1.3	Renouvellement et écoulement du film d'eau	168
III.2.1.4	Conséquences procédé - Protection des optiques et fréquence de répétition	172
III.2.2	Développement d'une nouvelle configuration : cuve d'eau et claquage en volume	175
III.2.2.1	Choix de la longueur d'onde : absorption du faisceau laser - 532 et 1064 nm	175
III.2.2.2	Résultats expérimentaux - nouveau seuil de claquage et record de pression	176
III.2.2.3	Conséquences procédé - Gamme de matériaux pouvant être traités	184
III.2.2.4	Design et optimisation de la cuve	184
III.3	Développement d'une nouvelle configuration LSP à haute cadence	187
III.3.1	Spécifications de l'installation LSP	187
III.3.2	Présentation de l'installation Rogue Laser	188
III.3.3	Caractérisation du choc laser	189
III.3.4	Réalisation du grenailage laser	195
III.3.4.1	Objectifs et paramètres utilisés	195
III.3.4.2	Échantillons traités	197
III.4	Discussion sur la longueur d'onde : 532 nm vs 1064 nm	198
Conclusion - Chapitre III		201
Bibliographie - Chapitre III		202
IV Caractérisation du renforcement après LSP - Discussions autour du procédé et des applications		206
IV.1	Contraintes résiduelles induites par grenailage laser	207
IV.1.1	Résultats expérimentaux - laboratoire	207
IV.1.1.1	Paramètres de traitement	207
IV.1.1.2	Rugosité et enfoncement	208
IV.1.1.3	Contraintes résiduelles	211
IV.1.1.4	Comparaison entre les deux alliages utilisés (Al-2024 et Ti6Al4V) .	220
IV.1.2	Résultats expérimentaux - Synchrotron Diamond	223

IV.2 Discussions : paramètres optimaux à partir des résultats expérimentaux et du modèle développé	229
IV.2.1 Paramètres de traitements par grenailage laser	229
IV.2.2 Paramètres procédés	233
IV.3 Applications industrielles possibles	234
IV.3.1 Applications actuelles	234
IV.3.2 Applications futures	235
Conclusion - Chapitre IV	236
Conclusion générale	238
Annexe 1 - Quelques éléments pour comprendre les lasers	250
Annexe 2 - Compléments sur le VISAR	261
Annexe 3 - Rappels sur les ondes de choc	267
Annexe 4 - Modèle complémentaire sur les plasmas submillimétriques	273
Communications scientifiques (articles, conférences, brevets)	281

Introduction

Cette introduction se donne pour objectif de fournir au lecteur une idée rapide et claire du contenu qui sera abordé dans ce manuscrit, sans rentrer dans les détails techniques ou bibliographiques.

L'objectif principal est ici d'étudier et comprendre (expérimentalement et théoriquement) l'interaction laser/matière pour les applications de choc laser en régime confiné eau. Nous nous intéressons en particulier à l'utilisation de taches laser submillimétriques et regardons l'impact applicatif pour le grenailage laser. Cette configuration est mise en regard des nouvelles architectures lasers disponibles, à hautes fréquences (100 - 200 Hz) et avec une gamme d'énergie (0,5 - 1 J) suffisante pour aborder les applications LSP.

Le choc laser est une technique de traitement de surfaces utilisant des lasers très énergétiques. Utilisé sous la forme du grenailage laser (LSP), ce procédé permet de renforcer de nombreux métaux et d'augmenter leur durée de vie. En conséquence, une même pièce traitée par grenailage laser sera plus durable (d'un facteur 2 à 10) qu'une pièce non traitée, voire plus légère, ou encore pourrait donner naissance à de nouvelles structures mécaniques. Ces éléments expliquent l'intérêt porté au choc laser par le domaine aéronautique ou naval.

Ce procédé, tout comme ses bénéfices, nous apparaît comme singulièrement important du fait des nombreux défis auxquels notre société doit maintenant faire face en termes de préservation de l'environnement : réduction de la consommation en énergie (avec pour corollaire, une réduction des polluants émis), amélioration de la durabilité et lutte contre l'obsolescence.

Le grenailage laser apporte donc une valeur ajoutée économique et industrielle, mais aussi sociétale.

Commençons par la **Figure 1** qui est un schéma de principe du procédé de choc laser en régime confiné : une impulsion laser (1-20 ns de durée à mi-hauteur) très énergétique (1-10 J) est focalisée en surface d'une cible métallique, sur une tache de 1 à 5 mm (intensité surfacique de l'ordre du GW/cm²). Sur une épaisseur de peau très fine (10-50 nm), l'énergie laser est très rapidement absorbée et chauffe la cible : celle-ci se vaporise immédiatement, et bascule ensuite dans un état plasma où les électrons sont libres d'absorber l'énergie laser restante (par bremsstrahlung inverse), portant ainsi la température de ce plasma à plusieurs milliers de K et sa pression à plusieurs GPa. C'est la détente de ce plasma haute pression qui vient générer des ondes de choc (par réaction) dans la matière.

Le choc laser, par la génération de ces ondes de choc intenses, possède de multiples applications parmi lesquelles : renforcement de métaux par grenailage laser, désassemblages ou contrôles non destructifs de structures collées, et décapage laser.

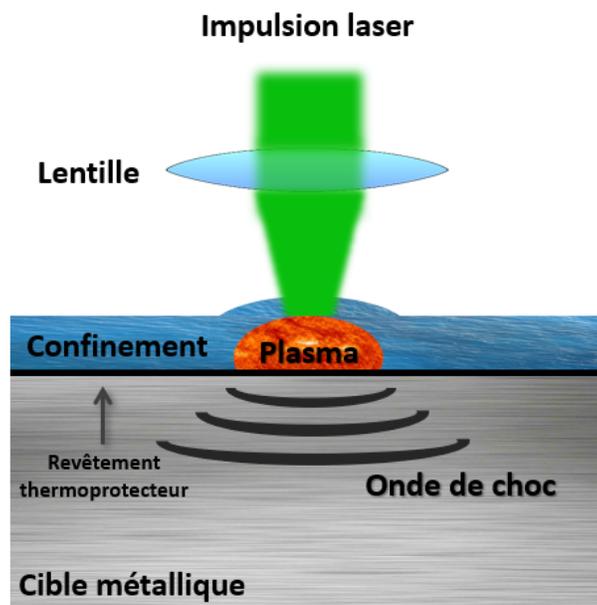


FIGURE 1 – Schéma de principe du choc laser

Pour les applications industrielles classiques, un revêtement thermoprotecteur (ce peut-être un adhésif en aluminium, ou bien une peinture noire) est appliqué sur la cible métallique (c'est donc ce revêtement qui absorbe l'énergie de l'impulsion laser, mais cela ne change rien au principe) afin de la protéger d'éventuels dommages thermiques, puisque le plasma atteint des températures très importantes. Ce revêtement est néanmoins un frein pour l'application du choc laser comme procédé : il faut prendre du temps pour l'appliquer et cela coûte cher. De surcroît, des travaux menés au Japon par l'équipe de Yuji Sano (renforcement des cuves de centrales nucléaires), à la fin des années 90, ont mené au développement (certes,

sous l'effet de contraintes industrielles) du grenailage laser sans revêtement thermoprotecteur [1]. L'objectif premier de cette application en milieu nucléaire était de lutter contre les effets de corrosion.

C'est ici l'un des premiers axes des travaux présentés dans ce manuscrit : étudier l'impact du chargement thermique généré par choc laser suivant la taille de la tache laser sur la cible. Le comportement du plasma y est modélisé et étudié expérimentalement, et nous tentons de conclure sur l'impact en termes de dégradation des performances du matériau traité. En somme, il s'agit de se demander : serait-il viable de réaliser du grenailage laser sans revêtement thermique en utilisant de petites taches focales, un fort taux de recouvrement tirs à tirs, et donc, pour rester industriellement compétitif, un système laser à hautes fréquences ?

En régime confiné, le plasma est recouvert d'un matériau transparent à la longueur d'onde du laser (c'est de l'eau pour des raisons de praticités industrielles : coûts et facilités d'utilisation). L'utilisation d'un matériau de confinement permet de freiner l'expansion du plasma, augmentant ainsi sa pression et sa durée. A contrario, le régime direct (sans confinement) nécessite des énergies bien plus élevées, supérieures à la centaine de joules, pour obtenir les mêmes pressions qu'en régime confiné. En revanche, en régime confiné, des phénomènes limitent l'intensité laser maximale pouvant être déposée sur la cible métallique (l'intensité absorbée pilote la pression maximale générée) : un plasma dit de claquage apparaît en surface du milieu de confinement. Autrement dit, ces phénomènes de claquage bornent la pression maximale atteinte sur la cible. Par ailleurs, ces claquages dans l'air existent aussi et en conséquence une enceinte sous vide doit être utilisée en régime direct.

Dans le cadre de cette thèse, nous avons souhaité poursuivre les travaux importants menés par Laurent Berthe et Arnaud Sollier, à la fin des années 90, sur le claquage dans les milieux de confinement [2, 3]. Nous avons développé un nouveau système de choc laser (breveté, **FR N°2013433**), qui démontre expérimentalement que les seuils de claquage (en intensité laser) peuvent être augmentés d'un facteur 2 par rapport à l'état de l'art : il s'agit donc ici de la mise en oeuvre d'un système permettant d'atteindre des records de pressions en régime confiné, et donc d'ouvrir la porte à de nouvelles applications industrielles.

La première partie de ce manuscrit sera consacrée à la contextualisation de cette thèse : quel est l'état de l'art antérieur, quelles sont les questions scientifiques et techniques encore non traitées, et quel est l'environnement industriel et académique d'encadrement de ces travaux ?

Dans une seconde partie, nous présenterons l'ensemble des diagnostics expérimentaux utilisés et mis en oeuvre pour répondre aux questions identifiées en première partie.

Dans une troisième partie, nous exploiterons les résultats expérimentaux et numériques obtenus. Un nouveau modèle de détente du plasma, basé sur ces éléments, sera développé. Ces nouveaux résultats donnent ainsi lieu à une nouvelle configuration pour le grenailage laser; nous nous attacherons à montrer ici la réalisation possible de cette configuration, et les éléments clefs à maîtriser.

Enfin, dans une dernière partie, nous tenterons de répondre aux besoins industriels identifiés dans le projet ANR Forge Laser, et appliquerons l'ensemble des précédents résultats pour étudier le renforcement de métaux par grenailage laser.

Bibliographie

- [1] Y. Sano, N. Mukai, K. Okazaki, and M. Obata. Residual stress improvement in metal surface by underwater laser irradiation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, B121 (3) :432–436, 1997.
[https://doi.org/10.1016/S0168-583X\(96\)00551-4](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(96)00551-4).
- [2] L. Berthe. *Processus de claquage de milieux transparents sous irradiation laser. Application au choc laser en régime de confinement par eau*. Thèse de Doctorat, Université Paris XI Orsay, 1998.
<http://www.theses.fr/fr/1998PA112114>.
- [3] A. Sollier. *Etude des plasmas générés par interaction laser-matière en régime confiné. Application au traitement des matériaux par choc laser*. Thèse de Doctorat, Université de Versailles St-Quentin, 2002.
<http://www.theses.fr/fr/069929394>.

CHAPITRE I

État de l'art, contexte et objectifs

Chapitre I

État de l'art, contexte et objectifs

L'objectif de ce premier chapitre est de fournir au lecteur un panorama général sur le contexte de la présente thèse.

En premier lieu : l'état de l'art. Loin de pouvoir fournir tous les éléments possibles, notamment par nécessité de rester synthétique et concis, nous tentons de réaliser une synthèse, avec un regard nouveau, sur les précédents travaux menés, leurs apports significatifs, et les principaux éléments manquants. Il est par ailleurs important de garder en tête que le choc laser en régime confiné, certes vieux de 50 ans, a été ceint par les différents et récents apports (principalement technologiques) en architectures lasers, mais aussi en outils de diagnostics (optiques, mécaniques et numériques).

Finalement, nous présentons ici les nouveaux besoins (scientifiques et industriels) associés au choc laser et justifiant l'intérêt et la cohérence des travaux menés au cours de cette thèse, en particulier dans le cadre du projet ANR Forge Laser.

I.1 Grenailage laser : historique et principe

Dans cette première partie, nous allons tenter de contextualiser l'apparition et le développement du grenailage par choc laser et notamment les quelques grandes étapes clefs des 50 dernières années.

Dans un second temps, nous donnerons les principaux mécanismes physiques impliqués dans le choc laser (de l'absorption de l'énergie aux contraintes résiduelles en passant par la propagation du choc), et nous montrerons la particularité des plasmas (densité et température) impliqués durant l'interaction laser/matière.

Enfin, nous donnerons quelques exemples d'applications industrielles fonctionnelles d'aujourd'hui, ainsi qu'un aperçu des sources lasers (antérieures et actuelles) utilisées.

I.1.1 Historique du procédé

De l'Antiquité aux procédés industriels de renforcement par traitement de surface

Les premiers métaux furent découverts aux alentours de 6000 av. J.-C., et leur utilisation sous forme d'alliages solides (bronze, acier), 5000 ans après, apportèrent de véritables améliorations pour les civilisations anciennes : armes, outils, infrastructures, bijoux ou monnaie. En effet, les métaux possèdent nativement des propriétés très intéressantes : ils sont solides, durables dans le temps, et malléables à haute température.

Le métier de forgeron devint alors un métier essentiel pour la suprématie d'une civilisation. En effet, les forgerons permirent à la fois d'améliorer le quotidien du peuple (renforcement des roues de charrettes par exemple), mais aussi et surtout d'avoir des armes plus efficaces et solides.

Plus récemment, depuis les différentes révolutions industrielles, les métaux ont pris place dans de nombreuses applications au premier rang desquelles : l'automobile, l'aéronautique, la construction ou encore le médical (prothèses en titane). Les besoins ayant évolué, la profession de forgeron aussi : de nos jours, le renforcement des métaux est effectué à l'aide de procédés dits de traitements de surfaces. En particulier, les phénomènes de rupture par fatigue¹ sont la première raison d'être de ce nouveau besoin.

Parmi ces traitements de surfaces, nous retrouvons les traitements purement mécaniques tels que le grenailage de précontraintes (SP - Shot Peening, découvert en 1927 [1]) et le grenailage

1. Il s'agit de la propagation de fissures par sollicitations cycliques, certes d'amplitudes inférieures au chargement maximal supporté par la pièce considérée, qui conduisent finalement à l'endommagement du composant.

laser (LSP - Laser Shock Peening, apparu peu de temps après la première démonstration expérimentale du laser par Theodore Maiman en 1960 [2]). Ces deux procédés visent le même objectif que le forgeron : venir appliquer une forte pression sur le métal à renforcer. Cette forte pression, transmise dans le matériau sous la forme d'une onde de choc, va permettre de plastifier (si l'intensité de l'onde de choc est supérieure à la limite élastique du matériau considéré) la cible : on crée alors des contraintes résiduelles de compression qui s'opposent à la propagation de fissures et donc améliorent la durée de vie et la résistance de la pièce traitée.

Dans le cas du SP, cela est réalisé en propulsant des petites billes sphériques (en métal ou en céramique) sur la surface cible; pour le LSP, il s'agit de venir irradier ardemment la surface cible à l'aide d'un laser pulsé (régime ns) énergétique ($\approx J$), ce qui crée un plasma de très haute pression (plusieurs GPa) qui se détend rapidement et comprime la surface. Cette technique d'irradiation extrême et d'ablation rapide du métal, en vue de créer une forte pression, s'appelle le choc laser. Le grenailage laser est une de ses applications possibles. Cependant, les conditions usuelles d'application du grenailage laser impliquent l'utilisation d'un revêtement thermoprotecteur : ce dernier permet d'éviter les dommages thermiques induits par les hautes températures ($> 10\ 000\ K$, [3]) du plasma. Ce revêtement, utilisé sous la forme d'un scotch ou d'une peinture absorbante, induit un surcoût en temps et en argent pour le grenailage laser.

Certes, le grenailage laser présente des résultats (en termes de renforcement et de durabilité) supérieurs au SP, puisqu'il permet d'atteindre une profondeur plastifiée supérieure au mm, contre 0.25 mm pour le SP [4]. Cependant, il n'est aujourd'hui réellement utilisé que dans quelques rares applications, principalement dans le domaine aéronautique [5, 6] et nucléaire [7]. Le surcoût engendré par le grenailage laser, et sa plus grande complexité pour le maîtriser par rapport au SP, expliquent une grande partie des freins à son adoption sur un plus large éventail d'applications.

En revanche, outre ses meilleures performances, ce procédé n'en demeure par moins doté de nombreux atouts : il est sans contact, sans consommable et peut être utilisé dans des zones claustrées ou bien dans des milieux spécifiques et hostiles, comme à l'intérieur d'une cuve d'un réacteur nucléaire. Enfin, rajoutons que la possibilité de transporter le faisceau laser par fibre optique, apportant ainsi maniabilité et sécurité au LSP, sera l'un des futurs enjeux qui aidera à la démocratisation de ce procédé.

De récents travaux sur le sujet, en amont d'applications industrielles, tendent à exporter le grenailage laser vers de nouvelles applications telles que l'automobile [8, 9] ou le médical [10].

Rapidement après l'invention du laser, les travaux de Askaryan et Moroz au Lebedev Institute [11] ont montré que la pression générée par un flux de photons sur une surface était supérieure à la théorie : en réalité, la matière s'était évaporée et la pression mesurée correspondait à la pression de recul exercée par la vapeur quittant la surface. Ce mécanisme est toujours aujourd'hui grandement étudié, notamment pour la propulsion spatiale [12] ou l'élimination des débris spatiaux en orbite basse (LEO) [13].

Les premiers travaux qui démontrent la possibilité de créer des ondes acoustiques puis des ondes de choc par ablation laser (régime d'irradiation dit direct) remontent au milieu des années 60 [14, 15, 16]. Cependant, les pressions obtenues à l'époque étaient bien trop faibles pour envisager un renforcement des métaux : il fallait recourir à des lasers très énergétiques (et peu disponibles à l'époque), et a fortiori focalisés dans une chambre sous vide, ce qui rendait l'industrialisation de la méthode délicate.

Nous pouvons donc véritablement dater l'invention du choc laser comme application à l'année 1970, suite à la démonstration et la mise en oeuvre par Anderholm du régime dit confiné [17] : un matériau transparent au rayonnement laser (appelé confinement; ce peut être de l'eau, du quartz ou un polymère) est placé sur la cible métallique à irradier par laser. Ce confinement, en freinant l'expansion du plasma, permet d'augmenter la pression générée d'un facteur 3 à 4, et sa durée d'un facteur 2 [18]. La conséquence de cette invention majeure pour le choc laser est double : d'une part, les niveaux de pressions deviennent raisonnables pour renforcer des métaux (la pression du plasma atteint plusieurs GPa, ce qui est au-dessus de la limite élastique des matériaux usuels à renforcer), et d'autre part l'onde de choc générée s'amortit moins vite du fait de sa plus longue durée : on peut alors aller plastifier plus en profondeur, jusqu'à plusieurs millimètres [19]. En somme, le régime confiné permet d'obtenir sous air ce que le régime direct parvenait à obtenir difficilement sous vide.

A partir de la découverte de ce régime confiné, de nombreux travaux commencent à étudier la possibilité de réaliser du grenailage par choc laser [20, 21]. Fox démontre en 1974 [22] que l'eau peut être utilisée comme confinement, ce qui ouvre la porte à de nombreuses applications : c'est un confinement bon marché et qui s'adapte à la forme de la surface à traiter. Les chercheurs (Fairand, Clauer) du Battelle Memorial Institute (Columbus) sont parmi les premiers à explorer le choc laser pour améliorer les propriétés mécaniques des métaux. Un brevet est déposé en 1974 (US3850698A), et les recherches continuent jusqu'au début des années 1980 (financées par la NASA et l'US Air Force notamment), mais sans véritable bouleversement majeur. Deux raisons expliquent ici cette accalmie et la non-industrialisation du procédé : d'une part les sources lasers disponibles faisaient défaut (cadence notamment : un tir toutes les 10 minutes, et encombrement du système), et d'autre part les diagnostics de

caractérisation (mesure des ondes de choc et des effets mécaniques induits) n'étaient pas suffisamment aboutis pour certifier la méthode. L'entrave due à la cadence du laser est levée en 1986, avec un système laser développé au Battelle Institute pouvant délivrer 50 J à 20 ns et à une fréquence de 0.5 Hz.

Par ailleurs, en 1991, l'US Air Force rencontre de sérieux problèmes concernant les FOD (Foreign Object Damage - débris) qui viennent impacter les aubes du moteur du B-1B Bomber. Général Electric, fabricant de ces moteurs, développe alors une solution de grenailage laser fonctionnelle avec les équipes du Battelle Institute, en 1997.

Scientifiquement, une nouvelle impulsion est donnée au grenailage laser à partir de la fin des années 80, et jusqu'au début des années 2000, par des équipes de recherche françaises. Les travaux de Rémi Fabbro en 1989 utilisent des mesures expérimentales de la pression du plasma pour développer un modèle physique simple et intuitif en régime confiné [18]. Ce modèle permet d'obtenir la loi de pression en fonction des paramètres laser utilisés (énergie, durée d'impulsion et fluence), comme nous le présentons dans la section I.2.1.1.

Patrick Ballard, dans sa thèse soutenue en 1991 [23], développe de nouveaux modèles mécaniques permettant de rendre compte de la propagation des ondes de choc induites par le laser, et en particulier leur atténuation. Il modélise aussi la plastification créée, et les contraintes résiduelles générées.

En 1998, Laurent Berthe met en exergue l'importance des phénomènes de claquage comme limitation du régime confiné [24]. Comme nous le présentons dans la section I.2.2, à cette époque d'importants travaux pour étudier l'influence des différents paramètres laser sur ces phénomènes de claquage ont été réalisés.

Dans cette continuité, Arnaud Sollier a poursuivi le développement des modèles et travaux expérimentaux sur la pression du plasma et sur les phénomènes de claquage [25].

Parallèlement, à la fin des années 90, les équipes de Toshiba, menées par Yuji Sano, s'intéressent aux phénomènes de corrosion sous contraintes dans les réacteurs nucléaires et basculent alors sur une nouvelle configuration : laser fibré, très faible énergie (< 50 mJ) et en conséquence une forte focalisation du laser (tache focale de l'ordre de 500 μm). De surcroît, aucun revêtement thermique n'est appliqué (la zone n'étant pas accessible à un opérateur, à cause des rayons gamma), mais le procédé semble néanmoins fonctionner pour cette application [26, 27].

Enfin, les récents développements des 20 dernières années concernent surtout l'amélioration des modèles numériques permettant de rendre compte de l'interaction laser/matière avec une plus grande fidélité, en particulier avec les travaux du CEA sous le code ESTHER, menés par Laurent Videau [28, 29] et présentés dans la section I.2.1.2. L'utilisation de différents polymères comme confinement de remplacement pour l'eau, trop sensible pour les applications proches

de composants électroniques, font aussi partie des récents champs de recherche pour pouvoir aborder de nouvelles applications [30].

Une étude statistique de la bibliographie sur le grenailage laser semble montrer que ce domaine est en forte croissance depuis le début du siècle, comme représenté sur la [Figure I.1](#). En revanche, ces articles se concentrent plutôt sur l'aspect applicatif que sur la compréhension des mécanismes physiques : il s'agit souvent d'appliquer le procédé sur un matériau donné (un nouvel alliage par exemple, ou une géométrie particulière) avec des paramètres laser classiques, et de mesurer les performances en fatigue. Certes, ceci peut être symptomatique d'une volonté d'appliquer le grenailage laser à un maximum de cas possibles, mais loin de s'en réjouir, il faut admettre que les véritables apports sur la compréhension même du procédé restent peu nombreux. En revanche, cela se traduit tout de même par un attrait industriel marqué et constant comme le montre le nombre de brevets déposés annuellement sur cette même période.

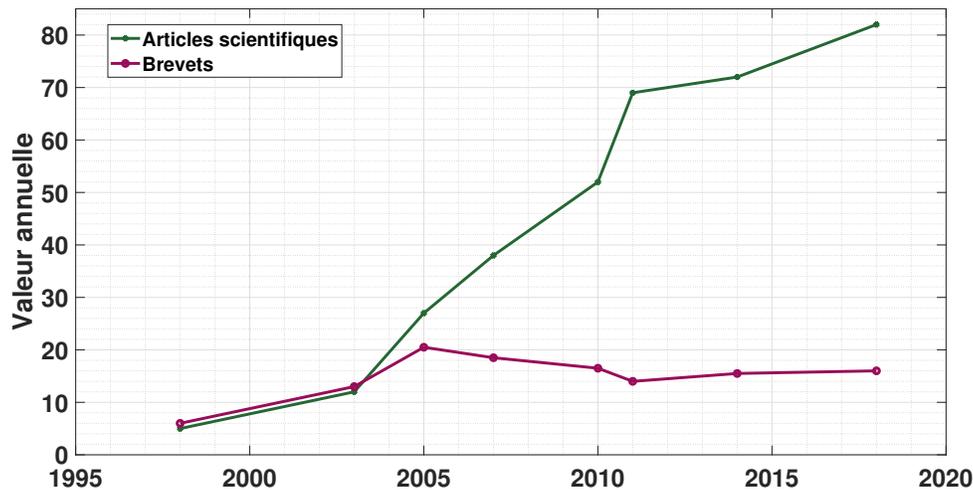


FIGURE I.1 – Évolution du nombre annuel d'articles et de brevets publiés en lien avec le grenailage laser. (période 1998 - 2018)

La [Figure I.2](#) montre quant à elle que le grenailage laser, même s'il s'applique principalement à l'aéronautique, touche un nombre varié de matériaux et domaines.

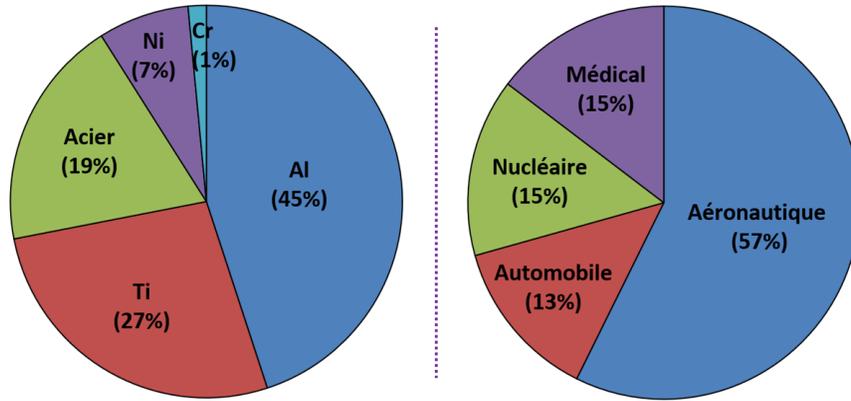


FIGURE I.2 – Répartition des matériaux et des domaines d'application étudiés dans les articles scientifiques sur le grendage laser

I.1.2 Principes de la physique du choc laser

Le choc laser consiste à générer par ablation et chauffage (apport d'énergie), sur un temps très court (1 à 30 ns), un plasma qui va venir se détendre et appliquer en conséquence une pression de plusieurs GPa.

On peut distinguer trois étapes :

- L'interaction laser/matière, durant laquelle l'énergie est absorbée et le plasma créé : la donnée intéressante pour le choc laser est ici la génération du profil temporel de pression.
- L'application d'un chargement mécanique (pression) qui donne lieu à la propagation, et l'atténuation progressive, d'une onde de choc en profondeur du métal ablaté. Cette onde de choc va venir plastifier plus ou moins le matériau suivant son intensité.
- La réaction du matériau à cette plastification : des forces internes, les contraintes résiduelles, sont générées. Ces contraintes résiduelles sont responsables, in fine, de l'amélioration des performances du matériau.

● ÉTAPE 1 : INTERACTION LASER/MATIÈRE ET CRÉATION DU PLASMA

Ceci est réalisé en focalisant un laser pulsé de haute énergie (1 à 30 ns, 1 à 10 J) sur une tache d'environ 1 à 5 mm de diamètre, comme indiqué sur la [Figure I.3](#). L'intensité (ou densité surfacique de puissance) laser atteinte sera de plusieurs GW/cm^2 .

L'interaction laser/matière peut elle-même être découpée en 3 phases principales :

- Une phase d'amorçage extrêmement brève et pendant laquelle l'apport brutal d'énergie laser va permettre de vaporiser et ioniser (ablation) la surface du métal.
- Une phase d'absorption de l'énergie laser, par chauffage du plasma via Bremsstrahlung Inverse (BI) ; cette absorption devient quasiment totale une fois le plasma devenu opaque, soit lorsque la densité critique à λ est atteinte.
C'est durant cette phase que le plasma monte très haut en température et en pression.
- Une dernière phase, assez lente, qui démarre une fois l'impulsion laser terminée. Pendant ce retour à l'équilibre, le plasma se refroidit et descend en pression par détente adiabatique.

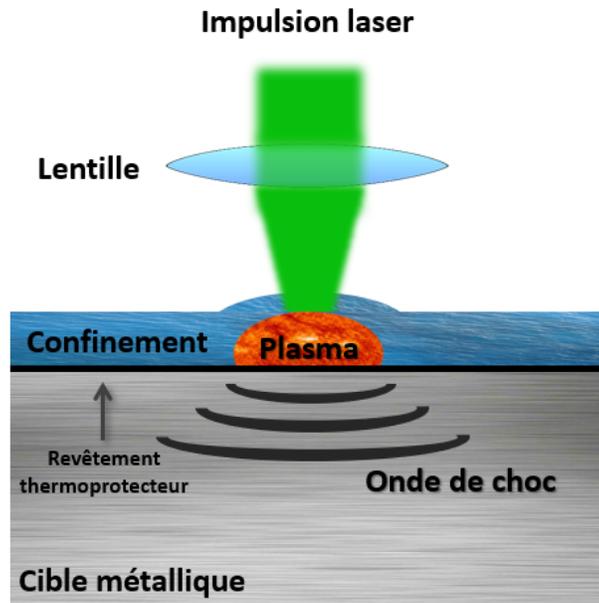


FIGURE I.3 – Schéma de principe du grenailage par choc laser

- **PHASE 1** : Initialement, la réflectivité du métal est assez forte ($> 90\%$), et la toute première phase d'absorption de l'énergie est induite par effet joule : les variations rapides des champs électriques et magnétiques de l'onde laser favorise l'apparition d'un courant électrique à l'extrême surface du métal, sur une profondeur très faible, appelée épaisseur de peau δ . Cette dernière correspond à l'épaisseur pour laquelle le courant induit par le laser vaut $1/e$ ($\approx 37\%$) de sa valeur en surface (onde évanescence ayant une décroissance exponentielle). Cette épaisseur de peau est donnée par l'expression I.1 :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\sigma\mu}} \quad (I.1)$$

où $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ (avec c la vitesse de la lumière dans le vide et λ la longueur d'onde du laser), σ et μ sont respectivement la pulsation du laser (Hz), la conductivité électrique du métal (S/m) et la perméabilité magnétique du métal (H/m). Les valeurs typiques à 532 nm et 1064 nm, dans l'aluminium, valent : $\delta_{532} = 3,5$ nm et $\delta_{1064} = 5$ nm. Ces valeurs, qui fluctuent en fonction d'une part de la longueur d'onde utilisée et d'autre part du métal considéré, n'ont en réalité aucune importance pour la suite de l'interaction laser/matière, tout comme la réflectivité initiale du métal, dès lors que l'intensité considérée est notablement supérieure au seuil d'ablation ($I_{\text{seuil}} \approx 0,2$ GW/cm² dans l'aluminium par exemple). Aux échelles de temps considérées, cette première phase est donc supposée être immédiate et donne donc lieu à la vaporisation du métal et à l'apparition d'un plasma de dimension initiale approximativement égale à δ .

- **PHASE 2** : Un plasma de faible densité et température étant créé, la réflectivité effective de la cible va progressivement descendre de 80 % à 0 %. Il est alors juste de considérer que toute l'énergie laser restante est absorbée par le plasma. Le principal mécanisme d'absorption est le Bremsstrahlung Inverse : il s'agit ici de l'absorption d'un photon par un électron, lors d'une collision avec un ion. L'énergie absorbée est transmise sous forme d'énergie cinétique (accélération) pour les ions et les électrons. Ces mêmes électrons ont ensuite suffisamment d'énergie pour venir ioniser d'autres atomes encore neutres, ce qui résulte en une augmentation de la densité électronique du plasma, et donc une meilleure efficacité de l'absorption par BI (d'où une opacification graduelle, mais rapide, du plasma au rayonnement laser). Cette énergie cinétique est progressivement transmise dans tout le plasma (thermalisation) et permet au plasma d'atteindre rapidement des niveaux de pressions et températures très élevés, et ce avec homogénéité.

La Figure I.4 illustre ce mécanisme.

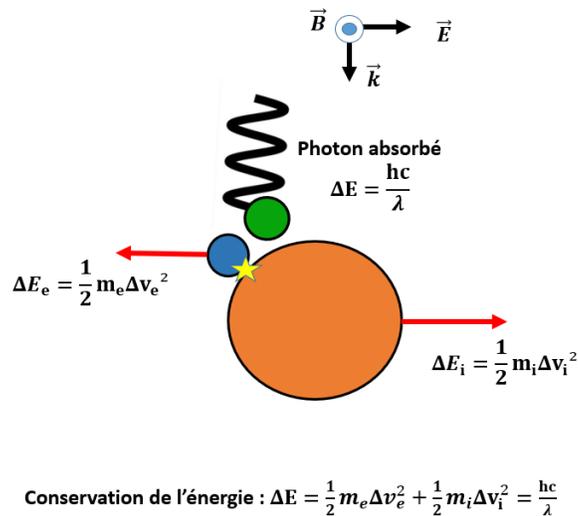


FIGURE I.4 – Absorption d'un photon par Bremsstrahlung Inverse dans un plasma

De nombreux travaux se sont déjà intéressés aux mécanismes d'absorption d'énergie laser dans les plasmas (en particulier par BI), et leurs simulations [31, 32, 33].

On peut en première approximation considérer l'onde laser comme une onde plane monochromatique se propageant suivant une seule direction : $\vec{E}(x, t) = E_0 e^{i(kx - \omega t)}$, avec $k = \frac{n\omega}{c}$ le nombre d'onde complexe (la partie imaginaire correspondant à l'absorption de l'onde).

On peut écrire l'indice optique du plasma sous la forme $n = n_1 + i n_2$, ce qui conduit alors à : $\vec{E}(x, t) = E_0 e^{i(\frac{n_1 \omega x}{c} - \omega t)} e^{-\frac{n_2 \omega x}{c}}$. Cette expression correspond à une onde plane électromagnétique se propageant suivant la direction x , et atténuée d'un facteur (en

intensité) : $e^{-\frac{2n_2\omega x}{c}}$.

→ Il est donc important d'obtenir une expression de l'indice optique du plasma (en particulier sa partie imaginaire n_2), pour obtenir la valeur du coefficient d'absorption α_p donné par I.2 :

$$\alpha_p = \frac{4 \pi n_2}{\lambda} \quad (I.2)$$

L'indice optique n est relié à la permittivité du plasma ϵ_p ($n = \sqrt{\epsilon_p}$), cette dernière étant donnée par l'expression I.3 :

$$\epsilon_p \approx 1 - \frac{n_e}{n_c} - i \frac{n_e \nu_c}{n_c \omega} \quad (I.3)$$

Avec n_e et n_c respectivement la densité électronique du plasma et la densité critique (à la longueur d'onde λ), et ν_c la fréquence de collision électron-ion. La densité critique est donnée par I.4 :

$$n_c = \frac{m_e \epsilon_0 \omega^2}{e^2} \quad (I.4)$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide, m_e la masse de l'électron et e sa charge électrique. On trouve, respectivement à 1064 nm et 532 nm :

$$\begin{cases} n_{c, 1064} = 9,9 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3} \\ n_{c, 532} = 4,0 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3} \end{cases} \quad (I.5)$$

La densité critique est un paramètre important du plasma, puisqu'au-delà de celle-ci aucune onde ne peut plus se propager dans le plasma : il devient opaque et l'énergie laser est totalement absorbée ou réfléchi.

Aux pulsations ω considérées, nous avons $\nu_c \ll \omega$ et le développement limité de I.3 donne alors les parties réelle et imaginaire de l'indice optique du plasma :

$$\begin{cases} n_1 = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} \\ n_2 = \frac{n_e \nu_c}{2\sqrt{n_c^2 - n_c n_e}} \end{cases} \quad (I.6)$$

La fréquence de collision électron-ion, ν_c , a donc une grande importance dans la valeur du coefficient d'absorption.

On peut relier v_c à la densité électronique n_e , au degré d'ionisation moyen Z du plasma et à la température T du plasma par l'expression I.7, issue du modèle de Lorenz [31, 34] :

$$v_c \propto \frac{n_e Z}{T^{\frac{3}{2}}} \quad (\text{I.7})$$

Ainsi, à partir des expressions I.2, I.6, I.7, on montre que le coefficient d'absorption par BI vérifie alors :

$$\alpha_p \propto \frac{n_e^2 Z \lambda^2}{T^{\frac{3}{2}}} \quad (\text{I.8})$$

Enfin, pour calculer l'absorption globale du laser A_p par un plasma de longueur L , nous pouvons supposer une variation linéaire de la densité électronique (de $n_e = 0$ à $n_e = n_c$) depuis la surface ($x = 0$) jusqu'à la cible ($x = L$). Sous ces conditions, il vient :

$$A_p \propto 1 - e^{-\frac{Z L C_t}{\lambda^2 T^{\frac{3}{2}}}} \quad (\text{I.9})$$

C_t une constante d'intégration. Il convient alors de faire plusieurs remarques :

- Plus la densité électronique du plasma est élevée, et plus l'absorption par BI le sera. Autrement dit, l'absorption du plasma va progressivement augmenter depuis la surface du plasma jusqu'à atteindre sa valeur maximale ($\approx 100\%$) lorsque la densité critique sera atteinte.
- En revanche, plus le plasma va monter en température et moins l'absorption par BI sera efficace.
- Les espèces susceptibles d'être sous un fort degré d'ionisation devraient absorber plus efficacement l'énergie laser. A notre connaissance, aucune étude n'a été réalisée à ce jour sur l'influence de ceci vis-à-vis de la pression ou des dimensions du plasma, par exemple.
- Le facteur λ^2 dans l'expression I.8 montre que le chauffage par BI est 4 fois plus efficace à 1064 nm qu'à 532 nm. En revanche, l'absorption intégrée (expression I.9) montre que le plasma absorbera plus l'énergie laser à 532 nm qu'à 1064 nm. Les précédents travaux dans la littérature ([24, 25]) montrent effectivement que la pression induite par le plasma, à intensité laser égale, est supérieure à 532 nm comparé à 1064 nm.

Nos travaux (présentés dans la section III.1.1.1) vont aussi dans ce sens : ce meilleur

rendement de l'interaction laser/matière à 532 nm peut s'expliquer par le fait que le laser pénètre plus en profondeur (il est moins absorbé en surface par BI) dans le plasma, et peut donc apporter l'énergie au plus près de la surface, là où la pression à atteindre est importante pour le procédé.

- **PHASE 3** : Le plasma n'étant plus alimenté en énergie (la fin de l'impulsion laser marque le début de cette phase), et les échanges thermiques avec l'extérieur étant négligés, nous pouvons considérer qu'il subit une détente adiabatique. Cette première hypothèse est validée par le fait que cette détente est extrêmement rapide (100 à 1000 ns), vis-à-vis des durées caractéristiques des échanges thermiques.

Une hypothèse supplémentaire est faite sur le plasma : il est supposé se comporter comme un gaz parfait.

L'évolution de la pression P est alors directement pilotée par l'évolution des dimensions (volume V) du plasma, suivant la loi de Laplace (expression I.10), tout comme l'évolution de la température T .

$$\begin{cases} C_1 = PV^\gamma \\ C_2 = TV^{\gamma-1} \end{cases} \quad (\text{I.10})$$

γ est l'indice adiabatique de Laplace ($\gamma = 5/3$ pour un gaz monoatomique).

Ainsi, la connaissance de la pression du plasma et de son volume à la fin de l'impulsion laser (constante C_1) permettent d'en déduire l'évolution durant toute la phase de détente adiabatique.

Une première remarque peut être formulée ici : dans le cas d'une modélisation 1D du plasma (extension L dans une seule direction), la détente adiabatique aura aussi une évolution 1D : $PL^\gamma = C_3$. Dans le cas d'une demi-sphère parfaite de rayon R , la pression sera bien plus sensible à l'évolution du volume du plasma : $PR^{3\gamma} = C_4$. Nous reviendrons sur ces discussions lors de la présentation des modèles analytiques existants ainsi que ceux que nous avons développés dans le cadre de cette thèse.

La [Figure I.5](#) montre un exemple de profil de pression plasma obtenu par simulation numérique (code ESTHER, CEA) pour une impulsion laser gaussienne de durée à mi-hauteur τ et de longueur d'onde $\lambda = 532$ nm. La première marche, très faible, correspond aux premiers moments de création du plasma par vaporisation et ablation. Ensuite, on retrouve la phase très rapide de montée en pression (absorption totale de l'impulsion laser), puis enfin la dernière phase de détente adiabatique, très lente.

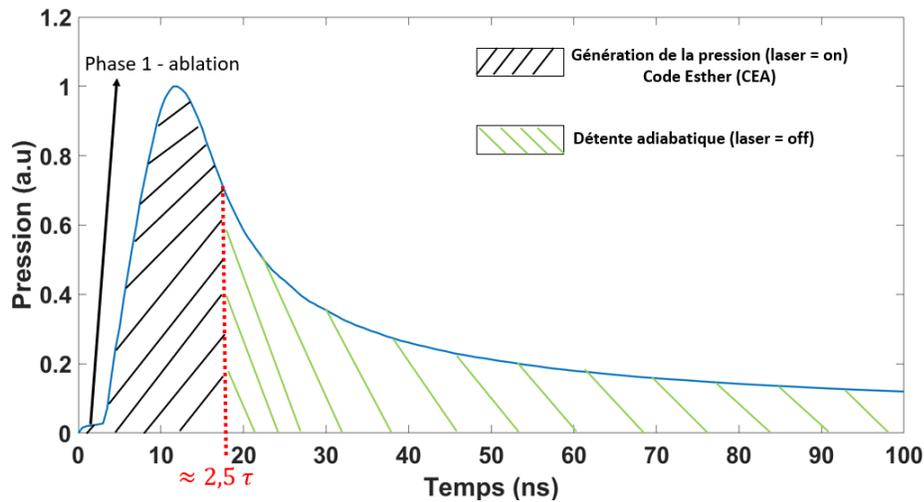


FIGURE I.5 – Profil de pression typique obtenu par résolution numérique (ici le code ESTHER du CEA) pour une impulsion gaussienne. Les trois phases mentionnées sont explicitement visibles.

Par ailleurs, une dernière phase de détente très rapide se produit pour des temps longs (de 200 ns à 3000 ns, suivant la taille de la tache laser), et n'était bien souvent pas prise en compte dans les modèles actuels alors qu'elle revêt une importance assez notable pour les petites taches.

Cette dernière chute de pression, induite par une onde de raréfaction, a été étudiée par Pirri [35, 36] et sera introduite dans notre modèle présenté dans la section III.1.1.2.

Pour finir cette description de l'interaction laser/matière, il peut être intéressant de situer les plasmas confinés impliqués ici (ce sont des plasmas denses et froids) par rapport à des plasmas plus classiques et mieux connus.

La Figure I.6 permet de situer les plasmas en fonction de deux paramètres clefs : la température (T_e en K) et la densité électronique (n_e en cm^{-3}).

Cette classification importante permet de décider si une description simple (gaz parfait obéissant à la statistique de Maxwell-Boltzmann sur les vitesses, par exemple) est suffisante, ou bien si un traitement plus complexe des plasmas doit être envisagé (comportement quantique, par exemple).

- Il convient de procéder à une première distinction : les plasmas dit dégénérés (partie violette), pour lesquels une description quantique est nécessaire pour rendre compte correctement des phénomènes impliqués, et les plasmas non dégénérés (partie verte).

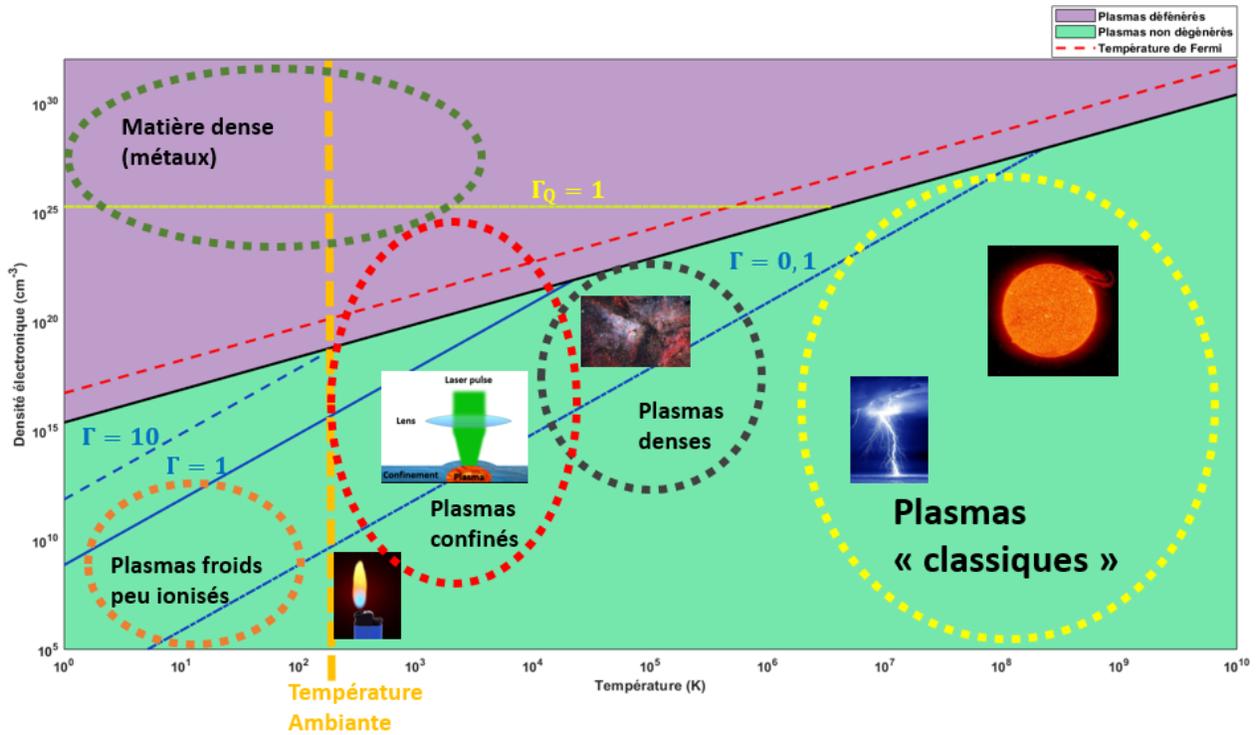


FIGURE I.6 – Répartition des plasmas en fonction de leur température (K) et de leur densité électronique (cm^{-3})

Deux courbes peuvent servir à délimiter ces plasmas :

- Soit la courbe de température de Fermi (en pointillés rouges). Cette température équivalente est calculée à partir de l'énergie de Fermi E_F (ici fonction de la densité électronique et correspondant au plus haut niveau quantique occupé par les électrons) et est à comparer à la température du plasma : lorsque $T_F \ll T$, les effets thermiques dominant.

- Soit la courbe noire $\Lambda = 1$, pour laquelle la longueur de De Broglie ($\lambda_{DB} = \sqrt{\frac{h^2}{2m_e k_B T_e}}$, h est la constante de Planck et k_B la constante de Boltzmann) est égale à la distance moyenne entre deux électrons ($r_e = n_e^{-1/3}$); on a donc $\Lambda = \lambda_{DB} n_e^{-1/3}$ pour cette courbe.

Autrement dit, sur la courbe délimitant les plasmas dégénérés des plasmas non-dégénérés, les électrons sont suffisamment proches les uns des autres pour être influencés par la fonction d'onde quantique des autres électrons.

- Une seconde distinction doit ensuite être opérée : le plasma est-il couplé ou non-couplé ?

Le coefficient de couplage $\Gamma = \frac{E_p}{E_c}$ (ou de couplage quantique, Γ_q) permet de comparer l'énergie potentielle électrostatique E_p à l'énergie cinétique moyenne E_c des électrons.

Les coefficients de couplage du plasma sont donnés par l'expression I.11 :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Gamma = \frac{e^2 n_e^{1/3}}{6\pi\epsilon_0 k_B T_e} \\ \Gamma_q = \frac{5e^2 n_e^{1/3}}{12\pi\epsilon_0 E_F} \end{array} \right. \quad (\text{I.11})$$

Pour $\Gamma \ll 1$, les plasmas sont classiques et dominés par l'agitation cinétique à l'instar d'un gaz parfait².

En conclusion, les plasmas confinés denses et froids peuvent être considérés comme non-dégénérés et faiblement couplés. Ceci aide singulièrement à valider les modèles développés sous des hypothèses simplificatrices, telles que considérer le plasma comme un gaz parfait.

Cependant, il apparaît que ces plasmas sont néanmoins plus complexes que les plasmas dits classiques, et déjà grandement étudiés. De surcroît, comme ils sont très denses, les diagnostics expérimentaux pour obtenir des informations sur ces derniers sont difficiles à déployer.

● ÉTAPE 2 : TRANSMISSION DE LA PRESSION DU PLASMA AU MÉTAL : PROPAGATION DES ONDES DE CHOC

Le profil de pression (par exemple celui de [Figure I.5](#)) donne lieu à une onde de choc et une onde de détente se propageant dans le matériau.

Nous donnons ici les principales formules importantes et utiles, un rappel sur les ondes de choc étant fourni en Annexe 3.

Cette présentation synthétique s'appuie principalement sur les thèses de Ballard et Cuq-Lelandais, mais aussi sur l'ouvrage de référence sur les chocs de Raizer [23, 39, 40].

Deux formalismes doivent être utilisés pour rendre compte de la propagation des ondes de choc sur la plage de pression [1-10] GPa. D'une part, le formalisme hydrodynamique (le matériau est assimilé à un fluide), régit par les équations de conservation de Rankine-Hugoniot. D'autre part, il faut aussi considérer le milieu comme un solide, avec un comportement du matériau dit élasto-plastique.

2. Plus d'informations peuvent être obtenus aux références suivantes : [37, 38].

Comme décrit dans l'Annexe 3, l'onde de choc se propage à la vitesse D (équation A-3.4) tandis qu'elle donne au milieu une vitesse matérielle u .

La pression du choc est alors donnée par l'équation I.12 :

$$P = \rho_0(C_{p,0} + Su)u + \frac{2}{3}\sigma_{YD} \quad (\text{I.12})$$

où ρ_0 est la masse volumique, $C_{p,0}$ est la vitesse plastique du choc et S la constant de Hugoniot. Le deuxième terme correctif correspond à la contribution élastique dans la pression plastique, avec σ_{YD} la limite élastique dynamique du matériau.

Par ailleurs, l'onde de choc à la pression P est suivie d'une onde de détente, plus rapide. Cette onde de détente ramène le milieu à son état initial. En rattrapant l'onde de choc, l'onde de détente participe à son atténuation au cours de la propagation (amortissement hydrodynamique et élasto-plastique, décrit en Annexe 3).

On peut approximer, pour un profil de pression créneau de durée τ_p , la profondeur p_a à partir de laquelle l'onde va commencer à s'atténuer [39] :

$$p_a = \frac{D_D D \tau_p}{u_{max} + D_D - D} \quad (\text{I.13})$$

où D_D est la vitesse de propagation de l'onde de détente et u_{max} la vitesse matérielle maximale du choc.

On peut noter que plus la pression initiale sera élevée (soit un u_{max} , calculé par I.12, plus grand) , et plus tôt l'atténuation du choc débutera. Sur nos simulations de propagations des chocs, cela se traduit par une atténuation non-linéaire : cette dernière croît avec la pression d'entrée, à distance de propagation fixée.

Numériquement, pour une impulsion laser carrée d'une durée de 10 ns et une pression d'entrée de 3 GPa (environ 2 GW/cm²), l'amortissement dans l'aluminium débutera à partir de $p_a \approx 0,5$ mm ; à 6 GPa, $p_a \approx 0,4$ mm. Dans la pratique, pour une impulsion gaussienne de durée à mi-hauteur de 7 ns, on trouve que l'atténuation débute dès $p_a \approx 0,2$ mm.

Il est bon de noter que, puisque la vitesse de propagation dans le matériau dépend de la pression :

- Les ondes de choc se rejoignent pour former une discontinuité raide (l'onde se raidit).
- Les ondes de détente s'étalent pour former un faisceau d'ondes.

La Figure I.7 synthétise et illustre les concepts discutés ici (et détaillés en Annexe 3) concernant la propagation et l'amortissement d'une onde de choc, pour le cas d'un profil de pression créneau. Il s'agit ici d'une représentation du choc pour différentes positions, et donc différents temps. On voit le précurseur élastique, d'amplitude P_H (Pression élastique de Hugoniot, [41]), suivi du front de l'onde de choc qui est rattrapé par un précurseur élastique de détente d'amplitude $2P_H$, et suivi d'un faisceau de détente.

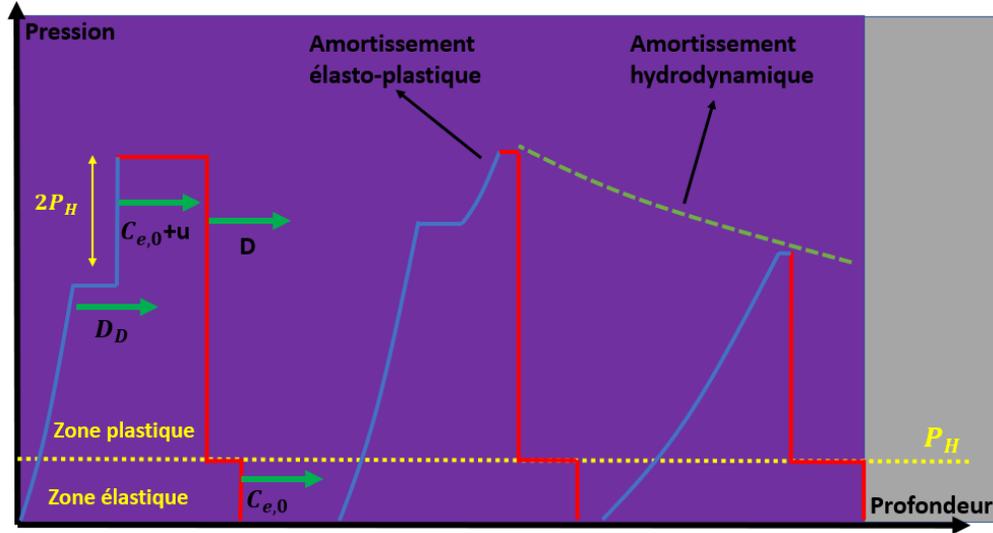


FIGURE I.7 – Profils de pression à différentes profondeurs. Les chocs sont en rouge, les détente en bleu.

Enfin, Ballard [23] a développé un modèle pour le cas des chocs plans avec un profil triangulaire de pression. Ce modèle, et les résultats qui en découlent, sont valides pour de moyennes pressions ($P < 0,1 [\lambda_L + \frac{2}{3}\mu_L]$, λ_L et μ_L les coefficients de Lamé), soit moins qu'environ 10 GPa pour la plupart des métaux considérés en grenailage laser.

Son modèle permet d'obtenir d'une part la déformation plastique (expression valide entre P_H et $2P_H$) :

$$\epsilon_p = \frac{-2P_H}{3(\lambda_L + \frac{2}{3}\mu_L)} \left(\frac{P}{P_H} - 1 \right) \quad (I.14)$$

Ainsi, à partir du seuil P_H de plastification, la déformation croît linéairement avec la pression jusqu'à saturation à la valeur $2P_H$.

Une condition apparaît alors sur la pression générée par le plasma, en fonction de la pression de Hugoniot du matériau : il est nécessaire d'avoir au moins $P > 2P_H$ pour maximiser la plastification.

D'autre part, la profondeur plastifiée L_p est donnée par :

$$L_p = \frac{C_{e,D} D \tau_p (P - P_H)}{2P_H (C_{e,D} - D)} \quad (I.15)$$

Avec $C_{e,D}$ la vitesse élastique de détente.

L'expression I.15 montre l'intérêt des impulsions longues si l'objectif est d'aller plastifier à de grandes profondeurs, puisque la profondeur plastifiée est proportionnelle à la durée τ_p d'application de la pression. En revanche, l'utilisation d'impulsions longues présente des inconvénients : la pression maximale atteignable sera limitée par les phénomènes de claquage (survenant plus rapidement aux impulsions longues), comme nous en reparlerons.

Cette expression montre aussi que d'une part la profondeur plastifiée sera plus importante en utilisant des pression plus élevée, et d'autre part qu'elle sera d'autant plus faible que le matériau considéré possède une limite élastique élevée.

Applications numériques :

- Pour l'aluminium pur ($P_H = 0,33$ GPa, $D = 5241$ m/s et $C_{e,D} = 6328$ m/s) et une impulsion de durée $\tau = 10$ ns (soit $\tau_p \approx 20$ ns, Equation (I.38)), avec une pression valant respectivement 1 GPa, 3 GPa et 5 GPa, la profondeur plastifiée vaudra 0,6 mm, 2,5 mm et 4,3 mm.
- Entre l'aluminium pur et un alliage d'aluminium 2024 ($P_H = 0,83$ GPa), pour $\tau_p = 20$ ns et $P = 5$ GPa, la profondeur plastifiée vaudra 4,3 mm contre 1,5 mm.
- Pour l'alliage d'aluminium 2024 et une pression du plasma de 5 GPa, la profondeur plastifiée sera de 1,5 mm et 3 mm pour des impulsions de durée de 10 ns ou de 20 ns.

Plus récemment, et en particulier depuis l'exploration des petites taches, un second phénomène d'atténuation a été démontré et appelé effets 2D ou effets de bord [39, 42, 43]. Cet effet résulte de la discontinuité de pression entre la zone sous pression (irradiée par le laser), et la zone au repos, comme illustré sur la Figure I.8. En réaction et pour revenir à un état d'équilibre, une onde de détente part du bord de la tache et se propage en direction du centre de l'onde de choc. Bien que cet effet soit principalement étudié pour les phénomènes d'écaillage et d'endommagement [44], il n'en demeure pas moins important pour le grenailage laser puisque cette onde de bord de détente va venir atténuer l'onde de choc principale. Cuq-Lelandais a montré que ces effets commençaient à intervenir pour des profondeurs de l'ordre de la moitié du diamètre de la tache laser. Ainsi, pour une tache de diamètre 1 mm, cet amortissement viendra se superposer aux autres à partir d'une profondeur de 500 μm .

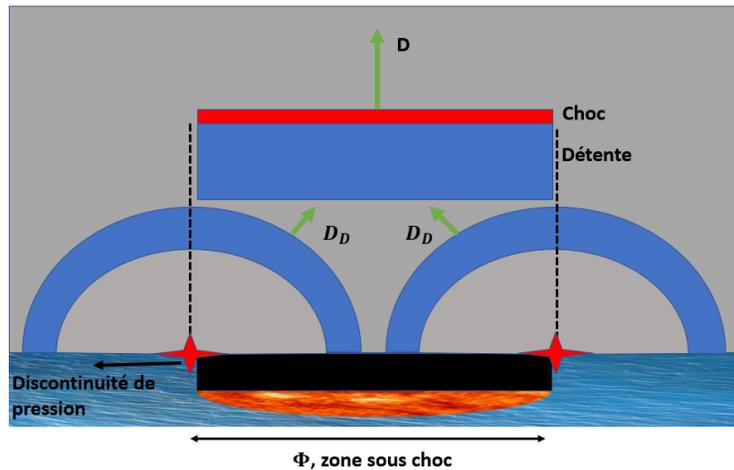


FIGURE I.8 – Illustration des effets 2D de bord qui viennent progressivement atténuer et sphériser l’onde plane de choc. Le choc est supposé purement plan ici.

Même si les principaux paramètres à considérer concernant les effets 2D demeurent la taille de la tache laser et l’épaisseur du matériau, Ayad a montré que ces effets 2D dépendaient aussi de l’intensité laser utilisée (la pression appliquée) et de la limite élastique du matériau considéré [45].

Des simulations numériques, présentées dans le Chapitre III dans la section III.1.1.4.2, doivent être entreprises pour correctement prédire ces effets.

Un dernier point sur lequel nous souhaitons nous pencher concerne la réflexion et la transmission des ondes de chocs aux interfaces entre deux milieux.

Cet aspect est fondamental dans les procédés de choc laser visant à contrôler les endommagements, ou bien justement à créer des endommagements pour séparer deux composants collés, tel que le procédé LASAT (LAsER Shock Adhesion Test [46, 47]). En effet, par un phénomène dit de désadaptation d’impédance, il est possible d’augmenter la pression d’une onde de choc lors de la transmission dans un second milieu.

En particulier, cet effet peut être exploité dans le grenailage laser en choisissant judicieusement le revêtement thermoprotecteur pour augmenter la pression de l’onde de choc transmise de typiquement 20 à 50 % [48, 49]. Un exemple d’une telle situation est détaillée dans l’Annexe 3.

Par ailleurs, un diagnostic courant utilisé pour mesurer la pression de l’onde de choc se base sur la mesure de la vitesse de la face arrière du métal irradié (par VISAR (Velocity Interferometer System for Any Reflector) [50] ou par VH (Vélocimétrie Hétérodyne) [51], par exemple). Dans la plupart des situations, ces diagnostics sont déployés dans le cas où l’onde de choc se réfléchit sur une interface dite libre (métal/air) et il est alors important de pouvoir

relier la vitesse v de cette interface, mesurée expérimentalement, à la vitesse matérielle u utilisée pour calculer la pression de l'onde de choc.

On peut montrer que la vitesse de surface libre v_{SL} mesurée expérimentalement sera le double de la vitesse matérielle u :

$$v_{SL} \approx 2 u \quad (I.16)$$

Ce résultat se retrouve très intuitivement par la conservation de la quantité de mouvement de la surface libre, puisque l'onde de choc ne peut pas être transmise dans l'air : elle se réfléchit intégralement.

● ÉTAPE 3 : PLASTIFICATION ET CRÉATION DES CONTRAINTES RÉSIDUELLES : AMÉLIORATION DES PERFORMANCES EN FATIGUE

L'onde de choc, qui est une compression collinéaire à la direction de propagation du choc (et supposée uniaxiale), va entraîner une plastification du matériau comme présenté sur la Figure I.9. En revanche, cette compression Δz induit nécessairement un allongement Δx dans la direction perpendiculaire au choc suivant la loi de Poisson :

$$v \frac{\Delta z}{z} = - \frac{\Delta x}{x} \quad (I.17)$$

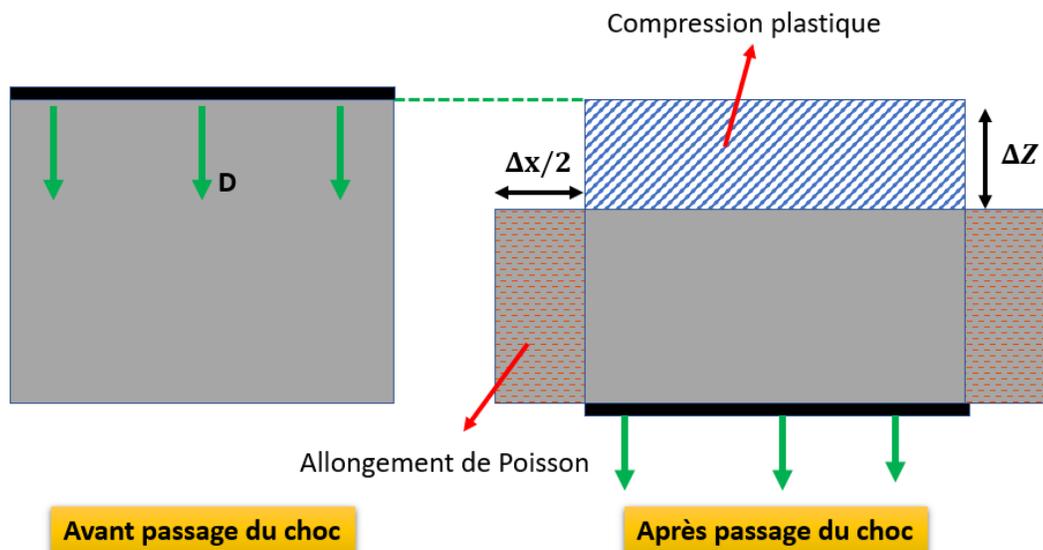


FIGURE I.9 – Compression uniaxiale du matériau après passage de l'onde de choc. Un allongement transversal de Poisson apparaît.

On définit par ailleurs la déformation comme :

$$\varepsilon = \frac{\Delta z}{z} \quad (\text{I.18})$$

Ensuite, dans un second temps, la zone du métal non affectée par le choc va s'opposer à cet allongement en exerçant une contrainte compressive σ dite résiduelle : elle persiste même après le passage du choc (puisque la matière a été déformée plastiquement, donc de façon permanente). Ceci est schématisé sur la [Figure I.10](#).

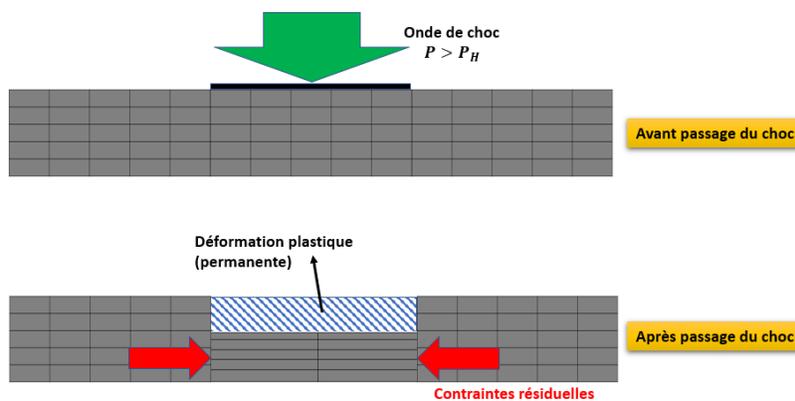


FIGURE I.10 – Mécanisme de création des contraintes résiduelles par choc laser

Le choc laser, par plastification et réaction du matériau, permet donc de créer des contraintes résiduelles de compression. Ces contraintes résiduelles permettent de freiner les fissures qui se propageraient aisément dans le matériau en leur absence.

La loi de Hooke permet de relier la valeur des déformations ε à celle des contraintes résiduelles σ par le module de Young E :

$$\sigma = \varepsilon E \quad (\text{I.19})$$

Cette dernière relation sera très importante pour la détermination des contraintes résiduelles. En effet, ces dernières ne sont pas accessibles directement ; en revanche, la déformation ε peut être mesurée par différentes méthodes :

- Soit directement (méthode de diffraction des rayons X [52, 53]) et de façon non destructive : l'intensité diffractée (d'un faisceau de rayons X à la longueur d'onde λ_{RX}) par un échantillon cristallin obéit à la loi de Bragg, reliant l'espace d entre deux plans

atomiques³ à l'angle 2θ de diffusion des rayons X :

$$\lambda_{RX} = 2d \sin(\theta) \quad (I.20)$$

La distance d , mesurée sur un échantillon déformé, permet d'obtenir la déformation à partir de la distance tabulée de référence d_0 , lorsqu'elle est connue : $\varepsilon = \frac{d-d_0}{d_0}$.

D'autres méthodes sont aussi à l'étude, en particulier la mesure de contraintes par ultrasons : ces dernières sont déduites à partir des modifications dans la vitesse de propagation du son [54].

- Soit indirectement (méthode dite du trou incrémental, [55, 56]) et de façon destructive : un trou de dimension connu est foré dans la zone à mesurer. Un nouvel état d'équilibre est alors atteint par le matériau (on dit que les contraintes résiduelles se relaxent), et on peut mesurer la variation de la déformation de la surface pour la relier aux contraintes résiduelles.

Cette variation peut être mesurée à l'aide de jauges de déformation collées sur la surface de l'échantillon (la résistance électrique de la jauge varie avec la déformation de l'échantillon) ou optiquement par l'interférométrie de speckle entre la surface déformée et la surface de référence non déformée [57, 58].

Plus récemment, et similairement à la méthode interférométrique, une méthode par corrélation d'images (acquises par microscopie électronique) a commencé à émerger [59].

3. Il s'agit ici d'une famille de plans cristallins (indice de Miller (hkl)) possédant une distance interréticulaire d .

Un profil typique de contraintes résiduelles obtenu après traitement par choc laser est représenté sur la [Figure I.11](#). La première partie ($\sigma < 0$: compression) correspond à la zone sous compression (profondeur affectée z_p de l'ordre du mm et amplitude maximale σ_{max}) tandis que la deuxième partie ($\sigma > 0$: traction), s'étale dans le matériau pour l'équilibrer (la somme des contraintes résiduelles doit être nulle).

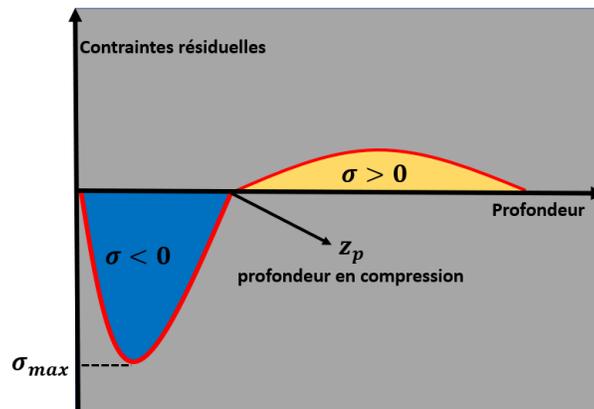


FIGURE I.11 – Profil typique de contraintes résiduelles obtenu dans l'échantillon traité par choc laser

A l'instar du grenailage de précontraintes par billes, le grenailage laser permet d'améliorer la tenue en fatigue des échantillons traités, grâce aux contraintes résiduelles de compression induites en profondeur. Ceci s'explique par le fait que les contraintes résiduelles freinent la propagation des fissures [60], comme illustré sur la [Figure I.12](#) où aucune fissure n'apparaît après traitement comparé à un matériau non traité.

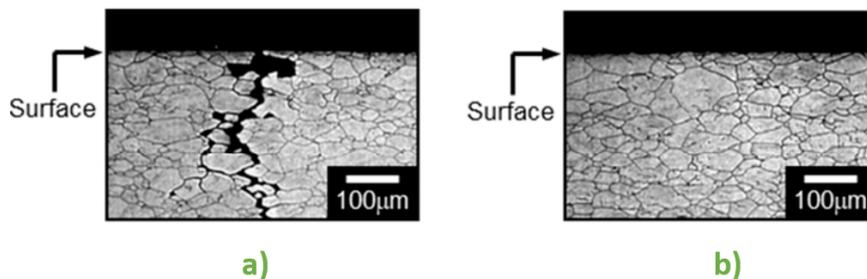


FIGURE I.12 – Observation microscopique (coupe) d'un échantillon d'acier austénitique 304 [27]
a) Sans aucun traitement par grenailage laser
b) Avec traitement par grenailage laser (sans revêtement thermique)

Les effets globaux du grenailage laser sur l'échantillon traité ont été déjà largement étudié dans la littérature; les principaux bénéfices seront présentés dans la partie [I.2.5](#).

I.1.3 Applications industrielles

Nous pourrions penser que, progressivement, le grenailage laser se serait installé partout où le grenailage classique par billes était utilisé, du fait de ses meilleures performances.

Cependant, ce n'est aujourd'hui pas encore le cas. Plusieurs raisons peuvent expliquer cela :

- L'industrie du grenailage classique est très ancienne, avec un fonctionnement particulier, sous des codes établis. L'introduction d'une nouvelle méthode y est donc particulièrement compliquée.
- Le grenailage laser demande des investissements de départ assez conséquents.
- De nombreuses disciplines doivent interagir (science des matériaux, science des plasmas et de l'interaction laser/matière, science des lasers énergétiques, ...), dont certaines sont souvent initialement très éloignées du grenailage par billes et ses applications.

Ainsi, cela explique probablement pourquoi l'entreprise MIC (fournisseur de grenailage laser), filiale de Curtiss-Wright (spécialisé en solution de grenailage par billes, en sablage et en formage) domine actuellement le marché du grenailage laser.

Cependant, des applications industrielles concrètes existent actuellement pour le grenailage laser. Loin de pouvoir toutes les lister, précisément car certaines sont en lien étroit avec le milieu de la Défense (avions de chasse notamment) et demeurent confidentielles, nous pouvons citer :

- Le traitement curatif des réacteurs d'avions, en particulier les aubes face aux problèmes rencontrés avec les FOD, déployé par General Electric et breveté en 1995 ([US5675892a](#)).
- Le renforcement des joints de soudures contre les phénomènes de fatigue et de corrosion sous contraintes qui sévissent dans les cuves de réacteurs nucléaires à eau pressurisée et eau bouillante. Cette solution est déployée progressivement depuis les années 2000 par Toshiba sur les sites d'Hamaoka, Fukushima et Ikata, et plus récemment (2016), aux USA dans l'Arkansas.
- Siemens Power Generation sous-traite depuis 2007 le renforcement de ses turbines à vapeur (Ti6Al4V) de centrales thermiques à l'entreprise MIC.
- Depuis 2005, MIC réalise du grenailage laser pour le compte de Boeing (série 747), notamment dans l'objectif double de prolonger la durée de vie des ailes tout en leur donnant une forme adéquate, permettant ainsi d'obtenir des profils plus aérodynamiques.

- Dans le même état d'esprit, et depuis 2019, l'entreprise LSPT s'est associée à Hepburn and Sons pour déployer le grenailage laser dans le secteur maritime : maintenance des navires en service, principalement pour lutter contre la corrosion, et conception des futurs navires (formage et renforcement).

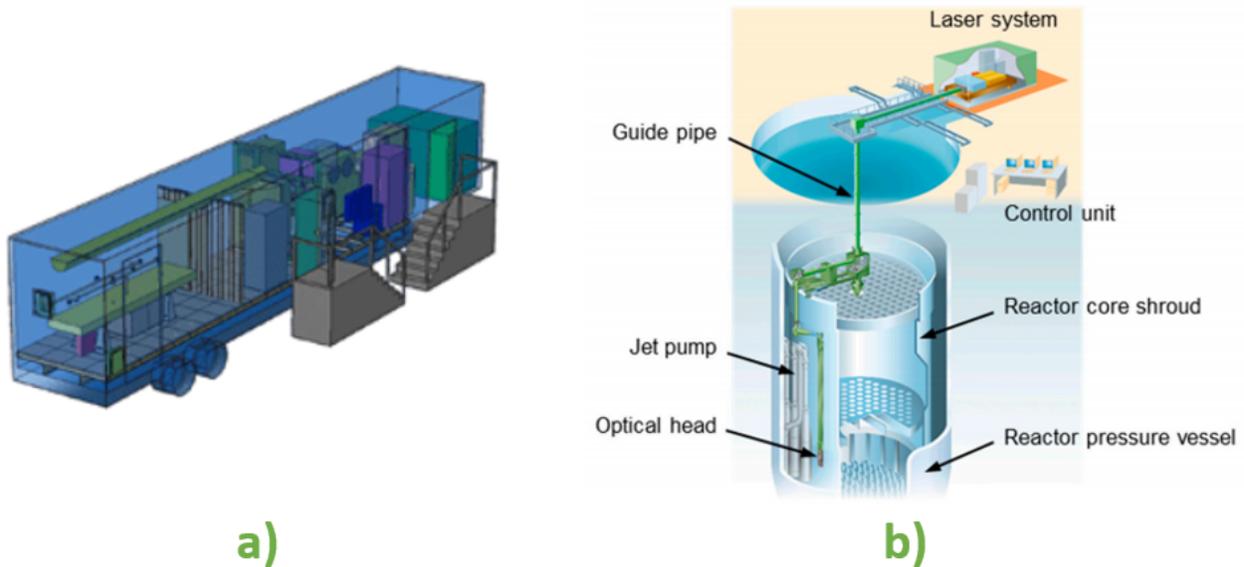


FIGURE I.13 – Exemples de systèmes industriels de grenailage laser

a) Camion MIC contenant le laser pour délivrer la solution LSP sur sites sans déplacer les pièces à traiter (pilotage optique) [\[lien\]](#)

b) Système laser de Toshiba transporté par fibre optique dans les cuves de réacteurs nucléaires à eau bouillante [7]

I.1.4 Sources lasers utilisées

Que ce soit pour la recherche académique ou les applications industrielles, les sources lasers sont très similaires et ont beaucoup évolué depuis la découverte du renforcement de métaux par grenaillage laser dans les années 70, notamment en ce qui concerne la cadence du système laser, qui représentait alors le principal frein au déploiement industriel du grenaillage laser.

Dans les grandes lignes historiques, nous pouvons citer les systèmes lasers suivant :

- Un premier laser est acquis à la fin des années 60 par le Battelle Institute, initialement destiné à des applications de recherche sur la fusion nucléaire. Ce système Nd:Glass, pompé par flash, délivre de très hautes énergies (300 J), sous une durée d'impulsion de 30 ns et à 1064 nm. En revanche, la fréquence de fonctionnement est très faible : approximativement 2 mHz. Enfin, l'encombrement est conséquent : environ 50 m².
- En 1986, le Battelle Institute développe un laser pouvant délivrer 50 J pour des impulsions de 20 à 30 ns et sous une fréquence de 0,5 Hz. Ce système est en outre peu encombrant, environ 10 m² de surface. Cela marque le premier pas vers une industrialisation possible du grenaillage laser.
- Au début des années 90, l'entreprise MIC se lance dans le grenaillage laser et développe alors un laser Nd:Glass (30 J / 18 ns / 1064 nm / 5 Hz) avec l'aide du LLNL (Lawrence Livermore National Laboratory). Contrairement aux autres lasers classiquement utilisés (rod laser - laser où le milieu amplificateur est un barreau cylindrique), MIC utilise un slab laser (le milieu amplificateur est un panneau rectangulaire dans lequel le laser s'y propage en zig-zag, à l'instar d'une fibre optique). Cette architecture présente un avantage vis-à-vis des pertes thermiques : dans cette géométrie, le rapport entre les surfaces (refroidies par eau) et le volume du milieu amplificateur est plus favorable qu'une configuration exploitant un barreau cylindrique. Par ailleurs, ces systèmes exploitent les modifications de phases induites par SBS (Stimulated Brillouin Scattering : diffusion Brillouin stimulée) pour améliorer la qualité optique du faisceau.
- En 1996, d'anciens chercheurs du Battelle Institute souhaitent lancer une solution industrielle de grenaillage laser et fondent l'entreprise LSPT. Un système laser Nd:YLF (20 J, 20 ns, 2 Hz, 1053 nm) est alors construit, sous un encombrement réduit (5 m²).
- En 1997, le laboratoire CFLA envisage d'utiliser des lasers excimères (le milieu amplificateur est un excimère, tel que XeCl ou KrF), émettant dans l'UV, et fabriqués par la société SOPRA. L'avantage de ces lasers réside dans leur fréquence : 80 Hz (pour 200 mJ d'énergie, à 30 ns).

En revanche, ces lasers n'ont jamais été utilisés pour des applications industrielles. En effet, Berthe a montré dans sa thèse que les sources lasers UV étaient inadaptées (seuil de claquage bien trop faible) pour les applications de choc laser [24].

- A la fin des années 90, Toshiba développe sa propre méthode de grenailage laser, sans revêtement thermique, et son propre système laser Nd:YAG : 50 mJ, 8 ns, 50 Hz, 532 nm. Ces lasers sont désormais dits portables, et prennent une place remarquablement limitée (0,1 m²).
- En 2015, LSPT déploie une machine complète de LSP, le Procudo, intégrant un laser (10 J, 20 ns) fonctionnant à 20 Hz et développé par Northrop Grumman Cutting Edge Optronics. Il s'agit ici de barreaux Nd:YLF pompés par diodes et fonctionnant dans l'infrarouge (1053 nm). Ce système complet est relativement compact (5 m²).

Ainsi, mis à part une relative amélioration de la qualité du faisceau laser, et une légère augmentation de la fréquence, les systèmes lasers utilisés en grenailage laser n'ont, véritablement, plus évolué sur les quinze dernières années.

Nous présenterons dans le Chapitre II (partie II.8) les lasers utilisés dans le cadre de cette thèse : le laser Thales GAIA utilisé au PIMM, et similaire (en performances) à ce que les industriels LSPT et MIC utilisent aujourd'hui, ainsi que le laser Thales THEIA, proche de la configuration Toshiba, mais avec une fréquence et une énergie plus élevées (1 J, 10 ns, 200 Hz).

I.2 Précédents travaux et état de l'art

Cette seconde partie se donne pour objectif de réaliser une synthèse des éléments antérieurs importants pour comprendre le grenailage laser. A ce titre, nous présenterons dans un premier temps les modèles disponibles (analytiques et numériques), puis nous irons vers les phénomènes de claquage qui constituent aujourd'hui une limite pour le grenailage laser. Enfin, nous tenterons de comprendre l'importance du revêtement thermoprotecteur, puis nous conclurons sur les principaux bénéfices disponibles après grenailage laser, et nous donnerons les paramètres usuellement utilisés.

I.2.1 Modèles théoriques utilisés - Prédiction du chargement

Plusieurs approches, parfois complémentaires, sont utilisées pour obtenir la pression du plasma en fonction des paramètres laser (I , τ , λ , ...) et du régime d'interaction considéré (direct ou confiné). Il s'agit ici de lois analytiques (ou semi-analytiques) qui permettent de décrire l'influence d'un paramètre sur la pression finale du plasma à partir des lois physique, parfois simplifiées, qui régissent l'interaction. Un couplage avec des mesures expérimentales est souvent requis soit pour corriger les modèles, soit pour les ajuster par manque de compréhension sur l'ensemble des phénomènes impliqués.

Similairement, des modèles numériques sont développés, avec parfois l'objectif de pouvoir aussi avoir accès à des données non connues expérimentalement (et donc sujettes à débat).

I.2.1.1 Modèles analytiques

● La toute première expression analytique, très simplifiée, est donnée par Anderholm suite à sa découverte du régime confiné [17]. Elle relie la pression maximale atteinte dans le plasma, P_{\max} (en GPa), à l'impédance acoustique Z du milieu de confinement (défini par l'expression A-3.13, en $\text{g}/\text{cm}^2/\text{s}$) et à l'intensité laser I (en GW/cm^2) :

$$P_{\max} = 10^{-3} \sqrt{\frac{ZI}{0,3}} \quad (\text{I.21})$$

Ce modèle ne permet pas de rendre compte de l'influence du métal ablaté sur la pression maximale, ni ne dispose pas de paramètres d'ajustement expérimentaux vis-à-vis d'une possible dépendance de la pression avec la durée d'impulsion laser ou la longueur d'onde, par exemple.

● Cet apport est réalisé en 1989 par Rémy Fabbro qui développe alors un modèle à géométrie 1D permettant d'obtenir, principalement, la pression du plasma et son épaisseur en fonction du temps [18]. Ce modèle constitue aujourd'hui encore la référence dans le domaine de l'interaction laser/matière en régime confiné, et donc pour les applications de choc laser.

La particularité de ce modèle réside dans une hypothèse forte sur la géométrie du problème, considérée comme 1D et présentée sur la [Figure I.14](#). Cette hypothèse est justifiée pour les larges taches focales ($\Phi \approx [5 - 10]$ mm), puisque la dimension axiale du plasma est de l'ordre de 10 à 50 μm , tandis que sa dimension radiale est de l'ordre de la tache laser : autrement dit, on peut approximer la zone comme un plan semi-infini. En outre, ce modèle suppose que le plasma se comporte comme un gaz parfait.

Dans ces conditions, puisque le confinement est supposé être transparent au rayonnement laser (ce modèle néglige les phénomènes de claquage qui apparaissent à forte intensité), la zone d'interaction va se situer à la surface du métal et le plasma va s'y créer. En raison de la pression générée, ce plasma va pousser l'eau de confinement et le métal, en y générant des ondes de choc de vitesse D_i et de vitesse matérielle u_i , i étant le milieu considéré (1 pour le métal, 2 pour le confinement).

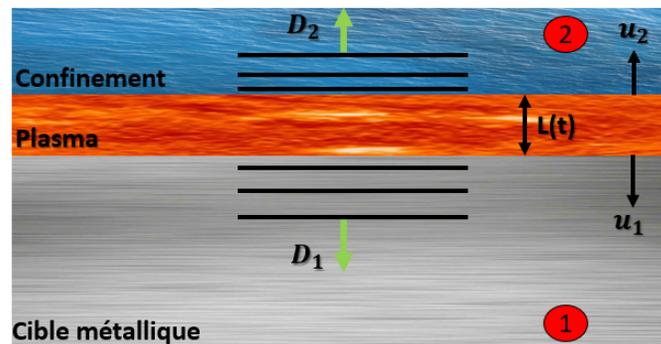


FIGURE I.14 – Géométrie 1D considérée par le modèle confiné de Fabbro.

Deux phases interviennent dans ce modèle :

- Durant la phase d'interaction laser/matière, toute l'énergie du laser est supposée être absorbée par le plasma (nous avons vu que cela était le cas lorsque l'intensité laser était suffisamment au-dessus du seuil d'ablation), et convertie en énergie interne et en travail de pression pour ouvrir la paroi $L(t)$ vérifiant :

$$\boxed{\frac{dL(t)}{dt} = \frac{2P(t)}{Z}} = u_1 + u_2 \quad (\text{I.22})$$

où Z est l'impédance acoustique (comme définie par A-3.13) réduite du milieu :

$$\frac{2}{Z} = \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2} \quad (\text{I.23})$$

Les milieux sont ici supposés incompressibles (ρ et D fixés, soit $Z = \rho D$ constant) et on a alors, suivant l'équation de conservation de Rankine-Hugoniot (Equation (A-3.2)) :

$$Z_i u_i = P \quad (\text{I.24})$$

— Une seconde phase de refroidissement lente du plasma, par détente adiabatique, lorsque l'impulsion laser est terminée.

► **PHASE 1** : Absorption de l'énergie laser.

Sur un intervalle de temps dt , l'énergie laser est apportée sur la surface S de focalisation ($S = \pi\Phi^2/4$ pour une tache circulaire) et vaut :

$$dE_{\text{laser}}(t) = I_{\text{laser}}(t) S dt \quad (\text{I.25})$$

avec I_{laser} l'intensité laser ($[W/m^2]$).

Dans le même temps, l'épaisseur $L(t)$ du plasma augmente de $dL(t)$ par le travail dW_P des forces de pression :

$$dW_P(t) = P(t) S dL(t) \quad (\text{I.26})$$

Et enfin, l'énergie interne volumique $E_i(t)$ du plasma varie de la quantité :

$$d[E_i(t)SL(t)] \quad (\text{I.27})$$

Par conservation de l'énergie, il vient :

$$dE_{\text{laser}}(t) = d[E_i(t) S L(t)] + dW_P(t) \quad (\text{I.28})$$

Soit :

$$I_{\text{laser}}(t) = \frac{d[E_i(t) L(t)]}{dt} + P(t) \frac{dL(t)}{dt} \quad (\text{I.29})$$

Pour faire le lien, complexe, entre le traitement sous l'hypothèse gaz parfait et le fait qu'en toute rigueur, nous avons un plasma ionisé (cela consomme donc de l'énergie), un coefficient α est introduit dans le modèle. Il est ainsi considéré qu'une fraction α de l'énergie interne E_i du plasma est sous forme d'énergie thermique E_T , tandis qu'une fraction $(1-\alpha)$ correspondra à l'énergie pour ioniser le plasma. Le cas $\alpha = 1$ correspond à un gaz parfait.

Autrement dit :

$$E_T(t) = \alpha E_i(t) \quad (\text{I.30})$$

Enfin, dans le cas d'un gaz parfait monoatomique, la pression $P(t)$ est reliée à l'énergie thermique volumique $E_T(t)$ par :

$$P(t) = \frac{2}{3} E_T(t) = \frac{2}{3} \alpha E_i(t) \quad (\text{I.31})$$

Finalement, l'équation de conservation de l'énergie à résoudre est donnée en combinant I.29 et I.31 :

$$I_{\text{laser}}(t) = \frac{3}{2\alpha} \frac{d[P(t) L(t)]}{dt} + P(t) \frac{dL(t)}{dt} \quad (\text{I.32})$$

A partir des conditions initiales ($P(0) = 0$ et $L(0) = 0$) et en ayant connaissance du profil temporel de l'intensité laser $I_{\text{laser}}(t)$, cette équation peut être résolue numériquement, comme ceci est présenté sur la Figure I.15. Il est bon de noter que ce profil est très similaire à celui obtenu par des simulations numériques (typiquement par le code ESTHER du CEA, Figure I.5).

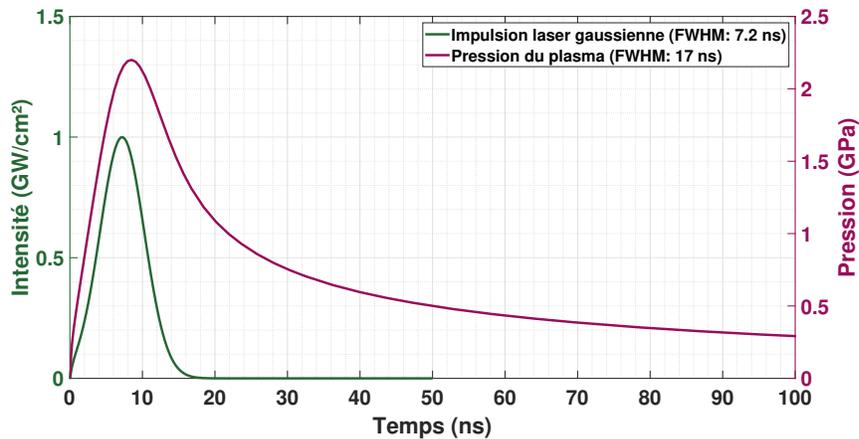


FIGURE I.15 – Profil temporel de la pression du plasma (en GPa) pour une impulsion laser gaussienne (GW/cm²)

Par ailleurs, l'équation I.32 peut se résoudre analytiquement en supposant une impulsion laser carrée (constante de valeur I_0 sur une durée τ) et en prenant $L(0) = 0$ comme condition initiale.

Par identification des termes dans le développement de l'expression I.32 et en utilisant I.22, il vient que $L(t) = Ct$ et $P(t) = 0,5 ZC$ où C est une constante vérifiant :

$$C = \sqrt{\frac{4\alpha I_0}{Z(2\alpha + 3)}} \quad (\text{I.33})$$

Il est alors possible d'obtenir la longueur du plasma $L(\tau)$ et la pression (maximale) du plasma $P(\tau)$ à la fin de l'impulsion laser :

$$\begin{cases} P(\tau) = \sqrt{\frac{\alpha Z I_0}{2\alpha + 3}} \\ L(\tau) = \frac{2\tau}{Z} P(\tau) \end{cases} \quad (\text{I.34})$$

En particulier, il vient alors une loi d'échelle très importante : la pression maximale du plasma est proportionnelle à la racine carrée de l'intensité laser.

Numériquement, pour $\tau = 10$ ns, $I = 3$ GW/cm² et $Z = 3,3 \times 10^5$ g/cm²/s, on trouve :
 $P(\tau) = 3,3$ GPa et $L(\tau) = 24$ μm.

Remarques :

- Les formules analytiques de l'expression I.34 restent valides pour une impulsion gaussienne et triangulaire, comme montré par Arnaud Sollier dans sa thèse [25], bien que la pression maximale soit légèrement inférieure au cas de l'impulsion carré (7 % d'écart). Autrement dit, le coefficient α peut être pris légèrement plus faible entre un cas gaussien et un cas carré. Ceci n'est singulièrement pas un problème étant donné que ce coefficient α n'est pas connu et doit être déterminé expérimentalement.
- Le coefficient α est pris constant durant toute la phase de chauffage du plasma, et est aussi supposé indépendant de l'intensité laser considérée. Expérimentalement, sur la plage d'intérêt en choc laser (2 à 8 GW/cm²), ceci est correctement vérifié.
- Ce coefficient traduit l'énergie laser convertie en pression et en température (le cas limite $\alpha = 0$ utilise toute l'énergie interne pour générer uniquement de l'ionisation). Ainsi, idéalement, il faut chercher à maximiser ce rendement d'interaction en trouvant la configuration expérimentale qui donne le α le plus proche de 1.

- La pression maximale dépend sensiblement du métal considéré (le coefficient α est environ 20 % supérieur entre l'aluminium et l'acier, pour un confinement eau; ce qui relativise l'intérêt d'un revêtement en aluminium sur acier pour augmenter la pression par désadaptation d'impédance) et du confinement utilisé (environ 50 % de différence entre un confinement eau et un confinement verre, ce dernier étant plus efficace mais plus compliqué à mettre en oeuvre), via l'impédance acoustique réduite Z .
- Toujours dans l'hypothèse d'un gaz parfait, l'évolution relative de la température peut être calculée à partir de l'évolution de pression obtenue par le modèle. En revanche, aucune information n'est disponible sur la valeur absolue de cette température, qui est aujourd'hui obtenue soit par simulation numérique, soit par des méthodes expérimentales compliquées et incertaines.

► **PHASE 2** : Refroidissement adiabatique du plasma.

Pour cette deuxième étape, $I(t) = 0$; l'équation I.32 traduit alors un refroidissement adiabatique monodimensionnel (Equation (I.10) avec $L(t)$ à la place de $V(t)$) dont la constante de Laplace vaut :

$$\gamma = 1 + \frac{2}{3}\alpha \quad (\text{I.35})$$

On retrouve $\gamma = 5/3$ pour $\alpha = 1$. Encore une fois, les résultats devront être ajustés à l'expérience pour obtenir la bonne valeur de α dans la phase de refroidissement. Physiquement, α doit tendre assez rapidement de sa valeur durant la phase de chauffage (0,2 à 0,6, expérimentalement) vers $\alpha = 1$, puisque le plasma va rapidement se déioniser par refroidissement et se comporter comme un gaz parfait.

A partir des conditions initiales au début de la phase adiabatique ($L(\tau)$ et $P(\tau)$), l'équation I.10 couplée à l'équation I.22, avec la méthode de séparation des variables, conduit alors à :

$$\forall t \geq \tau \left\{ \begin{array}{l} L(t) = L(\tau) \left(\frac{(\gamma + 1)(t - \tau)}{\tau} + 1 \right)^{\frac{1}{\gamma + 1}} \\ P(t) = P(\tau) \left(\frac{(\gamma + 1)(t - \tau)}{\tau} + 1 \right)^{\frac{-\gamma}{\gamma + 1}} \end{array} \right. \quad (\text{I.36})$$

On peut alors calculer la durée à mi-hauteur $\tau_{1/2}$ de descente adiabatique :

$$\tau_{1/2} = \frac{2^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} - 1}{\gamma + 1} \tau \quad (I.37)$$

A fortiori, pour une impulsion carrée, la durée totale à mi-hauteur du profil de pression vaut alors :

$$\tau_P = \frac{2^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} + \gamma}{\gamma + 1} \tau \quad (I.38)$$

Cette valeur sera très proche pour le cas d'impulsion gaussienne et triangulaire comme nous pouvons le voir sur la Figure I.16. Les profils de pression, obtenus par résolution numérique, ont été calculés pour trois formes d'impulsion laser (durée à mi-hauteur $\tau = 20$ ns) : carrée, triangulaire et gaussienne.

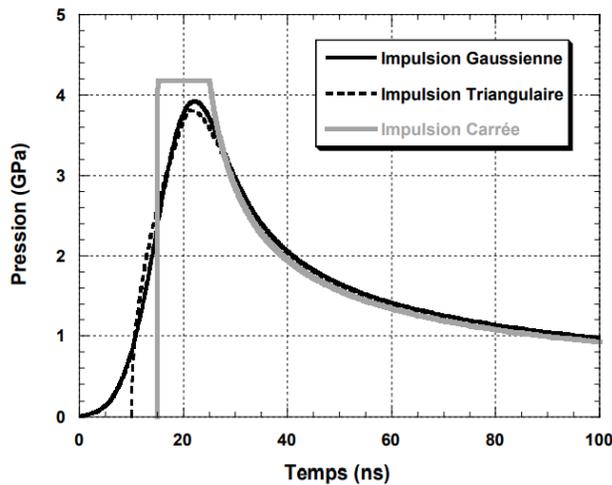


FIGURE I.16 – Résolution numérique du modèle 1D de Fabbro pour trois formes d'impulsions [25]

La Figure I.17 représente quant à elle l'évolution de la durée à mi-hauteur de la décroissance adiabatique en fonction du paramètre α , ainsi que l'évolution du coefficient adiabatique de Laplace γ . Comme attendu, moins le plasma est proche d'un gaz parfait (α loin de 1) et plus la détente sera lente (il y a moins d'énergie consacrée à l'augmentation de volume).

Le modèle 1D de Fabbro est donc robuste pour prévoir simplement, avec un nombre de paramètres réduits (I , τ , Z) la pression maximale du plasma et sa durée à mi-hauteur en régime confiné.

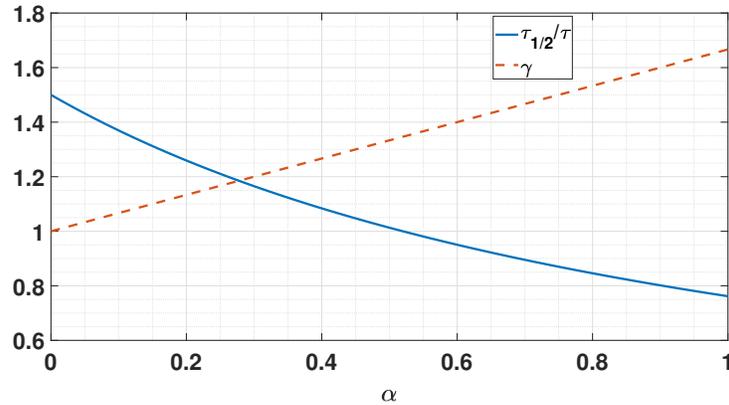


FIGURE I.17 – Evolution de la constante de Laplace γ et du temps relatif de décroissance adiabatique à mi-hauteur $\tau_{1/2}/\tau$ en fonction du paramètre α

● Certaines améliorations ont été suggérées en 1994 [61] pour prendre en compte les pertes énergétiques thermiques et ont permis d'obtenir des résultats plus précis à basse intensité ($I < 1 \text{ GW/cm}^2$). En revanche, cela n'apporte pas de précisions supplémentaires aux intensités d'intérêts pour le choc laser, les pertes thermiques étant faibles.

Par ailleurs, Zhang a proposé en 2001 [62] une amélioration légère du modèle de Fabbro en introduisant une équation de conservation de la masse afin de pouvoir calculer aussi la densité du plasma et les flux de masses ablatés en considérant l'interaction sous une géométrie 5 couches : l'eau au repos, l'eau sous choc, le plasma, le métal sous choc et le métal au repos.

De surcroît, une modification de la pression 1D est apportée afin de prendre en compte une extension radiale du plasma selon les effets bien connus des travaux de Pirri et Simons [35, 63] qui donnent alors les lois d'échelle valables. En effet, Zhang utilise une tache focale de $6 \mu\text{m}$ (micro choc laser avec comme objectif de traiter des pièces fines de $10 \mu\text{m}$ avec des lasers μJ) nécessitant alors de prendre en compte l'onde de raréfaction pendant l'impulsion laser.

Pour terminer sur les modèles analytiques, il peut être intéressant de comparer les pressions obtenues en régime confiné versus celles obtenues en régime direct.

Pour ce dernier, une loi d'échelle a été donnée par Claude Phipps [64] à partir de considérations physiques et de résultats expérimentaux. Cette loi peut se mettre sous un système d'unités pratiques à utiliser :

$$P = 2,46 A^{-\frac{1}{8}} \Psi^{\frac{9}{16}} I^{\frac{3}{4}} \lambda^{-\frac{1}{4}} \tau^{-\frac{1}{8}} \quad (\text{I.39})$$

où I est l'intensité laser en GW/cm^2 , λ est la longueur d'onde en nm, τ la durée d'impulsion en

ns. La pression P est donnée en GPa. A est le nombre de masse et :

$$\Psi = \frac{A}{2(Z^2(Z+1))^{1/3}} \quad (I.40)$$

avec Z le degré d'ionisation moyen du plasma.

Dans son modèle, Phipps suggère de prendre Z égal au numéro atomique (l'atome est totalement ionisé), mais les pressions prévues restent toutefois légèrement supérieures aux résultats expérimentaux ou numériques comme le montre Bardy dans sa thèse [65].

Les pressions en régime direct ont été calculées pour deux cas limites (le plus favorable : $\tau = 5$ ns, $\lambda = 532$ nm; le moins favorable : $\tau = 40$ ns, $\lambda = 1064$ nm) et comparées aux pressions obtenues par le modèle de Fabbro pour deux cas limites expérimentaux ($\alpha = 0,2$ et $\alpha = 0,6$). Ceci est représenté sur la Figure I.18.

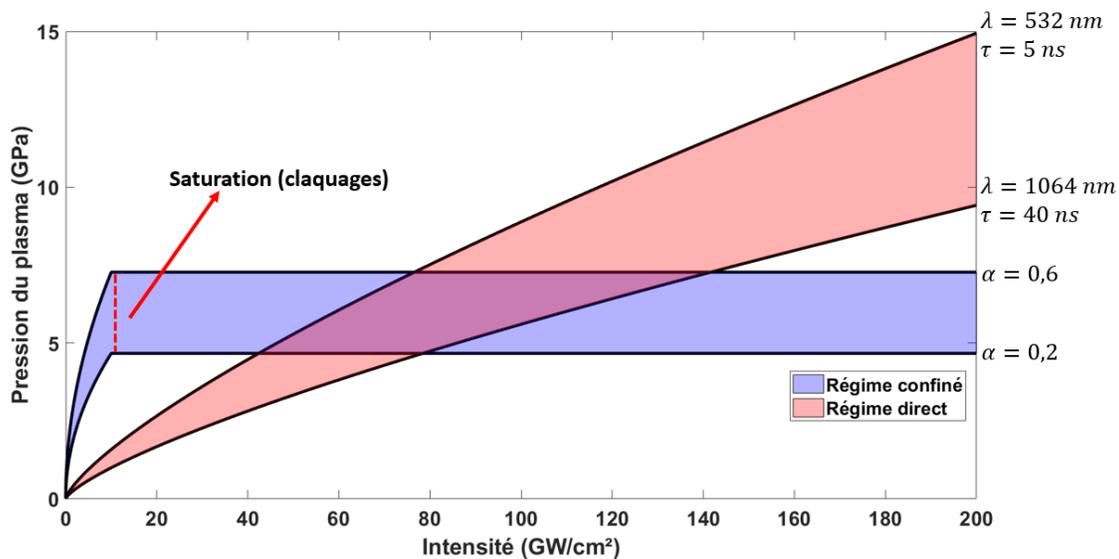


FIGURE I.18 – Comparaison des pressions induites par laser en régime confiné (modèle de Fabbro) et en régime direct (modèle de Phipps)

Cette comparaison permet de montrer la force du régime confiné : outre une pression du plasma appliquée plus longue (τ_P (I.38) pour le régime confiné, τ en régime direct), les niveaux de pression obtenus sont significativement plus élevés à intensité laser égale. En effet, il faut environ 7 GW/cm² en régime confiné pour obtenir 5 GPa, tandis qu'il en faut environ 70 GW/cm² en régime direct, soit 10 fois plus. De surcroît, le régime direct requiert de tirer dans une enceinte sous vide pour éviter les phénomènes de claquages dans l'air. Ces derniers sont en revanche visibles dès 10 GW/cm² pour le régime confiné, avec une saturation de la pression.

I.2.1.2 Modèles numériques

● Un premier code de calcul numérique (LILA) est développé en 1981 par Allan Clauer et son équipe [66]. Ce code, basé sur la méthode des différences finies, permet de résoudre les équations différentielles couplées qui régissent le comportement hydrodynamique du plasma. Ce code intègre aussi les phénomènes d'absorption de l'énergie laser par le métal, en découplant l'absorption classique d'une onde électromagnétique par un métal (phase d'amorçage) et l'absorption par bremsstrahlung inverse dans le plasma (phase de chauffage, cf I.1.2).

Par ailleurs, une équation d'état (EOS - Equation Of State) est proposée pour le métal tout en tenant compte de s'il s'agit d'un comportement solide froid ou d'un mélange d'ions et d'électrons (plasma).

Enfin, le comportement thermique du plasma est aussi calculé en prenant en compte les phénomènes de diffusion radiatifs (émission de corps noir sous l'approximation de l'opacité de Rosseland) et de conduction thermique par les électrons [34]. Les prédictions de pression par ce code sont en bon accord avec les mesures expérimentales.

● Un code similaire, nommé ACCIC (Auto Consistent Confined Interaction Code) reprenant les équations analytiques 1D de Fabbro, est développé par Sollier en 2001 [25], pour réaliser une résolution numérique des équations impliquées. Ce code étant subséquent aux travaux de Berthe et Sollier sur les phénomènes de claquage, il intègre donc aussi un modèle physique permettant de prédire le démarrage des phénomènes de claquage dans le milieu de confinement, et donc la saturation de la pression.

Certaines modifications sont apportées au modèle de Fabbro :

- L'énergie réellement absorbée par le plasma est corrigée d'un facteur $(1-R)$, où R est la réflectivité moyenne du métal/plasma sur la phase d'interaction, mesurée expérimentalement. Cette correction prend son sens aux basses intensités ($I < 1 \text{ GW/cm}^2$), comme l'a montré Sollier en particulier vis-à-vis du métal considéré et de la longueur d'onde utilisée ($R = [10-60] \%$). En revanche, l'hypothèse d'absorption totale ($R \approx 3 \%$) est bien vérifiée expérimentalement à forte intensité.
- Les pertes thermiques par conduction thermique, par rayonnement et par vaporisation sont aussi intégrées. Encore une fois, celles-ci n'ont un véritable impact qu'uniquement aux faibles intensités laser.

Les effets des pertes thermiques sur le profil de pression et sur la pression maximale en fonction de l'intensité laser sont montrés sur la Figure I.19.

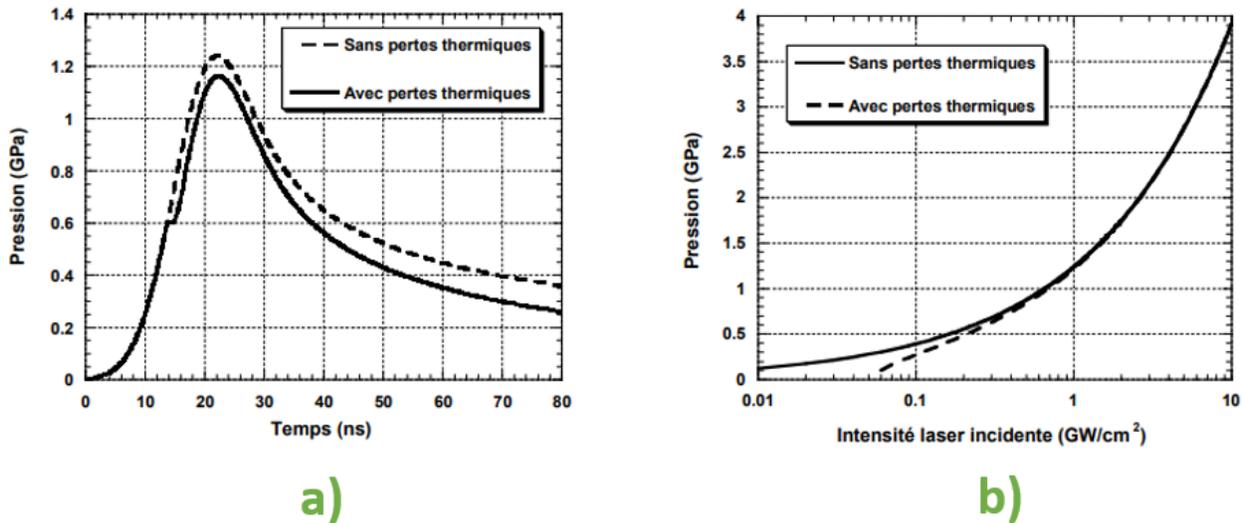


FIGURE I.19 – Effets des pertes thermiques calculées à partir du code ACCIC [25]
a) Profil temporel de pression (1 GW/cm^2 , 10 ns , 1064 nm)
b) Pression maximale du plasma (GPa) en fonction de l'intensité laser (GW/cm^2)

- Similairement au modèle de Zhang [62], une loi de conservation de la masse est ajoutée dans le système d'équation (uniquement pour le métal, l'apport de masse du confinement est négligé), ceci permettant notamment de calculer l'épaisseur de métal ablaté.
- Deux lois d'ionisation (Saha-Boltzmann, Thomas-Fermi) sont aussi étudiées pour obtenir l'état d'ionisation du plasma, ce dernier jouant un rôle important notamment dans l'absorption par bremsstrahlung inverse (I.1.2). Cela permet de calculer le coefficient α de rendement thermique.

Sollier obtient, à 1064 nm et pour des impulsions de durée à mi-hauteur de 25 ns , $\alpha_s \approx 0,4$, ce qui est supérieur aux résultats expérimentaux ($\alpha_{exp} \approx 0,25$) [24]. Ceci s'explique par le fait que, puisque le modèle de Fabbro est sans perte et avec absorption totale, le α_{exp} déterminé expérimentalement inclut de façon cachée ces pertes, et est donc inférieur au coefficient calculé numériquement.

Singulièrement, Sollier a montré que l'hypothèse simplificatrice considérant le plasma comme un gaz parfait (ne nécessitant alors pas d'utiliser une EOS complète et complexe) était parfaitement justifiée tant que la température n'était pas trop faible ($T > 1 \text{ eV}$, soit $\approx 10\,000 \text{ K}$) ni sa densité trop élevée ($n \approx 10^{20} \text{ cm}^{-3}$).

Sous ces conditions, et après obtention du coefficient α par méthode expérimentale, les

résultats du code ACCIC sont similaires à la résolution des équations simplifiées du modèle de Fabbro [25].

● Une nouvelle avancée pour les codes numériques 1D hydrodynamiques est réalisée à partir de 2005 avec les travaux de Wu [67, 68]. Ce code intègre les phénomènes de réflexion (interface eau/plasma) et de claquage, pour calculer l'intensité réelle arrivant sur la cible/le plasma. Des pertes thermiques et des flux de matière (du métal et du confinement, contrairement au code ACCIC) sont aussi pris en compte. Globalement, les mécanismes d'absorption et de pertes sont similaires à ceux introduits par Sollier. Enfin, l'ouverture de l'interface plasma est légèrement modifiée : il ne s'agit plus uniquement des vitesses matérielles du confinement et du métal (sous choc), mais aussi du déplacement de l'interface induit par évaporation et incorporation de matière (du milieu évaporé vers le plasma).

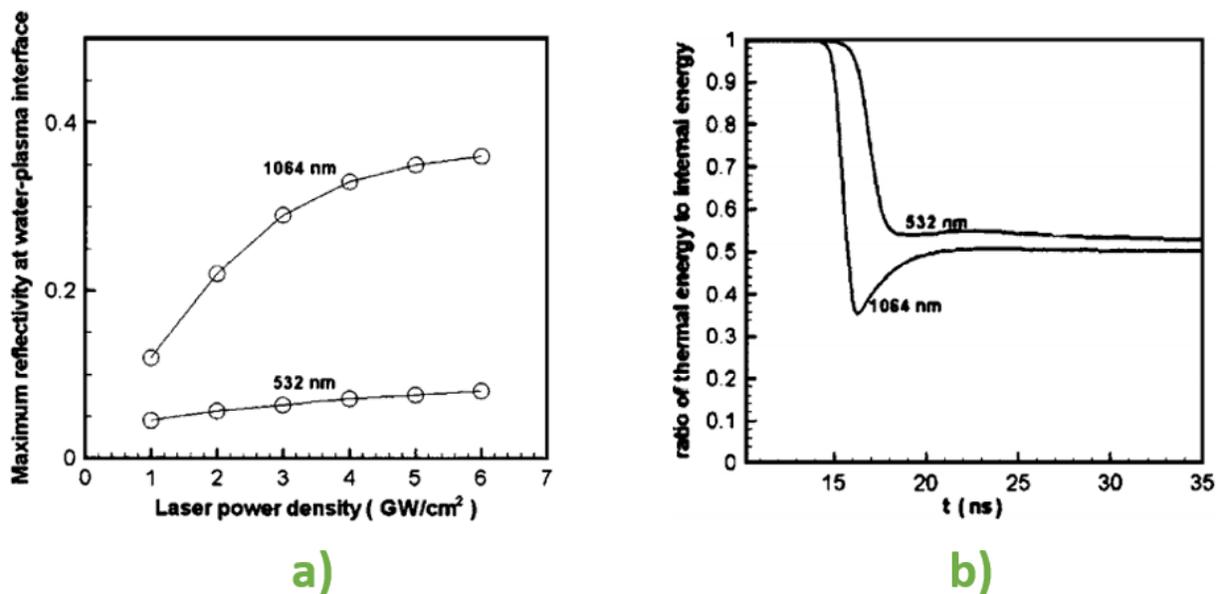


FIGURE I.20 – Paramètres extraits du code de Wu [67]

a) Réflectivité maximale du laser à l'interface eau/plasma (1064 nm et 532 nm à 25 ns)

b) Ratio de l'énergie thermique sur l'énergie interne du plasma (1064 nm et 532 nm à 2 GW/cm²)

La Figure I.20 présente l'évolution de la réflectivité maximale du laser (à l'interface eau/plasma) en fonction de l'intensité, ainsi que l'évolution du coefficient α (ratio de l'énergie thermique sur l'énergie interne) pour deux longueurs d'ondes.

Même si ces résultats sont issus de simulations et n'ont pas de fondements expérimentaux (notamment la variation de α au cours de l'impulsion), ils sont cependant intéressants pour deux raisons :

- Nonobstant une valeur maximale, et non moyenne, calculée pour la réflectivité, ceci indique tout de même que ces pertes ne sont probablement pas négligeables, et remet en cause l'utilisation d'une longueur d'onde infrarouge (1064 nm).
- En accord avec les résultats expérimentaux de Berthe [69], le rendement d'interaction α est plus élevé à 532 nm, renforçant l'intérêt pour cette longueur d'onde à intensité laser constante.

● Enfin plus récemment, Laurent Videau du CEA a grandement contribué à l'amélioration d'un code hydrodynamique (Lagrangien) 1D : le code ESTHER, développé initialement en 2004 par Colombier et Combis [70, 71].

Ce code a vocation à simuler l'ensemble du processus : de l'interaction laser-matière, à la propagation des ondes de choc, ce qui n'était jusqu'à présent pas réalisé.

Ce code considère une géométrie avec n matériaux empilés (n mailles). Les phénomènes hydrodynamiques sont modélisés en utilisant l'équation d'état SESAME, développée par le Los Alamos National Laboratory (LANL).

La propagation du laser est effectuée à travers l'équation de Helmholtz, qui est résolue à l'intérieur de chaque maille pour calculer l'énergie laser absorbée :

$$\Delta \vec{E}_0 + \frac{\omega_0^2 n^2}{c^2} \vec{E}_0 = 0 \quad (\text{I.41})$$

Δ est l'opérateur différentielle Laplacien, défini par : $div(\vec{grad})$.

Cette équation est obtenue à partir de l'équation de propagation d'onde (fournie par les équations de Maxwell) en formulant deux hypothèses :

- L'onde électromagnétique est supposée plane.
- L'enveloppe de l'impulsion laser (gaussienne de durée caractéristique τ) varie lentement à l'échelle des variations du champ électrique (à la pulsation ω telle que défini dans I.1).

Les multiples phénomènes de transferts énergétiques (diffusion et conduction thermique, émission radiative,...) sont intégrés.

Une connaissance préalable de l'indice optique (du solide et du plasma) est nécessaire pour pouvoir résoudre l'équation I.41 ; ceci est réalisé soit en utilisant des tables existantes (Palik [72]), soit en utilisant des modèles (celui de Lorenz [34]). De surcroît, l'état initial de surface du matériau (ruguosité) est aussi pris en compte.

Cette partie du code, critique pour bien modéliser l'absorption laser, doit faire l'objet d'ajustement vis-à-vis des résultats expérimentaux.

Cette importance des modèles utilisés (optiques, thermiques) a été étudiée et améliorée par

Simon Bardy [65]. De plus, il a aussi réalisé une étude très exhaustive, confrontant les simulations aux expériences.

Le code ESTHER est aujourd'hui objectivement le plus complet disponible sur le sujet, permettant de modéliser finement l'interaction laser/matière (et donc le chargement en pression, température et densité) et d'aller jusqu'à la propagation des chocs dans le matériau. Ceci est renforcé par le fait que les expériences sous choc les plus récentes, complètes et précises ont été réalisées récemment et utilisées pour ajuster le fonctionnement du code ESTHER [28, 29].

En revanche, ce code est encore sous un fonctionnement 1D, tout comme les modèles analytiques (même si des lois d'échelle de décharges radiales sont parfois appliquées). Ce code ne doit donc probablement pas reproduire correctement le comportement du plasma en taches submillimétriques.

En outre, les phénomènes de claquage ne sont pas intégrés dans le calcul, mais cela n'est pas gênant puisque leur seuil d'apparition est bien connu expérimentalement : ainsi les intensités explorées pour ces simulations sont alors adaptées en conséquence.

Certains résultats obtenus par ce code seront utilisés dans cette thèse comme point de référence vis-à-vis de données qui sont expérimentalement manquantes (la température et la densité principalement).

Par ailleurs, nous avons aussi voulu comparer les pressions obtenues par simulations ESTHER entre le régime confiné et le régime direct (Figure I.21). Des conclusions similaires à celles obtenues lors de la comparaison des modèles analytiques (comparaisons des pressions entre le régime direct et le régime confiné) restent valides.

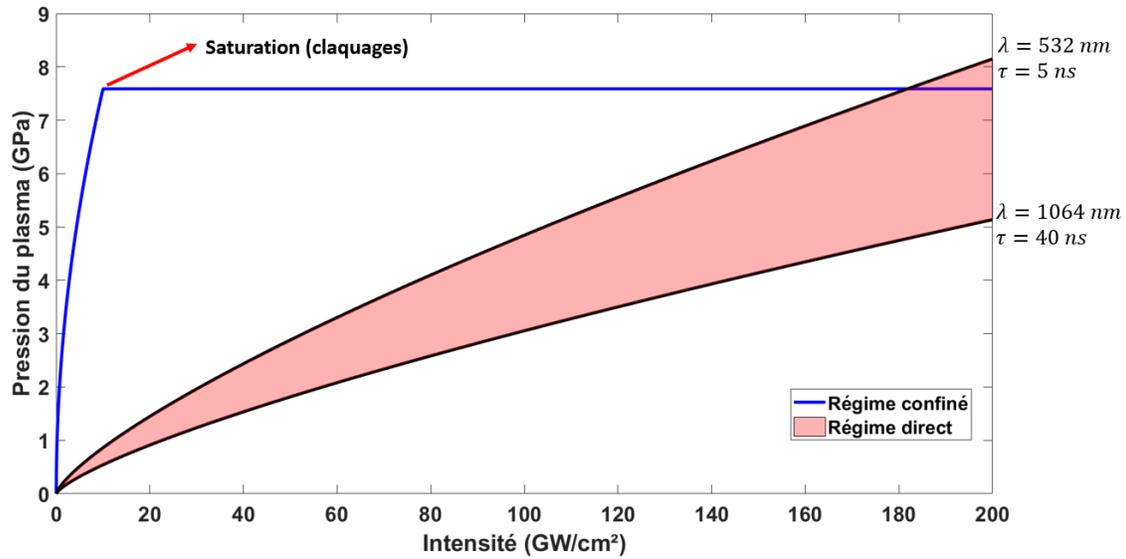


FIGURE I.21 – Comparaison des pressions induites par laser en régime confiné [29] (532 nm) et en régime direct [28] calculées par le code ESTHER

Similairement au modèle de Phipps ([64]), la loi d'échelle suivante a été extraite d'ESTHER en régime direct sur aluminium [28] :

$$P = 1,2 \cdot 10^{-3} I^{\frac{3}{4}} \tau^{\frac{-1}{8}} \lambda^{\frac{-1}{4}} \quad (I.42)$$

(P est donné en GPa, I en GW/cm², τ en s et λ en cm)

De même, une loi d'échelle a été extraite pour la pression en régime confiné sur aluminium et confinement eau, à 532 nm :

$$P = 2,2 I^{0,57} \quad (I.43)$$

(P est donné en GPa et I en GW/cm²)

Cette dernière loi, proche de la formulation du modèle 1D de Fabbro, correspond approximativement à un coefficient α valant 0,6.

I.2.2 Limites du régime confiné : processus de claquage

Comme nous l'avons vu dans la section I.1.2, une intensité laser minimale sera requise pour commencer à plastifier le matériau ($P > P_H$), et sa valeur dépendra en particulier des paramètres matériaux et de la profondeur visée (définis par le cahier des charges).

Afin de pouvoir déterminer une plage de fonctionnement idéale du procédé [I_{\min} , I_{\max}], il est donc important de connaître l'intensité laser maximale utilisable avant l'initiation des phénomènes de claquage, quiaturent la pression.

Comme illustré sur la Figure I.22, le phénomène de claquage correspond à l'apparition d'un plasma (dit de claquage) dans le milieu de confinement. Ce plasma apparaît à partir d'une certaine intensité seuil (seuil de claquage) et change diamétralement le comportement du confinement : alors que celui-ci était transparent au rayonnement laser, le plasma de claquage ne l'est plus (absorption par BI, I.1.2) voire devient opaque si la densité critique est atteinte. L'initiation et le développement de ces plasmas de claquage sous l'effet d'une impulsion laser font appel à d'autres phénomènes physique que ceux impliqués dans l'absorption du laser par la cible métallique, les milieux de confinement étant des diélectriques.

Une fois le seuil de claquage atteint, l'intensité réelle (en valeur et en durée) irradiant la cible va nécessairement diminuer, et donc conduire à une saturation de la pression, observée expérimentalement.

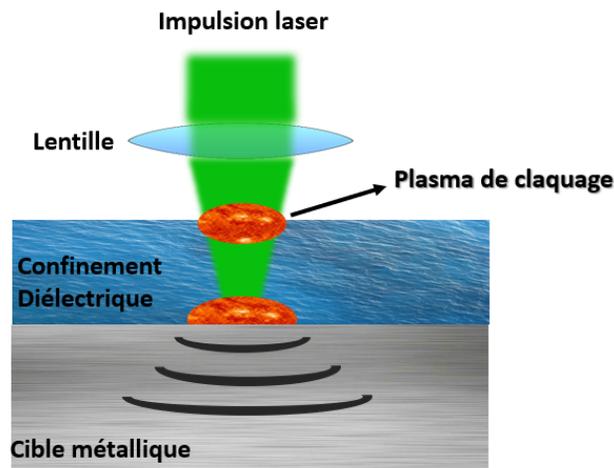


FIGURE I.22 – Illustration du phénomène de claquage en surface du milieu de confinement

Un fort engouement apparaît pour l'étude des claquages dans les milieux diélectriques au début des années 80, avec le développement d'applications médicales utilisant des lasers (ophtalmologie notamment [73]). Plus récemment, des études se sont portées sur les plasmas de claquage sous eau pour la technique LIBS (Laser-Induced Breakdown Spectroscopy)[74].

Dans le domaine du choc laser, ces claquages ont été étudiés à la fin des années 90 par Devaux et Berthe, expérimentalement et théoriquement [24, 75], puis modélisés numériquement par Sollier [25].

● **ÉQUATION CINÉTIQUE D'AMORÇAGE DU PLASMA**

Principalement quatre mécanismes physique sont impliqués pour parvenir à ioniser un milieu diélectrique (comme illustré sur la Figure I.23) :

- L'avalanche électronique (AE [76, 77]) : ce mécanisme, bien connu puisque responsable de l'allumage des tubes fluorescents (néons) d'éclairage sous l'effet d'une forte tension électrique, consiste en une multiplication exponentielle (dite en cascade) de la densité électronique. Un électron, initialement libre, est accéléré (par un champ électrique, ici celui du laser) et acquiert suffisamment d'énergie cinétique $E_{c,e}$ pour venir ioniser un atome sur son chemin : $E_{c,e} > \Delta E_e$ où ΔE_e est le potentiel d'ionisation de l'atome.

Pour 1 électron libre incident, après n avalanches, il y a donc 2^n électrons libres, et le même mécanisme se poursuit.

En notant η_{AE} le taux d'ionisation par électron généré par avalanche, alors la variation de la densité électronique par AE est donnée par :

$$\left[\frac{dn_e}{dt} \right]_{AE} = \eta_{AE} n_e \quad (I.44)$$

avec η_{AE} vérifiant ([78]) :

$$\eta_{AE} = \frac{\tau_m}{(\omega^2 \tau_m^2 + 1) \Delta E_e} \left(\frac{e^2 I}{m_e c n \epsilon_0} - \frac{2 m_e E_{m,e} \omega^2}{M} \right) \quad (I.45)$$

où τ_m est le temps de libre parcours moyen entre deux collisions, m_e et $E_{m,e}$ la masse et l'énergie moyenne de l'électron, M la masse des molécules du milieu de confinement (indice n) et I l'intensité laser.

L'AE nécessite soit un seuil minimal d'électrons libres, soit des temps assez longs pour pouvoir démarrer et créer un plasma de claquage. Ce phénomène aura donc tendance à dominer sur les impulsions longues.

- La multiphotoionisation (MPI [79, 80, 81]) : il s'agit ici d'absorber k photons simultanément pour parvenir à ioniser un atome de potentiel d'ionisation ΔE_e ; l'énergie absorbée vaut alors $E_a = \frac{k h c}{\lambda} \geq \Delta E_e$.

Intuitivement, plus k sera élevé et moins ce mécanisme sera efficace; autrement dit, la MPI est plus efficace à courte longueur d'onde (il s'agit d'un phénomène quantique).

Ce résultat se retrouve dans les lois d'échelles issues du modèle de Keldish (ou Grey-Morgan, donnant des résultats très similaires) :

$$\left[\frac{dn_e}{dt} \right]_{MPI} \propto \lambda^{2k-1} I^k \quad (I.46)$$

avec k l'ordre de multiphotoionisation.

- Les pertes par diffusion : il s'agit ici de la diffusion des électrons en dehors de la zone d'interaction (hors du cône de focalisation du laser). En notant η_d le taux de diffusion par électron hors du volume focal, la variation de la densité est alors donnée par :

$$\left[\frac{dn_e}{dt} \right]_d = -\eta_d n_e \quad (I.47)$$

- Enfin, les pertes par recombinaison. Ici, une paire électron-trou se recombine. Puisqu'il y a approximativement autant de trous que d'électrons libres dans le milieu, et en notant η_r le taux de recombinaison, la variation de la densité est alors :

$$\left[\frac{dn_e}{dt} \right]_r = -\eta_r n_e^2 \quad (I.48)$$

Somme toute, on obtient alors l'équation cinétique d'évolution de la densité électronique dans le milieu de confinement :

$$\frac{dn_e}{dt} = \left[\frac{dn_e}{dt} \right]_{AE} + \left[\frac{dn_e}{dt} \right]_{MPI} - \left[\frac{dn_e}{dt} \right]_d - \left[\frac{dn_e}{dt} \right]_r \quad (I.49)$$

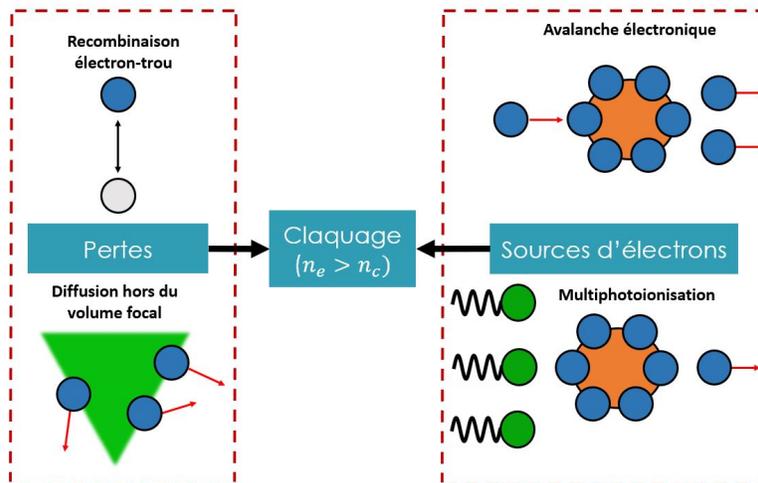


FIGURE I.23 – Mécanismes impliqués dans la création du plasma de claquage

Noak et Vogel [82, 83] ainsi que Sollier [84, 85] ont montré que la résolution de l'équation 1.49 permettait d'obtenir des résultats en très bon accord vis-à-vis des résultats expérimentaux, en particulier les tendances observées suivant la longueur d'onde ou la durée d'impulsion laser. De surcroît, pour le choc laser, il a été montré expérimentalement et numériquement que, pour des impulsions sur la gamme [1-30] ns, les termes de pertes pouvaient être négligés.

Docchio [73] a étudié en détail l'influence de la durée d'impulsion laser. Il a été montré pour le régime ns que, plus la durée d'impulsion était courte, et plus le seuil de claquage I_{th} était élevé :

$$I_{th} \propto \tau^{-0,5} \quad (I.50)$$

Berthe et al. [69] ont quant à eux étudié l'influence de la longueur d'onde et les mécanismes impliqués dans le claquage. Il apparaît que les claquages aux courtes longueurs d'onde (532 nm et en particulier 355 nm) sont dominés par la MPI, là où le claquage à 1064 nm s'amorce principalement par AE. Par ailleurs, ces auteurs ont montré que les seuils de claquage à 1064 nm, 532 nm et 355 nm valent respectivement 10 GW/cm², 6 GW/cm² et 4 GW/cm² ($\tau = 25$ ns). Comparé au rendement d'interaction α (0,4 à 532 nm et 355 nm, contre 0,25 à 1064 nm), les auteurs concluent que les pressions saturent alors à 6 GPa pour 1064 nm et 532 nm, contre 4 GPa à 355nm, excluant ainsi cette longueur d'onde pour le procédé. Ceci sera discuté et comparé à nos résultats expérimentaux (532 nm vs 1064 nm).

Par ailleurs, Berthe a montré, par des mesures de transmission et de visualisation du plasma [24], que les plasmas de claquage en choc laser apparaissaient systématiquement en surface du milieu de confinement. Ceci peut s'expliquer par un état initial de l'eau différent entre la surface et le volume : il y est plus facile de créer des électrons germes (par absorption sur une poussière flottant à la surface par exemple) qui auront une grande importance dans l'amorçage du claquage, notamment par avalanche électronique.

La connaissance exacte du nombre d'électron germes dans le milieu de confinement est complexe, et rend les simulations dépendantes d'un ajustement aux résultats expérimentaux. Ceci se retrouve fondamentalement à travers la variabilité des seuils de claquage obtenus par simulation (I_{th} allant de 6 à 41 GW/cm² pour une impulsion de durée 6 ns à 532 nm) [86].

D'autre part, l'influence de la pureté de l'eau (eau dé-ionisée vs eau du robinet) a été étudiée par Schmidt-Kloiber [87]. Il apparaît que le seuil de claquage ne commence à varier, par rapport à une eau pure, qu'à partir de concentrations en NaCl de l'ordre de 0,01 mol/L, et débute plus tôt. En revanche, au-delà d'une certaine quantité (> 0,1 mol/L), les seuils de claquage sont similaires. Il est compliqué de relier cela au choc laser, puisque les claquages s'amorcent en surface dont l'état ne devrait pas dépendre de l'eau utilisée.

● DÉTECTION EXPÉRIMENTALE DU CLAQUAGE

Lorsque le plasma de claquage va apparaître, il va progressivement absorber l'intensité laser (la transmission du confinement commencer à chuter) jusqu'à ce qu'il atteigne la densité critique : il devient alors totalement opaque.

Puisque la pression générée sur cible ne dépend que de l'intensité laser ($P \propto \sqrt{I}$), le claquage sera détecté sur les mesures de pressions dès lors qu'il se produira avant le maximum de l'impulsion laser ($t < 0,5 \tau$), lorsque l'intensité à l'instant t atteint $I(t) = I_{th}$. A partir de ce moment, l'intensité maximale qui atteindra la cible fluctuera autour de la valeur de l'intensité seuil I_{th} . Ainsi, la mesure expérimentale de la pression P en fonction de l'intensité laser permet de mesurer approximativement la valeur de I_{th} lorsque les pressions saturent. En revanche, pour des intensités inférieures, un claquage peut survenir dans la fin de l'impulsion laser. Ceci se traduit par une réduction de la durée de l'impulsion laser irradiant la cible, et donc une réduction de la durée du profil de pression appliqué par le plasma sur la cible ($\tau_p \approx 2 \tau$). Expérimentalement, cela se traduit par une réduction de la durée à mi-hauteur des ondes de choc [24].

La Figure I.24 synthétise une comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux sur l'intensité maximale (et donc la pression maximale) transmise sur cible et la durée de l'impulsion laser transmise.

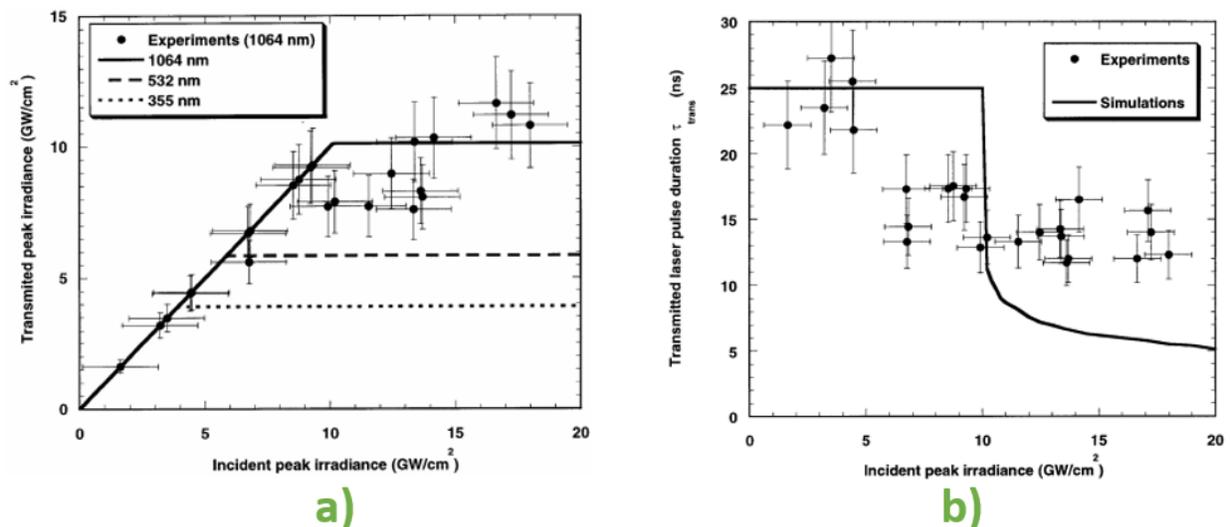


FIGURE I.24 – Comparaison des résultats issus de simulations du claquage ([84]) avec les résultats expérimentaux ([24]) pour une impulsion de durée 25 ns à 1064 nm
 a) Intensité transmise sur cible en fonction de l'intensité incidente (GW/cm²)
 b) Durée de l'impulsion laser transmise (ns) en fonction de l'intensité incidente (GW/cm²)

I.2.3 Utilisation d'un revêtement thermoprotecteur

De nos jours, hormis les applications spécifiques développées au Japon par Toshiba, le grenailage laser en milieu industriel est réalisé systématiquement avec un revêtement thermoprotecteur. Il s'agit généralement soit d'une couche d'aluminium (scotchée ou vaporisée), soit d'une peinture noire absorbante.

L'intérêt primaire du revêtement thermoprotecteur réside dans la protection thermique qu'il apporte à la cible traitée par choc laser, même si par ailleurs la pression induite peut être sensiblement augmentée par le phénomène de désadaptation d'impédance.

● EFFETS THERMIQUES DU REVÊTEMENT

Les plasmas induits par laser en régime confiné nanoseconde atteignent des températures assez élevées (1 à 10 eV, soit 10 000 à 100 000 K suivant les intensités utilisées [3, 29]), sur un temps de maintien de l'ordre de 1 à 10 μ s.

L'irradiation du laser, et son chargement thermique, va alors générer plusieurs effets sur une pièce sans revêtement :

- Une épaisseur assez fine du métal ($\approx 5 \mu$ m) va être ablatée.
- Des contraintes résiduelles de traction vont apparaître en surface, sous l'effet du gradient de température, sur une épaisseur allant de 5 à 100 μ m.
- Une fine couche (1 à 2 μ m) d'oxyde (réaction du métal avec l'eau, sous haute température) va se former en surface du matériau traité.

La contrainte induite par gradient de température est donnée par la formule suivante ([88]) :

$$\sigma_T = -\frac{\alpha E}{(1 - \nu)} \Delta T \quad (\text{I.51})$$

où α est le coefficient de dilatation thermique du matériau, E est le module de Young, ν le coefficient de poisson et ΔT le gradient de température. Les hypothèses utilisées considèrent un gradient de température uniforme dans le plan (surface) irradié par le laser; les contraintes apparaissent durant le refroidissement. En effet, à haute température la limite élastique du matériau chute drastiquement (le matériau est alors facilement plastifié pour s'adapter à sa nouvelle forme), puis lors du refroidissement des forces de traction apparaissent pour compenser la contraction thermique induite ($\Delta T < 0$, donc $\sigma_T > 0$).

Ainsi, comme nous l'avons vu dans la partie I.1.2 (page 27), ces contraintes sont alors délétères pour le matériau puisqu'elles vont faciliter la propagation de fissures et réduire la tenue en fatigue de la pièce traitée.

Même si la connaissance exacte de la température est difficilement accessible par l'expérience ([3]), et par les simulations numériques, un calcul approché a été effectué par Sollier pour mesurer l'impact d'un tel chargement en température [25]. Des simulations sous Abaqus⁴ ont alors été réalisées pour calculer les contraintes résiduelles d'origine thermique. Comme nous pouvons le voir sur la Figure I.25, plusieurs profils de température ont été considérés pour la phase de refroidissement, en intégrant les travaux de Pirri notamment [36]. Ces simulations permettent de montrer que la profondeur mise sous traction thermique dépend majoritairement de la durée de refroidissement du plasma. Ainsi, il peut-être utile d'utiliser des petites taches focales, à l'instar de Toshiba, pour obtenir une détente plus rapide, comme prédit par les travaux de Pirri.

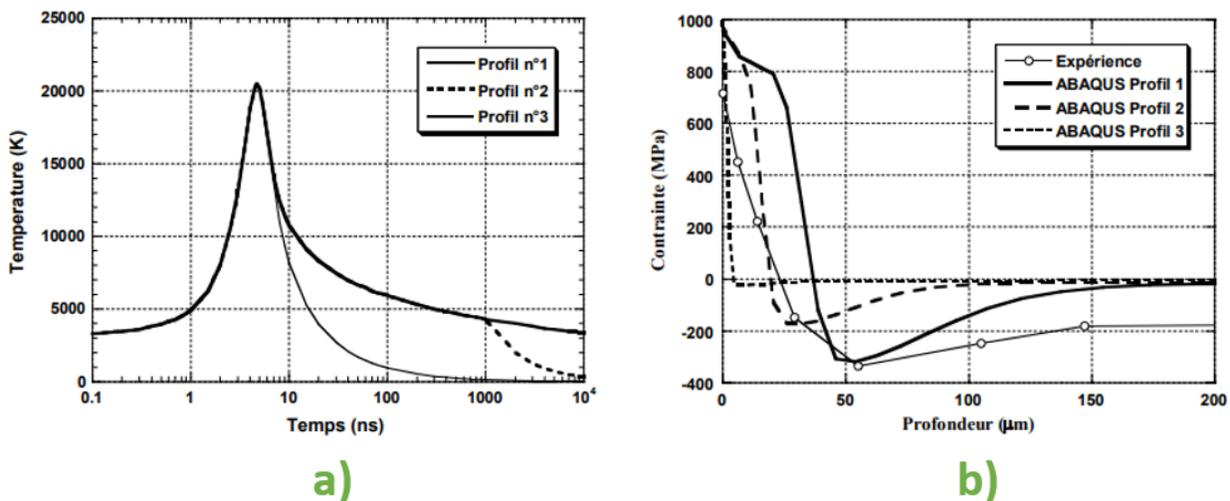


FIGURE I.25 – a) Profils de température (K) du plasma en fonction du temps (ns) pour trois hypothèses de refroidissement du plasma.
b) Profils de contraintes résiduelles thermiques (MPa) en fonction de la profondeur (μm) associés aux trois profils de température

Somme toute, Sollier a conclu que ce qui était important vis-à-vis des contraintes résiduelles thermiques résidait dans la durée du profil de température, et non pas fondamentalement sa valeur maximale.

En effet, la profondeur typique affectée après choc laser par une température donnée de référence évolue suivant une loi en $\sqrt{\tau_T}$, où τ_T est la durée d'application du profil de température (de l'ordre de 100 ns, 10 μs et 50 μs pour les profils 1, 2 et 3 de la figure I.25). En prenant une température de référence de l'ordre de 1000 K (température de fusion de nombreux métaux), les profondeurs obtenues varient de 5 à 100 μm .

4. Il s'agit d'un code de calculs par Éléments Finis, présenté au Chapitre III.

Ainsi, similairement, la profondeur mise sous traction dans un traitement sans revêtement thermoprotecteur sera de $5\ \mu\text{m}$ à $100\ \mu\text{m}$ suivant la durée de refroidissement dans le profil de température appliqué.

Ces simulations conduites par Sollier doivent néanmoins être prise avec un certain recul :

- Les profils de températures sont approximés (durée et amplitude), sans fondements expérimentaux.
- Ces simulations thermiques ont été réalisées séparément des simulations de contraintes induites par les effets mécaniques du choc laser.
- La prise en compte d'un traitement à fort recouvrement (multi impacts) n'est pas encore fonctionnelle.

Il n'est donc pas possible de prévoir si certaines configurations permettent aux contraintes mécaniques d'« effacer » les contraintes thermiques.

Cependant, l'impact de cette fine couche superficielle mise sous traction par les effets thermiques a été discutée en regard des travaux de Brand [89]. En effet, il semble qu'en-deçà d'une certaine épaisseur (dite épaisseur critique, de l'ordre de la taille du grain), ces contraintes résiduelles de traction n'aient aucun effet sur la résistance à la fatigue de la pièce. Ainsi, l'objectif est de savoir sur quelle épaisseur le gradient thermique agit et si cette épaisseur est suffisante pour détériorer les performances en fatigue de la pièce. Dans ce cas, un revêtement thermoprotecteur sera requis pour assurer un effet positif du grenailage laser sur la pièce. Alternativement, il faudra se tourner vers une configuration favorisant une détente courte du plasma, pour réduire le chargement thermique et donc la profondeur affectée thermiquement.

Ceci peut permettre d'expliquer les résultats obtenus par les équipes de Toshiba avec des taches très petites ($\approx 800\ \mu\text{m}$) : dans cette configuration, la zone affectée thermiquement est supposée être de l'ordre de 5 à $10\ \mu\text{m}$.

D'une part, Sano ne mesure aucune zone en traction : cette dernière est probablement trop fine (5 - $10\ \mu\text{m}$) par rapport à la profondeur moyennée par les Rayons X ($\approx 20\ \mu\text{m}$). D'autre part, ceci pourrait aussi expliquer pourquoi la performance des pièces traités sous cette configuration est bonne : la très faible profondeur affectée thermiquement est ici typiquement en-dessous de l'épaisseur critique (inférieure à la taille d'un grain).

Toutes choses étant égales par ailleurs, l'utilisation d'un revêtement thermoprotecteur permet aussi de conserver un bon état de surface : non oxydé et avec une faible rugosité.

La rugosité est un paramètre important dans l'amorçage des fissures, puisqu'aux échelles considérées les creux présents en surface peuvent concentrer les contraintes, et faciliter l'initiation des fissures [90].

Cependant, concernant l'oxydation d'une fine couche en surface, il semblerait que cet effet soit tout de même bénéfique pour lutter contre la corrosion par une réduction de l'activité chimique de la surface comparé à une surface non-oxydée d'un matériau non traité [91, 92, 93]. Ceci peut tout de même être nuancé, puisque une amélioration des performances contre la corrosion apparaît aussi pour un traitement avec revêtement thermoprotecteur [94, 95], imputable à une recristallisation des grains.

Ces deux éléments, encore une fois, semblent expliquer les résultats positifs obtenus par la méthode Toshiba que ce soit en termes de tenue à la fatigue, qu'en résistance à la corrosion et ce malgré un état de surface très rugueux et affecté thermiquement [96].

● EFFETS MÉCANIQUES DU REVÊTEMENT

Enfin, comme nous l'avons vu précédemment (I.1.2), un second avantage du revêtement consiste dans le phénomène de désadaptation d'impédance induite, et à l'augmentation (20 à 50 %) de pression. Ainsi, quitte à utiliser ce revêtement thermoprotecteur, il serait judicieux de le choisir de façon à maximiser la pression transmise. Ce revêtement devra donc être de faible impédance acoustique et isoler suffisamment le métal pour ne pas induire de contraintes de traction sur une épaisseur supérieure à l'épaisseur critique.

Damien Courapied a étudié l'utilisation de plusieurs revêtements [97]. Ses travaux montrent que d'une part la nature du matériau joue un rôle sur l'augmentation de pression induite, et d'autre part que l'épaisseur du revêtement a aussi une importance : si celle-ci est trop faible (par rapport à l'épaisseur e du choc de durée τ_c : $e = \tau_c D$, avec D la vitesse de l'onde) alors le phénomène de désadaptation d'impédance devient moins efficace.

● CONDITION NÉCESSAIRE - FORT RECOUVREMENT

L'utilisation de petites taches focales pour réduire les effets thermiques s'accompagne nécessairement d'une plus forte atténuation de l'onde de choc par les effets 2D. En conséquence, les résultats positifs obtenus par grenailage laser sans revêtement thermoprotecteur l'ont tous été dans une configuration dite à fort recouvrement surfacique : entre 1000 à 3000 % (soit de l'ordre de 1000 à 3000 tirs/cm², contre 200 à 500 % de recouvrement pour une configuration avec revêtement; le taux de recouvrement est défini par

l'équation III.41, page 195, et correspond à la surface commune recouverte par deux tirs lasers successifs).

Rubio-Gonzales a étudié l'impact de différents taux de recouvrement sur la performance d'une pièce traitée sans protection thermique [98]. Les résultats montrent une amélioration de la performance avec l'augmentation du taux de recouvrement, comme illustré sur la Figure I.26. De surcroît, Il semblerait même qu'une certaine densité minimale de recouvrement soit requise pour qu'une nette différence sur les performances apparaissent entre une pièce non traitée et une pièce traitée sans revêtement, comme l'indiquent les résultats de Zhou [99].

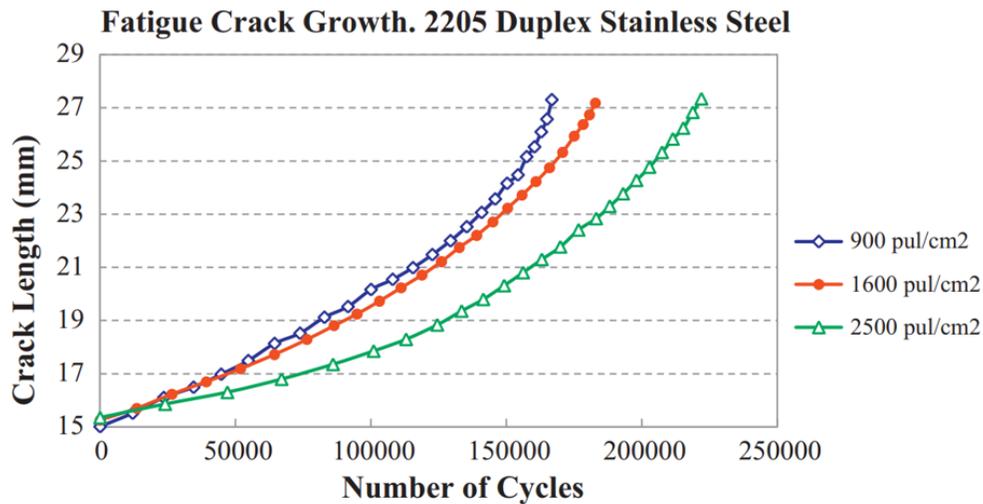


FIGURE I.26 – Taille caractéristique des fissures (mm) en fonction du nombre de chargements cycliques subi par la pièce traitée sans revêtement thermique pour différents taux de recouvrement [98]

Type de recouvrement	Aucun	Faible 1D	Fort 1D	Fort 2D
Schéma de recouvrement				
État final des contraintes	Tension au centre (rouge) Compression à l'extérieur (bleu)	Tension	Compression	Compression

FIGURE I.27 – Impact du taux de recouvrement sur l'état global de compression (bleu) ou de tension (rouge) de la surface [100]

Par ailleurs, dernièrement et à partir de mesures par Rayons X sur différentes configurations (Figure I.27), Sano a proposé une explication sur l'amélioration observée de l'efficacité d'un traitement sans revêtement avec l'augmentation du taux de recouvrement [100].

Les mesures réalisées par Sano montrent que si la tache laser est effectivement mise sous tension par les effets thermiques (sur une épaisseur discutée précédemment), il existe en revanche une zone en dehors de la tache laser où les contraintes passent en compression. Ainsi, en choisissant judicieusement le taux de recouvrement en regard de cette zone extérieure en compression, il est possible d'obtenir une configuration où l'ensemble de la surface sera mise en compression. Ce taux optimal de recouvrement dépend principalement des paramètres laser utilisés, ainsi que des paramètres mécaniques et thermiques du matériau grenailé.

Un corollaire direct, et important pour les applications industrielles, d'une configuration sans revêtement est l'augmentation du temps de traitement surfacique.

En effet, d'un côté les forts taux de recouvrement reviennent à considérer une surface effective à traiter 3 à 10 fois plus grande; d'autre part l'utilisation de petites taches (800 μm vs 5 mm) équivaut à traiter une surface effective environ 40 fois plus grande. Somme toute, dans le pire des cas, pour une surface donnée traitée avec revêtement thermique, la surface à traiter sans revêtement sera 400 fois plus grande.

En conséquence, et malgré le gain en temps et en argent obtenu en s'affranchissant du revêtement thermoprotecteur, l'utilisation des forts taux de recouvrement couplée aux petites taches laser augmentent le temps de traitement. Il semble alors impossible d'envisager une configuration sans revêtement comme industriellement viable avec les systèmes lasers actuellement utilisés, cadencés entre 5 et 10 Hz.

Cela explique sans doute pourquoi cette configuration n'est actuellement appliquée que dans les cas où le revêtement thermoprotecteur n'est tout simplement pas utilisable (cuve de réacteur, sous eau et en milieu radioactif).

I.2.4 Développements récents - confinements solides

Bien qu'initialement le régime confiné fut introduit avec un confinement solide (verre), et malgré des niveaux de pressions légèrement plus faibles avec un confinement eau, ce dernier a rapidement pris le relais sur les applications de choc laser et ce pour plusieurs raisons :

- Il s'adapte facilement à toutes les surfaces.
- Il est utilisable de façon répétable : en faisant circuler un film d'eau sur la surface à traiter, par exemple.
- Il s'implémente rapidement, et s'enlève facilement après traitement.
- Il est bon marché.

Cependant, l'eau (ou tout autre liquide) présente des inconvénients, notamment pour aller traiter des pièces situées près de composants électroniques durant des phases de maintenance : typiquement dans un cockpit d'avion.

Ainsi, des travaux se sont portés sur la recherche de nouveaux confinements permettant de remplacer l'eau sur ces applications particulières [30, 101]. Les matériaux trop rigides, tels que le quartz ou le verre, ont été exclus du champ des possibles car inapplicables sur une surface non plane.

Courapied a étudié la possibilité d'utiliser d'autres confinements en comparant les pressions induites et les seuils de claquage [97]. Ces travaux font ressortir plusieurs candidats possibles : un adhésif double face Coroplast 9010, et certains vernis et gels.

Concernant la génération de pression, plusieurs paramètres doivent alors être considérés pour définir un « bon » confinement :

- L'impédance acoustique réduite Z (équation I.23) doit être proche, sinon supérieure, de celle obtenue avec l'eau (permettant d'obtenir une loi du type $P_{\text{plasma}} \approx 2\sqrt{I_{\text{laser}}}$).
- Le seuil de claquage doit être suffisamment élevé pour atteindre des pressions satisfaisantes ($P \approx [6-8]$ GPa).

Les polymères solides semblent se rapprocher le plus de cet objectif, et ont déjà montré des résultats très intéressants : les pressions induites sont similaires à celles obtenues en confinement eau, tout comme le seuil de claquage, ceci étant illustré sur la Figure I.28.

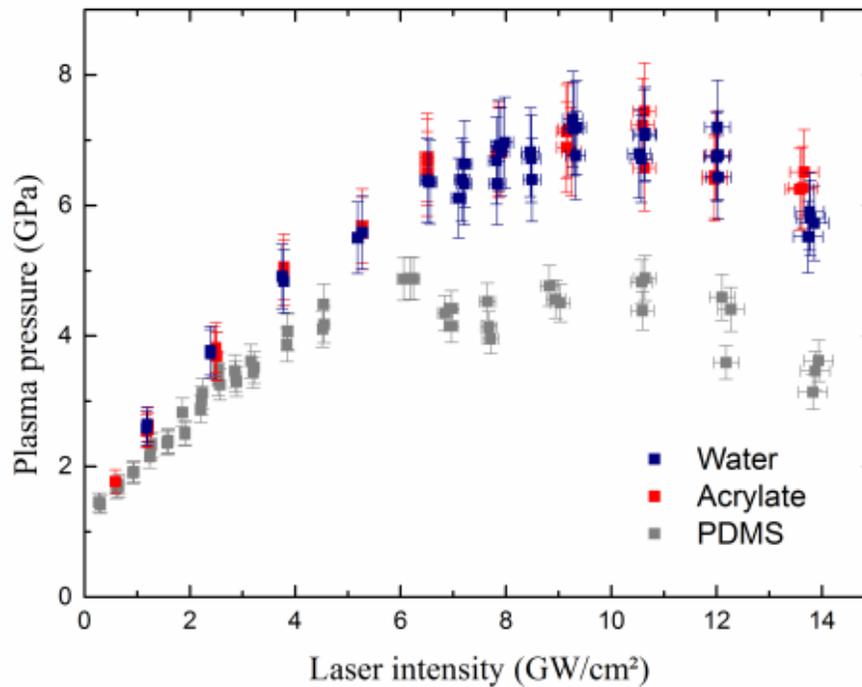


FIGURE I.28 – Pression du plasma (GPa) en fonction de l'intensité laser (GW/cm^2) pour trois confinements : l'eau, l'acrylate (polymère) et le PDMS (polymère) [30]

Cependant, en l'état actuel, ces solutions de confinements solides ne sont pas encore viables pour une application industrielle.

Corentin le Bras travaille dans le cadre de sa thèse avec Airbus sur le déploiement d'un tel confinement. Plusieurs problèmes sont encore à régler :

- Le confinement doit pouvoir être facilement applicable et détachable, dans un environnement industriel.
- Il doit rester chimiquement stable et transparent au rayonnement laser.
- Ses propriétés mécaniques doivent être maîtrisées pour faciliter les simulations numériques.
- Une solution doit être trouvée pour l'utiliser avec des taux de recouvrement non unitaires, notamment dans la stratégie de choix des trajectoires des tirs laser.

I.2.5 Bénéfices d'un traitement par choc laser et paramètres usuels

Les précédentes parties ont déjà permis de mettre en exergue certains aspects positifs du grenailage laser, et nous pouvons lister les avantages suivants :

- La formation d'un champ de contraintes résiduelles de compression en surface, allant d'une profondeur affectée de 200 μm à plus de 1 mm suivant le cas. Ces contraintes améliorent considérablement la durée de vie de la pièce en retardant l'initiation des fissures, et en freinant leur propagation [48, 91, 99, 102].
- Une recristallisation des grains, des changements de phase et l'augmentation du nombre de dislocations qui conduisent à une amélioration de la dureté et de la résistance mécanique de la pièce traitée [103, 104, 105, 106].
- Une meilleure résistance à l'usure mécanique (frottements) [9, 107, 108]. Ce point est singulièrement intéressant pour les applications faisant intervenir des systèmes de transmission et de réduction de puissance, par exemple.
- Une résistance accrue aux phénomènes de corrosion, et en particulier à la corrosion sous contrainte [7, 92, 94, 95]. Ce point est fondamentalement important pour les applications navales.

A ceci, nous pouvons aussi rajouter la possibilité de modeler la pièce sous une forme donnée (Laser Peen Forming, [109, 110]); idéalement, le formage doit être couplé, par des méthodes prédictives, au champ de contraintes résiduelles souhaité.

En outre, deux configurations ont été clairement identifiées : l'une classique, associée notamment aux applications aéronautiques (mise en oeuvre par les entreprises MIC et LSPT [111]), et une autre plus récente et associée aux applications nucléaires japonaises (Toshiba).

Ces configurations diffèrent d'un point de vue applicatif par l'utilisation ou non d'un revêtement thermoprotecteur, et d'un point de vue physique par la taille des taches laser utilisées et la valeur du taux de recouvrement. En conséquence, les énergies laser utilisées par impact et les fréquences nécessaires (par m^2 de surface traitée) sont aussi radicalement différentes entre ces deux configurations.

Somme toute, ce sont donc bien deux architectures lasers différentes qui doivent être utilisées pour mettre en oeuvre chaque méthode.

Le tableau I.1 récapitule les paramètres laser usuels pour le grenailage laser, sous les deux configurations identifiées. La configuration Toshiba tend vers de très petites taches, mais aussi vers des impulsions laser assez courtes : ceci permet alors de réduire les effets thermiques. En revanche, le taux de recouvrement doit alors être nettement augmenté. Enfin, les intensités laser utilisées sont similaires, puisque celles-ci dépendent du matériau à renforcer (seuil de plastification) et sont limitées par les phénomènes de claquage dans l'eau de confinement.

	Taille de la tache laser	Durée d'impulsion	Intensité Laser	Longueur d'onde	Taux de recouvrement
Configuration MIC/LSPT	2 – 10 mm	5 – 25 ns	2 – 10 GW/cm ²	1064 nm	100 – 500 %
Configuration Toshiba	500 – 800 μm	1 – 10 ns	2 – 10 GW/cm ²	532 nm	1000 – 5000 %

Tableau I.1 – Paramètres usuels utilisés suivant la configuration de grenailage laser

Le tableau I.2 compare quant à lui les architectures lasers utilisées. La méthode Toshiba se tourne vers des lasers de très faible énergie, mais sous hautes cadences. Ceci permet par ailleurs à l'impulsion laser d'être transportée par fibre optique.

	Energie par impulsion laser	Fréquence de répétition	Distribution
Configuration MIC/LSPT	5 – 30 J	1 – 10 Hz	Aérienne (miroirs)
Configuration Toshiba	50 – 200 mJ	50 – 100 Hz	Fibre optique (10 – 50 m)

Tableau I.2 – Paramètres du système laser utilisé suivant la configuration de grenailage laser

Pour des raisons d'efficacité et de limitation des pertes (effets non-linéaires), il est préférable d'utiliser une longueur d'onde infrarouge lors du transport d'un faisceau énergétique par fibre optique. Cependant, Toshiba s'est tourné vers la longueur d'onde visible de 532 nm à cause de l'environnement de travail : les cuves sont remplies d'eau, qui absorbe notablement le rayonnement infrarouge là où l'absorption dans le visible est négligeable.

I.3 Projet ANR - Forge Laser

Cette thèse CIFRE, en partenariat entre l'entreprise Thales et le laboratoire PIMM s'est aussi déroulée au sein du projet ANR (Agence National de la Recherche) Forge Laser (ANR-18-CE08-0026).

Quatre industriels (Airbus, Imagine Optic, Rescoll et Thales) et trois laboratoires (CEA, I2M et PIMM) ont été impliqués au sein de ce projet adressant le secteur aéronautique.

L'objectif in fine visé par ce projet est de faire émerger un réseau de leaders européens en machines et prestations de grenailage laser. Il sera alors possible de traiter les avions du futur, conçus en conséquence avec des pièces complexes. Cela s'inscrit aussi dans une démarche écologique, puisque les futurs avions seront plus légers, ce qui contribuera à l'effort global souhaité sur la réduction en consommation de carburant.

I.3.1 Contexte et objectifs du projet

Les structures des avions ne cessent d'évoluer, en particulier vis-à-vis des défis d'efficacité énergétique qui nécessitent d'obtenir des matériaux toujours plus légers.

Soit cela est effectué en utilisant de nouveaux matériaux, plus légers (cela concerne en particulier ce qu'on appelle les composites, mais ceux-ci présentent d'autres problématiques notamment de recyclage et de fiabilité [47]); soit cela est réalisé par l'ajout de nombreux alésages ou ajourages sur les composants des avions.

Ces alésages modifient néanmoins radicalement le comportement mécanique de la structure, en particulier face aux phénomènes de fatigue. En effet, à l'instar des trous de rivet, ces zones sont dites à concentration de contraintes (du fait de leur géométrie), et les fissures s'y amorcent et s'y propagent plus facilement [112]. Ainsi, ces zones critiques doivent faire l'objet d'une surveillance particulière et d'une maintenance régulière.

Le projet Forge souhaite aborder cette problématique en ouvrant la voie à un traitement par grenailage laser, à la fois en production et en maintenance, de ces zones sensibles. De surcroît, ces zones sont difficiles d'accès (zones dites claustrées) et cette difficulté devra être surmontée, notamment pour permettre l'émergence d'applications aujourd'hui non réalisables.

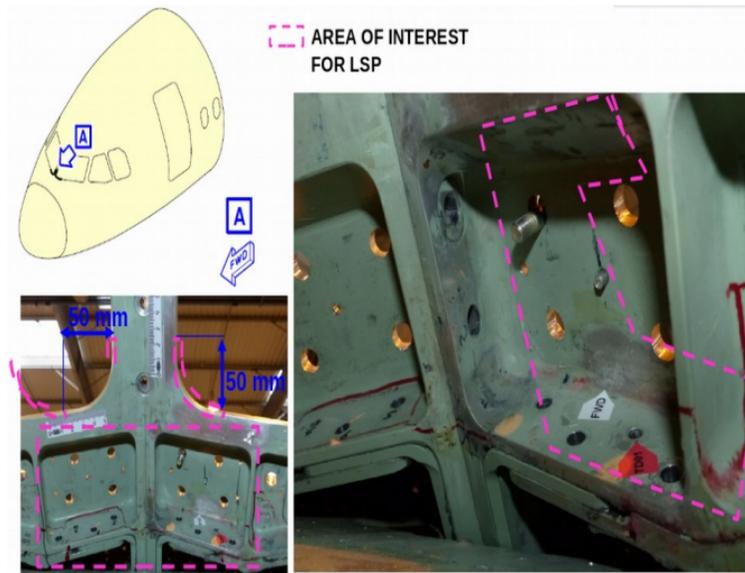


FIGURE I.29 – Exemple d’une zone d’intérêt (Airbus) pour le grenailage laser

Plusieurs défis ont été identifiés et doivent être relevés :

- Traiter des surfaces claustrées et dans des environnements complexes (proches d’équipements électroniques ou parsemés de kérosène) : le procédé doit être repensé, tout comme le transport optique du faisceau laser.
- S’affranchir du revêtement thermoprotecteur : étude de l’interaction laser/matière pour trouver et comprendre une configuration fonctionnelle.
- Développer un confinement solide souple à base de polymères.
- Modéliser numériquement l’ensemble du procédé (du plasma à la plastification) afin de pouvoir prédire les contraintes résiduelles obtenues en fonction des paramètres laser et du matériau traité.
- Développer un nouveau système laser adapté à la configuration du projet, cette configuration devant répondre aux précédents défis identifiés.

Les matériaux visés sont des aluminiums aéronautiques (série 7000 et 2000). La portée industrielle est d’envergure car aujourd’hui, ce ne sont pas moins de 11 000 avions Airbus qui sont en service, et qui nécessitent d’être traités en phase de maintenance. Rajoutons à cela qu’environ 500 avions sont produits annuellement, et doivent être traités préventivement. A fortiori, la conception des futurs avions sera amenée à évoluer en fonction des procédés disponibles sur le marché : le grenailage laser peut donc permettre d’accélérer l’innovation sur les structures dans l’aéronautique.

I.3.2 Développement d'une nouvelle configuration associée au laser Thales THEIA

Les défis du projet Forge impliquent de se tourner vers une configuration proche de celle utilisée par Toshiba pour ses centrales nucléaires : transport du faisceau par fibre optique, réalisation d'un traitement sans revêtement termoprotecteur, et utilisation de taches laser submillimétriques avec un fort taux de recouvrement.

Ces éléments font que les systèmes lasers actuellement utilisés (10-50 J, 10-20 ns, 1-10 Hz) ne sont pas viables car :

- Sur-dimensionnés en énergie : à petites taches, l'intensité de claquage ($I_c \approx 10 \text{ GW/cm}^2$) est atteinte pour une énergie de l'ordre de 0,5 à 1 J.
- Sous-dimensionnés en fréquence : La vitesse de traitement surfacique (fonction de la taille de la tache focale et du taux de recouvrement) est bien trop faible à ces cadences (10 Hz) de fonctionnement.

La nouvelle configuration proposée par Thales dans le cadre de Forge se base sur un nouveau système laser, pompé par diodes et présenté dans la section II.8.2 : le laser THEIA. Ce laser vise la gamme d'énergie [0,5-1] J (en fonction de la longueur d'onde) sous une fréquence de répétition inédite en grenailage laser : 200 Hz.

Un des objectifs de cette thèse, particulièrement au sein de Forge, est de définir les spécifications du laser qui sera adapté pour faire du grenailage laser en zone claustrée sans revêtement.

Une étude de l'interaction laser/matière sera donc réalisée pour mieux comprendre le chargement thermique et mécanique du plasma, et identifier la gamme de taches laser à utiliser. De même, et en utilisant le système THEIA, les contraintes résiduelles après grenailage laser seront étudiées pour différents taux de recouvrement afin de mieux appréhender le choix de ces derniers. Enfin, des défis (principalement liés au confinement eau) seront aussi à relever sur les aspects procédés du fait de la très haute fréquence utilisée.

En conséquence, la plage des paramètres laser idéaux (énergie et durée d'impulsion), fonctions du matériau et de sa limite élastique, pourra alors être spécifiée. Ceci devra être mis en regard des possibilités technologiques actuelles pour trouver la configuration la plus rentable en termes de rapport entre la vitesse de traitement surfacique (fréquence du laser) et le coût du système laser.

Conclusion - Chapitre I

Dans ce premier chapitre introductif, nous avons vu que le grenailage laser est un procédé assez récent qui peine à s'imposer industriellement, même si les dernières tendances montrent une éclosion mondiale de la recherche académique et des applications industrielles.

Nous avons décrit les principaux mécanismes impliqués dans le grenailage laser : absorption de l'énergie laser, création d'un plasma haute pression qui induit une onde de choc dans la matière, plastification de cette dernière et, enfin, création d'un champ de contraintes résiduelles de compression qui améliorent notablement les propriétés de la pièce traitée.

A travers l'état de l'art, nous avons rappelé l'influence des différents paramètres impliqués (longueur d'onde, durée d'impulsion, énergie, tache focale) sur la génération de pression (amplitude et durée) et l'apparition des phénomènes de claquage qui limitent la pression maximale accessible. Plus précisément, nous avons pu relier ces différents éléments à des critères importants pour le procédé : profondeur plastifiée, zone affectée thermiquement (si traitement sans revêtement thermoprotecteur), performance en fatigue.

Nous avons pu montrer la précision obtenue jusqu'à aujourd'hui par les modèles analytiques et numériques dans les configurations 1D, et mis en lumière l'importance du développement futur de modèles 2D. En particulier, avec l'émergence des traitements sans revêtement thermoprotecteur, couplé à un besoin industriel (nouvelles applications ou nouveau marché), il devient nécessaire de maîtriser correctement le chargement (pression et température) appliqué dans le cas des petites taches laser submillimétriques pour lesquelles l'hypothèse 1D n'est plus applicable.

Les objectifs principaux de cette thèse seront donc de comprendre (expérimentalement et théoriquement) l'interaction laser/matière pour des taches laser submillimétriques, puis d'implémenter une configuration basée sur celles-ci. Singulièrement, des forts taux de recouvrement devront être utilisés, et mieux compris, et couplés à l'utilisation d'une architecture laser révolutionnaire pour le grenailage laser. Ceci sera réalisé grâce au laser Thales THEIA (1J - 200 Hz), et de nombreux défis seront examinés.

En outre, dans l'objectif de pouvoir traiter de nouveaux matériaux, les phénomènes de claquage seront étudiés plus en profondeur, en particulier pour développer une nouvelle configuration pour laquelle les claquages surviennent plus tardivement.

Bibliographie - Chapitre I

- [I-1] P.E. Cary. History of the Shot Peening. *Int. Conf. Shot Peening, ICPS-1, Paris*, 1981.
<https://www.shotpeener.com/library/pdf/1981028.pdf>.
- [I-2] T.H. Maiman. Stimulated Optical Radiation in Ruby. *Nature*, 187 :493–494, 1960.
<https://www.nature.com/articles/187493a0>.
- [I-3] T. Sakka, K. Takatani, Y.H. Ogata, and M. Mabuchi. Laser ablation at the solid-liquid interface : transient absorption of continuous spectral emission by ablated aluminium atoms. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 35(12) :65–73, 2002.
<http://stacks.iop.org/JPhysD/35/65>.
- [I-4] P. Peyre, R. Fabbro, P. Merrien, and H P. Lieurade. Laser shock processing of aluminium alloys. application to high cycle fatigue behaviour. *Material Science and Engineering*, A210(3) :102–113, 1996.
[https://doi.org/10.1016/0921-5093\(95\)10084-9](https://doi.org/10.1016/0921-5093(95)10084-9).
- [I-5] D. Furfari. Laser Shock Peening to Repair, Design and Manufacture Current and Future Aircraft Structures by Residual Stress Engineering. *Advanced Material Research*, 891-892 :992–1000, 2014.
<https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/AMR.891-892.992>.
- [I-6] M. Pavan. *Laser shock peening for fatigue life enhancement of aerospace components*. Thèse de Doctorat, Coventry University, 2017.
<https://curve.coventry.ac.uk/open/file/e269173a-92c3-4bde-8b58-64088dadb88b/1/Binder4.pdf>.
- [I-7] Y. Sano. Quarter Century Development of Laser Peening without Coating. *Metals*, 10 (152), 2020.
<https://doi.org/10.3390/met10010152>.
- [I-8] P. Ganesh, R. Sundar, H. Kumar, R. Kaul, K. Ranganathan, P. Hedao, P. Tiwari, L.M. Kukreja, S.M. Oak, S. Dasari, and G. Raghavendra. Studies on laser peening of spring steel for automotive applications. *Optics and Lasers in Engineering*, 50 :678–686, 2012.
<https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2011.11.013>.

- [I-9] J. Park, I. Yeo, I. Jang, and S. Jeong. Improvement of friction characteristics of cast aluminum-silicon alloy by laser shock peening. *Journal of Material Processing Tech.*, 266(10) :283–291, 2018.
<https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2018.11.007>.
- [I-10] R. Sonntag, J. Reinders, J. Gibmeier, and J.P Kretzer. Fatigue Performance of Medical Ti6Al4V Alloy after Mechanical Surface Treatments. *Mechanical Surface Treatments Für Medical*, 2015.
<https://doi.org/10.1371/journal.pone.0121963>.
- [I-11] C.A. Askaryan and E. Moroz. Pressure on evaporation of matter in a radiation beam. *J.Exptl.Theoret.Phys (USSR)*, 43 :2319–2320, 1962.
http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_016_06_1638.pdf.
- [I-12] C. Phipps, J. Luke, and W. Helgeson. Laser space propulsion overview. *Proc. of SPIE*, 6606 (660602), 2007.
<https://doi.org/10.1117/12.7294>.
- [I-13] C. Phipps. Laser Space Debris Removal : Now, not Later. *Proc. of SPIE*, 9255(660602), 2015.
<https://doi.org/10.1117/12.2081487>.
- [I-14] R.M. White. Generation of Elastic Waves by Transient Surface Heating. *Journal of Applied Physics*, 34(12) :3559–3567, 1963.
<https://doi.org/10.1063/1.1729258>.
- [I-15] R.V. Ambartsumyan, N.G. Basov, V.A Boiko, V.S Zuev, O.N Krokhin, P.G Kryukov, Y.V. Senat-Skii, and Y.Y Stoilov. Heating of matter by focused laser radiation. *SOVIET PHYSICS JETP*, 21(6) :1061–1064, 1965.
http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_021_06_1061.pdf.
- [I-16] A. Caruso, B. Bertotti, and P. Giupponi. Ionization and heating of solid material by means of a laser pulse. *Il Nuovo Cimento B*, 45 :176–189, 1966.
<https://doi.org/10.1007/BF02728636>.
- [I-17] N C. Anderholm. Laser-generated stress waves. *Applied Physics Letters*, 16(3) :113–115, 1970.
<https://doi.org/10.1063/1.1653116>.

- [I-18] R. Fabbro, J. Fournier, P. Ballard, D. Devaux, and J. Virmont. Physical study of laser-produced plasma in confined geometry. *Journal of Applied Physics*, 68(2) :775–784, 1990.
<https://doi.org/10.1063/1.346783>.
- [I-19] P. Ballard, J. Fournier, R. Fabbro, J. Frelat, and L. Castex. Study of the plastification of metallic targets shocked by a laser pulse of high energy. *Journal de Physique*, 49(9) :401–406, 1988.
<https://doi.org/10.1051/jphyscol:1988357>.
- [I-20] B. P. Fairand, B. A. Wilcox, W. J. Gallagher, and D. N. Williams. Laser shock-induced microstructural and mechanical property changes in 7075 aluminum. *Journal of Applied Physics*, 43(9) :3893–3895, 1972.
<https://doi.org/10.1063/1.1661837>.
- [I-21] J.D. O’Keefe and C.H. Skeen. Laser-induced deformation modes in thin metal target. *Journal of Applied Physics*, 44(10) :4622–4626, 1973.
<https://doi.org/10.1063/1.1662012>.
- [I-22] J.A. Fox. Effect of water and paint coatings on laser irradiated targets. *Applied Physics Letter*, 24(10) :461–464, 1974.
<https://doi.org/10.1364/JOSAB.20.000770>.
- [I-23] P. Ballard. *Contraintes résiduelles induites par impact rapide. Application au choc-laser*. Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique, 1991.
<https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-00001897/document>.
- [I-24] L. Berthe. *Processus de claquage de milieux transparents sous irradiation laser. Application au choc laser en régime de confinement par eau*. Thèse de Doctorat, Université Paris XI Orsay, 1998.
<http://www.theses.fr/fr/1998PA112114>.
- [I-25] A. Sollier. *Étude des plasmas générés par interaction laser-matière en régime confiné. Application au traitement des matériaux par choc laser*. Thèse de Doctorat, Université de Versailles St-Quentin, 2002.
<http://www.theses.fr/fr/069929394>.

- [I-26] Y. Sano, N. Mukai, K. Okazaki, and M. Obata. Residual stress improvement in metal surface by underwater laser irradiation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, B121(3) :432–436, 1997.
[https://doi.org/10.1016/S0168-583X\(96\)00551-4](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(96)00551-4).
- [I-27] Y. Sano. *Development and Applications of Laser Peening without Coating as a Surface Enhancement Technology*. Photonics North SPIE, 2006.
<https://doi.org/10.1117/12.707937>.
- [I-28] S. Bardy, B. Aubert, T. Bergara, L. Berthe, P. Combis, D. Hébert, E. Lescoute, Y. Rouchausse, and L. Videau. Development of a numerical code for laser-induced shock waves applications. *Optics and Laser Technology*, 124(105983) :1–12, 2020.
<https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2019.105983>.
- [I-29] M. Scius-Bertrand, L. Videau, A. Rondepierre, E. Lescoute, Y. Rouchausse, J. Kaufman, D. Rostohar, J. Brajer, and L. Berthe. Laser induced plasma characterization in direct and water confined regimes : New advances in experimental studies and numerical modelling. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 54(5), 2020.
<https://doi.org/10.1088/1361-6463/abc040>.
- [I-30] C. Le Bras, A. Rondepierre, R. Seddik, M. Scius-Bertrand, Y. Rouchausse, L. Videau, B. Fayolle, M. Gervais, L. Morin, S. Valadon, R. Ecault, D. Furfari, and L. Berthe. Laser Shock Peening : Toward the Use of Pliable Solid Polymers for Confinement. *Metals*, 9,793 (3) :1–13, 2019.
<https://doi.org/10.3390/met9070793>.
- [I-31] P. Mora. Theoretical model of absorption of laser light by a plasma. *The Physics of Fluids*, 25(6) :1051–1056, 1982.
<https://doi.org/10.1063/1.863837>.
- [I-32] M. Kundu. Collisional absorption of laser light in under-dense plasma : The role of Coulomb logarithm. *Physics of Plasmas*, 21, 2014.
<https://doi.org/10.1063/1.4862038>.
- [I-33] M. Sharifian, F. Ghozeisi, and N. Firouzi Farrashbandi. Inverse Bremsstrahlung absorption in under-dense plasma with Kappa distributed electrons. *AIP Advances*, 7, 2017.
<https://doi.org/10.1063/1.4983475>.

- [I-34] L. Spitzer and R. Härm. Transport Phenomena in a Completely Ionized Gas. *Physical Review*, 89(5) :977–981, 1953.
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.89.977>.
- [I-35] A. Pirri. Theory for momentum transfer to a surface with a high-power laser. *The physics of fluids*, 16(9) :1435–1440, 1973.
<https://doi.org/10.1063/1.1694538>.
- [I-36] A. Pirri, R.G. Root, and P.K.S Wu. Plasma Energy Transfer to Metal Surfaces Irradiated by Pulsed Lasers. *AIAA Journal*, 16(12) :1296–1304, 1978.
<https://doi.org/10.2514/3.61046>.
- [I-37] F. Deneuille. *Étude de la dynamique électronique des plasmas denses et tièdes par interférométrie optique*. Thèse de Doctorat, Université de Bordeaux 1, 2013.
<http://www.theses.fr/2013BOR14767>.
- [I-38] R.W. Lee et al. Finite temperature dense matter studies on next-generation light sources. *Journal of the Optical Society of America B*, 20(4) :770–778, 2003.
<https://doi.org/10.1364/JOSAB.20.000770>.
- [I-39] J.P. Cuq-Lelandais. *Étude du comportement dynamique de matériaux sous choc laser subpicoseconde*. Thèse de Doctorat, ISAE-ENSMA École Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique, Poitiers, 2010.
<https://www.theses.fr/176642870>.
- [I-40] Y. Zel'dovich and Y. Raizer. *Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena*. Editions Dover, 2002.
- [I-41] Z. Rosenberg. On the relation between the Hugoniot elastic limit and the yield strength of brittle materials. *Journal of Applied Physics.*, 74(1) :752–753, 21993.
<https://doi.org/10.1063/1.355247>.
- [I-42] M. Boustie, J.P. Cuq-Lelandais, L. Berthe, C. Bolis, S. arradas, M. Arrigoni, T. De Resseguier, and M. Jeandin. Damaging of material by bi-dimensional dynamic effects. *American Institute of Physics*, 955 :1323–1326, 2007.
<https://doi.org/10.1063/1.2832967>.

- [I-43] M. Boustie, J.P. Cuq-Lelandais, C. Bolis, L. Berthe, S. Barradas, M. Arrigoni, T. de Resseguier, and M. Jeandin. Study of damage phenomena induced by edge effects into materials under laser driven shocks. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 40(22) : 7103–7108, 2007.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/40/22/036>.
- [I-44] M. Ghrib, L. Berthe, N. Mechbal, M. Rebillat, M. Guskov, R. Ecault, and N. Bedreddine. Generation of controlled delaminations in composites using symmetrical laser shock configuration. *Composite Structures, Elsevier*, 171 :286–297, 2017.
<https://doi.org/10.1016/j.compstruct.2017.03.039>.
- [I-45] Ayad et al. High strain rate laser shock propagation through Aluminum alloy. *Metals*, 2022. (à paraître).
- [I-46] L. Berthe, M. Arrigoni, M. Boustie, J.P. Cuq-Lelandais, C. Broussillou, G. Fabre, M. Jeandin, V. Guipond, and M. Nivard. State-of-the-art laser adhesion test (LASAT). *Nondestructive Testing and Evaluation*, 26(3-4) :303–317, 2011.
<https://doi.org/10.1080/10589759.2011.573550>.
- [I-47] M. Sagnard, R. Ecault, F. Touchard, M. Boustie, and L. Berthe. Development of the symmetrical laser shock test for weak bond inspection. *Optics and Laser Technology*, 111 :644–652, 2018.
<https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2018.10.052>.
- [I-48] P. Peyre, L. Berthe, X. Scherpereel, and R. Fabbro. Laser-shock processing of aluminium-coated 55C1 steel in water-confinement regime, characterization and application to high-cycle fatigue behaviour. *Journal of Materials Science*, 33 :1421–1429, 1998.
<https://doi.org/10.1023/A:1004331205389>.
- [I-49] P. Peyre, L. Berthe, X. Scherpereel, R. Fabbro, and E. Bartnicki. Experimental study of laser-driven shock waves in stainless steels. *Journal of Applied Physics*, 84(11) :5985–5992, 1998.
<https://doi.org/10.1063/1.368894>.
- [I-50] L.M. Barker and R.E. Hollenbach. Laser interferometer for measuring high velocities of any reflecting surface. *Journal of Applied Physics*, 43(11) :4669–4675, 1972.
<https://doi.org/10.1063/1.1660986>.

- [I-51] O.T. Strand, D.R. Goosman, C. Martinez, T.L. Whitworth, and W.W. Kuhlow. Compact system for high-speed velocimetry using heterodyne techniques. *Review of Scientific Instruments*, 77, 2006.
<https://doi.org/10.1063/1.2336749>.
- [I-52] U. Welzel, J. Ligot, P. Lamparter, A.C. Vermeulen, and E.J. Mittemeijer. Stress analysis of polycrystalline thin films and surface regions by X-ray diffraction. *Journal of Applied Crystallography*, 38 :1–29, 2005.
<https://doi.org/10.1107/S0021889804029516>.
- [I-53] R. Guinebretière. *Diffraction des rayons X sur échantillons polycristallins*. Lavoisier, 2002.
- [I-54] F. Belahcene and J. Lu. Determination of residual stress using critically refracted longitudinal waves and immersion mode . *The Journal of Strain Analysis for Engineering Design*, 37(1), 2002.
<https://doi.org/10.1243/0309324021514790>.
- [I-55] A. Niku-Lari, J. Lu, and J.F. Flavenot. Measurement of residual-stress distribution by the incremental hole-drilling method. *Journal of Mechanical Working Technology*, 11 :167–188, 1984.
[https://doi.org/10.1016/0378-3804\(85\)90023-3](https://doi.org/10.1016/0378-3804(85)90023-3).
- [I-56] J.P. Nobre, C. Polese, and S. Staden. Incremental Hole Drilling Residual Stress Measurement in Thin Aluminum Alloy Plates Subjected to Laser Shock Peening. *Experimental Mechanics*, 60 :553–564, 2020.
<https://doi.org/10.1007/s11340-020-00586-5>.
- [I-57] J. Petit. *Comportement élasto-plastique et localisation des déformations - Étude multi-échelle par ESPI et émission acoustique*. Thèse de Doctorat, Université de Technologie de Troyes, 2010.
<http://www.theses.fr/2010TROY0017>.
- [I-58] J. Petit, G. Montay, and M. François. Localisation Phenomenon Investigation on SMATed Stainless Steel Samples by Speckle Interferometry. *Strain, Wiley-Blackwell*, 47 :363–371, 2011.
<https://doi.org/10.1111/j.1475-1305.2009.00726.x>.

- [I-59] F. Archie, M.Z. Mughal, M. Sebastiani, E. Bemporad, and S. Zaefferer. Anisotropic distribution of the micro residual stresses in lath martensite revealed by FIB ring-core milling technique. *Acta Materialia*, 150 :327–338, 2018.
<https://doi.org/10.1016/j.actamat.2018.03.030>.
- [I-60] N. Kashaev, V. Ventzke, M. Horstmann, S. Chupakhin, S. Riekehr, R. Falck, E. Maawad, P. Staron, N. Schell, and N. Huber. Effects of laser shock peening on the microstructure and fatigue crack propagation behaviour of thin AA2024 specimens. *International Journal of Fatigue*, 98 :223–233, 2017.
<https://doi.org/10.1016/j.ijfatigue.2017.01.042>.
- [I-61] G.R. Bennett, J.S. Wark, D.J. Heading, N.C. Woolsey, H. He, R. Cauble, R.W. Lee, and P. Young. Production of strongly coupled plasmas by the laser irradiation of thin metallic films confined within micrometer-scale gaps by transparent insulators. *Physical Review E*, 50(3935), 1994.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.50.3935>.
- [I-62] W. Zhang and Y. Yao. Modeling and simulation improvement in laser shock processing. *ICALEO*, 59, 2001.
<https://doi.org/10.2351/1.5059914>.
- [I-63] G.A. Simons. Asymptotic Theory for the Momentum Transfer to a Surface when Irradiated by a High Power Laser. *AIAA Plasma Dynamics and Lasers Conference*, 1984.
<https://doi.org/10.2514/6.1984-1589>.
- [I-64] C. Phipps, T. Turner, R. Harrison, G. York, W. Osborne, G. Anderson, X. Corlis, L. Haynes, H. Steele, and K. Spicochi. Impulse coupling to targets in vacuum by KrF, HF, and CO₂ single pulse lasers. *Journal of Applied Physics*, 64(3) :1083–1096, 1988.
<https://doi.org/10.1063/1.341867>.
- [I-65] S. Bardy. *Contrôle et optimisation du test d'adhérence par choc laser sur assemblages collés*. Thèse de Doctorat, École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers, 2017.
<http://www.theses.fr/2017ENAM0061>.
- [I-66] A.H. Clauer, J.H. Holbrook, and B.P. Fairand. Effects of Laser Induced Shock Waves on Metals. *Shock Waves and High-Strain-Rate Phenomena in Metals*, pages 675–702, 1981.
https://doi.org/10.1007/978-1-4613-3219-0_38.

- [I-67] B. Wu and Y.C. Shin. A self-closed thermal model for laser shock peening under the water confinement regime configuration and comparisons to experiments. *J.Appl.Phys*, 97(113517), 2005.
<https://doi.org/10.1063/1.1915537>.
- [I-68] B. Wu and Y.C. Shin. A one-dimensional hydrodynamic model for pressures induced near the coating-water interface during laser shock peening. *J.Appl.Phys*, 101(023510), 2005.
<https://doi.org/10.1063/1.2426981>.
- [I-69] L. Berthe, R. Fabbro, P. Peyre, and E. Bartnicki. Wavelength dependent of laser shock-wave generation in the water-confinement regime. *J. Appl. Phys*, 85(11) :7552–7555, 1999.
<https://doi.org/10.1063/1.370553>.
- [I-70] J.P. Colombier, P. Combis, F. Bonneau, R. Le Harzic, and E. Audouard. Hydrodynamic simulations of metal ablation by femtosecond laser irradiation. *Phys. Rev. B* 71, 71(16), 2005.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.71.165406>.
- [I-71] J.P. Cuq-Lelandais, M. Boustie, L. Berthe, T. de Rességuier, P. Combis, J.P. Colombier, M. Nivard, and A. Claverie. Spallation generated by femtosecond laser driven shocks in thin metallic targets. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 42(6), 2009.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/42/6/065402>.
- [I-72] E.D. Palik. *Handbook of Optical Constants of Solids*. Vol.3, 1998.
<https://www.sciencedirect.com/book/9780125444156/handbook-of-optical-constants-of-solids>.
- [I-73] F. Docchio, C.A. Sacchi, and J. Marshall. Experimental investigation of optical breakdown thresholds in ocular media under single pulse irradiation with different pulse durations. *Laser in Ophthalmology*, 1(2) :83–93, 1986.
<https://discovery.ucl.ac.uk/id/eprint/1474377>.
- [I-74] M. Adamson, A. Padmanabhan, G.J. Godfrey, and S.J. Rehse. Laser-induced breakdown spectroscopy at a water/gas interface : A study of bath gas-dependent molecular species. *Spectrochimica Acta Part B : Atomic Spectroscopy*, 62(12), 2007.
<https://doi.org/10.1016/j.sab.2007.10.022>.

- [I-75] D. Devaux. *Caractérisation des plasmas formés par laser impulsionnel en géométrie confinée. Application au choc laser*. Thèse de Doctorat, Université Paris XI, 1998.
<http://www.theses.fr/1993PA112323>.
- [I-76] Y.P. Raizer. Breakdown and heating of gases under the influence of a laser beam. *Soviet Physics Uspekhi*, 8(5) :650–673, 1965.
<https://doi.org/10.1070/PU1966v008n05ABEH003027>.
- [I-77] C. De Michelis. Laser Interaction With Solids - A bibliographical Review. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 6(10) :630–641, 1970.
<https://doi.org/10.1109/JQE.1970.1076329>.
- [I-78] P.K. Kennedy. A first-order model for computation of laser-induced breakdown thresholds in ocular and aqueous media : Part I - Theory. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 31(12) :2241–2250, 1995.
<https://doi.org/10.1109/3.477753>.
- [I-79] L.V. Keldish. Ionization in the field of a strong electromagnetic wave. *Soviet Physics JETP*, 20(5) :1307–1314, 1965.
http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_020_05_1307.pdf.
- [I-80] C. Grey Morgan. Laser-induced breakdown of gases. *Reports on Progress in Physics*, 38(5) :621–665, 1975.
<https://doi.org/10.1088/0034-4885/38/5/002>.
- [I-81] N.B. Delone. Multiphoton ionization of atoms. *Soviet Physics Uspekhi*, 18(3) :169–189, 1975.
<https://doi.org/10.1070/PU1975v018n03ABEH001952>.
- [I-82] J. Noack and A. Vogel. Laser-Induced Plasma Formation in Water at Nanosecond to Femtosecond Time Scales : Calculation of Thresholds, Absorption Coefficients, and Energy Density. *IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS*, 35(8) :1156–1168, 1999.
<https://doi.org/10.1109/3.777215>.
- [I-83] A. Vogel, K. Nahen, D. Theisen, and J. Noack. Plasma Formation in Water by Picosecond and Nanosecond Nd :YAG Laser Pulses—Part I : Optical Breakdown at Threshold and Superthreshold Irradiance. *IEEE JOURNAL OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS*, 2(4) :847–860, 1996.
<https://doi.org/10.1109/2944.577307>.

- [I-84] A. Sollier, L. Berthe, and R. Fabbro. Numerical modeling of the transmission of breakdown plasma generated in water during laser shock processing. *Eur. Phys. J. AP*, 16 (2), 2001.
<https://doi.org/10.1051/epjap:2001202>.
- [I-85] A. Sollier, L. Berthe, P. Peyre, E. Bartnicki, and R. Fabbro. Laser-matter interaction in laser shock processing. *Proc. SPIE 4831, First International Symposium on High-Power Laser Macroprocessing*, 4831, 2003.
<https://doi.org/10.1117/12.497617>.
- [I-86] H. Zhang, J. Lu, X. Ni, and Z. Shen. Numerical simulation for laser-induced breakdown thresholds and plasma formation in water. *Chinese Optics Letter*, 3, 2005.
- [I-87] H. Schmidt-Kloiber, G. Paltauf, and E. Reichel. Investigation of the probabilistic behavior of laserinduced breakdown in pure water and in aqueous solutions of different concentrations. *Journal of Applied Physics*, 66, 1989.
<https://doi.org/10.1063/1.343999>.
- [I-88] A.M. Korsunsky. On the modelling of residual stresses due to surface peening using eigenstrain distributions. *J. Strain Analysis*, 40(8), 2005.
<https://doi.org/10.1243/030932405X30984>.
- [I-89] A. Brand, J.F. Flavenot, R. Gregoire, and C. Tournier. *Données technologiques sur la fatigue - Mécaniques et matériaux*. CETIM, 1992.
- [I-90] J. Lai, H. Huang, and W. Buising. Effects of microstructure and surface roughness on the fatigue strength of high-strength steels. *Procedia Structural Integrity*, 2 :1213–1220, 2016.
<https://doi.org/10.1016/j.prostr.2016.06.155>.
- [I-91] Y. Sano, M. Obata, T. Kubo, N. Mukai, M. Yoda, K. Masaki, and Y. Ochi. Retardation of crack initiation and growth in austenitic stainless steels by laser peening without protective coating. *Materials Science and Engineering : A*, 417 :334–340, 2006.
<https://doi.org/10.1016/j.msea.2005.11.017>.
- [I-92] U. Trdan and J. Grum. Evaluation of corrosion resistance of AA6082-T651 aluminium alloy after laser shock peening by means of cyclic polarisation and EIS methods. *Corrosion Science*, 59 :324–333, 2012.
<https://doi.org/10.1016/j.corsci.2012.03.019>.

- [I-93] U. Trdan and J. Grum. Investigation of Corrosion Behaviour of Aluminium Alloy Subjected to Laser Shock Peening without a Protective Coating. *Advances in Materials Science and Engineering*, 16 :1–9, 2015.
<https://doi.org/10.1155/2015/705306>.
- [I-94] H. Wang, C. Ninga, Y. Huangb, Z. Caoa, and X. Chenband W. Zhan. Improvement of abrasion resistance in artificial seawater and corrosion resistance in NaCl solution of 7075 aluminum alloy processed by laser shock peening. *Optics and Lasers in Engineering*, 90 :179–185, 2017.
<https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2016.10.016>.
- [I-95] A. Kanjer, L. Lavisse, V. Optasanu, P. Berger, C. Gorny, P. Peyre, F. Herbst, O. Heintz, N. Geoffroy, T. Montesin, and M.C. Marco de Lucas. Effect of laser shock peening on the high temperature oxidation resistance of titanium. *Surface and Coatings Technology*, 326 :146–155, 2017.
<https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2017.07.042>.
- [I-96] L. Wagner, M. Mhaede, M. Wollmann, I. Altenberger, and Y. Sano. Surface layer properties and fatigue behavior in Al 7075-T73 and Ti-6Al-4V : Comparing results after laser peening; shot peening and ball-burnishing. *International Journal of Structural Integrity*, 2(2) :185–199, 2011.
<https://doi.org/10.1108/17579861111135923>.
- [I-97] D. Courapied. *Etude de l'interaction laser matière en régime de confinement par eau avec deux impulsions laser. Application au test d'adhérence par choc laser*. Thèse de Doctorat, École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers, 2016.
<https://pastel.archives-ouvertes.fr/tel-01495241>.
- [I-98] C. Rubio-Gonzalez, C. Felix-Martinez, Gomez-Rosas G., J.L. Ocana, M. Morales, and J-A. Porro. Effect of laser shock processing on fatigue crack growth of duplex stainless steel. *Materials Science and Engineering : A*, 528(3) :914–919, 2011.
<https://doi.org/10.1016/j.msea.2010.10.020>.
- [I-99] J.Z. Zhou, S. Huang, J. Sheng, J.Z. Lu, C.D. Wang, K.M. Chen, H.Y. Ruan, and H.S. Chen. Effect of repeated impacts on mechanical properties and fatigue fracture morphologies of 6061-T6 aluminum subject to laser peening. *Materials Science and Engineering : A*, 539 :360–368, 2012.
<https://doi.org/10.1016/j.msea.2012.01.125>.

- [I-100] Y. Sano, K. Akita, and T. Sano. A Mechanism for Inducing Compressive Residual Stresses on a Surface by Laser Peening without Coating . *Metals*, 10(816), 2020.
<https://doi.org/10.3390/met10060816>.
- [I-101] X. Hong, S. Wang, D. Guo, H. Wu, J. Wang, Y. Dai, X. Xia, and Y. Xie. Confining medium and absorptive overlay : Their effects on a laser-induced shock wave. *Optics and Lasers in Engineering*, 29(6) :447–455, 1998.
[https://doi.org/10.1016/S0143-8166\(98\)80012-2](https://doi.org/10.1016/S0143-8166(98)80012-2).
- [I-102] X.D. Ren, Q.B. Zhan, H.M. Yang, F.Z. Dai, D.Y. Cui, G.F. Sun, and L. Ruan. The effects of residual stress on fatigue behavior and crack propagation from laser shock processing-worked hole. *Material and Design*, 44 :149–154, 2013.
<https://doi.org/10.1016/j.matdes.2012.07.024>.
- [I-103] J.T. Wang, Y.K. Zhang, J.F. Chen, J.Y. Zhou, M.Z. Ge, Y.L. Lu, and X.L. Li. Effects of laser shock peening on stress corrosion behavior of 7075 aluminum alloy laser welded joints. *Materials Science and Engineering : A*, 647 :7–14, 2015.
<https://doi.org/10.1016/j.msea.2015.08.084>.
- [I-104] S. Sathyajith and S. Kalainathan. Effect of laser shot peening on precipitation hardened aluminum alloy 6061-T6 using low energy laser. *Optics and Lasers in Engineering*, 50(3) : 345–348, 2012.
<https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2011.11.002>.
- [I-105] S. Prabhakaran, A. Kulkarni, G. Vasanth, S. Kalainathan, P. Shukla, and V.K. Vasudevan. Laser shock peening without coating induced residual stress distribution, wettability characteristics and enhanced pitting corrosion resistance of austenitic stainless steel. *Applied Surface Science*, 428 :17–30, 2018.
<https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2017.09.138>.
- [I-106] U. Trdan, M. Skarba, and J. Grum. Laser shock peening effect on the dislocation transitions and grain refinement of Al–Mg–Si alloy. *Materials Characterization*, 97 :57–68, 2014.
<https://doi.org/10.1016/j.matchar.2014.08.020>.
- [I-107] U. Sanchez-Santan, C. Rubio-Gonzalez, Gomez-Rosas G., J.L. Ocana, C. Molpeceres, J. Porro, and Morales. Wear and friction of 6061-T6 aluminum alloy treated by laser shock processing. *Wear*, 260(7) :847–854, 2006.
<https://doi.org/10.1016/j.wear.2005.04.014>.

- [I-108] U. Trdan, M. Skarba, J-A. Porro, J.L. Ocana, and J. Grum. Application of massive laser shock processing for improvement of mechanical and tribological properties. *Surface and Coatings technology*, 342 :1–11, 2018.
<https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2018.02.084>.
- [I-109] J.Z. Zhou, Y.K. Zhang, X.Q. Zhang, C.J. Yang, H.X. Liu, and J.C. Yang. The Mechanism and Experimental Study on Laser Peen Forming of Sheet Metal. *Key Engineering Materials*, 315-316 :607–611, 2006.
<https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/KEM.315-316.607>.
- [I-110] Y. Hu, X. Xu, Z. Yao, and J. Hu. Laser peen forming induced two way bending of thin sheet metals and its mechanisms. *Journal of Applied Physics*, 108(7), 2010.
<https://doi.org/10.1063/1.3486218>.
- [I-111] A.H. Clauer. Laser Shock Peening, the Path to Production. *Metals*, 626(9) :1–29, 2019.
<https://doi.org/10.3390/met9060626>.
- [I-112] R. Sikhamov, F. Fomin, K. Klusemann, and N. Kashaev. The Influence of Laser Shock Peening on Fatigue Properties of AA2024-T3 Alloy with a Fastener Hole. *Metals*, 10(495), 2020.
<https://doi.org/10.3390/met10040495>.

CHAPITRE II

Diagnostics expérimentaux et sources
lasers

Chapitre II

Présentation des diagnostics et montages expérimentaux utilisés

Dans ce second chapitre, nous allons présenter les diagnostics et montages expérimentaux exploités au cours de cette thèse.

Nous nous attacherons à montrer l'importance d'avoir une bonne maîtrise en métrologie optique et laser, et comment nous nous en sommes assurés.

Nous introduirons les principaux montages utilisés, les informations recherchées et l'intérêt de ces expériences pour répondre aux questions identifiées dans le premier chapitre. Lorsque nécessaire, un bref rappel théorique sera fourni en amont de la présentation du montage expérimental.

Enfin, deux architectures lasers assez différentes et utilisées pour mener à bien nos travaux de recherche seront présentées : le laser GAIA (installation Héphaïstos) et le laser THEIA (installation Rogue Laser), tous deux fabriqués par Thales.

II.1 Impulsion laser transmise sur cible

II.1.1 Mesure énergétique et temporelle par joulemètre et par photodiode rapide de l'impulsion laser

Les mesures de l'énergie et de la durée d'impulsion ont été effectuées avant chaque série d'expériences pour s'affranchir de tout changement incontrôlé et sporadique (usure des optiques et des composants du laser, température dans la pièce, etc), bien que globalement une grande stabilité ait été relevée.

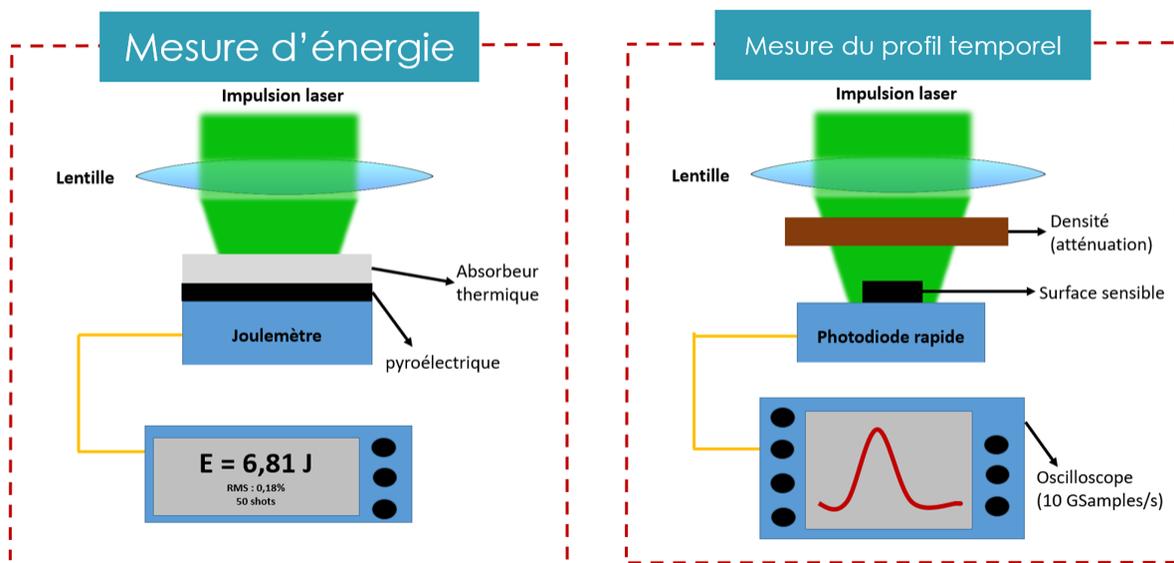


FIGURE II.1 – Montages utilisés pour mesurer l'énergie (joulemètre pyroélectrique) et le profil temporel (photodiode rapide) de l'impulsion laser

► MESURE DE L'ÉNERGIE

L'énergie laser a été mesurée en utilisant un joulemètre basé sur une sonde pyroélectrique et fabriqué par la société Gentec-EO (modèle QE50LP-H-MB-QED), abusivement appelé calorimètre. L'énergie laser est absorbée sous forme thermique par un absorbeur, puis convertie en tension électrique par un matériau pyroélectrique.

Ce joulemètre peut-être utilisé pour mesurer l'énergie avec précision (bruit $< 10 \mu\text{J}$ sur la gamme [0,01 - 20] J) et aux deux longueurs d'onde utilisées : 532 et 1064 nm (calibration).

Dans le cadre de nos mesures, le joulemètre a été placé au même endroit que la cible, pour pouvoir mesurer exactement l'énergie impliquée dans la création du plasma (les pertes optiques par transport et focalisation du faisceau laser sont donc intégrées).

► **MESURE DE LA DURÉE D'IMPULSION**

Deux photodiodes rapides ont été utilisées pour mesurer le profil temporel de l'impulsion laser et sa durée à mi-hauteur (FWHM) : une photodiode FND-100Q (fabriquée par Excelitas) et une photodiode DET10A2 (fabriquée par Thorlabs). Ces deux photodiodes possèdent un temps de montée garantie très rapide (< 1 ns, pour une Bande Passante BP = 350 MHz); la seconde photodiode, plus récente, s'est avérée être plus précise, notamment sur la reproductibilité tir à tir.

Les mesures ont été enregistrées à l'aide d'un oscilloscope (Teledyne-Lecroy - BP = 2 GHz , 10 GSamples/s) donnant une résolution de l'ordre de 0,3 ns : ce sont donc les photodiodes qui limitent la résolution temporelle de nos mesures.

► **VALEUR MOYENNE ET INCERTITUDE**

Le tableau II.1 présente la gamme d'énergie et de durée d'impulsion mesurées sur les lasers GAIA et THEIA, avec la précision (écart-type σ) obtenue sur 50 tirs (en moyenne quadratique RMS, Root Mean Square). Ces valeurs et leur écart-type sont des données importantes qui permettent de quantifier la répétabilité des mesures, ou similairement l'incertitude sur l'impulsion laser irradiant la cible.

	Energie par impulsion laser	Précision sur l'énergie	Durée d'impulsion (FWHM)	Précision sur la durée d'impulsion
Laser GAIA	Ajustable 200 mJ à 12,3 J	0,5 % RMS [±2 mJ à ±124 mJ]	7,2 ns	3,2 % RMS [±0,46 ns]
Laser THEIA	Ajustable 20 mJ à 1,14 J	0,2 % RMS [±80 µJ à ±4,56 mJ]	Ajustable 6,9 ns à 21 ns	3,8 % à 4 % RMS [±0,52 ns à ±1,7 ns]

Tableau II.1 – Valeurs typiques et précision des mesures d'énergie et de durée d'impulsion (moyenne : 50 tirs)

Remarques :

En supposant une distribution gaussienne des valeurs mesurées, et pour une valeur moyenne M sous un écart-type σ , alors 95 % des valeurs seront situées dans l'intervalle $[M-2\sigma; M+2\sigma]$. Autrement dit, sous cette condition d'une distribution gaussienne, nous pouvons estimer l'incertitude ($\Delta E, \Delta \tau$) comme égale à $\pm 2\sigma$ sur nos mesures.

II.1.2 Intensité (GW/cm²) irradiant la cible - mesure de la tache focale

L'intensité, ou densité de puissance surfacique, qui arrive sur la cible est fonction de trois paramètres : l'énergie laser, la durée d'impulsion et la répartition spatiale d'énergie.

On peut définir l'intensité maximale par la formule suivante :

$$I = \frac{E \tau}{S} \quad (\text{II.1})$$

où E est l'énergie contenue dans l'impulsion laser, τ sa durée à mi-hauteur et S la surface recevant l'énergie laser.

Cette formule n'est applicable qu'au cas d'une impulsion laser carrée ou triangulaire.

En revanche, on peut montrer que l'erreur commise sur l'intensité maximale par cette formule, pour le cas d'une impulsion gaussienne, est d'environ 6 %¹ (Figure II.2).

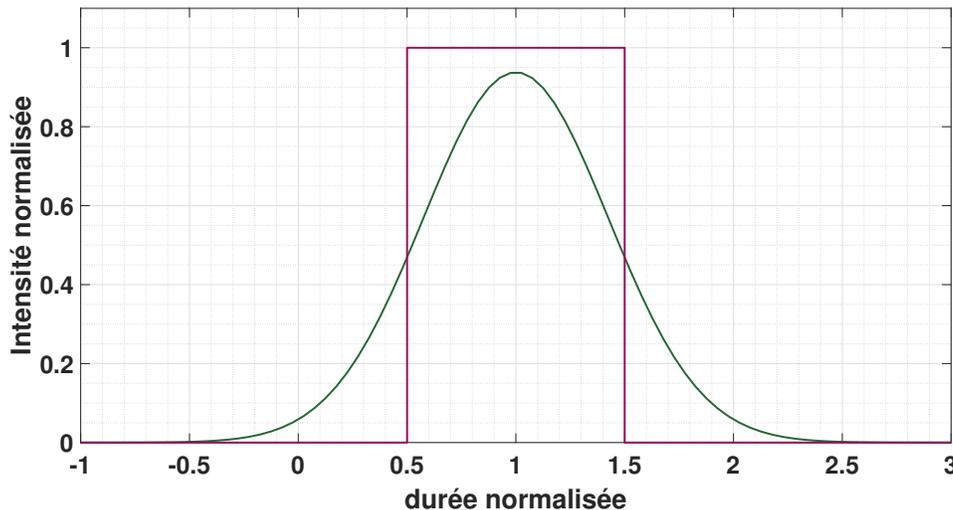


FIGURE II.2 – Comparaison du profil en intensité laser entre une impulsion carrée et une impulsion gaussienne (même énergie et même durée à mi-hauteur)

1. Une impulsion gaussienne est décrite par la fonction suivante :

$$I(t) = I_m e^{-\frac{t^2}{2\sigma_I^2}}$$

où I_m est l'intensité maximale et σ_I est relié à la durée d'impulsion τ par : $\tau = 2\sqrt{2 \ln(2)} \sigma_I$.

Par définition, l'aire intégrale A sous la courbe gaussienne $I(t)$ est égale à l'énergie de l'impulsion E :

$$A = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) dt = I_m \sigma_I \sqrt{2\pi} = E$$

On trouve alors $I_m \approx 93,8\%$ I (I défini par l'équation II.1), soit 6,2 % d'erreur.

De surcroît, puisque l'ensemble de la communauté choc laser utilise la formule II.1 sans y apporter de correction, notamment pour les impulsions laser gaussiennes, nous ferons donc aussi cette approximation. Par ailleurs, il est bon de noter que la fonction mathématique gaussienne qui sert de modélisation est une approximation de la réalité, puisque l'impulsion laser n'est en toute rigueur pas parfaitement gaussienne.

Il convient alors de caractériser une dernière donnée : la répartition spatiale de cette intensité, sur la surface S. Cette mesure a été réalisée à l'aide d'une caméra CCD (modèle acA2040-25gm) fabriquée par Basler (taille de pixel carré : $5,5 \mu\text{m}$).

D'une part, soit un composant optique est utilisé pour homogénéiser le faisceau : l'intensité laser est alors presque la même sur toute la surface; soit l'intensité laser calculée correspond à une valeur moyenne et l'intensité locale doit être corrélée au niveau de gris mesuré par pixel.

Une comparaison de la distribution spatiale d'intensité obtenue avec et sans homogénéisation (utilisation d'un DOE : Diffractive Optical Element) est faite sur la Figure II.3. Un DOE est un composant optique, généralement un réseau de diffraction gravé, permettant de diffracter chaque partie du faisceau laser incident; en se plaçant au foyer de la lentille de focalisation, chaque partie diffractée forme alors l'image finale, qui est homogène².

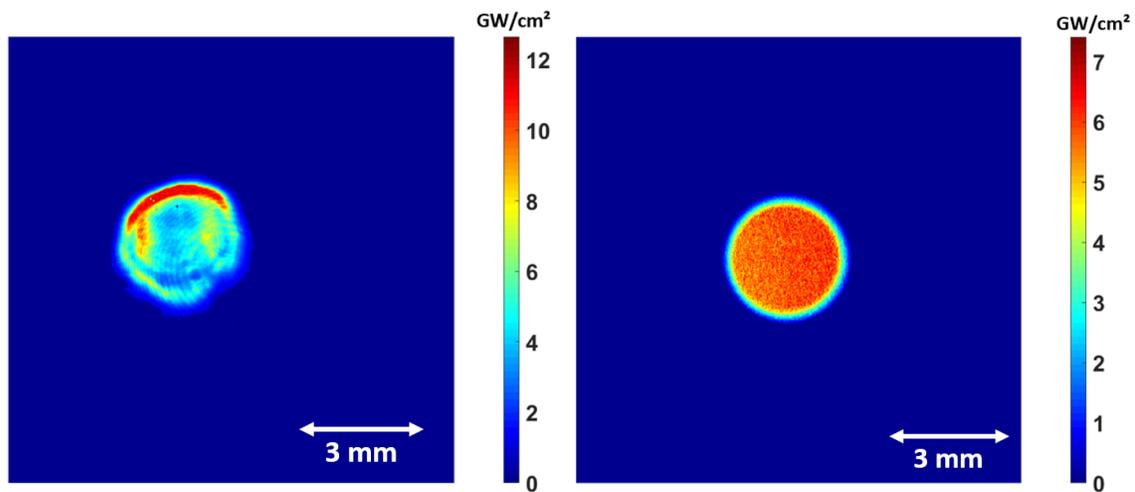


FIGURE II.3 – Répartition spatiale d'intensité laser ($I_{\text{moyen}} = 4 \text{ GW/cm}^2$) avec DOE (à droite) et sans DOE (à gauche)

2. Chaque point (x,y) du faisceau laser incident est diffracté sous un angle θ . Une lentille de distance focale f' est alors utilisée pour projeter l'objet (situé à l'infini) diffracté dans son plan focal : l'image obtenue est de taille $r = f'\theta$. Chaque point (x,y) du faisceau laser se retrouve alors « étalé » dans toute la tache laser, ce qui permet de l'homogénéiser (Figure II.4).

Cependant, le faisceau laser interfère localement avec lui même et peut donner de petites surintensités d'autant plus marquées que le laser est cohérent (M^2 proche de 1, pour un faisceau gaussien).

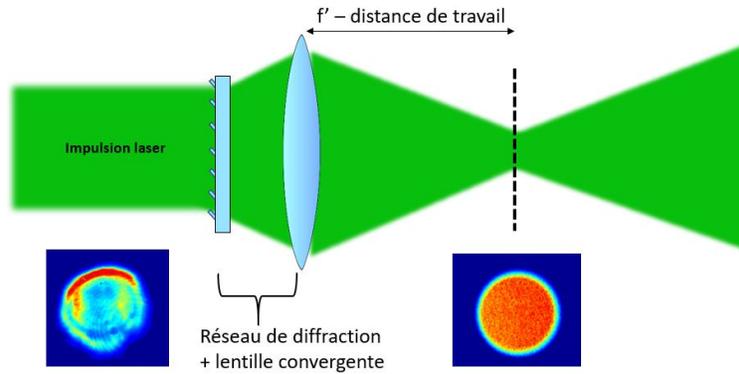


FIGURE II.4 – Schéma de principe simplifié d'un DOE

Pour une intensité moyenne de 4 GW/cm^2 , l'intensité maximale atteinte avec le DOE dans la tache laser vaut $6,2 \text{ GW/cm}^2$ (écart type : $0,4 \text{ GW/cm}^2$), tandis que pour la tache laser sans DOE cette valeur maximale atteint $11,3 \text{ GW/cm}^2$ (écart type : $1,58 \text{ GW/cm}^2$).

D'autre part, le diamètre de la tache focale Φ , aussi mesuré par caméra, permet de définir une incertitude ΔS sur la surface irradiée par laser. Dans la pratique, $\Delta\Phi/\Phi \approx 2 \%$ soit $\Delta S/S \approx 4 \%$.

Somme toute, par propagation des incertitudes sur I (formule II.1), il vient :

$$\frac{\Delta I}{I} = \sqrt{\left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \tau}{\tau}\right)^2 + \left(\frac{\Delta S}{S}\right)^2} \quad (\text{II.2})$$

Soit une incertitude totale $\Delta I \approx 8 \%$ I pour le GAIA et $\Delta I \approx 9 \%$ I pour le THEIA³.

3. Dans la pratique, étant donné les différentes hypothèses effectuées (impulsion gaussienne, statistique gaussienne pour les valeurs mesurées, ...) une estimation plus optimiste sera utilisée : $\Delta I \approx 5\% I$.

II.2 Vélocimétrie Doppler (VISAR) - Mesure mécanique temporelle indirecte de la pression du plasma

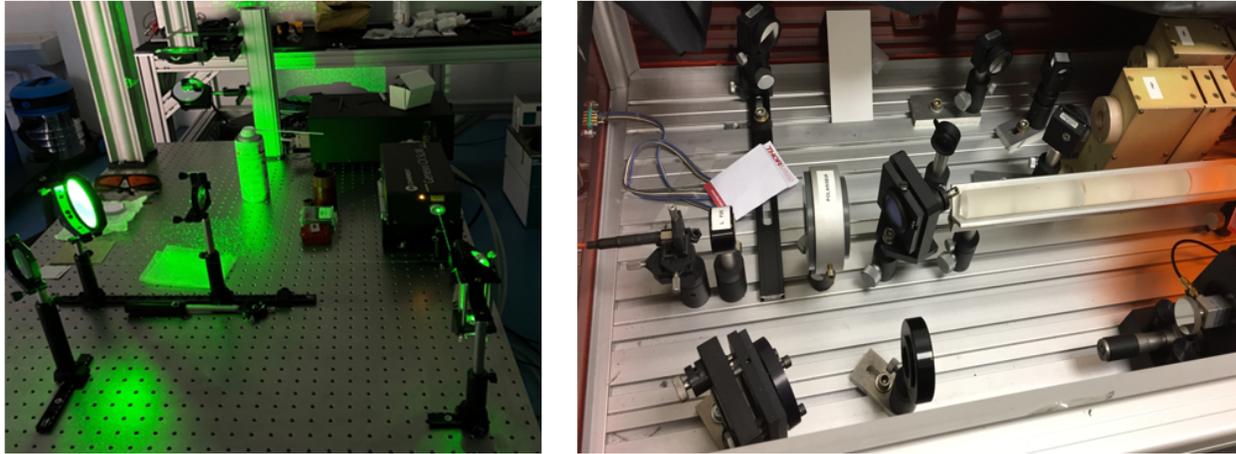


FIGURE II.5 – Montage VISAR utilisé au PIMM (sonde à droite, interféromètre à gauche)

Comme nous l'avons expliqué dans le chapitre I, un des moyens d'accès (indirect) à la pression du plasma consiste à mesurer la vitesse de la surface arrière de la cible (dite libre). En utilisant les expressions I.12 et I.16, on peut ainsi relier la vitesse maximale de surface libre $v_{SL,m}$ à la pression maximale du plasma P_m :

$$P_m = \rho_0(C_{p,0} + S v_{SL,m})v_{SL,m} + \frac{2}{3}\sigma_{YD} + \delta P \quad (\text{II.3})$$

où δP représente l'atténuation de l'onde de choc, fonction de l'épaisseur de la cible et estimée par simulation numérique.

Plusieurs méthodes existent pour mesurer cette vitesse en face arrière, et ont été étudiées dans le cadre de la thèse de Berthe [1] :

- La mesure par jauge électromagnétique : deux électrodes, séparées d'une distance L , sont reliées à la surface arrière de la cible, et baignées dans un champ magnétique constant connu. Lors de l'arrivée de l'onde de choc, le circuit électrique formée par les deux électrodes se déplace dans le champ magnétique et, par induction (loi de Faraday) une tension électrique $U = v_{SL}BL$, égale à la variation du flux magnétique, est générée. La mesure de la tension U permet donc de mesurer la vitesse de la face arrière.

Cette méthode comporte néanmoins quelques désavantages : le champ magnétique peut être perturbé par le plasma, en particulier à forte intensité; les valeurs typiques de tensions tournent autour de 50 mV, ce qui rend les mesures sensibles au bruit; la distance inter-électrode doit être connue précisément, et ne pas varier au cours du choc, pour pouvoir calculer la variation du flux magnétique dans le circuit.

- La mesure par capteur piézoélectrique : un matériau piézoélectrique (généralement le PVDF) est collé en face arrière de la cible; lors de l'arrivée de l'onde de choc, celui-ci se déforme (élastiquement) et un courant est alors créé.

Plusieurs éléments limitent l'utilisation de ce diagnostic : il faut connaître précisément les propriétés mécaniques du matériau et prendre en compte le phénomène de désadaptation d'impédance; à haute pression (> 5 GPa), le matériau ne se déforme plus parfaitement (élastiquement) et la mesure de pression est alors imprécise; la polarisation rémanente du cristal piézoélectrique est parfois estimée avec une forte incertitude (50 % à 100 %).

- Le VISAR (pour Velocity Interferometer System for Any Reflector), qui nous semble être à ce jour la méthode la plus pertinente et précise, et que nous allons ici décrire.

Dans le cadre de nos expériences, un VISAR de type Barker a été utilisé [2, 3].

Il s'agit d'un diagnostic optique permettant de mesurer par interférométrie la vitesse de la cible (qui est accélérée sous l'effet de l'onde de choc), qui induit un décalage en longueur d'onde par effet Doppler-Fizeau.

Le VISAR peut-être découpé en deux parties :

- Une partie dite « sonde ». Il s'agit ici d'un laser continu monomode longitudinal fabriqué par la société Coherent (modèle Verdi 5 W). Ce laser est donc très fin spectralement : $532 \text{ nm} \pm 5 \text{ fm}$ (largeur en fréquence : 5 MHz), et s'applique parfaitement aux applications d'interférométrie Doppler.

Ce laser, collimaté, est focalisé en face arrière de la surface à mesurer comme indiqué sur la Figure II.6. La réflexion (spéculaire et diffusion) de ce laser par la cible est ensuite collectée, par le biais d'un miroir troué, pour être envoyée vers la partie interféromètre via une fibre optique.

- Une seconde partie, le coeur du diagnostic (Figure II.7) : il s'agit d'un interféromètre de type Michelson fonctionnant en compensation de champ : pour tout angle d'incidence des rayons qui interfèrent, l'ordre d'interférence sera le même; on a une « teinte plate » dans l'interférogramme. Ainsi, l'ensemble de l'interférogramme sera translaté (en intensité) de la même valeur lors de l'effet Doppler.

Ce système permet d'analyser le signal réfléchi, et décalé en longueur d'onde par effet Doppler-Fizeau lorsque l'onde de choc arrive.

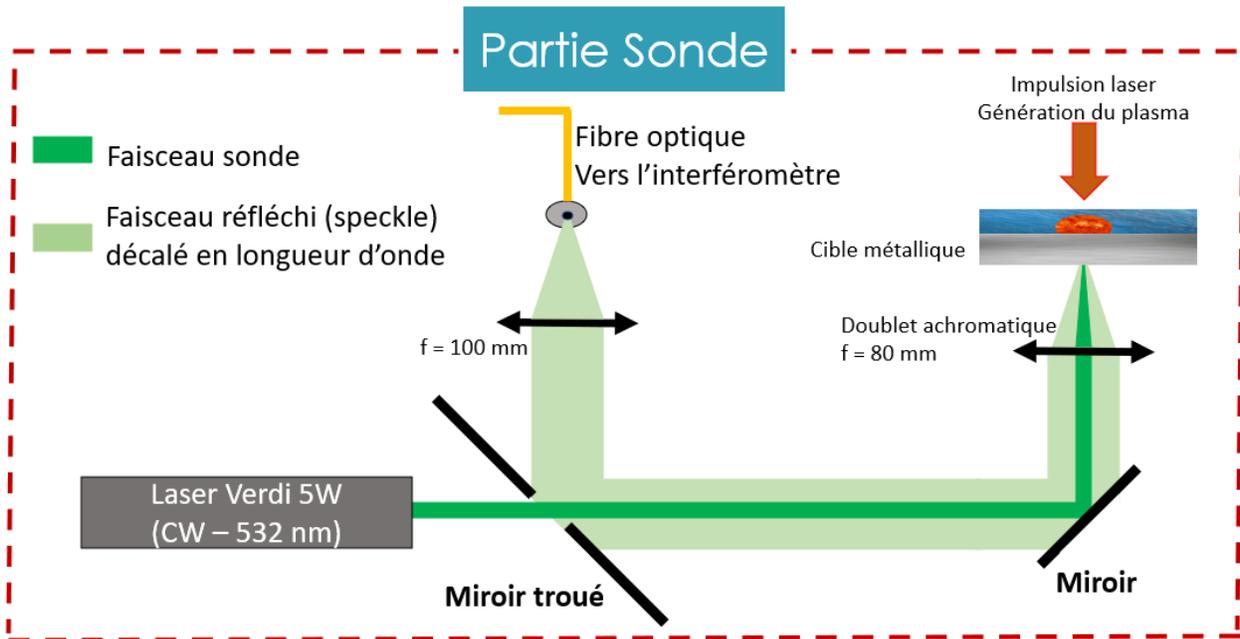


FIGURE II.6 – Partie sonde du VISAR

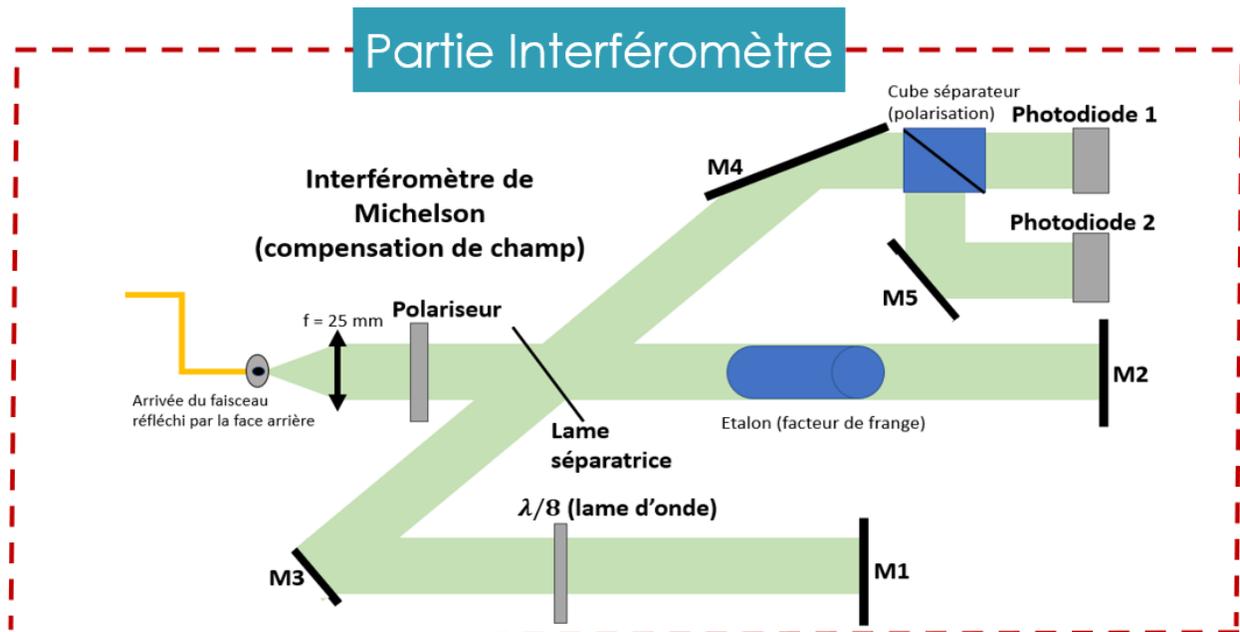


FIGURE II.7 – Partie interféromètre du VISAR

Remarques :

Il est préférable d'utiliser une cible préalablement dépolie (avec un papier de verre à grains assez fin pour introduire une rugosité suffisante, sans perdre trop de signal néanmoins) pour maximiser le signal diffusé par rapport à la réflexion spéculaire. En effet, et particulièrement pour les cibles métalliques de faibles épaisseurs ($< 300 \mu\text{m}$), la déformation de la face arrière par l'onde de choc peut conduire à dévier légèrement le faisceau laser qui ne sera alors plus correctement injecté dans la fibre optique : dans ce cas, la mesure de vitesse s'arrête à cet instant précis, faute de signal.

► FONCTIONNEMENT SIMPLIFIÉ DU VISAR

Le décalage en longueur d'onde induit par le déplacement de la surface arrière de la cible à la vitesse $v_{SL}(t)$ est donné par l'expression suivante :

$$\lambda(t) = \lambda_0 \left(1 - \frac{2v_{SL}(t)}{c}\right) \quad (\text{II.4})$$

où λ_0 est la longueur d'onde de référence (sans vitesse) du laser sonde et c la vitesse de la lumière dans le vide.

Le principe de fonctionnement du VISAR est donc extrêmement similaire à celui d'un radar.

La formule des interférences à deux ondes conduit alors à :

$$I_v(t) \propto 1 + \cos\left(\frac{2\pi\delta c}{\lambda_0(c - 2v_{SL}(t))}\right) \quad (\text{II.5})$$

où I_v est l'intensité mesurée par les photodiodes, uniforme sur tout l'interférogramme et δ la différence de marche, de l'ordre de la dizaine de cm, entre les deux bras de l'interféromètre.

La différence de marche δ peut être pilotée par l'ajout d'étalons en verre dans l'un des bras de l'interféromètre. D'après la formule II.5, si on augmente δ (on rajoute des étalons), alors la variation de vitesse nécessaire pour balayer une frange diminue comme représenté sur la Figure II.8.

C'est ce qu'on appelle le Facteur de frange en Vitesse (FV, en m/s) : il s'agit de la vitesse v_{SL} qui conduit au défilement d'une frange ($\cos(2k\pi)$ à $\cos(2(k+1)\pi)$ (k un entier quelconque)).

On peut alors montrer que l'on a :

$$FV = \frac{\lambda_0 c}{2\delta(1 + \beta)} \quad (\text{II.6})$$

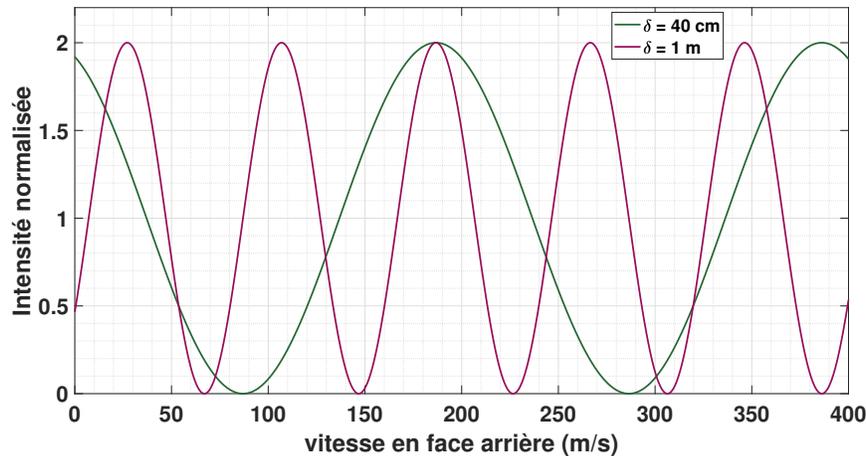


FIGURE II.8 – Influence de la différence de marche (longueur des étalons) sur le défilement des franges en fonction de la vitesse arrière de la cible (m/s)

où β est un terme correctif dû à la dispersion optique dans le verre, de l'ordre de 3 %.

Le facteur de frange est un paramètre important à prendre en compte lors de l'utilisation du VISAR : il doit être choisi au plus près de la vitesse maximale attendue que l'on souhaite mesurer.

En effet, un facteur de frange supérieur conduit à des incertitudes sur la vitesse plus élevées et ne permet pas de balayer suffisamment la frange, ce qui rend l'exploitation des signaux imprécise (l'intensité varie peu); tandis qu'un facteur de frange trop faible rend l'analyse complexe (trop de franges défilent).

Enfin, un dernier élément important est incorporé à ce VISAR : un polariseur en entrée du système, et une lame d'onde $\lambda/8$ insérée dans l'un des bras de l'interféromètre (lame quart d'onde après réflexion sur le miroir). Ces deux éléments permettent de créer deux signaux retardés de $\pi/2$ dans l'une des branches et donc, in fine, de générer 2 interférogrammes déphasés de $\pi/2$ (quadrature) eux même séparés par le cube séparateur et envoyés vers deux photo-multiplicateurs différents.

L'utilisation d'un tel système revêt une double importance :

- D'une part, comme représenté sur la Figure II.9, cela permet de lever l'indétermination sur la vitesse dans le cas malchanceux où l'accélération de la cible changerait de sens au maximum (ou au minimum) d'une frange d'interférence. Le second système de frange, déphasé, permet de s'affranchir de l'ambiguïté d'une telle situation.
- D'autre part, cela améliore la précision de la mesure dans le cas où la vitesse parcourue serait sur une « bosse » (ou dans un creux) des franges : la variation d'intensité est alors

faible devant celle de la vitesse; l'ajout du second système d'interférence permet alors d'obtenir une variation d'intensité bien plus importante.

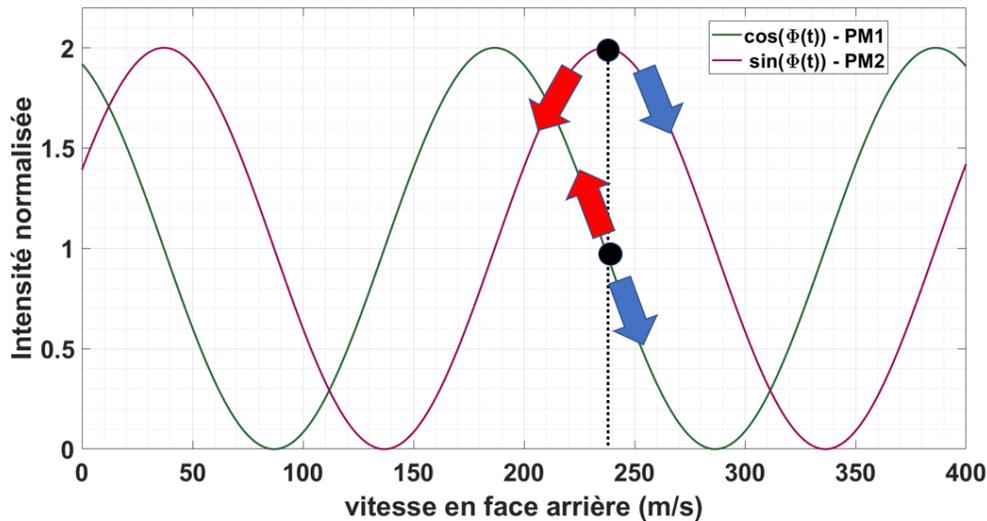


FIGURE II.9 – Utilisation de deux interférogrammes (déphasage : $\pi/2$) pour lever l'indétermination sur le changement de signe de l'accélération et améliorer la précision sur la mesure de vitesse.

flèche bleu : la vitesse continue d'augmenter; flèche rouge : elle diminue

Des informations supplémentaires et une description plus complète du VISAR est disponible en Annexe 2. De surcroît, l'interférométrie Doppler pour la mesure de vitesse a été grandement étudiée par Olivier le Liboux et les informations disponibles dans sa thèse y sont riches [4].

► PRÉCISION SUR LA VITESSE ET LA PRESSION

L'incertitude sur la vitesse pour un VISAR Barker est estimée à 2 % de la valeur du facteur de frange (dans la pratique, 3% de la vitesse maximale que l'on cherche à mesurer). En outre, il faut ajouter à cela l'incertitude obtenue lors de l'analyse des signaux (normalisation et centrage du système d'interférence), estimée (par répétabilité statistique) à 3 % de la valeur maximale de la vitesse.

Globalement, cela nous conduira à prendre une incertitude sur la pression : $\Delta P \approx 7,5\% P$.

Enfin, la résolution temporelle du VISAR est limitée par les photo-multiplieurs, et est de l'ordre de la nanoseconde.

► **UTILISATION D'UN VERRE BK7**

La principale information recherchée lors de l'utilisation d'un VISAR est soit la vitesse maximale atteinte par le choc, soit le profil complet de vitesse (avec aller et retour de l'onde de choc). En revanche, il peut être intéressant de n'observer qu'un seul passage de l'onde de choc, afin de pouvoir mesurer intégralement le profil de vitesse et en particulier la phase de détente, et ainsi faire correspondre cela au profil complet de la pression du plasma. En outre, comme évoqué dans le chapitre I, les effets de bord (atténuation 2D) viennent perturber le profil de vitesse à des épaisseurs de plus en plus petites au fur et à mesure que la tache focale utilisée diminue. Ainsi, pour contrecarrer ce phénomène, des cibles de très faibles épaisseurs doivent être utilisées : cela amplifie donc le problème des allers et retours de l'onde de choc (la détente n'est presque plus observable) tout comme celui d'une perte du signal VISAR par déformation de la surface arrière.

Pour éviter ces problèmes expérimentaux, un bloc de BK7⁴ peut être utilisé et collé en face arrière de la cible. Cette méthode est particulièrement utile pour l'aluminium, puisque l'impédance acoustique Z du BK7 est à 3 % près la même que celle de l'aluminium : autrement dit, l'onde de choc est presque intégralement transmise sans réflexion, et la surface ne se déforme pas. Il faut noter que, dans ce cas, le VISAR mesure la vitesse matérielle u , égale à la moitié de la vitesse de surface libre v_{SL} .

Nous avons utilisé cette méthode en appliquant une très fine couche de colle (éthyl-2-cyanoacrylate) pour garantir une interface propre entre l'aluminium et le BK7. Un profil de vitesse expérimental mesuré avec et sans BK7 est alors représenté sur la Figure II.10.

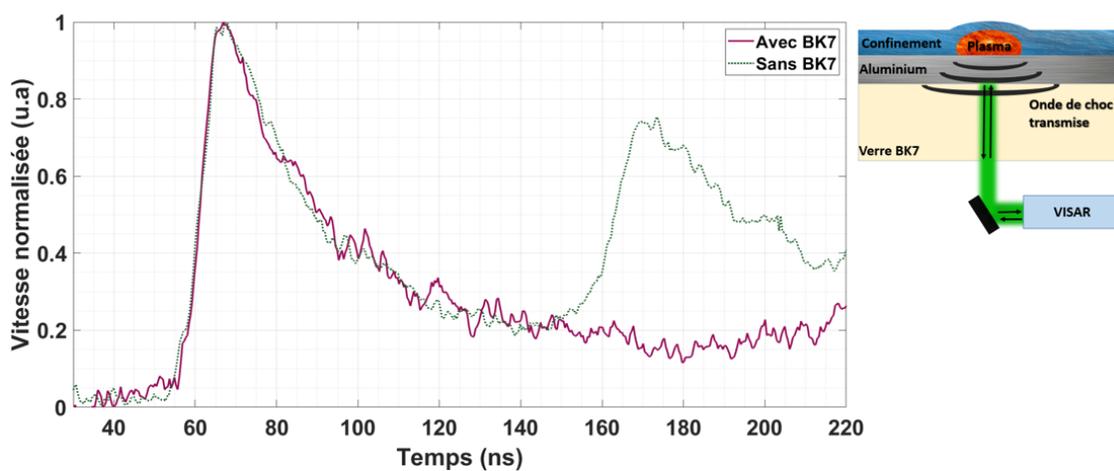


FIGURE II.10 – Profil normalisé de vitesse avec et sans BK7

4. Il s'agit de l'appellation commerciale d'un verre borosilicate crown, vendu par Schott.

II.3 Intensité lumineuse émise - Mesure optique temporelle de la température du plasma

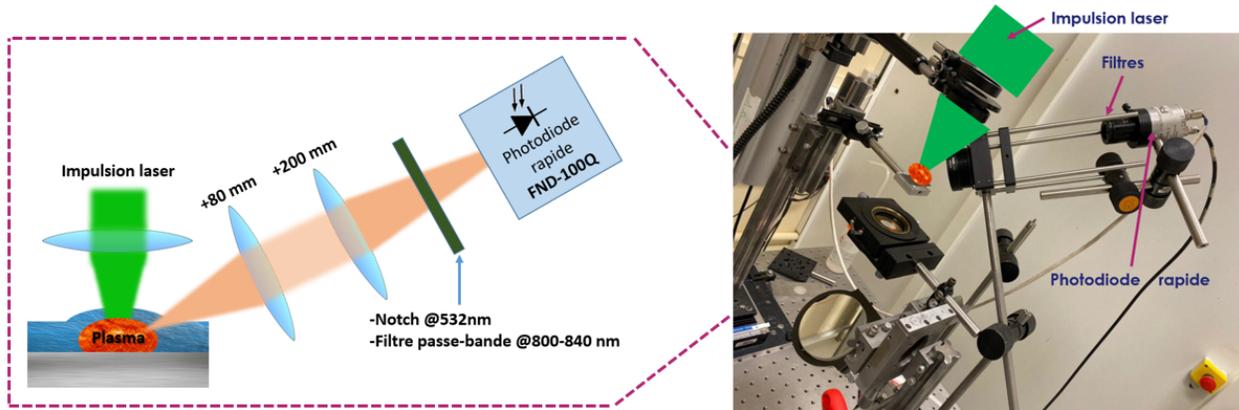


FIGURE II.11 – Montage utilisé au PIMM pour mesurer la température du plasma (via la puissance rayonnée)

En supposant que le plasma se comporte comme un corps noir⁵ sur l'intervalle spectral fin mesuré (800 - 840 nm), alors il est possible de relier la puissance rayonnée (en W) par le plasma à sa température T (en K).

Pour ce faire, on utilise une photodiode rapide : la puissance rayonnée P_r est convertie en une tension électrique U_r (en V).

La luminance énergétique L_Ω (en $\text{W}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}$) est obtenue par intégration de la loi de Planck sur l'intervalle spectral considéré :

$$L_\Omega(t) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{2hc^2}{\lambda^5 \left(e^{\frac{hc}{\lambda k_B T(t)}} - 1 \right)} d\lambda \quad (\text{II.7})$$

où λ_1 et λ_2 sont les longueurs d'onde (extrema) mesurées par la photodiode rapide, h est la constante de Planck et k_B la constante de Boltzmann.

Aux températures considérées ($T \approx 10\,000$ K), par développement limité à l'ordre 1, nous avons alors l'approximation suivante : $L_\Omega \propto T$.

5. Cette hypothèse a été discutée par Berthe [1] : les plasmas confinés sont considérés comme étant en ETL (Équilibre Thermodynamique Local) pour lequel l'émission thermique de Planck est supérieure aux désexcitations radiatives (le spectre est assimilé à un spectre de corps noir). Pour une émission à 800 nm ($\Delta E = 1,5$ eV), et un plasma à 10 000 K ($T_e = 1$ eV), la condition sur la densité électronique du plasma à vérifier est : $n_e > 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

Néanmoins, des considérations radiométriques (notamment sur la géométrie du problème) doivent être utilisées pour obtenir la puissance rayonnée à partir de la luminance énergétique. Ceci n'étant pas réalisable avec nos conditions expérimentales, seules les relations de proportionnalités suivantes sur la tension, mesurée par la photodiode, sont vérifiées :

$$U_r(t) \propto L_\Omega(t) \propto T(t) \quad (\text{II.8})$$

Nous n'avons donc pas accès à la température absolue émise par le plasma. En revanche, le profil global de température (normalisé), résolu en temps avec une précision de l'ordre de la nanoseconde, est obtenu.

Nous avons réalisé cette mesure avec une photodiode rapide FND-100Q (déjà présentée précédemment). En outre, un filtre interférentiel (notch, largeur passante : ± 3 nm) est utilisé pour couper la fréquence du laser (532 nm) et un filtre passe-bande (800 - 840 nm) est utilisé pour garantir un intervalle connu de mesure de la puissance rayonnée, et pour lequel la réponse de la photodiode (en A/W) est constante. Par ailleurs, en reserrant le spectre observé, l'hypothèse d'un corps noir pour le plasma (obéissant à la loi de Planck) est renforcée.

Bien que la température en valeur exacte ne soit pas accessible, il y a principalement trois intérêts à l'estimer par cette méthode :

- Du fait de la relation de proportionnalité évoquée, le profil temporel avec une résolution fine (ns) est mesuré. En particulier, les durées caractéristiques de montée (chargement) et de descente (détente) peuvent être mesurées en fonctions de différents paramètres, notamment la taille de tache laser.
- Cette mesure est une estimation directe de la température du plasma, en face avant. Contrairement au VISAR (mesure indirecte en face arrière), aucune simulation numérique n'est nécessaire pour remonter au profil du plasma.
- Toujours sous l'hypothèse des gaz parfaits, cette estimation de température peut être traduite en mesure de pression, et comparée aux mesures réalisées par VISAR (durée notamment).

II.4 Visualisation par ombroscopie du plasma via caméra intensifiée

L'ombroscopie est une méthode optique de mesure des gradients d'indice optique, principalement utilisée pour mesurer des changements de densité, pression ou température dans un milieu. La théorie complète associée à l'ombroscopie permet de relier les variations d'intensité lumineuse traversant l'objet à la dérivée seconde de l'indice optique local; nous ne rentrerons pas dans ces détails puisque nous avons ici utilisé cette méthode pour obtenir des informations qualitatives (évolution et dimensions du plasma, propagation du choc dans l'eau de confinement), au lieu de chercher à exploiter les variations sur la valeur de l'indice optique. Cette méthode de mesure est simple à mettre en oeuvre et, comme tout diagnostic optique, présente l'avantage d'être réalisée sans interférer avec le phénomène à observer. Le principe général est décrit sur la Figure II.12 : un faisceau de lumière collimaté (faisceau sonde à λ_s) traverse le milieu à observer, et les variations d'indices font converger les rayons ($d^2n > 0$: l'intensité augmente) ou les font diverger ($d^2n < 0$: l'intensité diminue) [5].

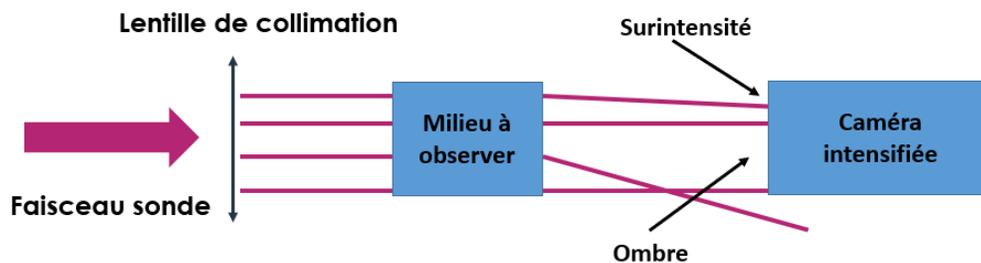


FIGURE II.12 – Schéma de principe de l'ombroscopie

En revanche, l'observation par ombroscopie présente certaines limitations :

- L'information est obtenue sur l'ensemble du volume traversé par la lumière. Autrement dit, on intègre les données sur tout le volume traversé ce qui rend l'analyse plus complexe notamment dans le cas d'un plasma non-homogène en densité et température (le système physique étudié est hors équilibre thermodynamique).
- Les phénomènes de diffraction (tache d'airy) limitent grandement la résolution obtenue entre les zones déviantes (ombres et surintensités) et les zones neutres. Pour augmenter cette résolution ($\Phi_{\text{airy}} \propto \lambda_s N$, N le nombre d'ouverture) il faut utiliser des sondes de courtes longueurs d'onde.

- L'observation à cette échelle (temps d'ouverture de la caméra : 5 ns), couplée au fait que le plasma rayonne de la lumière, impose d'utiliser un faisceau sonde de forte puissance, généralement une source laser. La résolution est alors encore diminuée par la cohérence de cette source qui génère des phénomènes de speckle (bruit optique ici).
- L'absorption intrinsèque du milieu à la longueur d'onde utilisée par le faisceau sonde produit aussi une zone d'ombre qui est difficile à décorrélérer de la déviation due au gradient d'indice optique.

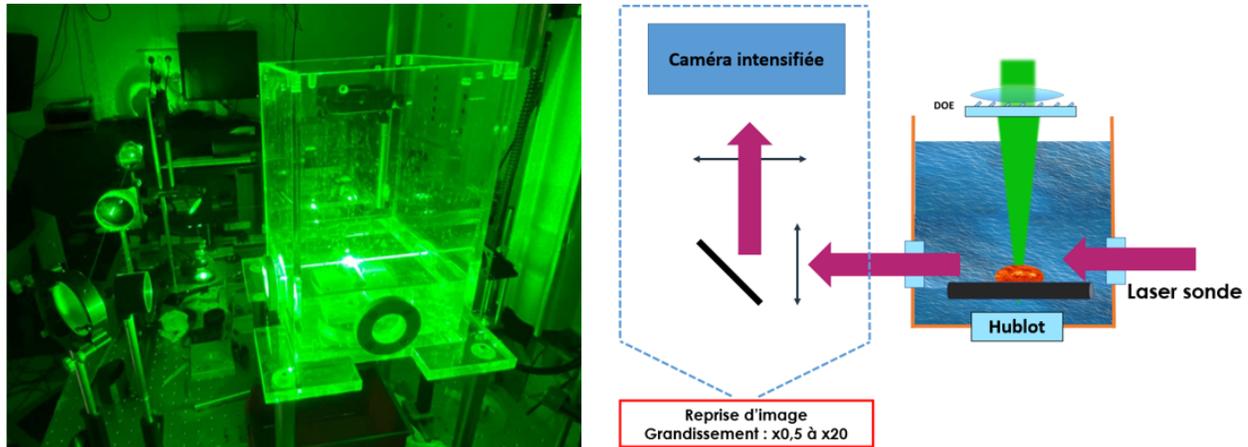


FIGURE II.13 – Montage utilisé au PIMM pour l'observation du plasma par ombroscopie avec une caméra intensifiée

Nos mesures ont été réalisées avec deux lasers sondes : un laser à 532 nm (Verdi 5 W, Coherent) et un laser à 850 nm (Diode laser 20 W, Thales). Un système optique de reprise d'image utilisant deux lentilles (parmi un jeu de 6 lentilles : +80 mm, +150 mm, +200 mm, +300 mm, +600 mm, +900 mm) a été utilisé pour obtenir des grandissements allant de $x0,5$ à $x20$. La caméra intensifiée est un modèle PI-Max 4 :1024i (Princeton Instruments, taille de pixel : $12,4 \mu\text{m}$; résolution : 1024×1024 pixels) possédant un temps d'ouverture variable, ici utilisé entre 5 et 20 ns. Cette caméra a été synchronisée en externe avec l'impulsion laser, et cette synchronisation pouvait être décalée en interne par la caméra. Nous avons utilisé un décalage interne variable (de 5 ns à $100 \mu\text{s}$) pour reconstituer l'évolution du plasma et du choc dans l'eau.

Principalement, les dimensions et vitesses d'évolution du plasma ont été observées pour être comparées aux valeurs attendues par nos modèles. Par ailleurs, l'onde de choc dans l'eau a été observée pour développer un modèle tenant compte de la compressibilité de l'eau aux pressions impliquées en choc laser, principalement en mesurant la valeur de sa vitesse de propagation.

II.5 Dynamique (éjection et écoulement) de l'eau de confinement par caméra rapide

Une caméra rapide (modèle APX-RS, Photron) a été utilisée pour observer l'éjection d'eau après choc laser, et le renouvellement de celle-ci dans le cas où un mince filet d'eau est apporté en continu sur la surface cible.

L'observation de l'éjection d'eau a été réalisée en vue de profil, pour pouvoir suivre à la fois la vitesse et la géométrie de cette éjection. A contrario, le renouvellement du confinement eau a été mesuré avec une vue de face pour repérer plus efficacement le moment à partir duquel la zone impactée par le laser est de nouveau recouverte par le mince filet d'eau. Ces expériences ont été conduites avec le laser THEIA et apportent des informations sur la tenue du confinement eau vis-à-vis d'une utilisation du choc laser à 200 Hz.

Ces deux configurations sont représentées sur la Figure II.14.

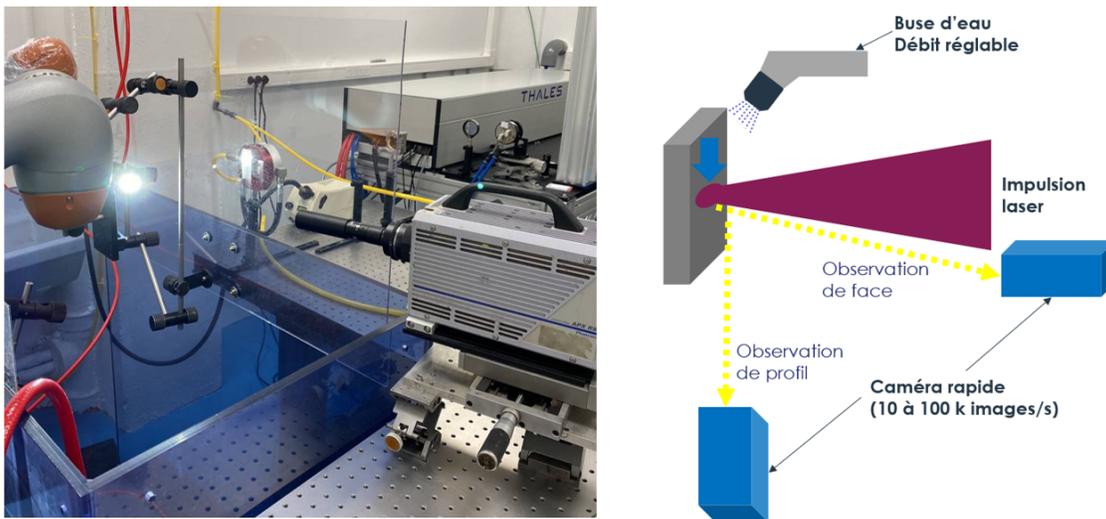


FIGURE II.14 – Montage utilisé au PIMM pour l'observation du confinement eau (renouvellement et éjection) par caméra rapide

La taille de pixel du capteur de la caméra rapide est de $17 \mu\text{m}$ (1024×1024 pixel, à 60 images par seconde). Cette caméra permet de réaliser jusqu'à 250 000 images par seconde (résolution : 128×16 pixel). Une série de 1000 images successives ont été enregistrées à des vitesses allant de 10 000 à 100 000 images par seconde, soit un temps de pose minimal de $10 \mu\text{s}$. Cette caméra a été déclenchée en externe, en synchronisation avec l'impulsion laser.

II.6 Mesure de contraintes résiduelles par diffraction X

Nous présentons ici les deux méthodes utilisées pour mesurer les contraintes résiduelles. D'une part, au laboratoire PIMM avec un diffractomètre à Rayons X basé sur la méthode des $\sin^2(\Psi)$. D'autre part, une campagne de mesures réalisée au synchrotron Diamond (Royaume-Uni) avec un montage en transmission (faisceau RX blanc de 50 à 150 keV).

► PRINCIPES DE LA DIFFRACTION DE RAYONS X

Un faisceau X de longueur d'onde λ (soit une énergie E telle que $E\lambda = hc$, h la constante de Planck) va être diffracté par la structure cristalline du métal, suivant la loi de Bragg :

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

où d_{hkl} est le paramètre de maille du réseau cristallin (hkl les indices de Miller) et θ est l'angle d'incidence du faisceau X par rapport aux plans atomiques diffractants, comme représenté sur la Figure II.15. Cet angle θ correspond aussi à l'angle de diffraction où un maximum d'intensité diffractée est mesurée. Ainsi, il existe un angle global 2θ entre le faisceau RX incident et le faisceau RX diffracté mesuré.

Vectoriellement, en notant \vec{k}_0 et \vec{k}_d les vecteurs d'onde X incident et diffracté (de norme λ^{-1}), nous pouvons définir le vecteur de diffraction \vec{Q} :

$$\vec{Q} = \vec{k}_d - \vec{k}_0 \quad (\text{II.10})$$

Ce vecteur diffraction est perpendiculaire à la famille des plans diffractants.

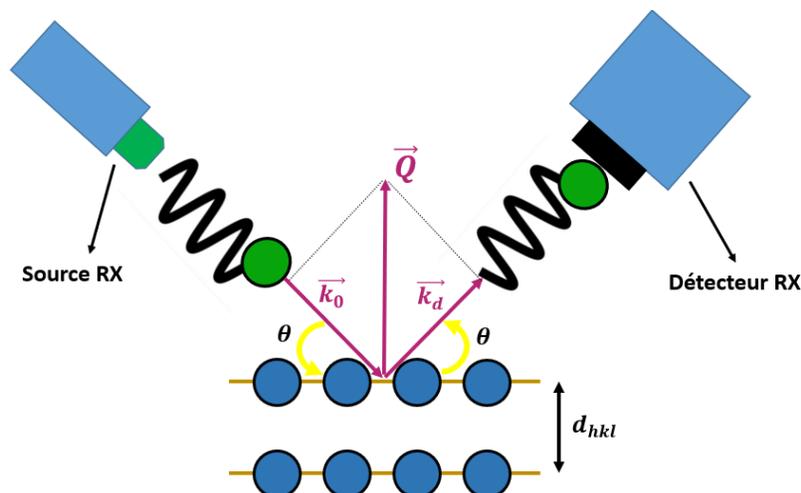


FIGURE II.15 – Principe de la diffraction de rayons X par un réseau cristallin

L'objectif de la diffraction X est de mesurer le paramètre de maille d_{hkl} pour obtenir la mesure de la déformation de la maille :

$$\varepsilon_{hkl} = \frac{d_{hkl} - d_{hkl}^0}{d_{hkl}^0} \quad (\text{II.11})$$

où d_{hkl}^0 est le paramètre de maille tabulé de référence pour un matériau sans contrainte.

Suivant la géométrie du problème considéré, les contraintes résiduelles dans une direction donnée pourront être obtenues à partir de la mesure des déformations ε_{hkl} dans une ou plusieurs directions, sachant que ces déformations sont mesurées dans une direction collinéaire au vecteur \vec{Q} de diffraction.

En formalisme tensoriel, la loi de Hooke généralisée est utilisée soit pour obtenir les déformations :

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \frac{\nu}{E} \left(\frac{1+\nu}{\nu} \boldsymbol{\sigma} - Tr(\boldsymbol{\sigma}) \mathbf{I} \right) \quad (\text{II.12})$$

soit pour obtenir les contraintes :

$$\boldsymbol{\sigma} = \frac{E}{1+\nu} \left(\boldsymbol{\varepsilon} + \frac{\nu}{1-2\nu} Tr(\boldsymbol{\varepsilon}) \mathbf{I} \right) \quad (\text{II.13})$$

où Tr est la fonction trace et \mathbf{I} la matrice identité.

II.6.1 Mesure en laboratoire

Nous avons utilisé le système X-Raybot (fabriqué par MRXrays). Il s'agit d'un robot 6 axes sur lequel une source de rayons X est fixée et couplée à un détecteur à semi-conducteur. Ainsi, les angles de diffractions sont précisément mesurés, tout comme la position et l'angle du robot par rapport à la cible : ceci permet donc de balayer différents angles Ψ (cf [Figure II.16](#)). L'utilisation de cette rotation autour de l'échantillon permet de mesurer les déformations dans plusieurs directions Q_Ψ , comme représenté sur la [Figure II.16](#). En conséquence, on peut montrer que la contrainte σ_Ψ , perpendiculaire à l'axe de symétrie de ce plan de rotation des angles Ψ , peut être déterminée.

Par ailleurs, ce système robot peut aussi réaliser les mesures suivant une autre rotation, pour deux angles Φ (toujours définis sur la [Figure II.16](#)). Ainsi, les déformations peuvent être mesurées dans deux plans ($\Phi = 0^\circ$ et $\Phi = 90^\circ$: on mesure alors la contrainte résiduelle suivant deux directions perpendiculaires σ_x et σ_y , comme indiqué sur la [Figure II.17](#)).

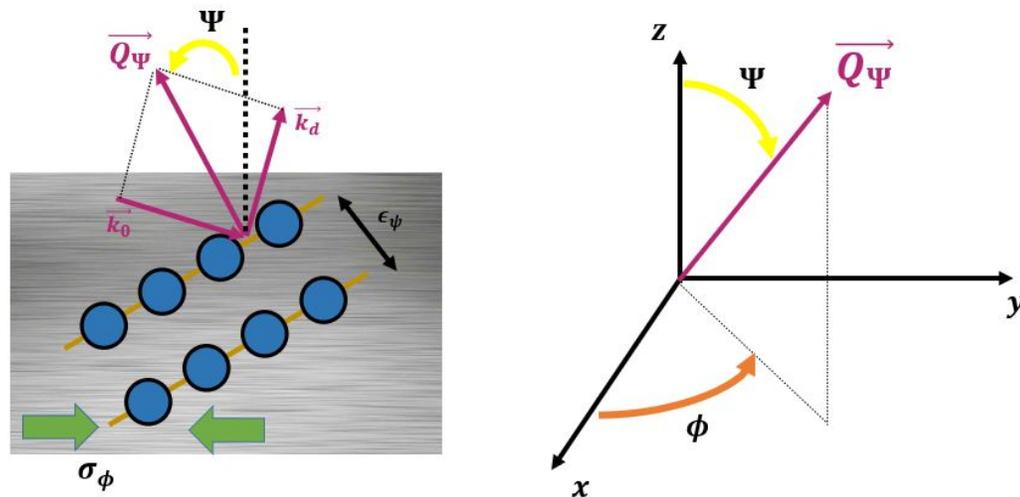


FIGURE II.16 – Géométrie considérée pour la méthode des $\sin^2(\Psi)$

Enfin, en fixant l'angle Φ et en utilisant une platine rotative pour faire tourner l'échantillon (rotation d'axe z), on mesure dans ce cas une valeur moyenne de la contrainte (parallèle à la surface de l'échantillon, soit une moyenne dans le plan (x,y)). Cette moyenne par rotation est illustrée sur la Figure II.17.

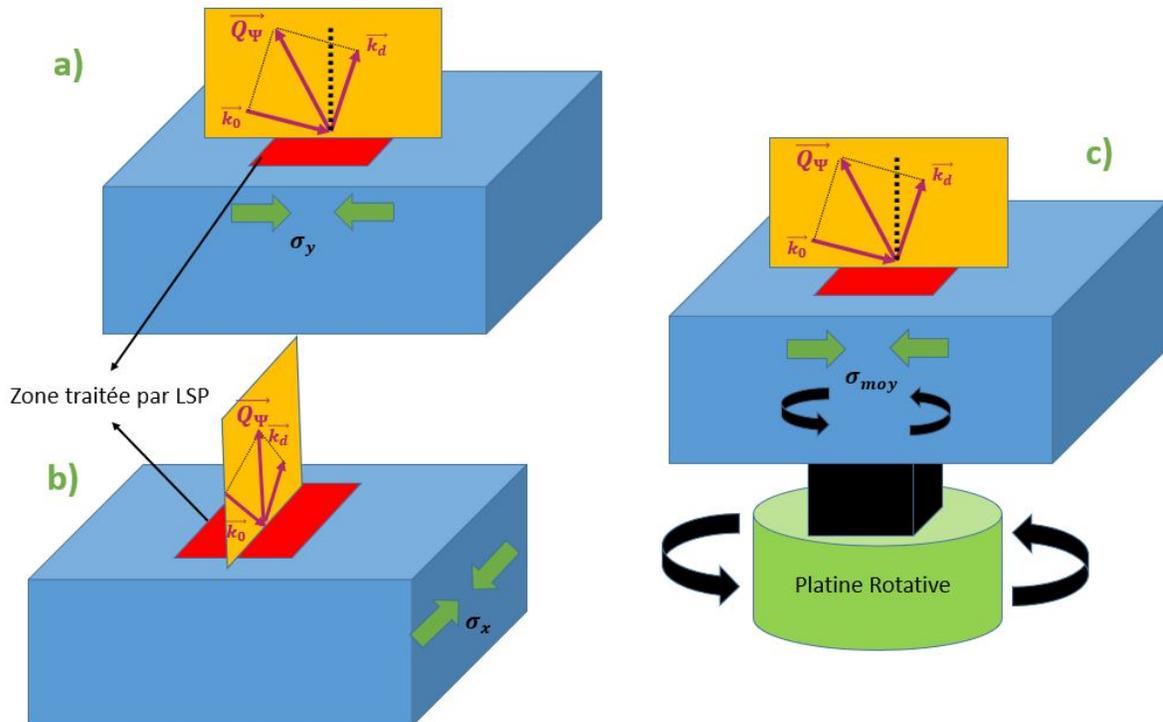


FIGURE II.17 – Directions des contraintes résiduelles mesurées par la méthode des $\sin^2(\Psi)$
 a) $\Phi = 90^\circ$ (σ_y); b) $\Phi = 0^\circ$ (σ_x); c) valeur moyenne par rotation d'axe z

En utilisant la loi de Hook généralisée (expression II.13), dans le repère de l'échantillon (x,y,z; Figure II.16), la déformation dans la direction (Ψ, ϕ) est donnée par :

$$\varepsilon_{\Psi, \phi} = \frac{1}{2} S_2 (A \sin^2(\Psi) + B) + S_1 \text{Tr}(\sigma) \quad (\text{II.14})$$

où $\text{Tr}(\sigma) = \sigma_x + \sigma_y + \sigma_z$, $S_1 = -\nu/E$ et $S_2 = (2 + 2\nu)/E$ sont les constantes d'élasticités radiocristallographiques du plan hkl du matériau étudié. A et B sont des paramètres dépendant des contraintes et de Ψ et ϕ . En particulier :

$$A = \sigma_x \cos^2(\phi) + \sigma_{xy} \sin(2\phi) + \sigma_y \sin^2(\phi) \quad (\text{II.15})$$

Ainsi, les cas particuliers $\phi = 0^\circ$ et 90° permettent de simplifier l'expression II.14. De surcroit, en considérant qu'il n'y a pas de cisaillement (la matrice des contraintes est diagonale dans le repère (x,y,z)) et en traçant alors la déformation mesurée $\varepsilon_{\Psi, \phi}$ en fonction de $\sin^2(\Psi)$ les contraintes normales σ_x et σ_y peuvent alors être déterminées par simple régression linéaire sur la courbe obtenue.

Les Rayons X sont générés par un tube en Cr (raies k_α), donnant lieu à une longueur d'onde de fonctionnement $\lambda_{Cr} = 0,229$ nm ($E_{Cr} = 5,41$ keV). Sous ces conditions, et en utilisant en particulier la famille de plans d'indice (311) de l'aluminium, l'angle d'incidence et de diffraction est fixé à environ 70° (soit $2\theta = 140^\circ$). Différents collimateurs, allant de 0,5 mm à 4 mm, permettent de définir la taille du faisceau RX irradiant la cible.

Les principaux avantages de ce système (visible sur la Figure II.18) sont sa prise en main très facile, la possibilité d'automatiser les mesures sur des points pré-définis, et les fonctions de traitements des signaux permettant de calculer les contraintes résiduelles avec les incertitudes associées.

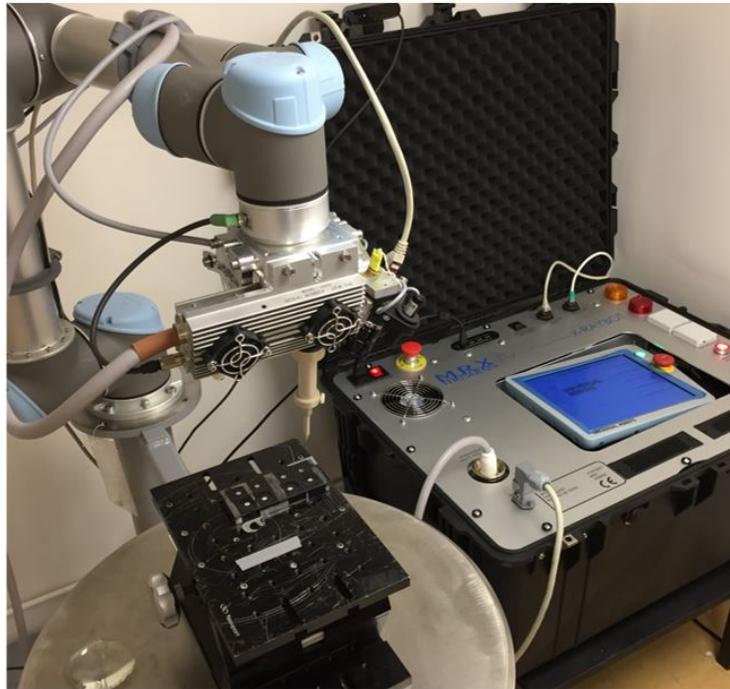


FIGURE II.18 – Système X-Raybot utilisé au laboratoire PIMM pour la mesure de contraintes résiduelles par diffraction de Rayons X

II.6.2 Mesure sur grands instruments - Synchrotron Diamond

Le synchrotron Diamond est une grande installation expérimentale situé à Didcot, au Royaume-Uni. Dans les grandes lignes, cette installation synchrotron est constituée d'un large anneau de stockage (561,6 mètres de circonférence) dans lequel des électrons sont accélérés pour atteindre une énergie de 3 GeV.

Les électrons circulent au milieu de dipôles magnétiques (wiggler), ce qui permet d'augmenter significativement la brillance X. Puis, ils sont déviés à l'aide d'un électro-aimant. Ainsi, sous l'effet de cette accélération circulaire, les électrons produisent un rayonnement synchrotron⁶.

Nous avons pu utiliser la ligne I-12 qui récupère un faisceau de photons X dans la gamme de longueur d'onde allant de 50 keV à 150 keV. Les expériences peuvent être réalisées soit en faisceau blanc (notre cas), soit en faisceau monochromatique si des miroirs et monochromateurs sont insérés sur le trajet du faisceau incident.

6. Prévus par les lois de l'électromagnétisme, toute particule chargée (électrons, protons,...) et déviée de sa trajectoire par un champ magnétique va émettre une onde électromagnétique d'énergie proportionnelle à l'accélération subie.



FIGURE II.19 – Photographie de l’installation Diamond et de la ligne expérimentale I-12 utilisée pour nos expériences

Le schéma expérimental est représenté sur la Figure II.20. Un ensemble de 23 détecteurs au Germanium, refroidis par azote, sont disposés demi-circulairement. Cette disposition permet de récupérer les faisceaux diffractés pour des vecteurs de diffraction inclinés d’un angle Ψ allant de 0° à 180° ; en reprenant les notations de la Figure II.16, cela signifie que la déformation dans l’ensemble du plan (x,z) peut être mesurée (l’angle Φ est ici très faible et sera pris comme nul).

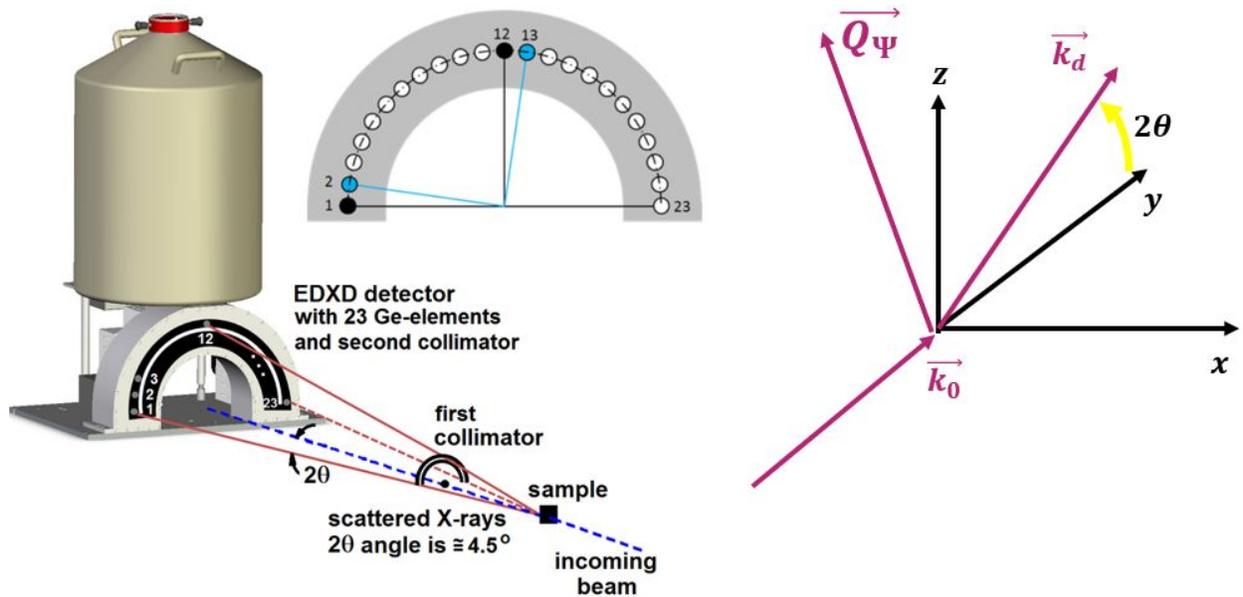


FIGURE II.20 – Montage expérimental utilisé à Diamond et notations

Un système de deux fentes coniques (situées à 100 mm de l'échantillon, et 515 mm du détecteur), très fines (0,15 et 0,2 mm) et distantes de 1,7 m l'une de l'autre, permettent de définir les angles de diffraction possibles : autrement dit, l'angle 2θ ($\theta = 2,25^\circ$) entre le faisceau incident (de taille rectangulaire réglable entre 50 et 250 μm) et le faisceau diffracté est fixé expérimentalement. Le volume de jauge obtenu s'étend alors sur 4 à 10 mm de longueur. Par ailleurs, chacun des 23 détecteurs est résolu en énergie (ou, similairement, en longueur d'onde) ce qui permet de mesurer plusieurs pics de diffractions en même temps, associés à différents plan (hkl) diffractant (chaque plan (hkl) possède une valeur tabulée de son vecteur de diffraction Q_{hkl}^0 , équivalent à une énergie des RX diffractés). La Figure II.21 est un exemple de spectre de diffraction typique obtenu à Diamond sur des échantillons d'aluminium.

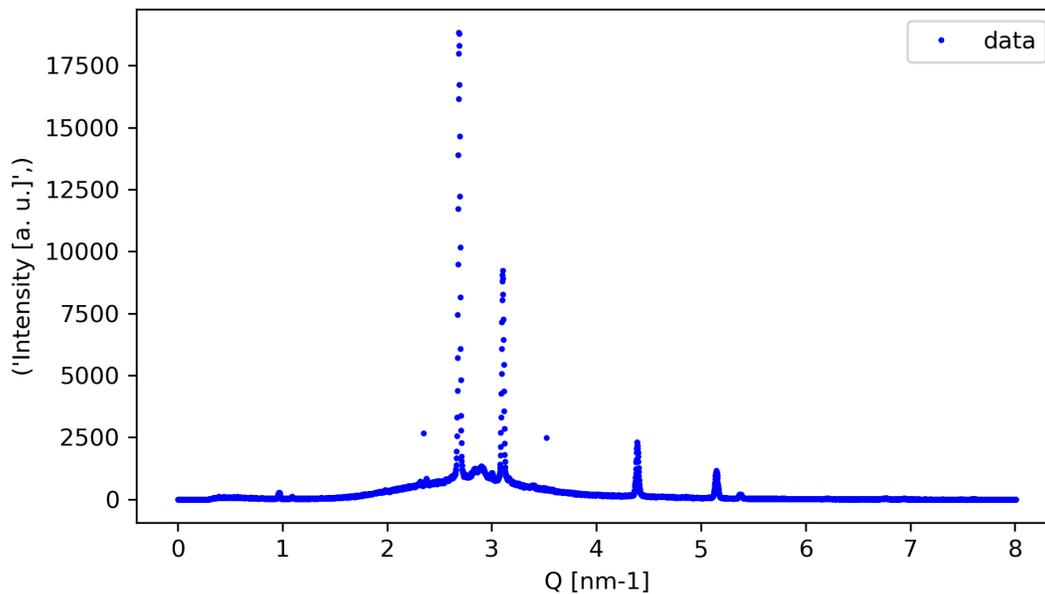


FIGURE II.21 – Spectre de diffraction obtenu : intensité mesurée (u.a) en fonction du vecteur de diffraction Q (nm^{-1})

L'information est certes redondante, mais permet de choisir le plan diffractant suivant l'intensité du signal recueilli. Ainsi, contrairement à la méthode des $\sin^2(\Psi)$, où la distance d_{hkl} est déduite de la position angulaire du pic, cette distance est ici déterminée par la position en énergie (ou en longueur d'onde) du pic de diffraction (energy dispersive XRD), puisque l'angle θ est géométriquement fixé par les fentes coniques.

Somme toute, en utilisant les détecteurs {1,2,22,23} (numérotés en accord avec la Figure II.20), ε_x est obtenu. De même, en utilisant les détecteurs {11,12,13}, ε_z l'est. Cette méthode consistant à combiner plusieurs détecteurs symétriques par rapport à la direction de mesure souhaitée permet d'augmenter la statistique de comptage des pics de diffraction, mais aussi le volume des grains qui diffractent, et donc de gagner en précision.

En reprenant le formalisme de Hooke (expression II.13), et en simplifiant les précédentes expressions sous l'hypothèse $\varepsilon_x = \varepsilon_y$ (relativement juste vue la symétrie du traitement par grenailage laser), il vient :

$$\sigma_x = \frac{E}{1+\nu} \left(\varepsilon_x + \frac{\nu}{1-2\nu} (2\varepsilon_x + \varepsilon_z) \right) \quad (\text{II.16})$$

Outre le fait de pouvoir utiliser un faisceau blanc, le principal avantage d'utiliser un synchrotron réside dans la brillance du faisceau RX utilisé (10^{20} photons/s/mrad²/mm² à 0,01 % BW contre 10^9 en laboratoire); ainsi, de nombreuses mesures peuvent être réalisées y compris sur des matériaux très absorbants comme l'acier. De surcroît, la méthode est ici non-destructive : puisque le faisceau incident est en transmission, et le faisceau diffracté filtré par les fentes, il suffit de décaler l'échantillon pour positionner le volume diffractant (aussi appelé volume de jauge) à la profondeur d'analyse souhaitée. Enfin, une très bonne résolution spatiale peut-être obtenue puisque le faisceau peut être réduit sur des dimensions de l'ordre de la cinquantaine de micromètres.

II.7 Mesure de l'enfoncement après traitement par choc laser

Deux mécanismes distincts sont responsables de l'enfoncement après choc laser :

- Un enfoncement mécanique par plastification due à l'onde de choc. Peyre [6] a montré que cet enfoncement e était proportionnel à la pression appliquée au carré (soit $e \propto I$, I l'intensité laser). Cet enfoncement est notable dès lors que l'intensité laser utilisée est suffisante pour conduire à une plastification de la cible : $I > 1 \text{ GW/cm}^2$.
 - Un enfoncement par ablation de matière : le métal, vaporisé et ablaté par l'impulsion laser, est incorporé au plasma. Sollier [7] a montré que cet enfoncement était aussi proportionnel à l'intensité laser, et qu'en outre il était négligeable à haute intensité laser par rapport à l'enfoncement par plastification (lorsqu'il existe).
- L'enfoncement induit est donc une caractérisation indirecte de la pression du plasma.

Ces mesures ont été réalisées à l'aide d'un profilomètre mécanique à pointe modèle Dektak 150 (fabriqué par Bruker-Veeco). Il s'agit d'une pointe en diamant, avec retour de force, permettant de balayer la surface cible pour mesurer sa rugosité et le relief local, jusqu'à 1 mm de variation. La résolution en profondeur est de l'ordre de l'ångström ($\approx 0,1 \text{ nm}$).

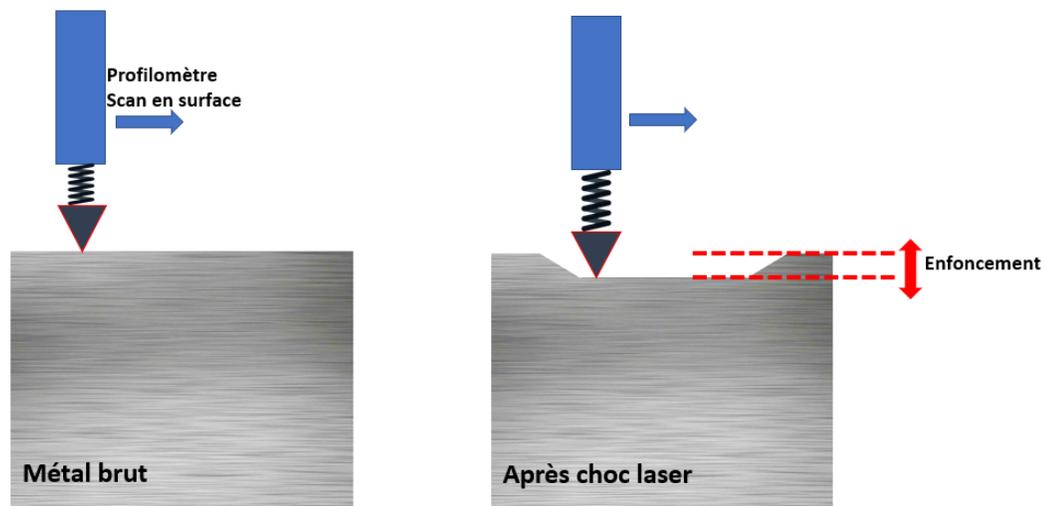


FIGURE II.22 – Montage utilisé au PIMM pour la mesure de l'enfoncement après choc laser par profilomètre mécanique

Pour améliorer la précision des mesures, cette méthode est préférentiellement employée après des traitements complets de grenailage laser ($\approx 1000 \text{ tirs/cm}^2$), assurant ainsi un enfoncement global conséquent de la cible. De plus, un scan linéaire sur toute la longueur de la zone traitée par LSP (de l'ordre de $20 \times 20 \text{ mm}^2$) est effectué, assurant ainsi une statistique de mesure suffisamment bonne, notamment pour les mesures de rugosité.

II.8 Présentation des lasers utilisés

Dans cette section, nous allons présenter les deux architectures lasers utilisées pour nos expériences. Plus d'informations générales sur les lasers et leur fonctionnement (ainsi que le fonctionnement d'un cristal Nd:YAG) sont disponibles dans l'Annexe 1.

II.8.1 Laser GAIA

Ce système laser repose sur une architecture de type MOPA (Master Oscillator Power Amplifier).

Deux voies symétriques (mais polarisées orthogonalement) sont intégrées dans ce système laser, chacune d'entre elles pouvant délivrer 7 J d'énergie, sur une impulsion de 7 ns dans le visible (532 nm), et avec une fréquence de répétition de 2 Hz. La seconde voie peut-être précisément décalée (entre 1 et 200 ns) de la première voie pour réaliser des expériences de tirs symétriques (LASAT); cette fonctionnalité n'est pas utilisée pour le grenailage laser. En outre, ce laser peut-être utilisé en mode tir unique (single shot).

Chaque voie du laser se compose alors des éléments suivants :

- Un barreau Nd:YAG (diamètre : environ 10 mm), pompé par lampes flash, est inséré dans une cavité laser stable multimode, constituant ainsi l'oscillateur laser. Le fonctionnement impulsionnel du laser est assuré par un déclenchement actif d'une cellule pockels (plus de détails en Annexe 1) couplée à un polariseur et une lame quart-d'onde.

Somme toute, cet oscillateur génère une première impulsion laser de faible énergie (≈ 300 mJ) à 1064 nm et autour de 10 ns. Cette première impulsion est temporellement gaussienne et spatialement homogène (top-hat, en champ proche), et multimode (M^2 de l'ordre de 10).

- En aval de cet oscillateur, une série d'amplificateurs de différents diamètres (respectivement environ 13/25/25 mm) sont placés pour permettre d'augmenter drastiquement l'énergie contenue dans l'impulsion laser (on passe respectivement à 1,5/6/11 J), dans l'infrarouge toujours. Ces amplificateurs sont constitués d'une tête optique : un barreau Nd:YAG, pompé par flash, et dans lequel le laser ne passe qu'une seule fois. Deux systèmes afocaux sont réalisés avant chaque augmentation de diamètre, pour augmenter raisonnablement la taille de l'impulsion laser afin de maximiser l'énergie extraite des amplificateurs.

- Un cristal doubleur de type LBO permet de convertir, avec une efficacité de l'ordre de 65 %, l'impulsion laser de l'infrarouge (1064 nm) au visible (532 nm) : c'est la génération de la première harmonique (SHG : Second Harmonic Generation). Une lame demi-d'onde est placée en entrée du cristal LBO pour mettre le laser en polarisation linéaire (45° des axes du cristal doubleur); la lumière en sortie du cristal, convertie dans le visible, est polarisée verticalement (accord de phase de type II, axe extraordinaire). Une régulation fine en température du cristal est nécessaire pour maintenir le bon niveau d'efficacité de conversion.
- En sortie du cristal doubleur, une lame de prélèvement ($\approx 1\%$, en direction d'un joulemètre) permet de mesurer l'énergie contenue dans chaque tirs laser (affichée sur l'écran de contrôle du laser) et d'être à l'abri d'une potentielle erreur lors d'un tir.
- En bout de chaîne, une lame demi-onde rotative est insérée en amont d'un polariseur. Ceci permet de contrôler l'énergie transmise en sortie du laser (5 à 100 %, par la loi de Malus : $E \propto \cos^2(\theta)$ où θ est l'angle entre la polarisation en sortie de la lame demi-onde et celle du polariseur) tout en maintenant le même état de polarisation en sortie.

Le schéma II.23 représente l'architecture globale du laser GAIA, avec ses principaux éléments.

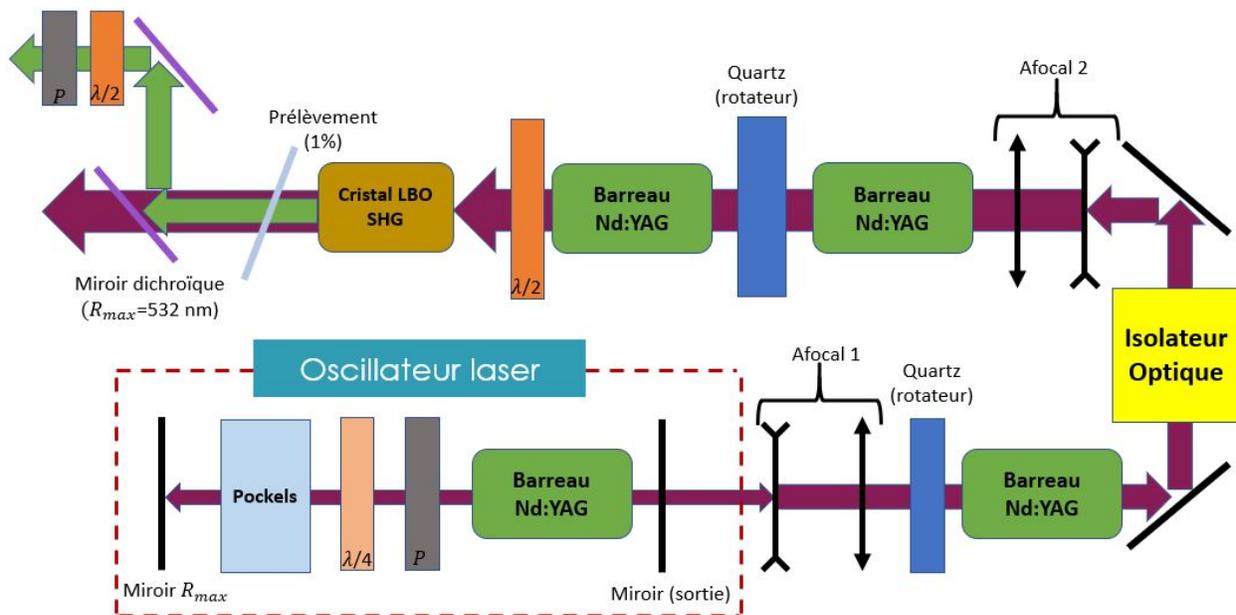


FIGURE II.23 – Architecture simplifiée du laser GAIA

Par ailleurs, un rotateur de Faraday est utilisé en sortie du premier niveau d'amplification : il permet de faire tourner la polarisation d'un angle fixe (ici, 45°). Couplé à un polariseur et une lame demi-onde, cela permet d'obtenir une isolation optique : un faisceau réfléchi sera nécessairement dans une polarisation perpendiculaire au polariseur, et ne pourra donc pas revenir en arrière pour être de nouveau amplifié (et créer des dommages).

En outre, des barreaux de quartz sont aussi insérés entre les différents amplificateurs. Ces derniers permettent d'induire un retard de phase contrôlé (similairement, la polarisation tourne) afin de compenser le retard de phase induit par effet thermique dans les barreaux Nd:YAG (on parle de dépolarisation thermique, cf Annexe 1).

Enfin, le refroidissement du laser est assuré par une circulation d'eau dans les têtes optiques pompées par flash.

II.8.2 Laser THEIA

A l'instar du laser GAIA, le THEIA repose aussi sur une architecture de type MOPA. La principale différence réside dans la méthode de pompage : ici, les barreaux Nd:YAG sont pompés par des diodes laser⁷ (émettant autour de 800 nm) réparties uniformément autour du barreau.

Une énergie de 1 J est obtenue (à 1064 nm), pour une durée d'impulsion variable allant de 7 ns à 20 ns. Ce laser dispose d'une forte cadence de répétition : 200 Hz.

Sans rentrer dans les détails, pour des raisons de confidentialité sur le savoir faire, nous pouvons lister les éléments suivants :

- L'oscillateur laser est constitué d'un barreau Nd:YAG pompé par diode et inséré dans une cavité laser stable. Similairement au laser GAIA, une cellule de pockels permet de déclencher le laser, à une cadence de 200 Hz. L'impulsion laser obtenue est aussi temporellement gaussienne, spatialement top-hat et multimode (M^2 aussi de l'ordre de 10).
- Cette impulsion laser est ensuite amplifiée deux fois dans le même amplificateur (aller et retour, double pass). Un rotateur de faraday permet de tourner la polarisation du laser pour que d'une part les effets thermiques de dépolarisation soient compensés, et que d'autre part le faisceau laser puisse suivre une autre trajectoire sur le retour. De plus, un afocal placé avant cet amplificateur permet d'augmenter la taille du faisceau (objectif : extraire plus d'énergie) mais aussi de rendre le faisceau légèrement divergent. En effet, les effets thermiques dans le barreau Nd:YAG correspondent à une lentille convergente (cf Annexe 1), on compense donc ce phénomène. De même, le miroir de retour est convexe pour rendre à nouveau ce faisceau légèrement divergent avant d'entrer l'amplificateur pour un second passage.
- L'impulsion laser est ensuite acheminée en sortie du laser, et son énergie est contrôlée par la rotation d'une lame demi-onde couplée à un polariseur. Un cristal doubleur ou tripleur peut éventuellement être inséré pour générer respectivement une première (532 nm) ou une deuxième harmonique (355 nm). Cependant, nous n'utilisons pas de conversion de fréquence sur ce THEIA : il fonctionne à 1064 nm.

7. Cette méthode de pompage est plus efficace qu'un pompage par flash (meilleur rendement électrique/optique), et conduit à une moindre élévation thermique du milieu amplificateur puisque le spectre utile pour le pompage est adapté avec les diodes laser, là où une large partie de la lumière émise par des lampes flash est absorbée thermiquement. En effet, l'absorption vers les bandes d'énergie plus élevées (> 800 nm) induit des transitions non-radiatives (le cristal chauffe) avant que l'électron ne soit positionné sur la transition laser radiative d'intérêt, autour de 800 nm. En revanche, cette méthode de pompage par diode est plus onéreuse.

L'architecture du laser THEIA est représentée sur la Figure II.24 :

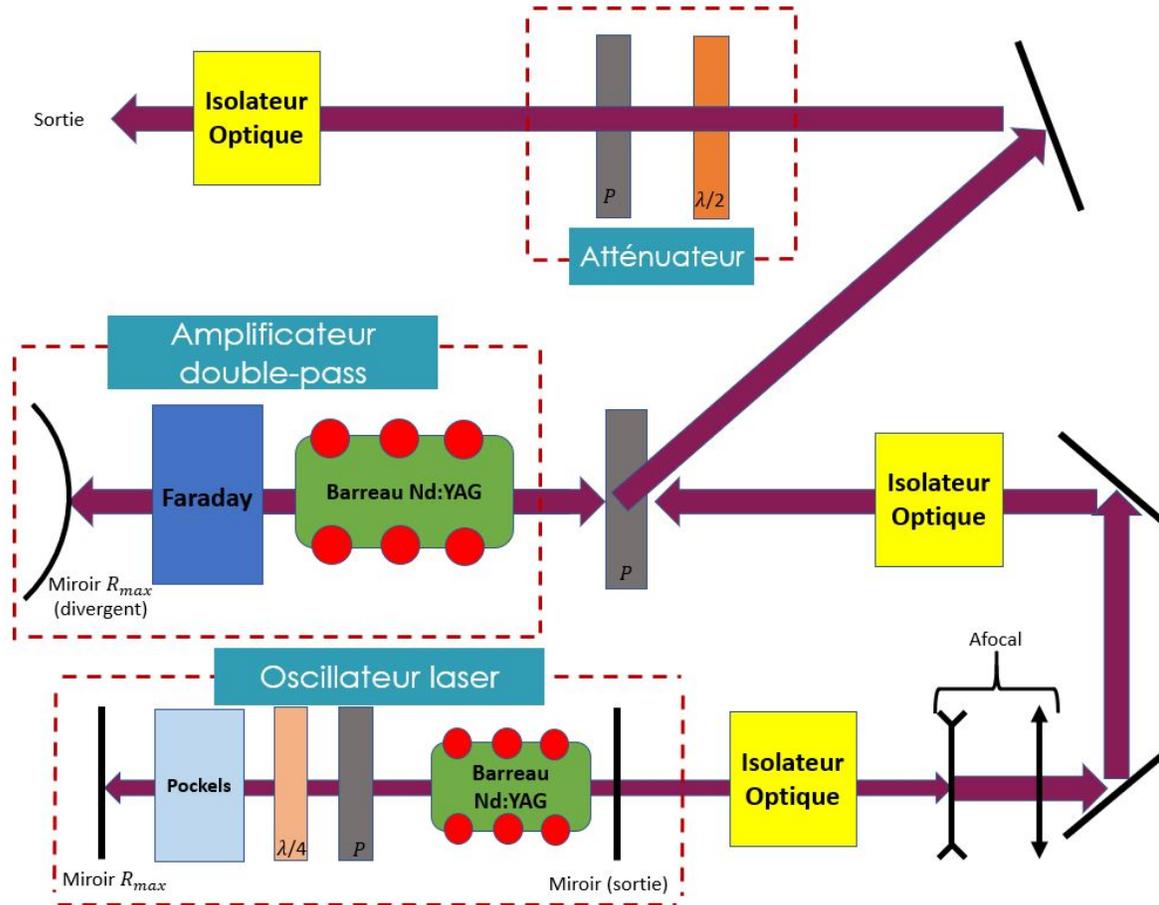


FIGURE II.24 – Architecture simplifiée du laser THEIA

Pour maintenir un régime thermique constant (et éviter l'apparition d'une focale thermique non compensée qui viendrait focaliser le faisceau, et donc risquerait d'endommager les composants optiques) ce laser n'est pas utilisable en mode single shot : il fonctionne en permanence à 200 Hz.

Pour certaines de nos expériences requérant des tirs uniques, nous avons donc développé un système composé d'un miroir galvanométrique (DynAxis, fabriqué par Scanlab), piloté par le logiciel de contrôle du laser en synchronisation avec l'horloge interne de ce dernier. Ce scanner permet de dévier le faisceau soit vers un montage expérimental (diagnostic ou traitement par greaillage), soit vers un puits de lumière refroidi par eau. Le temps de déplacement d'une position à une autre du scanner est inférieur à 5 ms (soit le temps entre deux impulsions laser). En outre, cela nous permet aussi de modifier la fréquence effective des tirs du laser : 200 Hz, 100 Hz, 50 Hz, etc.

Bibliographie - Chapitre II

- [II-1] L. Berthe. *Processus de claquage de milieux transparents sous irradiation laser. Application au choc laser en régime de confinement par eau*. Thèse de Doctorat, Université Paris XI Orsay, 1998.
<http://www.theses.fr/fr/1998PA112114>.
- [II-2] L.M. Barker and R.E. Hollenbach. Laser interferometer for measuring high velocities of any reflecting surface. *Journal of Applied Physics*, 43(11) :4669–4675, 1972.
<https://doi.org/10.1063/1.1660986>.
- [II-3] L. M. Barker and K. W. Schuler. Correction to the velocity-per-fringe relationship for the VISAR interferometer. *Journal of Applied Physics*, 45(8) :3692–3693, 1974.
<https://doi.org/10.1063/1.1663841>.
- [II-4] O. le Liboux. *Conception de chaînes vélocimétriques Doppler multipoints miniaturisées. Application à la détonique*. Thèse de Doctorat, Conservatoire National des Arts et Métiers, 1998.
<http://www.theses.fr/1998CNAM0309>.
- [II-5] C. Mauger, L. Méès, M. Michard, A. Azouzi, and S. Valette. Shadowgraph, Schlieren and interferometry in a 2D cavitating channel flow. *Experiments in Fluids*, 53 :1895–1913, 2012.
<https://doi.org/10.1007/s00348-012-1404-3>.
- [II-6] P. Peyre, L. Berthe, V. Vignal, I. Popa, and T. Baudin. Analysis of laser shock waves and resulting surface deformations in an Al–Cu–Li aluminum alloy. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 45(33), 2012.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/45/33/335304>.
- [II-7] A. Sollier. *Etude des plasmas générés par interaction laser-matière en régime confiné. Application au traitement des matériaux par choc laser*. Thèse de Doctorat, Université de Versailles St-Quentin, 2002.
<http://www.theses.fr/fr/069929394>.

CHAPITRE III

Maîtrise du procédé

Chapitre III

Maîtrise du procédé de grenaillage laser

Ce troisième chapitre est dédié à la compréhension et à la maîtrise du procédé de grenaillage laser, en particulier pour les petites taches laser.

Dans une première partie, nous nous intéresserons à comprendre l'interaction laser/matière pour améliorer la maîtrise du chargement thermique et mécanique induit par le plasma sur la surface à traiter. Nous présenterons les résultats expérimentaux et numériques obtenus, et par voie de conséquence, nos apports dans les modèles existants pour les rendre plus précis et réguliers. L'ensemble de ces résultats ont fait l'objet d'une publication scientifique [1].

Dans une seconde partie, nous nous concentrerons sur l'eau de confinement pour mieux comprendre son impact dans une configuration inédite et à très haute cadence (200 Hz). De surcroît, nous présenterons une nouvelle configuration expérimentale permettant d'augmenter le seuil de claquage dans l'eau de confinement.

Enfin, ces résultats conduiront au développement d'une nouvelle configuration (laser THEIA sur la plateforme Rogue Laser) : petites taches laser, fort taux de recouvrement et sans revêtement thermique. Cette configuration sera caractérisée en fonction des paramètres laser disponibles, et exploitée pour réaliser des traitements de grenaillage laser, analysés dans le quatrième chapitre.

III.1 Maîtrise du chargement thermique et mécanique : interaction laser/matière en régime confiné eau

Dans cette première partie, nous avons souhaité focaliser notre attention sur la caractérisation du plasma en pression et en température pour les petites taches laser, et améliorer les modèles existants. Ce chargement en pression et en température est par la suite utilisé comme point d'entrée de simulations numériques visant à rendre compte de l'épaisseur affectée thermiquement et mécaniquement. Par ailleurs, nous avons étudié l'intérêt d'utiliser ou non un système d'homogénéisation spatiale de la tache laser. Enfin, les expériences de visualisation du plasma ont permis de caractériser le caractère compressible de l'eau aux niveaux de pression impliqués en choc laser, que nous avons alors intégré dans nos modèles pour obtenir une loi de pression plus précise.

III.1.1 Interaction laser/matière en petites taches focales

Le principal objectif de cette partie est de déceler la relation qu'il existe entre la taille de la tache laser, soit la dimension radiale initiale du plasma, et la durée du chargement en pression et en température du plasma (voire le niveau maximal atteint).

Pour la première fois vis-à-vis de l'état de l'art actuel, nous apportons une mesure scrupuleuse et double sur le comportement du plasma (à la fois en pression et en température) en fonction de la tache laser utilisée, notamment les taches submillimétriques. Les résultats expérimentaux obtenus permettent de calculer numériquement la zone plastifiée par l'onde de choc en fonction de la tache laser utilisée, tout comme celle affectée thermiquement par le chargement en température du plasma.

III.1.1.1 Résultats expérimentaux

Les résultats obtenus par VISAR (Chapitre II, mesure indirecte de pression du plasma, via la mesure de la vitesse de la face arrière de la cible) sont ici présentés, ces mesures ayant été réalisées sous la configuration utilisant une fenêtre en BK7 ([page 96](#)).

Par ailleurs les mesures de l'intensité lumineuse émise par le plasma, reliée à sa température, sont aussi présentées et analysées.

● VITESSE EN FACE ARRIÈRE - PRESSION DU PLASMA

Sur la Figure III.1, nous présentons les profils de vitesse en face arrière obtenus pour trois tailles de taches laser différentes : 0,6 mm, 1 mm et 3 mm. L'intensité laser I est égale à 1 GW/cm^2 , la durée à mi-hauteur de l'impulsion laser gaussienne vaut $7,2 \text{ ns}$ et l'épaisseur de la cible d'aluminium vaut $300 \mu\text{m}$.

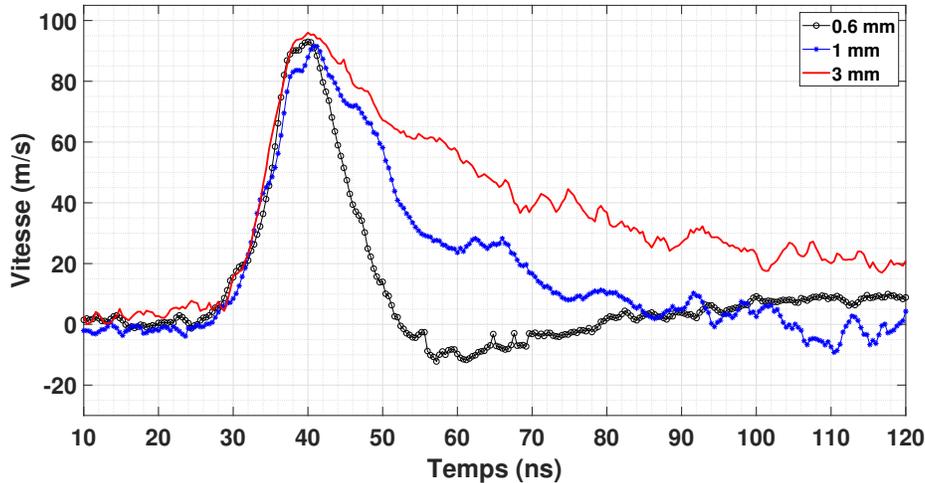


FIGURE III.1 – Profils de vitesse en face arrière mesurés par VISAR pour une cible d'aluminium de $300 \mu\text{m}$ d'épaisseur irradiée sous une intensité de 1 GW/cm^2 . Les taches utilisées ont un diamètre de 0,6 mm, 1 mm et 3 mm

Deux observations importantes sont extraites de ces courbes :

- La vitesse maximale mesurée, qui est indirectement reliée à la pression maximale atteinte par le plasma, est indépendante de la taille de la tache laser (94, 93 et 96 m/s pour les taches de 0,6, 1 et 3 mm) . Néanmoins, cette remarque n'est valable que pour la configuration expérimentale utilisée ici (faible épaisseur d'aluminium, afin de limiter les effets de bords 2D).
- La rapidité à laquelle la vitesse diminue (soit la rapidité de la détente adiabatique du plasma) est fortement dépendante de la tache laser : plus cette dernière sera petite, et plus la détente du plasma sera raccourcie. En effet, pour passer d'environ 100 m/s à 20 m/s, il faut 8 ns pour une tache de 0,6 mm de diamètre contre 28 et 60 ns pour les taches de 1 et 3 mm.

A partir de ces profils expérimentaux de vitesse, des simulations numériques ont été conduites par Éléments Finis (EF, sous le code commercial Abaqus®; les hypothèses et modèles utilisés sont présentés par la suite, dans la partie III.1.1.4.2, page 137) afin d'obtenir la pression du plasma en face avant. Par méthode inverse, en ajustant les vitesses simulées par le code EF aux vitesses expérimentales, les profils de pressions du plasma en face avant sont obtenus.

Le profil de pression utilisé comme conditions aux limites (point d'entrée) pour notre code par EF correspond à un profil obtenu par simulations sous ESTHER (Figure I.5). Le choix ici réalisé consiste à ne faire varier le profil de pression qu'après la fin de l'impulsion laser, soit uniquement dans la phase de détente du plasma, jusqu'à obtenir en sortie le profil de vitesse le plus proche du profil expérimental mesuré.

Les profils de pressions correspondants sont représentés sur la Figure III.2.

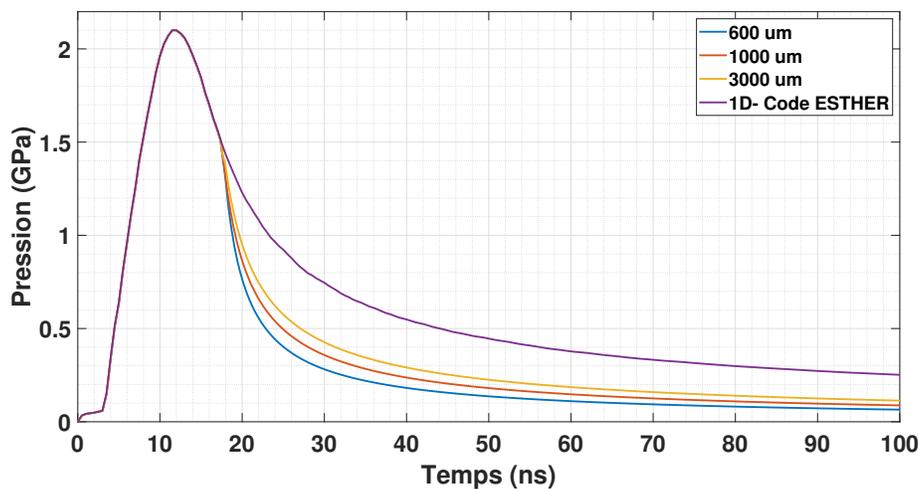


FIGURE III.2 – Profils de pression en entrée (conditions aux limites) obtenus par méthode inverse et permettant de reproduire les signaux expérimentaux de vitesse (Figure III.1). Les taches utilisées ont un diamètre de 0,6 mm, 1 mm et 3 mm et sont comparées au profil ESTHER sous l'hypothèse 1D

Ainsi, comme les profils de vitesse l'indiquaient, la pression du plasma décroît plus rapidement lorsque des taches laser plus petites sont impliquées : pour passer d'environ 2 GPa à 0,5 GPa, il faut respectivement 9, 11 et 13 ns aux taches de diamètres respectifs de 0,6, 1 et 3 mm, contre 32 ns pour le profil de pression 1D couramment utilisé.

● INTENSITÉ LUMINEUSE ÉMISE - TEMPÉRATURE DU PLASMA

Les profils normalisés d'intensité lumineuse émise par le plasma sont tracés sur la Figure III.3.

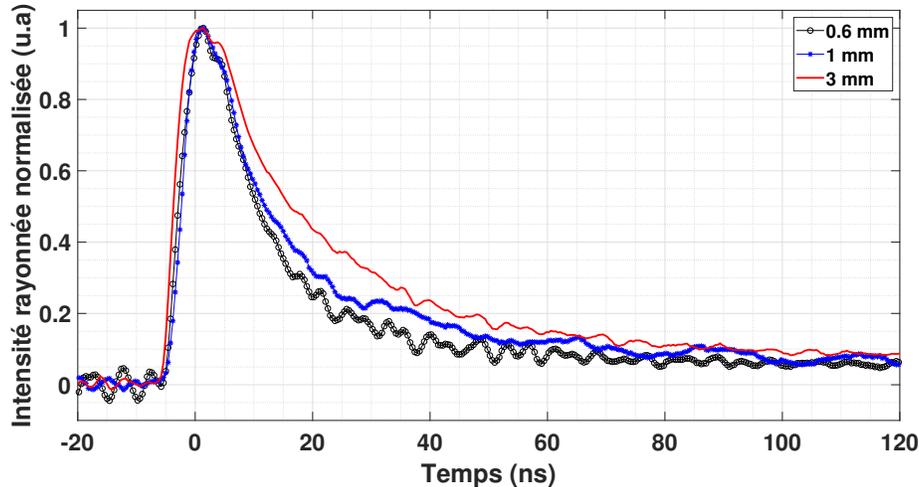


FIGURE III.3 – Mesure de l'intensité lumineuse rayonnée par le plasma et normalisée pour une cible d'aluminium et une intensité de 1 GW/cm^2 . Les taches utilisées ont un diamètre de 0,6 mm, 1 mm et 3 mm

Il est ici aussi très notable de constater que la décroissance de l'intensité lumineuse (correspondant à la phase de décroissance en température du plasma) est d'autant plus rapide que la taille de la tache laser est petite : l'intensité lumineuse chute de 80 % de sa valeur maximale en 21, 38 et 45 ns pour les taches de diamètre 0,6, 1 et 3 mm. Cette mesure est donc en très bon accord avec la mesure expérimentale de vitesse de l'onde de choc, et donc avec les profils de pression obtenus. En effet, sous une hypothèse simplificatrice d'un gaz parfait, nous nous attendons à avoir un comportement en température similaire à celui en pression.

III.1.1.2 Développement d'un nouveau modèle analytique pour les plasmas confinés non mono-dimensionnels

Nos résultats expérimentaux indiquent donc que la phase de détente du plasma est fortement dépendante de la taille de la tache laser. Ce résultat n'apparaît pas dans les modèles analytiques (ni numériques) aujourd'hui disponibles en choc laser [2, 3]. Nous avons alors souhaité rendre compte de cette observation expérimentale par le développement d'un nouveau modèle dit « 2D » sans l'hypothèse simplificatrice d'une géométrie 1D. Nous introduisons alors un mécanisme de fuite radiale par les bords du plasma. Cette fuite sera d'autant plus importante (relativement au volume total du plasma) que la tache laser utilisée sera petite.

● PRÉSENTATION DU MODÈLE RM (RADIUS DEPENDENT MODEL)

Les hypothèses et équations utilisées dans ce modèle pour la phase de chauffage du plasma (durant l'impulsion laser) sont en tout point identiques au modèle analytique 1D de Rémy Fabbro, présenté dans le Chapitre I (I.2.1.1, page 35).

Lorsque l'impulsion laser est terminée, le plasma est encore assimilé à un gaz parfait réalisant une détente adiabatique. En revanche, nous considérons qu'un jet de matière (fuite) existe en bordure du plasma du fait d'une part du différentiel de pression entre le plasma et le milieu extérieur, et d'autre part du fait de la géométrie très fine du plasma (épaisseur de l'ordre de 15 à 50 μm) : aucun phénomène d'onde de choc n'a lieu en bordure du plasma, uniquement une éjection de matière. En effet, sur une épaisseur aussi faible, si une telle onde de choc apparaissait radialement, elle serait immédiatement étalée et atténuée par ses bords.

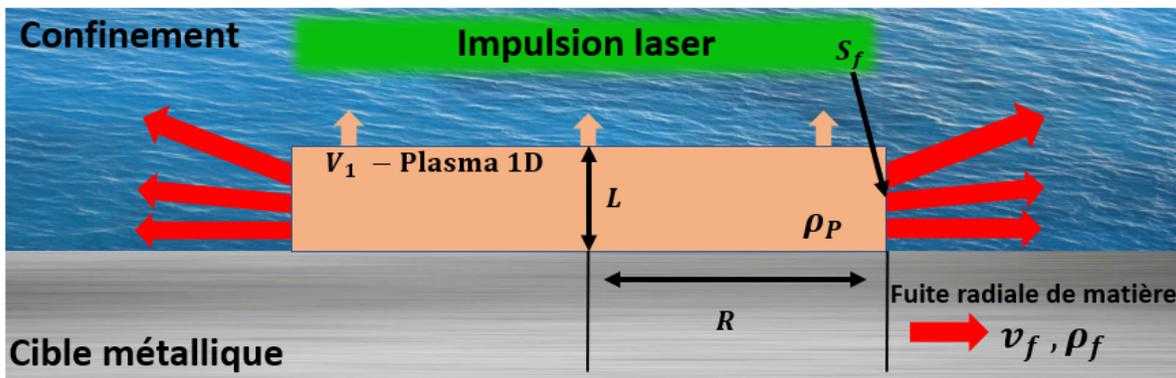


FIGURE III.4 – Modèle proposé incluant une fuite radiale autosimilaire (vitesse v_f , densité ρ_f) décrite par Landau et Lifschitz [4]

Cette éjection de matière a été modélisée en considérant une éjection 1D autosimilaire, décrite par Landau et Lifschitz [4] (*1D similarity gas flow, semi-infinite cylindrical pipe*). Il s'agit ici de considérer le plasma comme un tube semi-infini, terminé par une valve à son extrémité. Lors de l'ouverture de la valve (début de la détente), un écoulement se met en place et, pour les fortes pressions mises en jeu ici, la matière est éjectée à une vitesse maximale v_f , proche de la vitesse locale du son C_S (Figure III.4).

Cette vitesse est donnée par Landau :

$$v_f = \frac{2C_S}{\gamma + 1} \quad (\text{III.1})$$

et la vitesse locale du son vaut :

$$C_S = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho_P}} = \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}} \quad (\text{III.2})$$

où γ , P et T sont respectivement la constante de Laplace, la pression et la température du plasma, R la constante des gaz parfaits, ρ_P la densité du plasma, et M sa masse molaire.

Pour rappel, la constante de Laplace est reliée au coefficient α d'efficacité par (Equation (I.35)) :

$$\gamma = 1 + \frac{2\alpha}{3} \quad (\text{III.3})$$

Par ailleurs, Landau donne aussi la densité du gaz éjecté :

$$\rho_f = \rho_P \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{2}{\gamma + 1}} \quad (\text{III.4})$$

Le paramètre clef permettant de calculer la pression par détente adiabatique est le volume total du plasma, qui augmente. Pour calculer cette détente, il convient alors de modéliser cette fuite radiale de matière, qui correspond à une baisse de la densité du plasma, comme si le volume du plasma augmentait d'une certaine valeur permettant d'obtenir une baisse identique de cette densité du plasma.

Concernant la fuite de matière, le débit massique (pertes) est donné par :

$$\Phi_f = \rho_f v_f S_f \quad (\text{III.5})$$

où S_f est la surface radiale externe du plasma, d'où le jet de matière part.

Ainsi, si on considère que le plasma voit son volume (par expansion radiale) augmenter à une vitesse radiale v_R , faisant chuter la densité du plasma de la même façon que par la fuite de matière (autrement dit : les débits massiques sont identiques), il vient la condition suivante :

$$\rho_P v_R S_f = \rho_f v_f S_f \quad (\text{III.6})$$

Soit, en combinant les équations III.1, III.4 et III.6, une vitesse radiale d'expansion donnée par :

$$v_R = C_S \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{3+\gamma}{1+\gamma}} \quad (\text{III.7})$$

Somme toute, nous modélisons deux parties pour le volume total $V(t)$ du plasma ($V(t) = V_1(t) + V_2(t)$) :

- $V_1(t)$ qui correspond au volume d'un plasma 1D tel que décrit dans le modèle initial de Fabbro, et donné par :

$$V_1(t) = \pi L(t) R^2 \quad (\text{III.8})$$

avec L la dimension axiale du plasma et R le rayon de la tache laser. En particulier, nous avons $V(\tau) = V_1(\tau)$.

- $V_2(t)$ qui correspond au volume équivalent d'expansion radiale. Ce volume correspond à la révolution (cylindrique, autour de l'axe du plasma) d'une section rectangulaire (hauteur L , largeur $\Delta R = v_R t$) formant un tore.

Par intégration entre R et $R + \Delta R$ du volume élémentaire ($dV = 2\pi r dr L$), il vient :

$$V_2(t) = \pi L(t) C_R \Delta R(t) (2R + C_R \Delta R(t)) \quad (\text{III.9})$$

Le coefficient C_R est un coefficient correcteur d'ajustement de la vitesse d'expansion radiale, qui sera utilisé pour ajuster notre modèle aux résultats expérimentaux.

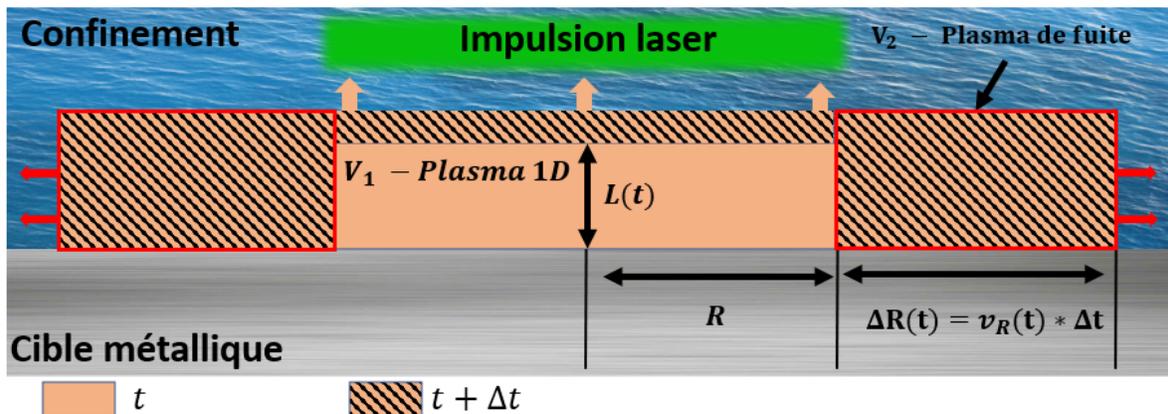


FIGURE III.5 – Modèle et géométrie équivalents proposés pour rendre compte de l'évolution du volume du plasma afin de décrire sa détente adiabatique

● **CALCUL DE LA DÉTENTE**

En couplant l'équation d'ouverture du plasma (Equation (I.22)) :

$$\frac{dL(t)}{dt} = \frac{2P(t)}{Z} \quad (\text{III.10})$$

avec celle de la détente adiabatique de Laplace d'un gaz parfait, vérifiée $\forall t > \tau$:

$$P(t)V(t)^\gamma = P(\tau)V(\tau)^\gamma \quad (\text{III.11})$$

et en utilisant les expressions III.8 et III.9, il est alors possible de calculer l'évolution de la pression du plasma durant la phase de détente. Nous avons réalisé ces calculs à l'aide d'un solveur numérique d'équations différentielles intégré dans MATLAB®.

De même, sous l'hypothèse des gaz parfaits, la température est obtenue. Ainsi, en considérant la variation de température, il est alors possible (expression III.2) de calculer à chaque instant t la vitesse moyenne du son dans le plasma $C_{S,m}(t)$.

Comme nous l'avons expliqué au chapitre I, une dernière étape intervient durant cette phase de détente : c'est l'apparition d'une onde (de type explosive) de choc sphérique (*spherical blast wave*) décrite par Pirri [5, 6]. Cette onde de choc, conduisant à une chute brutale de la pression, résulte de l'expansion radiale du plasma. Des ondes de raréfaction partent du bord du plasma et convergent vers son centre.

La vitesse moyenne du son permet de calculer l'instant τ_R pour lequel ces ondes de raréfaction se rejoignent au centre :

$$\tau_R = \frac{R}{C_{S,m}} \quad (\text{III.12})$$

Pirri a alors montré que la pression obéissait à une loi d'échelle donnée par :

$$P(t) \propto \left(\frac{t}{\tau_R} \right)^{-\frac{6}{5}} \quad (\text{III.13})$$

Ainsi, dans notre modèle, nous calculons d'abord une détente adiabatique ($t > \tau$) en prenant en compte l'augmentation radiale du volume (fuite de Landau), puis nous appliquons ensuite la loi d'échelle de Pirri ($t > \tau_R$).

Remarques :

- L'expression III.9 devient relativement importante dans la contribution totale du volume du plasma avec des petites taches laser. Dans le cas d'une grande tache (> 5 mm), ce volume est mineur et n'a aucun impact sur la détente du plasma : on retrouve le cas 1D

traité par le modèle de Fabbro et pour lequel $V(t) = V_1(t)$.

- Le calcul de la vitesse du son dans le plasma (Equation (III.2)) à chaque instant nécessite a minima la connaissance (en valeur absolue) soit de la densité, soit de la température à un instant donné (à $t = \tau$ pour des raisons pratiques). Sur la gamme [1-4] GW/cm² et pour une interaction en confinement eau sur une cible d'aluminium, les simulations numériques ESTHER donnent des températures de l'ordre de 10 000 à 50 000 K (similairement, une densité allant de 0,02 à 0,1 g/cm³). Les vitesses du son $C_S(\tau)$ obtenues vont alors de 8 000 à 14 000 m/s, et la vitesse d'expansion radiale v_R de 5 500 à 10 000 m/s.

En supposant qu'une fraction β (de l'ordre de 1 à 5 %) de l'énergie laser est absorbée pour vaporiser une masse m_m de métal et une masse m_c de confinement, un ordre de grandeur similaire des densités ρ_P du plasma est obtenu¹.

Somme toute, la connaissance exacte de la vitesse d'expansion radiale v_R est donc délicate à obtenir et à estimer, et ceci justifie l'utilisation d'un coefficient d'ajustement C_R du modèle aux résultats expérimentaux.

- Dans le modèle décrit ici, nous faisons encore l'hypothèse d'une détente adiabatique. Ceci est de moins en moins vérifié au fur et à mesure que la fuite latérale prend de l'importance.

Un second modèle, plus complet, est présenté en Annexe 4. Ce second modèle prend en compte dès le début de l'interaction ce phénomène de fuite; cette correction apporte notamment des précisions pour les impulsions longues pour lesquelles la phase de détente intervient trop tardivement vis-à-vis de l'hypothèse d'une fuite qui débiterait pendant la phase de détente.

- L'écoulement décrit par Landau n'est en réalité valable que pour des temps t inférieurs à τ_R ; autrement dit, tant que l'onde de raréfaction n'est pas arrivée au centre du plasma. Landau ne décrit pas ce qu'il se passe ensuite, mais ce point n'est pas véritablement dérangeant puisque dans tous les cas nous changeons nous aussi de description pour utiliser la détente de Pirri à partir de cet instant τ_R .

1. Il suffit simplement de calculer le chemin thermodynamique suivant : chauffage du métal de la température ambiante à celle d'évaporation ($\Delta T_1 = 2492$ K pour l'aluminium) avec une chaleur massique identique pour les phases solide et liquide ($C_{p,m} = 0,897$ J/K/g pour l'aluminium); prise en compte de la fusion et de l'évaporation (enthalpie $\Delta H_f = 395$ J/g et $\Delta H_v = 10\,740$ J/g, toujours pour l'aluminium); chauffage du gaz parfait de sa température d'évaporation jusqu'à 50 000 K ($\Delta T_2 = 47\,208$ K, pour l'aluminium), sous une chaleur massique gazeuse ($C_{p,m,g} = 0,77$ J/K/g). Enfin, en considérant qu'une fraction d'énergie βF (F la fluence en J/cm²) est absorbée par la surface à vaporiser (masse surfacique m_s en g/cm²), alors :

$$\beta F = m_s(C_{p,m}\Delta T_1 + C_{p,m,g}\Delta T_2 + \Delta H_v + \Delta H_f)$$

Numériquement, à 3 GW/cm² et pour $\beta = 3$ %, on trouve $m_s = 0,2$ mg/cm² soit une densité (pour un plasma de hauteur ≈ 20 μ m) de l'ordre de 0,1 g/cm³.

● DÉTERMINATION DU COEFFICIENT D'EXPANSION RADIALE - C_R

Pour ajuster notre modèle aux résultats expérimentaux, nous avons introduit des coefficients $C_{R,P}$ et $C_{R,T}$ qui agissent sur la vitesse d'expansion radiale du plasma.

D'une part, à l'aide de notre modèle, nous calculons la détente du plasma et obtenons le profil complet de pression; ce profil de pression est ensuite utilisé comme conditions aux limites du modèle par EF jusqu'à pouvoir reproduire au mieux nos profils expérimentaux de vitesse (obtenus en sortie du calcul par EF), en ajustant le coefficient $C_{R,P}$.

D'autre part, nous calculons aussi le profil de température du plasma et nous le comparons aux profils normalisés de température obtenus expérimentalement (il s'agit ici de températures relatives) à partir des mesures d'intensité lumineuse. Le coefficient $C_{R,T}$ est alors ajusté pour reproduire au mieux les résultats expérimentaux.

Finalement, le coefficient C_R qui sera retenu sera pris comme la moyenne des deux précédents coefficients d'ajustement : $C_R = 0,5(C_{R,P} + C_{R,T})$. La procédure globale d'ajustement a été schématisée sur la Figure III.6.

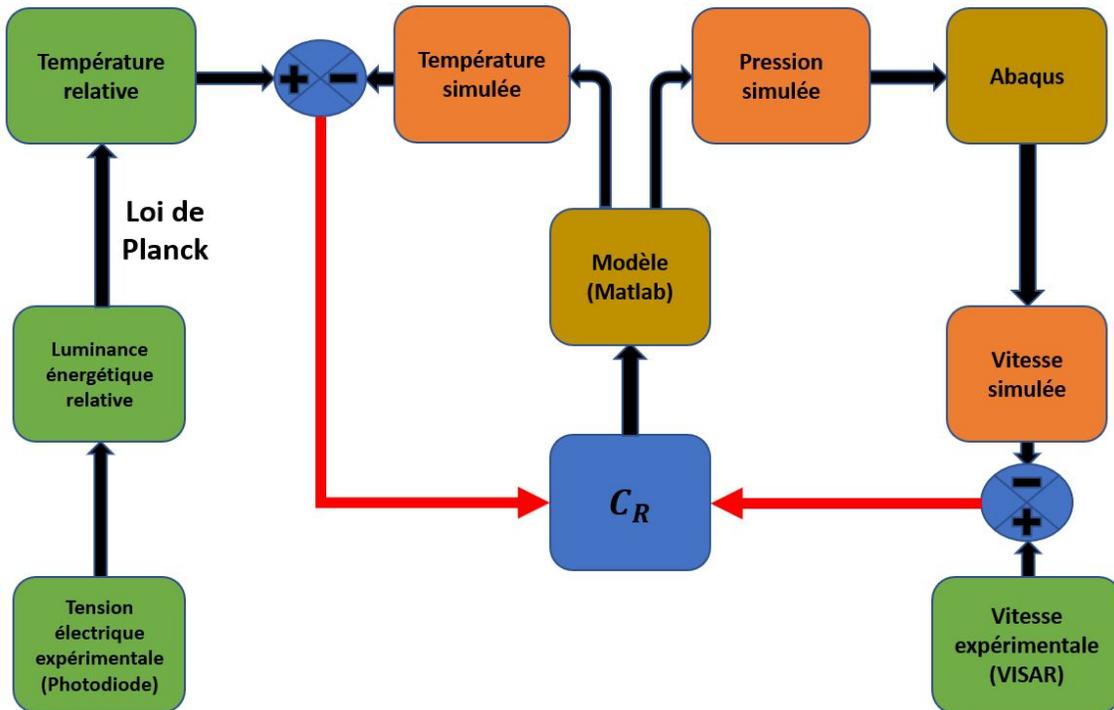


FIGURE III.6 – Procédure suivie pour obtenir le coefficient d'ajustement C_R

Somme toute, nous trouvons $C_{R,P} = 0,86$ et $C_{R,T} = 0,68$, soit un coefficient $C_R = 0,77$.

III.1.1.3 Résultats du modèle

● COMPARAISON AVEC LES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Sur les Figures III.7 et III.8 nous avons tracé les mesures expérimentales de vitesse et d'intensité lumineuse, pour une intensité laser de 1 GW/cm^2 , sous des taches de 0,6 mm, 1 mm, 1,5 mm et 3 mm irradiant des cibles d'aluminium. Ces mesures ont été comparées aux résultats obtenus avec notre modèle, et le modèle 1D de Fabbro (pour les vitesses).

Un très bon accord est obtenu concernant l'intensité lumineuse (Figure III.7) entre notre modèle (courbes en pointillé, débutant dans la phase de détente soit environ à 75 % de la valeur maximale) et les profils expérimentaux.

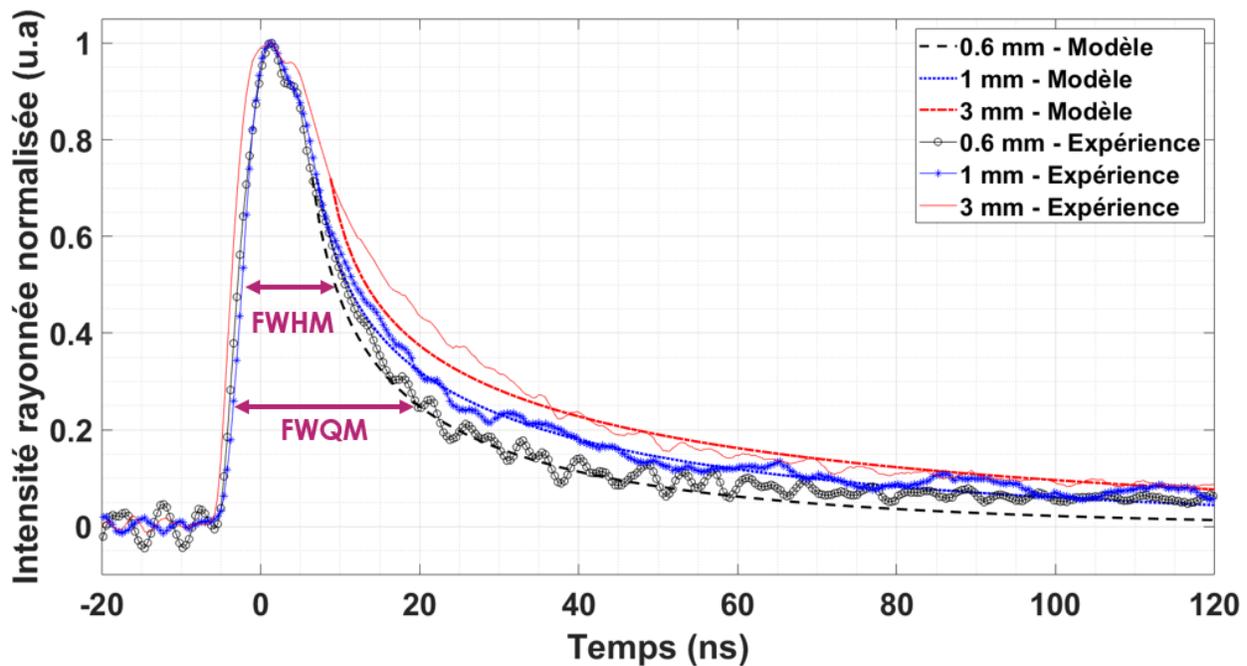


FIGURE III.7 – Comparaison de l'intensité lumineuse simulée à 1 GW/cm^2 par notre modèle RM avec les mesures expérimentales. Les taches utilisées valent 0,6 mm, 1 mm et 3 mm

Sur la Figure III.8, les profils de vitesses simulés par notre modèle, et comparés aux profils expérimentaux et à ceux simulés avec le modèle 1D de Fabbro, font apparaître que la phase de montée ne dépend pas du modèle utilisé; en revanche, la phase de détente joue un rôle important pour reproduire les résultats expérimentaux.

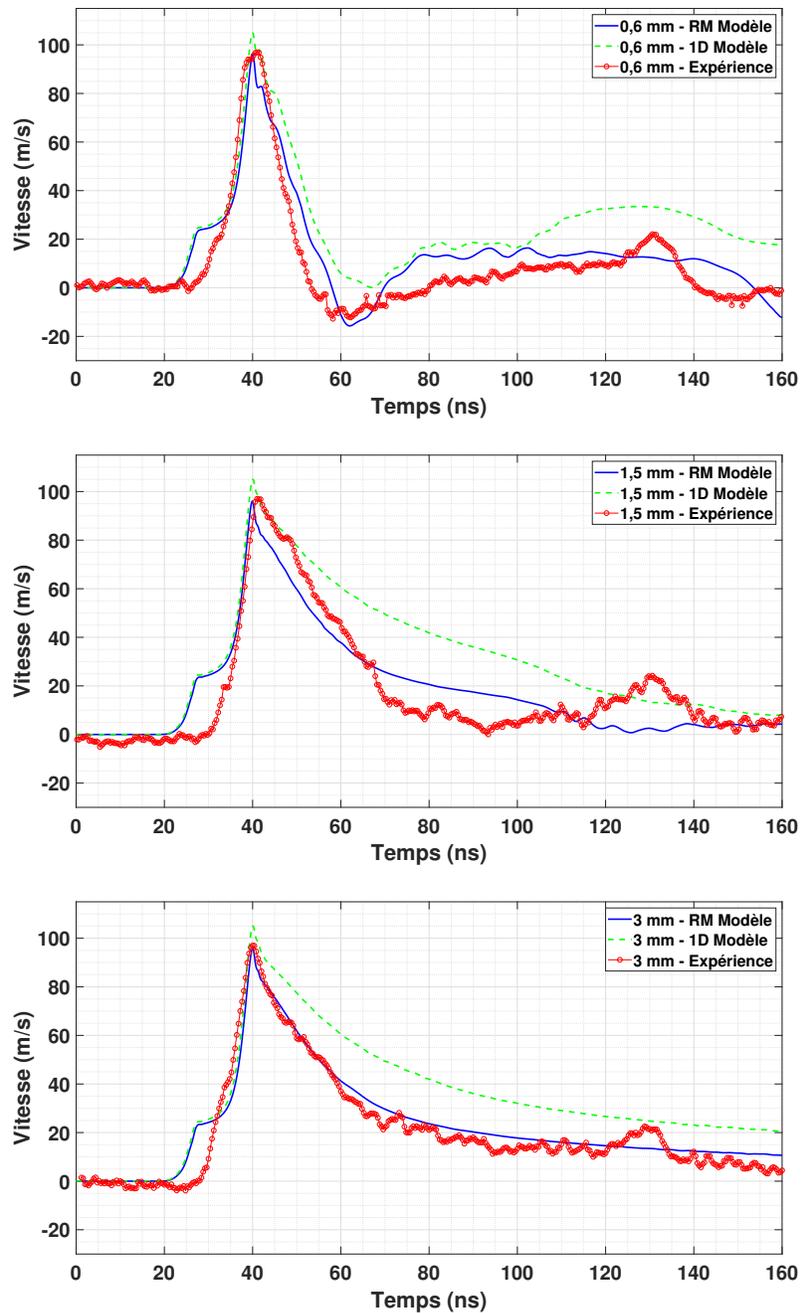


FIGURE III.8 – Comparaison des profils de vitesses expérimentaux versus ceux simulés sous Abaqus avec notre modèle (RM) ou celui 1D de Fabbro comme pression d’entrée. De haut en bas, les taches utilisées ont un diamètre de 0,6 mm, 1,5 mm et 3 mm sous 1 GW/cm^2

Par ailleurs, nous avons calculé la durée à mi-hauteur (FWHM) et celle à quart-hauteur (FWQM) du profil de pression obtenu par notre modèle, comparée aux mesures expérimentales. Ces données, normalisées par la durée de l’impulsion laser τ , ont été calculées en fonction du ratio Φ/τ (en $\mu\text{m/ns}$) et représentées sur la Figure III.9. Les valeurs asymptotiques correspondent au cas 1D, et convergent vers les résultats du modèle de Fabbro.

On peut relever que, pour une durée d'impulsion typique de 10 ns, alors entre des taches extrêmes de 500 μm et 5 mm, la durée à mi-hauteur sera de 17,5 ns contre 19 ns tandis que la durée à quart-hauteur sera de 23 ns contre 32 ns. En effet, puisque la phase de détente intervient à environ 75 % de la valeur maximale, la durée à mi-hauteur n'en est pas significativement affectée, contrairement à la durée à quart-hauteur. Ainsi, les effets de détente radiale (2D) du plasma agissent essentiellement dans la queue de la détente.

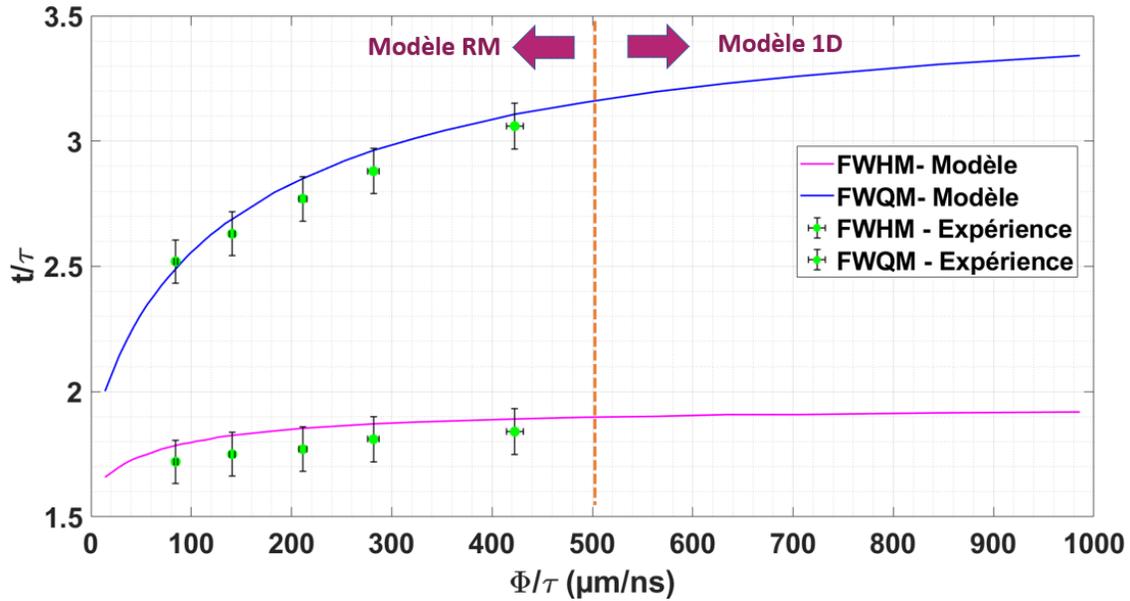


FIGURE III.9 – Durée (normalisée par la durée d'impulsion laser τ) à mi-hauteur (FWHM) et à quart-hauteur (FWQM) du profil de pression en fonction du rapport de la tache laser Φ (mm) sur la durée d'impulsion τ (ns). Comparaison des résultats expérimentaux avec ceux du modèle RM.

Les points expérimentaux correspondent à des taches de 0,6 mm, 1 mm, 1,5 mm, 2 mm et 3 mm pour une intensité de 1 GW/cm^2

D'une part, un bon accord est obtenu entre les résultats du modèle et ceux issus des expériences. D'autre part, nous pouvons définir un critère pour lequel l'utilisation du modèle simplifié 1D de Fabbro reste correcte (en prenant comme condition d'avoir une erreur sur la durée du profil inférieure à 10 %) : $\Phi/\tau > 500$ $\mu\text{m}/\text{ns}$.

Nous pouvons alors extraire de notre modèle deux lois d'échelle donnant les durées à mi-hauteur et à quart-hauteur (normalisées par la durée d'impulsion τ) du profil de pression :

$$\tau_{P-\frac{1}{2}}(\Phi/\tau) = 1,5 \left(\frac{\Phi [\mu\text{m}]}{\tau [\text{ns}]} \right)^{0,036} \quad \tau_{P-\frac{1}{4}}(\Phi/\tau) = 1,4 \left(\frac{\Phi [\mu\text{m}]}{\tau [\text{ns}]} \right)^{0,13} \quad (\text{III.14})$$

Somme toute, notre modèle reproduit plus fidèlement les résultats obtenus en petites taches laser que les précédents modèles, sous une hypothèse 1D. Nous pouvons ainsi valider l'utilisation de notre modèle pour obtenir les profils de pression et de température du plasma pour les petites taches laser.

● ARRIVÉE DES ONDES DE RARÉFACTION AU CENTRE

A partir des profils de température obtenus par notre modèle, nous pouvons calculer la vitesse locale du son dans le plasma et donc la vitesse de propagation des ondes de raréfaction induites par la détente radiale du plasma. Finalement, le temps τ_R pour lequel les ondes de raréfaction arrivent au centre et déclenchent une onde de choc sphérique (décrite par Pirri) est obtenu. A partir de ce temps τ_R , la pression chute rapidement en suivant une nouvelle loi donnée par l'expression III.13.

Quelques hypothèses doivent cependant être émises :

- A partir des simulations numériques ESTHER (densité et température), la vitesse du son dans le plasma est estimée proche de 5 000 m/s à 10 000 K.
- Similairement à la pression, et sous l'hypothèse d'un gaz parfait, la température maximale est supposée varier en racine carrée de l'intensité laser ($T_{max} \propto \sqrt{I}$).
- D'après la formule III.2, la vitesse du son est proportionnelle à la racine carrée de la température (soit in fine : $C_{S,max} \propto I^{\frac{1}{4}}$).
- Toujours d'après des simulations ESTHER, la température maximale sera prise égale à 50 000 K à 4 GW/cm².

Nous avons représenté sur la Figure III.10 la durée τ_R d'arrivée des ondes de raréfaction au centre de la tache laser, en fonction de l'intensité laser initiale. D'une part, cette durée décroît avec l'intensité laser à tache laser fixée (la température est plus élevée, et donc la vitesse du son l'est aussi) : par exemple, pour une tache de 3 mm, cette durée est de 360 ns à 1 GW/cm² contre 240 ns à 4 GW/cm². Par ailleurs, à intensité laser fixée, cette durée diminue avec le diamètre de la tache laser (la distance à parcourir par l'onde de raréfaction est plus courte), passant de 60 ns à 240 ns entre une tache de diamètre 1 mm et 3 mm, à 4 GW/cm².

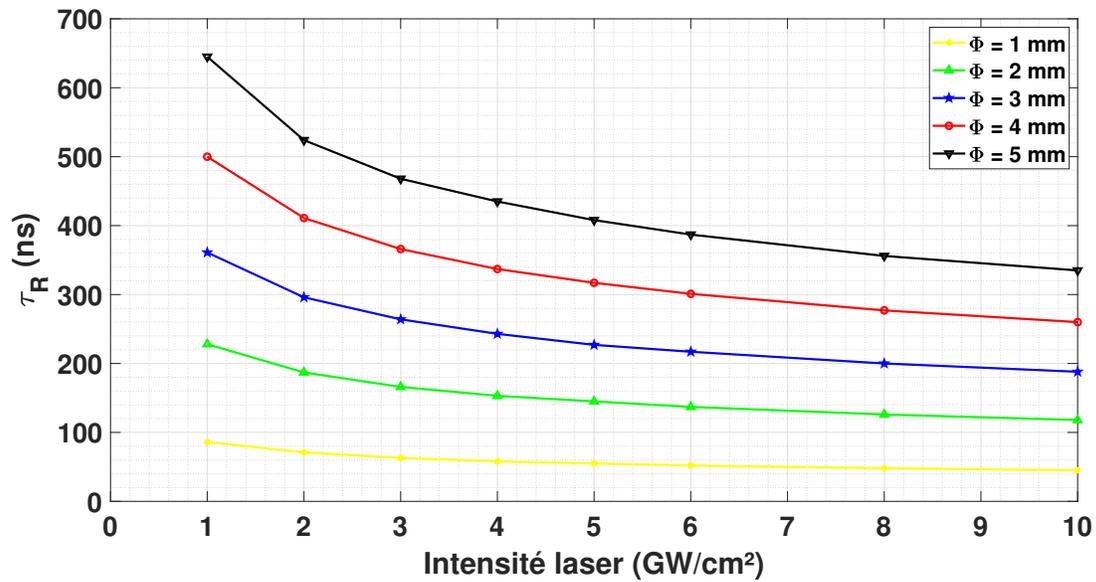


FIGURE III.10 – Calcul de la durée τ_R d'arrivée des ondes de raréfaction au centre de la tache laser en fonction de l'intensité laser utilisée. Les taches considérées ont un diamètre de 1 mm, 2 mm, 3 mm, 4 mm et 5 mm

La loi suivante, donnant la durée τ_R en fonction du rayon R de la tache laser et de l'intensité laser I utilisée, a été extraite :

$$\tau_R (ns) = \frac{276 R (mm) - 52}{I^{0.285} (GW/cm^2)} \quad (\text{III.15})$$

● PROFIL DE TEMPÉRATURE - CHARGEMENT THERMIQUE

Comme nous l'avons expliqué au Chapitre I, en particulier à partir des précédents travaux de Sollier [7], la durée de la détente en température joue un rôle prépondérant dans le chargement thermique induit dans le métal. Notre modèle RM représente plus fidèlement le véritable chargement thermique appliqué en petites taches, tout comme l'estimation du début de la détente de Pirri, par rapport aux modèles 1D valables pour les grandes taches.

Les profils de température simulés à 4 GW/cm^2 pour trois tailles de tache (1 mm, 3 mm et 10 mm au-delà duquel le modèle 1D devient adapté) sont représentés sur la Figure III.11.

La correction apportée par notre modèle en fonction de la tache laser est donc singulièrement conséquente : pour passer d'une température de 50 000 K à 10 000 K, il faut environ 100 ns pour une tache de 1 mm, alors qu'il en faut 200 ns à 3 mm et 800 ns dans le modèle 1D.

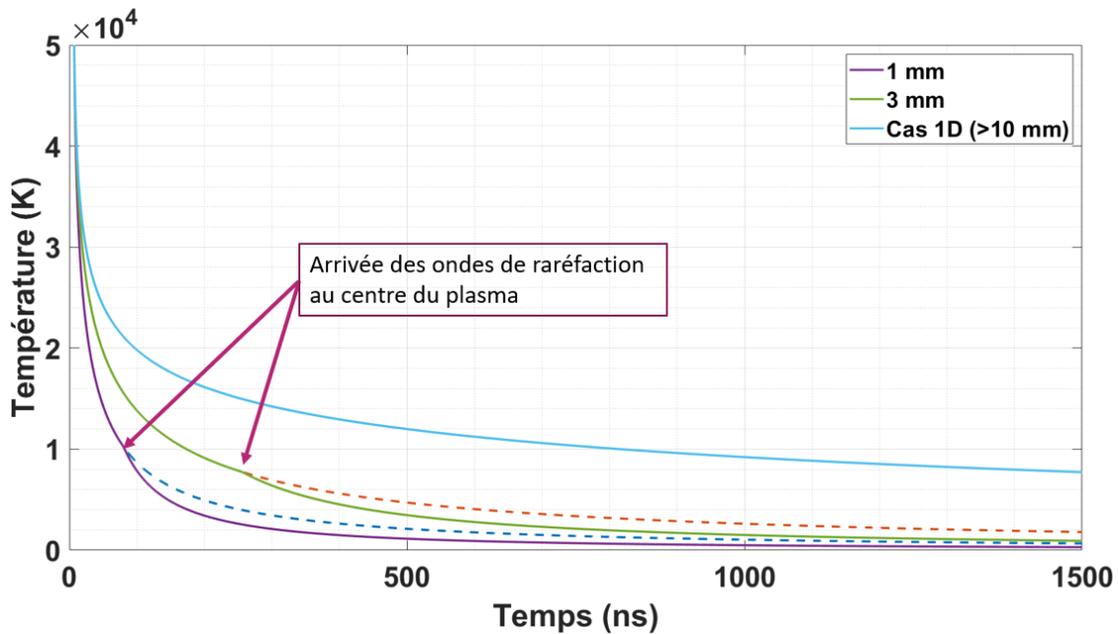


FIGURE III.11 – Profils de température (détente) simulés par notre modèle (taches laser : 1 mm et 3 mm), comparés au profil obtenu dans le cas 1D (tache supérieure à 10 mm), pour une intensité de 4 GW/cm^2

Enfin, il est bon de noter que les températures prévues par notre modèle pour les larges taches (diamètre supérieur à 10 mm) convergent avec celles obtenues précédemment par le modèle 1D de Fabbro.

III.1.1.4 Simulations numériques en petites taches

Dans cette partie, nous présentons les simulations numériques réalisées en petites taches. Tout d'abord, des simulations d'interaction laser/matière réalisées dans le cadre du projet Forge Laser.

Ensuite, cette partie est consacrée à l'exploitation des profils de pression et température obtenus par notre modèle pour simuler, par Éléments Finis et avec plus de fidélité, la propagation des ondes de choc dans la matière, ainsi que la zone affectée thermiquement (sous MATLAB).

III.1.1.4.1 Modèles numériques 2D - Code TROLL - Forge Laser

Dans le cadre du projet Forge Laser, en collaboration avec le CEA, Laurent Videau a participé au développement de simulations numériques (code TROLL utilisé pour les applications de fusion nucléaire, [8]) 2D des plasmas confinés. Nous présentons ici les principales différences entre le code utilisé et le code ESTHER, et les premiers résultats obtenus.

Nous remercions particulièrement Laurent Videau pour avoir régulièrement échangé avec nous (notamment vis-à-vis de nos résultats expérimentaux), et pour avoir partagé ses résultats.

● PRÉSENTATION DU CODE TROLL

Le code TROLL est un code d'interaction laser/matière pouvant fonctionner à la fois sous une géométrie 2D avec l'hypothèse d'axisymétrie, ou bien en géométrie 3D. Dans le code TROLL, contrairement au code ESTHER où l'énergie laser absorbée est calculée à partir de l'équation d'Helmholtz (se reporter au Chapitre I, I.2.1.2, page 46), l'absorption de l'énergie laser est calculée à partir d'un algorithme de tracé de rayons (*Ray Tracing*, méthode d'optique géométrique). Les modèles internes utilisés sont faits pour des plasmas (ce n'est donc dérangent qu'aux premiers instants où la matière n'a pas encore été vaporisée), même si des équations d'états pour la matière froide peuvent être utilisées.

● RÉSULTATS POUR LES PETITES TACHES LASER

Sur la Figure III.12, le profil de pression calculé par ESTHER est comparé à celui obtenu par TROLL. Il apparaît alors que ces deux modèles sont cohérents entre eux dans la simulation du profil de pression du plasma. La pression ici calculée par ESTHER l'a aussi été en utilisant une méthode de tracé de rayons; dans cette situation, pour ESTHER, la pression obtenue est environ 5 % supérieure à celle obtenue en utilisant l'équation d'Helmholtz.

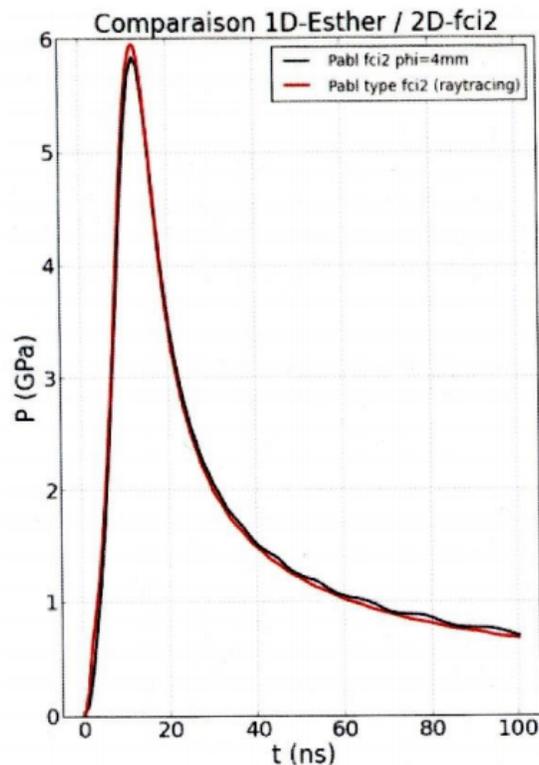


FIGURE III.12 – Comparaison du profil de pression, obtenu à 5 GW/cm^2 pour une impulsion gaussienne de durée à mi-hauteur de 7 ns, entre le code ESTHER (courbe rouge) et le code TROLL (courbe noire) (source : L.Videau)

Sur la Figure III.13, les profils de pression simulés pour des taches de [0,5; 0,75; 1; 1,5; 2; 4] mm et une intensité de 5 GW/cm^2 sont représentés. Bien que les durées caractéristiques de décroissance (mi-hauteur et quart-hauteur) soient différentes de celles obtenues par notre modèle et nos expériences (par exemple, pour une tache de 1 mm, la durée à mi-hauteur calculée par le code TROLL vaut environ 16 ns et celle à quart-hauteur 30 ns contre 13 ns et 20 ns avec notre modèle), on peut notablement retrouver un comportement similaire : plus la tache laser utilisée est petite (et plus le plasma est loin d'une géométrie 1D), et plus la détente du plasma est rapide.

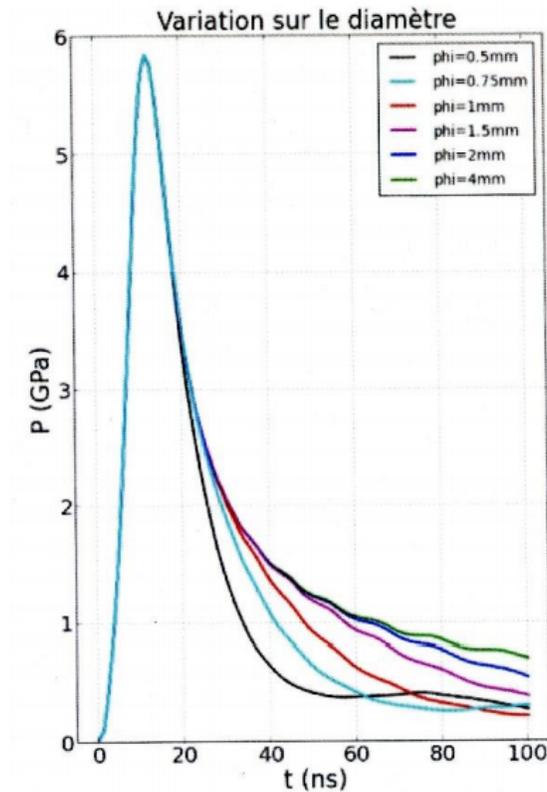


FIGURE III.13 – Profils de pression simulés par le code TROLL pour des taches laser allant de 0,5 mm à 4 mm (source : L.Videau)

III.1.1.4.2 Amortissement et propagation des ondes de choc

Des simulations numériques ont été conduites à l'aide du logiciel de calculs par éléments finis Abaqus. Nos différents profils de pression (avec ou sans le modèle RM) ont été utilisés comme conditions aux limites (entrée), et nous obtenons en sortie soit un profil de contraintes associé à l'onde de choc, soit un profil de vitesse (matérielle ou libre suivant le cas). Ceci permet d'une part de comparer les profils de pression aux résultats expérimentaux, et d'autre part d'obtenir des informations sur l'atténuation des ondes de choc, et in fine cela permettrait d'estimer la profondeur totale qui serait plastifiée. Pour rappel : dès que la pression du choc est inférieure à la limite élastique de Hugoniot HEL (P_H , équation A-3.5 en Annexe 3), il n'y a plus de plastification.

Dans le cadre de nos travaux, nous avons fait le choix de nous limiter à des épaisseurs d'aluminium de 1 mm afin de réduire le temps de calcul tout en conservant un maillage et un pas temporel suffisamment fin pour garantir une bonne précision sur les résultats simulés. Néanmoins, aux fortes intensités ($>4 \text{ GW/cm}^2$) la plastification est encore effective au-delà de 1 mm dans l'aluminium.

● **PRÉSENTATION DU MODÈLE CHOISI**

Le modèle utilisé pour les calculs par EF (sous Abaqus) repose sur la loi de comportement de Johnson-Cook [9], donnée par l'expression III.16 (critère de déformation plastique σ_{VM} de Von Mises). Une géométrie 2D axisymétrique a été employée et couplée à une résolution dite explicite, de type Euler, avec un pas de temps faible de 0,01 ns étant donné la vitesse des phénomènes ici impliqués.

$$\sigma_{VM} = (\sigma_{Y_0} + B\epsilon_p^n) \left(1 + C \ln \left[\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \right] \right) \left(1 - \left[\frac{T - T_0}{T_{melt} - T_0} \right] \right) \quad (III.16)$$

Ce modèle a été initialement ajusté (paramètres) en utilisant une configuration grande tache, sur de l'aluminium pur. Le tableau III.1 donne les paramètres de la loi de Johnson-Cook que nous avons utilisés pour l'aluminium pur et pour un alliage (Al-2024) aéronautique utilisé dans le cadre de Forge. Il s'agit de la limite d'élasticité σ_{Y_0} , du module d'écrouissage B, du coefficient d'ajustement de la vitesse de déformation C, du coefficient d'écrouissage n, et du taux de déformation initial ϵ_0 . T_0 est la température ambiante considérée, et T_{melt} celle de fusion du métal.

Ces paramètres ont été obtenus par Raoudha Seddik à partir d'ajustements numériques (sous Abaqus) avec nos données expérimentales [10].

	σ_{Y_0} (MPa)	B (MPa)	C	n	ϵ_0
Aluminium pur	120	200	0,03	0,45	0,01
Alliage Al-2024	369	329	0,025	0,35	0,01

Tableau III.1 – Paramètres du modèle de Johnson-Cook pour l'aluminium pur et l'alliage Al-2024

Les paramètres matériaux (densité ρ , module de Young E , limite élastique de Hugoniot P_H , vitesse du son élastique C et coefficient de Poisson ν) sont quant à eux disponibles dans le tableau III.2.

	E (GPa)	ρ (kg/m ³)	ν	P_H (MPa)	C (m/s)
Aluminium pur	69	2750	0,33	285	6328
Alliage Al-2024	72	2790	0,33	853	6246

Tableau III.2 – Paramètres matériaux pour l’aluminium pur et l’alliage Al-2024

Afin de correctement prendre en compte la répartition spatiale d’intensité, mais aussi afin de simuler les effets de bord (propagation 2D du choc), le profil d’intensité laser mesuré par caméra est appliqué au profil de pression utilisé sous Abaqus (sous la condition d’axisymétrie) pour normaliser localement le profil temporel de pression appliqué (conditions aux limites), comme illustré sur la Figure III.14. Dans le cas des simulations d’atténuation², la cible d’aluminium utilisée a une épaisseur de 1 mm, suivie d’une zone aluminium de 4 mm à faible maillage (Bias) pour assurer la continuité de propagation de l’onde de choc. Les mailles dans la zone d’intérêt font 20 μm (largeur x) par 2 μm (profondeur y) et sont de type CAX4R.

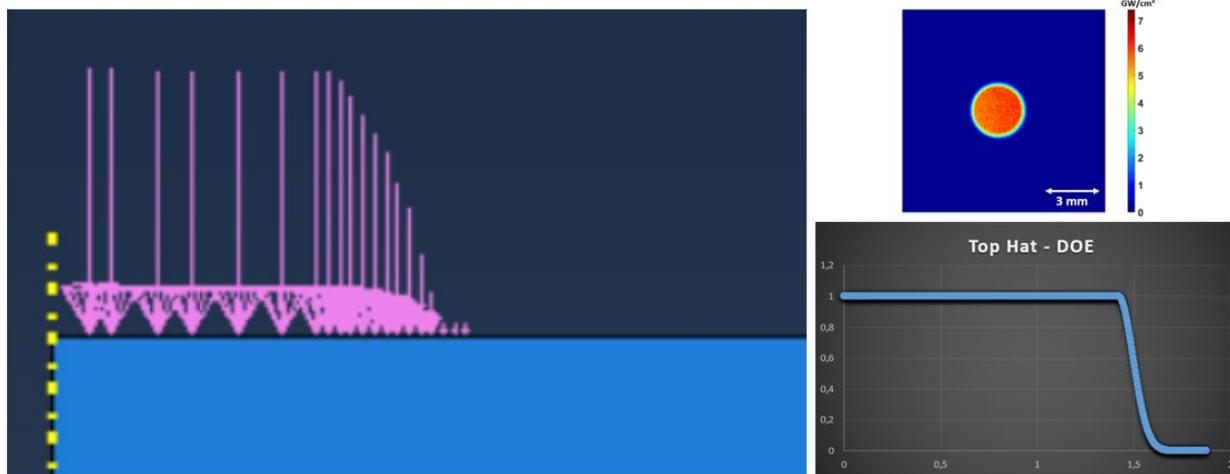


FIGURE III.14 – Modèle 2D axisymétrique utilisé sous Abaqus (cas d’une tache de 3 mm de diamètre avec DOE)

2. L’atténuation à la profondeur e est calculée en effectuant la différence entre le niveau de pression à la profondeur e et celui en surface : $\delta(e) = P_{max}(0) - P_{max}(e)$.

● RÉSULTATS DES SIMULATIONS

Les profils de vitesse simulés (pour le modèle classique 1D de Fabbro et notre modèle RM), comparés aux profils expérimentaux, ont été précédemment reproduits sur la Figure III.8. En outre, sur la Figure III.15 nous avons comparé l'atténuation obtenue entre un modèle 1D et notre modèle RM pour deux profondeurs (500 μm et 1 mm), sur une cible d'aluminium avec deux taches laser : 0,6 mm et 3 mm et pour une impulsion gaussienne de durée à mi-hauteur de 7,2 ns. Comme attendu, du fait d'un raccourcissement du profil de pression, l'atténuation sera plus importante en utilisant le modèle RM. Par exemple, à 4 GW/cm^2 , pour une tache de 600 μm de diamètre et pour une épaisseur de 1 mm, l'atténuation vaudra 3,2 GPa contre 3,4 GPa avec un modèle 1D, soit 6 % de différence. Pour la tache de 3 mm, la différence est de 8 %.

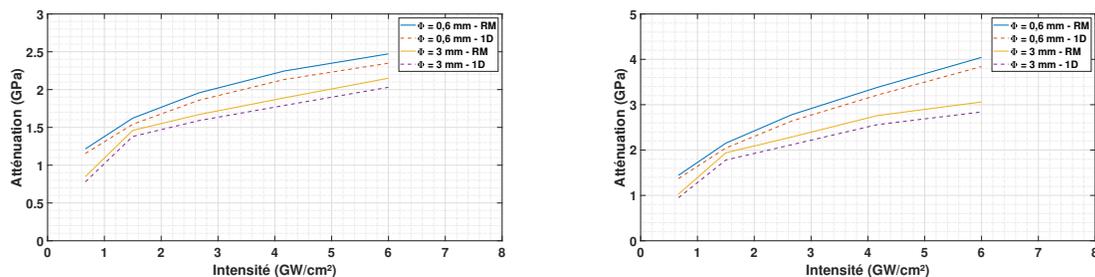


FIGURE III.15 – Comparaison de l'atténuation simulée (500 μm à gauche, et 1 mm à droite) sous Abaqus entre un modèle 1D et notre modèle RM pour deux taches (0,6 mm et 3 mm) ; $\tau = 7,2$ ns

En revanche, deux mécanismes sont impliqués pour expliquer la plus forte atténuation obtenue avec les petites taches laser :

- Le profil de pression est raccourci dans la phase de détente avec les petites taches (comme le montre notre modèle et nos résultats expérimentaux).
- Les effets de bord (propagation 2D du choc : une onde de détente part du bord, et induit une vitesse négative) sont plus importants aux petites taches comme nous l'avons expliqué dans le chapitre I (I.1.2, page 24). En revanche, puisque ces effets de bords sont plus importants avec les petites taches, ils viennent d'une certaine façon compenser les effets du modèle RM (ces effets sont aussi présents avec un modèle 1D), et c'est pour cela que la différence relative d'atténuation entre les deux modèles semble plus importante à 3 mm qu'à 0,6 mm.

Ceci est singulièrement illustré sur la Figure III.16 où le profil de contraintes en fonction de la profondeur a été représenté pour 3 taches (0,6 mm, 1,5 mm et 3 mm), sur de l'aluminium pur irradié à 1 GW/cm^2 . Ces profils sont pris 60 ns après l'impulsion laser, soit une profondeur maximale (avant du choc) affectée d'environ $350 \mu\text{m}$.

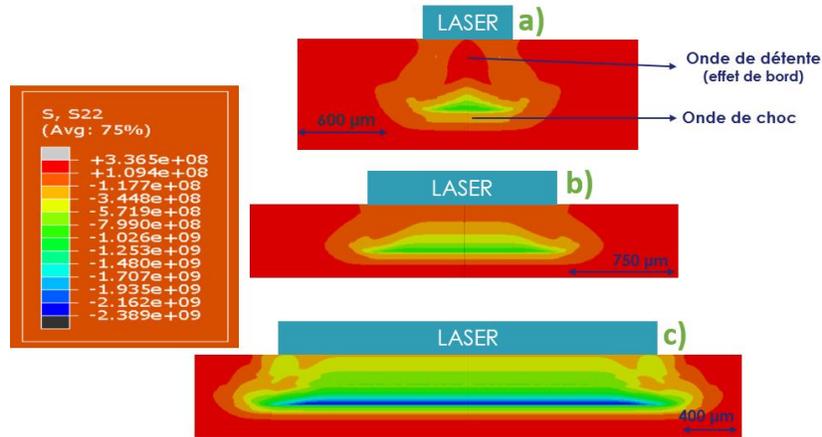


FIGURE III.16 – Illustration des effets 2D : champ de contrainte/pression obtenu sous Abaqus (60 ns après l'impulsion laser) sur une cible d'aluminium à 1 GW/cm^2 (a) 0,6 mm; b) 1,5 mm; c) 3 mm)

La Figure III.17 permet aussi de mettre en exergue les effets de bord en fonction du diamètre de la tache laser utilisée. L'atténuation γ a été tracée en fonction de l'intensité laser utilisée et pour 4 profondeurs ($150 \mu\text{m}$, $300 \mu\text{m}$, $500 \mu\text{m}$, 1 mm). Deux taches ($0,7 \text{ mm}$ et 2 mm) sont utilisées. Les résultats montrent que les effets 2D commencent à affecter la tache de $0,7 \text{ mm}$ au-delà $300 \mu\text{m}$ de profondeur, puisque l'atténuation γ devient plus importante qu'avec une tache de 2 mm ($1,95 \text{ GPa}$ contre $2,2 \text{ GPa}$ à $500 \mu\text{m}$ de profondeur et $2,9 \text{ GPa}$ contre $3,2 \text{ GPa}$ à 1 mm de profondeur, à 4 GW/cm^2).

Cette courbe permet de surcroît de mettre en évidence la non-linéarité de l'atténuation avec la pression (ou intensité) appliquée par le plasma : plus celle-ci sera importante, et plus l'atténuation le sera aussi.

Sur la Figure III.18, l'atténuation pour une tache de $0,72 \text{ mm}$ a été tracée pour deux profondeurs ($150 \mu\text{m}$ et $500 \mu\text{m}$) et pour trois durées d'impulsions : $6,9 \text{ ns}$, 15 ns et 21 ns . Les résultats obtenus confirment que l'atténuation du choc est moindre pour les impulsions longues, tout en étant non linéaire : l'atténuation est très fortement réduite en passant de $6,9 \text{ ns}$ à 15 ns (par exemple, à 4 GW/cm^2 et $500 \mu\text{m}$ de profondeur, on passe de $2,15 \text{ GPa}$ à $1,45 \text{ GPa}$), alors qu'elle ne baisse que faiblement en passant de 15 ns à 21 ns (de $1,45 \text{ GPa}$ à $1,2 \text{ GPa}$). Ainsi, on peut compenser l'atténuation induite par les effets de bords en augmentant la durée de l'impulsion laser.

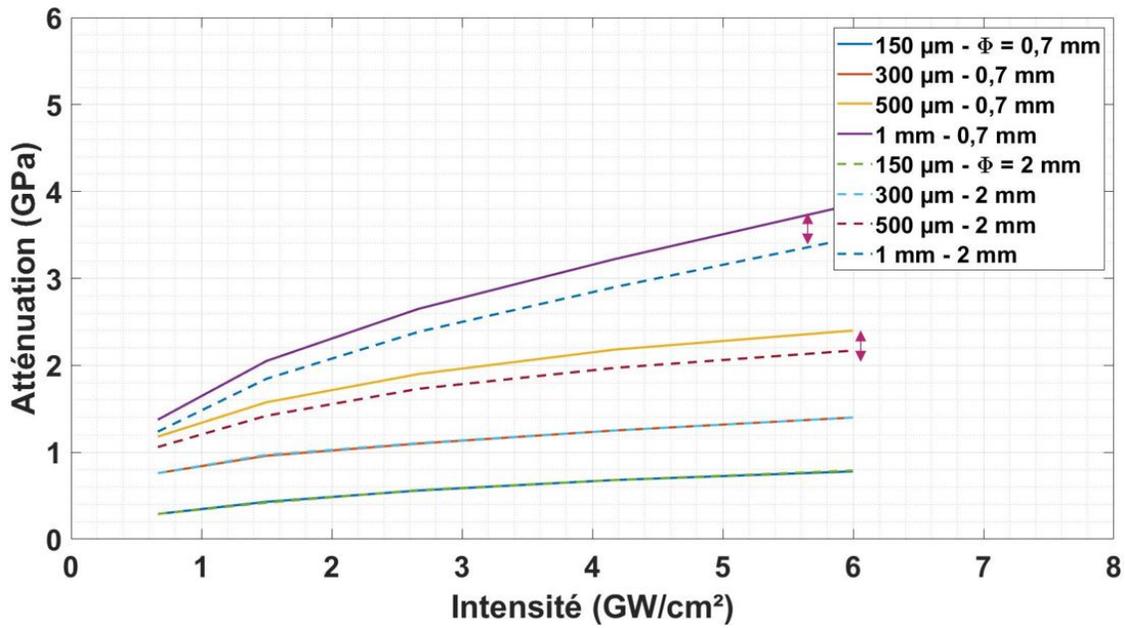


FIGURE III.17 – Comparaison de l’atténuation (en GPa) dans l’aluminium pour différentes profondeurs (150 μm , 300 μm , 500 μm , 1 mm) entre une tache de 0,7 mm (trait plein) et une de 2 mm (trait pointillé) ($\tau = 6,9$ ns)

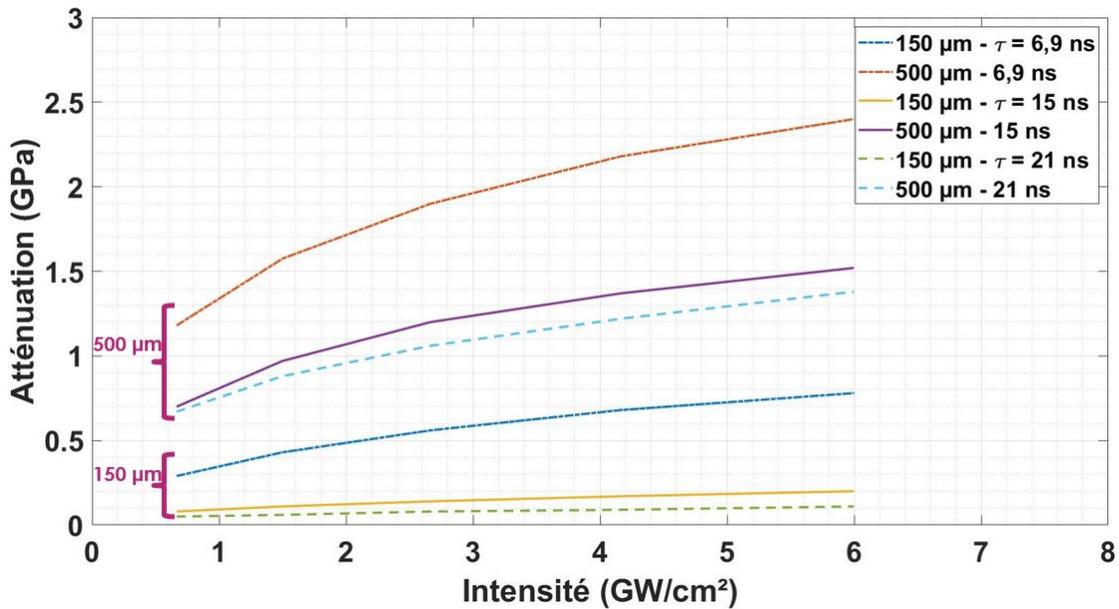


FIGURE III.18 – Comparaison de l’atténuation (en GPa) dans l’aluminium pour différentes profondeurs (150 μm et 500 μm) en fonction de l’intensité laser (GW/cm^2) et pour trois durées d’impulsion laser gaussienne : 6,9 ns, 15 ns et 21 ns ($\Phi = 0,72$ mm)

Enfin, nous comparons sur la Figure III.19 l’atténuation (à 300 μm et 500 μm) obtenue en fonction de l’intensité laser (pour une tache de 0,7 mm et une durée d’impulsion de 6,9 ns) pour deux matériaux : l’aluminium pur et l’aluminium 2024.

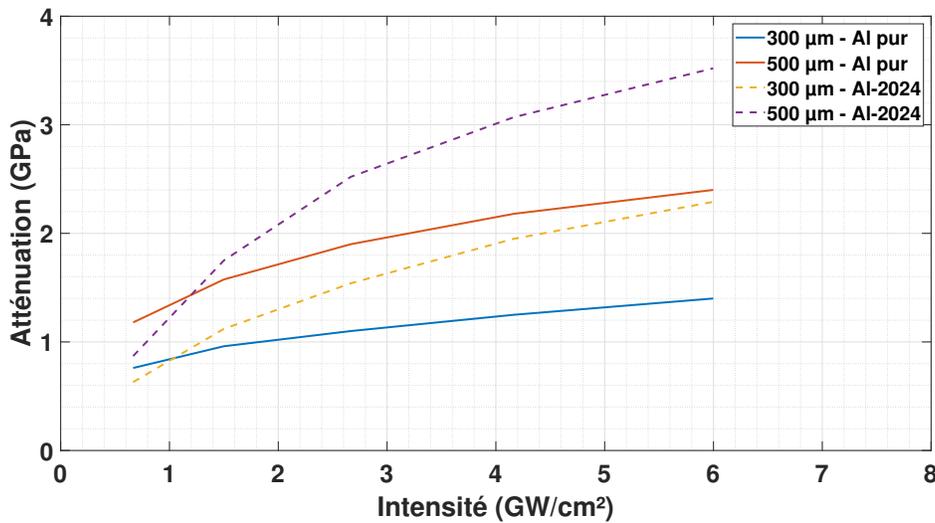


FIGURE III.19 – Atténuation simulée (en GPa) à deux profondeurs (300 μm et 500 μm) en fonction de l'intensité laser (GW/cm^2), pour une tache de 0,7 mm et une durée d'impulsion de 6,9 ns. Comparaison entre l'aluminium pur et l'alliage Al-2024

Aux très faibles intensités, étant donné la forte différence de limite d'élasticité entre l'aluminium pur (120 MPa) et l'Al-2024 (369 MPa), pour ce dernier le choc se propage très rapidement exclusivement en régime élastique et ne s'amortit donc que très peu par rapport à l'aluminium pur. En revanche, à plus haute intensité et du fait d'un module d'écroutissage plus élevé (329 MPa versus 200 MPa), le choc dans l'Al-2024 va s'atténuer beaucoup plus fortement que dans l'aluminium pur, à profondeur égale.

Remarques :

- L'ensemble de ces simulations sont réalisées en tir unique, et par conséquent les estimations d'atténuation doivent être prise avec un certain recul vis-à-vis de la profondeur visée à plastifier par grenailage laser. En effet, les impacts successifs seront de moins en moins atténués du fait d'un écroutissage induit par les tirs précédents (la limite d'élasticité augmente).
- Les modèles mécaniques, bien qu'ajustables avec de nombreux paramètres, semblent reproduire correctement nos résultats expérimentaux et confirmer notre modèle de comportement des plasmas en petites taches laser. Les prochains travaux, partant de ces bases solides, devront s'intéresser à la simulation des contraintes résiduelles à la fois d'origine thermique et mécanique, en particulier pour des configurations complètes de grenailage laser avec recouvrement et tirs successifs.

III.1.1.4.3 Chargement thermique - Zone Mise sous Fusion

● **PRÉSENTATION DU MODÈLE THERMIQUE CHOISI**

A partir du profil temporel $T(t)$ de la température du plasma, il est possible de calculer le champ 1D de température en profondeur dans le métal³ : $T_m(z, t)$.

Nous avons fait le choix d'utiliser le modèle thermique de conduction développé par Carslaw et Jaeger [11], mais qui reste indicatif vis-à-vis des phénomènes impliqués puisque seule la conduction thermique est prise en compte. Ce modèle 1D est une approximation tout à fait valide devant les faibles profondeurs étudiées (5 à 30 μm), petites devant la taille de la surface chauffée (la tache laser : > 500 μm).

La température est alors donnée par :

$$T_m(z, t) = T_i + \frac{z}{2\sqrt{\pi\kappa}} \int_0^t T(u) \frac{e\left(-\frac{z^2}{4\kappa(t-u)}\right)}{(t-u)^{\frac{3}{2}}} du \quad (\text{III.17})$$

où T_i est la température initiale du métal, κ est la diffusivité thermique et T la température du plasma.

● **RÉSULTATS DES CALCULS NUMÉRIQUES**

Nous avons calculé les profils de température au sein de l'aluminium ($\kappa = 98,8 \mu\text{m}^2/\text{s}$, $T_i = 300 \text{ K}$) en fonction du temps et pour différentes profondeurs (5 μm , 10 μm et 15 μm). Ces simulations ont toutes été réalisées pour une intensité de 4 GW/cm^2 , et donc sur la base d'une température maximale du plasma de 50 000 K, avec une impulsion gaussienne de durée à mi-hauteur de 7,2 ns. Une courbe constante ($T = 933,45 \text{ K}$), égale à la température de fusion de l'aluminium, est indiquée sur chaque figure.

Sur la Figure III.20, nous comparons les résultats obtenus pour une tache de 1 mm et une tache de 3 mm. L'effet de l'onde de raréfaction est indiqué, pour la Figure III.20, sur les courbes à 5 μm de profondeur, et se traduit par un changement de pente dans le profil de température. Sur le profil à 5 μm de profondeur, ce changement intervient à 80 ns pour la tache de diamètre de 1 mm et à 260 ns pour celle de 3 mm. Lorsque l'onde de raréfaction arrive pour la tache de 1 mm,

3. Une première estimation très simpliste de la zone affectée thermiquement (propagation de la chaleur) par un créneau de température de durée τ_{th} est donnée par :

$z_{th} = \sqrt{\kappa\tau_{th}}$
qui est de l'ordre de plusieurs micromètres.

la température vaut 2400 K tandis qu'elle vaut 3500 K pour la tache de 3 mm : cette différence provient de la détente plus courte à 1 mm qu'à 3 mm. Au moment où l'onde de raréfaction arrive pour la tache de 3 mm, la température vaut 4000 K contre 1500 K pour la tache de 1 mm : la différence s'est accentuée du fait de la superposition des effets du modèle et de l'onde de raréfaction.

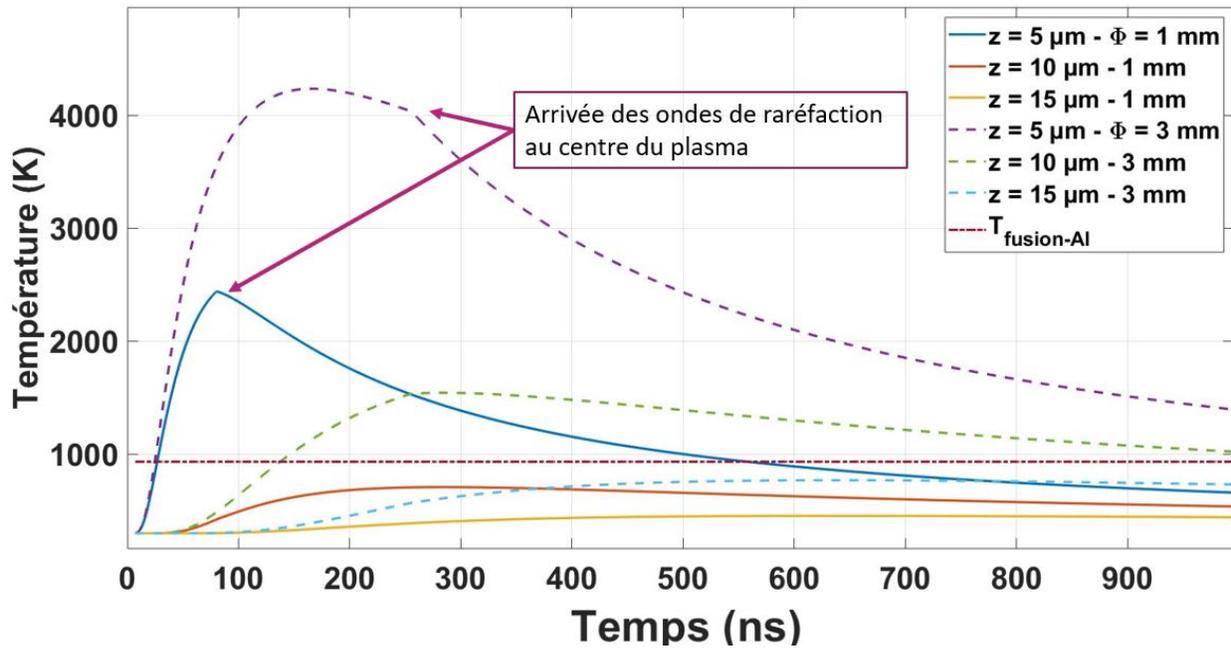


FIGURE III.20 – Profils de température dans l'aluminium à trois profondeurs (5 μm , 10 μm et 15 μm) pour une intensité de 4 GW/cm^2 . Comparaison entre une tache laser de 1 mm et de 3 mm

Nous avons à ce titre représenté les profils de température obtenus avec et sans l'effet des ondes de raréfaction pour une tache de 3 mm, sur la Figure III.21. A 5 μm de profondeur et à 500 ns, la température vaut 2400 K en tenant compte des effets de raréfaction contre 3200 K sans en tenir compte, soit une différence de l'ordre de 30 %.

La prise en compte, avec notre modèle, d'un profil de température du plasma raccourci avec la taille de la tache laser, a été étudié sur la Figure III.22 où les profils de température (pour une tache de 3 mm) issus de notre modèle sont comparés avec ceux obtenus par un modèle 1D, avec prise en compte du modèle de Pirri dans les deux cas. La différence apparaît particulièrement pour les temps longs ($t > 100$ ns), là où les effets 2D de fuite deviennent importants : à 5 μm de profondeur et à 200 ns, la température vaut 4200 K avec notre modèle RM contre 7200 K avec un modèle 1D (70 % de différence).

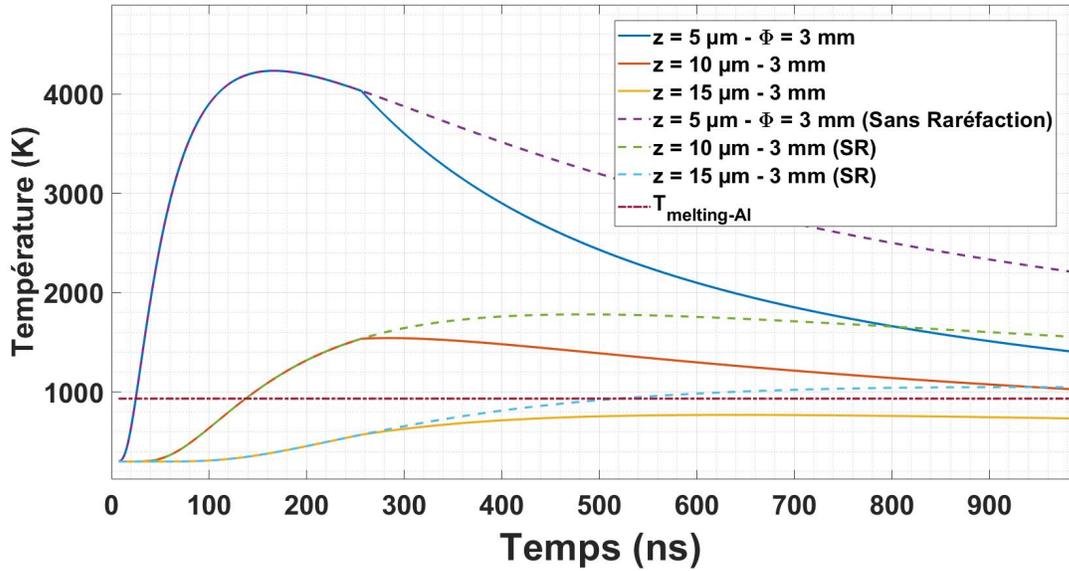


FIGURE III.21 – Effet de la prise en compte des ondes de raréfaction (modèle de Pirri) sur le profil de température (à 5 μm, 10 μm et 15 μm) pour une tache de 3 mm

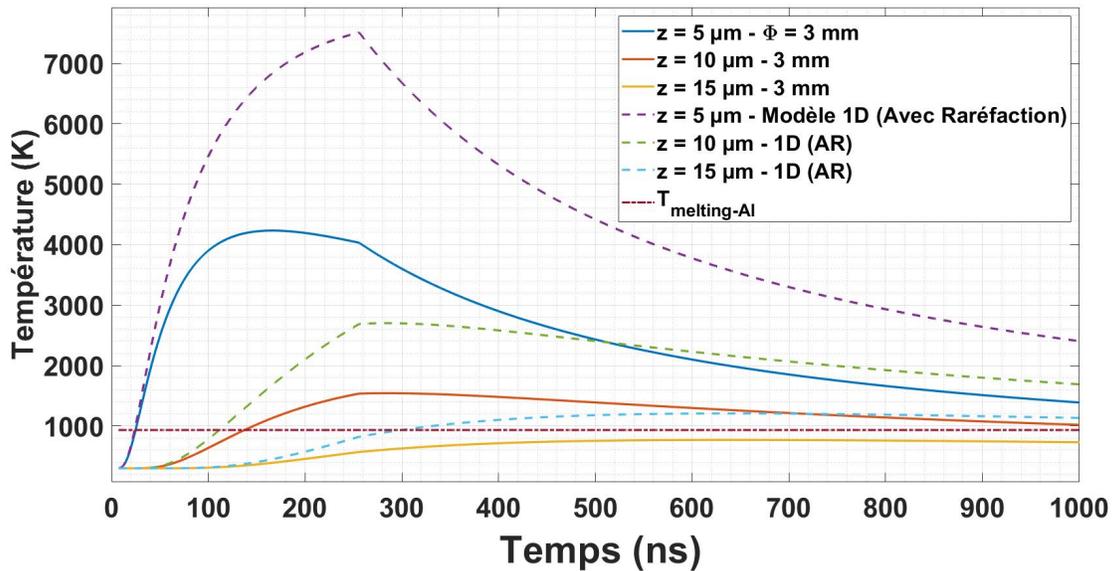


FIGURE III.22 – Profils de température obtenu dans l’aluminium pour trois épaisseurs (5 μm, 10 μm et 15 μm) avec notre modèle, comparé à un modèle 1D. Ces deux modèles intègrent les ondes de raréfaction de Pirri

Enfin, sur la Figure III.23, nous comparons les profils de température dans le métal obtenu avec notre modèle (taille de tache : 3 mm) face à un profil obtenu avec un modèle 1D sans ondes de raréfaction, comme souvent utilisé dans la littérature : ici, la différence est drastique à 600 ns et à 5 μm, puisque la température vaut 2100 K avec notre modèle contre 7400 K avec le modèle 1D couramment utilisé (250 % de différence) .

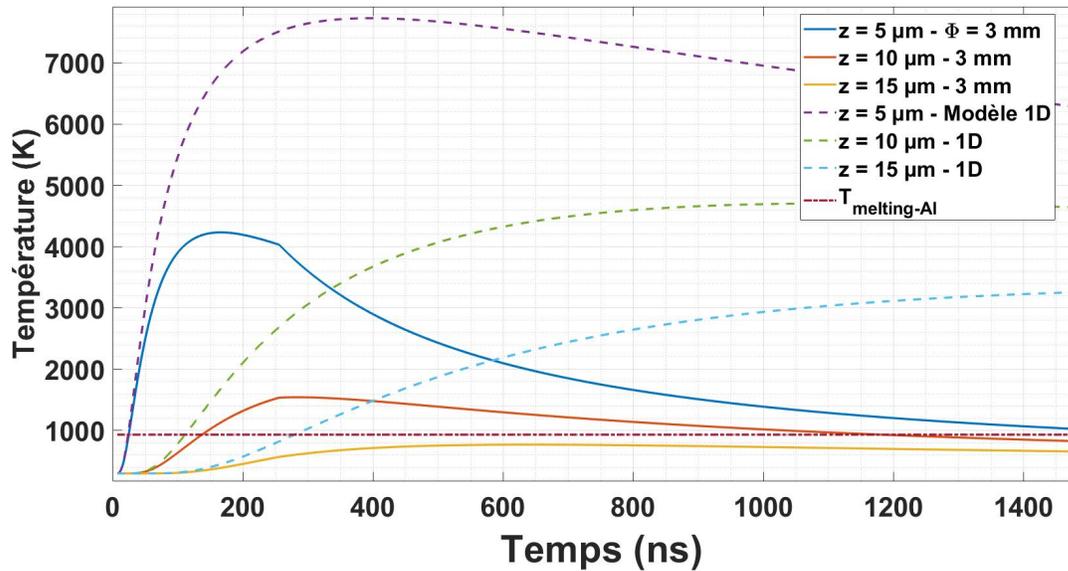


FIGURE III.23 – Profils de température obtenu dans l’aluminium pour trois épaisseurs ($5 \mu\text{m}$, $10 \mu\text{m}$ et $15 \mu\text{m}$) avec notre modèle, comparé à un modèle 1D sans ondes de raréfaction

● ESTIMATION DE LA ZONE MISE SOUS FUSION (ZMF)

A partir de ces courbes de température, plusieurs données pourraient être extraites, telle que la durée durant laquelle le métal est soumis à une certaine température.

Nous avons ici fait le choix d’étudier, toujours pour l’aluminium et pour différentes taches laser ($0,6 \text{ mm}$, 1 mm , 3 mm et 10 mm), la profondeur jusqu’à laquelle la température de fusion sera atteinte (Zone Mise sous Fusion, ZMF). Cette ZMF a été calculée pour différents cas : notre modèle RM, notre modèle RM sans prise en compte du modèle de Pirri et un modèle 1D type Fabbro avec prise en compte des ondes de raréfaction.

Ces résultats sont synthétisés dans le tableau III.3. Comme attendu, les trois modèles convergent en très grande tache (cas 1D) tandis que pour les petites taches laser notre modèle RM prédit une ZMF plus faible qu’avec les modèles 1D. La correction relative sur la ZMF est de l’ordre de 35 % à $0,6 \text{ mm}$ contre 25 % à 3 mm .

Le prolongement de ces résultats consisterait à utiliser nos profils de température pour calculer, à l’aide d’un modèle plus complet, les contraintes résiduelles thermiques induites. Il s’agirait alors de conclure sur l’influence de cette zone affectée thermiquement sur les performances finales.

	Modèle RM	Modèle RM Sans Raréfaction	Modèle 1D Avec Raréfaction
0,6 mm	6 μm	7 μm	9,5 μm
1 mm	8,5 μm	10,5 μm	12,5 μm
3 mm	13,5 μm	16,5 μm	18 μm
10 mm	32,5 μm	33 μm	32,5 μm

Tableau III.3 – Zone Mise sous Fusion en fonction de trois modèles et pour 4 taches laser (0,6 mm, 1 mm, 3 mm et 10 mm), à 4 GW/cm² et pour une impulsion gaussienne de durée à mi-hauteur de 7,2 ns

III.1.1.5 Visualisation - longueur du plasma

Ces expériences de visualisation du plasma par ombroscopie (montage présenté au chapitre II) nous ont permis de mesurer la longueur du plasma en fonction du temps, et de la comparer à celle prévue par notre modèle. Un exemple d'images obtenues pour trois délais (50 ns, 100 ns et 300 ns) à 5 GW/cm² et pour une impulsion gaussienne de durée à mi-hauteur de 7,2 ns, est représenté sur la Figure III.24; la tache utilisée était de diamètre 0,6 mm et sans DOE (non homogène), sur une tige métallique de diamètre 0.8 mm.

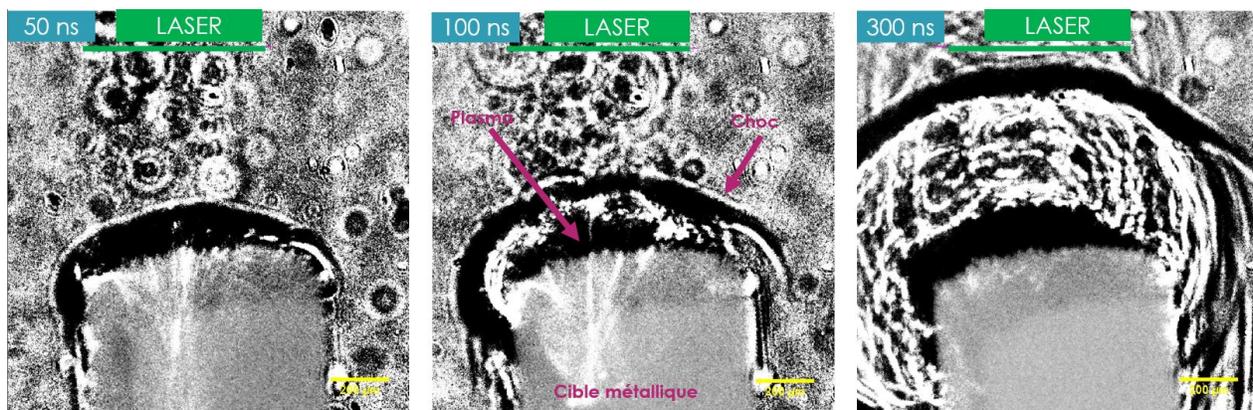


FIGURE III.24 – Visualisation du plasma et de l'onde de choc par ombroscopie (50, 100 et 300 ns) pour une tache de diamètre 0,6 mm à 5 GW/cm² et 7,2 ns sur une tige métallique

Trois zones sont principalement visibles sur ces images :

- Une zone sombre s'éloignant de façon sphérique de la surface, précédée par une zone blanche assez fine, correspondant à la propagation de l'onde de choc. La zone sombre correspondrait probablement à la détente, alors que la zone claire correspondrait au choc.
- Une masse sombre évoluant près de la surface d'interaction, correspondant au plasma.
- Une zone intermédiaire avec des structures internes complexes. Géométriquement, on peut voir la zone d'interaction comme une demi-sphère avec de nombreux gradients d'indice optique (dus à l'onde de choc et à la température qui évolue dans le milieu), et notre faisceau laser sonde pour l'ombroscopie traverse toute cette demi-sphère, ce qui peut expliquer la complexité des structures observées au milieu.

De ces images, nous avons extrait une mesure de la longueur du plasma en fonction du temps, uniquement à partir de 50 ns (aux temps plus courts, l'onde de choc est encore trop proche du plasma pour pouvoir distinguer convenablement ce dernier). Ces mesures ont été comparées aux prévisions de notre modèle RM ainsi qu'à la longueur estimée par le code 1D ESTHER (données disponibles uniquement à 1 GW/cm^2) pour deux intensités laser : $0,6 \text{ GW/cm}^2$ (Figure III.25) et 5 GW/cm^2 (Figure III.26).

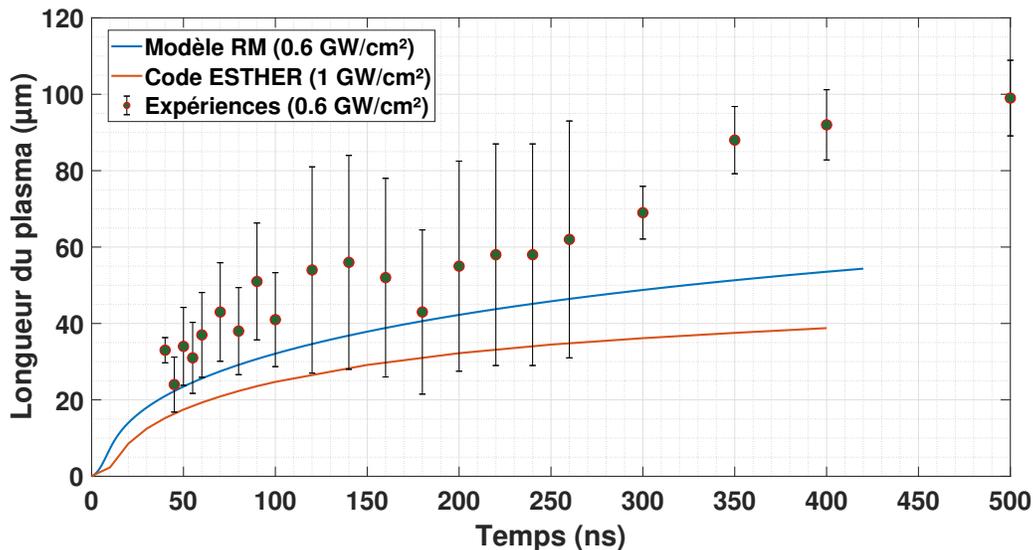


FIGURE III.25 – Longueur du plasma en fonction du temps pour une tache de diamètre $0,6 \text{ mm}$ et une intensité de $0,6 \text{ GW/cm}^2$; comparaison des valeurs expérimentales avec celles du modèle RM ($0,6 \text{ GW/cm}^2$) et du code ESTHER (1 GW/cm^2)

Globalement, la tendance d'évolution (progression logarithmique) relevée expérimentalement est en bon accord avec les prévisions soit de notre modèle RM, soit du

code ESTHER. En revanche, et sachant qu'indépendamment du modèle choisi il est attendu que la longueur du plasma augmente avec l'intensité laser, le code ESTHER semble sous-estimer les valeurs obtenues (rappelons qu'il s'agit d'un code 1D), alors que le modèle RM est plus proche. Par exemple, à 200 ns dans le cas à $0,6 \text{ GW/cm}^2$, la longueur expérimentale du plasma vaut $55 \mu\text{m}$ contre $43 \mu\text{m}$ avec le modèle RM et $33 \mu\text{m}$ avec le code ESTHER, soit des erreurs respectives de 22 % et de 40 %. Pour une intensité de 5 GW/cm^2 et à 200 ns, la longueur du plasma vaut $148 \mu\text{m}$ et le modèle RM prévoit $112 \mu\text{m}$, soit une erreur de 24 % sensiblement similaire à celle obtenue à $0,6 \text{ GW/cm}^2$: le modèle RM intègre avec une assez bonne précision l'impact de l'intensité laser utilisée sur l'évolution de la longueur du plasma.

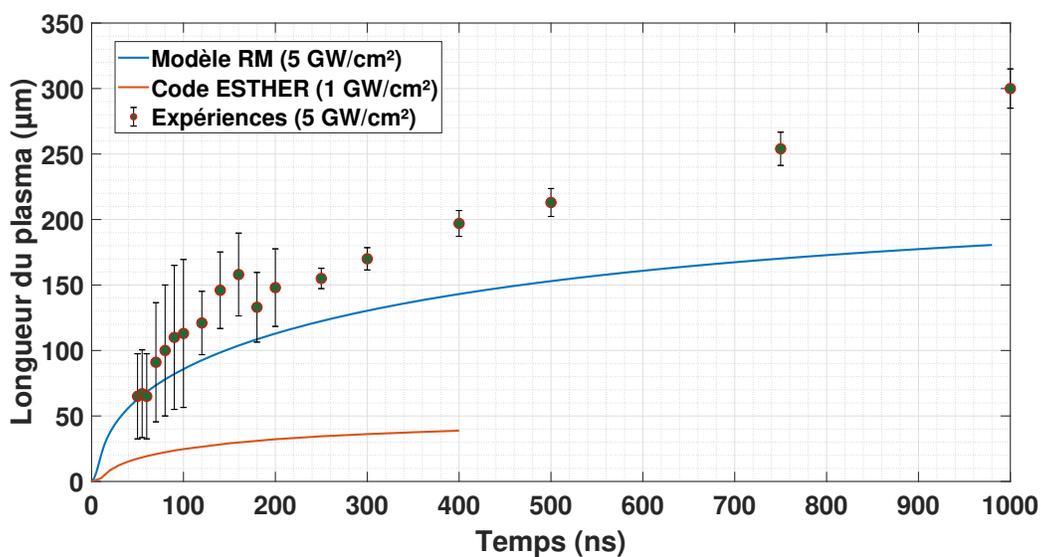


FIGURE III.26 – Longueur du plasma en fonction du temps pour une tache de diamètre $0,6 \text{ mm}$ et une intensité de 5 GW/cm^2 ; comparaison des valeurs expérimentales avec celles du modèle RM (5 GW/cm^2) et du code ESTHER (1 GW/cm^2)

Remarques :

Ces expériences de visualisation des plasmas sont complexes vis-à-vis d'une part des phénomènes impliqués (création et évolution d'un plasma, propagation d'un choc, établissement d'un gradient de température, de pression et d'indice optique, ...), mais peuvent potentiellement apporter un grand nombre d'information. En revanche, la résolution optique semble être l'un des principaux manques de ces expériences. In fine, il serait intéressant d'explorer plus en profondeur ce sujet, en développant éventuellement des diagnostics basés sur des sources RX pulsées (sonde pour l'ombroscopie); ceci se développe de plus en plus avec des résultats qui semblent être très intéressants [12].

III.1.2 Profil spatial du chargement et homogénéisation du faisceau laser

Nous allons ici étudier l'intérêt d'utiliser un système d'homogénéisation de la répartition spatiale d'intensité laser (illustré sur la Figure II.3 du Chapitre II).

Pour ce faire, nous avons réalisé des mesures VISAR sur des échantillons d'aluminium (épaisseur 500 μm et 1 mm, afin de vérifier la cohérence sur l'atténuation simulée) pour différentes taches (3 et 4 mm : il n'y a donc pas d'effet de bord). Ces mesures ont été réalisées en déplaçant entre chaque tir la sonde VISAR, dans le but d'obtenir une résolution spatiale le long d'un axe comme indiqué sur la Figure III.27 où les points de mesure sur le profil d'intensité laser sont indiqués. Nous avons pris les points suivant : 0 R (centre de la tache), 0,8 R (anneau de surintensité) et 0,95 R (bord intérieur) dans le cas sans DOE ; 0 R, 0,5 R (demi-rayon), 0,8 R, 0,95 R, 1,05 R (bord extérieur) et 1,4 R dans le cas avec DOE (R : rayon de la tache laser, défini à mi-hauteur). La résolution spatiale intrinsèque du VISAR, sur laquelle la mesure est moyennée, est de l'ordre de 100 μm (taille du faisceau laser sonde focalisé en face arrière du métal).

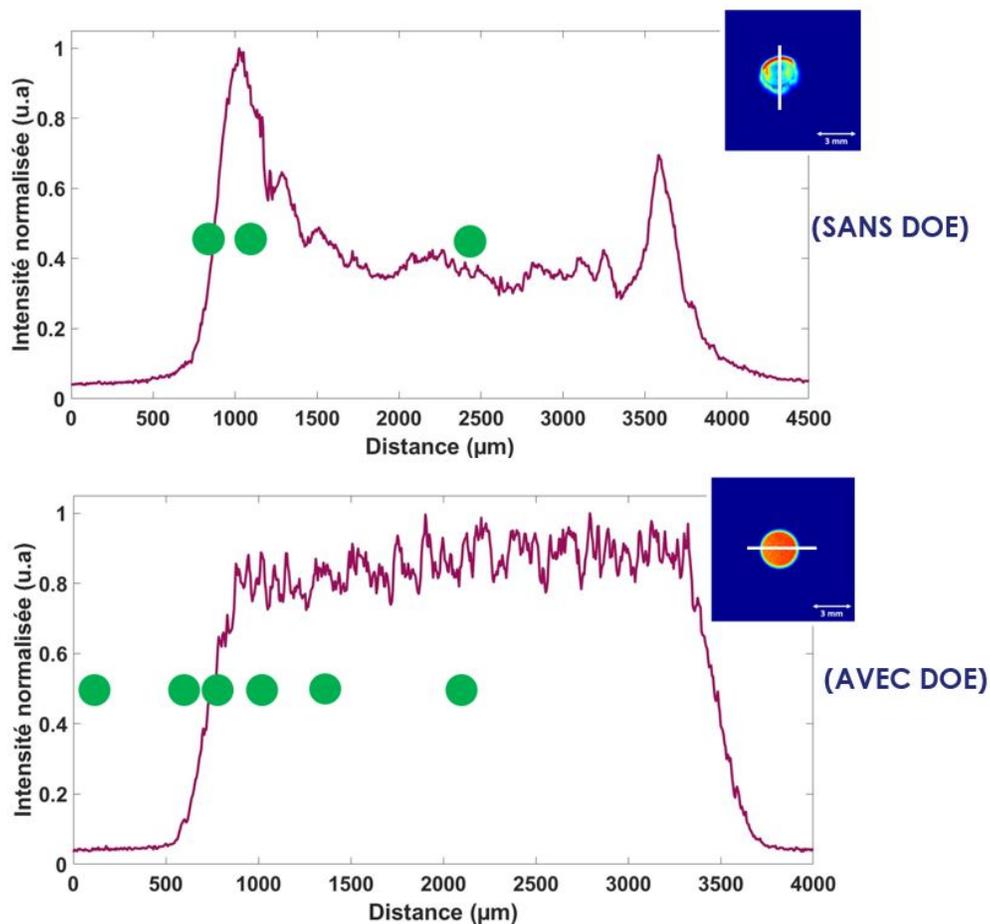


FIGURE III.27 – Points mesurés par VISAR (2D) pour une tache laser sans DOE et avec DOE. Cas d'une tache de 3 mm de diamètre

Les courbes de pression du plasma en fonction de l'intensité laser ont été tracées sur les Figure III.28 (avec DOE) et III.29 (sans DOE).

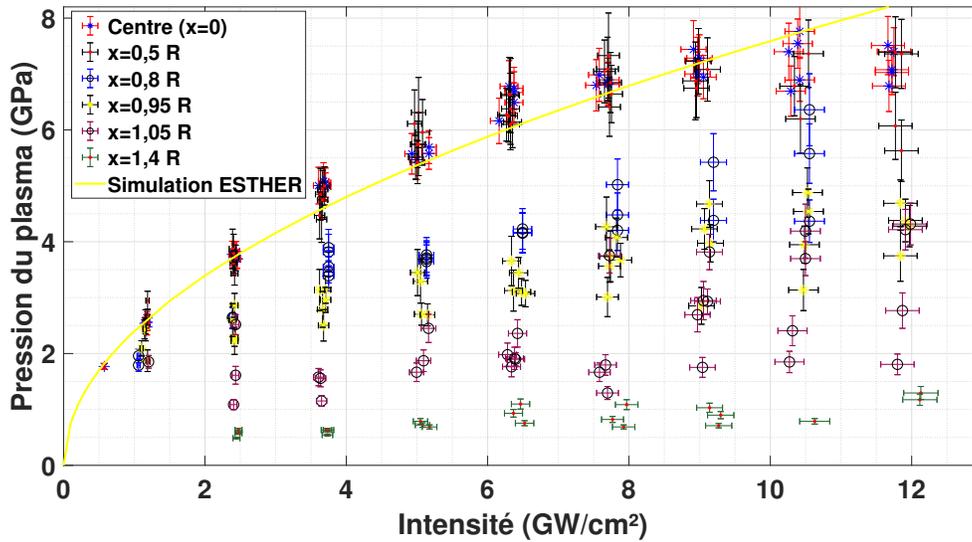


FIGURE III.28 – Pression du plasma (GPa) résolue spatialement en fonction de l'intensité laser (GW/cm^2) obtenue par VISAR avec DOE

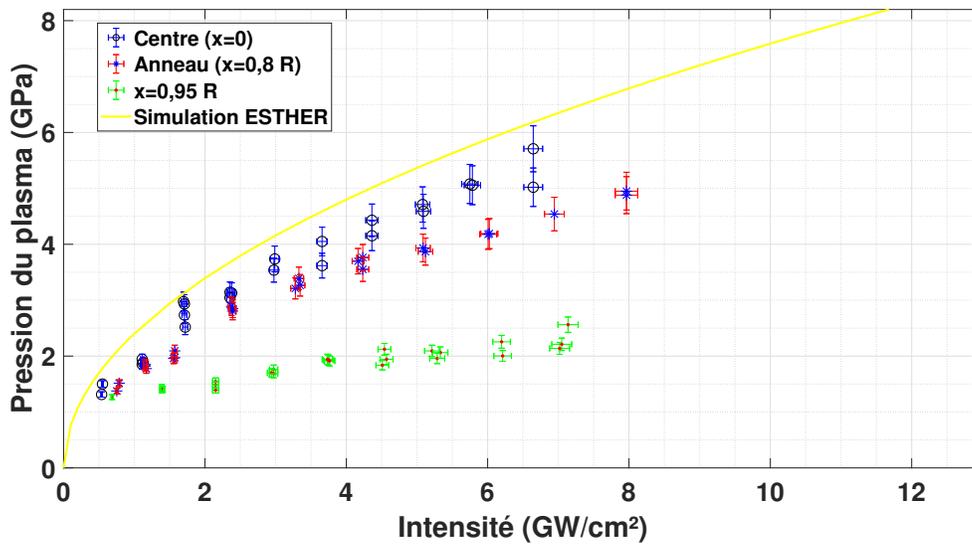


FIGURE III.29 – Pression du plasma (GPa) résolue spatialement en fonction de l'intensité laser (GW/cm^2) obtenue par VISAR sans DOE

On observe que pour le profil avec DOE, la pression est constante sur une large plage (du centre $x = 0$ jusqu'à au moins un demi-rayon $x = 0,5 R$) et en bon accord avec les simulations numériques obtenues par ESTHER. En revanche, la pression commence à baisser lorsque l'on s'approche du bord, pour atteindre environ 60 % de la pression au centre.

Dans le cas d'un profil sans DOE, un comportement similaire est observé, même si d'une part la baisse observée est plus légère en s'approchant du bord (environ 40 %), voire inexistante dans la zone où se situe un anneau de surintensité dans le profil d'intensité laser. D'autre part, la pression obtenue au centre est environ 10 à 15 % inférieure à la pression obtenue au centre dans le cas avec DOE.

Nous avons représenté sur la Figure III.30 les valeurs normalisées (par les maxima respectifs dans le cas avec DOE) de la pression et de l'intensité laser.

Bien qu'il soit difficile de tirer des conclusions uniquement en tentant de corrélérer les niveaux locaux d'intensité laser à ceux de la pression, puisqu'il faut tenir compte de la propagation du choc, il apparaît néanmoins que l'utilisation d'un DOE permet d'obtenir des niveaux de pressions plus homogènes et plus élevés que dans le cas sans DOE.

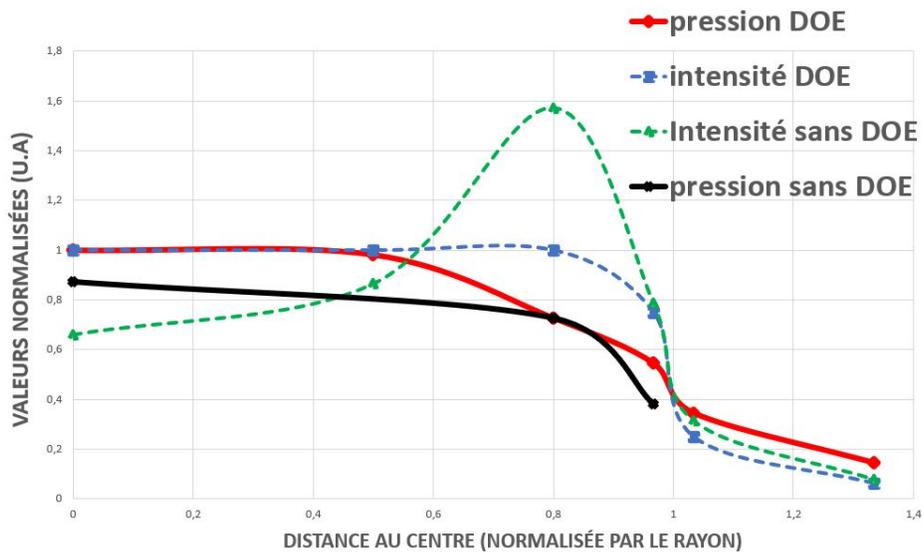


FIGURE III.30 – Pression et intensité normalisées en fonction de la distance au centre ($x = 0$) normalisée par le rayon R de la tache laser. Comparaison entre le cas sans DOE et celui avec DOE

Puisque nos mesures par VISAR sont une mesure indirecte de la pression du plasma, et afin de mieux comprendre si ces différences viennent de la propagation des ondes de choc ou du comportement du plasma, nous avons réalisé des simulations numériques sous Abaqus (modèle par EF présenté précédemment). Le profil de chargement spatial en pression a été pris similaire au profil d'intensité laser (puisque $P \propto \sqrt{I}$), et la pression obtenue en face arrière sous Abaqus a été relevée à différentes positions (identiques à celles utilisées expérimentalement).

Les courbes de pression équivalente du plasma en fonction de l'intensité laser ont alors été tracées sur les Figure III.31 (avec DOE) et III.32 (sans DOE). Les fits expérimentaux, extraits des Figures III.28 et III.29, ont été tracés en guise de comparaison.

On retrouve un comportement similaire à celui observé expérimentalement en s'approchant du bord, notamment dans le cas avec DOE. En revanche, notre code par EF surestime le niveau de pression obtenu sans DOE dans la zone de surintensité laser, le rendant même supérieur à celui au centre de la tache a contrario de ce qui a été observé expérimentalement.

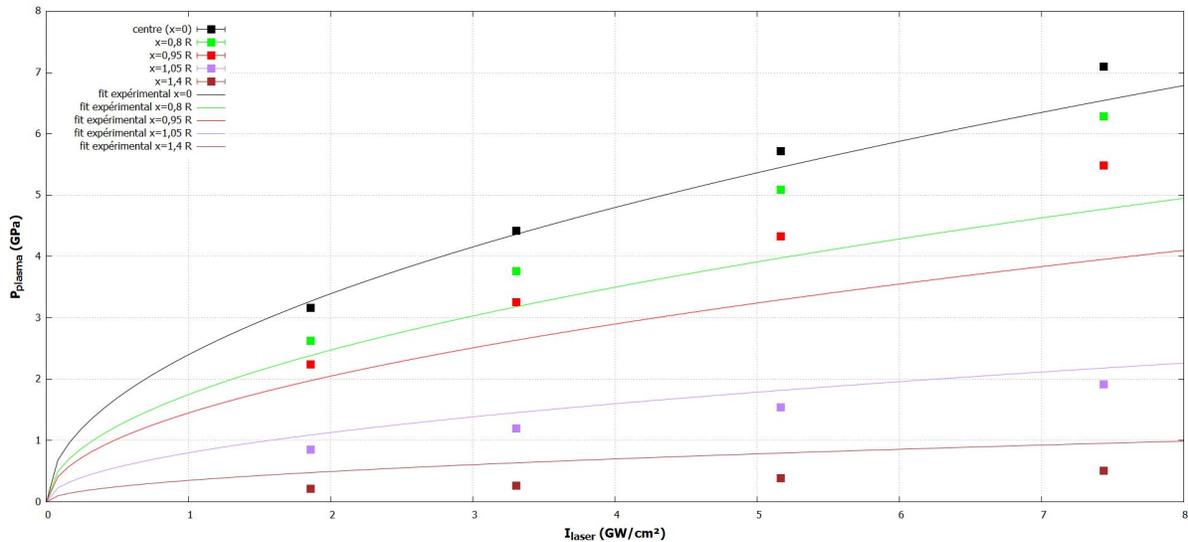


FIGURE III.31 – Pression du plasma simulée par Abaqus (GPa) en fonction de l'intensité laser (GW/cm²) obtenue par VISAR avec DOE et comparée aux fits expérimentaux

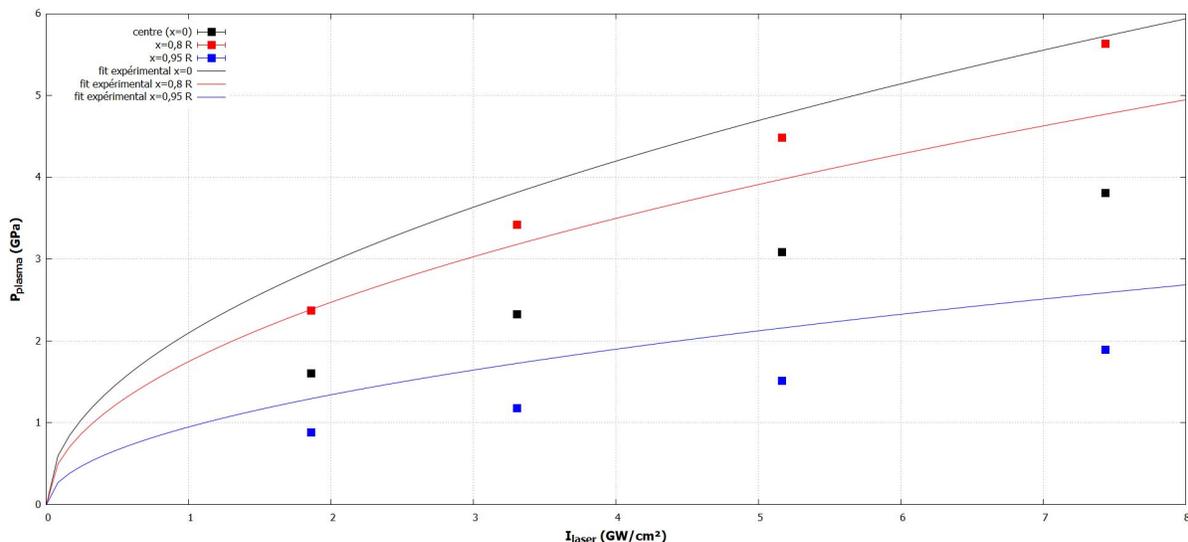


FIGURE III.32 – Pression du plasma simulée par Abaqus (GPa) en fonction de l'intensité laser (GW/cm²) obtenue par VISAR sans DOE et comparée aux fits expérimentaux

Discussions :

- La formule usitée pour calculer l'intensité laser ($I = \frac{E}{\tau S}$) est appropriée dans le cas d'une tache homogène par DOE. En revanche, elle n'est pas du tout représentative pour une tache inhomogène : seule la moyenne est en réalité calculée. Par conséquent, l'anticipation des phénomènes de claquage ou de la pression appliquée sans DOE est plus délicate dans le cas d'une tache non homogène. Cependant, puisque nous avons pu réaliser des mesures complètes de répartition de l'énergie par caméra, nous sommes capables de définir localement (à l'échelle d'un pixel) l'intensité⁴.
- En pratique l'utilisation d'un DOE induit un speckle (tavelures), soit localement, à l'échelle de la longueur d'onde, des surintensités dans le profil spatial du laser. ces surintensités sont trop fines pour être résolues par notre caméra (elles sont moyennées sur l'échelle du pixel), et elles sont d'autant plus marquées que le laser est monomode/cohérent (soit, pour un faisceau gaussien dont la phase n'est pas perturbée, un M^2 proche 1). Cependant, ces surintensités ne semblent pas jouer sur le profil de pression spatial appliqué, probablement car ces dernières s'homogénéisent de façon thermique lors de la création du plasma.
- Il faudrait in fine pouvoir comparer un traitement complet de grenailage laser, en particulier vis-à-vis du taux de recouvrement choisi, pour conclure sur l'intérêt ou non d'utiliser un DOE. En revanche, l'intérêt semble clairement être démontré pour les tirs uniques, où la maîtrise du chargement spatial en pression est bien meilleure : le DOE assure un chargement reproductible (qu'importe la taille de la tache laser utilisée) et homogène en pression.
- La contrainte principale du DOE réside dans la taille de la tache laser obtenue : cette dernière est fixée à la fois par le pas du réseau de diffraction utilisé, puis par la lentille de focalisation utilisée. Dans la pratique, une tache unique est obtenue pour une longueur focale donnée. A contrario, dans le cas d'une simple lentille sans DOE, il suffit de déplacer la lentille par rapport à la cible à traiter pour ajuster la taille de la tache laser. On pourrait cependant envisager l'utilisation d'un zoom ou d'une lentille à focale variable⁵, afin de contrôler simplement la taille de la tache laser avec DOE.

4. Cela reste cependant une approximation puisque la durée d'impulsion laser peut varier sensiblement avec la position spatiale dans le cas d'un laser multimode transverse. Il faudrait alors mesurer, avec une petite ouverture et une photodiode rapide, la durée locale d'impulsion.

5. Les lentilles liquides, dont la courbure est pilotée par un champ électrique, et couramment utilisées dans l'industrie des smartphones, pourraient être de potentiels bons candidats à cette fonction. La problématique à maîtriser étant la tenue répétée à un haut flux laser.

III.1.3 Prise en compte de la compressibilité de l'eau

L'objectif de cette partie est d'exploiter les mesures de visualisation réalisées et ayant permis de montrer que la vitesse du choc dans l'eau dépend de la pression initiale du plasma (ou, similairement, de l'intensité laser utilisée) : ces mesures indiquent donc que le caractère incompressible de l'eau n'est pas totalement justifié, et doivent nous amener à modifier légèrement la loi établie dans le modèle de Fabbro ($P_{max} \propto \sqrt{I_{laser}}$).

III.1.3.1 Visualisation du plasma - Vitesse du choc dans l'eau

Le montage expérimental pour la visualisation a été présenté dans le Chapitre II. Ici, nous avons utilisé une tige cylindrique de diamètre $800 \mu\text{m}$ (afin de limiter les effets de bord visuels) et une tache de $1,5 \text{ mm}$ sous DOE.

Un exemple d'images obtenues à $1 \text{ GW}/\text{cm}^2$ avec et sans traitement numérique (soustraction du fond : l'image prise sans tir laser) est représenté sur la Figure III.33. Les temps représentés sont 100, 200 et 800 ns après l'impulsion laser. Une zone sombre, de la taille de l'impulsion laser, localisée près de la surface irradiée et évoluant très lentement ($\approx 1 \mu\text{m}/\text{ns}$) en dimension correspondrait au plasma; la seconde zone, évoluant plus rapidement ($\approx 2000 \text{ m/s}$) en s'éloignant de la surface correspond au front avant de l'onde de choc se propageant dans l'eau.

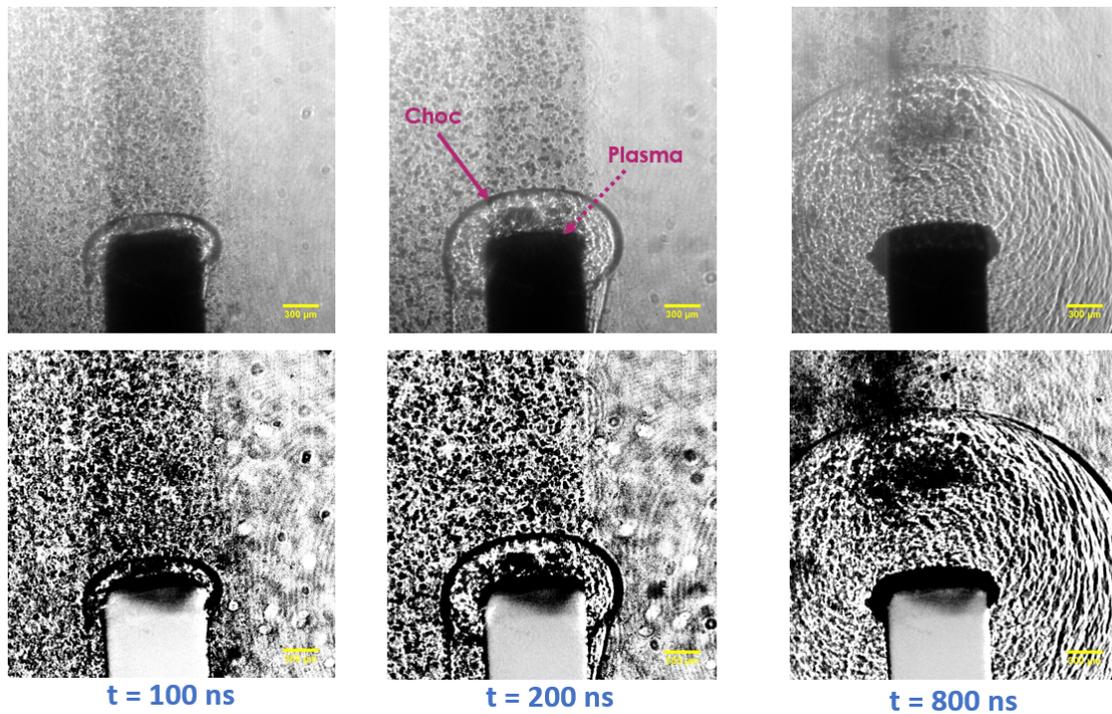


FIGURE III.33 – Visualisation du plasma et de l'onde de choc dans l'eau par ombroscopie sans traitement (haut) et avec traitement (bas) à $t = 100 \text{ ns}$, 200 ns et 800 ns ; $I = 1 \text{ GW}/\text{cm}^2$, $\tau = 7,2 \text{ ns}$

Pour obtenir la vitesse moyenne du choc dans l'eau, nous mesurons à un temps donné la distance parcourue (par rapport à la surface cible) dans l'eau par l'onde de choc (front avant). Sur la Figure III.34, nous avons représenté la même image (prise à $t = 150$ ns) pour 4 intensités laser : 1, 3, 5, et 8 GW/cm^2 . La ligne en pointillé correspond à la position du front avant du choc pour le cas de plus forte intensité (8 GW/cm^2), et permet de montrer que celui-ci est en avance par rapport aux cas de plus faible intensité : il s'est donc propagé plus rapidement.

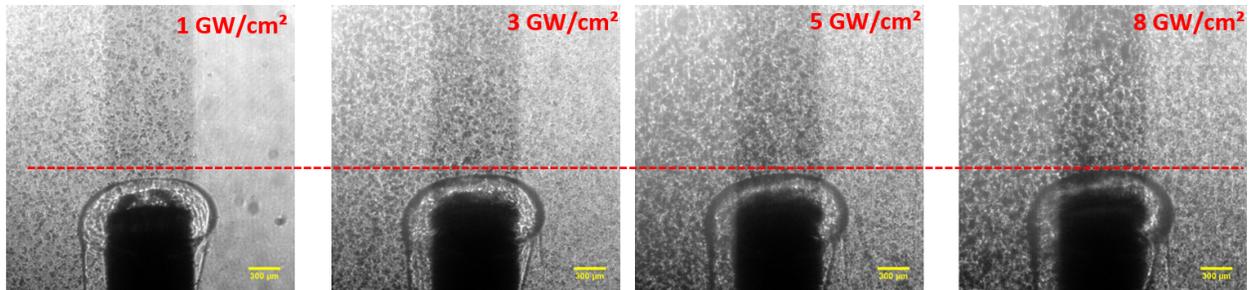


FIGURE III.34 – Visualisation du plasma et de l'onde de choc dans l'eau par ombroscopie pour 4 intensités laser (1, 3, 5, et 8 GW/cm^2) à $t = 150$ ns

Les mesures relevées pour la vitesse moyenne de l'onde de choc dans l'eau, en fonction du temps et pour ces 4 intensités laser (1, 3, 5, et 8 GW/cm^2 ; soit 2,2, 3,8, 4,9 et 6,2 GPa), ont été tracées sur la Figure III.35. Ces données expérimentales ont été comparées à des données issues de la bibliographie et donnant la vitesse du son dans l'eau en fonction de la pression.

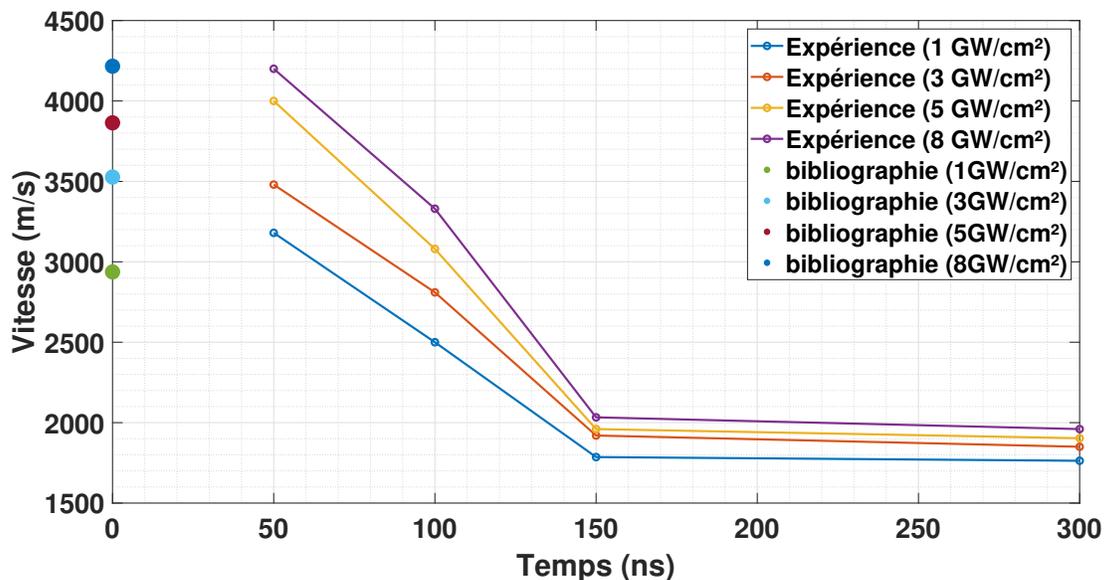


FIGURE III.35 – Vitesse moyenne de l'onde de choc (m/s) relevée pour différents temps (ns). Comparaison entre 4 intensités laser (1, 3, 5, et 8 GW/cm^2) utilisées expérimentalement et des valeurs issues de la bibliographie [13]

On relève ainsi plusieurs informations : d'une part, la vitesse du choc à un temps donné augmente avec l'intensité laser utilisée (soit avec la pression locale) : à 50 ns, de 3400 m/s à 1 GW/cm² (2,2 GPa) jusqu'à 4200 m/s à 8 GW/cm² (6,2 GPa). Cette première tendance est en bon accord avec les valeurs issues de la bibliographie [13]. D'autre part cette vitesse moyenne (à intensité laser fixée) décroît avec le temps : l'onde de choc diminuant en amplitude (atténuation), la pression tend vers sa valeur initiale (eau au repos) et il en est de même pour la vitesse du choc qui tend vers la vitesse du son dans l'eau au repos (≈ 1500 m/s).

Ainsi, nos mesures expérimentales montrent que sur la gamme de pression utilisée en grenailage laser (1 à 10 GPa), la vitesse du choc dans l'eau varie d'au moins un facteur 2 par rapport à la valeur de l'eau au repos. Sous ces conditions, l'hypothèse d'une eau incompressible (soit ρ_{eau} constant), c'est-à-dire ayant une impédance acoustique Z constante ($Z = \rho_{eau}D_{eau}$), n'est plus valide.

III.1.3.2 Modification du modèle 1D de Fabbro - Pression maximale

Nous introduisons ici le fait que l'eau est compressible : densité ρ_{e0} (vitesse C_{e0}) avant le choc, et densité ρ_e (vitesse D_e) après le passage du choc.

Une équation d'état communément utilisée dans la littérature pour décrire le comportement de l'eau sous choc est l'équation de Tait [14], permettant d'obtenir la vitesse D_e du choc :

$$D_e^2 = \frac{P - P_0}{\rho_{e0}} \frac{r}{r - 1} \quad (\text{III.18})$$

où P est la pression du choc, P_0 la pression initiale (ici la pression atmosphérique, négligeable) et $r = \frac{\rho_e}{\rho_{e0}}$ le rapport des densités entre l'eau sous choc et l'eau au repos vérifiant :

$$r = \left(\frac{n(P - P_0)}{\rho_{e0}C_{e0}^2} + 1 \right)^{\frac{1}{n}} \quad (\text{III.19})$$

et n est un paramètre empirique, pris égal à 7 d'après la littérature.

On peut alors tracer la vitesse du choc dans l'eau D_e en fonction de la vitesse matérielle u_e (Equation (A-3.2) de Rankine-Hugoniot), comme représenté sur la Figure III.36.

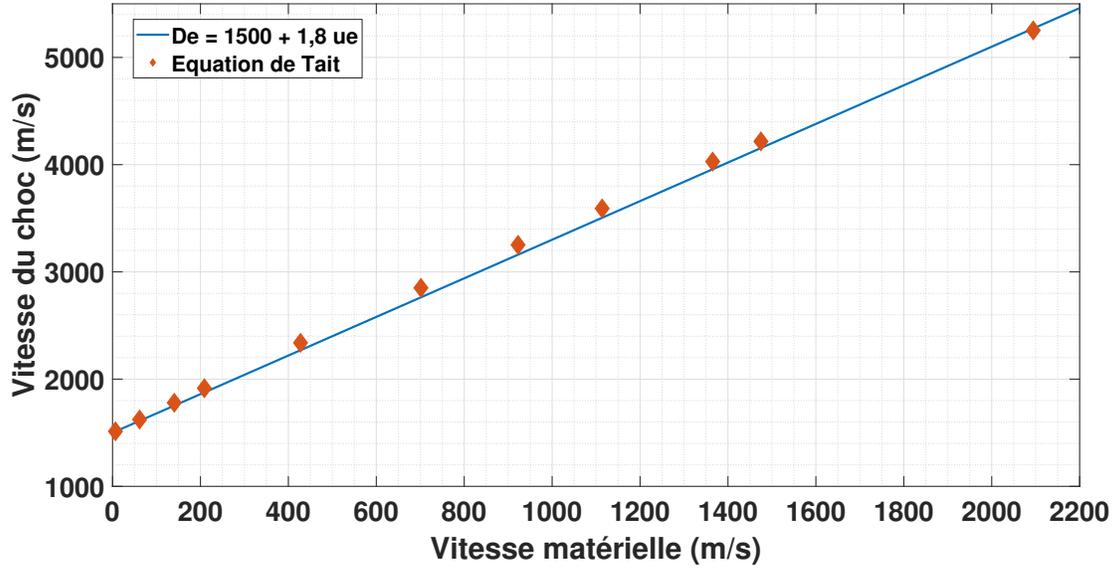


FIGURE III.36 – Vitesse de l’onde de choc, obtenue par l’équation de Tait dans l’eau, D_e (m/s) en fonction de la vitesse matérielle u_e (m/s) et comparaison avec une régression linéaire

On retrouve ainsi (régression linéaire, $R^2 = 0,986$) la relation empirique bien connue pour les chocs :

$$D_e = C_{e0} + S_e u_e \quad (\text{III.20})$$

où $C_{e0} \approx 1500$ m/s est la vitesse du son dans l’eau au repos, u_e est la vitesse matérielle sous choc, et $S_e \approx 1,8$ la constante d’Hugoniot pour l’eau.

Il faut alors résoudre l’équation du bilan énergétique du plasma. Nous nous plaçons dans le cas simplifié d’une impulsion laser carrée constante (I_0 sur une durée τ) :

$$I_0 = \left(1 + \frac{3}{2\alpha}\right) P \frac{dL}{dt} \quad (\text{III.21})$$

avec :

$$\frac{dL}{dt} = \frac{P}{\rho_{e0} D_e} + \frac{P}{\rho_m D_m} \quad (\text{III.22})$$

où ρ_m et D_m sont la densité et la vitesse du choc dans le métal (ceux-ci sont supposés constant car le métal est supposé incompressible, approximation restant justifiée dans le domaine de pression étudié).

On remarque que pour les très faibles pressions, soit $\rho_{e0} D_e \ll \rho_m D_m$ (avec $D_e \approx C_{e0}$), on retrouve une équation du type $P \propto \sqrt{I_0}$.

● **RESOLUTION DANS UN CAS SIMPLIFIÉ**

Pour commencer, nous pouvons nous placer sous l'hypothèse simplificatrice suivante : $\rho_{e0}D_e \ll \rho_m D_m$ et il vient alors :

$$\frac{dL}{dt} = \frac{P}{\rho_{e0}D_e} \quad (\text{III.23})$$

En couplant les équations III.20, III.21 et III.23 il vient :

$$I_0 = \left(1 + \frac{3}{2\alpha}\right) P \left(\frac{\sqrt{\Delta} - \rho_{e0}C_{e0}}{2\rho_{e0}S_e}\right) \quad (\text{III.24})$$

où $\Delta = \rho_{e0}^2 C_{e0}^2 + 4\rho_{e0}S_e P$.

En introduisant les variables réduites $P' = \frac{P}{\rho_{e0}C_{e0}^2}$ et $I' = \frac{2\alpha I_0}{(3+2\alpha)\rho_{e0}C_{e0}^3}$, cette équation devient :

$$I' = P' \left(\frac{(1 + 4S_e P')^{0.5} - 1}{2S_e}\right) \quad (\text{III.25})$$

On peut alors distinguer deux cas pour résoudre cette équation :

- Pour les faibles pressions : $4S_e P' \ll 1$ (soit $P \ll 0,3$ GPa), un développement limité à l'ordre 1 de l'expression III.25 $((1 + 4S_e P')^{0.5} \approx 1 + 2S_e P')$ conduit à la loi connue dans le cas d'une eau incompressible :

$$I' \approx P'^2 \quad (\text{III.26})$$

- Pour les hautes pressions : $4S_e P' \gg 1$ (soit typiquement $P > 3$ GPa) on obtient :

$$I' \approx P'^{\frac{3}{2}} S_e^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{III.27})$$

Ainsi, aux pressions élevées la loi d'échelle donnant la pression en fonction de l'intensité laser doit être corrigée :

$$P \propto I^{\frac{2}{3}} \quad (\text{III.28})$$

● CAS NON-SIMPLIFIÉ - RÉOLUTION NUMÉRIQUE

Pour ce second cas, nous conservons l'équation non-simplifiée III.22 d'ouverture du plasma. L'équation III.25 devient alors :

$$I' = P' \left(\frac{(1 + 4S_e P')^{0.5} - 1}{2S_e} + \kappa P' \right) \quad (\text{III.29})$$

avec $\kappa = \frac{\rho_{e0} C_{e0}}{\rho_m D_m}$.

Il convient alors de distinguer à nouveau le cas basse pression du cas haute pression :

— Pour les faibles pressions : $4S_e P' \ll 1$, on retrouve :

$$P' \propto I'^{\frac{1}{2}} \quad (\text{III.30})$$

— Et, pour les hautes pressions : $4S_e P' \gg 1$, on obtient une équation à résoudre numériquement :

$$I' \approx P' \left[\left(\frac{P'}{S_e} \right)^{\frac{1}{2}} + \kappa P' \right] \quad (\text{III.31})$$

III.1.3.3 Comparaison avec les mesures expérimentales de pression - discussions

Nous allons comparer ici les résultats expérimentaux obtenus (en particulier à très haute pression ($P > 10$ GPa) grâce à une nouvelle configuration expérimentale présentée dans la partie suivante), avec les différentes lois obtenues en modifiant le modèle de Fabbro (loi en $I^{0.5}$; $I^{0.66}$; et cas numérique III.31), ainsi qu'avec le résultat issu des simulations ESTHER ($P \approx 2,2 I^{0.57}$). Ces courbes sont tracées sur la Figure III.37.

Le coefficient α a été pris égal à 0,6 pour l'ensemble de ces courbes (la loi classique donne alors $P \approx 2,2\sqrt{I}$).

Plusieurs commentaires doivent être formulés :

— La courbe classique en $I^{\frac{1}{2}}$, ajustée aux résultats avec un coefficient $\alpha = 0,6$, reproduit correctement les résultats même si un écart semble apparaître aux hautes intensités ($I > 10$ GW/cm²). De surcroît, on peut supposer qu'à haute intensité il y ait une baisse de l'absorption du laser par le plasma, du fait d'une possible plus forte absorption de ce dernier par l'eau de confinement, ce qui accentuerait alors l'écart mentionné précédemment (translation des points vers la gauche).

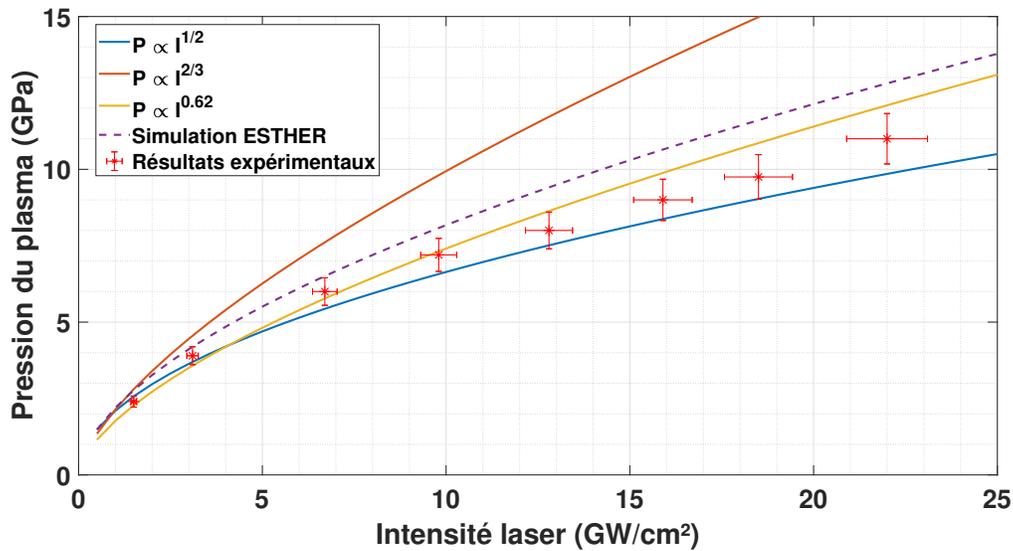


FIGURE III.37 – Pression du plasma (GPa) en fonction de l'intensité (GW/cm^2). Comparaison des différents modèles analytiques (intégrant ou non la compressibilité de l'eau) avec les résultats expérimentaux et les simulations ESTHER

- La loi en $I^{2/3}$, qui néglige le comportement du métal pour l'ouverture du plasma, surestime la pression obtenue. En revanche, la loi complète issue d'une résolution numérique ($I^{0,62}$) est en bon accord avec les simulations ESTHER (où la compressibilité de l'eau est intégrée dans les calculs) bien que la pression soit légèrement surestimée par rapport aux résultats expérimentaux. Cependant, sous l'hypothèse d'une moins bonne transmission de l'impulsion laser à travers l'eau de confinement à haute intensité, on obtiendrait un très bon accord avec les expériences.
- Dans le cas d'un modèle intégrant la compressibilité de l'eau, la pression du plasma posséderait une dépendance plus forte vis-à-vis du métal utilisé. De prochaines expériences pourraient alors étudier les niveaux de pressions obtenus pour différents métaux, à haute intensité.
- L'obtention du coefficient α dépend du choix dans la façon dont l'ajustement aux courbes expérimentales est fait : à basse pression, à haute pression ou sur l'ensemble. De même, il dépend aussi de la précision obtenue sur les mesures, ce qui explique en partie pourquoi les valeurs usuellement obtenues dans la littérature ($\alpha = 0,2$ à $0,5$) présentent une grande variabilité et un possible écart vis-à-vis de la valeur retenue dans le cadre de cette thèse ($\alpha = 0,6$ à 532 nm).

III.2 Maîtrise de l'eau de confinement

Cette partie est dédiée à la maîtrise du confinement eau utilisé en choc laser. Pour développer une configuration fonctionnelle de grenailage laser, il est important de comprendre le fonctionnement du confinement eau sur la génération de pression, sur les phénomènes de claquage ainsi que sur la transmission du faisceau laser.

Dans un premier temps, nous nous intéresserons à la configuration industrielle classiquement utilisée en grenailage laser : un fin film d'eau est mis en circulation le long de la surface à grenailer. Le comportement de l'eau sous l'effet du procédé (éjection : vitesses et angles) sera étudié, tout comme l'importance du débit d'eau pour assurer un renouvellement de l'eau entre deux tirs successifs. Enfin, nous présenterons les solutions connexes à développer pour garantir un fonctionnement connu, efficace, et répétable du procédé.

Dans un second temps, nous étudierons une nouvelle configuration développée au cours de cette thèse : une cuve d'eau, permettant de déporter les phénomènes de claquage de la surface de l'eau vers son volume, où nous démontrons des seuils de claquage plus élevés. Cette configuration pourra servir de levier pour des nouvelles applications de grenailage laser nécessitant des pressions plus importantes.

III.2.1 Maîtrise du procédé sous régime d'un fin film d'eau

Les expériences présentées dans cette section ont été réalisées sur l'installation Rogue Laser (basée sur le laser THEIA, et décrite dans la partie suivante) avec l'aide d'une caméra rapide, introduite dans le Chapitre II. Un film d'eau d'épaisseur assez faible (≈ 5 mm) a été utilisé avec un débit variable allant de 1 à 6 m/s.

III.2.1.1 Caractérisation du cône d'eau éjectée (angles et vitesses)

Sous l'effet de la forte pression du plasma, à la fois une onde de choc intense se propage dans l'eau et à la fois une partie de celle-ci se vaporise, donnant naissance à l'expansion d'une bulle gazeuse sous pression. Ces deux mécanismes conduisent à l'éjection de l'eau de confinement, de façon explosive, comme les images prises à la caméra rapide (Figure III.38) en attestent.

La majeure partie des phénomènes se déroulent entre 0 et 500 μ s, et l'on peut observer un premier jet central, très rapide (400 à 800 m/s) et de dimension similaire à la tache laser, partant perpendiculairement à la surface. Derrière, un jet légèrement moins rapide (250 à 500 m/s) et ouvert angulairement (5 à 20 ° suivant les cas) suit.

Enfin, aux temps plus long ($t > \text{ms}$), quelques grosses gouttes quittent la surface assez lentement (20 m/s), et sur une ouverture plus large (30 à 45 °).

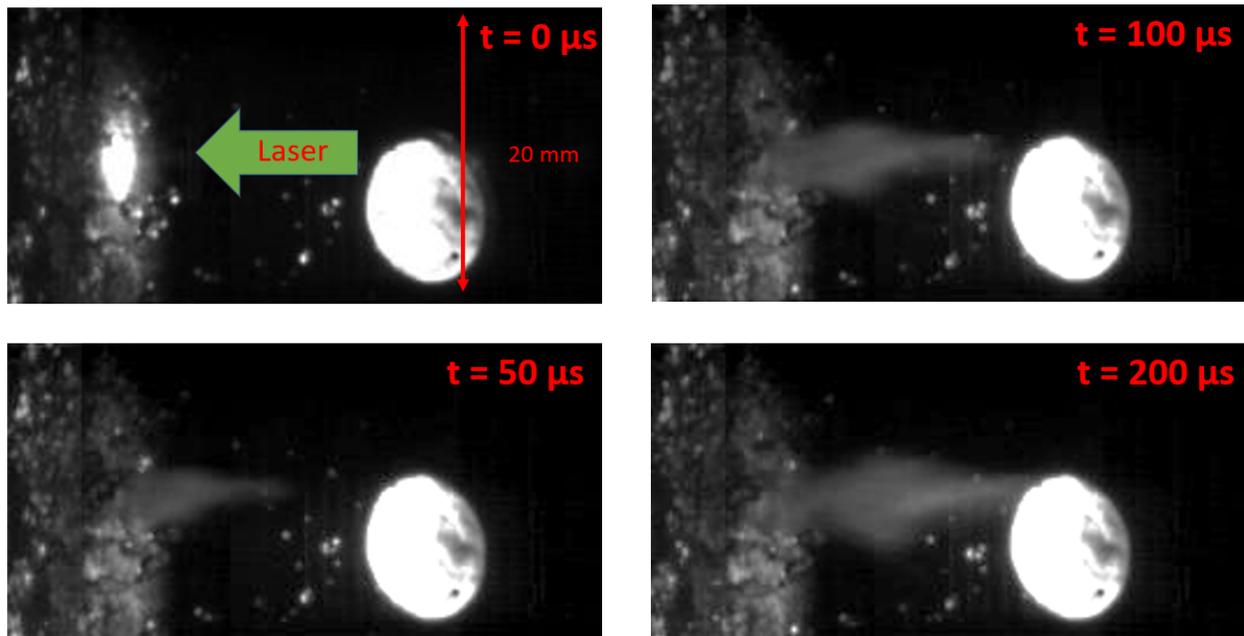


FIGURE III.38 – Visualisation à la caméra rapide (20 000 images/s) de l'éjection d'eau (vue de profil) pour une tache laser de 0,72 mm et une intensité de 1 GW/cm²

Les valeurs mesurées à 1 et 5 GW/cm² (vitesses et angles des cônes d'eau éjectée) figurent dans le Tableau III.4, et ces phénomènes d'éjection sont schématisés sur la Figure III.39.

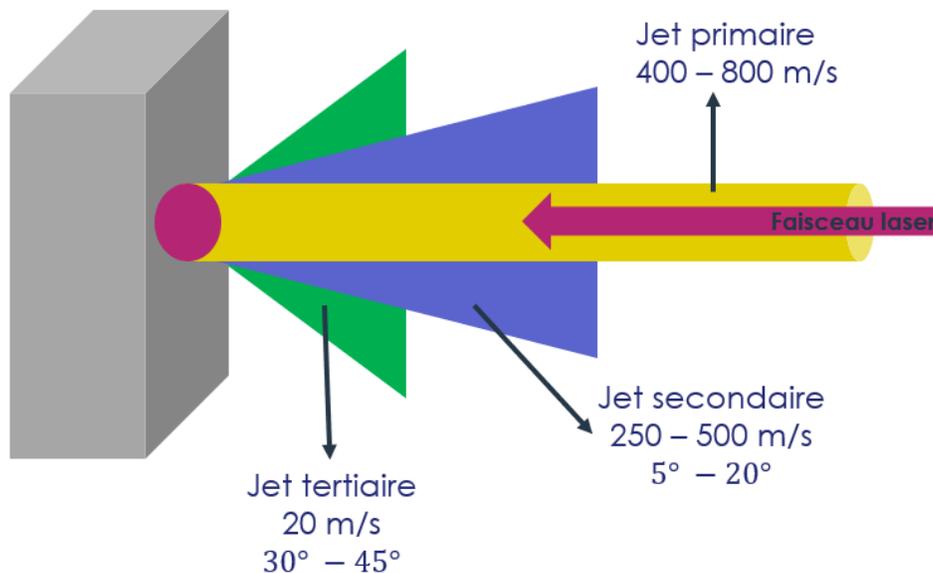


FIGURE III.39 – Schéma récapitulatif de l'éjection d'eau par le plasma haute pression

Sur la Figure III.40, la cible a été inclinée de 10° par rapport au faisceau laser, et on observe bien que le jet d'eau décrit précédemment part perpendiculairement à la surface. Ainsi, en théorie, en inclinant la cible d'environ 50° par rapport au faisceau laser il serait possible de garantir que l'eau éjectée ne croise jamais le faisceau laser. En revanche, au-delà de 10° d'inclinaison la tache laser projetée sur la surface devient trop elliptique⁶ ce qui implique de calculer à nouveau l'intensité réelle sur cible, et d'éventuellement adapter les paramètres de traitement par grenailage laser.

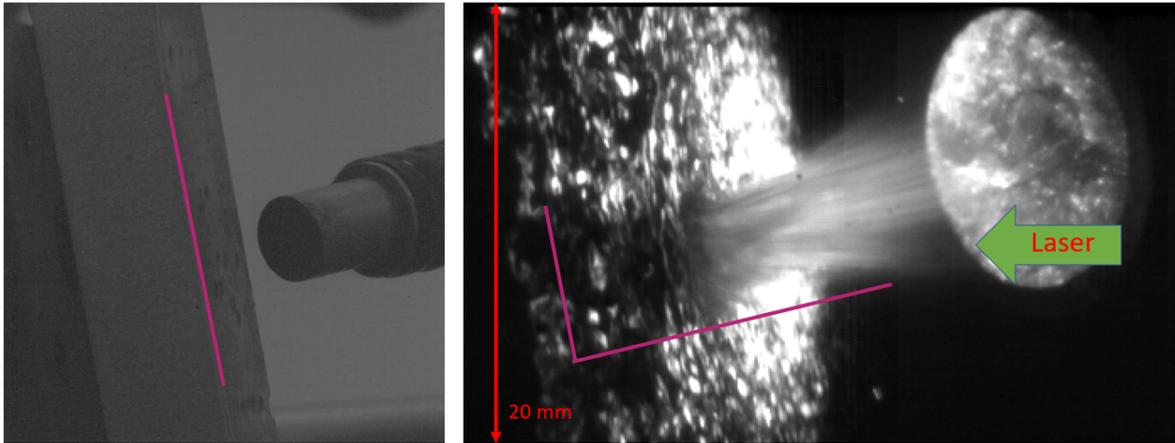


FIGURE III.40 – Visualisation de l'éjection d'eau dans le cas où la surface est inclinée (10° par rapport au faisceau laser)

Enfin, la structure de ce cône ne dépend pas véritablement de l'intensité laser utilisée, comme en attestent les images de la Figure III.41. En revanche, le cône secondaire apparaît comme étant plus ouvert lorsque l'intensité laser augmente.

I (GW/cm ²)	Vitesse jet principal (m/s)	Vitesse cône secondaire (m/s)	Vitesse cône tertiaire (m/s)
1,1	440	271	17
5	796	485	20

I (GW/cm ²)	Angle jet principal	Angle cône secondaire	Angle cône tertiaire
1,1	0°	5° - 10°	30° - 40°
5	0°	10° - 20°	30° - 47°

Tableau III.4 – Valeurs obtenues pour la vitesse et l'angle des cônes d'éjection de l'eau (1,1 GW/cm² et 5 GW/cm²)

6. Un système de mise en forme de faisceau pourrait être développé et ajouté pour compenser l'effet de la projection sous un angle donné.

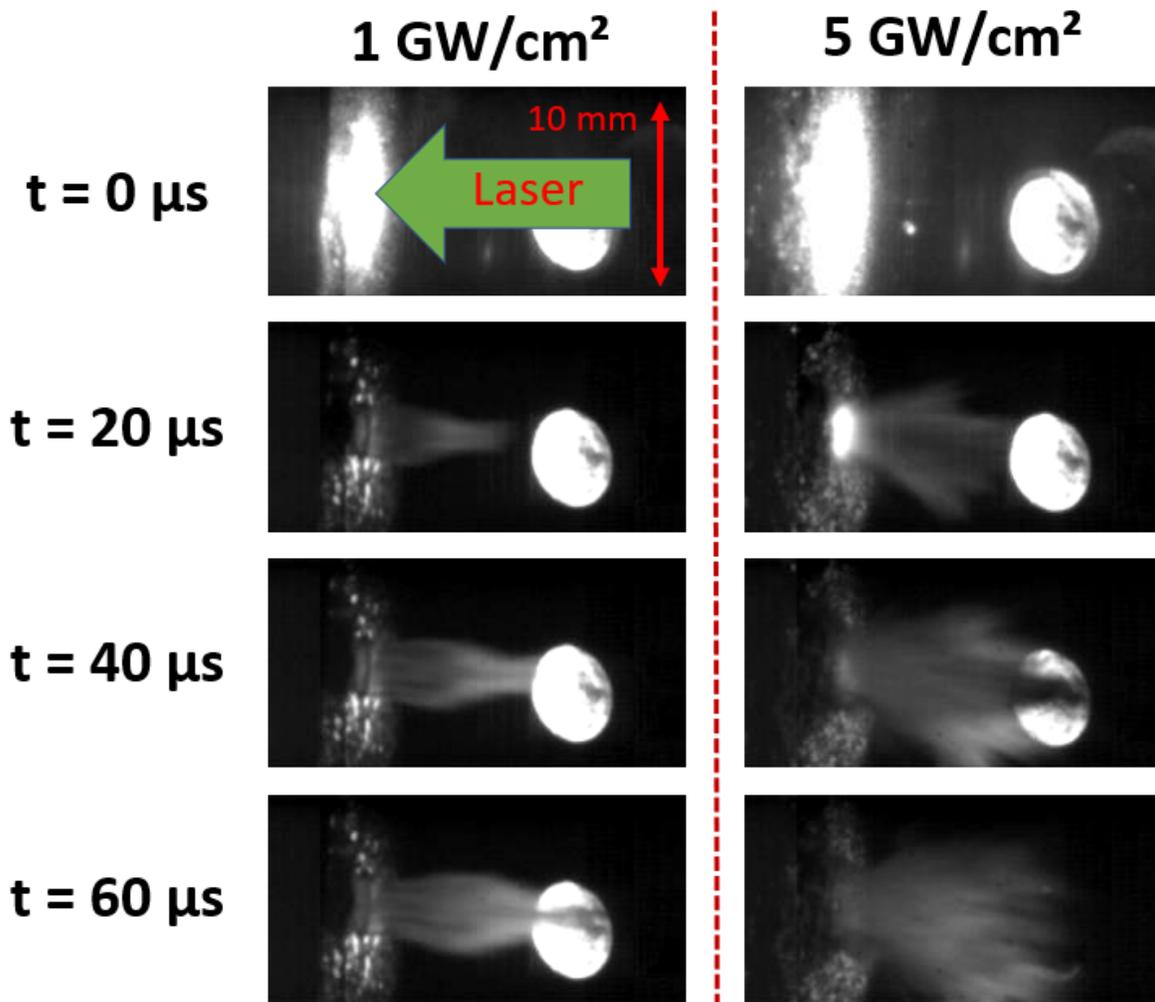


FIGURE III.41 – Comparaison de la visualisation à la caméra rapide de l'eau éjectée entre une intensité laser de $1,1 \text{ GW/cm}^2$ et de 5 GW/cm^2 (50 000 images/s)

On peut noter qu'un ratio $r_v = 1,8$ existe entre la vitesse des jets principaux et secondaires pour les deux intensités laser utilisées. Le ratio en intensité vaut 4,5, et donc celui en pression vaut $r_p = 2,1$. Ainsi, les vitesses relevées semblent être proportionnelles à la pression maximale atteinte par le plasma, puisque les ratios r_v et r_p sont très proches.

Par ailleurs, nos mesures ont été effectuées pour deux taches : 0,72 mm et 2 mmn, et nous n'avons pas noté de différence à la fois dans les vitesses d'éjection obtenues, et à la fois dans les angles relevés pour le cône d'eau éjectée.

Principalement, l'enjeu lié à ces phénomènes d'éjection d'eau réside dans la protection des optiques servant à mettre en forme le faisceau : celles-ci seront exposées à ces jets d'eau, et devront donc être protégées pour éviter d'être endommagées.

III.2.1.2 Observation d'un claquage parasite

Comme nous l'avons vu, une certaine quantité d'eau est éjectée avec des vitesses et des angles qui ont été caractérisés. Cependant, du fait de l'ablation de la cible métallique par le laser, des fines particules métalliques sont éjectées et emportées dans ce cône d'eau. En conséquence, à haute fréquence de tir, cette eau éjectée, chargée en particules métalliques, est encore dans la trajectoire du faisceau laser lorsque l'impulsion suivante arrive, et des claquages dits parasites se forment alors comme illustré sur la Figure III.42.

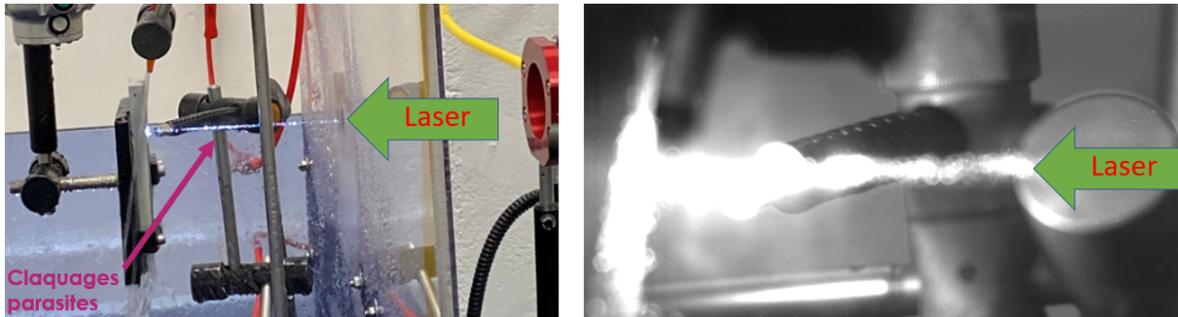


FIGURE III.42 – Observation expérimentale des plasmas parasites (émission de lumière) le long de la trajectoire du faisceau laser (à 200 Hz)

Ces plasmas parasites absorbent le faisceau laser incident, et par conséquent l'énergie laser qui arrive effectivement sur la cible diminue en cas de tirs successifs à haute cadence, comme illustré par la mesure d'enfoncement réalisée sur une plaque d'aluminium traitée par grenailage laser à différentes fréquences de tirs du laser (Figure III.43).

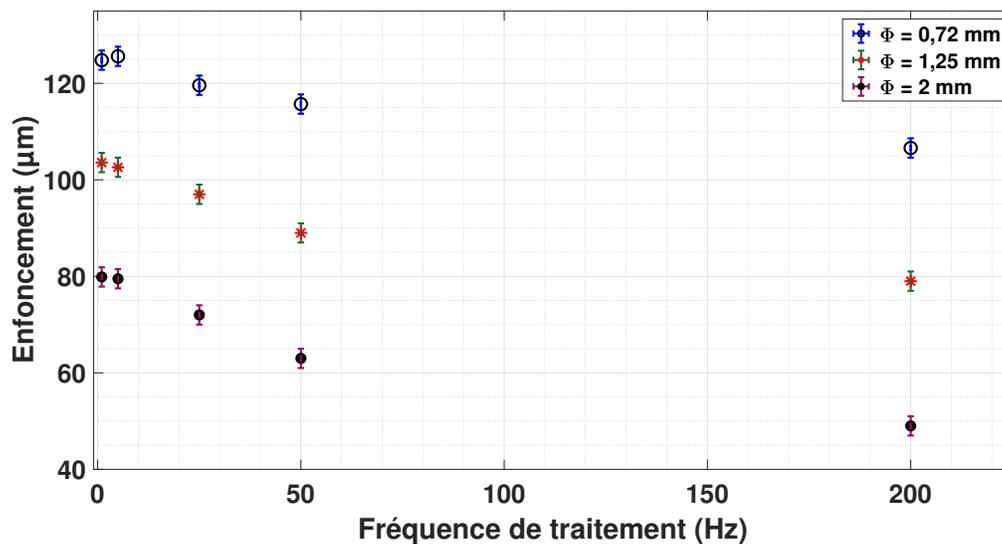


FIGURE III.43 – Mesure de l'enfoncement obtenu (μm), en fonction de la fréquence de traitement (Hz), après grenailage laser ($4 \text{ GW}/\text{cm}^2$, 8000 %) à 0,72 mm, 1,25 mm et 2 mm

Puisque tout autre paramètre laser est ici resté constant (intensité : 4 GW/cm², durée d'impulsion : 6,9 ns, taille de tache : 0,72 mm, 1,25 mm et 2 mm, taux de recouvrement : 8000 %), nous nous attendions à obtenir (pour une tache donnée) le même enfoncement sur chaque zone traitée qu'importe la vitesse à laquelle le traitement fût réalisé (1 à 200 Hz). Or, il apparaît clairement qu'il existe une fréquence seuil de traitement, qui est d'autant plus faible que la tache laser est grande⁷, pour laquelle la mesure d'enfoncement diminue ce qui indique que la pression ayant réellement atteint la cible a diminué. En effet, l'enfoncement passe respectivement de 125 μm, 104 μm et 80 μm (traitement à 1 Hz) à 106 μm, 79 μm et 49 μm (traitement à 200 Hz) pour des taches laser de diamètre respectifs de 0,72 mm, 1,25 mm et 2 mm. Pour ces trois taches laser, la baisse relative d'enfoncement entre un traitement à 1 Hz et un à 200 Hz vaut respectivement 15 %, 24 % et 39 %. Autrement dit, ces mesures permettent de montrer que les claquages parasites se produiront avec une plus grande occurrence à haute cadence, mais aussi aux grandes taches, ce qui altère en conséquence le chargement de pression appliqué.

Nous présenterons par la suite un système de soufflerie mis au point pour s'affranchir de ces claquages parasites, et garantir un traitement équivalent qu'importe la fréquence utilisée (entre 1 et 200 Hz).

III.2.1.3 Renouvellement et écoulement du film d'eau

Puisque l'eau située dans la zone de l'impact laser est éjectée, un certain temps est nécessaire en regard des paramètres utilisés (intensité et tache laser, débit d'eau, ...) avant qu'une nouvelle couche d'eau recouvre la surface de l'impact laser, et permette un nouveau tir laser identique (Figure III.44). En conséquence, nous avons mesuré pour ces paramètres (via la caméra rapide) la durée nécessaire pour que le film d'eau se reforme, en considérant que le prochain tir serait valide dès lors que la tache laser était à nouveau recouverte (schéma Figure III.45)

Nous introduisons alors un modèle assez simple suivant lequel l'eau doit parcourir une distance $d = D_{\text{choc}} + \Phi$ pour recouvrir la tache laser. D_{choc} est la distance, par rapport au bord de la tache laser de diamètre Φ , sur laquelle l'eau est poussée par l'effet du choc. En notant v_{eau} la vitesse (en m/s) d'eau, la fréquence théorique de renouvellement d'eau est donnée par :

$$f_{th} = \frac{v_{\text{eau}}}{\Phi + D_{\text{choc}}} \quad (\text{III.32})$$

7. Ceci peut s'expliquer par le fait que l'énergie utilisée est d'autant plus importante que la tache laser est grande : la quantité d'eau éjectée augmente alors car il y a plus d'énergie injectée dans le système physique considéré.

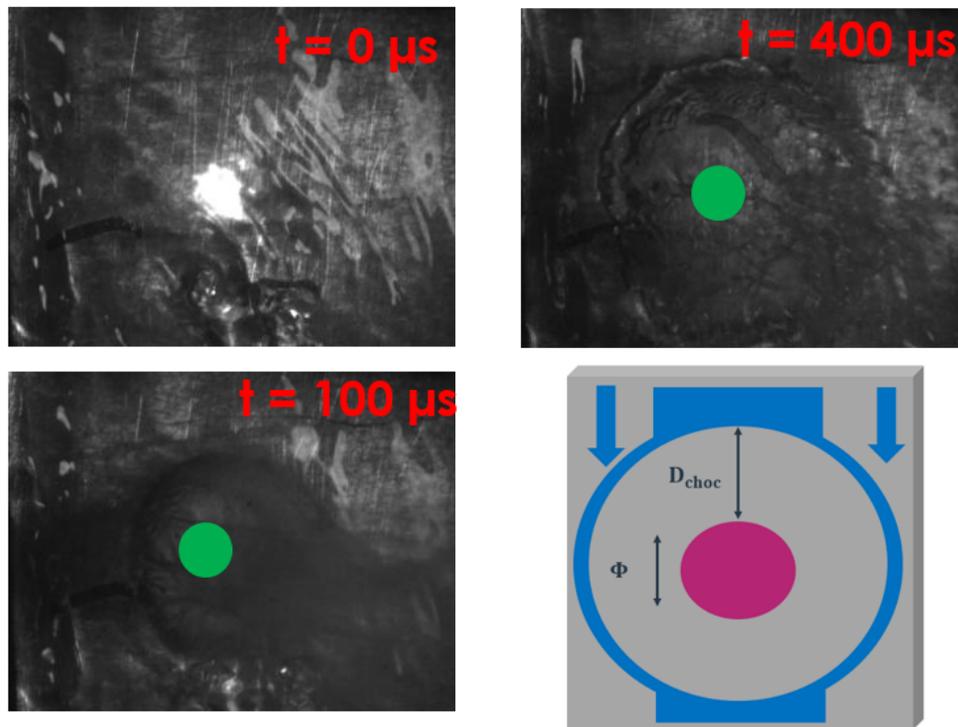


FIGURE III.44 – Éjection d’eau vue de face à la caméra rapide (20 000 images/s) et schéma d’illustration de la formation du cratère (intensité de 1 GW/cm^2 , tache de $0,72 \text{ mm}$)

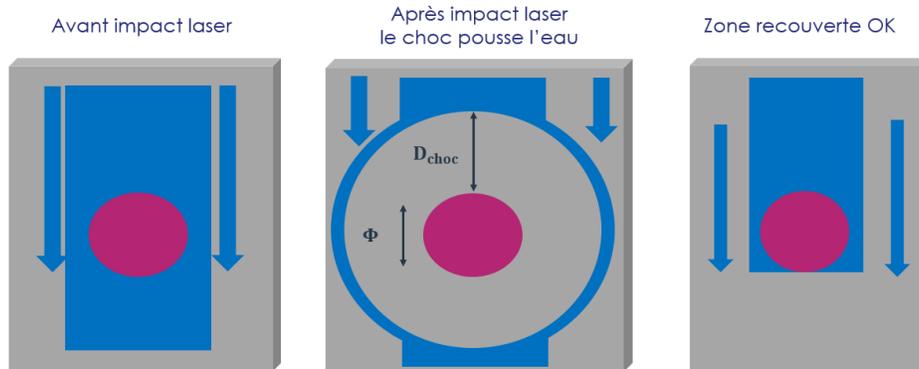


FIGURE III.45 – Schéma explicatif du modèle considéré pour l’éjection et le renouvellement de la couche d’eau

Sur les Figures III.46 et III.47 nous avons tracé les fréquences expérimentales (Hz) relevées pour garantir un renouvellement de l’eau en fonction de sa vitesse d’écoulement (m/s). Ces fréquences ont été étudiées soit en fonction de la tache laser (intensité laser fixée à $1,1 \text{ GW/cm}^2$, Figure III.46), soit en fonction de l’intensité laser (tache laser fixée à $0,72 \text{ mm}$, Figure III.47). Une régression linéaire du type $f_{th} = a v_{eau}$ (a coefficient directeur fonction de Φ et D_{choc}) a été tracée pour se rapprocher du modèle proposé (Equation III.32), et le valider.

La courbe en pointillé correspond à la fréquence du laser THEIA, et fait ainsi apparaître les limitations en fréquence en fonction de la vitesse du jet d'eau : autour de 1 m/s, la fréquence relevée de renouvellement varie de 150 Hz à 250 Hz suivant les paramètres utilisés. Il s'agit donc d'une vitesse d'écoulement insuffisante, sinon risquée, pour garantir la reproductibilité du procédé.

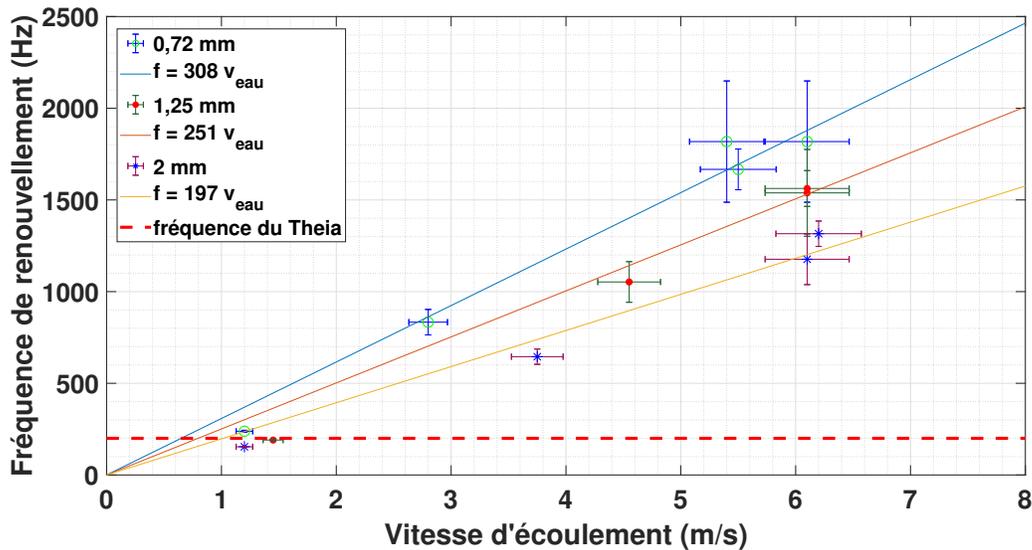


FIGURE III.46 – Fréquence du renouvellement de la couche d'eau (Hz) en fonction de la vitesse de l'eau (m/s) pour trois taches laser (0,72, 1,25, et 2 mm) à 1,1 GW/cm²

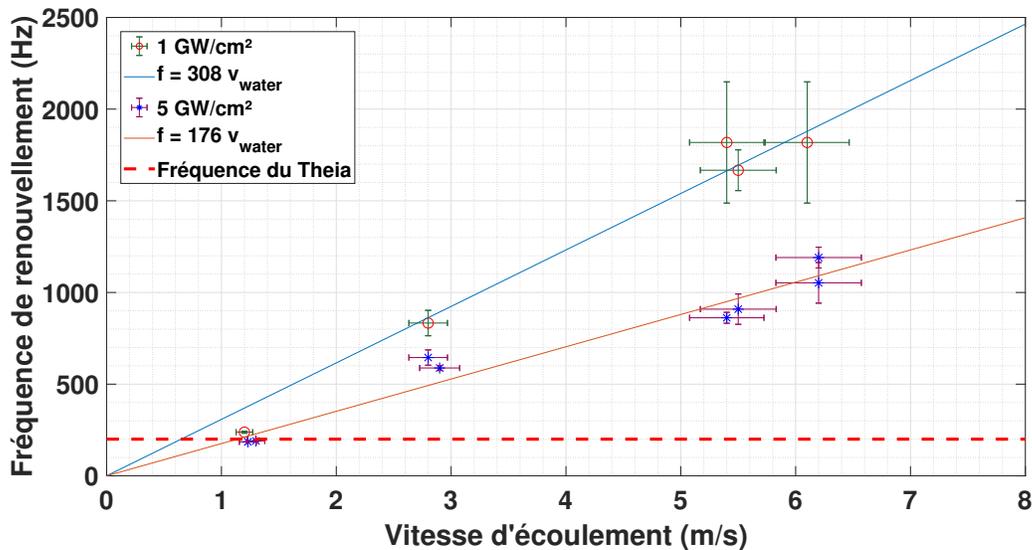


FIGURE III.47 – Fréquence du renouvellement de la couche d'eau (Hz) en fonction de la vitesse de l'eau (m/s) pour deux intensités laser (1,1 et 5 GW/cm²) avec une tache laser de 0,72 mm

Plusieurs observations peuvent alors être formulées :

- En augmentant la vitesse d'écoulement de l'eau, la fréquence possible entre deux impacts laser augmente. En effet, avec des vitesses d'eau plus élevées, l'eau recouvre plus rapidement la zone éjectée.
- A intensité laser fixée, plus la tache laser est petite et plus la fréquence possible entre deux impacts sera élevée. Ce comportement est aussi prévu par notre modèle, puisque l'eau doit recouvrir une distance globale d plus faible lorsque Φ diminue.
- A tache laser fixée, il apparaît aussi que la fréquence augmente si l'intensité laser diminue. Cela semble indiquer que la distance D_{choc} , sur laquelle l'eau est poussée, est fonction de l'intensité laser (soit de la pression, ce qui est physiquement attendu).

Nous avons synthétisé les données obtenues dans le Tableau III.5. En particulier, à partir de la régression linéaire basée sur les données expérimentales et en utilisant la formule III.32 du modèle proposé, nous avons pu estimer la valeur de D_{choc} .

Φ (mm)	I (GW/cm ²)	Régression obtenue	D_{choc}
0,72	1,1	$y = 308 x$	2,5 mm
0,72	5	$y = 176 x$	5 mm
1,25	1,1	$y = 251 x$	2,7 mm
1,25	5	$y = 150 x$	5,4 mm
2	1,1	$y = 197 x$	3,1 mm
2	5	$y = 123 x$	6,1 mm

Tableau III.5 – Synthèse des fits et valeurs de D_{choc} obtenus en fonction de la tache laser (0,72, 1,25, 2 mm) et de l'intensité laser (1,1 et 5 GW/cm²)

Si l'on s'intéresse en particulier à la valeur de D_{choc} obtenue entre 1,1 et 5 GW/cm², les ratios valent respectivement 2, 2 et 1,96 pour 0,72, 1,25 et 2 mm. Ici encore, le ratio r_p en pression vaut 2,1 : ainsi, D_{choc} est a priori proportionnel à la pression appliquée.

En menant la même étude en fonction de la tache focale, à intensité constante, les ratios trouvés valent respectivement 1,08 (entre 0,72 et 1,5 mm) et 1,15 (entre 1,25 et 2 mm) pour des ratios en diamètre de tache égaux à 1,6 et 1,73. Il est ainsi difficile de conclure quand à l'influence de Φ sur D_{choc} , mais elle reste objectivement une contribution tout à fait négligeable.

Phi	l	$2D_{choc} = d - \Phi$	Rappel $D_{choc} - fit$	Erreur
0,72	1,1	4,8 mm \pm 0,5 mm	2,5 mm	4%
0,72	5	8,55 mm \pm 1 mm	5 mm	17%
1,25	1,1	6,1 mm \pm 0,5 mm	2,7 mm	12%
1,25	5	9,05 mm \pm 1 mm	5,4 mm	20%
2	1,1	7,6 mm \pm 0,5 mm	3,1 mm	19%
2	5	10,3 mm \pm 1 mm	6,1 mm	18%

Tableau III.6 – Comparaison de l’estimation de D_{choc} entre une mesure visuelle du cratère et la régression linéaire sur les fréquences en fonction du débit d’eau

En parallèle, nous avons aussi pu mesurer le diamètre maximal atteint par le cratère d’eau éjectée (mesure visuelle à la caméra rapide), égale à la valeur d de notre modèle. Les résultats figurent dans le Tableau III.6, et l’erreur par rapport à l’estimation de D_{choc} par la régression linéaire précédente est calculée.

III.2.1.4 Conséquences procédé - Protection des optiques et fréquence de répétition

A partir des précédents résultats présentés, il apparaît qu’avec un débit d’eau d’au moins 2 m/s et pour les paramètres LSP usuels de traitement, nous pourrions être sûrs que l’eau sera renouvelée et capable de supporter l’utilisation d’un laser à 200 Hz tel que le THEIA.

De surcroît, une fréquence maximale d’environ 1000 Hz serait possible d’après nos mesures, avec un débit d’eau de l’ordre de 6 m/s. En revanche, le facteur limitant sur la fréquence possible pour le grenailage laser semble être le phénomène de claquages parasites que nous avons identifié précédemment, du à l’éjection d’eau et de particules métalliques. Par conséquent, nous avons développé un système de soufflerie (allant de 4 à 8 buses), soufflant de l’air entre 5 m/s (surpression : 1 bar) et 13 m/s (surpression : 6 bars), illustré sur la Figure III.48.

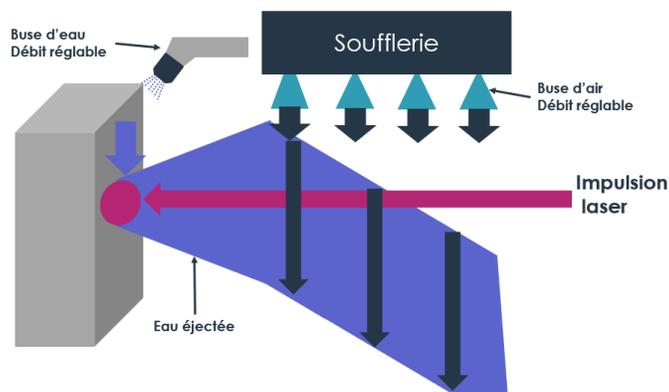


FIGURE III.48 – Système de soufflerie développé (4 à 8 buses, débit d’air réglable entre 5 m/s et 13 m/s) pour déplacer l’eau éjectée hors de la trajectoire laser

En outre, un tel système permet aussi de réduire les projections d'eau sur les optiques de mise en forme du faisceau (lentille, DOE,...), évitant ainsi tout endommagement de ces derniers lors du passage des impulsions laser suivantes. Par ailleurs, un système de soufflerie similaire et de forme annulaire (permettant le passage du faisceau laser) est placé en aval de la dernière optique, pour garantir une protection complète contre les projections qui n'auraient pas été chassées par le premier système de soufflerie.

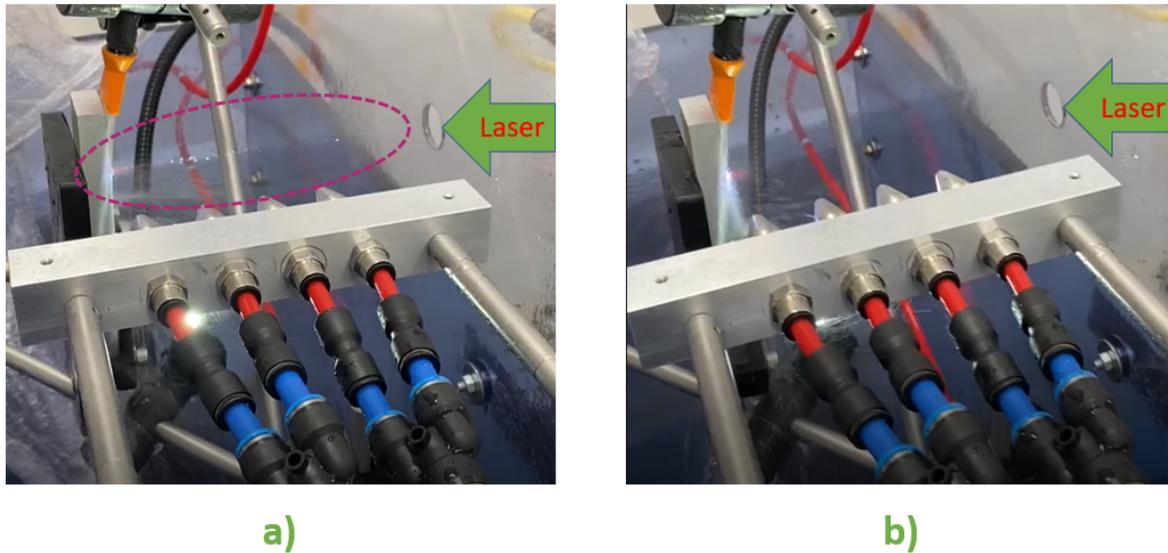


FIGURE III.49 – Observation visuelle des claquages parasites sans système de soufflerie a) et avec b). Intensité de 4 GW/cm^2 et surpression de 6 bars

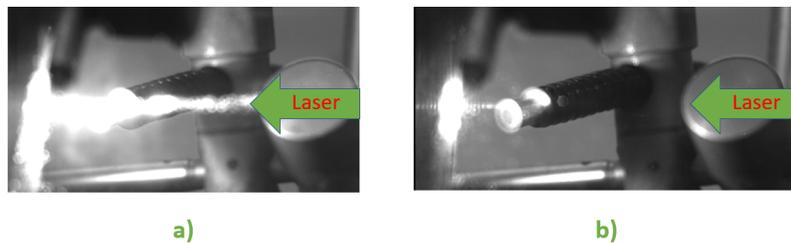


FIGURE III.50 – Observation via la caméra rapide des claquages parasites sans système de soufflerie a) et avec b). Intensité de 4 GW/cm^2 et surpression de 6 bars

Les observations visuelles réalisées avec et sans le système de soufflerie (Figure III.48) sont représentées sur la Figure III.49 (surpression : 6 bars, intensité laser : 4 GW/cm^2). Ainsi, visuellement, nous observons l'efficacité de ce système de soufflerie pour chasser l'eau hors de la trajectoire laser et garantir que l'ensemble de l'énergie du laser arrive sur la surface métallique pour chaque tir : les claquages parasites sont supprimés. Les mêmes conclusions sont obtenues en visualisant ces claquages parasites à l'aide de la caméra rapide (Figure III.50)

Enfin, des mesures d'enfoncement ont à nouveau été réalisées après un traitement par grenailage laser (intensité : 4 GW/cm^2 , durée d'impulsion : 6,9 ns, taille de tache : 0,72 mm, 1,25 mm et 2 mm, taux de recouvrement : 8000 %) à différentes fréquences (1, 5, 25, 50 et 200 Hz) avec le système de soufflerie. Le réseau d'air à notre disposition n'étant pas constant, à haute surpression, sur la durée d'un traitement, une surpression de 3 bars a été utilisée. Ces mesures (en valeur relative) sont synthétisées dans le tableau III.7, et montrent que le système de soufflerie permet de corriger ces claquages parasites, même si une limite apparaît pour les grosses taches du fait de la faible surpression disponible. En conséquence, les traitements de grenailage laser pour les taches de 2 mm seront réalisés à 50 Hz⁸.

	1 Hz	5 Hz	25 Hz	50 Hz	200 Hz
0,72 mm	100 %	100 %	100 %	100 %	99 %
1,25 mm	100 %	100 %	100 %	99 %	97 %
2 mm	100 %	100 %	99 %	98 %	91 %

Tableau III.7 – Enfoncement relatif obtenu avec le système de soufflerie (surpression : 3 bars), en fonction de la fréquence de traitement (Hz), après grenailage laser (4 GW/cm^2 , 8000 %) pour trois taches laser (0,72 mm, 1,25 mm et 2 mm)

Outre cette fluctuation dans la pression d'air disponible, nous n'avons ici testé qu'un seul système de buse d'air; d'autres travaux, plus proches de l'ingénierie que de la recherche, pourront s'intéresser à l'optimisation de ce flux d'air pour permettre d'éviter les claquages parasites pour toutes les tailles de tache et toutes les intensités laser utilisées en LSP.

8. Il s'agit uniquement d'une limitation technique imposée par le réseau d'air à notre disposition; nos résultats expérimentaux montre qu'un traitement à 200 Hz serait possible sans problème en appliquant la surpression requise.

III.2.2 Développement d'une nouvelle configuration : cuve d'eau et claquage en volume

Comme nous l'avons présenté dans la partie I.2.2 (page 49) dédiée aux phénomènes de claquage, ces derniers apparaissent en surface du milieu de confinement et limitent la pression utile pour le grenailage laser.

Les seuils de claquage expérimentaux obtenus dans le domaine de l'optique ophtalmique (claquage en volume) semblaient indiquer des valeurs plus élevées que les seuils obtenus en surface du milieu de confinement dans le cas du choc laser. Nous avons alors souhaité comparer, pour la première fois, la valeur des seuils de claquage entre la surface et le volume du confinement, tout autre paramètre étant inchangé. Ces travaux, démontrant un seuil de claquage plus élevé en volume qu'en surface, ont par la suite fait l'objet d'une demande de brevet (FR N°2013433) associée à une nouvelle configuration pour le choc laser confiné.

III.2.2.1 Choix de la longueur d'onde : absorption du faisceau laser - 532 et 1064 nm

Bien que les coefficients de transmission de l'eau dans le domaine visible et infrarouge soient bien tabulés, nous avons souhaité vérifier les valeurs obtenues pour des impulsions laser énergétiques du domaine nanoseconde. Des mesures ont alors été effectuées à travers différentes épaisseurs d'eau pour obtenir le coefficient de transmission α_e donnant l'intensité transmise suivant la loi de Beer-Lambert :

$$I(d) = I_0 e^{-\alpha_e d} \quad (\text{III.33})$$

où I_0 est l'intensité initiale avant l'eau, $I(d)$ l'intensité après l'eau et d l'épaisseur d'eau.

Expérimentalement, nous avons mesuré $\alpha_{e,1064} = 15,95 \text{ m}^{-1}$ et $\alpha_{e,532} = 0,01 \text{ m}^{-1}$, en bon accord avec les valeurs tabulées à ces longueurs d'onde : il n'y a donc pas de pertes sensibles induites par de possibles effets non linéaires.

Nous avons tracé sur la Figure III.51 la transmission obtenue en fonction de l'épaisseur d'eau (entre 0 et 10 mm d'eau). Au-delà de 10 mm d'eau, les pertes par absorption à 1064 nm sont supérieures à 15%, alors qu'elles ne valent que 0,01% à 532 nm : la longueur d'onde verte présente donc un avantage certain vis-à-vis du confinement lorsque l'épaisseur d'eau devient trop importante. En conséquence, la configuration cuve d'eau sera explorée avec un laser vert à 532 nm.

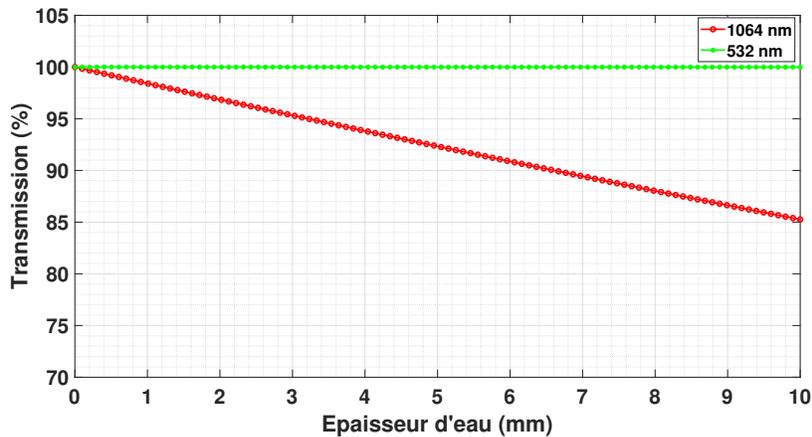


FIGURE III.51 – Transmission (en %) du faisceau laser par le confinement eau en fonction de l'épaisseur à 532 nm et à 1064 nm

III.2.2.2 Résultats expérimentaux - nouveau seuil de claquage et record de pression

Une cuve d'eau présentant une hauteur d'eau importante (environ 200 mm) a été utilisée. Cette importante épaisseur d'eau implique d'utiliser une longueur d'onde de 532 nm (environ 96 % de l'énergie serait absorbée à 1064 nm sur une telle épaisseur d'eau), et le laser source utilisé était donc le GAIA. Lorsque cela fut possible, un système d'homogénéisation du faisceau laser (lentille + DOE) a été utilisé pour focaliser le laser en profondeur de l'eau de confinement (environ 10 cm sous la surface). Sous cette condition, l'intensité maximale atteinte à la surface du milieu de confinement ne pouvait pas dépasser 1 GW/cm^2 lorsque celle atteinte dans le volume d'eau, au plan focal, dépassait les 25 GW/cm^2 . Cette situation, très importante, permet alors de garantir qu'il n'y aura pas de claquage en surface du confinement.

Quatre diagnostics expérimentaux ont été déployés pour mesurer le seuil de claquage, et consolider les résultats obtenus :

- La mesure de l'énergie laser et de la durée d'impulsion transmises (Figure III.52). Tant que ces dernières ne sont pas altérées en augmentant l'intensité laser, cela signifie donc que nous sommes en dehors du régime de claquage.
- La mesure de la pression en face arrière par VISAR. Dès lors que la pression maximale mesurée sature, on déduit indirectement qu'un claquage s'est produit puisque la pression du plasma a cessé d'augmenter avec l'intensité laser (Figure III.52).
- La mesure de l'enfoncement après traitement par grenailage laser (Figure II.22, Chapitre II), liée à la pression du plasma. Lorsque l'enfoncement cesse de croître avec l'intensité laser, un claquage s'est produit.

Les traitements par grenailage laser ont été effectués dans une autre cuve et sans DOE; la lentille de focalisation était complètement immergée dans l'eau pour la protéger des éventuelles projections. La tache laser a été réduite à 1 mm pour minimiser les effets de diffraction (en focalisant plus, cela correspond à avoir le faisceau laser en champ lointain, ce qui « sort » les ordres de diffraction de la tache observée) et éviter de possibles surintensités qui favoriseraient les claquages (Figure III.53).

- La visualisation directe par caméra intensifiée de l'eau de confinement : lorsqu'un claquage survient, un plasma très lumineux est observé (montage similaire à la Figure II.12, chapitre II).

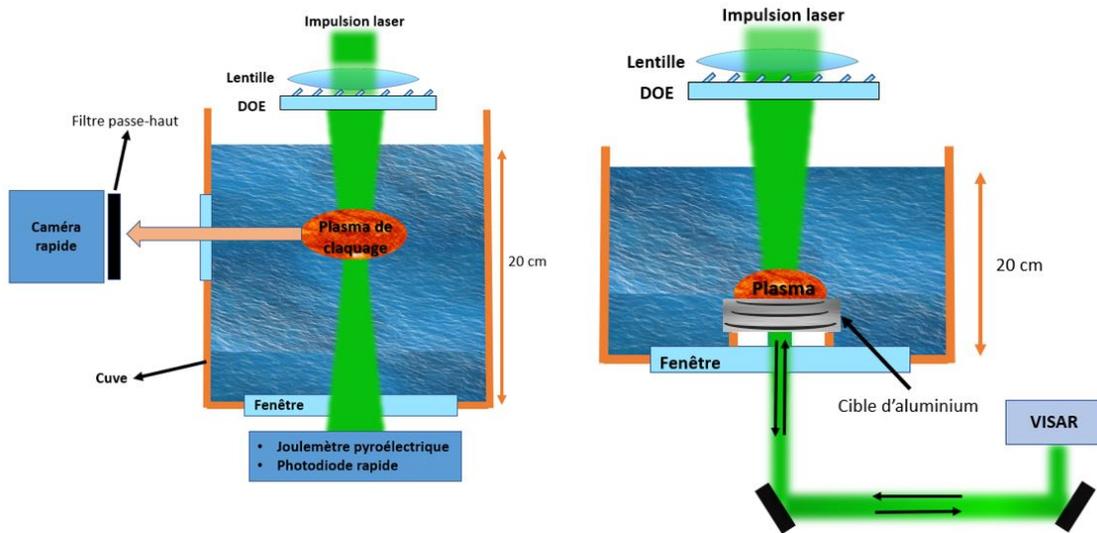


FIGURE III.52 – Diagnostics expérimentaux utilisés avec la cuve d'eau (l'intensité en surface ne dépasse pas 1 GW/cm^2)

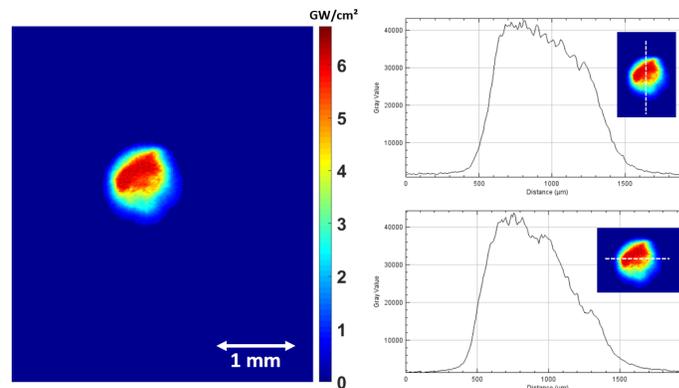


FIGURE III.53 – Distribution spatiale d'intensité laser pour une tache de 1 mm sans DOE (intensité moyenne dans la tache : 4 GW/cm^2)

● IMPULSION LASER TRANSMISE

Les courbes de transmission (en énergie, Figure III.54 et en durée, Figure III.55) en fonction de l'intensité laser maximale atteinte dans le confinement ont été tracées pour le cas de la cuve d'eau et pour le cas d'une fine couche d'eau (< 3 mm).

Concernant la transmission en énergie, deux parties peuvent être identifiées : de 0 à 9 GW/cm², où l'énergie transmise reste constante (entre 90 % et 95 %) pour les deux cas, puis de 8 GW/cm² à environ 22 GW/cm² : la transmission chute progressivement (de 95 % à 50 %) pour le fin film d'eau, tandis qu'elle reste constante (entre 90 % et 95 %) pour la cuve d'eau. Enfin, la transmission pour la cuve d'eau chute au-delà de 23 GW/cm², passant à 48 %.

Pour la transmission en durée (relative), de 0 à 10 GW/cm² un comportement similaire est observé pour les deux cas : la durée baisse sensiblement, passant de 100 % à environ 92 %. Cette première baisse légère pourrait correspondre à un claquage tardif dans le front de descente de l'impulsion laser. En revanche, entre 8 GW/cm² et 16 GW/cm², la durée relative baisse drastiquement pour le cas du film d'eau (de 90 % à environ 70 %) tandis qu'elle reste constante pour la cuve d'eau (environ 90 %), et ne commence à décroître qu'au-delà, vers 19 GW/cm².

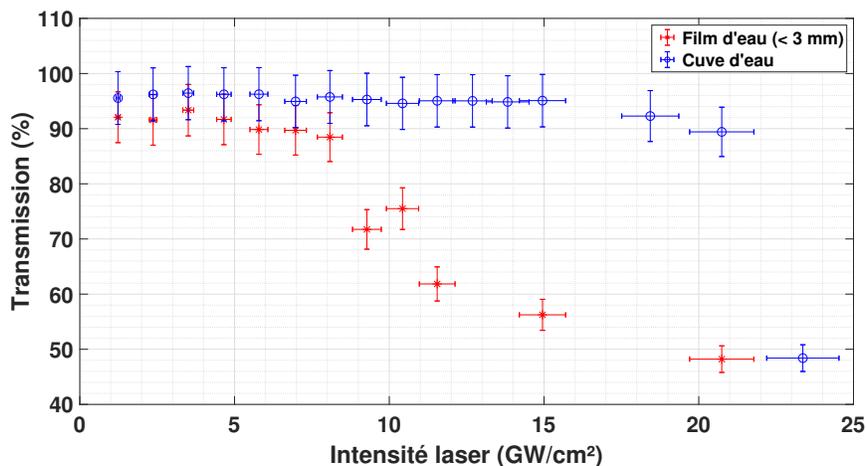


FIGURE III.54 – Transmission en énergie de l'impulsion laser en fonction de l'intensité laser (GW/cm²) pour les deux configurations : cuve d'eau et film d'eau

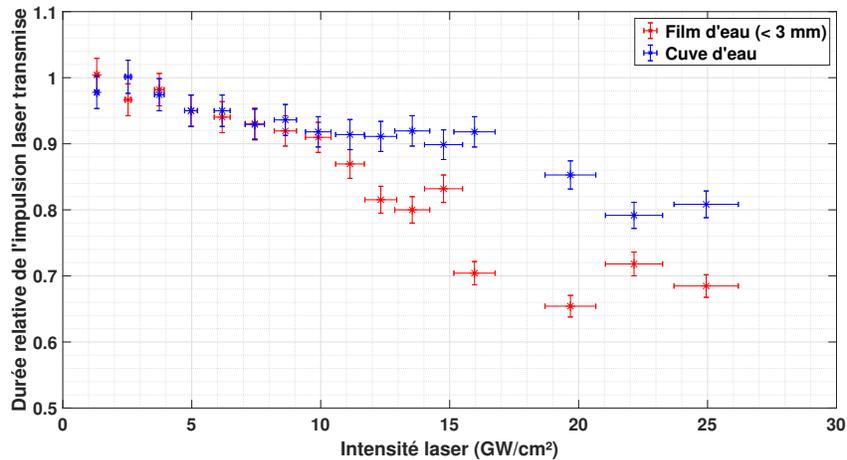


FIGURE III.55 – Transmission en durée relative de l'impulsion laser en fonction de l'intensité laser (GW/cm^2) pour les deux configurations : cuve d'eau et film d'eau

Les résultats font clairement apparaître un seuil de claquage différent entre la cuve et le fin film d'eau : environ $22 \text{ GW}/\text{cm}^2$ contre $9 \text{ GW}/\text{cm}^2$ en énergie; environ $18 \text{ GW}/\text{cm}^2$ contre $10 \text{ GW}/\text{cm}^2$ en durée.

Enfin, les profils d'intensités laser incidentes et transmises pour deux intensités ($14 \text{ GW}/\text{cm}^2$ et $23 \text{ GW}/\text{cm}^2$) ont été tracées sur la Figure III.56. On remarque effectivement l'absence de claquage à $14 \text{ GW}/\text{cm}^2$, puisque les profils transmis et incidents sont similaires en niveau et durée. En revanche, à $23 \text{ GW}/\text{cm}^2$, le profil transmis est plus court (6 ns contre 6,8 ns) et l'intensité maximale plus faible ($16 \text{ GW}/\text{cm}^2$ contre $23 \text{ GW}/\text{cm}^2$). Ainsi, un claquage est apparu à $23 \text{ GW}/\text{cm}^2$, mais cependant ce dernier semble affecter de façon homogène l'ensemble de l'impulsion laser, là où nous pourrions nous attendre à voir une coupure très nette et asymétrique dans la descente de l'impulsion. Cela pourrait indiquer que la densité critique n'est pas atteinte. Ces expériences pourraient être conduites sur de plus longues impulsions (typiquement 20 ns) pour vérifier si ce comportement reste similaire.

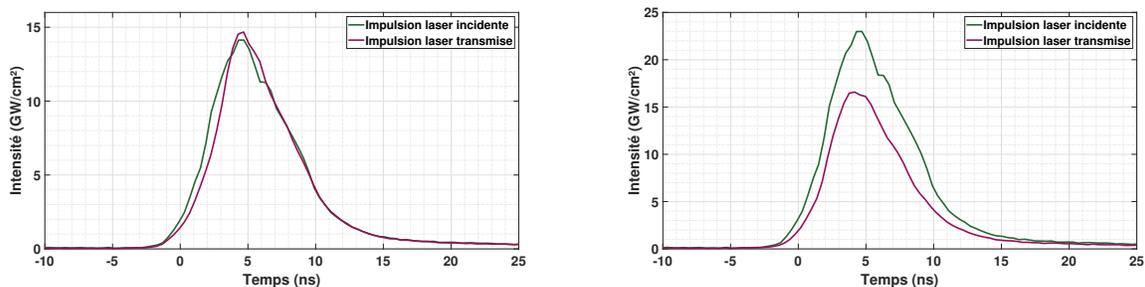


FIGURE III.56 – Profil temporel d'intensité laser incidente et transmise à $14 \text{ GW}/\text{cm}^2$ (gauche) et $23 \text{ GW}/\text{cm}^2$ (droite), dans la configuration cuve d'eau.

● **PRESSIION DU PLASMA CONFINÉ**

Sur la Figure III.57, nous avons représenté la pression du plasma (en GPa), déduite des mesures VISAR, en fonction de l'intensité laser (GW/cm^2).

Dans le cas de la cuve d'eau, ces mesures ont été faites pour 4 épaisseurs ($50 \mu\text{m}$, $150 \mu\text{m}$, $500 \mu\text{m}$ et 1 mm) sur une cible d'aluminium, afin de s'affranchir d'une erreur sur l'atténuation estimée numériquement.

Dans le cas du film d'eau, le claquage apparaît autour de $10 \text{ GW}/\text{cm}^2$ (pression de saturation : 8 GPa) tandis que dans le cas de la cuve d'eau, le claquage débute au-delà de $24 \text{ GW}/\text{cm}^2$ pour une pression de saturation autour de 12 GPa . De plus, sur la portion $[10 - 24] \text{ GW}/\text{cm}^2$, les mesures expérimentales de pression restent en bon accord avec les simulations ESTHER (qui, pour rappel, n'intègrent pas les phénomènes de claquage).

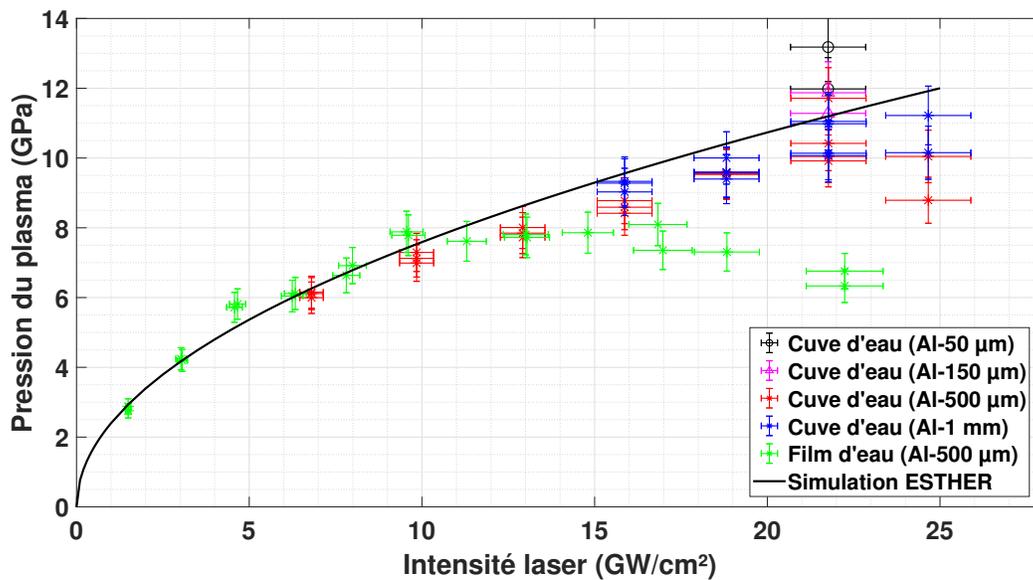


FIGURE III.57 – Pression du plasma (GPa) en fonction de l'intensité laser (GW/cm^2) obtenue par VISAR dans le cas de la cuve d'eau, comparée aux mesures avec un film d'eau. Comparaison avec les simulations ESTHER (impulsion gaussienne de durée à mi-hauteur de $7,2 \text{ ns}$)

Ces résultats constituent un record de pression pour les plasmas confinés par eau en régime nanoseconde. Comparée au régime direct, une pression de 12 GPa nécessiterait une intensité de plus de $200 \text{ GW}/\text{cm}^2$ et une installation sous vide. Ainsi, ce système de cuve permet d'atteindre des pressions supérieures au cas du fin film d'eau (+50 % d'augmentation) tout en restant très simple à mettre en oeuvre.

● ENFONCEMENT APRÈS GRENAILLAGE LASER

Les traitements ont été effectués sur un alliage d'aluminium (Al-2024) avec un taux de recouvrement de 1800 % entre deux tirs, soit une densité d'impacts de 2300 impulsions laser par cm^2 . Nous avons réalisé 9 traitements allant de 6 GW/cm^2 à 22 GW/cm^2 , et l'enfoncement résiduel obtenu sur la zone traitée a été mesuré par profilomètre. Les résultats obtenus sont tracés sur la Figure III.58, et comparés à la loi obtenue par Peyre et al. [15].

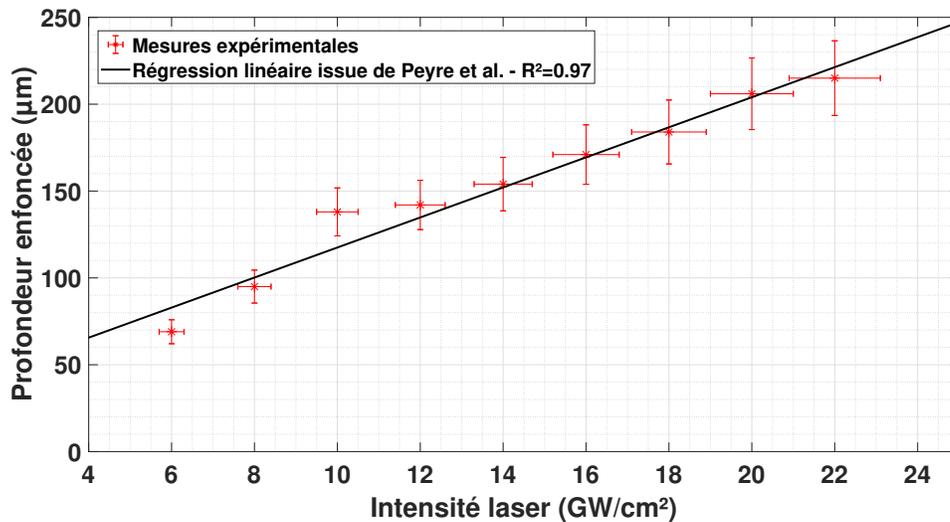


FIGURE III.58 – Profondeur enfoncée (μm) en fonction de l'intensité laser (GW/cm^2) après un traitement par grenailage laser sur Al-2024 avec une tache laser de 1 mm et un taux de recouvrement de 1800%

Les mesures expérimentales sont en bon accord avec le modèle issu de la bibliographie (l'enfoncement est proportionnel à la pression au carrée, soit à l'intensité laser), et ne montrent pas de saturation sur la plage [6 - 22] GW/cm^2 . Ces mesures indiquent donc qu'il n'y a pas eu de claquage avant 22 GW/cm^2 , puisque l'enfoncement (et donc la pression) n'a ni saturé ni ne s'est écarté du modèle prévu sans claquage.

● VISUALISATION DU CLAQUAGE

La caméra intensifiée a été réglée sur un temps d'ouverture de 8 ns, et synchronisée pour être déclenchée au début de l'impulsion laser (Figure III.59). Les images (regroupées sur la Figure III.60) permettent alors de mettre en évidence la présence ou non d'un plasma de claquage dans l'eau de confinement, pour 6 intensités différentes : [5, 9, 13, 17, 20,5, 24] GW/cm^2 . La tache laser utilisée (1,5 mm) était homogène (utilisation d'un DOE).

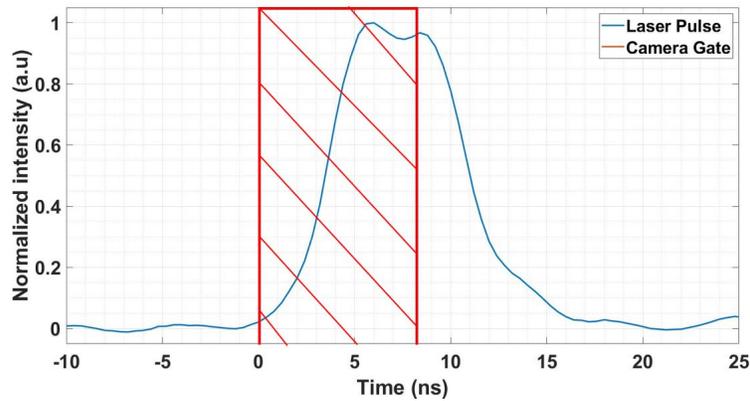


FIGURE III.59 – Fenêtre d’ouverture de la caméra intensifiée par rapport à l’impulsion laser

Les images issues de la Figure III.60 font apparaître clairement un claquage à 20,5 GW/cm² (E) et à 24 GW/cm² (F), représenté par la zone de forte émission lumineuse. Cependant, une zone très peu éclairée est déjà visible entre 9 et 17 GW/cm², sans véritablement évoluer⁹. De surcroît, cette longue zone lumineuse (environ 10 mm) semble montrer que le plasma de claquage n’atteint pas la densité critique puisque l’impulsion laser continue de passer à travers.

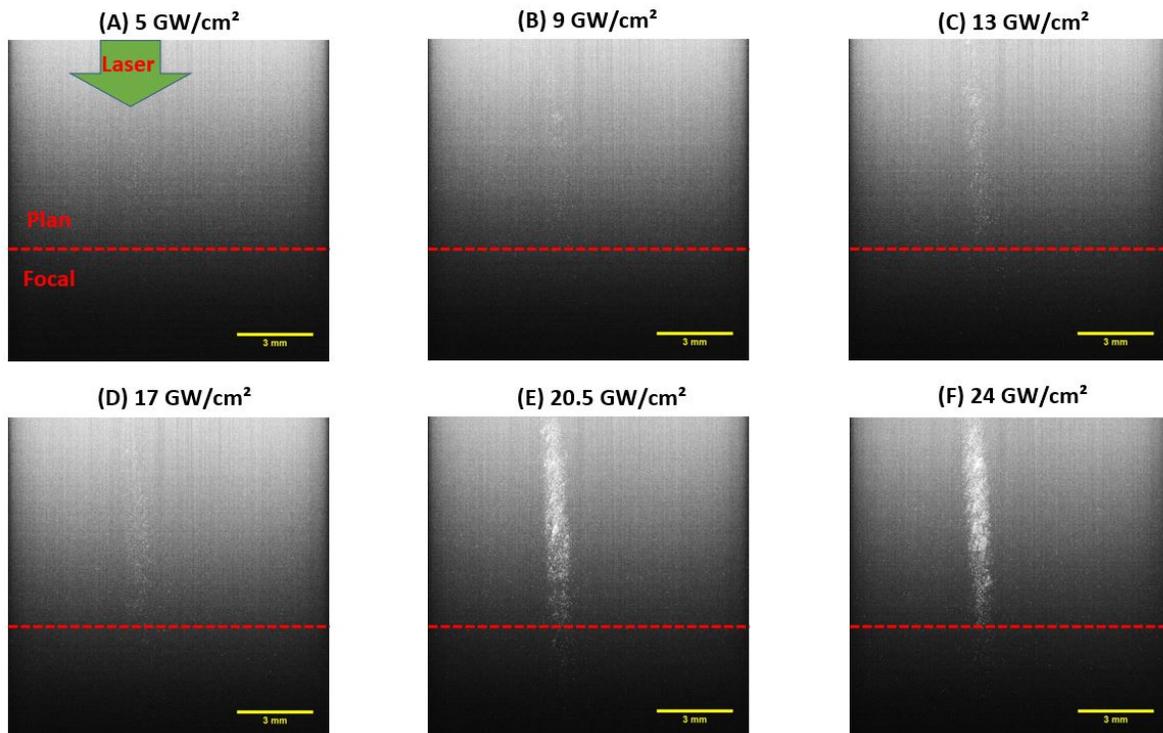


FIGURE III.60 – Visualisation du plasma de claquage à l’aide de la caméra intensifiée (5 à 24 GW/cm²)

9. Il pourrait s’agir d’un claquage tardif, à la fin de l’impulsion laser, ou bien d’un phénomène de diffusion non linéaire.

Somme toute, par cette expérience, un seuil de claquage de 20 GW/cm^2 sera retenu. Par ailleurs, il est surprenant de noter que le claquage ne se produit pas au plan focal, là où l'intensité laser est la plus élevée. Des études complémentaires pourraient être menées, avec différents temps d'ouverture de la caméra (résolution fine de l'ordre de la dizaine de ps), ou différentes résolutions spatiales, par exemple. Il est aussi possible que le plan focal que nous avons identifié comme tel soit en réalité positionné 5 mm plus haut (la profondeur de champ du DOE sous eau étant assez grande).

● SYNTHÈSE - SEUILS EXPÉRIMENTAUX DE CLAQUAGE

Les seuils de claquage relevés pour la configuration cuve, et obtenus avec nos différentes expériences, sont regroupés dans le Tableau III.8

	Transmission en énergie	Transmission en durée	Mesure de pression par VISAR	Enfoncement après grenailage laser	Visualisation
Seuil de claquage (GW/cm^2)	22	18	24	> 22	20

Tableau III.8 – Synthèse des seuils expérimentaux de claquage obtenus par nos différentes expériences

En conclusion, cette nouvelle configuration permet donc de garantir une intensité en surface du milieu de confinement inférieure à 1 GW/cm^2 : d'après les précédents travaux [16], ceci permet d'éviter un claquage en surface du confinement. De surcroît, nos résultats expérimentaux démontrent que le seuil de claquage en volume de l'eau de confinement est supérieur d'environ un facteur 2 par rapport au seuil en surface (environ 20 GW/cm^2 contre 8 GW/cm^2 , pour une impulsion gaussienne de durée à mi-hauteur de 7,2 ns et à 532 nm).

Les mécanismes permettant d'amorcer un claquage ont été présentés dans le chapitre I, mais rien ne permet à ce jour de conclure sur les raisons pour lesquelles le seuil de claquage est supérieur en volume du confinement. Cela pourrait être dû à une meilleure qualité d'eau (moins de poussières et d'électrons germes disponibles), à un champ électromagnétique plus faible (il n'y a pas de concentration dû à la réflexion à l'interface air/eau, ni d'effet de pointe ou de focalisation localement causés par une interface turbulente) ou encore à un changement de comportement pour l'avalanche électronique.

De futurs travaux seraient nécessaires pour améliorer la compréhension physique des phénomènes impliqués, soit expérimentalement soit par simulations numériques.

III.2.2.3 Conséquences procédé - Gamme de matériaux pouvant être traités

Une conséquence directe de cette augmentation du seuil de claquage sous la configuration cuve, et confirmée par nos mesures par VISAR, réside dans les niveaux de pression atteints par le plasma : 6 à 8 GPa dans le cas classique d'un film d'eau, contre 11 à 12 GPa pour la cuve d'eau.

Ces pressions plus élevées peuvent alors permettre deux améliorations pour le grenailage laser :

- Soit la gamme de matériaux pouvant être traités s'élargie : certains alliages de titane ou d'acier à très haute limite élastique nécessitent des pressions d'entrée très élevées pour être plastifiés par l'onde de choc.
- Soit les applications possibles s'élargissent puisque une pression plus élevée permet d'aller traiter sur une profondeur plus importante.

Ces deux remarques sont en accord avec le modèle développé par Ballard (Equation (I.15)), et dont quelques calculs d'ordre de grandeur sur la profondeur plastifiée ont été présentés dans le chapitre I en regard de la limite élastique ou de la durée d'impulsion laser considérés (Section I.1.2, page 24).

III.2.2.4 Design et optimisation de la cuve

Nous proposons finalement une conception possible pour la cuve d'eau, exploitant les résultats expérimentaux.

L'objectif d'un tel design est de garantir que l'intensité I_T arrivant sur cible soit supérieure d'un facteur F_r à l'intensité arrivant sur la surface du confinement I_S :

$$I_T \geq F_r I_S \quad (\text{III.34})$$

Le facteur F_r correspond au ratio, déterminé expérimentalement pour un confinement donné et une configuration laser donnée, entre le seuil de claquage en volume I_{Vb} et celui en surface I_{Sb} . Dans notre cas, le ratio F_r vaut environ 2,5.

Autrement dit, l'objectif du système est de déporter le claquage de la surface vers le volume, afin d'augmenter l'intensité laser sur cible d'un facteur F_r .

On note D_S , D_T et D_L les diamètres du laser respectivement à la surface du confinement, sur la cible et à l'entrée de la lentille de focalisation, comme indiqué sur la Figure III.61.

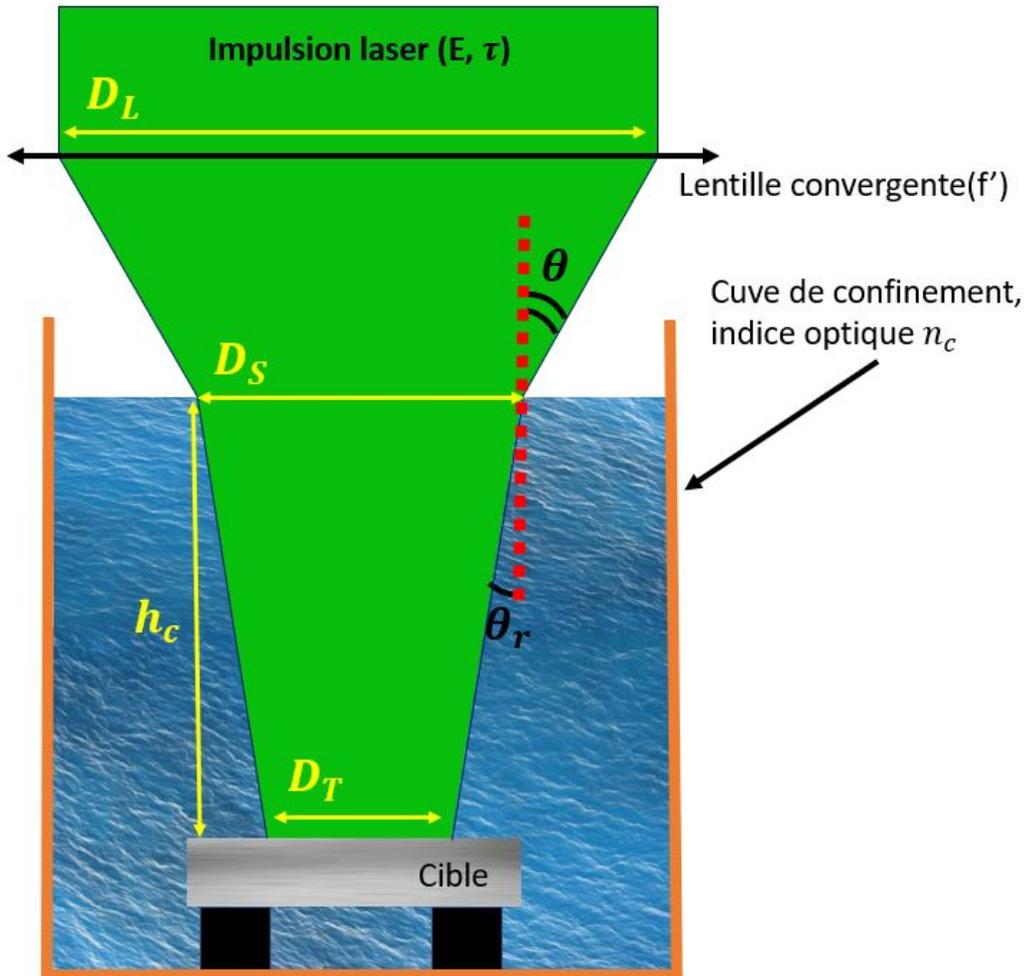


FIGURE III.61 – Schéma d'une conception possible pour la cuve d'eau : la cible est placée sous une hauteur h_c de confinement, fonction de l'ouverture numérique du système (III.40)

L'angle θ de focalisation du faisceau laser par le système optique (diamètre D_L et focal f') est donné par :

$$\tan(\theta) = \frac{D_L}{2f'} \quad (\text{III.35})$$

Puis, en utilisant la relation de Descartes à l'interface air/eau, il vient :

$$\sin(\theta) = n_c \sin(\theta_r) \quad (\text{III.36})$$

où θ est l'angle d'incidence, θ_r l'angle de réfraction et n_c l'indice optique du milieu de confinement.

Finalement, la taille de la tache laser D_T sur la cible peut être obtenue :

$$D_T = D_S - 2h_c \tan(\theta_r) \quad (\text{III.37})$$

où h_c est la hauteur de confinement dans la cuve.

Puisque l'objectif de notre cuve est de vérifier $I_T \geq F_r I_S$, alors on doit avoir :

$$\frac{D_S^2}{D_T^2} \geq F_r \quad (\text{III.38})$$

Ainsi en utilisant l'équation III.37, ceci conduit à une condition à respecter pour la hauteur minimale de confinement dans la cuve :

$$h_c \geq \frac{D_T(\sqrt{F_r} - 1)}{2 \tan(\theta_r)} \quad (\text{III.39})$$

En utilisant les équations III.35 and III.36, cette relation peut être écrite sous la forme¹⁰ :

$$h_c \geq \frac{D_T(\sqrt{F_r} - 1)}{2 \tan \left[\text{asin} \left(\frac{\text{atan} \left(\frac{D_L}{2f'} \right)}{n_c} \right) \right]} \quad (\text{III.40})$$

Finalement, la condition donnée par l'équation III.40 sur la hauteur minimale de confinement dans la cuve permet de garantir que lorsqu'un claquage débutera sur la cible (en volume), il n'y en aura toujours pas eu en surface.

Application numérique :

Pour le cas d'un traitement LSP (confinement eau, 532 nm, 7,2 ns : $F_r \approx 2,5$) avec une distance focale $f' = + 500$ mm, un faisceau laser incident de diamètre $D_L = 20$ mm et une tache laser sur cible $D_T = 3$ mm, la hauteur minimale à respecter devra vérifier : $h_c > 60$ mm.

Dans la pratique, la hauteur d'eau minimale dans la cuve sera prise égale à environ 100 mm pour satisfaire à de multiples cas (taille de tache, etc) et avoir une marge de tolérance possible.

10. Le terme $\frac{D_L}{f'}$ correspond à l'inverse de l'ouverture numérique du système optique.

III.3 Développement d'une nouvelle configuration LSP à haute cadence

Basée sur l'ensemble de nos résultats expérimentaux et numériques, une installation LSP s'appuyant sur le laser THEIA a été mise en oeuvre. En effet, il nous est apparu comme singulièrement intéressant de venir réaliser une configuration petites taches (0,6 mm à 2 mm environ), moyenne énergie (0,2 J à 1 J), sans revêtement thermique et avec un fort taux de recouvrement. En outre, nous avons démontré la possibilité d'utiliser un traitement à haute cadence (200 Hz), à condition d'utiliser un jet d'eau de débit adapté, couplé à un système de soufflerie.

Cette partie est donc dédiée à la mise en place d'une telle configuration (installation Rogue Laser) pour réaliser des traitements par grenailage laser.

En outre, le chargement mécanique appliqué par le plasma est étudié, toujours par VISAR, pour 3 durées d'impulsion (6,9 ns, 15 ns et 21 ns) obtenues sur le laser THEIA en modifiant l'intensité de pompage de l'oscillateur laser.

III.3.1 Spécifications de l'installation LSP

En regard de l'ensemble de nos résultats, les spécifications de cette installation de traitement par grenailage laser sont les suivantes :

- Utilisation d'un DOE pour délivrer un faisceau laser spatialement homogène sur la cible à traiter ¹¹. Les taches laser possibles auront un diamètre entre 0,5 mm et 2 mm.
- Utilisation du laser THEIA : énergie pilotable entre 20 mJ et 1 J, durée d'impulsion modifiable entre 6,9 ns et 21 ns, fréquence de répétition élevée (200 Hz).
- Métrologie optique (mesure d'énergie, de durée d'impulsion et de répartition spatiale) et mécanique (mesure de pression par VISAR) pour contrôler le chargement appliqué.
- Utilisation d'un film d'eau délivré à une vitesse suffisante (>2 m/s) pour permettre son renouvellement à 200 Hz. Couplage avec un système de soufflerie pour protéger les optiques des éjections d'eau, et éviter les claquages parasites le long du faisceau.

11. Cependant, les effets de diffraction sont assez faibles sur le laser THEIA, mais la tache laser reste très proche d'un profil gaussien en champ lointain alors qu'un profil top-hat est plutôt souhaité.

III.3.2 Présentation de l'installation Rogue Laser

Cette installation a vocation à réaliser soit de la métrologie en choc laser (mesure d'énergie et de durée d'impulsion, mesure de taches laser, mesure de la pression du plasma par VISAR, etc.), soit des traitements par grenailage laser.

Pour ce faire, un miroir galvanométrique est utilisé pour sélectionner la zone où envoyer le laser (puit optique, zone de métrologie ou zone de traitement), comme indiqué sur la Figure III.62. Comme expliqué dans le chapitre II, ce miroir est nécessaire soit pour réaliser des sous-fréquences diviseurs de 200 Hz, soit pour réaliser des tirs uniques, puisque le laser THEIA fonctionne en permanence à 200 Hz pour des raisons thermiques. Ce miroir est piloté en synchronisation avec le laser, avec un temps de déplacement inférieur à l'intervalle entre deux impulsions laser (< 5 ms).

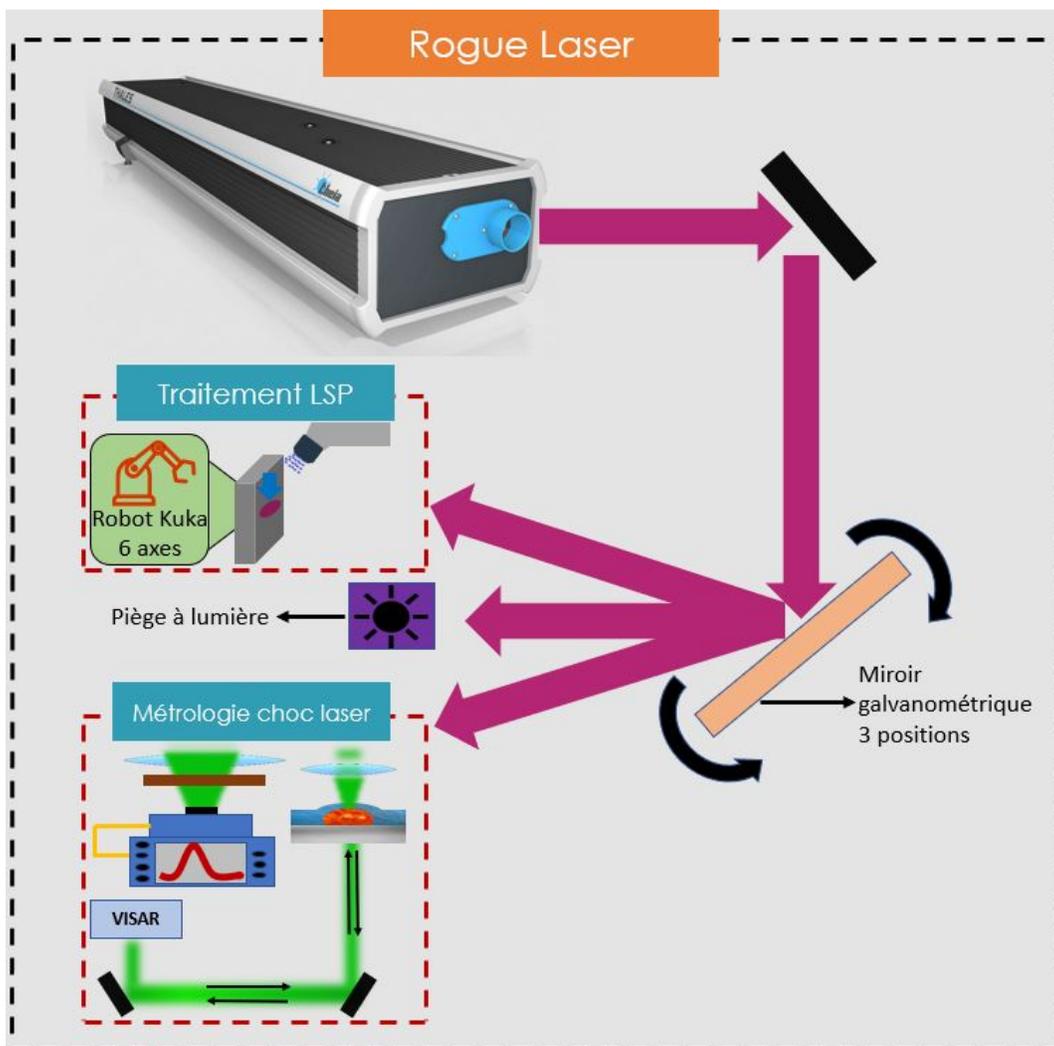


FIGURE III.62 – Schéma de l'installation Rogue Laser

Les diagnostics utilisés dans la zone métrologie laser sont identiques à ceux présentés dans le Chapitre II. Les taches laser sont en revanche légèrement différentes, puisque réalisées avec un autre DOE, fabriqué par Holoor et fonctionnant à 1064 nm. 3 lentilles sont disponibles (1145 mm, 890 mm, 687 mm) et permettent alors d'obtenir 6 tailles de tache en combinant une ou deux lentilles¹² : 0,66 mm, 0,72 mm, 0,87 mm, 1,25 mm, 1,53 mm et 2 mm. Dans le cadre de nos expériences, nous nous sommes focalisés sur trois taches en particulier : 0,72 mm, 1,25 mm et 2 mm (Figure III.63).

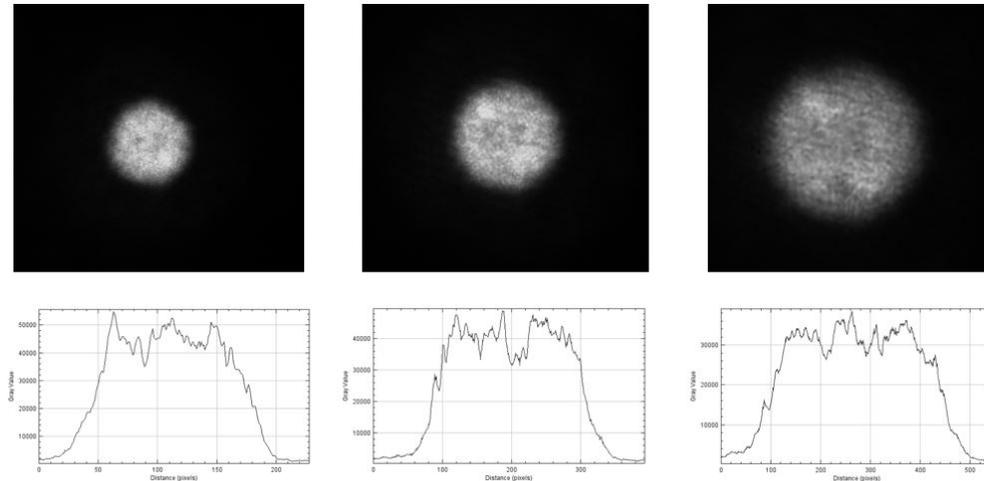


FIGURE III.63 – Taches laser avec DOE utilisées sur Rogue Laser (de gauche à droite : 0,72 mm, 1,25 mm et 2 mm (échelles non identiques))

Pour la partie traitement par grenailage laser, un robot articulé à 6 axes (LBR iiwa, Kuka) est utilisé pour déplacer la pièce à traiter devant le faisceau laser (fixe), et un fin film d'eau est généré par une buse à un débit allant de 1 à 6 m/s. De plus, un système de soufflerie est utilisé pour protéger les optiques et éviter les claquages parasites le long du faisceau laser. Ces différents éléments sont illustrés par les Figures III.64 et III.65

III.3.3 Caractérisation du choc laser

Nous présentons ici les mesures de pression réalisées par VISAR et pour 3 durées à mi-hauteur d'impulsion supposées gaussiennes : 6,9 ns, 15 ns et 21 ns (Figure III.66). 2 épaisseurs d'aluminium ont été utilisées (150 μm et 500 μm), toujours dans l'objectif de contrôler l'atténuation simulée numériquement. Les résultats issus des simulations ESTHER (à 1064 nm) ont aussi été ajoutés aux courbes de pression du plasma en fonction de l'intensité laser. Ces simulations n'ont pas montré de différence sur les niveaux de pression maximaux obtenus en fonction de la durée de l'impulsion laser.

12. La distance focale f obtenue pour deux lentilles accolées est alors donnée par : $f^{-1} = f_1^{-1} + f_2^{-1}$.

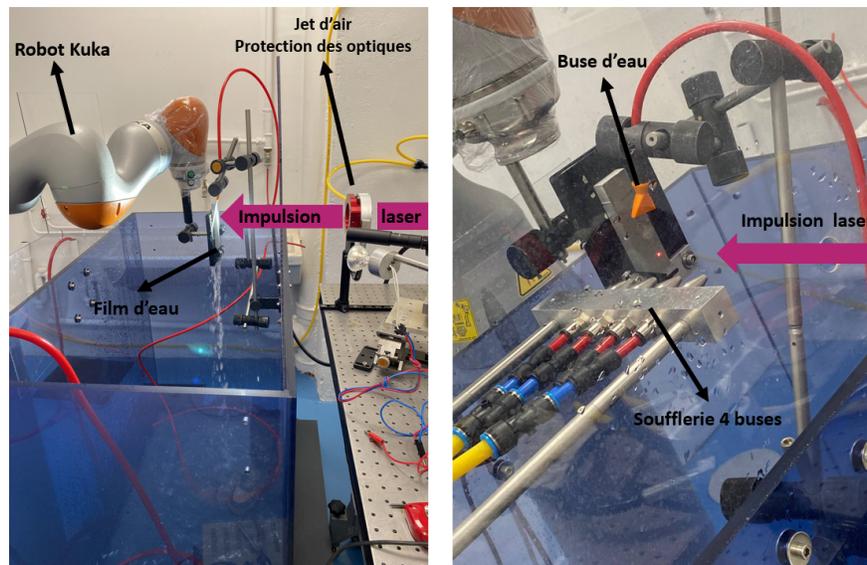


FIGURE III.64 – Éléments utilisés (robot kuka, buse d'eau, jet d'air, ...) sur l'installation Rogue Laser

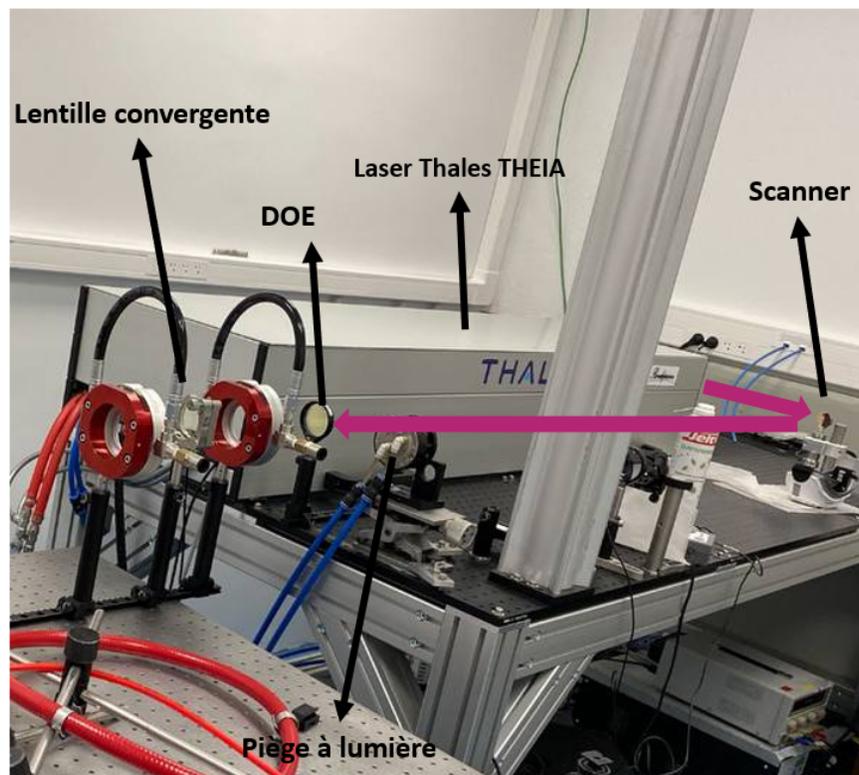


FIGURE III.65 – Laser THEIA et système optique de propagation et de mise en forme du faisceau

Un exemple de profils de vitesse en face arrière obtenus à 6,9 ns, 15 ns et 21 ns pour une cible d'aluminium de $150 \mu\text{m}$ irradiée sous $3 \text{ GW}/\text{cm}^2$ est représenté sur la Figure III.67. On peut notamment remarquer que l'onde de choc s'allonge en durée (la vitesse baisse de 35 % de sa valeur maximale en respectivement 15 ns, 25 ns et 35 ns), lorsque la durée d'impulsion

augmente. Ceci est en bon accord avec le fait que la durée à mi-hauteur du plasma est proportionnel à la durée à mi-hauteur de l'impulsion laser.

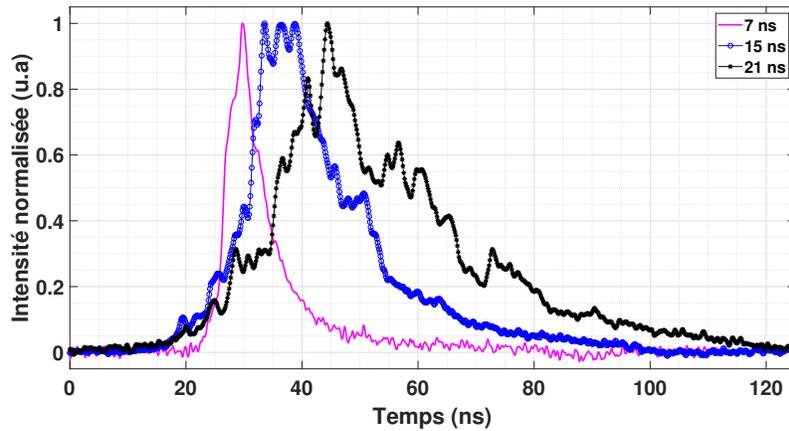


FIGURE III.66 – Profils d'intensité laser à 6,9 ns, 15 ns et 21 ns sur l'installation Rogue Laser

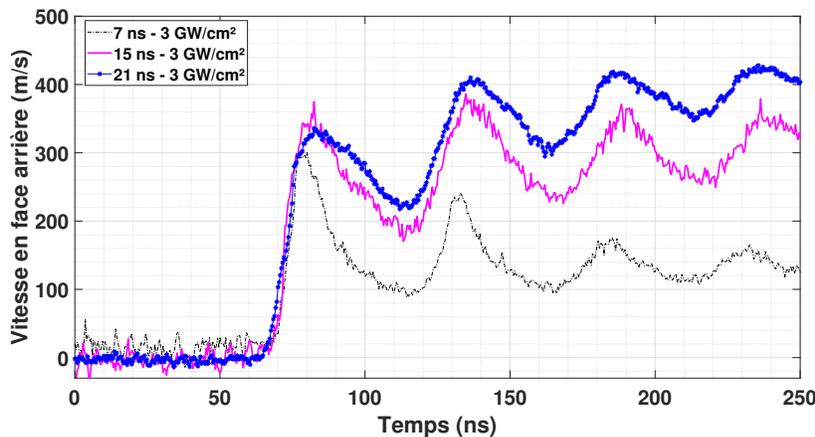


FIGURE III.67 – Profils de vitesse en face arrière sur une cible d'aluminium d'épaisseur $150 \mu\text{m}$ à 6,9 ns, 15 ns et 21 ns pour une intensité de 3 GW/cm^2

● INFLUENCE DU DIAMÈTRE DE LA TACHE LASER

Sur les Figures III.68 et III.69, nous avons tracé la pression du plasma (issue des mesures VISAR, en GPa) en fonction de l'intensité laser (GW/cm^2) pour l'impulsion de durée à mi-hauteur 6,9 ns et celle de 15 ns. Ces figures ont été tracées pour différentes taches laser (de 0,72 mm à 2 mm).

Tout comme les mesures réalisées à 532 nm (7,2 ns), ces mesures de pression à 6,9 ns (Figure III.68) ne montrent pas de dépendance de la pression maximale du plasma avec la taille de la tache laser, en accord avec notre modèle développé dans la détente du plasma.

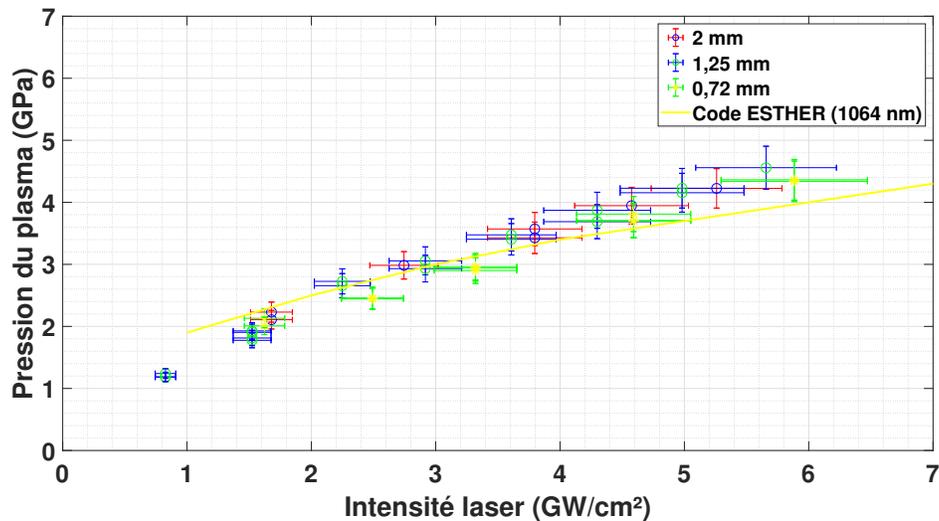


FIGURE III.68 – Pression du plasma (GPa) en fonction de l'intensité laser (GW/cm²) pour une impulsion gaussienne de durée 6,9 ns; comparaison entre des taches de 0,72, 1,25 et 2 mm

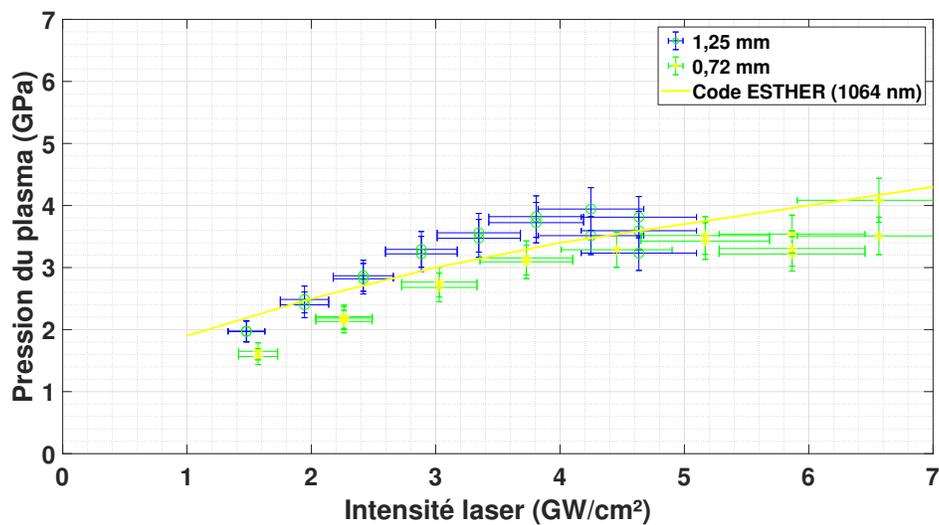


FIGURE III.69 – Pression du plasma (GPa) en fonction de l'intensité laser (GW/cm²) pour une impulsion gaussienne de durée 15 ns; comparaison entre des taches de 0,72 mm et 1,25 mm

En revanche, à 15 ns (Figure III.69), il apparaît que la pression maximale du plasma est sensiblement plus faible pour une tache de 0,72 mm qu'une tache de 1,25 mm (15 % d'écart en moyenne). Ce résultat peut être mis en regard de l'amélioration proposée en Annexe 4 de notre modèle, avec une fuite radiale intervenant dès le début de l'impulsion laser. Sous cette hypothèse, et avec une durée d'impulsion suffisamment longue, la tendance ici observée semble être physiquement cohérente et attendue.

● INFLUENCE DE LA DURÉE D'IMPULSION

La pression du plasma (GPa) en fonction de l'intensité laser (GW/cm^2) a aussi été étudiée, à tache laser constante (ici 0,72 mm), pour différentes durées d'impulsion : 6,9 ns, 15 ns et 21 ns (Figure III.70). Ces mesures permettent de mettre en évidence la dépendance du seuil de claquage dans l'eau de confinement (à partir duquel la pression sature au lieu de continuer à croître proportionnellement à la racine carrée de l'intensité laser) avec la durée de l'impulsion laser.

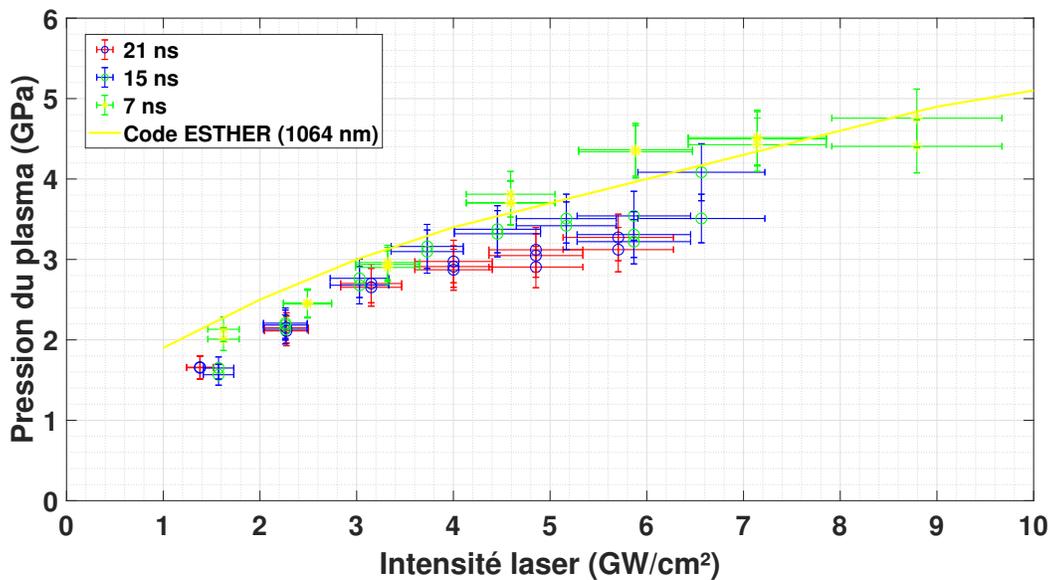


FIGURE III.70 – Pression du plasma (GPa) en fonction de l'intensité laser (GW/cm^2) pour trois durée d'impulsion : 6,9 ns, 15 ns et 21 ns, avec une tache laser de diamètre 0,72 mm

Les seuils de claquage ont été identifiées comme valant 7 GW/cm^2 , 5 GW/cm^2 et 4 GW/cm^2 pour des durées d'impulsions respectives de 6,9 ns, 15 ns et 21 ns. Les pressions de saturation associées valent alors 4,5 GPa, 3,6 GPa et 3,2 GPa.

Ces valeurs sont en excellent accord vis-à-vis de la tendance identifiée dans la bibliographie (se référer au Chapitre I), à savoir que le seuil de claquage en intensité est fonction de la racine carrée de la durée d'impulsion laser ($I_b \propto \sqrt{\tau}^{-1}$). En effet, en traçant les seuils de claquage relevés en fonction de la durée d'impulsion, une régression (loi puissance) donne la loi suivante : $I_b = 18,25 \tau^{-0,49}$, avec un coefficient de corrélation $R^2=0,99$ (certes, sur trois valeurs). Ces résultats sont synthétisés dans le tableau III.9 et avec la Figure III.71.

Durée d'impulsion (ns)	Seuil de claquage (GW/cm ²)	Pression de saturation (GPa)
6,9	7	4,5
15	5	3,6
21	4	3,2

Tableau III.9 – Synthèse des seuils expérimentaux de claquage obtenus par nos différentes expériences (1064 nm)

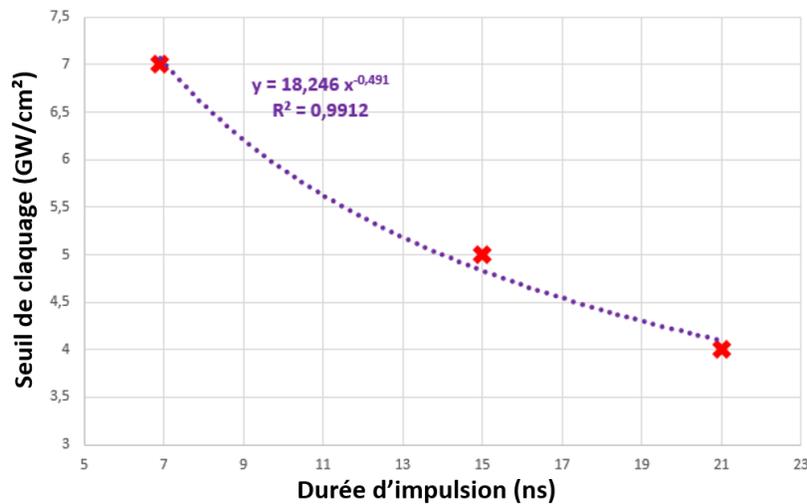


FIGURE III.71 – Régression (loi puissance) entre la durée d'impulsion laser (ns) et le seuil de claquage en intensité (GW/cm²)

Discussions :

En prenant le cas le plus favorable (c'est-à-dire la pression de saturation la plus élevée : 4,5 GPa à 6,9 ns) et le moins favorable (21 ns, saturation à 3,2 GPa), nous avons représenté une gamme de matériaux traitables suivant l'intensité laser (Figure III.72). Le critère sur les pressions requises par matériau est pris égale au double de la pression de Hugoniot (P_H), ce qui est un minimum pour maximiser la plastification induite par l'onde de choc. En revanche, il faut garder en vue que cet indicateur n'est pas parfait, puisque d'un côté la plastification commence dès P_H , et d'autre part ceci ne tient pas compte d'une éventuelle atténuation de l'onde de choc d'autant plus importante que la durée d'impulsion est courte.

Sur cette figure, une loi $P = 1,7 \sqrt{I}$ (reproduisant au mieux les résultats à 6,9 ns) a été utilisée, conduisant à un rendement α d'interaction égal à 0,3.

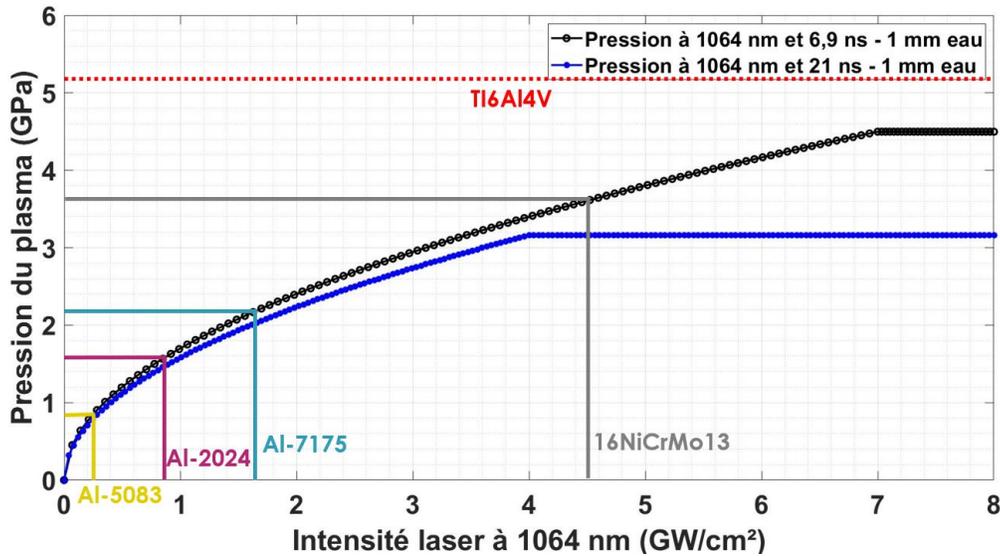


FIGURE III.72 – Pression du plasma (GPa) en fonction de l'intensité laser (GW/cm^2) et gamme de matériaux traitables ($2P_H$)

Globalement, tous les matériaux peuvent être traités (plus ou moins efficacement, vis-à-vis de la profondeur souhaitée à mettre sous compression résiduelle), même si une architecture à 7 ns et 1064 nm est légèrement sous dimensionnée pour des alliages très résistants tels que le Ti6Al4V, puisque d'une part le rendement d'interaction α est assez faible (0,3), et d'autre part le seuil de claquage intervient rapidement ($6\text{-}7 \text{ GW}/\text{cm}^2$) : les pressions de saturation sont relativement faibles. En revanche, cela serait tout à fait faisable en basculant sur une configuration type cuve d'eau, à 532 nm¹³.

III.3.4 Réalisation du grenailage laser

III.3.4.1 Objectifs et paramètres utilisés

Outre les paramètres dits laser (durée d'impulsion, énergie, longueur d'onde, diamètre de la tache laser), il faut rajouter un paramètre procédé lors d'un traitement par grenailage laser : le taux de recouvrement. Ce dernier correspond au ratio, en surface, de recouvrement entre plusieurs tirs laser successifs sur une même tache et est défini par la formule suivante :

$$\tau_{rec} (\%) = 100 \frac{\pi R^2}{D^2} \quad (\text{III.41})$$

13. Puisque nous avons souhaité explorer une plage assez large de durées d'impulsion sur le THEIA, nous n'avons pas mis en place un système de doubleur et sommes restés à 1064 nm, car le rendement de conversion du fondamental vers la première harmonique diminue avec l'augmentation de la durée d'impulsion.

avec R le rayon de la tache laser et D le décalage linéaire entre deux impacts successifs, relié à la fréquence f du laser et à la vitesse v_d de déplacement de la pièce traitée :

$$D = \frac{v_d}{f} \quad (\text{III.42})$$

Un autre paramètre couramment utilisé est le nombre d'impulsion par cm^2 (ou densité d'impulsion) :

$$P_d = \frac{N_t}{S_t} = \frac{\tau_{rec}}{100\pi R^2} \quad (\text{III.43})$$

avec N_t le nombre total d'impact sur la surface S_t traitée.

Enfin, à partir de l'intensité laser I utilisée par impulsion, on peut définir l'énergie totale E_t utilisée pour traiter la surface S_t :

$$E_t = N_t \pi R^2 I \tau \quad (\text{III.44})$$

Dans la littérature, les taux de recouvrement prennent des valeurs typiques pouvant aller de 100 % à 500 % pour les applications aéronautique avec protection thermique (LSPT, MIC), et de 1500 % à 6000 % (généralement entre 5000 et 15 000 impulsions/ cm^2) pour les applications sans revêtement thermique (Toshiba).

Nous avons ici fait le choix d'étudier trois taux de recouvrement : 1000%, 3000 % et 5000 %, comme représenté sur la Figure III.73.

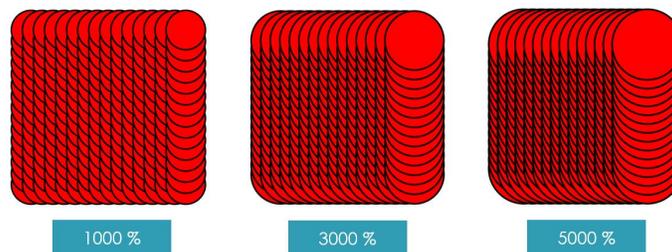


FIGURE III.73 – Illustration du grenailage laser avec trois taux de recouvrement : 1000%, 3000 % et 5000 %

Le tableau III.10 récapitule les plages de valeurs choisies pour nos traitements par grenailage laser.

Intensité laser (GW/cm ²)	Durée d'impulsion (ns)	Tache laser (mm)	Taux de recouvrement (%)
4 à 6	6,9 à 21 ns	0,72 à 2 mm	1000 à 5000 %

Tableau III.10 – Valeurs utilisées pour les traitements par grenailage laser sur Rogue Laser

La vitesse v_d de déplacement de la pièce (devant le faisceau laser, fixe) permettant de piloter le taux de recouvrement, est une variable contrôlée directement dans les paramètres du robot Kuka. Cependant, une mesure par caméra du déplacement de ce robot laisse apparaître que la vitesse définie n'est pas parfaitement constante : les variations mesurées sont de l'ordre de 5 % de la vitesse programmée. En conséquence, les fluctuations possibles sur le taux de recouvrement appliqué seront de l'ordre de 10 %. Les valeurs typiques de recouvrement, et leurs fluctuations (en particulier dans les phases d'accélération et de décélération du robot où la vitesse fluctue) vaudront alors : $(1000 \pm 100) \%$, $(3000 \pm 300) \%$ et $(5000 \pm 500) \%$.

Pour terminer, on peut aussi définir un paramètre procédé d'efficacité de traitement (surface traitée par unité de temps, en m²/s) :

$$\eta_s = \frac{100 \pi R^2 f}{\tau_{rec}(\%)} \quad (\text{III.45})$$

III.3.4.2 Échantillons traités

Nous avons traité deux types d'échantillon :

- Des plaques rectangulaires (L x l x h : 150 x 30 x 13 mm) issues de l'alliage Al-2024 (95 % d'aluminium et 5 % de cuivre, principalement) couramment utilisé dans l'aéronautique (fuselage et ailes), et fourni par Airbus dans le cadre du projet Forge Laser (14 configurations).
- Des éprouvettes de fatigue issues de l'alliage Ti6Al4V (hauteur : 8 mm). Ce matériau à très haute limite d'élasticité et faible densité est utilisé à la fois dans l'aéronautique et le médical (8 configurations).

Ces échantillons traités seront caractérisés par diffraction X au laboratoire afin d'obtenir un profil de contraintes résiduelles en profondeur (par polissage électrolytique successif de la zone mesurée).



FIGURE III.74 – Échantillons (Al-2024 et Ti6Al4V) traités par grenailage laser

III.4 Discussion sur la longueur d'onde : 532 nm vs 1064 nm

Nous souhaitons ici discuter du choix de la longueur d'onde pour réaliser du grenailage laser. Les systèmes lasers de puissance usuels fonctionnent généralement dans l'infrarouge (longueur d'onde fondamentale à 1064 nm), et doivent alors être équipés d'un système de doublage de fréquence pour basculer dans le visible vert (première harmonique à 532 nm). Néanmoins, basculer de 1064 nm à 532 implique une perte en énergie (environ 60 % de rendement), un coût supplémentaire et une plus grande complexité sur les architectures lasers. Cependant, nos résultats expérimentaux ont montré trois différences importantes entre ces longueurs d'onde :

- Les mesures de transmission ([Figure III.51](#)) mettent clairement en avant un avantage à utiliser la longueur d'onde de 532 nm : pour 10 mm d'épaisseur en confinement eau, les pertes sont de l'ordre de 0,01 % à 532 nm contre plus de 15 % à 1064 nm. En corollaire, la cuve d'eau permettant d'augmenter le seuil de claquage (donc la pression maximale utile du plasma) n'est alors pas utilisable à 1064 nm.
- Les lois expérimentales obtenues ($P_{max} = 2,2\sqrt{I}$ à 532 nm et $P_{max} = 1,7\sqrt{I}$ à 1064 nm, [Figure III.75](#)) confirment que le rendement α d'interaction est meilleur dans le visible (0,6 à 532 nm contre 0,3 à 1064 nm), comme théoriquement attendu pour une absorption dans le plasma par Bremsstrahlung Inverse (Chapitre I, [page 17](#)).

- Les seuils de claquage dans l'eau de confinement sont supérieurs à 532 nm par rapport à 1064 nm, tout autre paramètre laser restant égal. Typiquement, pour des impulsions gaussiennes de durée à mi-hauteur 7 ns, le seuil de claquage à 532 nm vaut environ 10 GW/cm² contre 7 GW/cm² à 1064 nm. En conséquence, la valeur maximale de pression possible avant saturation vaut environ 7 GPa à 532 nm, contre 4,5 GPa à 1064 nm.

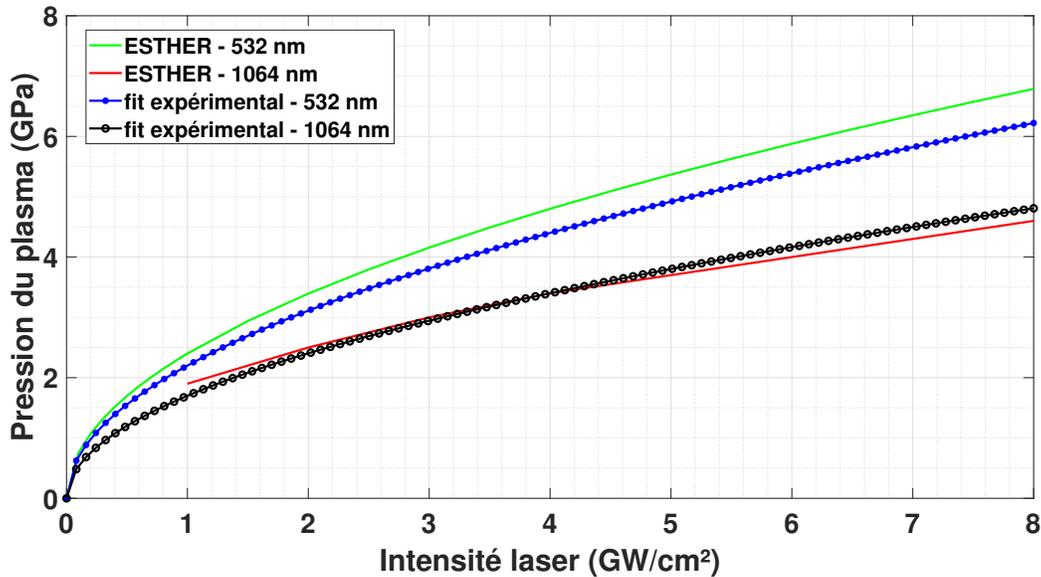


FIGURE III.75 – Fits expérimentaux obtenus sur la pression (GPa) en fonction de l'intensité laser (GW/cm²) comparés aux simulations ESTHER pour les deux harmoniques du Nd :YAG (532 nm et 1064 nm)

Cependant, le point le plus important concerne la prise en compte de l'efficacité de conversion du fondamental vers la première harmonique. Classiquement, pour des lasers impulsionnels sur la gamme 1 J et 10 ns, les rendements obtenus avec des cristaux (KTP, KDP ou LBO) sont autour de 60 à 70 %.

Nous avons alors tracé sur la Figure III.76 la pression du plasma (en GPa) à 1064 nm en fonction de l'intensité laser (GW/cm²). Les pressions équivalentes (en GPa), en fonction de l'intensité laser (à 1064 nm), ont été tracées pour le cas à 532 nm sous différentes hypothèses d'efficacité de conversion (55 %, 60 % et 65 %), et sous la base d'un claquage à 6 GW/cm² pour le fondamental (valeur typique à 10 ns); le claquage, à 10 ns et à 532 nm, est atteint pour une intensité de 8 GW/cm² (pression de saturation de 6,2 GPa). Autrement dit, cela permet de comparer le niveau de pression obtenu en fonction de l'énergie initiale délivrée par le système laser.

Ces courbes font alors apparaître qu’au-delà de 60 % d’efficacité de conversion, et à énergie laser avant doublage égale, il devient intéressant de passer à 532 nm pour obtenir des pressions plus élevées, du fait d’un meilleur rendement d’interaction α .

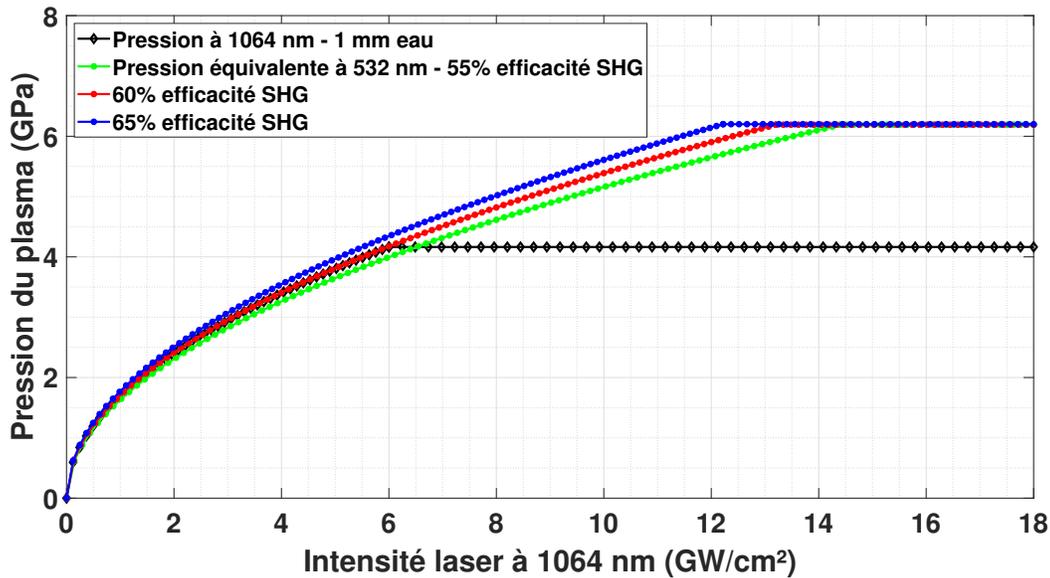


FIGURE III.76 – Comparaison des pressions obtenues (GPa) en fonction de l’intensité laser à 1064 nm (GW/cm^2) entre le cas à 1064 nm et à 532 nm pour différentes hypothèses d’efficacité de conversion vers la première harmonique

Enfin, un dernier avantage peut être donné pour un passage à 532 nm : en cas de retour du faisceau vers le laser (par exemple, par réflexion sur la cible métallique), les dommages seront limités puisque ce faisceau ne sera pas réamplifié par la chaîne d’amplification optique du laser. Usuellement, lorsque le laser fonctionne sans doublage, des isolateurs optiques doivent être installés en sortie du laser pour réaliser cette fonction.

Ainsi, les différents avantages offerts à 532 nm pourraient finalement compenser le surcoût et la complexité induite par le système de doublage de fréquence intégré dans le système laser.

Conclusion - Chapitre III

Afin d'améliorer la maîtrise et la compréhension du grenailage laser, en particulier pour les taches submillimétriques, nous avons conduit diverses expériences. En premier lieu, l'étude du chargement thermique et mécanique induit par le plasma, en fonction de la tache laser, a montré que la détente du plasma (et donc, la vitesse à laquelle sa pression et sa température décroissent) était d'autant plus courte que la tache utilisée était petite. Une amélioration des modèles existants, sous une géométrie 1D, a été proposée en introduisant un mécanisme de fuite sur les bords du plasma, sous la forme d'un jet de matière. Ceci ouvre la voie à une meilleure compréhension des traitements sans revêtement thermique, et en conséquence, puisque cette longue queue de détente est la cause principale des effets thermiques, l'épaisseur affectée thermiquement sera réduite en basculant sur des petites taches.

Le chargement spatial induit par le plasma a aussi été caractérisé expérimentalement et numériquement et semble confirmer l'intérêt d'utiliser un système optique d'homogénéisation du faisceau, tel un DOE.

Concernant l'eau de confinement, une description plus fine de son importance vis-à-vis de la pression générée, en particulier à haute intensité, a été effectuée en introduisant un modèle tenant compte de sa compressibilité.

La dynamique d'éjection et de renouvellement a été caractérisée à haute fréquence, et démontre que la principale limitation sur la cadence réside dans l'eau éjectée, chargée en poussières métalliques, venant ainsi amorcer des claquages parasites le long de la trajectoire du faisceau laser. Les phénomènes de claquage ont aussi été étudiés, et une nouvelle configuration expérimentale, basée sur une cuve d'eau, a été implémentée afin de repousser les limites actuelles et pour augmenter les pressions accessibles, soit in fine les applications industrielles possibles.

Somme toute, ces résultats expérimentaux et numériques ont été analysés et exploités pour mettre en oeuvre une nouvelle configuration de grenailage laser (petite tache, forte cadence, sans revêtement thermique) basée sur le laser THEIA, et ainsi permettre d'étudier l'influence des différents paramètres procédés possibles.

Finalement, les lois donnant la pression (en GPa) en fonction de l'intensité laser (en GW/cm^2) ont été obtenues à 1064 nm (ω , $\alpha = 0,3$) et 532 nm (2ω , $\alpha = 0,6$) :

$$P_{\omega} = 1,7 \sqrt{I}$$

$$P_{2\omega} = 2,2 \sqrt{I}$$

Bibliographie - Chapitre III

- [III-1] A. Rondepierre et al. Beam size dependency of a laser-induced plasma in confined regime : Shortening of the plasma release. Influence on pressure and thermal loading. *Journal of Optics and Laser Technology*, 135, 2021.
<https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2020.106689>.
- [III-2] R. Fabbro, J. Fournier, P. Ballard, D. Devaux, and J. Virmont. Physical study of laser-produced plasma in confined geometry. *Journal of Applied Physics*, 68(2) :775–784, 1990.
<https://doi.org/10.1063/1.346783>.
- [III-3] S. Bardy, B. Aubert, T. Bergara, L. Berthe, P. Combis, D. Hébert, E. Lescoute, Y. Rouchasse, and L. Videau. Development of a numerical code for laser-induced shock waves applications. *Optics and Laser Technology*, 124(105983) :1–12, 2020.
<https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2019.105983>.
- [III-4] L.D.Landau and E.M.Lifshitz. *FLUID MECHANICS - Second Edition, Vol.6, pages 366-371*. Pergamon Press, 1987.
- [III-5] A. Pirri. Theory for momentum transfer to a surface with a high-power laser. *The physics of fluids*, 16(9) :1435–1440, 1973.
<https://doi.org/10.1063/1.1694538>.
- [III-6] A. Pirri, R.G. Root, and P.K.S Wu. Plasma Energy Transfer to Metal Surfaces Irradiated by Pulsed Lasers. *AIAA Journal*, 16(12) :1296–1304, 1978.
<https://doi.org/10.2514/3.61046>.
- [III-7] A. Sollier. *Étude des plasmas générés par interaction laser-matière en régime confiné. Application au traitement des matériaux par choc laser*. Thèse de Doctorat, Université de Versailles St-Quentin, 2002.
<http://www.theses.fr/fr/069929394>.
- [III-8] E. Lefebvre, S. Bernard, C. Esnault, P. Gauthier, A. Grisolle, P. Hoch, L. Jacquet, G. Kluth, S. Laffite, S. Liberatore, I. Marmajou, P.E. Masson-Laborde, O. Morice, and J.L. Willien. Development and validation of the TROLL radiation-hydrodynamics code for 3D hohlraum calculations. *Nuclear Fusion*, 59, 2019.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/aacc9c>.

- [III-9] G. Johnson and W.H. Cook. A constitutive model and data for materials subjected to large strains, high-strain rates and high temperatures. *Proceedings of the 7th International Symposium on Ballistics, The Hague*, pages 541–547, 1983.
<https://ia800102.us.archive.org/9/items/AConstitutiveModelAndDataForMetals/>.
- [III-10] R. Seddik, A. Rondepierre, S. Prabhakaran, L. Morin, V. Favier, T. Palin-Luc, and L. Berthe. Identification of constitutive equations at very high strain rates using shock wave produced by laser. *European Journal of Mechanics/ A Solids*, 2021.
<https://doi.org/10.1016/j.euromechsol.2021.104432>.
- [III-11] H.S.Carslaw and J.C.Jaegger. *Conduction of Heat in Solids - Second Edition*, pages 305-306. Oxford University Press, 1959.
- [III-12] G. Rigon et al. Micron-scale phenomena observed in a turbulent laser-produced plasma. *Nature Communications*, 12(2679), 2021.
<https://doi.org/10.1038/s41467-021-22891-w>.
- [III-13] L. Mader. *Numerical Modeling of Detonations*. University of California Press, 1979.
- [III-14] A.B. Gojani, K. Ohtani, K. Takayama, and S.H.R. Hosseini. Shock hugoniot and equations of states of water, castor oil, and aqueous solutions of sodium chloride, sucrose and gelatin. *Shock Waves*, 26 :63–68, 2009.
<https://doi.org/10.1007/s00193-009-0195-9>.
- [III-15] P. Peyre, L. Berthe, V. Vignal, I. Popa, and T. Baudin. Analysis of laser shock waves and resulting surface deformations in an Al–Cu–Li aluminum alloy. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 45(33), 2012.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/45/33/335304>.
- [III-16] L. Berthe. *Processus de claquage de milieux transparents sous irradiation laser. Application au choc laser en régime de confinement par eau*. Thèse de Doctorat, Université Paris XI Orsay, 1998.
<http://www.theses.fr/fr/1998PA112114>.

CHAPITRE IV

Applications - Traitements LSP

Chapitre IV

Caractérisation du renforcement après LSP - Discussions autour du procédé et des applications

Ce quatrième et dernier chapitre est tourné vers le domaine applicatif avec, principalement, l'analyse du renforcement obtenu après des traitements par grenailage laser. A partir des précédents résultats expérimentaux et numériques obtenus, couplés aux modèles développés, une nouvelle configuration haute cadence basée sur le laser THEIA a été développée et mise en oeuvre. Des alliages d'aluminium et de titane, principalement utilisés dans l'aéronautique, ont été traités par grenailage laser avec de nombreux paramètres, présentés dans le Chapitre III.

Nous analyserons ici l'état global des pièces traitées : état de surface (rugosité, par profilomètre) et contraintes résiduelles en profondeur (renforcement, par diffraction de Rayons X), et nous tenterons ainsi d'extraire a minima une fenêtre optimale concernant les paramètres procédés à utiliser.

Par ailleurs, nous présenterons aussi les mesures réalisées au synchrotron Diamond (échantillons traités principalement à 532 nm par le laser GAIA), où l'objectif double était de caractériser la zone affectée thermiquement et de résoudre spatialement les contraintes résiduelles.

Enfin, nous inspecterons avec recul tout ce qui a été mis en oeuvre dans cette thèse pour permettre l'émergence de cette nouvelle configuration de grenailage laser, en particulier ses forces et faiblesses, et les applications industrielles qui pourraient être envisagées.

IV.1 Contraintes résiduelles induites par grenailage laser

Dans cette partie nous allons présenter les contraintes résiduelles mesurées par diffraction de rayons X (à la fois en laboratoire et sur le synchrotron Diamond). Une analyse sera menée en fonction des paramètres utilisés et des résultats obtenus.

IV.1.1 Résultats expérimentaux - laboratoire

Cette partie concerne les traitements par grenailage laser effectués sur l'installation Rogue Laser avec le laser THEIA (à 1064 nm). Dans un premier temps nous donnerons un récapitulatif des paramètres LSP utilisés pour ces traitements (réalisés sur de l'aluminium 2024 et sur l'alliage de titane Ti6Al4V, décrits [Page 197](#)), puis nous examinerons les mesures de rugosité et d'enfoncement. Enfin, les mesures de contraintes résiduelles seront présentées et analysées.

IV.1.1.1 Paramètres de traitement

N°	I (GW/cm ²)	τ (ns)	Φ (mm)	τ_{rec} (%)	P_d (pulse/cm ²)	E_t (kJ)	η_s (m ² /h)
1	4	6,9	0,72	300	736	0,34	9,8
2	4	6,9	0,72	1000	2456	1,12	2,9
3	4	6,9	0,72	3000	7368	3,32	0,98
4	4	6,9	0,72	5000	12 280	5,54	0,59
5	4	21	0,72	1000	2456	3,42	2,9
6	4	21	0,72	5000	12 280	16,9	0,59
7	6	21	0,72	1000	2456	5,13	2,9
8	6	21	0,72	5000	12 280	25,3	0,59
9	4	6,9	1,25	1000	814	1,14	8,8
10	4	6,9	1,25	3000	2444	3,32	2,9
11	4	6,9	1,25	5000	4074	5,55	1,8
12	4	6,9	2	1000	318	1,12	22,6
13	4	6,9	2	3000	954	3,33	7,5
14	4	6,9	2	5000	1591	5,55	4,5

Tableau IV.1 – Paramètres utilisés pour l'alliage d'aluminium 2024 (Intensité I, durée d'impulsion τ , diamètre de la tache laser Φ , taux de recouvrement τ_{rec} , densité d'impulsion P_d , énergie totale utilisée E_t et vitesse surfacique de traitement η_s)

Les paramètres utilisés pour l'aluminium 2024 (14 configurations) figurent dans le tableau IV.1 tandis que ceux pour le Ti6Al4V (8 configurations) figurent dans le tableau IV.2. Puisque ces traitements ont été effectués à 1064 nm, alors les deux intensités laser utilisés (4 GW/cm² et 6 GW/cm²)¹ équivalent à des pressions environ égales à 3,4 GPa et 4,2 GPa.

Plus généralement, ces configurations permettent de comparer l'effet de plusieurs paramètres : la taille de la tache laser, le taux de recouvrement et la durée d'impulsion, principalement. L'objectif in fine est d'étudier l'impact de ces derniers sur la zone affectée thermiquement (sous traction), sur l'épaisseur plastifiée et sur le niveau global de contraintes résiduelles obtenues.

N°	I (GW/cm ²)	τ (ns)	Φ (mm)	τ_{rec} (%)	P_d (pulse/cm ²)	E_t (kJ)	η_s (m ² /h)
1	6	6,9	0,72	1000	2456	1,69	2,9
2	6	6,9	0,72	3000	7368	4,99	0,98
3	6	6,9	0,72	5000	12 280	8,31	0,59
4	6	15	0,72	1000	2456	1,69	2,9
5	6	15	0,72	5000	12 280	8,31	0,59
6	6	6,9	1,25	1000	814	1,71	8,8
7	6	6,9	1,25	3000	2444	4,98	2,9
8	6	6,9	1,25	5000	4074	8,32	1,8

Tableau IV.2 – Paramètres utilisés pour l'alliage de titane Ti6Al4V (Intensité I, durée d'impulsion τ , diamètre de la tache laser Φ , taux de recouvrement τ_{rec} , densité d'impulsion P_d , énergie totale utilisée E_t et vitesse surfacique de traitement η_s)

IV.1.1.2 Rugosité et enfoncement

La rugosité et l'enfoncement ont été mesurés sur les zones traitées par grenailage laser à l'aide d'un profilomètre, présenté dans le Chapitre II. Ces mesures sont réalisées sur une coupe linéaire (longueur : 40 mm) de la zone traitée par LSP (20 mm par 20 mm) : elles sont donc statistiquement représentatives.

La rugosité est un paramètre souvent étudié après un traitement LSP : en effet, un état de surface rendu cacochyme (car trop rugueux) peut faciliter l'amorçage de fissures, et donc venir

1. En revanche, les traitements à 6 GW/cm² sur l'aluminium ont été réalisés pour une durée de 21 ns : d'après nos précédents résultats, nous sommes dans la zone de claquage où la pression doit saturer et fluctuer. Nous avons néanmoins souhaité explorer cette configuration (1064 nm, 21 ns, 6 GW/cm²) car elle demeure très utilisée dans les solutions industrielles actuelles.

contrebalancer les effets positifs du grenailage laser (contraintes résiduelles qui ralentissent la propagation des fissures). Nous comparons ici la valeur relevée en moyenne quadratique (R_q) pour chaque configuration à la valeur mesurée de référence sur l'échantillon non traité.

Par ailleurs, nous avons aussi mesuré l'enfoncement après traitement : ce dernier, fonction de la pression appliquée, de la durée d'impulsion, du taux de recouvrement et du matériau, est un bon indicateur du niveau total de plastification auquel l'échantillon a été soumis.

Ces résultats figurent dans le tableau IV.3 pour l'aluminium et IV.4 pour le titane.

N° échantillon	R_q (μm)	Enfoncement (μm)
Ref	0,7	-
1	2,8	4,4
2	4,1	15,3
3	7,7	46,8
4	8,1	94,7
5	8,8	46,4
6	16,6	248,7
7	7,4	56,2
8	18,4	393,3
9	5,3	16
10	7,6	51,4
11	8,5	79,5
12	5,7	9,7
13	8,1	36,4
14	9,2	69,9

Tableau IV.3 – Rugosité et enfoncement pour l'Al-2024

Pour l'aluminium, à intensité et durée d'impulsion égales (4 GW/cm^2 et $6,9 \text{ ns}$), et pour les trois taux de recouvrement (1000, 3000 et 5000 %), la rugosité évolue de façon croissante avec τ_{rec} : 4,1, 7,7 et 8,1 μm pour la tache de 0,72 mm. Similairement, avec la tache de 1,25 mm de diamètre, on mesure 5,3, 7,6 et 8,5 μm et enfin on obtient 5,7, 8,1 et 9,2 μm pour la tache de diamètre 2 mm. En parallèle, il semble que cette rugosité diminue légèrement lorsque la taille de la tache laser utilisée diminue, à τ_{rec} similaire. Ceci pourrait être mis en lien avec notre modèle RM : puisque la durée du chargement thermique diminue avec la taille de la tache, on

peut s'attendre à ce que la rugosité diminue aussi puisque la surface est affectée moins longtemps. Cela semble être confirmé par les mesures de rugosité à 21 ns et 4 GW/cm² : à 1000 %, on mesure 8,8 μm contre 16,6 μm à 5000 %, ce qui démontre que plus la durée d'impulsion est longue et plus la rugosité finale sera importante. En revanche, entre 4 et 6 GW/cm² la rugosité reste sensiblement constante : 8,8 μm contre 7,4 μm et 16,6 μm contre 18,4 μm.

Ces quelques tendances, en fonction du taux de recouvrement et de la taille de la tache laser, sont représentées sur la Figure IV.1. Finalement, puisque d'un point de vue amélioration des performances en fatigue il faut viser à limiter la rugosité, ces résultats montrent qu'il faut privilégier les petites taches et limiter autant que faire se peut le taux de recouvrement appliqué.

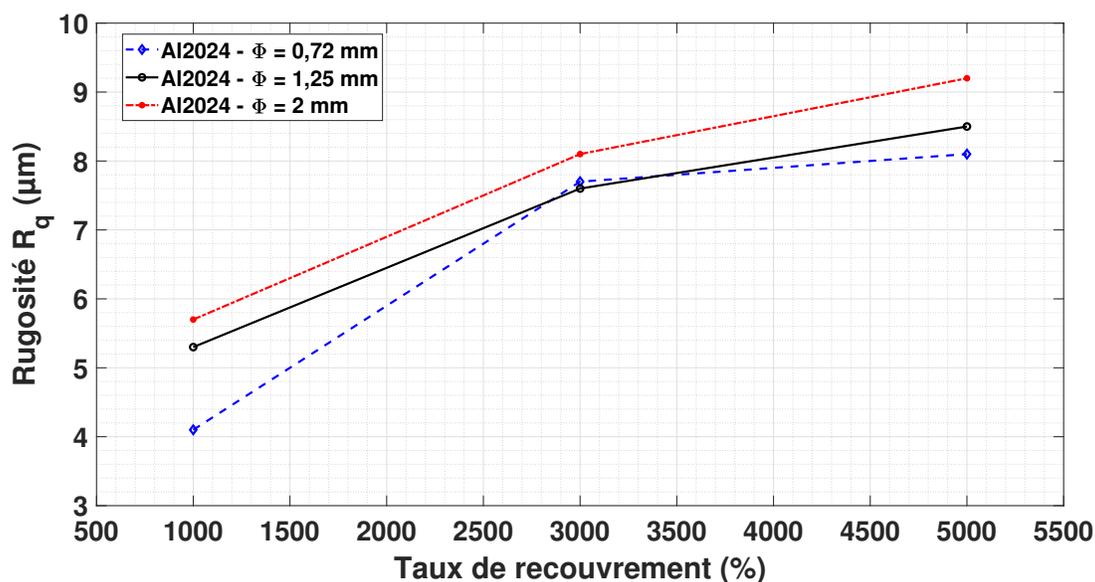


FIGURE IV.1 – Rugosité (R_q en μm) en fonction du taux de recouvrement (1000, 3000 et 5000 %) pour 3 taches focales (0,72, 1,25 et 2 mm)

Concernant l'enfoncement, les mêmes observations apparaissent : pour une tache de 0,72 mm, à 4 GW/cm² et 6,9 ns, on trouve 15,3 μm à 1000 % contre 46,8 μm à 3000 % et 94,7 μm à 5000 %. Des variations analogues sont obtenues à 1,25 mm et 2 mm ; de surcroît, l'enfoncement (à densité d'impulsion par cm² similaires) est légèrement plus faible avec les petites taches. En effet, avec de plus grandes taches, les effets de bord atténuent moins l'onde de choc et on s'attend à une meilleure plastification et donc à un enfoncement à minima plus élevé.

N° échantillon	R_q (μm)	Enfoncement (μm)
Ref	1,1	-
1	4,2	1,9
2	7,4	20,7
3	7,8	42
4	6,8	17,6
5	11,2	102,5
6	4,8	1,6
7	8,1	11,9
8	10,4	23,8

Tableau IV.4 – Rugosité et enfoncement pour le Ti6Al4V

Des conclusions semblables sont obtenues avec le titane : à taux de recouvrement constant, la rugosité augmente avec la tache focale (4,2, 7,4 et 7,8 μm avec une tache de 0,72 mm contre 4,8, 8,1 et 10,4 μm pour une tache de 1,25 mm, soit une augmentation relative de 10 à 30 %). De même, à tache et taux de recouvrement fixés, la rugosité passe de 4,2 et 7,8 μm pour une impulsion de durée de 6,9 ns contre 6,8 et 11,2 μm pour l'impulsion de durée de 15 ns, soit une augmentation relative moyenne de 50 %.

IV.1.1.3 Contraintes résiduelles

● ALUMINIUM

Les mesures obtenues en surface et à différentes profondeurs (100 μm , 300 μm , 500 μm , 800 μm et 1200 μm) sont répertoriées dans le tableau IV.5. Ces mesures sont une moyenne de la contrainte résiduelle mesurée dans un plan parallèle à celui de la surface, obtenue par rotation de l'échantillon². En outre, en tenant compte de la longueur d'onde RX utilisée et de l'absorption par l'aluminium à cette énergie, on aboutit au fait que ces mesures, pour chaque position, sont intégrées sur une épaisseur moyenne d'environ 20 μm .

2. Une table motorisée, tournant à environ 3 tours par minute, permet d'obtenir un plus grand nombre de grains qui vont diffracter le faisceau X incident : la mesure est en conséquence plus précise. En effet, des cartographies par EBSD (Electron Back Scatter Diffraction, diffraction des électrons rétrodiffusés) ont permis de montrer que les grains sur ces alliages aéronautiques d'aluminium sont sensiblement gros ($\approx 100 \mu\text{m}$), ce qui réduit le nombre possible de grains en position de diffraction pour une taille de faisceau X donnée.

Ces mesures en profondeur sont réalisées par polissage électrolytique³ de la surface du matériau, permettant ainsi d'enlever en douceur (sans modifier le champ de contraintes résiduelles, contrairement à une perforation mécanique par exemple⁴) et de façon contrôlée la matière en surface.

N° échantillon	σ (MPa) - Surface	-100 μm	-300 μm	-500 μm	-800 μm	-1200 μm
Ref	-134	-16	0	28	21	-5
1	-12	-289	-222	-238	-158	-111
2	-109	-359	-248	-255	-265	-213
3	-191	-358	-252	-234	-244	-262
4	-198	-358	-245	-236	-279	-256
5	-115	-387	-284	-258	-225	-204
6	-153	-348	-269	-211	-144	-168
7	-156	-399	-312	-295	-266	-198
8	-97	-286	-261	-226	-154	-154
9	0	-348	-278	-261	-262	-241
10	-34	-337	-242	-236	-255	-300
11	-30	-309	-239	-235	-258	-278
12	54	-342	-266	-252	-252	-268
13	-10	-340	-276	-247	-257	-288
14	0	-314	-231	-218	-231	-235

Tableau IV.5 – Contraintes résiduelles (en MPa) à différentes profondeurs pour l'Al-2024

Quelques analyses peuvent être conduites sur ces mesures. Tout d'abord, concernant l'effet du taux de recouvrement : sur la Figure IV.2, nous avons tracé les contraintes résiduelles (en MPa) en fonction de la profondeur (en μm) pour une intensité de 4 GW/cm², une tache laser

3. Le métal, relié à une cathode sous tension et baigné dans une solution conductrice, subit une réaction de réduction chimique (passage de l'état métal solide à l'état cation dissous). Pour l'aluminium, nous avons utilisé une solution salée saturée (NaCl), sous une tension de 30 V et une intensité de 3 A.

Pour le titane, la solution A3-I (méthanol et 2-butoxyéthanol) couplée à la solution A3-II (acide perchlorique) de chez Struers. La tension utilisée était de 50 V pour une intensité de 1 A.

4. Ce champ de contraintes est néanmoins tout de même affecté par une relaxation des contraintes due à la zone enlevée. On peut cependant montrer, à partir des travaux de Moore et Evans ([1]), et pour notre cas particulier, que la correction à appliquer est négligeable (< 10 % de la valeur mesurée). En effet, la zone enlevée (100 à 1200 μm , sur un diamètre de 4 mm) est très petite devant l'épaisseur globale de l'échantillon (13 mm) et la taille de la zone traitée (400 mm²).

de diamètre 0,72 mm et une durée d'impulsion de 6,9 ns. Ces courbes comparent trois taux de recouvrement : 300 % (N°1), 1000 % (N°2) et 5000 % (N°4); l'échantillon de référence, sans traitement LSP, est aussi représenté.

On observe très nettement que la contrainte résiduelle en surface (intégrée sur $20 \mu\text{m}$) diminue avec le taux de recouvrement : -12 MPa (300%), -109 MPa (1000%) et -198 MPa (5000%), ce qui est en accord avec les tendances observées dans la littérature et le mécanisme récemment proposé par Sano (Section 1.2.3, Page 59) pour justifier l'utilisation d'un fort taux de recouvrement pour contrecarrer les contraintes résiduelles de tension en surface. De surcroît, le taux de recouvrement le plus élevé (5000 %) permet même d'obtenir des contraintes supérieures en surface par rapport à l'échantillon non traité (-198 MPa contre -134 MPa).

Enfin, en profondeur, ces trois configurations induisent des profils de contraintes résiduelles de compression typiques d'un traitement par grenailage laser; on peut cependant noter, même si la différence est faible en regard des incertitudes, que les contraintes en profondeur (jusqu'à $1200 \mu\text{m}$) sont plus élevées lorsque le taux de recouvrement augmente. En revanche, l'écart observé entre 300 % et 1000 % se réduit entre 1000 % et 5000 % : il est possible qu'au-delà d'un certain taux de recouvrement, il y ait une saturation des contraintes résiduelles, c'est-à-dire qu'on a plastifié du mieux possible pour cette profondeur donnée.

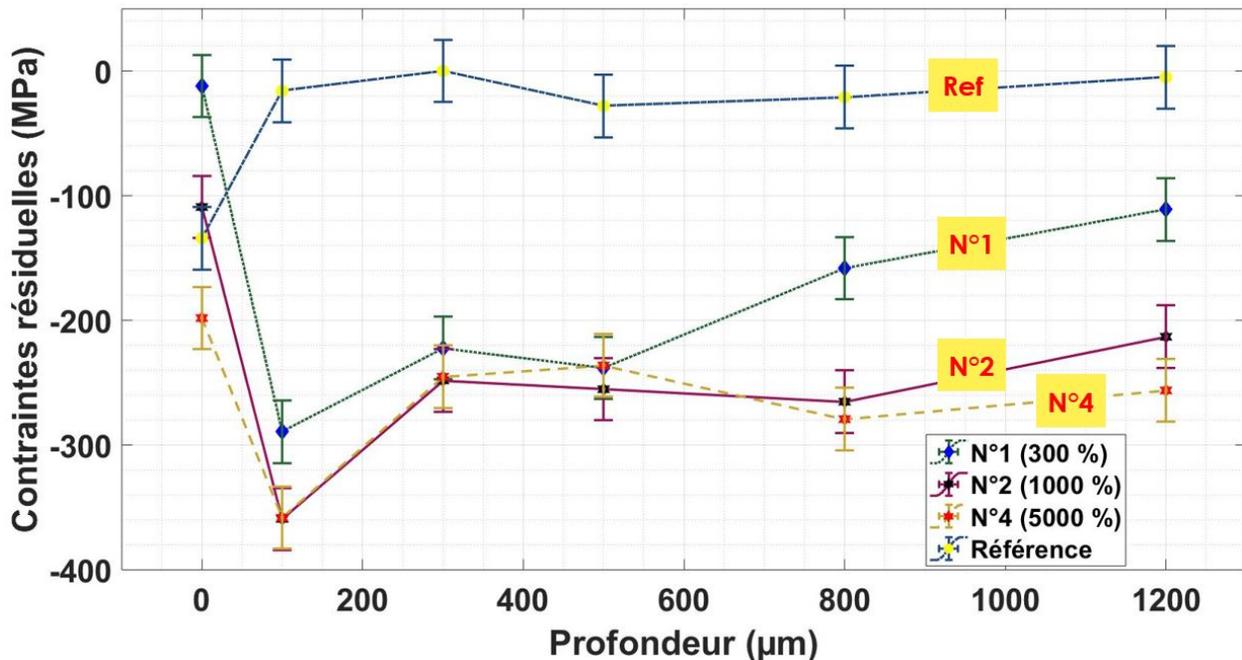


FIGURE IV.2 – Contraintes résiduelles (MPa) en fonction de la profondeur (μm) pour les échantillons 1, 2 et 4

Sur la Figure IV.3, nous comparons l'effet de la tache laser (0,72 mm (N°4), 1,25 mm (N°11) et 2 mm (N°14)), tout autre paramètre étant égal (4 GW/cm², 6,9 ns, 5000%).

Il apparaît tout d'abord que les profils en profondeur sont tous très similaires, alors qu'on pourrait s'attendre à de meilleurs résultats avec les grosses taches (les effets de bords étant réduits, l'atténuation l'est aussi) : il y a ici encore sans doute un phénomène de saturation dans les contraintes résiduelles induites.

En revanche, les valeurs mesurées en surface montrent que plus la tache laser utilisée est petite, et plus la surface aura tendance à être mise sous compression : -198 MPa (0,72 mm), -30 MPa (1,25 mm) et 0 MPa (2 mm), contre -134 MPa pour la référence. Ces résultats vont dans le sens des résultats expérimentaux obtenus (et du modèle développé) dans le Chapitre III : la charge thermique du plasma est drastiquement réduite avec les très petites taches, et donc l'épaisseur mise sous traction résiduelle est aussi nettement réduite. Somme toute, cela confirme qu'au-delà d'un certain diamètre de la tache laser, un revêtement thermique doit être utilisé pour éviter de basculer la surface du matériau traité sous traction résiduelle.

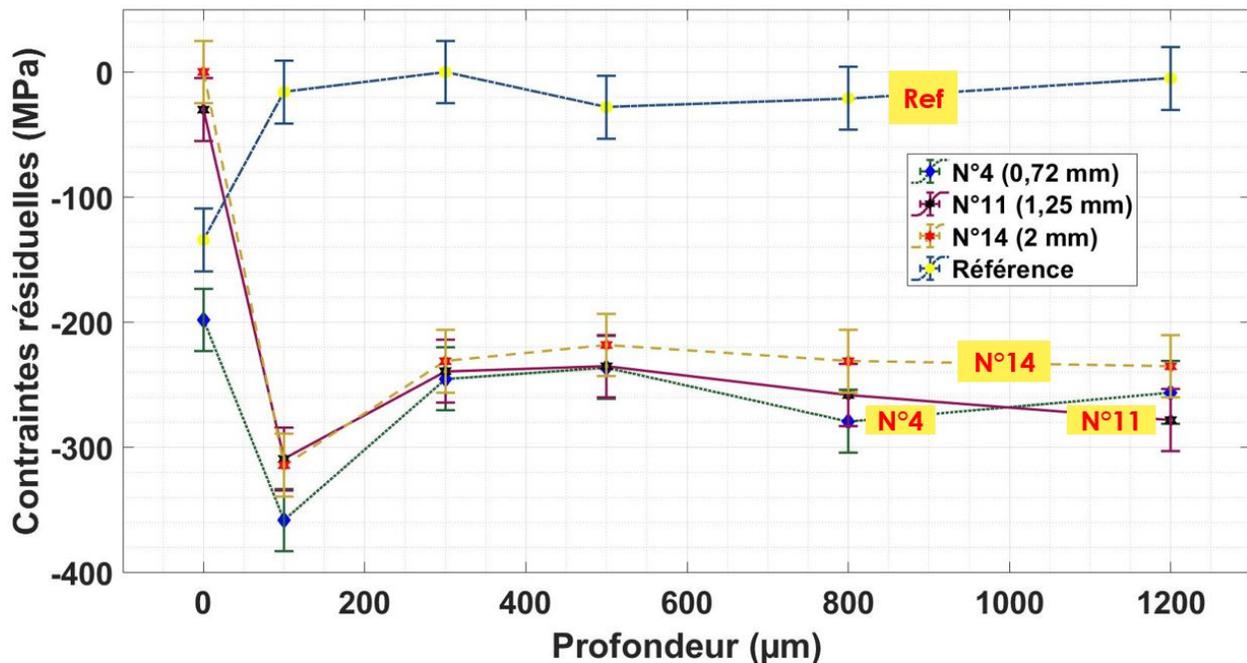


FIGURE IV.3 – Contraintes résiduelles (MPa) en fonction de la profondeur (µm) pour les échantillons 4, 11 et 14

Concernant l'effet de la durée d'impulsion, à 6,9 ns (1000 %, N°2 et 5000 %, N°4) contre 21 ns (1000 %, N°5 et 5000 %, N°6), les mesures sont tracées sur la Figure IV.4.

Une fois encore, les profils demeurent très similaires en profondeur voire légèrement inférieurs pour les cas à 21 ns. Cela est surprenant puisqu'une durée d'impulsion plus longue se traduit normalement par une onde de choc plus longue et donc moins rapidement amortie lors de sa

propagation.

Pour les mesures en surface, des valeurs sensiblement égales voire plus élevées sont relevées à 21 ns (-115 MPa et -153 MPa) contre 6,9 ns (-109 MPa et -198 MPa). Nous nous attendions à des différences plus marquées, et en accord avec notre modèle, puisqu'une impulsion plus longue augmente aussi de facto la durée durant laquelle le chargement thermique est appliqué (et donc la profondeur affectée thermiquement doit aussi augmenter avec la durée d'impulsion).

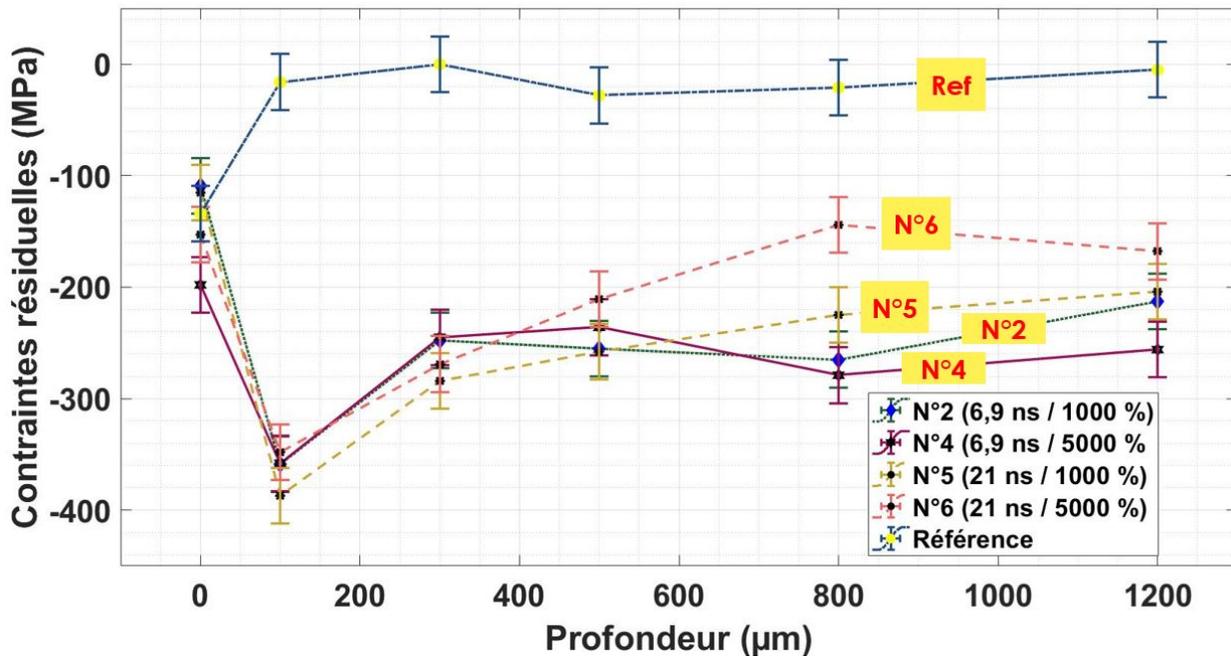


FIGURE IV.4 – Contraintes résiduelles (MPa) en fonction de la profondeur (μm) pour les échantillons 2, 4, 5 et 6

Enfin, sur la Figure IV.5, nous comparons la configuration industrielle très utilisée (6 GW/cm^2 , N°6), pour laquelle nos mesures VISAR prévoyaient un phénomène de claquage, contre cette même configuration mais à une intensité plus faible, sans claquage (4 GW/cm^2 , N°4).

Les deux profils de contraintes sont très similaires, bien que plus faibles en amplitude maximale mesurée à 100 μm pour l'intensité la plus élevée (-97 MPa à 6 GW/cm^2 contre -153 MPa à 4 GW/cm^2). Cela confirme donc que la pression a saturé au-delà de 4 GW/cm^2 (voire régressé et fluctué, puisqu'il s'agit d'une zone de claquage) et ainsi, bien que très couramment utilisée, cette configuration n'apporte pas d'avantages véritables par rapport à celle à 4 GW/cm^2 : on injecte 50 % d'énergie en plus pour « rien ».

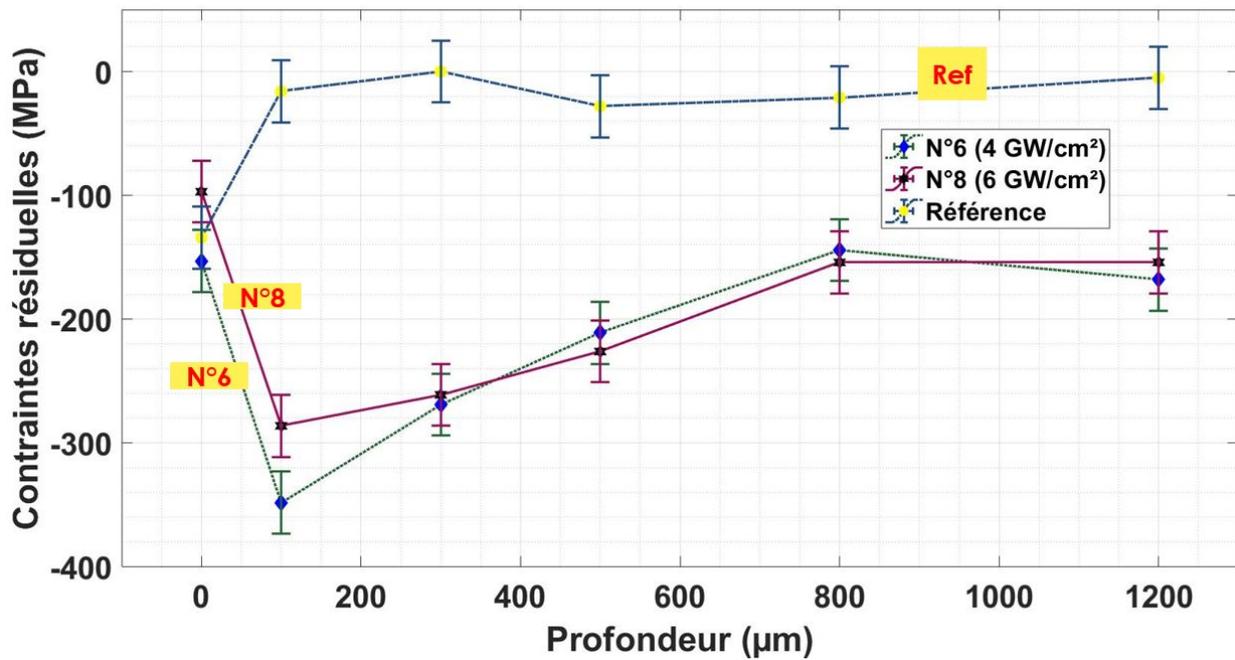


FIGURE IV.5 – Contraintes résiduelles (MPa) en fonction de la profondeur (μm) pour les échantillons 6 et 8

● TITANE

Le tableau IV.6 contient les mesures de contraintes réalisées sur l’alliage Ti6Al4V pour 3 profondeurs : la surface (0 μm), -250 μm et -500 μm.

Des tendances et conclusions très proches de celles obtenues pour l’alliage 2024 d’aluminium sont extraites.

N° échantillon	σ (MPa) - Surface	-250 μm	-500 μm
Ref	-220,3	35,2	34,2
1	-14,6	-132,4	-82,2
2	-12,6	-233,6	-125,6
3	-15,3	-210,9	-177,3
4	-11,4	-94,9	-12,1
5	-35,5	-218,7	-62,3
6	18,6	-306,6	-137,6
7	12,1	-352,3	-188,8
8	-4,4	-363,8	-278,5

Tableau IV.6 – Contraintes résiduelles (en MPa) à différentes profondeurs pour l’alliage Ti6Al4V

Nous étudions sur les Figures IV.6 ($\Phi = 0,72$ mm) et IV.7 ($\Phi = 1,25$ mm) l'influence du taux de recouvrement utilisé (1000, 3000 et 5000 %).

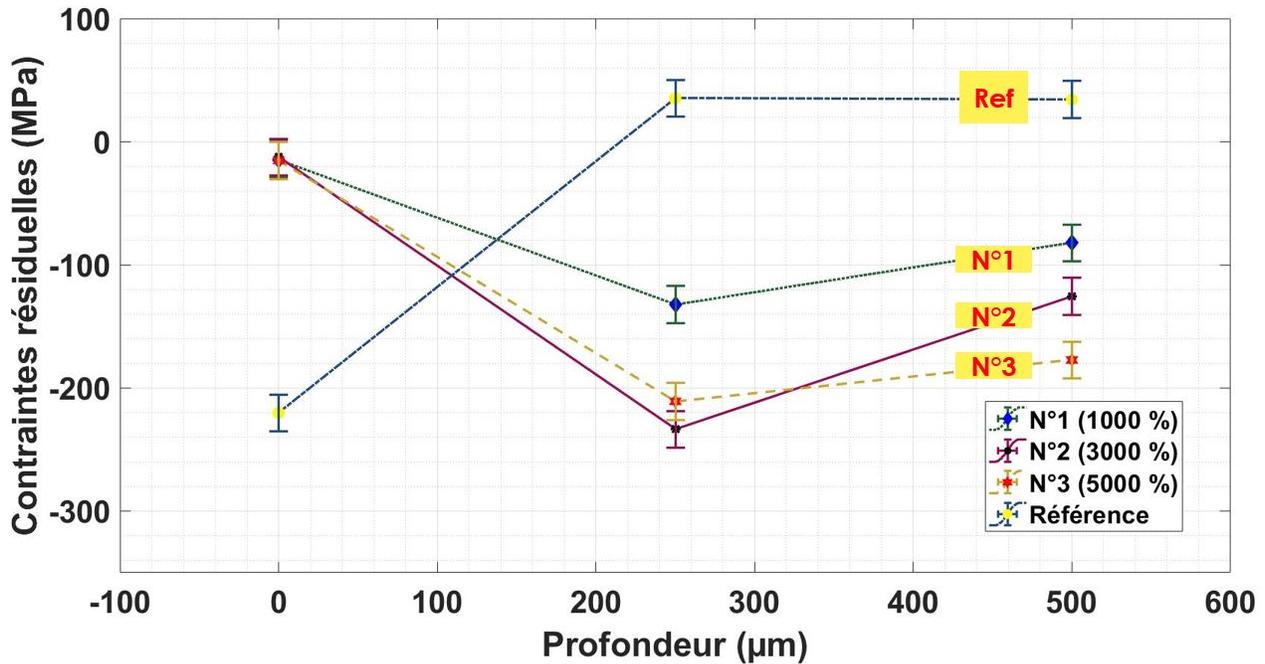


FIGURE IV.6 – Contraintes résiduelles (MPa) en fonction de la profondeur (μm) pour les échantillons 1, 2 et 3 - $\Phi = 0,72$ mm

Il apparaît qu'un taux de recouvrement plus élevé est associé à un meilleur niveau de contraintes en profondeur, contrairement à l'aluminium où les profils demeureraient très similaires : ceci est probablement dû à la différence en limite d'élasticité (nous n'avons pas saturé en plastification le Ti6Al4V).

En revanche, même si la contrainte en surface semble être légèrement plus en compression avec les forts taux de recouvrement (18,6, 12,1 et -4,4 MPa pour la tache de 1,25 mm et les taux de recouvrement de 1000, 3000 et 5000 %), cette observation est bien moins notable que pour l'aluminium. Cela peut sans doute s'expliquer par le comportement thermique différent du titane (température de fusion et diffusivité).

Sur la Figure IV.8, nous comparons 2 durées d'impulsion (6,9 ns et 15 ns), pour 2 taux de recouvrement (1000 et 5000 %). Ces courbes font apparaître, étonnamment et comme pour l'aluminium, que le niveau de contraintes en profondeur est plus faible lorsque la durée d'impulsion augmente (par exemple, à 500 μm de profondeur et pour un taux de recouvrement de 5000 %, on trouve -177,3 MPa à 6,9 ns contre -62,3 MPa à 15 ns).

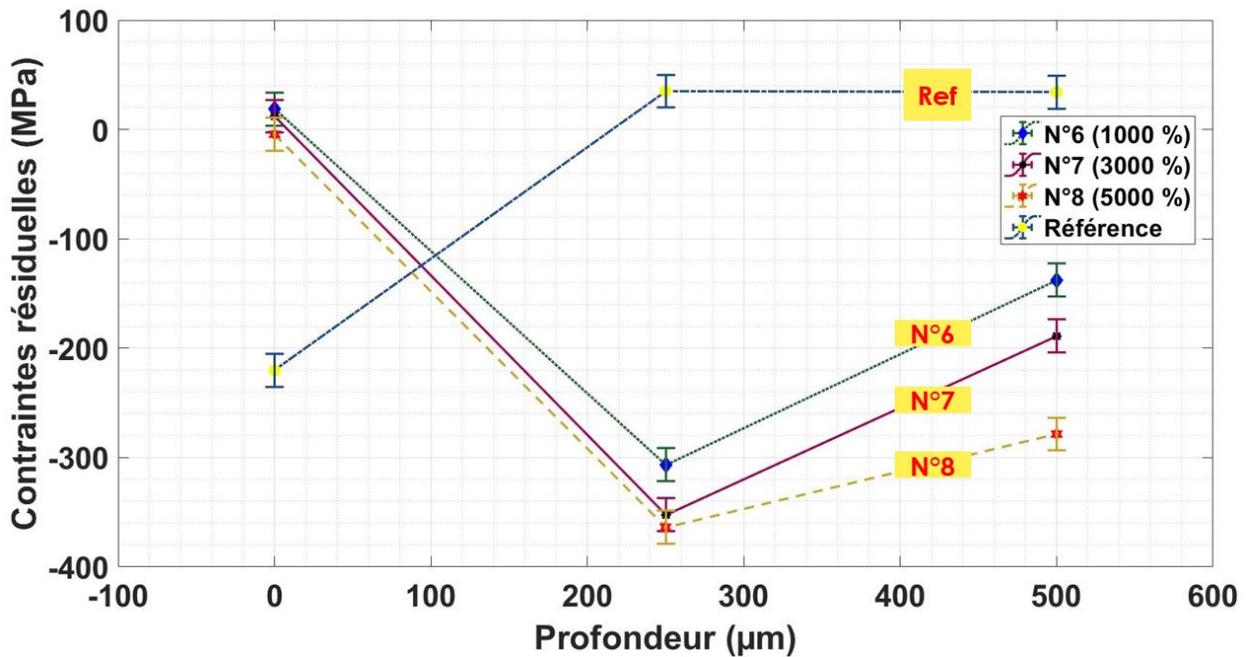


FIGURE IV.7 – Contraintes résiduelles (MPa) en fonction de la profondeur (μm) pour les échantillons 6, 7 et 8 - $\Phi = 1,25$ mm

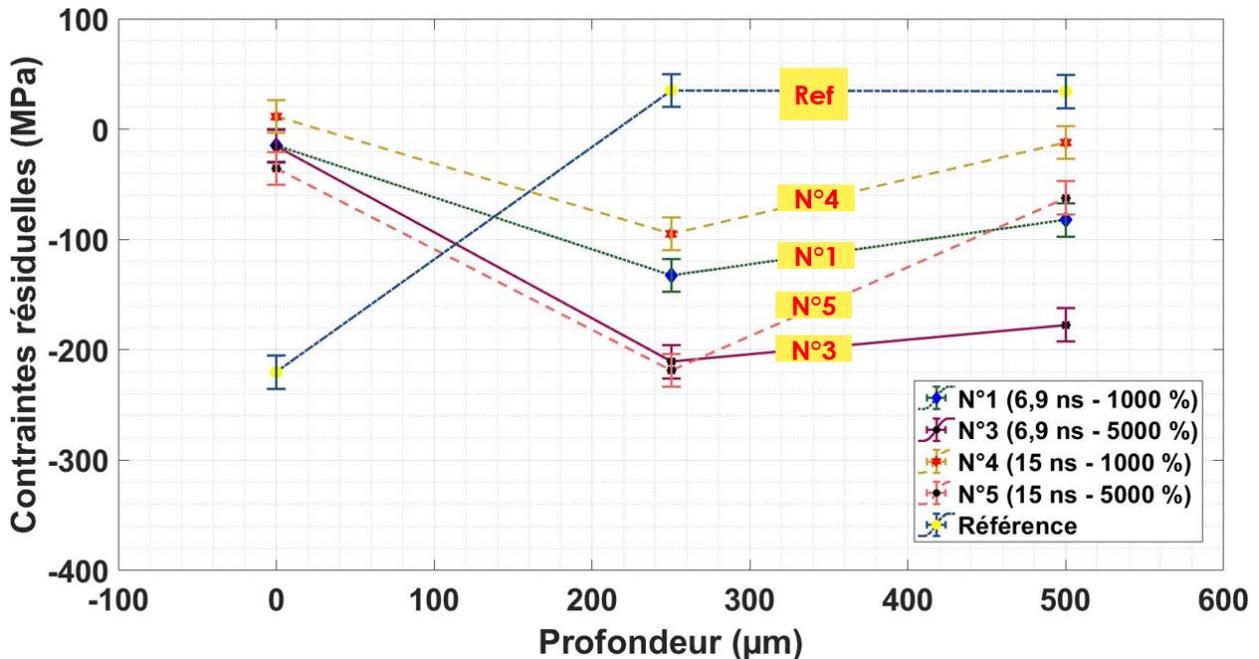


FIGURE IV.8 – Contraintes résiduelles (MPa) en fonction de la profondeur (μm) pour les échantillons 1, 3, 4 et 5

L'hypothèse d'une saturation plastique ne semble pas être appropriée pour expliquer ces résultats entre 6,9 ns et 15 ns pour le Ti6Al4V. Une piste serait un claquage survenant dans la descente de l'impulsion laser : la pression maximale du plasma serait inchangée, mais sa durée effective nettement réduite.

Enfin, sur la Figure IV.9, l'influence de la tache laser (0,72 mm contre 1,25 mm) est étudiée, pour un taux de recouvrement fixé (3000 %).

Comme prévu par notre modèle, la contrainte en surface est réduite avec la petite tache (-12,6 MPa avec la tache de 0,72 mm de diamètre contre 12,1 MPa avec celle de diamètre 1,25 mm). De plus, la contrainte en profondeur est cette fois meilleure pour la tache de plus grand diamètre, en bon accord avec le fait que les effets de bords vont atténuer plus fortement les petites taches, et donc réduire les contraintes en profondeur.

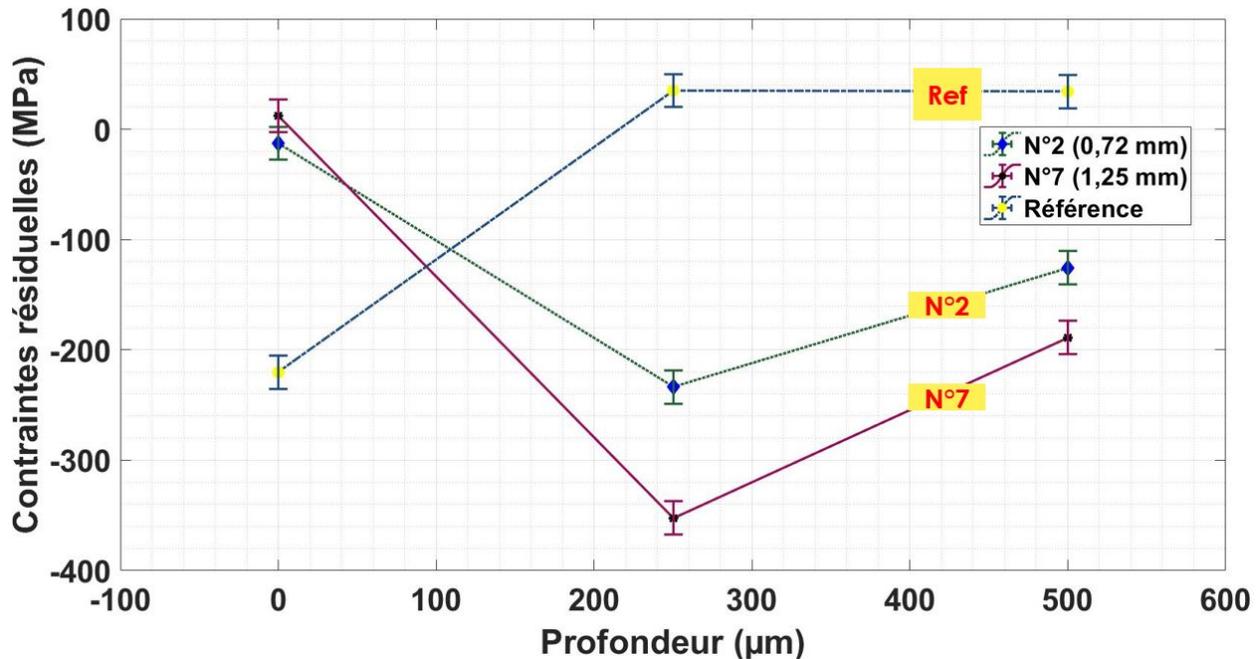


FIGURE IV.9 – Contraintes résiduelles (MPa) en fonction de la profondeur (μm) pour les échantillons 2 et 7

Globalement, on observe un très bon accord avec les prévisions de notre modèle : avec la réduction du diamètre de la tache laser utilisée, nos modèles (fondés sur des résultats expérimentaux) montraient que le chargement thermique était réduit, en particulier dans la longue queue de détente. En conséquence, des modèles thermiques simplifiés prévoyaient une réduction notable de l'épaisseur affectée thermiquement (Page 147), typiquement une réduction de 60 % en passant d'une tache de 3 mm à 0,6 mm. Pour obtenir des résultats proches de la réalité, des simulations par EF des contraintes résiduelles auraient dû être effectuées, mais physiquement nous nous attendions déjà à observer plus de traction avec les grandes taches focales, ce que nos mesures de contraintes ont montré.

IV.1.1.4 Comparaison entre les deux alliages utilisés (Al-2024 et Ti6Al4V)

● ASPECT THERMIQUE

La principale différence de comportement, vis-à-vis d'un chargement thermique, entre l'alliage d'aluminium 2024 et celui de titane Ti6Al4V réside d'une part dans leur température de fusion ($T_{fus-Al} = 660,3 \text{ °C}$ et $T_{fus-Ti} = 1668 \text{ °C}$) et d'autre part dans leur diffusivité thermique ($\kappa_{Al} = 98,4 \text{ } \mu\text{m}^2/\text{s}$ et $\kappa_{Ti} = 9,4 \text{ } \mu\text{m}^2/\text{s}$).

Les profils de température, calculés avec le modèle développé dans le chapitre III (Page 144), sont représentés sur les Figures IV.10 (aluminium pour 3, 5 et 8 μm de profondeur) et IV.11 (titane, pour 1, 2 et 3 μm de profondeur) sous l'hypothèse d'une tache de 1 mm de diamètre, une intensité de 4 GW/cm^2 et une impulsion gaussienne de durée à mi-hauteur de 7 ns.

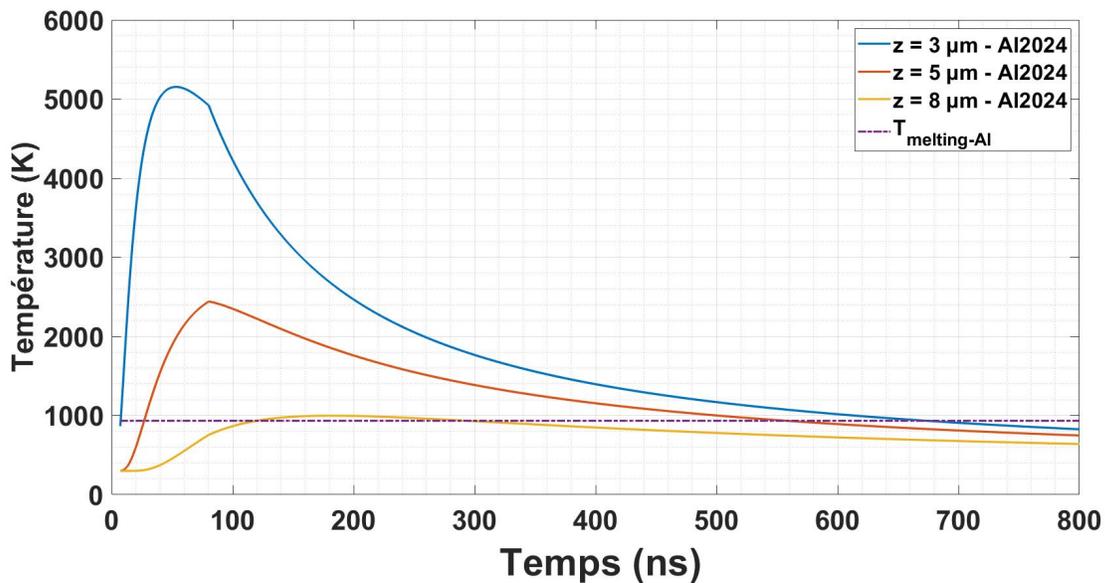


FIGURE IV.10 – Température calculée numériquement dans l'aluminium pour trois profondeurs : 3, 5 et 8 μm

La forte différence concernant la diffusivité thermique entre l'aluminium et le titane (facteur 10), mais aussi en température de fusion, conduit effectivement à des profils de température très distincts : à paramètres laser égaux, la zone mise sous fusion pour l'aluminium vaut environ $8,5 \text{ } \mu\text{m}$ contre environ $1,5 \text{ } \mu\text{m}$ dans le titane. De plus, les gradients de température entre deux profondeurs sont beaucoup plus élevés dans le titane que dans l'aluminium.

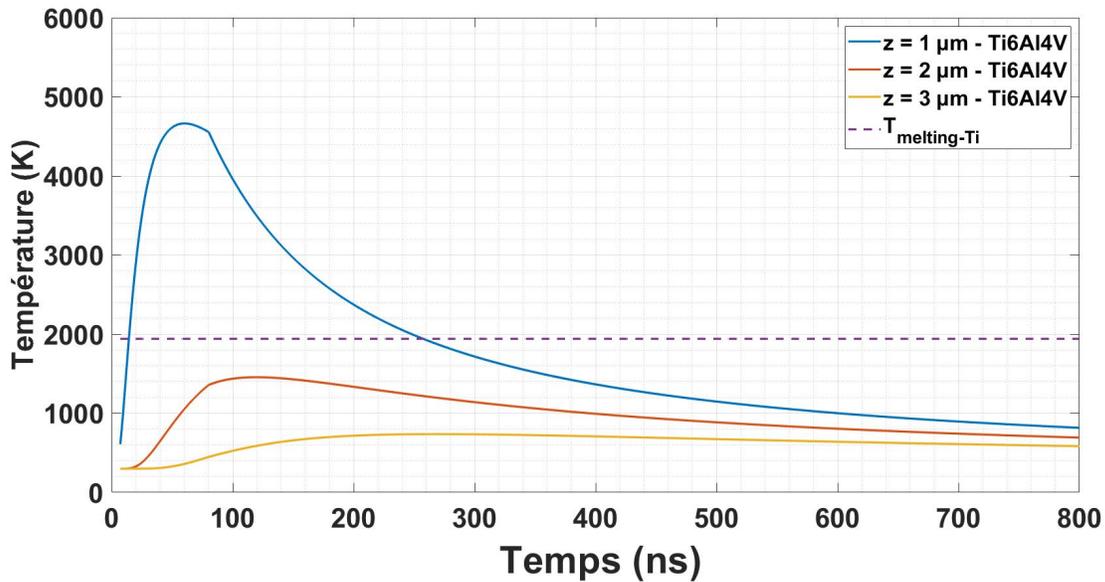


FIGURE IV.11 – Température calculée numériquement dans le titane pour trois profondeurs : 1, 2 et 3 µm

En conséquence, cela pourrait être une piste pour expliquer les différences observées en termes de contraintes résiduelles en surface (mesure moyennée sur 20 µm pour l'aluminium et sur 15 µm pour le titane). Néanmoins, des simulations plus poussées par Éléments Finis devront être menées pour confirmer cela, en utilisant des modèles thermomécaniques couplés.

En outre, la caractérisation fine et précise de la couche affectée thermiquement est encore, à ce jour, une problématique expérimentale qui limite les analyses possibles.

Cependant, in fine, le critère fondamental sera la résistance à la fatigue de la pièce. De prochains travaux devront s'intéresser à mesurer ce paramètre, voire le simuler en surplus, pour conclure quant à l'épaisseur affectée thermiquement qui serait rédhibitoire.

De plus, certains industriels sont ouverts à la possibilité de polir la surface après un traitement LSP : d'une part pour obtenir un état de surface propre, avec une rugosité contenue et contrôlée (par exemple dans l'optique d'aller peindre la pièce traitée par la suite) ; d'autre part, pour enlever la couche affectée thermiquement. Ainsi, réduire cette zone affectée thermiquement (en utilisant des petites taches laser pour le traitement) permettrait de faciliter cette opération de polissage.

● ASPECT MÉCANIQUE

Nous récapitulons dans le tableau IV.7 les valeurs de la limite élastique (σ_{y_d}), de la pression de Hugoniot P_H et enfin de la longueur plastifiée L_P attendue d'après le modèle de Ballard (Page 24), pour une impulsion laser triangulaire de durée à mi-hauteur de 7 ns et à une intensité de 6 GW/cm² (soit 4,2 GPa à 1064 nm).

	σ_{y_0} (MPa)	P_H (MPa)	L_P (mm)
Alliage Ti6Al4V	841	2900	0,11
Alliage Al-2024	369	853	0,86

Tableau IV.7 – Limite d'élasticité, pression de Hugoniot et profondeur plastifiée (d'après le modèle de Ballard) pour le Ti6Al4V et l'Al2024

On remarque notablement, et du fait de sa très haute limite d'élasticité, que le titane est peu plastifié (un peu plus de 100 μm contre près de 1 mm pour l'aluminium 2024). Ceci peut expliquer les différences obtenus entre les différents taux de recouvrement sur le titane, là où ces configurations semblaient similaires pour l'aluminium : dans le cas de l'aluminium, ces taux sont très largement suffisant et on a saturé plastiquement le matériau, tandis que pour le titane, du fait de cette forte atténuation, il faut des taux de recouvrement bien plus élevés pour atteindre la saturation.

En revanche, le comportement observé à la fois sur l'aluminium et à la fois sur le titane concernant la durée d'impulsion utilisée n'est pas en accord ni avec le modèle de Ballard ni avec le sens physique attendu. En effet, nous aurions pu nous attendre à ce qu'une impulsion plus longue eût conduit à une meilleure plastification en profondeur, puisque l'atténuation diminue avec l'augmentation de la durée d'impulsion. Il faudrait ainsi aller plus en profondeur (jusqu'à 2 mm) pour vérifier ces tendances, mais la seule hypothèse que nous pouvons envisager ici serait un claquage tardif dans la descente de l'impulsion laser (ces claquages tardifs étant plus probables pour les longues impulsions laser, près du seuil de claquage).

IV.1.2 Résultats expérimentaux - Synchrotron Diamond

Nous souhaitons ici présenter une partie des résultats obtenus sur le synchrotron Diamond, dans le cadre d'une collaboration internationale entre laboratoires et institutions : Coventry University (Royaume-Uni), CSIR (Afrique du Sud), Hilase (République Tchèque), ZAL (Allemagne) et le PIMM.

Dans les grandes lignes les objectifs visés par ces mesures furent les suivants :

- Pouvoir caractériser la zone affectée thermiquement : puisque le faisceau est ici utilisé en transmission, on peut donc le positionner à une profondeur définie par rapport à la surface de l'échantillon, et ainsi pouvoir scanner les 10 premiers microns par exemple (scan en profondeur, [Figure IV.12](#)).
- Obtenir une résolution spatiale sur les contraintes résiduelles, à la fois sur des tirs uniques et sur des zones traitées par LSP (scan latéral, [Figure IV.12](#)).

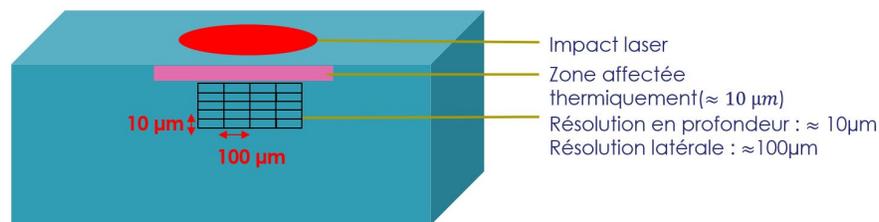


FIGURE IV.12 – Objectifs visés en termes de résolution spatiale latérale et en profondeur

- Réduire drastiquement le temps de mesure nécessaire, tout en garantissant un signal suffisamment intense pour des mesures précises, puisque la brillance d'un faisceau synchrotron est très élevée (20 s par position contre plus de 2000 s en laboratoire).

Le montage utilisé dans ce synchrotron a été détaillé dans le chapitre II ([Page 106](#)), et en particulier la géométrie utilisée (en transmission, avec un angle de sortie du faisceau diffracté très faible d'environ 5°) conduit à un volume de jauge (c'est-à-dire, le volume dans lequel les contraintes sont mesurées) très allongé : entre 4 et 10 mm de longueur suivant le cas (pour un faisceau RX de section carrée de l'ordre de $100 \times 100 \mu\text{m}^2$), comme illustré sur la [Figure IV.13](#). En conséquence, pour des matériaux à gros grains comme les alliages d'aluminium, il est possible de n'avoir, pour certaines positions, que seulement quelques grains (répartis sporadiquement) en position de diffraction : cela induit géométriquement un déplacement du pic de diffraction, et donc une incertitude sur la valeur des contraintes mesurées. Ce problème n'apparaît pas sur les matériaux à petits grains (titane, acier), pour lesquels on peut supposer que l'ensemble du volume de jauge diffracte de façon homogène.

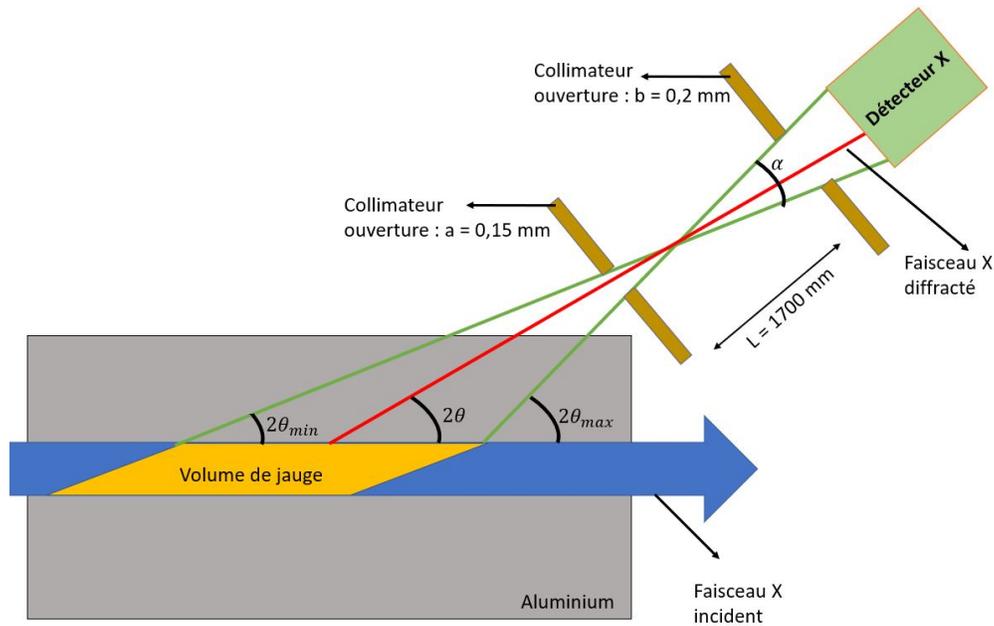


FIGURE IV.13 – Volume de jauge et effets géométriques sur l’angle de diffraction

Pour rappel (cf Chapitre II), la déformation est donnée par la relation suivante :

$$\varepsilon = \frac{d - d^0}{d^0} \quad (\text{IV.1})$$

Dans le domaine angulaire et en différenciant la loi de Bragg, cette formule permet alors d’exprimer la différence de déformation $\Delta\varepsilon_g$ géométrique entre deux extremas :

$$\Delta\varepsilon_g = \frac{\theta_{max} - \theta_{min}}{\tan(\theta)} \quad (\text{IV.2})$$

D’après les notations de la Figure IV.13, il vient :

$$\alpha = 2\theta_{max} - 2\theta_{min} \approx \frac{a + b}{L} \quad (\text{IV.3})$$

et on trouve alors : $\Delta\varepsilon_g = 0,0026$.

Ainsi, pour l’aluminium et la géométrie considérée à Diamond, on montre que l’incertitude géométrique sur les contraintes peut valoir ± 180 MPa; il s’agit en réalité du calcul dans le pire cas possible⁵ (si deux grains opposés du volume de jauge diffractent entre deux mesures).

En conséquence, pour l’aluminium, seul un nombre réduit d’échantillons mesurés ont donné des résultats exploitables et analysables (critère : obtenir un profil de contraintes « physique », sans trop de fluctuations hasardeuses en regard de l’incertitude géométrique possible).

5. Une estimation statistique intégrant un volume local infinitésimal dans le volume de jauge, en fonction de l’angle, conduit à une variation moyenne de l’ordre de 70 MPa.

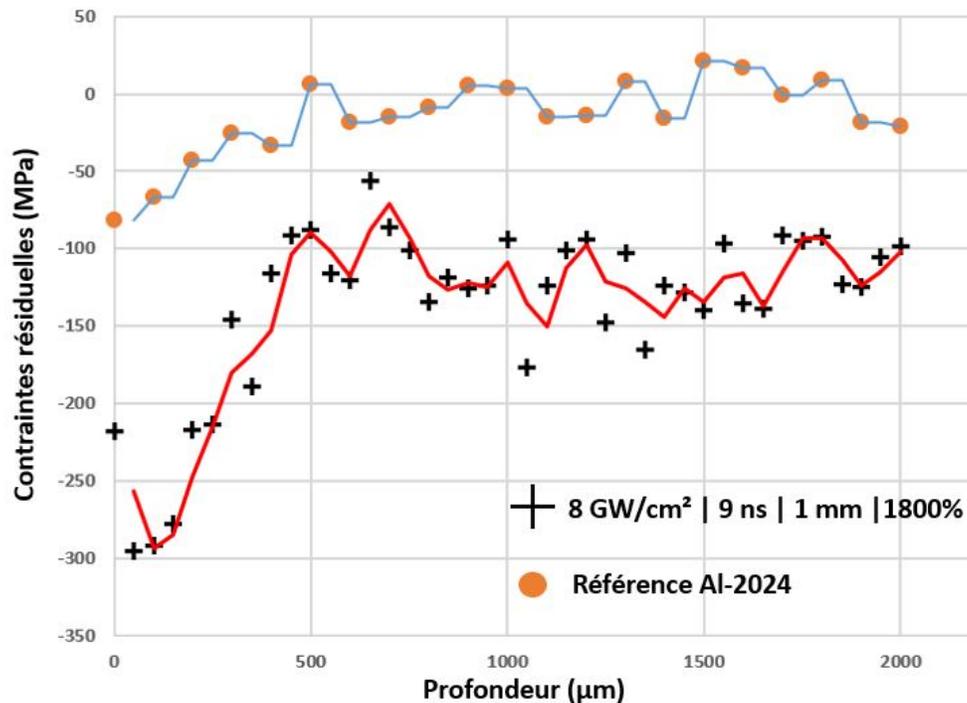


FIGURE IV.14 – Contraintes résiduelles (MPa) en fonction de la profondeur (μm) sur l'alliage Al-2024 pour un traitement à $8 \text{ GW}/\text{cm}^2$, 9 ns, 1800 % et une tache de diamètre 1 mm

Sur la Figure IV.14, nous avons représenté les mesures de contraintes résiduelles (en MPa) en fonction de la profondeur (en μm), pour l'échantillon d'aluminium 2024 de référence et un échantillon traité avec $8 \text{ GW}/\text{cm}^2$, une durée gaussienne de 9 ns, une tache de diamètre 1 mm et un taux de recouvrement de 1800 %. Les courbes en trait plein correspondent à une moyenne mobile (période 2) permettant de lisser la dispersion géométrique des mesures.

Notons en premier lieu que le profil de contraintes obtenu pour la référence est très proche de celui mesuré en laboratoire. En revanche, le profil de l'échantillon traité (avec le GAIA) présente des différences notables par rapport à un profil similaire traité avec le THEIA et mesuré en laboratoire (échantillon N°9 par exemple : $4 \text{ GW}/\text{cm}^2$, 6,9 ns, 1,25 mm et 1000 %) : d'une part, la contrainte maximale mesurée est inférieure (-348 MPa à $100 \mu\text{m}$ contre -295 MPa à $50 \mu\text{m}$) et d'autre part la profondeur mise sous une compression supérieure à -150 MPa est bien plus faible (plus de $1200 \mu\text{m}$ avec le THEIA, contre à peine $400 \mu\text{m}$ ici). Ces résultats, et leur précision, peuvent être véritablement remis en question, d'autant que l'intensité utilisée ici ($8 \text{ GW}/\text{cm}^2$, à 532 nm, contre $4 \text{ GW}/\text{cm}^2$ à 1064 nm) donne une pression du plasma bien supérieure : plus de 6 GPa contre 3,5 GPa.

Plusieurs pistes peuvent être considérées pour expliquer cette discordance entre les mesures sur aluminium à Diamond et celles en laboratoire :

- Les échantillons traités par le THEIA utilisaient une tache laser homogène (utilisation d'un DOE, Figure III.63) alors que ceux traités par le GAIA utilisaient une tache sans DOE (Figure III.53). La répartition de pression est donc différente, tout comme les effets de bords générés : sur un grand nombre de tirs, ces différences en apparence minimes peuvent devenir singulièrement importantes.
- Les deux montages expérimentaux sont différents : sur Diamond, une mesure en transmission et à angle fixé est effectuée et induit, pour les matériaux à gros grains, une forte variation géométrique possible. En laboratoire, nous utilisons la méthode des $\sin^2(\Psi)$, en réflexion, et des hypothèses simplificatrices, sur le modèle mécanique notamment, sont effectuées par l'appareil de mesure pour calculer la valeur des contraintes résiduelles.
- En laboratoire, il faut polir (électrolytiquement dans notre cas) l'échantillon à mesurer depuis sa surface : la rugosité s'en trouve modifiée, tout comme le champ de contraintes initial⁶, et les mesures peuvent alors être perturbées.

Plusieurs solutions pourront être déployées pour vérifier à l'avenir si ces deux méthodes sont fiables et cohérentes entre elles. Tout d'abord, il faudrait traiter les deux échantillons sous les mêmes conditions (même longueur d'onde, même tache laser, etc). Ensuite il faudrait utiliser un matériau à très petits grains, et effectuer le polissage dans les deux cas (même si la mesure en transmission à Diamond ne nécessite pas de polir). Ces conditions identiques pourraient alors permettre d'identifier les sources d'erreurs et de biais liés à chacun de ces deux montages expérimentaux.

6. Le modèle de Moore et Evans montre cependant que la correction à appliquer est négligeable pour la géométrie de nos échantillons [1], comme nous en avons discuté précédemment.

Enfin, sur la Figure IV.15, nous avons tracé les résultats obtenus pour un acier (12CrNiMo⁷), traité par le CSIR (Afrique du Sud) avec un laser Thales SAGA (1064 nm, 2 J, 5 ns), pour une tache de diamètre 1,2 mm, un taux de recouvrement de 1800 % et deux intensités : 3 GW/cm² et 5 GW/cm².

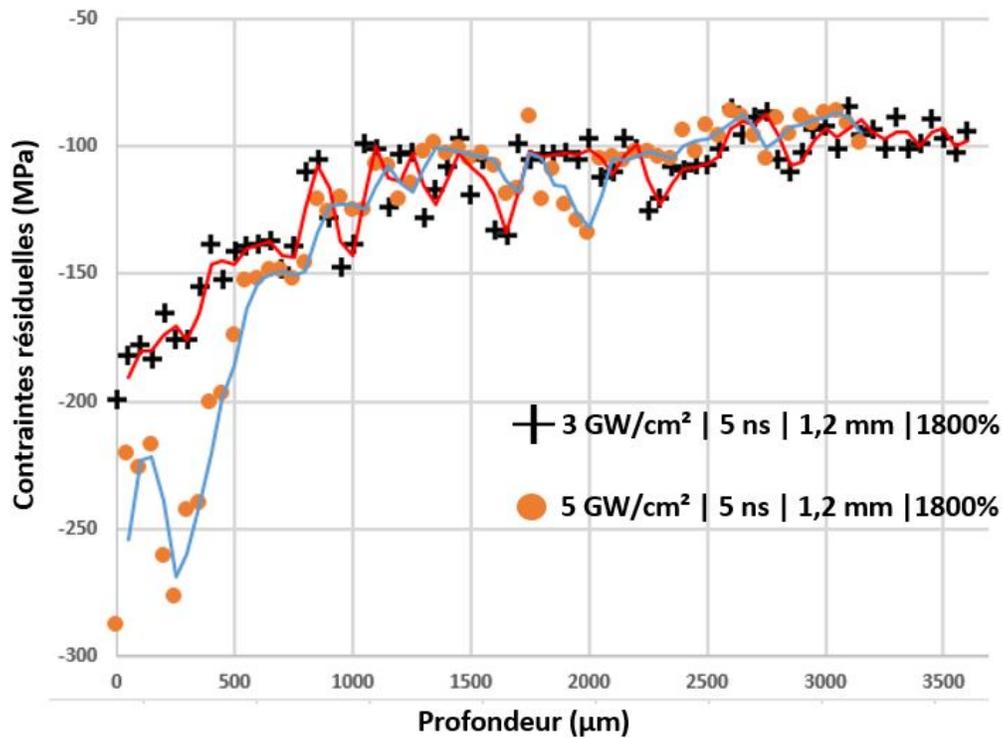


FIGURE IV.15 – Contraintes résiduelles (MPa) en fonction de la profondeur (μm) sur l'acier 12CrNiMo pour un traitement à 3 et 5 GW/cm², 5 ns, 1800 % et une tache de diamètre 1,2 mm

Ces courbes font apparaître que, tout autre paramètre étant par ailleurs égal, plus l'intensité utilisée sera élevée et plus les contraintes seront importantes : -288 MPa à 5 GW/cm² contre -199 MPa à 3 GW/cm². De surcroît, cette différence persiste en profondeur jusqu'à environ 500 μm au-delà de laquelle les deux profils obtenus sont similaires.

Ces résultats confirment l'intérêt d'utiliser une pression plus élevée pour améliorer le profil de contraintes résiduelles, tout du moins jusqu'à une profondeur non encore affectée par les effets de bords. Cette tendance n'apparaissait pas clairement pour l'alliage Al-2024, probablement car nous étions au-delà de la saturation plastique (cette saturation se produit pour des pressions supérieures à deux fois la limite élastique P_H de Hugoniot, avec $P_H \approx 800$ MPa pour l'alliage 2024 de l'aluminium).

7. Les mesures sur ce matériau, qui présente des grains de petites tailles ($< 10 \mu\text{m}$), sont statistiquement moyennées sur l'ensemble du volume de jauge et peuvent être considérées comme fiables.

● DIAMOND : BILAN ET PERSPECTIVES

Bien que les résultats ne fussent pas aussi satisfaisants que nous aurions pu le souhaiter, il nous est apparu comme important de les faire figurer dans cette thèse, notamment pour en extraire des informations expérimentales utiles pour de futures campagnes de mesure.

Les montages expérimentaux en transmission en synchrotron présentent de nombreux avantages comme nous l'avons vu, parmi lesquels notamment : un temps de mesure réduit et une résolution spatiale et en profondeur fine et définie. Cependant, certains inconvénients accompagnent ces montages, et devront faire l'objet d'améliorations. Tout d'abord, les matériaux pouvant être analysés : les aluminiums utilisés dans le domaine aéronautique présentent une taille de grains très grande (100 à 200 μm , contre 10 μm pour un acier), ce qui induit un biais aléatoire géométrique dans la valeur des contraintes mesurées. Ce sont certes des matériaux plus simples à comprendre que les aciers (sans transition de phase, etc), mais ils présentent ici une limite quand à la précision atteignable de la mesure. D'autre part, nous suggérons à l'avenir de calibrer précisément le montage expérimental à l'aide de caméras, de platines micrométriques, etc. En effet, il faut pouvoir garantir plus précisément la position exacte du faisceau, notamment pour venir cartographier les 5 à 20 premiers micromètres, et obtenir des informations sur la zone affectée thermiquement.

Somme toute, trouver un matériau « idéal » qui servirait d'étalon et de calibration, que ce soit pour des mesures multi-tirs (traitement LSP) ou pour caractériser des impacts mono-tir. Ces derniers, notamment en étant résolus spatialement, peuvent présenter un intérêt certain pour ajuster les simulations numériques par éléments finis, et notamment le calcul des contraintes résiduelles. En effet, nous avons vu précédemment que ces simulations numériques sont aujourd'hui bien calibrées et fonctionnelles concernant la propagation des ondes de choc et la maîtrise du chargement en pression du plasma, et donc la prochaine étape consisterait à atteindre le même niveau de précision pour les contraintes résiduelles.

Globalement, en synchrotron, les signaux (pics de diffraction) obtenus sont très peu bruités, et donc bien ajustés par des modèles mathématiques de pics, ce qui est, hélas, rarement le cas en laboratoire sauf à réaliser une mesure très longue (plusieurs heures) pour chaque point.

IV.2 Discussions : paramètres optimaux à partir des résultats expérimentaux et du modèle développé

Dans cette partie, tournée vers l'applicatif, nous souhaitons réfléchir vis-à-vis de l'état de l'art existant et de nos résultats afin de tirer des enseignements pertinents d'un point de vue industriel. Nous souhaitons aussi discuter des améliorations possibles pour proposer des pistes d'applications futures à venir, ou tout du moins qu'il serait intéressant d'explorer.

IV.2.1 Paramètres de traitements par grenailage laser

A partir de nos résultats expérimentaux, les paramètres suivant apparaissent comme possibles et efficaces pour réaliser des traitements de grenailage laser sans revêtement thermique :

- Un taux de recouvrement entre 500 % et 5000 % suivant les cas.
- Une taille de tache entre 0,5 mm et 1,5 mm, en gardant en tête que les valeurs les plus élevées de taux de recouvrement devront être utilisées pour les plus grosses taches (cas limite), afin de réduire les contraintes de traction en surface. Pour une intensité de 4 GW/cm² et une durée d'impulsion de 7 ns, cela correspond à des énergies laser allant de 55 mJ à 500 mJ; un système à 1 J comme le THEIA peut sembler être surdimensionné, mais laisse néanmoins la porte ouverte à un traitement LSP en tirs dits symétriques, adapté pour les échantillons de très faibles épaisseurs (on compense une éventuelle déformation).
- Une durée d'impulsion entre 5 et 10 ns sera suffisante. Nos résultats ne montrent pas d'intérêts particuliers à venir utiliser des durées d'impulsion plus longues, d'autant que ces dernières limitent la pression accessible par les phénomènes de claquage.
- Une intensité laser de 4 GW/cm² semble trop importante pour les matériaux à faible limite d'élasticité tel que l'aluminium ($2P_{HEL} \approx 1$ GPa), et place le matériau dans un état de saturation plastique (on « gaspille » de l'énergie), mais probablement faible pour le titane (il n'est pas saturé, et les niveaux de contraintes ne sont pas excessifs). Ce paramètre restera à choisir dans la plage 1-8 GW/cm² suivant le cas traité.

Néanmoins, ces paramètres ne découlent que de quelques configurations LSP, testées sur deux matériaux, et ainsi de futurs travaux devront s'intéresser à obtenir des résultats plus complets pour véritablement déterminer, suivant le matériau utilisé et l'application visée, les paramètres laser à appliquer.

De plus, la grandeur pertinente à évaluer à la fin, si on se place du point de vue de l'efficacité du renforcement, est la tenue en fatigue (nombre de cycles avant rupture, pour une charge donnée), que nous n'avons pas réalisée dans le cadre de cette thèse.

Nous pouvons cependant prendre un certains recul et définir un paramètre réduit M intégrant les précédents paramètres :

$$M = \frac{100\pi R^2}{\tau_{rec}(\%)} \quad (IV.4)$$

Ce paramètre, équivalent à l'inverse d'une densité d'impulsion par unité de surface (il correspond donc à une surface effective traitée par impulsion), varie grandement suivant la configuration utilisée.

En effet, il passe de $M = 0,004 \text{ mm}^2$ (5000 %, 0,5 mm de diamètre) à $M = 0,18 \text{ mm}^2$ (1000 %, 1,5 mm de diamètre) pour des configurations très recouvertes et sans revêtement thermique contre $M = 4,2 \text{ mm}^2$ (300 %, 4 mm) pour une configuration avec revêtement type LSPT ou MIC. A partir de nos résultats expérimentaux (mesures de contraintes et de rugosité) et de notre modèle, il est possible de définir les plages de valeur (sur R et sur τ_{rec}) pour lesquelles nous sommes soit dans une configuration fonctionnelle sans revêtement thermique, soit dans l'obligation d'utiliser le revêtement. Ces résultats apparaissent sur la Figure IV.16, où la valeur du paramètre M (en mm^2) est tracée en fonction de ces deux paramètres.

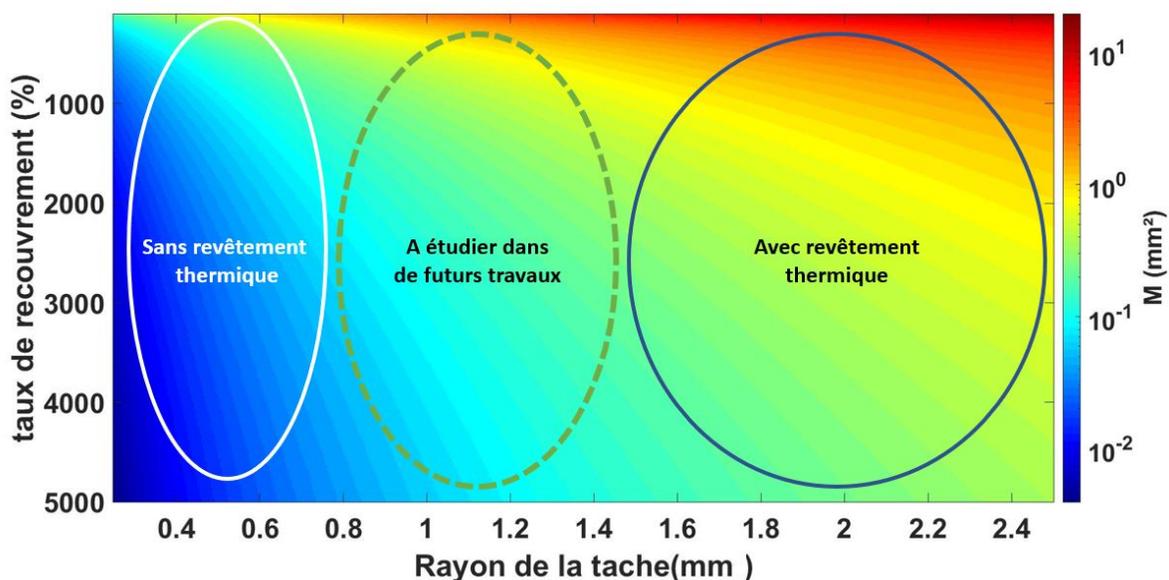


FIGURE IV.16 – Valeur du paramètre M (mm^2 , en échelle log) en fonction du taux de recouvrement τ_{rec} (en %) et du rayon R de la tache laser (mm)

Il subsiste néanmoins une zone pour laquelle nous ne pouvons pas encore conclure quant à l'obligation d'utiliser ou non le revêtement thermoprotecteur. De futurs travaux devront s'intéresser à cette question, et notamment en améliorant la précision des mesures obtenues sur les contraintes résiduelles (en particulier l'extrême surface, sous traction). Par ailleurs, en pratique, les taux de recouvrement utilisés avec une configuration nécessitant le revêtement thermoprotecteur ne dépasseront jamais 1000 % : ces forts recouvrements « détruisent » le revêtement, et nécessitent d'interrompre régulièrement le traitement LSP pour le renouveler. Finalement, on peut extraire de ce graphique une estimation de la valeur du paramètre M pour tracer une frontière entre les configurations sans revêtement thermique ($M < 0,2 \text{ mm}^2$) et les configurations qui nécessitent d'employer ce revêtement thermique. La vitesse de traitement surfacique en fonction de la fréquence du laser f est alors donnée par :

$$\eta_s = M f \quad (\text{IV.5})$$

Nous avons tracé sur la Figure IV.17 une cartographie des vitesses de traitement possibles (en m^2/h , échelle logarithmique) en fonction d'une part du paramètre M (en mm^2) et d'autre part de la fréquence de traitement du laser (en Hz). Nous avons fait apparaître trois points spécifiques : notre configuration FLSP (Fast Laser Shock Peening, $M = 0,18$, $f = 200 \text{ Hz}$), la configuration type Toshiba ($M = 0,05$ et $f = 50 \text{ Hz}$) et la configuration type MIC/LSPT ($M = 4$, $f = 10 \text{ Hz}$ (en pratique 5 à 20 Hz)). Les cercles tracés autour de ces points de référence servent à représenter la plage possible qui pourrait être explorée.

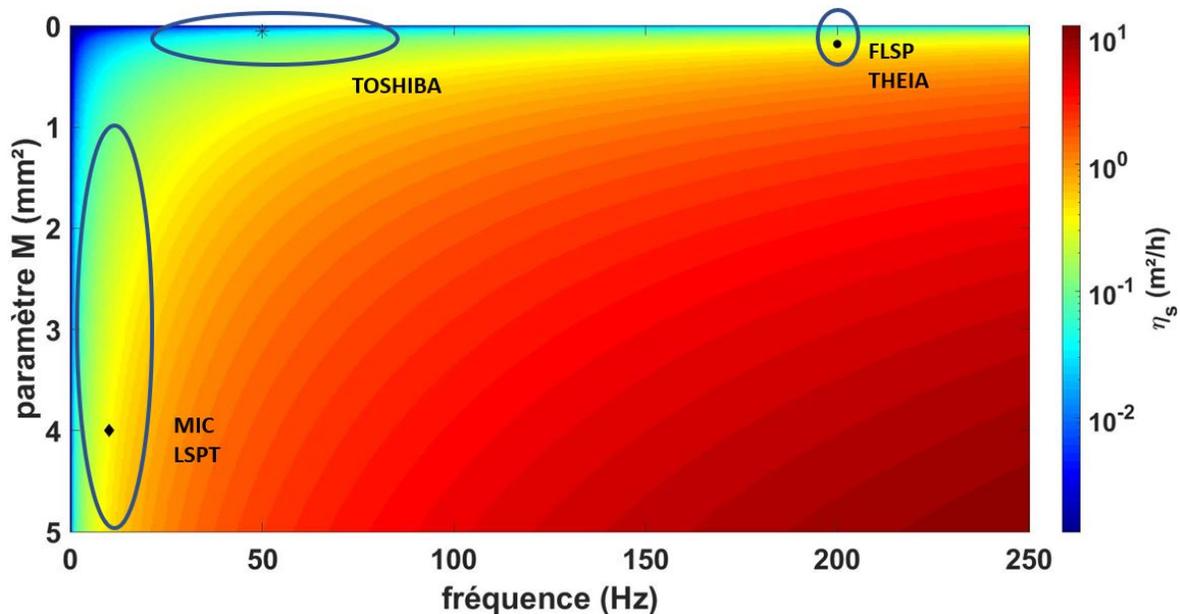


FIGURE IV.17 – Vitesse de traitement (m^2/h , échelle log) en fonction du paramètre M (mm^2) et de la fréquence (Hz)

Globalement, on peut noter que la fréquence de traitement n'agit que linéairement sur la vitesse de traitement, et donc l'impact de ce paramètre est assez léger.

En effet, passer d'une configuration à 50 Hz vers une configuration à 100 Hz divise, certes, le temps de traitement par 2, mais d'un autre côté passer d'une tache laser de diamètre 0,7 mm à 1 mm (soit seulement 40 % d'augmentation) divise aussi cette vitesse de traitement par 2 (dépendance quadratique). De même, le taux de recouvrement n'a pas un impact aussi important qu'on pourrait le penser (il y a aussi une dépendance linéaire) : le traitement est seulement 3 fois plus rapide entre 1000 % et 3000 % de recouvrement.

En revanche, il y a un couplage caché entre la taille de la tache laser et le taux de recouvrement : classiquement, dans la littérature, augmenter l'un implique de diminuer l'autre, ce qui renforcerait l'effet de l'un de ces deux paramètres par rapport à la fréquence de traitement. Cependant, ce couplage semble être admis du fait de l'augmentation des effets de bord avec la réduction de la tache laser (il faudrait donc compenser l'atténuation par le recouvrement), mais nos résultats n'ont pas montré cela : il semblerait qu'il existe un taux de recouvrement seuil à partir duquel la plastification sature. A partir des résultats de notre modèle RM, nous aurions plutôt tendance à suggérer d'augmenter le taux de recouvrement lorsque la taille de la tache laser augmente, pour compenser les effets thermiques. Ceci est en accord avec nos résultats sur les contraintes résiduelles.

En outre, en particulier pour la configuration sans revêtement thermique, les taches laser et taux de recouvrement possibles ne peuvent pas varier d'un facteur 100, là où, a contrario, on peut envisager d'augmenter la fréquence de traitement d'un facteur 100 (de 5 Hz à 500 Hz par exemple), en adaptant les paramètres procédés (débit d'eau et d'air et vitesse de déplacement du robot).

Finalement, les configurations type Toshiba ou MIC aboutissent à des vitesses de traitement surfacique de l'ordre de respectivement 0,05 m²/h et 5 m²/h là où notre nouvelle configuration FLSP (Fast Laser Shock Peening), basée sur le laser THEIA, donne des vitesses de traitement de l'ordre de 0,5 à 5 m²/h (en fonction des paramètres choisis).

En ayant en tête ces différentes données, il apparaît clairement que la solution FLSP apporte de nombreux avantages pour les applications de type maintenance, ou pour traiter des pièces assez petites, difficiles d'accès, ou à géométrie complexe pour lesquelles l'application d'un revêtement thermoprotecteur n'est pas envisageable. Cependant, cette solution ne semble pas pouvoir concurrencer frontalement les solutions de type LSPT ou MIC sur des applications automatisées, visant à traiter en série un grand volume de pièces pour la production.

De plus, il faut bien évidemment prendre en compte l'énergie du système laser : un laser

développant 1 J n'a pas vocation à venir traiter de larges surfaces avec des taches laser de l'ordre de 4 mm de diamètre, et, réciproquement, il est aujourd'hui compliqué de penser pouvoir monter la fréquence de traitement au-delà de 20 Hz pour les laser fonctionnant à 10 J et traitant avec de larges taches laser⁸. Par ailleurs, de nombreux progrès sont encore possibles sur les architectures délivrant 1 J, pour traiter en petites taches : aujourd'hui, dans l'état de l'art, la fréquence de 200 Hz est déjà ce qu'il se fait de mieux, mais de futurs systèmes fonctionnant à 1 J et 500 Hz verront très prochainement le jour.

Nos résultats montrent que nous pouvons sereinement monter à des cadences de l'ordre du kHz (à condition d'avoir un débit d'eau et d'air conséquent), ce qui renforcera alors la compétitivité d'une solution de type FLSP (aussi nommée Laser Shock Repeated Dense Peening, LSRDP).

IV.2.2 Paramètres procédés

Par rapport à nos précédentes expériences sur l'éjection et le renouvellement d'eau, nous avons déjà déterminé les valeurs minimales à utiliser sur le débit d'eau et la vitesse de l'air de soufflerie. D'autres paramètres, comme la vitesse de déplacement du robot par exemple, doivent aussi être intégrés et nous suggérons ainsi, dans le tableau IV.8, une gamme de valeur à utiliser pour ces paramètres procédés.

200 Hz	Vitesse de l'eau de confinement (m/s)	Vitesse de l'air soufflé (m/s)	Vitesse de déplacement du robot (mm/s)
$\Phi < 1 \text{ mm}$ $I < 4 \text{ GW/cm}^2$	> 1,5	> 10	15 - 70
$\Phi < 1 \text{ mm}$ $I > 4 \text{ GW/cm}^2$	> 1,5	> 15	15 - 70
$2 \text{ mm} > \Phi > 1 \text{ mm}$ $I < 4 \text{ GW/cm}^2$	> 1,5	> 15	20 - 150
$2 \text{ mm} > \Phi > 1 \text{ mm}$ $I > 4 \text{ GW/cm}^2$	> 2	> 20	20 - 150

Tableau IV.8 – Valeurs recommandées pour les traitements de grenailage laser à 200 Hz pour plusieurs hypothèses sur le diamètre Φ (mm) de la tache laser et l'intensité laser I (GW/cm^2)

8. Cela est cependant possible en utilisant des systèmes basés sur des cristaux Yb:YAG refroidis à des températures cryogéniques, moyennant ainsi un coût bien plus important et une complexité accrue.

En outre, les valeurs requises sur la vitesse de déplacement du robot apparaissent comme difficiles à atteindre sans perdre en précision ou en constance. Avec le recul sur nos traitements, nous pensons qu'il serait préférable de réaliser à l'avenir les traitements LSP avec un déplacement optique du faisceau laser (double balayage en x et en y). Il conviendra de réaliser ce type de montages à l'aide de miroirs galvanométrique et de lentilles de type f-thêta, tout en continuant à utiliser un bras robot pour déplacer les pièces encombrantes, et traiter les zones non accessibles par le scanner optique.

IV.3 Applications industrielles possibles

IV.3.1 Applications actuelles

Nous l'avons vu, la méthode FLSP n'apporte pas un gain en vitesse de traitement surfacique par rapport à une méthode grandes taches type LSPT/MIC.

Bien que cette méthode permette de s'affranchir de l'utilisation d'un revêtement thermoprotecteur, il semble compliqué de venir déstabiliser un marché établi et une méthode fonctionnelle et éprouvée, d'autant que l'application d'un revêtement thermoprotecteur sur le traitement en série/production d'un grand volume de pièces n'est probablement pas une étape extrêmement chronophage.

En revanche, la force de cette méthode FLSP réside d'une part dans l'absence d'un revêtement thermoprotecteur, et d'autre part dans l'utilisation de petites taches ce qui permet de traiter plus facilement des petites pièces ou des géométries complexes tels que des engrenages. Partant de ce constat, plusieurs applications pourraient être abordées :

- Traitement dans le domaine aéronautique, en phase de maintenance, de diverses pièces claustrées, de zones spécifiques (les quelques milliers de rivets présents pour combiner et fixer les différentes pièces d'un avion, par exemple).
- Traitement de pièces ayant des formes complexes : engrenages, réacteurs d'avion (aubes et éléments de fixation), roues et trains d'atterrissage, amortisseurs, fixation des hublots en face avant, etc.
- Traitement sur sites pour le domaine *offshore* (renforcement et prévention de la corrosion)

Néanmoins, de nombreux problèmes d'ingénierie seront à résoudre pour faire valider cette méthode, éprouvée en laboratoire, mais pas en milieu réel : gestion de l'eau de confinement, gestion de l'air, gestion du transport du faisceau, etc.

IV.3.2 Applications futures

Pour la suite, une méthode à hautes cadences et limitée à 1 J aurait tout intérêt à être fibrée pour sécuriser et faciliter la propagation du faisceau. De surcroît, cela permettrait d'ouvrir la porte vers de nouvelles applications, notamment dans le domaine maritime et nucléaire (pour ce dernier cas, le gain obtenu en fréquence et en énergie permet d'être bien plus efficace que la méthode actuellement utilisée par Toshiba).

De nombreux travaux ont lieu sur ce sujet, en particulier par l'entreprise Imagine Optic qui développe, dans le cadre du projet Forge, un système d'injection ayant vocation, sur le long terme, à transporter 1 J d'énergie (régime nanoseconde) sur 10 m par fibre optique.

La Figure IV.18 illustre une application future possible de la méthode FLSP : traitement sur site d'une pièce claustrée et à géométrie complexe, par fibre optique et sans revêtement thermique.

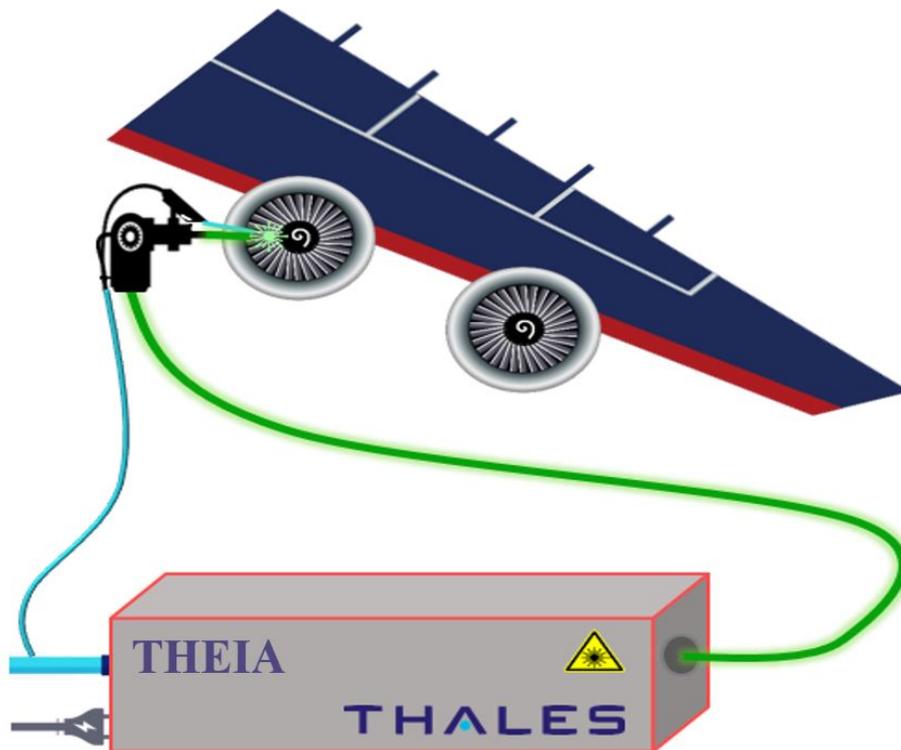


FIGURE IV.18 – Exemple d'une application future abordée par la méthode FLSP fibrée

Conclusion - Chapitre IV

L'analyse des échantillons traités par grenailage laser, à la fois concernant la rugosité et les contraintes résiduelles, laisse apparaître plusieurs informations sur les paramètres procédés. Tout d'abord, l'utilisation de plus petites taches laser induit une rugosité plus contenue, tout comme un meilleur niveau de contraintes résiduelles de compression en surface. Ces résultats sont en très bon accord avec notre modèle RM développé dans le Chapitre III, puisque ce dernier prédisait une forte réduction des effets thermiques lors de la diminution du diamètre de la tache laser utilisée. Par ailleurs, il apparaît que les taux de recouvrement les plus élevés augmentent la rugosité, certes, mais permettent en revanche d'améliorer les profils de contraintes (meilleure compression en surface et en profondeur).

Les mesures effectuées en laboratoire ou sur synchrotron présentent chacune leurs propres biais et avantages, et, aucune n'étant à ce jour parfaite, des améliorations devront être apportées pour améliorer la précision des mesures en particulier en ce qui concerne la résolution des contraintes à l'échelle de la fine couche affectée thermiquement.

Fondamentalement, puisque seuls les résultats de tenue à la fatigue après grenailage laser serviront de juge de paix, alors les tendances que nous avons identifiées à partir de nos résultats devront être confirmées par ce critère là.

Nous avons alors pu extraire une fenêtre possible pour les paramètres procédés et laser d'un traitement par grenailage laser sans revêtement thermique et à haute cadence (FLSP). Outre les avantages industriels offerts par cette nouvelle méthode (sans revêtement thermique, possibilité d'un transport fibré, accès à des zones claustrées, etc.), nous avons montré que cette méthode était compétitive, concernant la vitesse surfacique de traitement, par rapport aux méthodes larges taches et avec revêtement actuellement utilisées dans l'industrie. Nous avons ainsi dressé la liste des applications qui pourraient être traitées, tout comme celles qui pourraient le devenir dans un futur proche.

Bibliographie - Chapitre IV

- [IV-1] M.G. Moore and W. Evans. Mathematical Correction for Stress in Removed Layers in X-Ray Diffraction Residual Stress Analysis. *SAE International*, 66 :341–345, 1958.
<https://doi.org/10.4271/580035>.

CONCLUSION

Bilan, principaux résultats et
perspectives

Conclusion générale

● BILAN

Ce manuscrit présentait et analysait les travaux que nous avons menés au cours de cette thèse, centrée sur l'étude de l'interaction laser/matière pour les petites taches laser et son application au procédé de renforcement des métaux par grenailage laser.

Les principaux objectifs que nous nous étions fixés étaient les suivants :

- ▶ Acquérir une meilleure compréhension théorique et expérimentale de l'interaction laser/matière pour les taches laser submillimétriques.
- ▶ Anticiper avec une précision accrue les effets thermiques et mécaniques du plasma en fonction de la tache laser.
- ▶ Développer une nouvelle configuration de grenailage laser basée sur les conditions suivantes : architecture laser à hautes cadences, petites taches laser, fort taux de recouvrement et traitement sans revêtement de protection thermique.
- ▶ Étudier le confinement eau sous plusieurs aspects : éjection et renouvellement de ce dernier pendant et après le choc laser, et poursuite des précédents travaux sur les phénomènes de claquage dans ce milieu diélectrique pour repousser les limites actuelles sur la pression générée.

Cette thèse, à travers le projet ANR Forge Laser, a été ancrée dans un fort écosystème industriel et académique permettant de guider l'ensemble de nos travaux et ainsi d'orchestrer une avancée la plus efficace possible en regard des besoins actuels et futurs du grenailage laser, tant sur les applications déjà existantes que pour l'évangélisation de nouveaux marchés.

Par ordre chronologique, et pour répondre à ces différentes questions et objectifs, nous avons articulé cette thèse autour des 4 Chapitres suivant :

- Le premier Chapitre, principalement tourné vers l'étude bibliographique, avait pour objectif d'introduire le choc laser, de décrire les différents phénomènes impliqués (de l'interaction laser/matière à la création des contraintes résiduelles) et connexes (claquage dans les milieux diélectriques), et enfin de faire une synthèse des précédents travaux en lien avec les nôtres.
- Conséquemment, le Chapitre II a permis de présenter et d'introduire l'ensemble des diagnostics expérimentaux que nous avons mis en oeuvre pour répondre aux questions en suspens. Nous avons en particulier montré l'intérêt et la force de chacun de ces diagnostics eu égard aux objectifs visés.
- Le troisième Chapitre présentait les résultats expérimentaux et numériques obtenus, ainsi que les modèles développés.

Précisément, nous avons pu montrer la forte dépendance qu'il existait entre la pression (ou la température) du plasma et la taille de la tache laser l'ayant initié : lorsque la tache laser diminue, le plasma effectue une détente plus rapide. Ce résultat expérimental, que nous avons modélisé (modèle RM « 2D ») en introduisant une fuite radiale de matière, a permis d'expliquer pourquoi les effets thermiques du plasma sur la cible diminuaient lorsque l'on utilisait des taches laser de petits diamètres.

Nous avons par ailleurs mis en évidence l'intérêt de venir utiliser un système d'homogénéisation de la répartition spatiale d'intensité laser (utilisation d'un DOE) pour avoir un chargement thermique et mécanique mieux contrôlé. En outre, cela permet d'une part de prévoir avec une meilleure précision tant la pression appliquée que l'amorçage d'un claquage, et d'autre part de réaliser sereinement des simulations numériques sous l'hypothèse simplificatrice d'une géométrie axisymétrique.

Nous nous sommes ensuite intéressé à l'eau de confinement, et nous avons pu étudier la façon dont elle était éjectée et renouvelée après l'interaction du laser avec la cible. Nous avons montré la condition à respecter sur le débit d'eau, en fonction de la cadence laser utilisée, pour garantir un bon fonctionnement du procédé. De surcroît, nous avons observé que l'eau éjectée emportait de fines particules métalliques qui interagissaient alors avec les impulsions laser suivantes : ainsi, un phénomène impliquant des claquages parasites apparaît. Nous avons développé un système de soufflerie comme solution à ce problème pratique. De plus, un modèle correctif, pour les pressions élevées, tenant compte de la compressibilité de l'eau a été proposé. Enfin, nous avons introduit une

nouvelle configuration permettant de déporter le claquage dans l'eau de sa surface à son volume, où nous démontrons un seuil de claquage au moins 2 fois plus élevé, soit une augmentation de la pression maximale possible d'environ 50 %. Dans la pratique, cette configuration sera mise en oeuvre sous la forme d'une cuve d'eau.

Finalement, nous avons développé une nouvelle plateforme de traitement par grenailage laser : l'installation Rogue Laser. Basée sur nos résultats expérimentaux et exploitant le laser Thales THEIA, cette plateforme utilise de fortes cadences, des taches laser de petits diamètres, de moyennes énergies et elle s'affranchit de tout revêtement de protection thermique.

- Enfin, le Chapitre 4, centré sur l'analyse des performances après traitement, faisait le lien entre nos précédents résultats et l'efficacité de la nouvelle méthode FLSP proposée. Nous avons pu confirmer que les petites taches laser réduisaient le chargement thermique appliqué, puisque les contraintes résiduelles de compression en surface étaient meilleures. D'autres paramètres, tels que le taux de recouvrement ou la durée d'impulsion ont aussi été étudiés et montrent une dépendance avec le matériau traité. Finalement, il faudra aller jusqu'à la performance en fatigue pour conclure. En revanche, la méthode FLSP s'est révélée être compétitive face aux méthodes grandes taches et avec revêtement (LSPT, MIC), déjà appliquées dans l'industrie. Les améliorations technologiques à venir laissent entrevoir de futures nouvelles applications.

● RÉSULTATS MAJEURS

► L'un des résultats les plus importants de cette thèse est issu de notre étude expérimentale des profils temporels de pression et de température en fonction du diamètre de la tache laser, et ayant permis de développer notre modèle RM pour les petites taches.

Ce résultat est synthétisé sur la Figure C.1 sur laquelle nous faisons apparaître trois zones :

- Une première zone, lorsque l'impulsion laser irradie la cible : le profil issu du modèle RM est raccord avec le profil typique issu d'un modèle 1D.
- Pour la deuxième zone, lorsque débute la détente adiabatique, une éjection de matière est introduite dans notre modèle. Cette éjection est d'autant plus importante que la tache utilisée est petite. Cela conduit à un profil raccourci de détente, et une différence très notable avec le profil 1D est observée.
- Enfin, dans la troisième zone, le modèle de Pirri (ondes de raréfaction qui ont rejoint le centre du plasma, en partant des bords) conduit aussi à un raccourcissement du profil de pression; son impact sur la pression est assez limité mais il n'était jusqu'à présent pas pris en compte dans les modèles 1D.

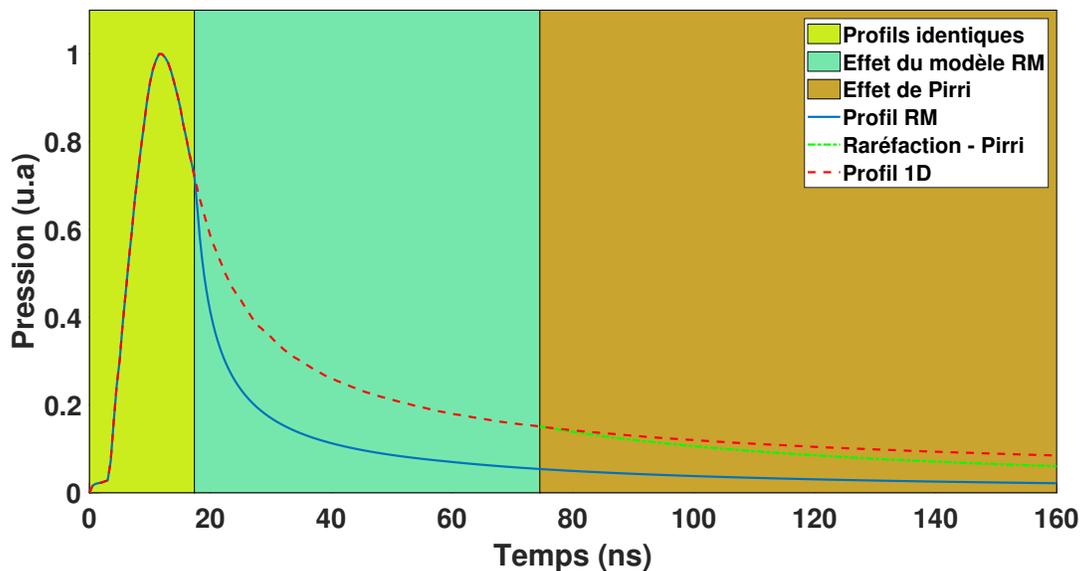


FIGURE C.1 – Profil temporel de pression du plasma faisant apparaître trois zones importantes suivant qu'un modèle 1D ou que le modèle RM soit utilisé pour des taches submillimétriques

Nous avons alors pu tracer (Figure C.2) la durée (normalisée par la durée d'impulsion laser τ) à mi-hauteur et à quart-hauteur (FWHM et FWQM) du profil de pression en fonction à la fois du diamètre Φ (en μm) de la tache laser et de la durée τ (en ns) de l'impulsion laser.

A défaut de pouvoir calculer les profils complets, nous recommandons d'utiliser ces durées pour corriger, certes approximativement, les profils de pression utilisés comme conditions aux limites dans les simulations numériques (les *fits* sont donnés par l'équation III.14, Page 131).

Nous avons en outre défini un critère pour savoir si le modèle RM devait être utilisé ou bien si les modèles 1D étaient satisfaisants : l'erreur sur la durée du profil doit être inférieure à 10 %.

De même, nous avons établi la durée à partir de laquelle faire démarrer l'onde de raréfaction de Pirri (C'est donc le moment à partir duquel la loi d'échelle d'évolution de la pression en $(\frac{t}{\tau})^{(-6/5)}$ s'applique) en fonction de la tache laser et de l'intensité laser (Figure C.3). Un *fit* de ces courbes a été fourni par l'équation III.15 (Page 133).

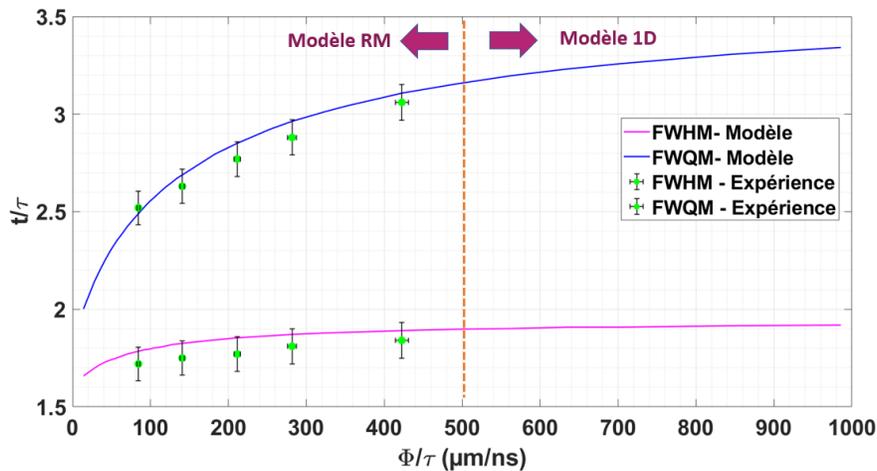


FIGURE C.2 – Durée (normalisée par la durée d’impulsion laser τ) à mi-hauteur (FWHM) et à quart-hauteur (FWQM) du profil de pression en fonction du rapport de la tache laser Φ (mm) sur la durée d’impulsion τ (ns). Courbe issue du Chapitre III (Page 131)

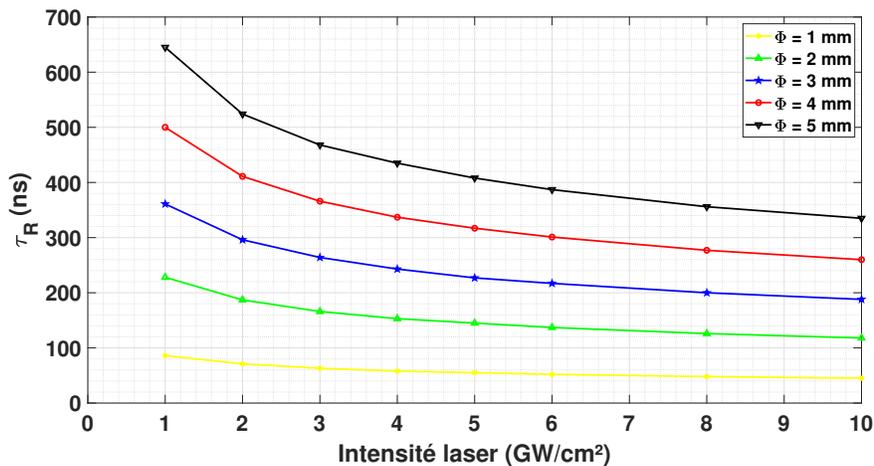


FIGURE C.3 – Calcul de la durée τ_R d’arrivée des ondes de raréfaction au centre de la tache laser en fonction de l’intensité laser et du diamètre de la tache utilisés. Courbe issue du Chapitre III (Page 133)

En couplant les profils de température, qui dépendent donc de la taille de la tache laser utilisée, à un modèle thermique 1D, nous avons pu montrer que l'épaisseur affectée thermiquement, et plus précisément la Zone Mise sous Fusion (ZMF), était réduite avec les taches submillimétriques, comme représenté sur la Figure C.4. Ces résultats ont été confirmés par les mesures de contraintes résiduelles en surface après un traitement par grenailage laser sans revêtement thermique.

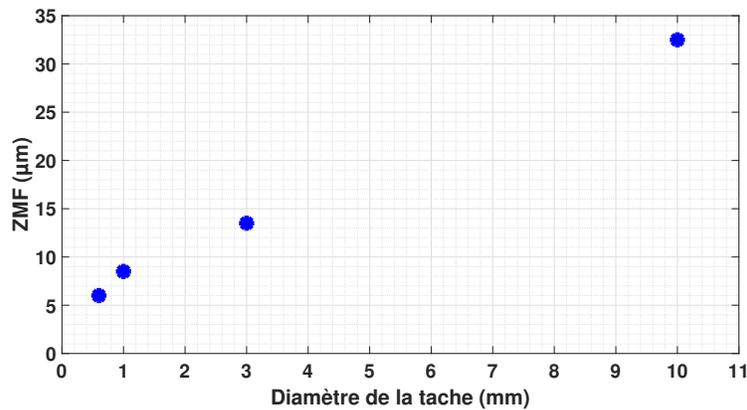


FIGURE C.4 – ZMF (μm) en fonction du diamètre de la tache laser (mm)

► Concernant l'eau de confinement, la structure représentée sur la Figure C.5, issue de nos observations expérimentales, a été proposée, avec différentes vitesses d'éjection. Il a été montré qu'un système de soufflerie (surpression allant de 3 à 6 bars) devait être employé pour chasser l'eau éjectée, et chargée en particules métalliques, hors de la trajectoire du faisceau laser. Ainsi, les claquages parasites, qui perturbent l'interaction pour les tirs suivants, sont évités.

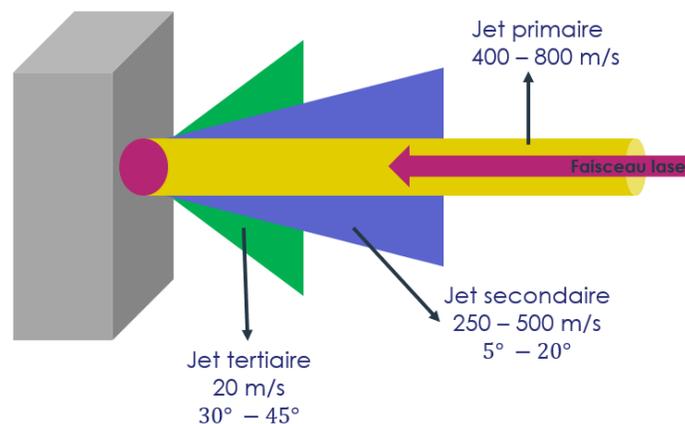


FIGURE C.5 – Schéma récapitulatif de l'éjection d'eau par le plasma haute pression. Schéma issu du Chapitre III (Page 164)

Pour le renouvellement d'eau, un modèle simple a été proposé pour relier la fréquence du système laser à la vitesse d'écoulement de l'eau (Equation III.32). Nous avons alors montré qu'une vitesse d'écoulement de l'ordre de 2 m/s permettait de réaliser un traitement à 200 Hz, tandis qu'une vitesse de l'ordre de 6 m/s pourrait permettre d'atteindre des fréquences supérieures au kHz.

Enfin, la configuration cuve d'eau que nous avons développée permet de déporter le claquage, qui survenait initialement à la surface de l'eau (seuil de l'ordre de 10 GW/cm² dans le vert et à 7 ns), vers le volume du confinement, plusieurs centimètres sous la surface. Dans ce cas, le seuil de claquage est bien plus élevé, environ 20 GW/cm² (toujours dans le vert et à 7 ns). En conséquence, la pression de saturation relevée passe de 8 GPa à 10-12 GPa, et ouvre la voie à de nouvelles applications. Une proposition de conception de cette cuve a été réalisée, en donnant une condition sur la hauteur minimale de confinement à avoir au-dessus de la cible pour garantir le bon fonctionnement de cette configuration. Cette hauteur, fonction du milieu de confinement, du ratio de claquage entre la surface et le volume et de l'ouverture numérique du système optique a été donnée par l'équation III.40 (Page 186).

► Le dernier résultat important concerne les lois de pression (GPa) en fonction de l'intensité laser (GW/cm²) que nous avons obtenues à 1064 nm (rendement d'interaction $\alpha_\omega = 0,3$) et à 532 nm (rendement d'interaction $\alpha_{2\omega} = 0,6$) :

$$P_\omega = 1,7 \sqrt{I}$$

$$P_{2\omega} = 2,2 \sqrt{I}$$

Les seuils de claquage ont été mesurés en fonction de la durée d'impulsion, à 1064 nm (Figure C.6). Pour la longueur d'onde de 532 nm et pour une impulsion gaussienne de durée à mi-hauteur de 7 ns, ce seuil vaut environ 10 GW/cm². La Figure C.7 synthétise ces lois de pression en fonction de l'intensité laser pour deux longueurs d'ondes (532 nm et 1064 nm) et deux durées d'impulsion (6,9 ns et 21 ns).

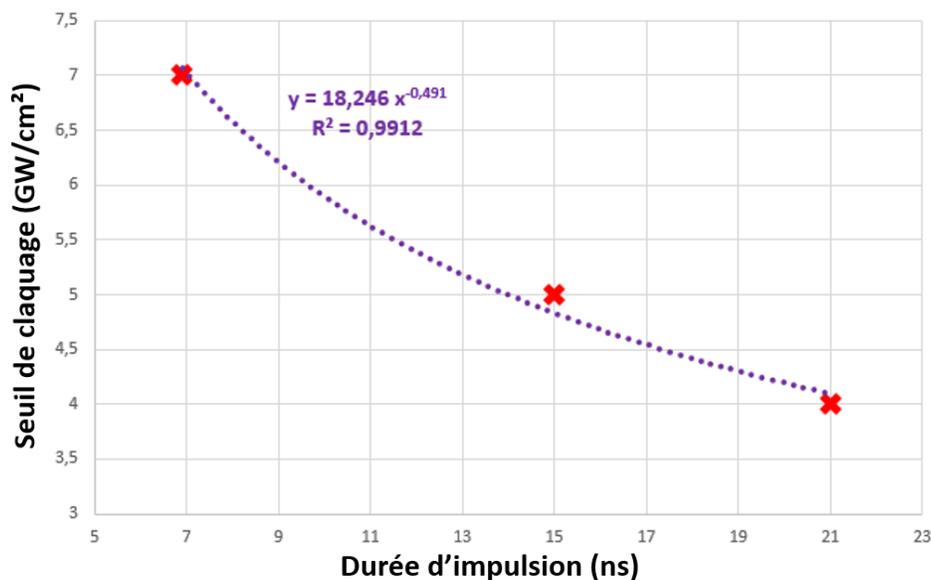


FIGURE C.6 – Régression (loi puissance) entre la durée d'impulsion laser et le seuil de claquage en intensité, à 1064 nm. Courbe issue du Chapitre III (Page 194)

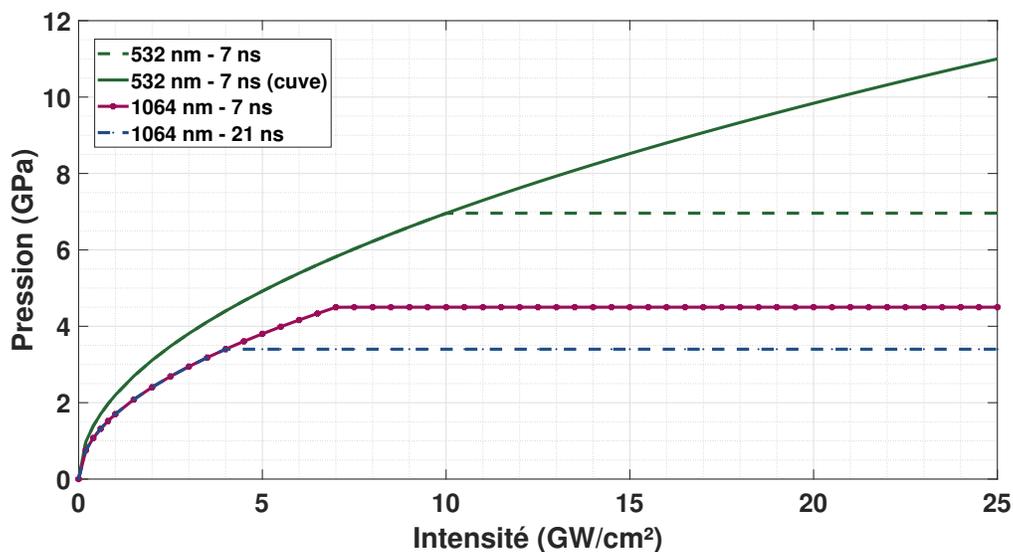


FIGURE C.7 – Synthèse des pressions du plasma (GPa) en fonction de l'intensité laser (GW/cm²) suivant les configurations et paramètres choisis

En conclusion, nous recommandons d'utiliser la longueur d'onde visible de 532 nm puisqu'elle possède un meilleur rendement d'interaction (cela compense la perte d'énergie lors de la conversion de 1064 nm à 532 nm), un seuil de claquage plus élevé et, non des moindres, une très bonne transmission dans l'eau ce qui permet par conséquent de l'utiliser conjointement à la configuration cuve d'eau.

● PERSPECTIVES FUTURES

Nous espérons que les résultats apportés dans la présente thèse permettront d'affiner la compréhension physique du grenailage laser, et d'améliorer les modèles utilisés comme conditions aux limites (chargement en pression et en température) pour les simulations numériques.

Néanmoins, d'autres travaux doivent encore être conduits pour poursuivre ce que nous avons initié ici :

- Aller jusqu'au bout du procédé, et étudier le renforcement induit par la nouvelle configuration FLSP sans revêtement suivant les paramètres choisis. Il faudra alors réaliser des simulations numériques couplées à des expériences concernant la tenue en fatigue des pièces traitées. Fondamentalement, il s'agira de pouvoir trouver les « bons » paramètres laser en fonction du matériau choisi et de l'application visée.
- Améliorer les modèles mécaniques et thermiques, et singulièrement réussir à les coupler pour simuler la propagation du choc et de la chaleur dans le matériau, tout en tenant compte de l'échauffement induit par le choc lui même (dû aux fortes vitesses de déformation, et à la dispersion de l'énergie). De surcroît, anticiper et modéliser ce qu'il se passe en cas de fort taux de recouvrement : changement dans la limite d'élasticité, recristallisation des grains, etc.
- Poursuivre l'étude du claquage dans le milieu de confinement, et réussir à modéliser et comprendre les mécanismes qui justifient un seuil de claquage si différent entre la surface du confinement et son volume. De surcroît, le ratio entre ces deux zones de claquage pourra être étudié en fonction de la durée d'impulsion et de la longueur d'onde, y compris dans l'UV à 355 nm. D'autres milieux de confinement pourront alors être étudiés en configuration cuve, par exemple le Fluorinert (marque commerciale correspondant à des liquides de refroidissement tel que le perfluorotriptylamine) à 1064 nm.
- Améliorer les diagnostics de mesure actuellement utilisés pour caractériser les contraintes résiduelles. Que ce soit en laboratoire ou en synchrotron, il faudra trouver d'une part un matériau intéressant et simple à caractériser, et d'autre part un montage expérimental permettant de mesurer avec précision et bonne résolution spatiale (notamment sur la profondeur pour caractériser finement la zone affectée thermiquement) les contraintes résiduelles.

- Enfin, des paramètres atypiques pourront être explorés. En effet, récemment les équipes de Sano ont travaillé sur du choc laser à très courtes impulsions (de 100 ps à 1 ns), pour lesquelles l'atténuation prévue devrait être très forte. Cependant, les performances en fatigue sont au rendez-vous, et cela doit donc devenir un questionnement futur à aborder.

De plus, des travaux de recherche connexes aux nôtres sur les sujets suivants pourront être menés :

- Globalement, notre thèse a abordé la problématique de l'interaction laser/matière en choc laser sous un angle expérimental. De futures thèses pourront se concentrer sur des simulations numériques basées sur nos modèles. De nombreux paramètres pourraient être explorés : durée d'impulsion, forme temporel et spatial de l'impulsion (existe-t-il une forme idéale à modéliser?), intensité, diamètre de la tache, etc.
- Une compréhension physique des plasmas extrêmement fine pourrait faire l'objet d'une thèse entière. Mesurer expérimentalement, avec une résolution spatiale et temporelle, des paramètres complexes : la densité, la température, la composition chimique/ionique, etc. Les diagnostics aujourd'hui disponibles se limitent à des mesures indirectes, ou de visualisation ou encore par spectroscopie. Expérimentalement, des informations riches sont attendues, mais font hélas défaut à ce jour. Enfin, bien sûr, il faudra essayer d'observer et mesurer la fuite radiale de matière que nous avons modélisée, en améliorant les montages expérimentaux de visualisation (en particulier la résolution optique et spatiale).

Enfin, il y a maintenant de nombreuses problématiques industrielles qui ont été soulevées. Certes, notre configuration ouvre la voie à des traitements pour les zones claustrées, mais la mise en oeuvre d'une telle solution demeure complexe : comment apporter l'eau de confinement? Comment concevoir un système de soufflerie efficace? Comment transporter et mettre en forme le faisceau laser?

De plus, certaines applications ont comme contraintes de ne pas pouvoir utiliser un confinement eau. Dans ce cas, les confinements solides seront problématiques avec une configuration à fort recouvrement, et leur implémentation devra faire l'objet d'une réflexion poussée.

Le système laser à utiliser devra lui aussi faire l'objet d'une optimisation pour la configuration FLSP. Nous avons donné dans les grandes lignes les paramètres à utiliser, avec une certaine marge possible. Cette marge devra être optimisée en fonction de la complexité et des coûts que cela implique sur l'architecture laser à concevoir.

ANNEXES

- Principe d'un laser
 - Compléments sur le VISAR
 - Rappel sur les ondes de choc
 - Modèle complémentaire pour les
petites taches
-

Annexe 1 - Principe d'un laser et éléments de compréhension

L'objectif de la présente annexe, loin de traiter entièrement le vaste sujet qu'est celui des lasers, est de fournir les grandes lignes de fonctionnement d'un laser, les propriétés importantes et les architectures utilisées aujourd'hui suivant les applications visées. En somme, ne plus considérer le laser uniquement comme un outil d'apport d'énergie, mais bien au contraire appréhender les paramètres clefs et les architectures ou solutions disponibles.

Qu'est-ce qu'un laser ?

Provenant de l'acronyme anglais signifiant Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation (amplification de lumière par émission stimulée de radiation), le laser est un rayonnement cohérent de lumière qui possède comme principales propriétés d'être à la fois un concentré spatial et spectral de lumière. Sa première démonstration expérimentale est réalisée par Théodore Maiman en 1960 avec un laser à cristal de rubis. Le laser descend du Maser (même principe, mais pour les micro-ondes), mis au point en 1953 par Charles Townes.

La très faible divergence spatiale d'un faisceau laser permet d'en faire un outil remarquable pour de nombreuses applications nécessitant par exemple de concentrer l'énergie (développement de la fusion nucléaire, découpe des métaux, opération chirurgicale, ...) ou bien de propager la lumière sur de longues distances : télémétrie laser (mesure de la distance terre-lune) et télécommunications optiques, notamment. D'autre part, la pureté spectrale de la source laser obtenue permet par exemple de manipuler les atomes (refroidissement par laser) ou de réaliser de l'instrumentation optique très précise (interférométrie). Enfin, comme nous l'expliquons par la suite, il est aussi possible de concentrer temporellement un laser (on parle alors d'impulsion laser) ce qui permet soit d'observer des événements survenant pendant des durées très courtes (effet stroboscopique), soit de réaliser une concentration intense de

l'énergie pour des applications nécessitant de hautes puissances crêtes comme le choc laser.

Trois briques essentielles sont nécessaires pour réaliser un laser (plus précisément, on parle alors d'oscillateur laser) :

- Un milieu amplificateur pouvant stocker de l'énergie. Ce milieu peut être un solide, un gaz ou un liquide. Ce milieu doit posséder des atomes ou molécules avec différents niveaux d'énergie, afin de stocker l'énergie puis la libérer par émission stimulée (Figure A-1.2) à la longueur d'onde voulue.
- Un système de pompage (optique, ou électrique) qui permet d'apporter de l'énergie au milieu amplificateur.
- Une cavité optique (cavité laser) permettant à la lumière d'entrer en résonance par aller/retour. On réalise une amplification optique par émissions stimulées successives. Un des deux miroirs de la cavité optique devra comporter des pertes (5 à 80 %) afin d'extraire du rayonnement laser hors de la cavité. Cette cavité permet de coupler l'énergie stockée dans le milieu amplificateur, à celle transmise au faisceau laser, par l'émission stimulée.

La Figure A-1.1 récapitule les trois éléments essentiels requis pour un oscillateur laser : milieu amplificateur, système de pompage et cavité optique.

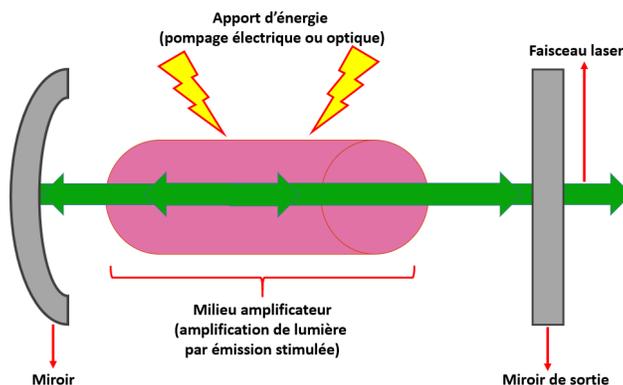


FIGURE A-1.1 – Schéma de principe d'un oscillateur laser

La Figure A-1.2 décrit quant à elle les mécanismes possibles d'interactions entre un photon (à une énergie $\Delta E = \frac{hc}{\lambda}$) et un atome possédant deux niveaux d'énergie séparés par ΔE , dans le cas où la transition entre les deux niveaux est radiative. Les mécanismes possibles sont :

- l'absorption : un photon incident possède au moins l'énergie requise pour qu'un électron du niveau inférieur passe dans le niveau du haut⁹.

9. Dans une description similaire, on peut considérer que c'est l'atome qui change de niveau d'énergie.

- l'émission spontanée : l'atome se désexcite et un électron du niveau du haut descend spontanément dans le niveau du bas, et un photon d'énergie ΔE est émis. Ce photon a une direction et une phase aléatoire.
- l'émission stimulée : un électron descend vers le niveau du bas par l'action d'un photon d'énergie ΔE et émet un photon. Ce photon (stimulé) possède exactement les mêmes propriétés (fréquence, direction, phase, polarisation...) que le photon incident.

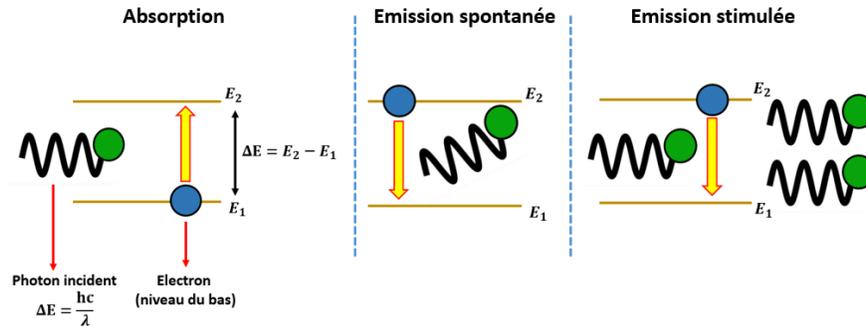


FIGURE A-1.2 – Interactions possibles entre un atome à deux niveaux d'énergie et un photon de fréquence ν correspondant à l'énergie de transition des deux niveaux

En termes de probabilité (coefficients d'Einstein), il y a autant de chance qu'un photon incident déclenche une émission stimulée ou qu'il soit absorbé par un électron du niveau du bas. Cette probabilité étant pondérée respectivement par la population du niveau du bas N_1 pour l'émission spontanée ou celle du niveau du haut N_2 pour l'émission stimulée, il est alors nécessaire d'avoir $N_2 > N_1$ pour rendre l'émission stimulée prépondérante.

Ainsi, l'objectif de tout système laser est de parvenir à ce qu'on appelle une inversion de population entre deux niveaux d'énergie (associés à une transition radiative) : il doit y avoir plus d'électrons dans le niveau d'énergie supérieur que dans le niveau du bas. Dans ces conditions, il peut y avoir amplification de lumière par effet laser.

La physique statistique, notamment à travers la loi de Boltzmann, donne le ratio $\frac{N_2}{N_1}$, où N_2 et N_1 sont respectivement la population électronique dans le niveau du haut et dans celui du bas (énergies associées aux niveaux : E_2 et E_1) :

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{k_B T}\right) \quad (\text{A1.1})$$

où k_B est la constante de Boltzmann et T la température.

Cette loi statistique, donnée à l'équilibre thermodynamique, montre que pour toutes les températures considérées, nous aurons toujours $\frac{N_2}{N_1} < 1$. Ainsi, il faut donc apporter de l'énergie

(par pompage) pour se placer hors situation d'équilibre thermodynamique, et obtenir une inversion de population donnant lieu à un effet laser.

Une fois cette inversion de population obtenue, il suffit que quelques photons soient émis par émission spontanée dans la direction du faisceau laser (qui est d'ailleurs la même que celle qui va permettre à ces premiers photons de faire des allers et retours dans la cavité) pour que ces derniers puissent être amplifiés par émission stimulée en consommant de l'inversion de population.

Il est important de noter que dans le cas d'un pompage optique (lampe flash, diode laser,...) l'inversion de population ne peut être obtenue que pour un système ayant au moins trois niveaux d'énergie. En effet, un système à deux niveaux d'énergie pompé optiquement conduirait à une saturation et à un équilibre des populations : $N_1=N_2$. Les cristaux de Nd:YAG, constitués d'ions néodymes Nd^{3+} insérés dans un grenat d'aluminium et d'ytrium, en remplacement de ces derniers (dopage), sont un parfait exemple de tels systèmes : ils présentent, de façon simplifiée, 4 niveaux d'énergie et sont adaptés à un pompage optique. Un exemple de fonctionnement est décrit sur la [Figure A-1.3](#).

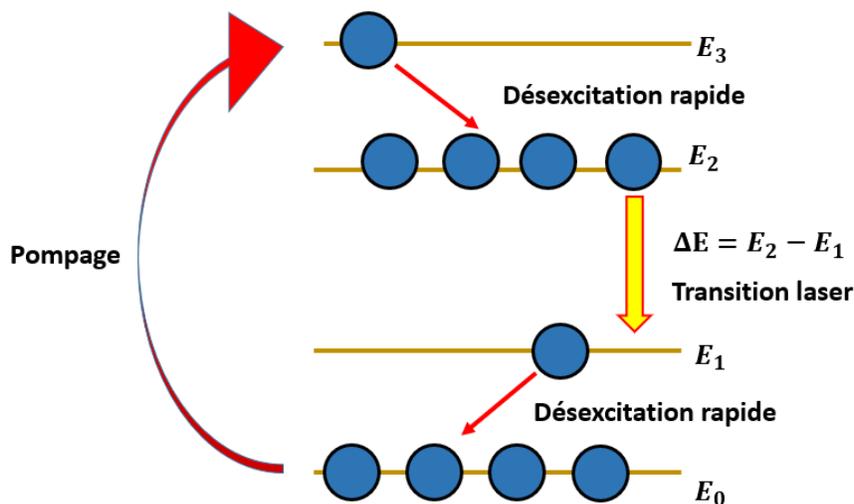


FIGURE A-1.3 – Pompage et émission laser pour un système à 4 niveaux.

Ces systèmes réalisent une émission laser en dehors du niveau fondamental : le niveau du bas de la transition laser est au-dessus du niveau fondamental. De plus, les électrons présents sur ce niveau se désexcitent très rapidement pour rejoindre le niveau fondamental. De même, les électrons sur le niveau d'énergie le plus haut (sur lequel ils ont été pompés) descendent très rapidement vers le niveau inférieur E_2 correspondant au niveau du haut pour la transition laser. Cela permet d'obtenir une inversion de population ($\Delta N = N_2 - N_1$) très efficace.

Gain, modes et fréquences d'un laser

Gain

Le gain disponible dans la cavité laser correspond au facteur d'amplification de puissance de la lumière qui passe dans le milieu amplificateur. Ce gain est en première approximation proportionnel à l'inversion de population ΔN . Ce gain doit être mis en regard des pertes présentes dans la cavité : il s'agit ici principalement du flux laser sortant par le miroir de sortie, mais aussi des pertes par absorption dans le milieu ou par réflexion sur les différents éléments optiques de la cavité. Cette condition (gain > pertes) est très dépendante du laser utilisé : par exemple, un laser He-Ne dispose d'un gain très faible (il faut alors réduire les pertes en augmentant la réflexion des miroirs au-dessus de 99 %), tandis qu'un laser à semi-conducteurs dispose d'un gain si élevé que la simple différence d'indice optique entre les semi-conducteurs suffit pour réaliser la cavité laser ($R \approx 30\%$).

Dès lors que le gain est supérieur aux pertes, l'effet laser peut démarrer dans la cavité. Dans le cas d'un laser fonctionnant en continu (par opposition aux lasers impulsions), un équilibre fini par être atteint lorsque le gain (qui décroît au fur et à mesure que l'onde s'amplifie et monte en intensité) égalise les pertes (ces dernières étant constantes).

Modes longitudinaux et transverses

Comme nous l'avons expliqué plus haut, une fois l'inversion de population obtenue, il faut mettre la lumière initialement émise (les premiers photons spontanés) en résonance pour réaliser une amplification par passages successifs dans le milieu amplificateur. Cette contre-réaction optique est réalisée par la cavité laser, qui fonctionne en résonateur optique : l'onde qui s'y propage revient à l'identique après chaque aller/retour. Une condition apparaît alors sur la phase de l'onde puisque celle-ci doit être identique après un aller-retour dans la cavité (les ondes sont alors en phase et s'additionnent : on amplifie).

La phase ϕ de l'onde incidente et celle ϕ_2 ($\phi_2 = \phi + \frac{2\pi * (2L)}{\lambda}$) de l'onde après un aller-retour devant être égales (modulo 2π), nous obtenons une condition sur la longueur (optique) L de la cavité : $L = \frac{k\lambda}{2}$, avec k un nombre entier supérieur ou égal à 1. Dans la pratique, la longueur L de la cavité étant fixée, elle imposera donc les longueurs d'ondes pouvant exister dans la cavité. Dans le cas particulier $k = 1$, le laser est dit monomode longitudinal. Si la cavité est suffisamment longue (ce qui est le cas en pratique), plusieurs modes pourront osciller dans la

cavité : le laser est alors multimode longitudinal. Ces modes fréquentiels correspondent aux fréquences (ou longueurs d'onde) pouvant osciller dans la cavité. Un laser monomode longitudinal sera donc très pur spectralement. Deux modes longitudinaux voisins (k et $k+1$) sont séparés en fréquence d'une valeur $\Delta\nu = \frac{c}{2L}$. Ces modes pourront exister tant qu'ils seront dans la courbe de gain du laser (et supérieurs aux pertes), même si le mode de gain le plus élevé aura tendance à dominer et démarrer préférentiellement¹⁰, comme illustré sur la [Figure A-1.4](#).

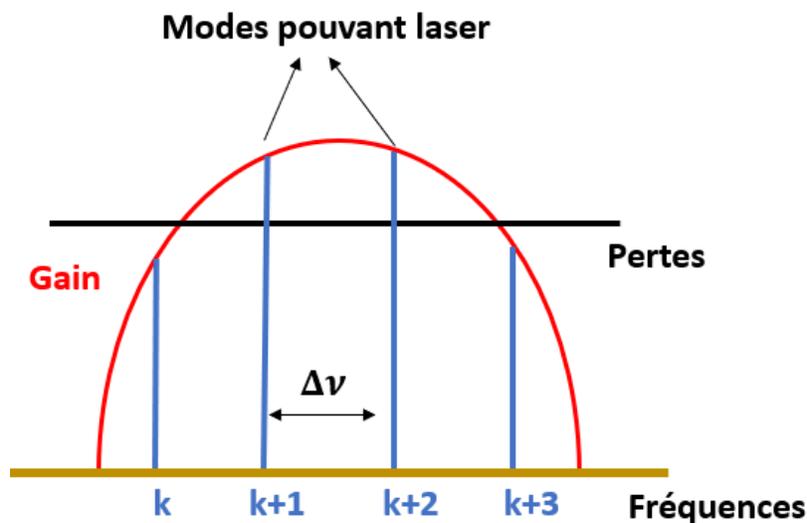


FIGURE A-1.4 – Gain du milieu amplificateur en fonction de la fréquence (courbe rouge); pertes (trait noir) et modes longitudinaux sélectionnés par la cavité (trait bleus)

De façon similaire, nous pouvons définir des modes transverses, associés à chaque mode longitudinal. Ces modes transverses correspondent à la répartition spatiale (perpendiculairement à la direction de propagation du faisceau laser) d'intensité, et doivent aussi vérifier des conditions (aux limites) imposées par la cavité. Dans le cas classique d'un faisceau gaussien, les modes transverses sont donnés par les polynômes d'Hermite ou ceux de Laguerre, suivant la condition de symétrie imposée par la cavité (rectangulaire, cylindrique,...). Le profil le plus simple pouvant exister est un profil spatial d'intensité gaussien : il s'agit du mode fondamental (le laser est alors monomode transverse si seul ce mode existe, et est en limite de diffraction). Un coefficient (M^2) permet de quantifier si le laser est proche du cas monomode ($M^2 \approx 1$), ou si au contraire il est très multimode ($M^2 \gg 1$). Par abus de langage, lorsqu'un laser est dit monomode cela signifie qu'il est monomode transverse : seul le mode gaussien se propage et le faisceau est de bonne qualité, car en limite de diffraction.

10. On dit alors que ce mode « lase ».

Cela ne l'empêche pas d'être multimode longitudinal (plusieurs fréquences). En revanche, un laser monomode longitudinal sera forcément monomode transverse.

Fonctionnement continu et impulsif

Dans le cas du fonctionnement continu, une fois que l'effet laser est établi et tant que le pompage est actif, un équilibre s'établit entre les pertes (photons qui sortent de la cavité, et émission spontanée) et le gain (photons qui sont amplifiés par émission spontanée) : un rayonnement laser dit continu est extrait de l'oscillateur laser. Dans cette situation d'équilibre, il y a environ autant de photons stimulés générés que d'inversion de population créée par la pompe.

A contrario, le laser peut fonctionner en régime dit impulsif, hors état d'équilibre. On distingue alors le fonctionnement en régime déclenché du régime à blocage de mode. Le premier permet d'obtenir des impulsions énergétiques (régime ns), tandis que le second permet de se placer sur des impulsions plus courtes (régime fs), mais moins énergétiques.

Dans le cas du régime déclenché, l'énergie de la pompe est « stockée » dans le milieu amplificateur et, dans le même temps, l'émission laser est bloquée de façon à laisser l'énergie s'accumuler (on accroît l'inversion de population). En effet, sans blocage, il y aurait très rapidement une amplification des photons par émission stimulée, et un équilibre qui s'établirait. Ensuite, soudainement, on autorise l'émission laser. L'énergie stockée est alors très rapidement convertie en photons stimulés et donne lieu à une impulsion plus ou moins courte : régime nanoseconde.

Pour réaliser ce régime déclenché, plusieurs méthodes existent. D'une part, les méthodes passives qui utilisent par exemple des absorbants saturables : il s'agit d'un composant optique de transmission très faible, inséré dans la cavité laser, dont la transmission finit par devenir proche de l'unité après un phénomène de saturation (au-delà d'un flux seuil de photons absorbés donné, le composant devient transparent). Ce type de composant permet d'introduire de fortes pertes dans la cavité optique ; il y a donc initialement très peu de photons dans la cavité, et donc l'énergie dans le milieu amplificateur peut s'accumuler (le gain augmente). Une fois que l'absorbant saturable devient transparent (pertes nulles), les photons peuvent être brutalement amplifiés par le fort gain disponible dans la cavité.

D'autre part, il existe des méthodes de blocages actives, comme les modulateurs électro-optiques, exploitant par exemple l'effet Pockels : par l'application d'une tension

électrique, on peut changer l'indice de réfraction du matériau et transformer par exemple un composant optique neutre en une lame à retard quart-d'onde. En couplant une cellule pockels à un polariseur et à une autre lame quart-d'onde dans la cavité laser, il est alors possible de piloter électriquement les pertes (Figure A-1.5) pour choisir ou non de démarrer l'émission laser.

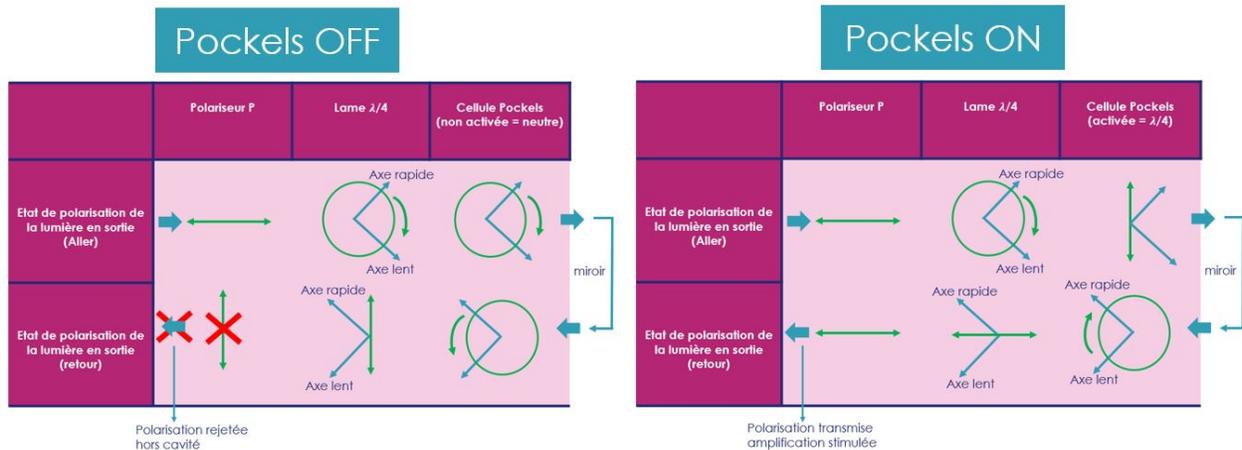


FIGURE A-1.5 – Principe de la commutation-Q par cellule pockels

Il est bon de noter que seuls les matériaux ayant un taux d'émission spontanée faible (cas Nd:YAG) peuvent correctement fonctionner en régime déclenché : dans le cas contraire (cas He-Ne), il est très compliqué d'obtenir une inversion de population suffisamment forte, y compris lorsque le blocage de l'émission stimulée est actif.

D'autre part, le verrouillage de mode (mode-locking) est une seconde méthode permettant d'obtenir des impulsions laser, plus brèves qu'en régime déclenché, de l'ordre de la femtoseconde. L'objectif du verrouillage de mode consiste à synchroniser (en phase) les différents modes autorisés par la cavité laser : la position où ces derniers interfèrent constructivement conduit à une impulsion très courte, car large en fréquence. Ce blocage de mode peut être passif en utilisant un absorbant saturable (les pertes introduites aux faibles intensités forcent les modes à se synchroniser pour vaincre ces pertes), ou bien actif en utilisant un modulateur acousto-optique : on pilote électriquement un élément piézo-électrique afin de modifier la transmission optique du modulateur à l'aide d'ondes sonores. La fréquence de pilotage de cette transmission est liée aux fréquences autorisées dans la cavité de sorte à ce que la moindre impulsion laser dans la cavité, déphasée du modulateur, soit atténuée. En conséquence, une seule impulsion (synchronisée avec le modulateur) peut osciller dans la cavité : on force aussi la synchronisation en phase (avec le modulateur).

Effets thermiques : lentille thermique et biréfringence

Les barreaux cylindriques de la plupart des lasers de puissance, en particulier ceux utilisés en choc laser, sont refroidis par les bords (circulation d'eau).

En conséquence, et sous l'hypothèse d'un pompage uniforme dans le volume du barreau, il règne un champ thermique à géométrie cylindrique dans le barreau : $T(r) = T_0 + \alpha(R^2 - r^2)$; l'indice optique peut alors être mis sous la forme : $n(r) = n_0(1 - \beta r^2)$ (α et β des constantes dépendant du matériau). Autrement dit, l'indice optique est moins élevé sur les bords qu'au centre du barreau, ce qui correspond à un déphasage entre le bord et le centre de l'onde circulant dans le cristal, soit exactement l'effet d'une lentille convergente.

De même, ce champ de température induit aussi une biréfringence du cristal amplificateur (c'est à dire que l'indice optique du matériau vu par l'impulsion dépend de sa polarisation incidente). En effet, le champ quadratique de température dans le barreau conduit à ce que, pour une position (r, θ) donnée, l'indice optique soit constant dans le long d'une circonférence donnée (on est sur un isotherme : $dn/dT = 0$, r constant), alors qu'il varie fortement avec la position en r (fort gradient thermique, donc d'indice optique). Cette différence d'indices optique suivant ces deux directions constitue une biréfringence (induite thermiquement) pour le milieu amplificateur, dépendant de la position r ¹¹.

Cette biréfringence biaxiale (radiale) possède deux indices optique principaux : un indice radial (suivant le rayon du barreau) et un indice tangentiel (perpendiculaire à l'indice radial, au point de rayon r considéré). Chaque point considéré va donc induire une dépolarisation circulaire sur l'onde incidente, sauf pour les points situés sur des axes particuliers, communs aux axes de symétrie du barreau et à ceux de la polarisation incidente. En effet, pour les points situés sur ces axes, la lumière incidente (initialement polarisée linéairement) est uniquement contenue dans l'un des axes principaux du barreau (soit suivant le rayon du barreau, soit suivant la tangente au rayon). On obtient alors la fameuse « croix de Malte » de dépolarisation. Au risque de perdre de l'énergie¹², ces effets doivent être compensés en utilisant des lames à retard permettant de faire tourner la polarisation de 90°, par exemple. Dans ce cas, la composante de la lumière qui était suivant un axe rapide basculera suivant un axe lent au prochain barreau.

11. Plus exactement, chaque point situé à une distance r du centre du barreau agit comme une lame à retard dont les axes rapides et lents sont les directions radiales et tangentielles à ce point.

12. Que ce soit pour attaquer les barreaux d'amplification et les cristaux doubleur de fréquence, ou obtenir une lumière polarisée dans une direction voulue en sortie du laser, des polariseurs sont introduits régulièrement dans les architectures lasers et agiraient comme un filtre : de l'énergie serait donc perdue.

Les grands types de laser

Comme nous l'avons expliqué, les lasers sont aujourd'hui utilisés dans un grand nombre d'applications toutes bien différentes (télécommunication, interférométrie, découpe, opération chirurgicale,...). Cette grande versatilité des lasers s'explique par la variété des paramètres disponibles : énergie, longueur d'onde, durée d'impulsion, etc. Les architectures lasers peuvent principalement être classées sous trois types, fonction du milieu amplificateur : laser solide, laser à gaz et laser liquide.

Laser solide

Cette grande catégorie regroupe les lasers à cristaux (Nd:YAG, Ti:Saphir) et amorphes (verre), ceux à base de semiconducteurs (AlGaAs) qui forment le grand groupe des diodes laser ou encore les fibres laser (fibre dopée en ion Erbium par exemple).

Les lasers fonctionnant sur la base d'un cristal dopé permettent de réaliser les lasers de puissance utilisés en choc laser, soit en régime ns (Nd:YAG), soit en régime fs (Ti:Saphir) grâce à un large spectre d'émission possible (incertitudes d'Heisenberg : une impulsion sera d'autant plus brève qu'elle sera large spectralement). Ces lasers ne peuvent cependant être pompés qu'optiquement, et présentent un très mauvais rendement. Ils émettent généralement dans l'infrarouge proche (800 à 1200 nm).

En revanche, les diodes laser sont disponibles à un coût très abordable, et disposent d'un très bon rendement, ce qui en fait un outil très utilisé : pointeurs laser, lecteurs de codes-barres, pompage de milieux amplificateurs, etc.

Laser à gaz

Ces lasers utilisent un gaz (exemple : Hélium-Néon He-Ne, dioxyde de carbone CO₂, Chlorure de Xénon XeCl), enfermé dans un tube en verre. Ces gaz, similairement aux tubes fluorescents (faussement appelés « tube néon »), peuvent être placés dans un état excité sous l'action d'une décharge électrique (pompage), et ont la possibilité de se désexciter par une transition radiative. Les puissances obtenues peuvent aller du mW (He-Ne à 633 nm) jusqu'à 100 kW (laser CO₂ à 10 μ m). Ces lasers sont généralement encombrants et disposent d'un faible rendement (puissance optique obtenue par rapport à la puissance électrique de pompe fournie), autour de 10 %.

Laser liquide

Il s'agit ici d'utiliser une solution liquide (colorant organique tels que le stillbène ou la rhodamine 6G), enfermée dans un tube en verre. Le pompage de ces lasers est optique (laser, lampe flash,...). Ils présentent l'avantage de pouvoir fonctionner sur un très grand nombre de longueurs d'onde différentes, sélectionnées par des éléments filtrants insérés dans la cavité (le laser est dit accordable), ce qui facilite leur utilisation en régime impulsionnel bref (≈ 100 fs). Le rendement de ces lasers, correct (≈ 30 %), ne compense pas leur principal défaut : leur durée de vie.

Un mot sur les lasers de très haute puissance

Aujourd'hui, les records en termes de puissances crêtes obtenus atteignent les 10 PW (système Eli-NP en Roumanie, développé par Thales). Ces niveaux de puissance sont rendus possibles par la technique dite CPA (Chirped Pulse Amplification - amplification par dérive de fréquence), mise au point dans les années 80 par Gérard Mourou et Donna Strickland (prix Nobel de physique 2018). Le principe est très simple : puisque l'on dispose déjà d'une impulsion très intense (en régime fs, donc large spectralement) ne pouvant être amplifiée (le milieu amplificateur serait endommagé), on va venir étaler chacune des fréquences pour les amplifier séparément. Ainsi, à l'aide d'un réseau de diffraction, on sépare spatialement (donc temporellement) les différentes fréquences pour les amplifier chacune, séparément : l'impulsion laser est allongée, mais accrue en énergie. Ensuite, un deuxième réseau de diffraction vient recombinaison ces fréquences, sous vide, pour former l'impulsion extrêmement intense.

Bibliographie

- W. Koechner and M. Bass. *Solid-State Lasers : A Graduate Text*. Editions Springer, 2002.
- F. Balembois. *Le laser : fondamentaux*. Cours de l'Institut d'Optique Graduate School, 2015.
- N. Treps and F. Bretenaker. *Le Laser : 50 ans de découvertes*. EDP Sciences, 2010.

Annexe 2 - Eléments complémentaires pour le système VISAR

Décalage en longueur d'onde - Effet Doppler-Fizeau

L'expression reliant la vitesse de la cible à la longueur d'onde est obtenue en faisant intervenir deux effets Doppler : d'une part, la surface (récepteur) se déplace à la vitesse v_{SL} par rapport au laser sonde (source); d'autre part, la surface (qui devient une source en réfléchissant le laser sonde) se déplace aussi à la vitesse v_{SL} par rapport à l'interféromètre (récepteur).

La cible en mouvement reçoit donc un faisceau laser de longueur d'onde :

$$\lambda_i(t) = \frac{\lambda_0}{1 - \frac{v_{SL}(t)}{c}} \quad (\text{A-2.1})$$

Puis émet (réflexion) le faisceau à la longueur d'onde :

$$\lambda_r(t) = \lambda_i(t) \left(1 + \frac{v_{SL}(t)}{c} \right) \quad (\text{A-2.2})$$

On a alors, par développement limité et pour des vitesses non relativistes ($v_{SL} \ll c$) :

$$\lambda(t) = \lambda_0 \left(1 - \frac{2v_{SL}(t)}{c} \right) \quad (\text{A-2.3})$$

où λ est la longueur d'onde décalée par effet Doppler.

Principe de la compensation de champ

L'objectif de la compensation de champ est d'obtenir une intensité uniforme sur la figure d'interférence (élimination des anneaux, configuration en lame d'air de l'interféromètre) : autrement dit, l'ordre d'interférence $p = \delta / \lambda$ est le même sur tout l'interférogramme.

En effet, les photomultiplicateurs mesurent l'intensité moyenne sur l'ensemble de l'interférogramme. Il faut donc que celle-ci soit homogène pour relier sa variation à la variation de la longueur d'onde.

Cette condition se traduit par :

$$\forall \alpha, \frac{d\delta}{d\alpha} = 0 \quad (\text{A-2.4})$$

où α représente les différents angles d'incidence possibles (liés à l'ouverture numérique de la fibre optique).

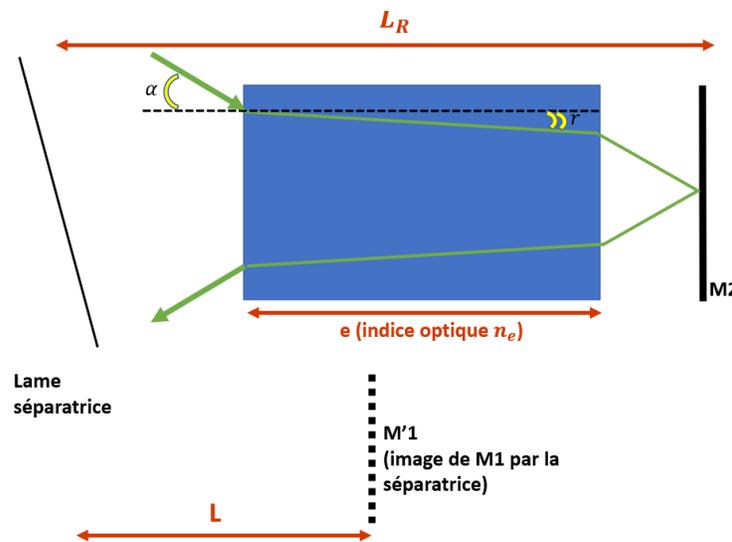


FIGURE A-2.1 – Schéma optique de l'interféromètre replié, avec l'étalon pour compensation de champ

En utilisant les notations de la figure A-2.1 (L la longueur de la branche de référence, L_R la longueur de la branche à retard, e l'épaisseur de l'étalon (indice optique n_e), et $h = L_R - L - e$), la différence de marche est donnée par l'expression suivante :

$$\delta = \frac{2h}{\cos(\alpha)} + \frac{2n_e e}{\cos(r)} - \sin(\alpha)[2e \tan(r) + 2h \tan(\alpha)] \quad (\text{A-2.5})$$

$$\delta = 2[h \cos(\alpha) + n_e e \cos(r)]$$

La condition de compensation de champ (expression A-2.4), au premier ordre, donne alors une condition sur la longueur h :

$$\begin{aligned}
 2[h \, d\alpha \sin(\alpha) + n_e \, e \, dr \sin(r)] &= 0 \\
 \Rightarrow 2(h \, n_e^2 \, r^2 + n_e \, e \, r^2) &= 0 \\
 \Rightarrow h &= -\frac{e}{n_e}
 \end{aligned}
 \tag{A-2.6}$$

Il faut alors régler la longueur du bras de référence L de l'interféromètre en fonction de la longueur totale des étalons placés e pour être en compensation de champ :

$$L = L_R + e\left(1 - \frac{1}{n_e}\right)
 \tag{A-2.7}$$

L'effet de la compensation de champ est visible sur la figure A-2.2 : il existe une plage angulaire assez large sur laquelle l'intensité est uniforme là où, sans compensation de champ, une centaine d'anneaux existent.

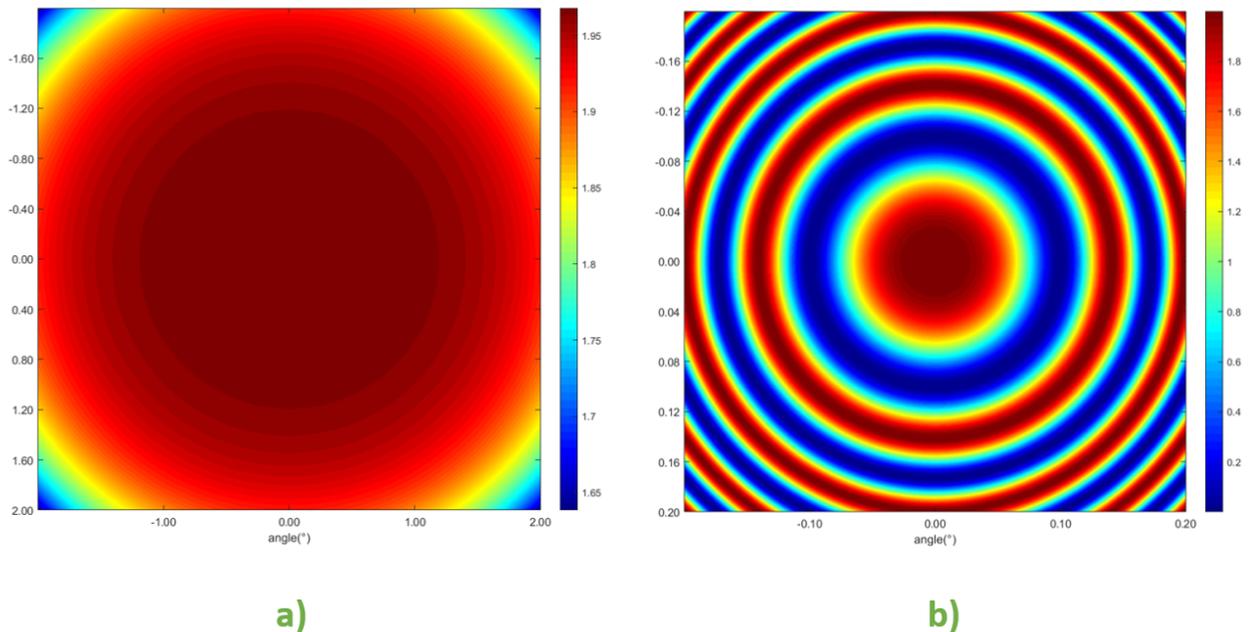


FIGURE A-2.2 – Influence de la compensation de champ sur l'uniformité de l'intensité dans l'interférogramme.

- a) Avec compensation de champ (zone angulaire représentée : $\pm 2^\circ$)
 b) Sans compensation de champ (zone angulaire représentée : $\pm 0,2^\circ$)

Interférogrammes en quadrature et levée de l'indétermination

Trois éléments sont utilisés dans cet interféromètre pour créer deux systèmes de franges d'interférences identiques, mais déphasés de $\pi/2$:

- Un polariseur permettant d'avoir un faisceau en entrée polarisé rectilignement. Cette polarisation peut être découpée comme la somme de deux polarisations perpendiculaires (axe X,Y) de projection, comme indiqué sur la figure A-2.3) de même intensité.
- Une lame $\lambda/8$ insérée dans le bras de référence, équivalente à une lame quart d'onde puisque la lumière passe deux fois dedans. Les axes de cette lame sont à 45° de ceux du polariseur : la moitié de l'intensité, polarisée suivant X (axe lent), est retardée d'un quart de longueur d'onde ($\pi/4$, pour un passage; $\pi/2$, après le retour) tandis que l'autre moitié polarisée suivant Y reste inchangée (on a une polarisation circulaire).
- Un cube séparateur de polarisation, dont les axes sont identiques à ceux de la lame $\lambda/8$: une lumière polarisée suivant X est transmise vers le photo-multiplicateur 1, et celle suivant Y est réfléchi pour être envoyée vers le photo-multiplicateur 2.

Somme toute, la lumière provenant du bras retardé est à moitié transmise et à moitié réfléchi par le cube séparateur tandis que la lumière provenant du bras de référence est à moitié réfléchi, sans retard, et à moitié transmise, avec un retard de $\pi/2$. Il y a donc bien deux interférogrammes en quadrature permettant de gagner en précision et de lever l'indétermination malchanceuse lors d'un changement de signe de l'accélération.

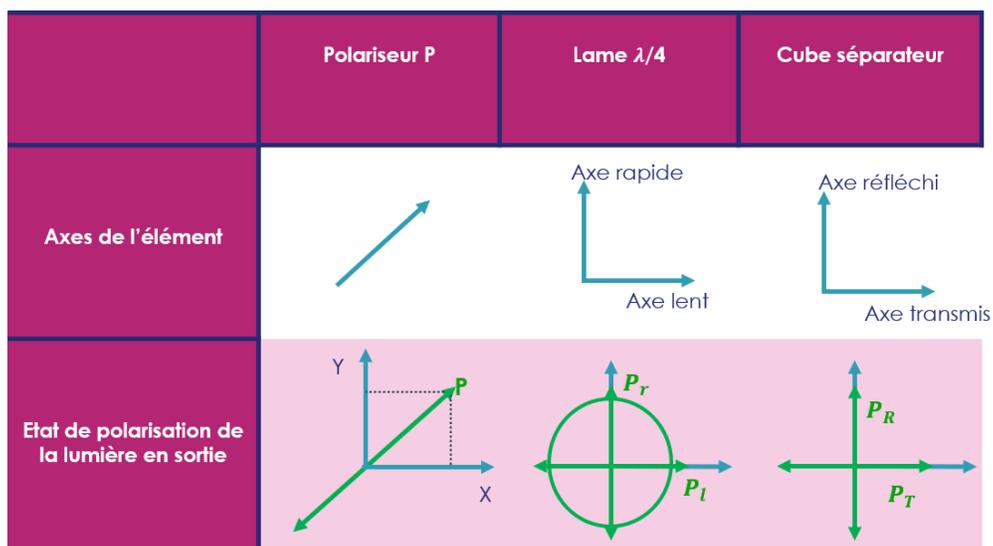


FIGURE A-2.3 – État de polarisation de la lumière dans l'interféromètre

Correction due à la dispersion du verre

L'indice optique des étalons dépend très légèrement de la longueur d'onde, et bien que celle-ci ne varie que très peu aux vitesses considérées, il est tout de même nécessaire de prendre en compte ce phénomène de dispersion au risque de commettre une erreur de l'ordre de 3 % sur la valeur du facteur de Frange (et donc sur les vitesses mesurées).

Pour ce faire, considérons qu'une frange ait défilé sur l'interférogramme (on prend $\alpha = 0$ dans l'expression A-2.5 puisque celle-ci ne dépend plus de α). On a alors :

$$\frac{\delta'}{\lambda} = \frac{\delta}{\lambda_0} + 1 \quad (\text{A-2.8})$$

avec $\delta' = 2e(n_e(\lambda) - \frac{1}{n_e})$ la nouvelle différence de marche tenant compte de la dispersion ($n_e(\lambda)$ l'indice optique à λ).

Remarque : le terme en n_e ne bouge pas, il s'agit de la contribution de la compensation de champ à δ .

On tient alors compte de la dispersion de l'étalon avec la loi de Cauchy à l'ordre 2 :

$$n_e(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2} \quad (\text{A-2.9})$$

A et B des constantes liées au matériau.

On a alors :

$$n_e(\lambda) = n_e + a(\lambda - \lambda_0) \quad (\text{A-2.10})$$

avec :

$$a = -2 \frac{B}{\lambda_0^3} \left(= \frac{dn_e(\lambda)}{d\lambda} \Big|_{\lambda=\lambda_0} \right) \quad (\text{A-2.11})$$

soit, en intégrant l'effet Doppler :

$$n_e(\lambda) = n_e - 2a\lambda_0 \frac{v}{c} \quad (\text{A-2.12})$$

Avec les équations A-2.8 et A-2.12, il vient :

$$\begin{aligned}\delta - \frac{4ea\lambda FV}{c} &= \delta\left(1 - \frac{2FV}{c}\right) + \lambda_0\left(1 - \frac{2FV}{c}\right) \\ \Rightarrow FV(2\delta + 2\lambda - 4ea\lambda) &= \lambda c \\ \Rightarrow FV\left(1 + \frac{\lambda}{\delta} - \frac{2ea\lambda}{\delta}\right) &= \frac{\lambda c}{2\delta}\end{aligned}$$

Soit finalement l'expression du facteur de frange corrigé en dispersion :

$$FV = \frac{\lambda c}{2\delta(1 + \beta)} \quad (\text{A-2.13})$$

Avec $\beta \approx -\frac{2ea\lambda_0}{\delta}$, terme correctif dû à la dispersion.

Numériquement, on trouve : $\beta \approx 3\%$. Étant donné la précision intrinsèque du VISAR sur les vitesses mesurées, cette correction sur le facteur de frange FV n'est donc pas négligeable.

Annexe 3 - Rappels et équations sur les ondes de choc

Dans cette annexe, nous allons premièrement fournir un rappel sur les ondes de choc, et les équations de base qui les régissent. Ensuite, nous montrerons comment ces dernières se propagent et s'atténuent, pour en déduire une approximation de la profondeur plastifiée. Enfin, nous donnerons quelques lignes générales sur la transmission et la réflexion des chocs entre deux interfaces.

Comportement hydrodynamique du choc

Physiquement, dans le cas d'un milieu initialement au repos, une onde de choc est la propagation d'une discontinuité de pression, faisant passer le milieu d'un état initial EI (P_0 , ρ_0 , E_{i0} , T_0 , $u_0 = 0$) à l'état sous choc EC (P , ρ , E_i , T , u), avec la condition $P > P_0$ puisqu'elle comprime le milieu, comme indiqué sur la [Figure A-3.1](#). Cette onde est toujours suivie d'une onde de détente, qui ramène le milieu à son état initial. Il convient par ailleurs de distinguer deux vitesses lors de la propagation d'une onde de choc : l'onde en elle-même se propage à la vitesse D , tandis qu'elle met en mouvement le milieu à la vitesse matérielle u .

Pour les pressions importantes et les échelles de temps évoquées ici, le matériau sous choc peut-être assimilé à un fluide, et nous avons alors les équations de conservations de Rankine-Hugoniot :

► **CONSERVATION DE LA MASSE :**

A $t_0 = 0$, le milieu possède une densité ρ_0 et une vitesse initiale $u_0 = 0$; à $t_1 = t$, une densité ρ et une vitesse matérielle u . Pendant cette durée, l'onde de choc s'est propagée (et donc a affecté le milieu) sur une distance $L = Dt$, et une compression a eu lieu de sorte que le milieu affecté passe à la longueur $L' = L - ut$.

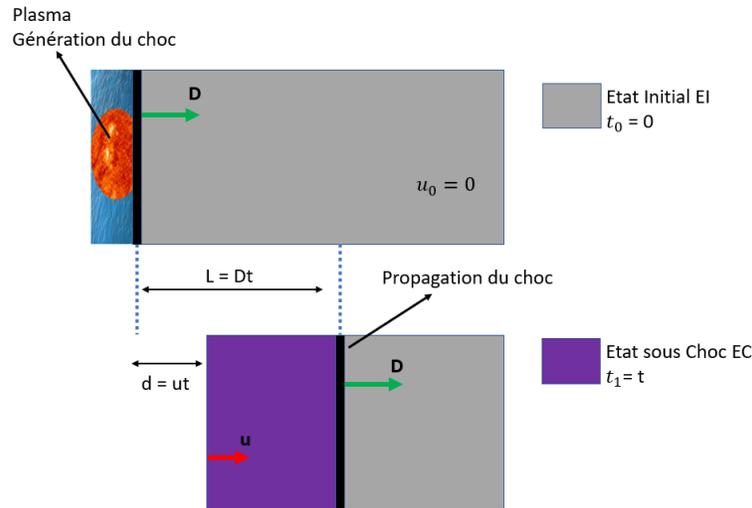


FIGURE A-3.1 – Compression du milieu sous choc, et passage de l'état initial *EI* à l'état sous choc *EC*

Par conservation de la masse, on a $L\rho_0 = L'\rho$ soit :

$$D\rho_0 = (D - u)\rho \quad (\text{A-3.1})$$

► **CONSERVATION DE LA QUANTITÉ DE MOUVEMENT :**

Considérons une tranche de surface S et de masse m du milieu. A l'entrée de cette tranche, les forces de pression valent $F' = PS$, et du côté extérieur, qui s'oppose à l'arrivée de l'onde, $F_0 = -SP_0$, soit une résultante totale des forces de pression valant $F = S(P - P_0)$.

Par application du principe fondamentale de la dynamique, il vient alors (en prenant une accélération a constante sur l'intervalle de temps t considéré : $a t = u$) :

$$F = ma = \rho_0 S D u.$$

Soit finalement :

$$P - P_0 = \rho_0 D u \quad (\text{A-3.2})$$

► **CONSERVATION DE L'ÉNERGIE :**

En appliquant l'équation de Barré (conservation de l'enthalpie et de l'énergie cinétique), il découle que : $H + E_c = C_b$ (C_b une constante) soit, en expression massique : $h + \frac{v_r^2}{2} = C_{b,m}$, où v_r est la vitesse relative par rapport à l'onde. De plus, comme $h = E_m + P V_m$ (E_m énergie massique, V_m volume massique), on a :

$$E_m + \frac{P}{\rho} + \frac{(D - u)^2}{2} = E_{0,m} + \frac{P_0}{\rho_0} + \frac{D^2}{2}$$

d'où :

$$E_m - E_{0,m} = \frac{P + P_0}{2} \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho} \right) \quad (\text{A-3.3})$$

A ces trois équations de conservation, il faut rajouter une relation entre la vitesse de l'onde de choc et la vitesse matérielle. Cette relation, obtenue et vérifiée expérimentalement sur un grand nombre de matériaux, est donnée par l'expression affine suivante [1] :

$$D = C_{p,0} + Su \quad (\text{A-3.4})$$

où $C_{p,0}$ est la vitesse locale du son dans le milieu sous régime plastique et S la constante de Hugoniot (dépendant du matériau considéré).

Comportement élasto-plastique

Cependant, le formalisme hydrodynamique n'est pas suffisant pour expliquer totalement la propagation des chocs sur la plage de pression [1-10] GPa. Il faut alors considérer aussi le milieu comme un solide, avec un comportement du matériau dit élasto-plastique.

L'onde de choc se propage alors suivant deux régimes : un régime élastique, et un régime plastique pour lequel le solide se comporte comme un fluide. Cette discontinuité intervient pour une pression P_H , dite discontinuité élastique de Hugoniot, donnée par l'expression A-3.5 :

$$P_H = \left(1 + \frac{\lambda_L}{2\mu_L} \right) \sigma_{Y_D} = \frac{1 - \nu}{1 - 2\nu} \sigma_{Y_D} \quad (\text{A-3.5})$$

où λ_L et μ_L sont les coefficients de Lamé, ν le coefficient de Poisson et σ_{Y_D} la limite élastique dynamique du matériau, en pratique très proche de la valeur de la limite élastique statique.

Les coefficients de Lamé peuvent se calculer en connaissant le module de Young E du matériau et le coefficient de Poisson ν :

$$\begin{cases} \lambda_L = \frac{E\nu}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)} \\ \mu_L = \frac{E}{2(1 + \nu)} \end{cases} \quad (\text{A-3.6})$$

Cette limite élastique de Hugoniot est très importante puisque, pour un matériau donné, elle quantifie le niveau seuil de pression à atteindre pour le plastifier.

Propagation du choc et de la détente

On peut alors distinguer deux parties dans le choc :

- Une partie élastique, pour laquelle $P < P_H$, qui se propage en avant du choc plastique. Cette partie, aussi appelée précurseur élastique, se déplace à la vitesse du son élastique :

$$C_{e,0} = \sqrt{\frac{\lambda_L + 2\mu_L}{\rho_0}} \quad (\text{A-3.7})$$

et la pression induite varie linéairement avec la vitesse matérielle :

$$P = \rho_0 C_{e,0} u \quad (\text{A-3.8})$$

- Un régime plastique lorsque $P > P_H$ se propageant derrière, plus lentement, à la vitesse D (expression A-3.4), avec :

$$C_{p,0} = \sqrt{\frac{\lambda_L + \frac{2}{3}\mu_L}{\rho_0}} \quad (\text{A-3.9})$$

Enfin, en arrière du choc un précurseur élastique de détente, d'amplitude $2P_H$, va se propager aussi à la vitesse du son élastique, mais additionnée de la vitesse u qui anime le milieu dans lequel il se propage, soit une vitesse $C_{e,D}$:

$$C_{e,D} = C_{e,0} + u \quad (\text{A-3.10})$$

Ce précurseur rattrape alors l'onde de choc et vient l'atténuer : c'est ce qu'on appelle l'amortissement élasto-plastique.

Ce précurseur élastique de détente est suivi de l'onde de détente, qui se propage à la vitesse :

$$D_D = C_D + u \quad (\text{A-3.11})$$

avec $C_D = \frac{\rho_0}{\rho} (C_{p,0} + 2Su)$ la vitesse du son hydrodynamique. Sur la plage [1-10] GPa, on pourra considérer que $C_D \approx D$, de sorte que l'onde de détente se déplace à la vitesse donnée par l'expression A-3.12 :

$$D_D = C_{p,0} + (S+1)u \quad (\text{A-3.12})$$

Cette onde de détente va aussi rattraper le choc principal et l'atténuer : il s'agit ici de l'amortissement hydrodynamique, qui s'ajoute au précédent amortissement élasto-plastique.

Transmission et réflexion d'une onde de choc entre deux milieux

→ Pour décrire ce qu'il se passe lorsqu'une onde de choc passe d'un milieu à un autre, on utilise la courbe de polaire de choc, qui est une représentation des états accessibles par choc dans le plan (P,u) et d'équation donnée par I.12. Une droite reliant les états initiaux et finaux, appelée droite de Rayleigh, permet de définir l'impédance acoustique Z du milieu :

$$Z = \rho_0 D \quad (\text{A-3.13})$$

Dans l'approximation acoustique ($P < 10$ GPa), les polaires de choc sont assimilées aux droites de Rayleigh de pente $Z_0 = \rho_0 C_{p,0}$ (car $P \approx Z_0 u$).

L'onde de détente correspond à une diminution isentropique de la pression; dans le cadre des faibles pressions, cette courbe isentrope de détente pourra être confondue avec la polaire de choc.

Considérons maintenant une onde se propageant dans un milieu A pour le porter à l'état (P_1, u_1) et arrivant vers le milieu B initialement au repos ($P_0 = 0, u_0 = 0$). Un choc est transmis dans le milieu B, le portant vers l'état (P_2, u_2) ; cet état est nécessairement le même pour le milieu A au niveau de l'interface, par continuité mécanique.

Deux cas de figure se présentent alors :

- Soit $P_2 > P_1$: un choc est aussi réfléchi dans A (il faut augmenter la pression) et il est décrit par la polaire de choc du milieu A, mais symétrique par rapport à l'axe des ordonnées (la vitesse u_2 se propage dans l'autre sens, soit des vitesses négatives : $P_2(-u) = P_1(u)$) et décalée de $2u_1$ (la polaire et sa symétrique se coupent alors au point (P_1, u_1)). Cette courbe est alors décrite par l'équation A-3.14 :

$$P = \rho_0(-C_{p0} + S(u - 2u_1))(u - 2u_1) \quad (\text{A-3.14})$$

- Soit $P_2 < P_1$: c'est alors une détente qui est réfléchie (il faut diminuer la pression) et elle est décrite par l'isentrope (réfléchie et décalée). Cependant, comme justifié plus haut, cette isentrope sera prise égale à la polaire de choc, et on retrouve alors la même courbe que pour un choc réfléchi, décrite par A-3.14.

Sous ces conditions, l'état (P_2, u_2) est alors obtenu comme l'intersection de la polaire de choc du milieu B et de la polaire de choc réfléchie (et décalée pour avoir P_1 à u_1) du milieu A, comme illustré sur la Figure A-3.2.

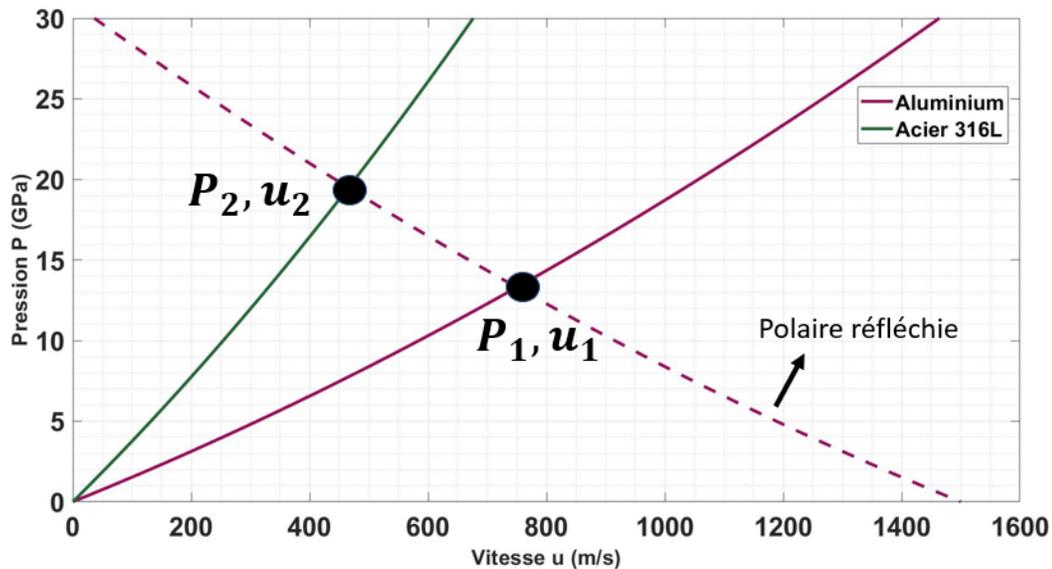


FIGURE A-3.2 – Polaires de choc (P, u) incidentes et réfléchies pour l'acier 316L et l'aluminium

Pour ce cas particulier, le milieu A (ici l'aluminium) est plus compressible que le milieu B (ici l'acier 316L), puisque $Z_A < Z_B$ (la polaire de B est au-dessus de celle de A). Par conséquent, $P_2 > P_1$: l'onde transmise est un choc, et l'onde réfléchie est aussi un choc. Par ailleurs, pour ce cas particulier (qui illustre un revêtement aluminium sur une cible 316L), la pression transmise dans le milieu 2 sera supérieure de 45% (on passe de ≈ 13 GPa à ≈ 19 GPa).

Remarque : Par soucis de simplicité, seule la partie hydrodynamique de la polaire a été représentée; la partie élastique, vérifiant l'équation A-3.8, représente une contribution supplémentaire qui ne change pas les raisonnements développés ici : les polaires sont simplement décalées de $2/3 \sigma_{YD}$.

Enfin, la situation particulière où le milieu B est l'air (milieu très compressible d'impédance presque nulle : sa polaire de choc sera confondu avec l'axe des abscisses), le même raisonnement montre que l'onde réfléchie dans le milieu A est une détente et qu'en particulier l'état à l'interface est : ($P_0 = 0$, $u_2 = 2u_1$) (Equation (A-3.14) avec $P = 0$).

Bibliographie

[A3-1] M.A. Meyer. *Dynamic behavior of materials*. New York, John Wiley & Son, 1994.

Annexe 4 - Modèle complémentaire de description des plasmas submillimétriques

Nous présentons dans cette annexe un modèle complémentaire à celui que nous avons développé dans le chapitre III pour reproduire le comportement 2D des plasmas (en particulier submillimétriques). Ce modèle se base sur nos résultats expérimentaux.

Pour rappel, notre modèle n'intervenait (par le biais d'une fuite radiale de matière) qu'à partir de la phase de détente adiabatique, lorsque l'impulsion laser était terminée.

Nous souhaitons ici présenter un modèle plus complet, intégrant ces phénomènes de fuites radiales dès le début de l'interaction laser/matière. En outre, nous souhaitons nous affranchir de l'hypothèse d'adiabaticité de la détente, et être plus précis sur la description physique des échanges énergétiques induits par l'éjection de matière.

Le modèle présenté dans cette annexe, développé par Rémy Fabbro, est le fruit de nombreux échanges, principalement sur nos résultats expérimentaux. Nous le remercions particulièrement pour ces améliorations et partages sur les modèles 2D.

Présentation succincte du modèle et des hypothèses utilisées

Ce modèle reprend en grande partie le formalisme et les hypothèses utilisées dans le modèle 1D de Fabbro (présenté en chapitre I), en particulier pour la phase d'absorption/chauffage du plasma, avec le coefficient α déterminé expérimentalement.

En premier lieu, il nous faut utiliser une équation d'état : nous utiliserons la relation des gaz parfaits :

$$P(t) = MRT(t)\rho(t) \quad (\text{A-4.1})$$

où P , T et ρ sont respectivement la pression, la température et la densité; M est la masse molaire (nous prendrons ici celle du métal, bien qu'en toute rigueur le plasma soit à la fois constitué du métal et du confinement) et R la constante des gaz parfaits.

L'équation d'ouverture reliant la pression du plasma à sa longueur L est toujours donnée par la théorie des chocs :

$$P(t) = \frac{Z}{2} \frac{dL(t)}{dt} \quad (\text{A-4.2})$$

où Z est l'impédance acoustique réduite comme défini au chapitre I (I.23).

Concernant le bilan énergétique, similairement à l'établissement de l'équation I.29, nous considérons que l'énergie laser (profil d'intensité $I(t)$ gaussien) est intégralement absorbée sur la tache de surface S pour être convertie en :

— Un travail des forces de pression :

$$dW_P(t) = P(t)SdL(t) \quad (\text{A-4.3})$$

— Une augmentation énergétique dA_i de l'énergie interne volumique $E_i(t)$:

$$dA_i = d[E_i(t)SL(t)] \quad (\text{A-4.4})$$

avec, pour un gaz parfait monoatomique :

$$P(t) = \frac{2}{3}\alpha E_i(t) \quad (\text{A-4.5})$$

— Une perte énergétique issue de la fuite radiale de matière (au débit massique $dM_f(t)/dt$) :

$$dE_f(t) = dM(t) \frac{E_i(t)}{\rho(t)} \quad (\text{A-4.6})$$

Finalement, l'équation de conservation de l'énergie est donnée par :

$$I(t) = P(t) \frac{dL(t)}{dt} + \frac{3}{2\alpha} \left(\frac{d[P(t)L(t)]}{dt} + \frac{dM_f(t)}{dt} \frac{P(t)}{\rho(t)S} \right) \quad (\text{A-4.7})$$

Pour calculer le débit massique issue de la fuite radiale, nous déployons la même modélisation, issue de Landau et décrite au chapitre III (partie III.1.1.2) :

$$\frac{dM_f(t)}{dt} = S_f(t) \rho_f(t) V_f(t) \beta \quad (\text{A-4.8})$$

où $S_f(t) = 2\pi RL(t)$ est la surface externe de fuite, ρ_f et V_f la densité et la vitesse d'éjection données par Landau (expressions III.1 et III.4). β est un coefficient d'ajustement aux expériences.

On a alors :

$$\frac{dM_f(t)}{dt} = 2\pi RL(t) C_S(t) \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+3}{\gamma+1}} \beta \quad (\text{A-4.9})$$

où $C_S(t)$ est la vitesse du son dans le plasma.

Pour finir, il faut enfin prendre en compte l'apport de masse dM_a/dt par ablation : on suppose ici que le métal, chauffé à la température T du plasma, passe de l'état solide à vapeur (enthalpie globale ΔH_v pour la transformation thermodynamique considérée) et est incorporé au plasma.

Nous reprenons ici le modèle développé par Frenkel et donnant le flux d'atomes G (en atomes/s/m²) émis par une surface métallique solide chauffée à la température T :

$$G = n \sqrt{\frac{k_B T}{2\pi m_0}} e^{-\frac{U_0}{k_B T}} \quad (\text{A-4.10})$$

avec k_B la constante de Boltzmann, U_0 l'énergie de vaporisation par atome, m_0 la masse atomique.

En notant ρ_m la densité du métal évaporé, cette relation donne accès au flux de masse ablatée :

$$\frac{dM_a(t)}{dt} = \rho_m \sqrt{\frac{RT(t)}{2\pi M}} e^{-\frac{M\Delta H_v}{RT(t)}} \quad (\text{A-4.11})$$

Somme toute, l'évolution du plasma (pression, densité, température, longueur) peut alors être calculée à partir de 4 équations différentielles couplées : conservation de l'énergie (A-4.7), équation d'état (A-4.1), ouverture du plasma (A-4.2) et conservation de la masse (A-4.9 et A-4.11).

On introduit alors le changement de variable (temps réduit sans dimension) : $u = t/\tau$ (τ la durée à mi-hauteur de l'impulsion laser); on a alors $\tau du = dt$. De plus, on normalise chaque grandeur par sa valeur à τ (donnée par le modèle 1D de Fabbro en impulsion carrée, il vient par exemple : $P(u)P(\tau) = P(\frac{t}{\tau})$).

Les équations différentielles à résoudre sont alors données par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dP(u)}{du} = \frac{a}{L(u)} \left(F(u) - P(u) \frac{dL(u)}{du} + \frac{b}{a} P(u)^{\frac{3}{2}} L(u) \rho(u)^{-\frac{1}{2}} \right) \\ \frac{d\rho(u)}{du} = bP(u)^{\frac{1}{2}} \rho(u)^{\frac{1}{2}} - \frac{\rho(u)}{L(u)} \frac{dL(u)}{dt} + \frac{T(u)^{\frac{1}{2}}}{L(u)} e^{\frac{M\Delta H_v(T(u)-1)}{RT(\tau)T(u)}} \\ \frac{dL(u)}{du} = P(u) \\ T(u) = \frac{P(u)}{\rho(u)} \end{array} \right. \quad (\text{A-4.12})$$

avec le paramètre a :

$$a = \frac{3 + 2\alpha}{3} \quad (\text{A-4.13})$$

et le terme de fuite b :

$$b = \frac{2\beta C_S(\tau) \tau}{R} \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma+3}{\gamma+1}} \quad (\text{A-4.14})$$

enfin, $F(u)$ est la fonction de répartition d'intensité laser telle que :

$$I(t) = I(\tau)F(t) \quad (\text{A-4.15})$$

Ces équations couplées (A-4.12) ont été résolues à l'aide d'un solveur numérique intégré au programme MATLAB. Les conditions initiales ($P(0), \rho(0), T(0), L(0)$) sont prises égales à 0.

Résultats obtenus

Les résultats présentés ci-dessous ont été déterminés en considérant l'interaction sur une cible d'aluminium.

En utilisant un coefficient d'ajustement $\beta = 3$, nous arrivons à reproduire au mieux nos expériences conduites à 7 ns. Les profils obtenus par ce second modèle pour trois taches (3 mm, 1,5 mm et 0,6 mm) sont représentés sur la Figure A-4.1 (en haut) et nous avons comparé le profil obtenu par ce modèle dans le cas 1D ($\Phi > 10$ mm) à celui obtenu par les simulations ESTHER (en bas).

Une première remarque peut-être formulée : le comportement attendu (une détente plus courte avec les petites taches) est obtenu; en revanche, même à 7 ns, ce modèle prévoit une baisse de la pression maximale avec la tache utilisée : environ 20 % de baisse pour une tache de 0,6 mm et 5 % à 3 mm, par rapport au cas 1D. Bien que ce comportement soit attendu aux longues impulsions, il est ici probablement surestimé aux courtes impulsions d'autant que nos résultats expérimentaux n'ont pas montré, à 7 ns, de variations dans la pression maximale avec la taille de la tache utilisée.

En effectuant la même simulation à 20 ns (Figure A-4.2), nous observons effectivement que les effets de fuite ont un impact plus important à la fois sur la durée et sur la valeur maximale du profil de pression. Cette fois, la baisse est d'environ 40 % à 0,6 mm et 20% à 3 mm. A nouveau, il faudra confirmer ceci expérimentalement, mais nos mesures de pression réalisées à 21 ns n'ont pas montré une chute aussi significative dans la pression maximale atteinte, indiquant que le coefficient d'ajustement β présente probablement une dépendance avec la durée d'impulsion, qu'il faudra alors parvenir à expliquer.

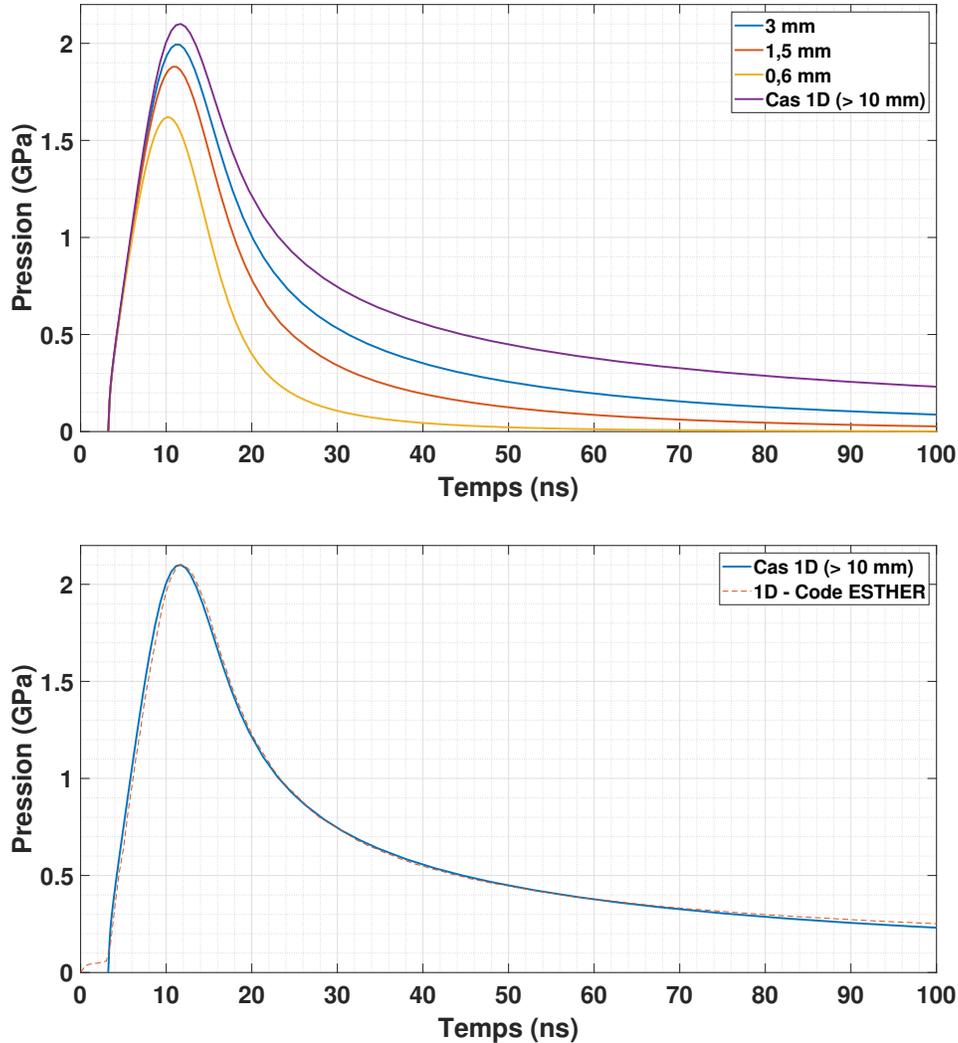


FIGURE A-4.1 – Profils de pression obtenus par ce second modèle ($\beta = 3$) pour trois taches laser (0,6 mm, 1,5 mm et 3 mm) sous une intensité de 1 GW/cm^2 (haut) et comparaison avec la simulation ESTHER (bas) pour les grandes taches

Sur la Figure A-4.3, nous avons étudié l'effet de l'intensité laser initiale (1 GW/cm^2 contre 8 GW/cm^2). Les profils de pression représentés sont normalisés par la pression maximale obtenue dans le cas 1D pour chaque intensité.

En effet, l'intensité utilisée va modifier à la fois la température maximale et la pression maximale du plasma, et donc la valeur du coefficient b de fuite via la vitesse du son. L'estimation de la température absolue étant problématique, nous sommes restés sur une valeur de $50\,000 \text{ K}$ à 4 GW/cm^2 , d'après les simulations ESTHER.

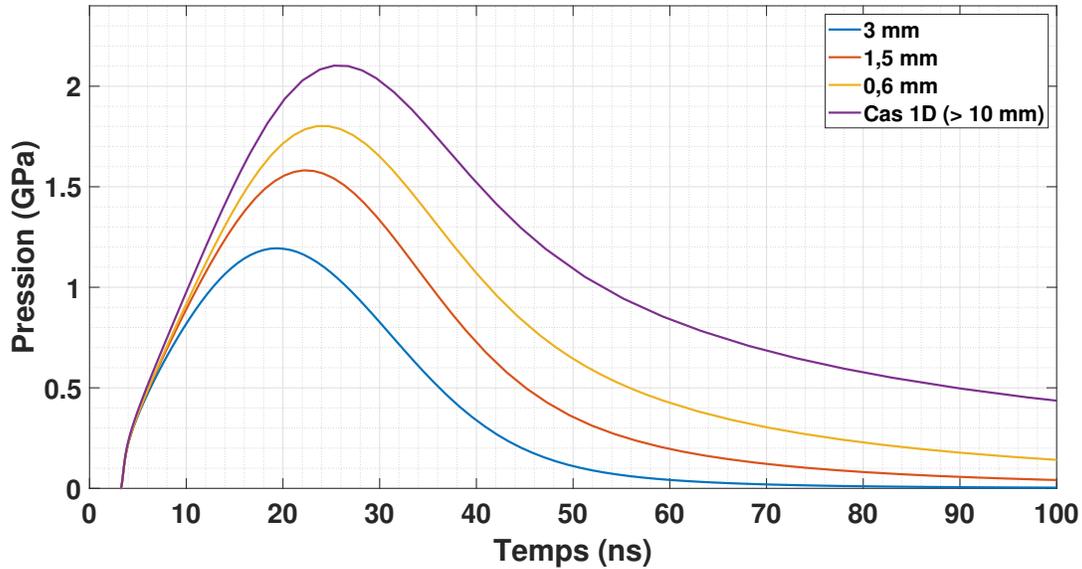


FIGURE A-4.2 – Profils de pression obtenus pour une impulsion gaussienne de durée à mi-hauteur 20 ns et pour trois taches laser (0,6 mm, 1,5 mm et 3 mm) à une intensité de 1 GW/cm^2

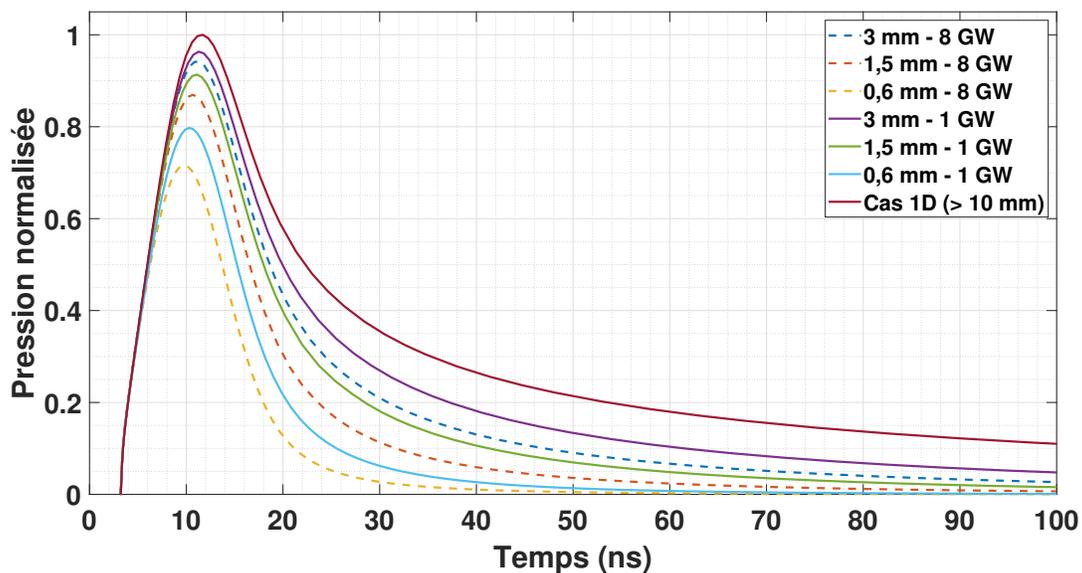


FIGURE A-4.3 – Profils de pression (normalisée) obtenus pour deux intensités (1 GW/cm^2 et 8 GW/cm^2) et pour trois taches laser (0,6 mm, 1,5 mm et 3 mm)

Comme prévu, nous observons bien que la détente est raccourcie aux intensités plus élevées, tout comme la pression maximale atteinte (puisque la fuite, présente dès le début, est alors plus intense) par rapport à la valeur attendue.

Perspectives futures

Ce second modèle, comme nous l'avons expliqué, est plus rigoureux et complet que notre modèle développé dans le chapitre III. En revanche, il est plus complexe à optimiser (de nombreux paramètres interviennent) et en particulier il faudra comparer les résultats obtenus avec d'autres données expérimentales étudiant l'impact de la durée de l'impulsion laser ou de l'intensité laser utilisée, par exemple.

Ce modèle constitue somme toute une base future sur laquelle s'appuyer pour améliorer la compréhension et les modèles 2D d'évolution des plasmas confinés.

Par ailleurs, d'autres diagnostics expérimentaux pourront être utilisés pour parvenir à obtenir des valeurs plus précises sur les densités et températures atteintes par le plasma, qui pourront alors être comparées avec les prévisions de ce modèle.

Enfin, les lois d'échelle établies par Pirri pourront aussi faire l'objet d'une intégration dans les versions futures de ce modèle, permettant ainsi l'émergence d'un modèle complet intégrant tous les phénomènes connus et observés à ce jour.

Bibliographie

- J. Frenkel. *Kinetic Theory of Liquids*. Dover Publications NY, 1955.

COMMUNICATIONS SCIENTIFIQUES

Articles, conférences et brevets

Articles

- ▶ **A Paraître** Development and optimization of Laser Shock Repeated Dense Peening (LSRDP) using most advanced laser architectures.
- ▶ **A Paraître** Review on Laser Interaction in Confined Regime : Discussion about Source Term for Laser Shock Applications and Simulations.
- ▶ Laser interaction in a water tank configuration : Higher confinement breakdown threshold and greater generated pressures for laser shock peening.
Journal of Laser Applications, 33 (2021).
<https://lia.scitation.org/doi/10.2351/7.0000536>
- ▶ Beam size dependency of a laser-induced plasma in confined regime : Shortening of the plasma release. Influence on pressure and thermal loading.
Optics and Laser Technology, 135 (2021).
<https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2020.106689>
- ◇ (co-auteur) Novel confinement possibility for laser shock : Use of flexible polymer confinement at 1064 nm wavelength.
Metals, 11 (2021).
<https://doi.org/10.3390/met11091467>
- ◇ (co-auteur) Identification of constitutive equations at very high strain rates using shock wave produced by laser.
European Journal of Mechanics / A Solids, 92 (2022).
<https://doi.org/10.1016/j.euromechsol.2021.104432>
- ◇ (co-auteur) **A Paraître** High strain rate laser shock propagation through Aluminum alloy.
- ◇ (co-auteur) **A Paraître** Material model characterization of 7075-2017 aluminium alloy joined by stir welding.
- ◇ (co-auteur) Towards selective laser paint stripping using shock waves produced by laser-plasma interaction for aeronautical applications on AA 2024 based substrates.
Optics and Laser Technology, 141 (2021).
<https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2021.107095>
- ◇ (co-auteur) Laser induced plasma characterization in direct and water confined regimes : new advances in experimental studies and numerical modelling.
Journal of Physics D : Applied Physics, 54 (2021).
<https://doi.org/10.1088/1361-6463/abc040>

-
- ◇ (co-auteur) Propagation of laser-generated shock waves in metals : 3D axisymmetric simulations compared to experiments.

Journal of Applied Physics, 128 (2020).

<https://doi.org/10.1063/5.0021131>

- ◇ (co-auteur) Laser Shock Peening : Toward the Use of Pliable Solid Polymers for Confinement.

Metals, 9 (2020).

<https://doi.org/10.3390/met9070793>

Conférences et présentations orales

- ▶ **A venir** Development and optimization of fast laser shock peening (FLSP) using most advanced laser architectures (11994-17). Présentation orale et soumission d'un article pour la conférence *SPIE LASE, Photonics West, High-Power Laser Materials Processing : Applications, Diagnostics, and Systems XI* de 2022, San Francisco (USA), 22-27 janvier 2022.
- ▶ Development of Laser Shock Repeated Dense Peening (LSRDP) at High Repetition Rate (JM3A.53). Présentation (en ligne) d'un poster et d'une vidéo d'accompagnement pré-enregistrée à la conférence *OPTICA (OSA) Laser Congress (Advanced in Solid State Lasers et Laser Applications Conference)* de 2021, 3-7 octobre 2021.
- ▶ Towards LSP delivered by fiber : laser/matter interaction for small focal spots. Présentation orale (en ligne) à la *13ème édition de HPLA (High Power Laser Ablation)*, avril 2021.
- ▶ Développement d'un nouveau modèle d'expansion des plasmas induits par laser sous confinement eau. Présentation orale donnée lors du workshop (en ligne) sur *l'étude de la transition du solide au plasma, GdR LEPICE, novembre 2020*.
- ▶ *Ma Thèse en 180 secondes*. Participation orale au concours de vulgarisation scientifique en 180 secondes, finale d'HESAM Université, Paris (France), mars 2020.
lien : <https://www.youtube.com/watch?v=qSpgZPbGTtY>
- ▶ En route vers le grenailage laser fibré : interaction laser/matière avec petites taches focales. Poster et articles présentés à la conférence *Mécamat, Aussois (France), janvier 2020*.

-
- ▶ Laser Shock Applications. Current issues for laser/matter interaction in confined geometry. Présentation orale donnée lors du *workshop FLASH, GdR LEPICE, Paris (France), novembre 2019.*
 - ▶ Laser/matter interaction in a confined geometry for small focal spots (less than a mm). Application to surface reinforcement by Laser Shock Peening (LSP). Poster présenté à la conférence de la *6ème journées VH (Vélocimétrie Hétérodyne) du CEA, Bordeaux (France), septembre 2019.*
 - ▶ Problématiques en choc laser. Présentation orale donnée lors du *RNC Surfaces des Arts et Métiers, Paris (France), juin 2019.*

Brevets

- ▶ SYSTÈME DE TRAITEMENT DE MATÉRIAU PAR CHOC LASER AMÉLIORÉ.
Brevet N°2013433 déposé auprès de l'INPI par Thales et le CNRS, décembre 2020.

Interaction laser/matière en régime confiné pour des petites taches focales (inférieures au mm)

Application au renforcement de surfaces par grenailage laser

Résumé

Le grenailage laser (LSP – Laser Shock Peening) est un procédé de traitement de surface utilisé principalement dans les domaines aéronautique, naval et nucléaire afin de renforcer les métaux utilisés, prolonger leur durée de vie et in fine alléger les structures obtenues. Cette problématique clef de renforcement des métaux est étudiée depuis les années 1970, et des configurations industrielles fonctionnelles sont effectives depuis 20 ans. Dans le cadre de cette thèse, nous avons souhaité étudier plus finement l'interaction entre le laser de puissance et la matière sous sa quatrième forme (plasma), dans le régime de confinement eau. En particulier, cette étude a été menée pour les taches laser submillimétriques, avec comme objectif de pouvoir adresser de nouvelles problématiques : traitement de zones claustrées, transport du faisceau laser par fibre optique et développement d'une configuration haute cadence sans revêtement de protection thermique. Face à ces besoins identifiés dans le projet ANR Forge Laser et conjointement aux développements récents atteints par Thales concernant les lasers solides de puissance pompés par diodes (DPSS – Diode Pumped Solide State) avec le système THEIA (200 Hz, 10 ns, 1 J), nous avons mis en œuvre et caractérisé une nouvelle plateforme de traitements par grenailage laser.

Cette thèse s'articule autour de quatre parties : une synthèse de l'état de l'art et une identification des questions scientifiques et industrielles en suspens ; une présentation des diagnostics expérimentaux utilisés ; la compréhension et la maîtrise du procédé, notamment à travers le développement de nouveaux modèles pour l'expansion des plasmas ; enfin, la caractérisation des traitements de grenailage laser effectués sur la nouvelle plateforme Rogue Laser, basée sur le laser THEIA 200 Hz.

Mots-clefs : laser ; interaction laser/matière ; contraintes résiduelles ; traitements de surfaces ; grenailage laser

Abstract

Laser Shock Peening (LSP) is a surface treatment process used mainly in the aeronautical, naval, and nuclear fields in order to strengthen used metals, extend their lifetime and thus lighten the whole structures. This key issue of metal reinforcement has been studied since the 1970s, and functional industrial configurations have been effective for more than 20 years. In this thesis, we wished to study with more accuracy the interaction between the laser and the matter (in its fourth state, called a plasma), in the water confinement regime. Especially, this study was carried out for submillimetre laser spots, with the aim of being able to address new issues: treatment of sheltered areas, beam transportation through optical fibre and development of a high-repetition rate configuration without using a thermal protective coating. To answer these needs identified in the ANR Forge Laser project and by exploiting the recent developments achieved by Thales regarding diode-pumped solid-state lasers (DPSS) with the THEIA laser system (200 Hz, 10 ns, 1 J), we have implemented and studied a new platform to perform LSP treatments.

Keywords: laser ; laser/matter interaction ; residual stress ; surface treatment ; LSP